

細径 FBG センサの不均一ひずみ分布応答を利用した 複合材料の損傷検知システムに関する研究

水谷忠均

目次

第 1 章 序論

1.1	はじめに	1
1.2	研究背景および本研究の目的	1
1.3	論文構成	4

第 2 章 不均一ひずみ分布を考慮した FBG の反射光解析

2.1	単一モード光ファイバ	8
2.2	モード結合理論の FBG への適用	14
2.3	行列伝達法による不均一なグレーティングの解法	18
2.4	ひずみ・温度変化が FBG に及ぼす影響	22
2.5	まとめ	34

第 3 章 複合材料積層板中に発生するクラックの検出

3.1	複合材料中に埋め込まれた FBG に対する複屈折の影響	36
3.2	不均一ひずみ分布に対する FBG の応答	44
3.3	細径 FBG による積層板成形時のリアルタイムモニタリング	52
3.4	細径 FBG による複合材料積層板のクラック検出	69
3.5	まとめ	84

第 4 章 損傷位置同定への応用

4.1	逆散乱法による損傷位置の同定手法	88
4.2	複素スペクトルの測定手法	91
4.3	実験および解析の結果	93
4.4	まとめ	98

第 5 章 実構造物への適用

5.1	FBG による再使用ロケット実験機・複合材 LH ₂ タンクのひずみ計測	100
5.2	埋め込み型 FBG による複合材 LH ₂ タンクのひずみ・温度計測技術	115
5.3	まとめ	124

第 6 章 結言

6.1	総括	125
-----	--------------	-----

6.2	今後の展望	128
-----	-----------------	-----

付録 A 使用した材料の物性値

付録 B 論文中使用した式の導出

付録 C 行列伝達法による近似精度と今後の課題

付録 D 反射光解析プログラムのコーディング

参考文献

目次

1.1	各章の位置付け	5
2.1	光ファイバの構造と座標系	8
2.2	LP モードの u - w 関係	10
2.3	シングルモード光ファイバの Δ - v 関係	12
2.4	シングルモード光ファイバの Δ - n_e 関係	12
2.5	シングルモード光ファイバの Δ - η 関係	13
2.6	式 (2.25) で定義される FBG の屈折率構造	17
2.7	ユニフォーム FBG($L=10\text{mm}$) の反射光スペクトル	20
2.8	行列伝達法による数値的解法	21
2.9	光ファイバの座標系	23
2.10	有効屈折率 n_e が変化したときの光のコア閉じこめ率 η の変化	28
2.11	軸方向ひずみ $\varepsilon_{z,k}$ が加わったときの屈折率周期変化	28
2.12	セグメント k における離散値 θ_k の変化	31
2.13	軸方向ひずみ ε による反射光スペクトルの変化	31
3.1	90°層方向に切断したクロスプライ積層板の断面写真	39
3.2	細径 FBG を埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の 3 次元有限要素モデル	39
3.3	クロスプライ積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後での反射光スペクトル変化	40
3.4	一方向性積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後での反射光スペクトル変化	40
3.5	クロスプライ積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後でのスペクトル幅変化	41
3.6	被覆の弾性率を変化させた場合の複屈折効果によるスペクトル幅変化	42
3.7	被覆のポアソン比を変化させた場合の複屈折効果によるスペクトル幅変化	43
3.8	トランスバースクラックを含めた 3 次元有限解析モデル	47
3.9	有限要素モデルの座標系におけるグレーティング位置の定義	47
3.10	有限要素解析によるトランスバースクラック近傍の不均一ひずみ分布	48
3.11	トランスバースクラック発生時の不均一な 3 軸ひずみ分布を考慮した FBG の反射光スペクトル	48
3.12	トランスバースクラックの位置による FBG の反射率変化	49
3.13	被覆の弾性率の違いによる細径 FBG の軸方向ひずみ分布 ε_z	49

3.14	被覆の弾性率が 0.1GPa である細径 FBG のトランスバースクラック発生に対する反射光スペクトル変化	50
3.15	被覆の弾性率が 10.0GPa である細径 FBG のトランスバースクラック発生に対する反射光スペクトル変化	50
3.16	被覆の弾性率が 0.1GPa である細径 FBG のトランスバースクラック位置に対する反射率変化	51
3.17	被覆の弾性率が 10.0GPa である細径 FBG のトランスバースクラック位置に対する反射率変化	51
3.18	FBG による積層板成形モニタリングの概略図	54
3.19	CFRP 積層板成形時の温度履歴	54
3.20	融着接続機 S182A	56
3.21	細径光ファイバ用固定 V 溝	56
3.22	細径-通常径光ファイバ融着手順	57
3.23	融着接続機を利用した異径光ファイバ融着	57
3.24	温度計測 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)	59
3.25	温度計測 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)	59
3.26	計測された中心波長の温度シフト量および理論値との比較	60
3.27	CFRP 一方向性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)	62
3.28	CFRP 一方向性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)	62
3.29	CFRP 一方向性積層板成形後に測定した細径 FBG の反射光スペクトル	63
3.30	CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)	65
3.31	CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)	65
3.32	図 3.30 に対する数値解析結果	66
3.33	図 3.31 に対する数値解析結果	66
3.34	CFRP クロスプライ積層板成形後に測定した細径 FBG の反射光スペクトル	67
3.35	CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル幅の時間変化	67
3.36	温度計測 FBG の反射光スペクトル幅の時間変化	68
3.37	CFRP 積層板中に埋め込んだ細径 FBG と温度計測 FBG の中心波長変化	68
3.38	細径 FBG センサを埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の試験片形状	70
3.39	細径 FBG センサを埋め込んだ CFRP 疑似等方性積層板の試験片形状	70

3.40	90°方向に切断した疑似等方性積層板の断面写真	70
3.41	準静的負荷除荷試験におけるクラック検出実験の概略図	71
3.42	細径 FBG を埋め込んだ一方向性積層板の引張試験結果	73
3.43	クロスプライ積層板引張試験の荷重履歴	75
3.44	クロスプライ積層板の荷重サイクルにおける最大ひずみとクラック密度	75
3.45	クラック密度増加に伴う反射光スペクトルの変化	77
3.46	荷重サイクル#3 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル	78
3.47	荷重サイクル#4 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル	79
3.48	荷重サイクル#6 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル	80
3.49	ひずみゲージと FBG によるひずみ計測の誤差とクラック密度の関係	81
3.50	クラック密度増加に伴う CFRP 疑似等方性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の 反射光スペクトル変化	83
4.1	逆散乱法を適用する FBG の離散化モデル	89
4.2	複素スペクトルを測定するための試験装置	92
4.3	光ネットワークアナライザの群遅延測定原理	92
4.4	通常径アポダイズド FBG の複素反射光スペクトル	95
4.5	通常径アポダイズド FBG の逆散乱法によるアポダイゼーション推定	95
4.6	損傷のあるクロスプライ積層板中に埋め込まれた細径 FBG の複素反射光ス ペクトル	96
4.7	図 4.6 に対応する数値計算によって求めた p 方向の偏波のみを考慮した複素反 射光スペクトル	97
4.8	図 4.7 に示す複素反射光スペクトルに逆散乱法を適用した結果	97
5.1	再使用ロケット実験機	101
5.2	接着剤に入ったクラック	104
5.3	接着剤にクラックが入ったことによる反射光スペクトルの変化	104
5.4	LHe 環境における FBG の特性取得のために使用したチャンバー付き引張試験 装置	105
5.5	LHe 環境で計測した FBG のひずみ-波長シフト関係	105
5.6	RVT 搭載装置の外観	106
5.7	RVT 搭載型 FBG 計測装置の計測システム	107
5.8	RVT 搭載 FBG 計測装置に使用したチャープ FBG の特性	107
5.9	RVT 搭載型計測装置の性能評価試験における計測システム	108

5.10	極低温加圧試験における光スペクトラムアナライザによる FBG のひずみ計測値とひずみゲージ計測値との比較	110
5.11	極低温加圧試験における搭載型 FBG 計測装置と光スペクトルアナライザによる FBG のひずみ計測値の比較 (連続計測)	110
5.12	RVT 第 3 次離着陸実験における 1 回目の離着陸実験	112
5.13	RVT に搭載された FBG 計測装置	113
5.14	離着陸実験時のリアルタイム計測システム	113
5.15	離着陸実験時のリアルタイム計測結果	114
5.16	図 5.15 に示された FBG 計測結果の詳細 (ディテクタ出力)	114
5.17	極低温タンク埋め込み用に試作した FBG 温度センサ	117
5.18	FBG の温度変化に対するシフト波長の非線形性	117
5.19	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンクの FBG 配置図	118
5.20	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンクの全体写真	119
5.21	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンク耐圧試験のひずみ計測結果 (時系列)	122
5.22	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンク耐圧試験の圧力-ひずみ線図	122
5.23	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンク耐圧試験の温度計測結果 (時系列)	123
C.1	ひずみに対する中心波長 (もしくはブラッグ波長) のシフト量の比較	140
D.1	不均一ひずみ分布を考慮した反射光スペクトル計算のフローチャート	142
D.2	光ファイバ特性計算ルーチン	143
D.3	FBG の離散モデル化ルーチン	143
D.4	モード結合定数計算ルーチン	143
D.5	行列伝達法による反射率計算ルーチン	144

表目次

2.1	モード結合定数 $q(z)$ に関わる変数がひずみ・温度変化によって受ける影響 . . .	27
3.1	有限要素解析によって求めた細径 FBG センサの熱残留ひずみ (単位: $\mu\epsilon$)	38
3.2	被覆の弾性率を変化させた場合の細径光ファイバの熱残留ひずみ (ひずみの単位: $\mu\epsilon$)	42
3.3	被覆のポアソン比を変化させた場合の細径光ファイバの熱残留ひずみ (ひずみの単位: $\mu\epsilon$)	43
3.4	成形時のリアルタイムモニタリングに使用した細径 FBG を埋め込んだ CFRP 積層板	53
3.5	細径 FBG を埋め込んだ CFRP 試験片の試験条件	72
3.6	クロスプライ積層板引張試験の荷重サイクル詳細	74
5.1	再使用ロケット実験機への FBG 適用実験の経過	101
5.2	FBG による極低温ひずみ計測における光ファイバ被覆と接着剤の組み合わせ試験結果	103
5.3	離着陸実験#3 の実験経過	111
5.4	FBG 埋め込み LH ₂ タンクと RVT 搭載型 LH ₂ タンクとの違い	115
5.5	FBG 埋め込み複合材 LH ₂ タンクの極低温充填加圧試験の概要	120
A.1	炭素繊維複合材料 (T800H/3631) の力学的特性	129
A.2	細径光ファイバの形状	130
A.3	細径光ファイバの力学的特性	130
A.4	細径光ファイバ被覆の力学的特性	130
A.5	細径光ファイバの光学的特性	130
A.6	細径 FBG のグレーティング特性	131

第 1 章

序論

1.1 はじめに

近年, 航空宇宙分野における炭素繊維複合材料 (CFRP: carbon fiber reinforced plastic) の適用が増加している. CFRP は比強度, 比剛性に優れた材料である. 近年の航空分野においては, ボーイング社の B7E7, エアバス社の A380, 宇宙分野においても極低温 (例えば液体水素) 推進剤タンクなどに CFRP が積極的に適用され, 実用レベルにおいてもその需要の増加が顕著である. しかしながら, 現在の構造設計では, CFRP の最終強度より低い応力レベルで生じる微視的損傷 (樹脂クラック, 層間剥離など) を許容しておらず, 複合材料の特性を十分に生かした構造設計が行われていない. 複合材料は微視的損傷が発生した後も, その損傷状態を的確に把握することができれば, 十分に安全な運用が可能である. ゆえに, この微視的損傷状態を定量的に評価する構造ヘルスマニタリングシステムの構築は, 複合材構造部材の損傷許容設計を可能にし, 航空宇宙分野のみならず, あらゆる分野の構造設計において革新的な発展をもたらすことができる.

1.2 研究背景および本研究の目的

本論文では, 光ファイバセンサによる複合材料の構造ヘルスマニタリングに関する研究を行った. 光ファイバセンサによる構造ヘルスマニタリングが提唱され, 基礎研究が盛んに行われるようになったのは, 1990 年代になってからである [1]. 当初は光ファイバが材料の損傷によって破断する破断型センサや, 光ファイバが曲げられることによるパワーロスを利用した曲げ損失型センサが主流であったが, 光ファイバ技術の発達とともに, 干渉を利用したファブリペローセンサ, ブルリアン散乱光を利用した BOTDR センサなどの適用も行われている [2, 3].

本研究で使用した FBG (fiber Bragg gratings) も光ファイバセンサの一種であり, FBG は光ファイバのコア内に周期的な屈折率変調を与えることによって, 特定の波長の光を選択的に反射することのできる光学的なフィルタである. この FBG の反射特性は以下のブラッグ条件 (Bragg

condition) によって定義される.

$$\lambda_B = 2n_e\Lambda \quad (1.1)$$

ここで, λ_B は反射光の中心波長で「ブラッグ波長 (Bragg wavelength)」と呼ばれる. n_e は光ファイバの有効屈折率, Λ はグレーティング構造の周期であり, 以下 Λ のことを格子間隔と呼ぶ. n_e および Λ の具体的な説明は第 2 章で行うのでここでは割愛し, 以下に概念的な説明を加える.

この FBG がセンサ機能を持つのは, n_e および Λ が温度, ひずみにより変化し, その結果 λ_B も変化するためである. FBG を利用した構造ヘルスマモニタリングに関する研究例のうち, 大多数がひずみ・温度変化に対するブラッグ波長の変化に注目したものである. 近年の報告では, 温度補償機能を付加したひずみ計測や [4], 複屈折 FBG による横方向荷重の測定 [5] などセンサ機能の多機能化に焦点が置かれている. しかしこれらの研究例は, 基本的にはひずみや温度の計測に FBG を適用した例であり, 静的な評価だけを考えれば複合材料の微視的損傷を直接捉えることは難しい.

また, 光ファイバセンサが「小型」である利点を生かして, 複合材料中に光ファイバセンサを埋め込んで材料と一体化した「スマート材料」という概念がある. これは光ファイバセンサを複合材料に適用し始めた初期から提唱されている概念であるが, 埋め込み方によっては樹脂リッチの発生などによる材料の強度低下が指摘されている [1]. そこで, 複合材料への埋め込みに特化した細径光ファイバに FBG を書き込んだ細径 FBG を東京大学と日立電線 (株) が共同で開発した [6]. 細径光ファイバはクラッドの外径が $52\mu\text{m}$ のシングルモード光ファイバで, ポリイミドによる被覆を含めても外径が $52\mu\text{m}$ である. 一般的な CFRP 複合材料のプリプレグ (炭素繊維に樹脂を含浸した成形用の中間材料) の厚みが $125\mu\text{m}$ であることから, 埋め込みに適した光ファイバセンサである.

以上のことから, 埋め込みに適した細径 FBG を複合材料に適用し, 材料の微視的損傷を定量的に評価する手法が求められる. ところで, FBG は従来のひずみゲージなどとは異なり, 不均一なひずみ分布に対して特異な応答を示すことが知られている [7, 8]. また, 複合材料に微視的損傷が発生した場合には, 損傷近傍では応力集中により不均一な応力場が生じる. そこで著者は, 細径 FBG を複合材料中に埋め込み, FBG の不均一分布に対する応答を複合材料の損傷検出に適用し, 微視的損傷の定量的な評価手法を提案した [9–13]. ここで示した評価手法は以下の通りである. 損傷近傍の不均一な応力場の影響によって, FBG が軸方向に不均一なひずみ分布を持つ. この FBG の不均一なひずみ分布に対する応答を評価し, 複合材料中の微視的損傷を検出した.

この他にも, 細径光ファイバを適用した構造ヘルスマモニタリングの研究は現在, 活発に行われている [14]. 筒井らは航空機の胴体構造を模擬した供試体中に細径光ファイバを埋め込んで衝撃損傷を検出した [15]. これは衝撃により構造体に変形し, 光ファイバの曲げ損失を利用した損傷検出方法を適用している. また, 細径 FBG の適用例としては, 武田らによる複合材料積層板の剥離検知への応用 [16, 17] が挙げられる. 岡部らは, 実験的な考察から細径チャープ FBG による

損傷位置同定への応用 [18] を行っている。

また、一般に光ファイバを複合材料中に埋め込んだ場合、FBG には成形温度からの温度差によって熱残留応力が加わる。場合によっては非軸対称なひずみが加わり、その場合には複屈折が誘起される。この埋め込みによる複屈折の影響によって反射光スペクトル形状が変化することが辻らによって報告がされている [19]。しかし、この埋め込みによる複屈折の影響と、損傷発生による不均一なひずみ分布の影響を同時に考慮した解析手法は未だ提案されていない。そこで本論文において、著者らが提案した微視的損傷の検出手法を改良し、より精密な FBG の反射光解析を行う。

これまでに示した FBG を構造ヘルスマニタリングに適用した例では、FBG に加わるひずみから反射光を解析することによって、複合材料内の損傷検知能力を評価している。これとは逆に、FBG の応答から不均一なひずみ場を推定することができれば、より正確に損傷位置の同定が可能になる。この「逆問題」に関して、Huang らは反射光スペクトルからひずみ分布を求める手法を提案している [20]。ここではスペクトルの強度、位相、もしくは複素反射光スペクトルのフーリエ変換によってひずみ分布を推定しているが、強度、位相スペクトルからの逆解析手法は単調増加（もしくは減少）のひずみ場しか求めることができない。また、複素反射光スペクトルからの逆解析手法では任意のひずみ分布を推定できるが、空間分解能が約 1mm であり、積層板内の微視的損傷を検出する場合にはやや精度が不足している。そこで本論文では、新たな解析手法を提案し、任意のひずみ分布をより精度の高く推定する。

最後に、前節で述べたとおり、航空宇宙分野における複合材料構造の適用は飛躍的に増加している。それとともに、健全性保証技術の開発は急務である。しかしながら、現状では試験片レベルですら健全性保証技術の適用には、時間と経験が必要である。まして、力学的にも幾何学的にも非常に複雑な実構造物では、技術の適用に要する時間と経験は膨大になると思われる。そこで、本研究では光ファイバセンサ、特に埋め込み FBG による構造ヘルスマニタリングシステムの実用化を容易にするための基礎研究を行った。この基礎研究の最終的な目標は、細径 FBG を複合材料構造に埋め込んで、材料内部のひずみ、温度計測に加えて、微視的損傷検知を行うことである。本研究では、宇宙輸送機で重要である極低温複合材燃料タンクの健全性保証技術について取り組む。

以上で示した本研究の目的を箇条書きでまとめる。

- (1) 内部の不均一ひずみ場を詳細に考慮した FBG の反射光解析
- (2) 埋め込み細径 FBG による積層板内のトランスバースクラック検知
- (3) 埋め込み細径 FBG による解析的な背景を持つ損傷発生位置の同定手法提案
- (4) 基礎研究から実構造物への応用を視野に入れた基幹技術確立

1.3 論文構成

次章以降の構成は以下の通りである。

まず、第 2 章においては理論的な背景について詳細を述べる。ここで特に検討した事項は

- 行列伝達法による FBG の離散化解析モデル導入
- 不均一な 3 軸ひずみ分布を考慮した FBG の反射光解析手法
- 複屈折効果が FBG に及ぼす影響

であり、FBG の不均一なひずみ分布に対する応答を解析するための準備を行う。

次に、第 3 章においては細径 FBG を CFRP 積層板の損傷検知に適用するための検討を行う。主に、以下の項目を中心として考察および実験を行う。

- 細径 FBG を積層板に埋め込むことによる光学的な影響
- 細径 FBG によるトランスバースクラックの検出
- 細径 FBG の被覆が損傷検出機能に与える影響

第 4 章では、第 3 章における結果を踏まえて、積層板中で発生した損傷の位置同定手法を提案する。特に、以下の点が特長として挙げられる。

- 離散化した FBG の解析モデルに対する逆散乱法の適用
- 実験的な複素反射光スペクトルに対する逆散乱法の適用
- 逆散乱法による複合材料の損傷位置同定

第 5 章では、第 3 章における結果を実構造物に適用するための予備的な検討を行う。また、以下の 2 つの実験を通して、実用段階で重要となるリアルタイム計測についても検討する。

- 再使用ロケット実験機に搭載された、複合材液体水素タンクの離着陸実験における FBG によるひずみ計測
- FBG を埋め込んだ液体水素タンクの極低温加圧試験中におけるひずみ、温度計測

以上 2 点の、最終的な目標が「細径 FBG を埋め込むことによる構造物の健全保証技術の確立」に定めている点で、本論文との整合性があることを強調しておく。

最後に、第 6 章において本論文の総括を行い、今後の展望を述べる。各章の相互関係を図 1.1 に示す。

第2章 基礎理論

不均一ひずみ分布を考慮したFBGの反射光解析

- ・行列伝達法によるFBGの離散化モデルの導入
- ・不均一な3軸ひずみ分布を考慮したFBGの反射光解析手法
- ・複屈折効果がFBGに及ぼす影響

解析手法の適用

解析手法の応用

第3章 損傷検出手法の基礎的検討

複合材料積層板中に発生するクラック検出

- ・積層板埋め込みによる光学的影響
- ・細径FBGによるクラック検知手法確立
- ・FBG被覆の材料特性が及ぼす影響

応用

第4章 損傷検出手法の応用

損傷位置同定への応用

- ・逆散乱法の適用
- ・実測のスペクトルに対する適用
- ・逆散乱法による損傷位置同定

センサの基本性能実証

第5章 実用化技術の基礎的検討

実構造物への応用

- ・再使用ロケット実験機への適用
- ・埋め込みFBGの極低温タンクへの適用

将来的な目標

細径FBGを埋め込むことによる構造物のスマート化

図 1.1 各章の位置付け

第 2 章

不均一ひずみ分布を考慮した FBG の 反射光解析

本論文では, FBG に不均一ひずみ分布が加わった時の反射光スペクトル変化を利用して, 複合材料中に発生する損傷を検出することを試みる. そのためには, FBG の反射光スペクトルが不均一なひずみ分布によって受ける影響を詳細に検討する必要がある. そこで本章では, 不均一ひずみを考慮した FBG の反射光解析手法について詳細を述べる.

まず, 第 2.1 節においては, 光導波路解析の基礎について述べる. 特に, 以下の点に焦点をおいて記述する.

- シングルモード光ファイバの特性
- 細径光ファイバと通常径光ファイバの導波路特性の違い

次に第 2.2 節では, モード結合理論と呼ばれる一般的な光波解析手法を利用して, FBG の反射光および透過光の関係を示すモード結合方程式を導出する. さらに第 2.3 節では, FBG が不均一なグレーティング構造を持つ場合におけるモード結合方程式の近似解法を示す. これらの節では, 以下の事項について詳しく述べる.

- 不均一なグレーティング構造を考慮したモード結合方程式の導出
- 行列伝達法による近似解法

最後に, 第 2.4 節では本論文の特長である, 不均一な 3 軸ひずみ分布を考慮した FBG の反射光解析について詳しく述べる. 具体的には, 以下の 2 点に注目した.

- 光弾性効果による屈折率変化
- 複屈折現象による 2 つの偏波モードの発生

これらの詳細な検討結果を踏まえて, 不均一ひずみ分布を考慮した FBG の反射光解析手法を提案する.

2.1 単一モード光ファイバ

一般的に, FBG はシングルモード光ファイバの中に形成されている. 本研究で使用した FBG についても同様である. その解析を行うためには, シングルモード光ファイバの中を伝搬する光の特性について考慮する必要がある. 本節では FBG の解析に必要である有効屈折率, およびコアの中を伝搬する光のパワーについて, 解析解を示す. なお, 本論文ではパワーロスのないシングルモード光ファイバを仮定する.

図 2.1 に示すようなコア (屈折率: n_1 , 半径: a), クラッド (屈折率: n_0) からなる光ファイバを考える. なお, 本論文では光ファイバの軸方向, すなわち光の進行方向を z 軸と定義する. 本章では x, y 軸を光ファイバの断面内で任意に定義することができるが, 第 3 章では CFRP 積層板の座標系に従って一意に定義される.

さて, 一般的に光ファイバのコア, クラッドの屈折率差は小さく, この差を表すための指標として比屈折率差 Δ を以下のように定義する.

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \simeq \frac{n_1 - n_0}{n_1} \quad (2.1)$$

例えば, 細径光ファイバの Δ は 0.65% であり (表 A.5), このように $\Delta \ll 1$ の場合は, $n_0/n_1 \simeq 1$ と近似することができる. この近似は弱導波近似と呼ばれ, この近似によって得られるモードを LP モード (linearly polarized mode) と呼ぶ [21]. 図 2.1 の z 方向に伝搬する光の伝搬定数 β はモードによって異なる. それに従って有効屈折率 n_e ($n_0 < n_e < n_1$) が以下のように定義される.

$$n_e = \frac{\beta}{k} \quad (2.2)$$

ここで, k は真空中における光の波数であり, 真空中における波長 λ を用いて

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.3)$$

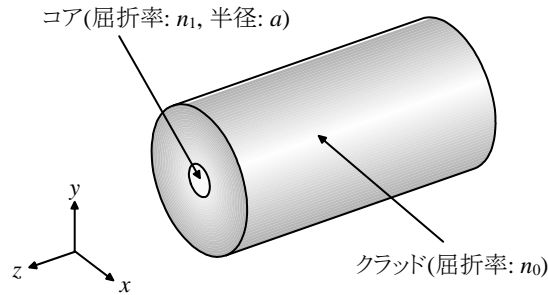


図 2.1 光ファイバの構造と座標系

と表現される. 伝搬定数 β については LP モードの分散方程式を解くことにより求めることができる. LP_{ml} ($m \geq 0, l \geq 1$) モードの分散方程式は以下のように表現される.

$$\frac{J_m(u)}{uJ_{m-1}(u)} = -\frac{K_m(w)}{wK_{m-1}(w)} \quad (2.4)$$

ここで, u は正規化横方向位相定数, w は正規化横方向減衰定数 [22], $J_m(u)$ は第 1 種 m 次ベッセル関数, そして $K_m(w)$ は第 2 種 m 次変形ベッセル関数である. また, u, w は以下のように定義される.

$$u = a \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2} \quad (2.5a)$$

$$w = a \sqrt{\beta^2 - k^2 n_0^2} \quad (2.5b)$$

これら u, w は正規化周波数 v ($v = kn_1 a \sqrt{2\Delta}$) と以下のような関係にある.

$$u^2 + w^2 = v^2 \quad (2.6)$$

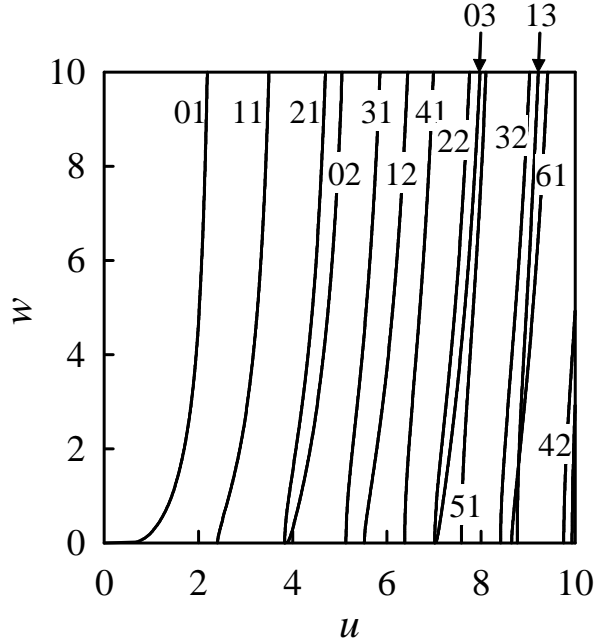
この正規化周波数とは, 個々の光導波路の伝搬特性を導波構造パラメータに依らずに記述するためのパラメータである.

さて, 各 LP モードにおける $u-w$ の関係は式 (2.4) より求めることができる. $0 \leq (u, w) \leq 10$ の範囲について, 各 LP モードの $u-w$ 関係を数値計算によって求めた. 計算結果を図 2.2 に示す. ここで, 正規化周波数 v を用いて各モードが遮断されるカットオフ周波数について調べる. まず LP_{01} モードについては図 2.2 よりカットオフ周波数が存在しない. つまり LP_{01} モードは常に存在するモードであり, ステップ型光ファイバの基本モードとなる. そして, 第 2 番目のモードは LP_{11} モードであることがわかる. ここで, この LP_{11} モードのカットオフ周波数 v_c を求める. 式 (2.4) において $m = 1, w \rightarrow 0, u \rightarrow v_c$ と置き, 数値計算を行うと

$$v_c = 2.4048256 \dots \quad (2.7)$$

が得られ, これより小さい v では LP_{11} モードが存在せず, LP_{01} モードのみが存在する. すなわち, $v < v_c$ がシングルモードファイバの条件になる. 本論文ではこれ以降, シングルモード (LP_{01} モード) の光ファイバのみを対象として議論を進める.

LP_{01} モードの伝搬定数 β は, 式 (2.4) ~ (2.6) を連立させて解くことにより求めることができる. さらに, 式 (2.2) の関係から LP_{01} モードの有効屈折率 n_e を求めることができる. ここで有効屈折率を求める例として, 本研究で使用する細径光ファイバ (コア径: $6.5\mu\text{m}$) を取り上げる. そして, 一般的なシングルモード光ファイバ (コア径: $9.5\mu\text{m}$) と比較して, 伝搬特性の相違を確認する. まず, 図 2.3 に比屈折率差 Δ と規格化周波数 v の関係を示す. ここでは, $\lambda = 1,550\text{nm}$, $n_0 = 1.45$ として, 数値解析を行った. その結果, コア径が細い光ファイバほど同じ Δ でも v が小さくなり, $v = v_c$ における Δ は大きくなることがわかった. 次にこれを Δ と有効屈折率 n_e の関

図 2.2 LP モードの u - w 関係 (図中の数字はモード番号を表す)

係に置き換えたものが図 2.4 である. この場合, コア径が細い光ファイバほど同じ Δ では n_e が小さくなるが, $v = v_c$ では逆にコア径が細い光ファイバほど, n_e が大きくなる. このように同じシングルモード光ファイバでも, コア径が異なれば伝搬特性が異なってくることが, 分散方程式を解くことによって確認できた.

次に, コア中に閉じこめられるパワー比率 η について解析解を記す. LP_{01} モードでは η は以下の式によって表現される [21].

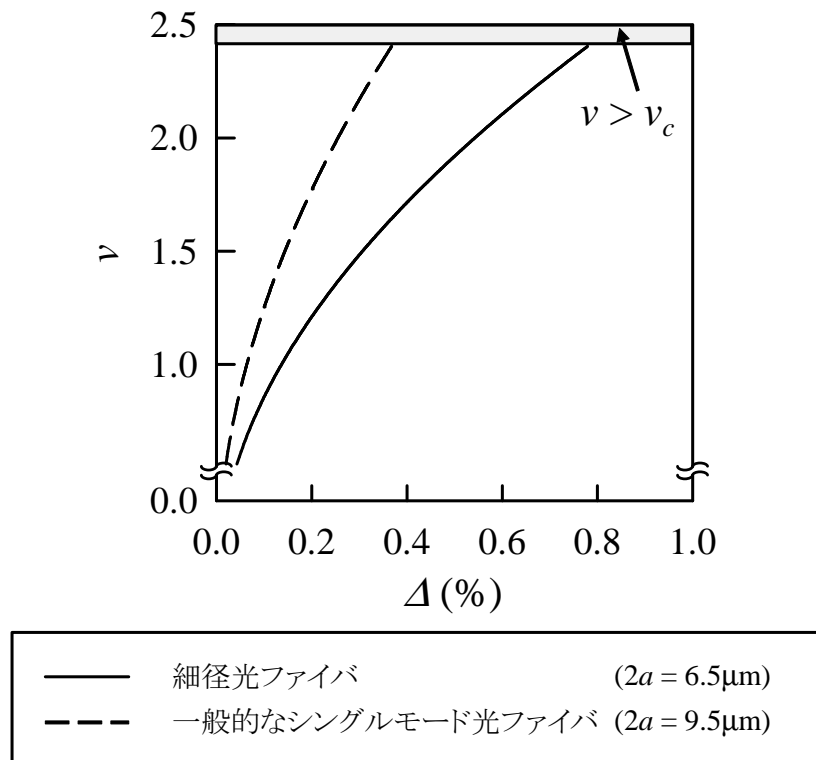
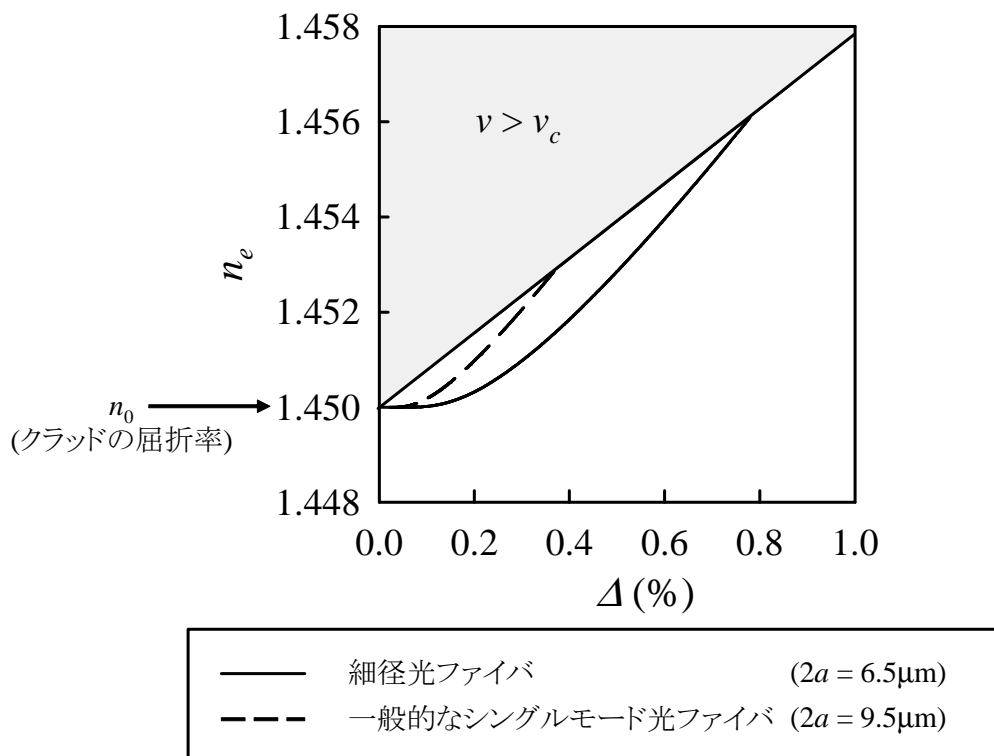
$$\eta = 1 - \frac{u^2}{v^2} \{1 - \xi(w)\} \quad (2.8)$$

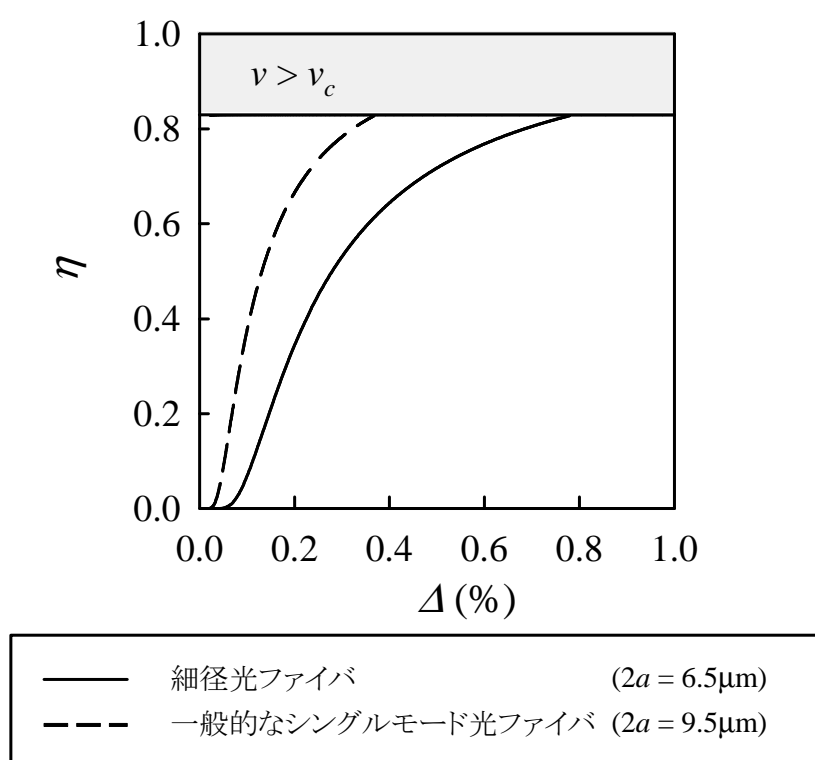
ただし, $\xi(w)$ は

$$\xi(w) = \frac{K_0^2(w)}{K_1^2(w)} \quad (2.9)$$

と定義されるパラメータである. ここで, 比屈折率差 Δ とコア中を伝搬するパワー η の関係について調べる. 先の例と同様のパラメータを使用して細径光ファイバおよび一般的な光ファイバについて数値解析を行った. その結果を図 2.5 に示す. この比較においても, 導波構造の違いが η に影響を与えることが確認できる. また, 式 (2.8) よりシングルモード光ファイバでは, $v = v_c$ において η が最大になる. それでも $\eta \approx 0.828$ であり十数パーセントの光エネルギーがクラッド中で運ばれていることがわかる. このようにシングルモード光ファイバではすべての光パワーがコア中で伝搬されていない. FBG の周期的な屈折率構造はコア中に形成されるものであり, 後に示すモード結合はコア内のみで起こる現象である. したがって, クラッド中を進む光はブラッグ波

長であっても反射されない. つまり, η によって FBG の反射率は影響を受けるため, FBG の解析において重要なパラメータとなる.

図 2.3 シングルモード光ファイバの $\Delta - \nu$ 関係図 2.4 シングルモード光ファイバの $\Delta - n_e$ 関係

図 2.5 シングルモード光ファイバの $\Delta - \eta$ 関係

2.2 モード結合理論の FBG への適用

第 1.2 節で述べたように, FBG は光ファイバのコア中に周期的な屈折率構造を持ち, 特定の帯域の光を選択的に反射することができる. ここでは, その FBG の屈折率構造と光の反射率の関係を理論的に導く. 本論文では一般的に広く用いられているモード結合理論を適用し, FBG の入射光と反射光の逆方向光結合を考える [21–31].

まず始めに, モード結合方程式の導出をおこなう. 式 (2.23) までの導出過程は岡本 [21], および高坂 [22] などに示される Maxwell の方程式を基にした導出過程に従う. それ以降は Skaar ら [26, 27] の導出過程を参考にした. まず, FBG の周期的な屈折率構造を, 図 2.1 に示す座標系で z 方向に均一な屈折率分布 $\tilde{n}(x, y)$ を持つ光ファイバ (無摂動系) からの摂動と考える. ここで, 光ファイバを伝搬する 2 つの無摂動系の電磁界分布を \tilde{E}_p, \tilde{H}_p ($p = 1, 2$) と置き, 平面波を仮定して以下のように表現する.

$$\begin{aligned}\tilde{E}_p &= \mathbf{E}_p(x, y) \exp(-i\beta_p z) \\ \tilde{H}_p &= \mathbf{H}_p(x, y) \exp(-i\beta_p z)\end{aligned}\quad (2.10)$$

ここで, β_p は第 2.1 節で求められる伝搬定数である. これらの電磁界分布は, Maxwell の方程式,

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{E}_p &= -i\omega\mu_0\tilde{H}_p \\ \nabla \times \tilde{H}_p &= i\omega\varepsilon_0\tilde{n}^2(x, y)\tilde{E}_p\end{aligned}\quad (2.11)$$

を満たす. ここで ω は光の角周波数, μ_0 は真空の透磁率 ($= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m), そして ε_0 は真空の誘電率 ($= 8.854 \times 10^{-12}$ F/m) である. 次に, z 方向に不均一な屈折率分布 $n(x, y, z)$ を持つ光ファイバ (摂動系) を考える. この摂動系の電磁界分布 (\tilde{E} および \tilde{H}) を無摂動系の電磁界分布の重ね合わせで表現する.

$$\begin{aligned}\tilde{E} &= A_1(z)\tilde{E}_1 + A_2(z)\tilde{E}_2 \\ \tilde{H} &= A_1(z)\tilde{H}_1 + A_2(z)\tilde{H}_2\end{aligned}\quad (2.12)$$

ここで, $A_1(z)$ および $A_2(z)$ はそれぞれ無摂動系の電磁波の振幅である. この摂動系の電磁界分布についても, Maxwell の方程式

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{E} &= -i\omega\mu_0\tilde{H} \\ \nabla \times \tilde{H} &= i\omega\varepsilon_0 n^2(x, y, z)\tilde{E}\end{aligned}\quad (2.13)$$

を満たす. 以上の関係を利用して付録 B の計算を実行することにより以下の式が得られる.

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + c_{12}\frac{dA_2}{dz} \exp[-i(\beta_2 - \beta_1)z] + i\chi_1 A_1 + i\kappa_{12} A_2 \exp[-i(\beta_2 - \beta_1)z] &= 0 \\ \frac{dA_2}{dz} + c_{21}\frac{dA_1}{dz} \exp[+i(\beta_2 - \beta_1)z] + i\kappa_{21} A_1 \exp[+i(\beta_2 - \beta_1)z] + i\chi_2 A_2 &= 0\end{aligned}\quad (2.14)$$

が得られる。ここで、

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \mathbf{E}_p^* \cdot \mathbf{E}_q dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_p^* \times \mathbf{H}_p + \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) dA} \quad (2.15)$$

$$c_{pq} = \frac{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_p^* \times \mathbf{H}_q + \mathbf{E}_q \times \mathbf{H}_p^*) dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_p^* \times \mathbf{H}_p + \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) dA} \quad (2.16)$$

$$\chi_p = \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \mathbf{E}_p^* \cdot \mathbf{E}_p dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_p^* \times \mathbf{H}_p + \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) dA} \quad (2.17)$$

であり、 $(p, q) = (1, 2)$ あるいは $(2, 1)$ である。なお、 $\int dA$ は光ファイバ断面内での積分である。ここで、FBG の入射光と反射光のモード結合方程式を導出するために、 $+z$ 方向に伝搬する前進波と $-z$ 方向に伝搬する後進波の結合を考える。第 2.1 節で述べた通りシングルモードファイバのみを解析の対象としているので、LP₀₁ モードの前進波を $\tilde{\mathbf{E}}_1$ および $\tilde{\mathbf{H}}_1$ 、LP₀₁ モードの後進波を $\tilde{\mathbf{E}}_2$ および $\tilde{\mathbf{H}}_2$ として、式 (2.10) の $\tilde{\mathbf{E}}_p$ および $\tilde{\mathbf{H}}_p$ ($p = 1, 2$) をそれぞれ以下のように置く。

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = \mathbf{E}_{01}(x, y) \exp(-i\beta z) \quad (2.18)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_1 = \mathbf{H}_{01}(x, y) \exp(-i\beta z)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = \mathbf{E}_{01}(x, y) \exp(+i\beta z) \quad (2.19)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_2 = -\mathbf{H}_{01}(x, y) \exp(+i\beta z)$$

ここで、 \mathbf{E}_{01} および \mathbf{H}_{01} は LP₀₁ モード固有の電磁界分布である。この場合、式 (2.15) ~ 式 (2.17) はそれぞれ以下ようになる。

$$\kappa_{12} = -\kappa_{21} = \kappa \quad (2.20)$$

$$c_{12} = c_{21} = 0 \quad (2.21)$$

$$\chi_1 = -\chi_2 = \kappa \quad (2.22)$$

ここで、

$$\kappa = \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \mathbf{E}_{01}^* \cdot \mathbf{E}_{01} dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_{01}^* \times \mathbf{H}_{01} + \mathbf{E}_{01} \times \mathbf{H}_{01}^*) dA} \quad (2.23)$$

である。一般的に、FBG では屈折率の摂動はコア中にのみ形成され、さらに xy 平面内での摂動がないこと、すなわち $n(x, y, z)^2 - \tilde{n}(x, y)^2 = n(z)^2 - n_1^2$ を仮定すれば、式 (2.23) は以下のように変形できる (付録 B 参照)。

$$\kappa = \frac{2\eta\pi}{\lambda} (n(z) - n_1) \quad (2.24)$$

この $n(z) - n_1$ に示される FBG の周期的な屈折率構造は、三角関数を用いて以下のように一般的に表現できる [26, 27]。

$$n(z) - n_1 = \Delta n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + \Delta n_{dc}(z) \quad (2.25)$$

ここで, Λ は摂動の周期 (格子間隔) であり, $\theta(z)$ は周期 Λ よりはややかに変化する z の関数である. $\Delta n_{ac}(z)$, $\Delta n_{dc}(z)$ についても緩やかに変化する屈折率差であり, これらの摂動の大きさは非常に小さく以下の式を満たす.

$$|\Delta n_{ac}(z)| \ll n_1^2, \quad |\Delta n_{dc}(z)| \ll n_1^2 \quad (2.26)$$

一般的な FBG の屈折率構造を図 2.6 に示す. ここではアポダイゼーション付きのチャープ FBG が示されている. アポダイズド FBG とは屈折率変調の大きさが z に対して変化しているものであり, チャープ FBG は変調の周期が z に対して変化しているものである. アポダイズド FBG については $\Delta n_{ac}(z)$, チャープ FBG については $\theta(z)$ が関係していることは明らかである. この屈折率構造を表す式 (2.25) を式 (2.24) に代入すると,

$$\kappa(z) = \frac{2\eta\pi}{\lambda} \left\{ \Delta n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta n_{dc}(z) \right\} \quad (2.27)$$

となる. 以下の式展開を容易にするため, 式 (2.27) に示される κ を以下のように一般的な形で再定義する.

$$\kappa(z) = \varphi(z) \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \varphi^*(z) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \sigma(z) \quad (2.28)$$

ここで, $\varphi(z)$ は緩やかに変化する z の関数 (複素数) で, $\sigma(z)$ も緩やかに変化する z の関数 (実数) である.

以上の前提から, 式 (2.14) を再び変形する. 式 (2.20) ~ 式 (2.22) を式 (2.14) に代入し, 式 (2.18) および式 (2.19) において $\beta_1 = -\beta_2 = \beta$ であることを考慮すると,

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + i\kappa A_1 + i\kappa A_2 \exp(2i\beta z) &= 0 \\ \frac{dA_2}{dz} - i\kappa A_1 \exp(-2i\beta z) - i\kappa A_2 &= 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

となる. さらに, 式 (2.28) で再定義された $\kappa(z)$ を式 (2.29) に代入して, 以下の変数変換,

$$\begin{aligned} A_1(z) &= a_1(z) \exp(+i(\delta\beta)z) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \\ A_2(z) &= a_2(z) \exp(-i(\delta\beta)z) \exp\left(+i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \end{aligned} \quad (2.30)$$

を行い, さらに回転波近似を用いることによって以下の関係式が得られる (付録 B 参照).

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= -i(\delta\beta)a_1 + q^*(z)a_2 \\ \frac{da_2}{dz} &= q(z)a_1 + i(\delta\beta)a_2 \end{aligned} \quad (2.31)$$

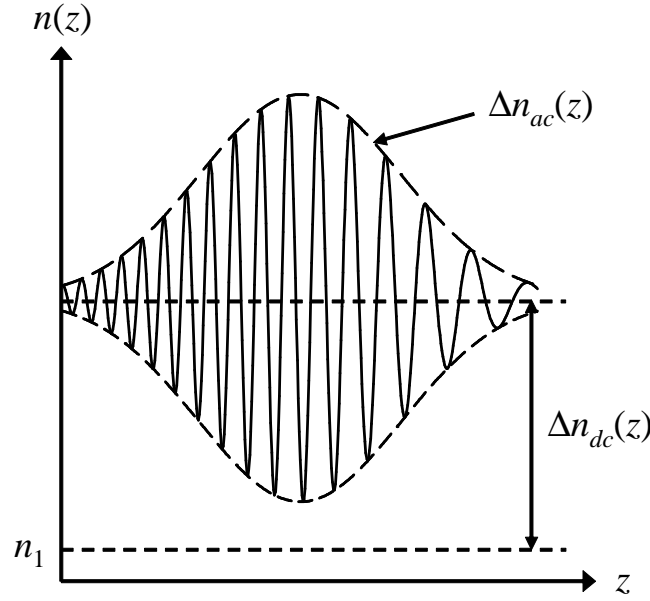


図 2.6 式 (2.25) で定義される FBG の屈折率構造

ここで, $\delta\beta$ は以下のように定義される.

$$\delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.32)$$

これは, ブラッグ波長からの離調 (detuning) に関する変数である. また, 式 (2.31) における $q(z)$ は,

$$q(z) = i\varphi(z) \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \quad (2.33)$$

である. この式 (2.31) をモード結合方程式と呼び, 式 (2.33) で定義される $q(z)$ をモード結合係数と呼ぶ. モード結合係数の具体的な表現は式 (2.28) で再定義した κ と FBG の屈折率構造から導いた式 (2.27) の κ を比較することによって求めることができる.

$$|q(z)| = \frac{\eta\pi\Delta n_{ac}(z)}{\lambda} \quad (2.34)$$

$$\arg q(z) = \theta(z) - 2\eta k \int_0^z \Delta n_{dc}(z') dz' + \frac{\pi}{2} \quad (2.35)$$

また, 次節において FBG のモード結合方程式の解を求めるが, 式 (2.31) に示されるは a_1 と a_2 の関係式である. 実際の反射率は $R(\delta\beta) = |A_2(0)|^2 / |A_1(0)|^2$ であることに注意しなければならない. しかしながら, 式 (2.30) は単なる変数変換であり,

$$|A_1(z)| = |a_1(z)|, \quad |A_2(z)| = |a_2(z)| \quad (2.36)$$

となるので, 反射率 $R(\delta\beta)$ は,

$$R(\delta\beta) = \frac{|a_2(0)|^2}{|a_1(0)|^2} \quad (2.37)$$

で求めることができる.

2.3 行列伝達法による不均一なグレーティングの解法

式 (2.31) に示される FBG のモード結合方程式を解くには 2 つの境界条件が必要である。ここでは $(0 \leq z \leq L)$ の範囲に FBG が存在し, $+z$ 方向への入射光のみがある場合を考える。この場合の境界条件は, $a_1(0) = 1$ および $a_0(L) = 0$ である。この境界条件でモード結合方程式を解くと, 反射率 $R(\delta\beta)$ と透過率 $T(\delta\beta)$ を求めることができる。本節ではこのモード結合方程式の解析解について述べ, さらに不均一なグレーティングに対する解法を述べる。

2.3.1 モード結合方程式の解析解

モード結合方程式を解析的に解く手法には, ボーン近似を使用した解法 [32] と均一なグレーティングに対する解法 [21, 23–26, 28, 29] がある。ボーン近似を使用した解法については, その適用範囲が反射率が 10 ~ 40% 程度の「弱い」グレーティングに対して有効である。本論文で使用する細径 FBG は反射率が 90% 程度の「強い」グレーティングを使用するために, この解析手法は適さない。

次に, 均一なグレーティングに対する解法について述べる。長さ L の FBG が $(0 \leq z \leq L)$ の範囲において均一, すなわち式 (2.33) において $q(z) = q_0 = \text{const}$ である場合には, 式 (2.31) に示すモード結合方程式は解析的な解を持つ。 $+z$ 方向のみに入射光があるとして, 境界条件を $a_1(0) = 1$ および $a_2(L) = 0$ とすると,

$$a_1(z) = \begin{cases} \frac{|s| \cosh \{|s|(z-L)\} - i\delta\beta \sinh \{|s|(z-L)\}}{|s| \cosh (|s|L) + i\delta\beta \sinh (|s|L)} & (s^2 > 0) \\ \frac{1 - i\delta\beta(z-L)}{1 + i\delta\beta L} & (s^2 = 0) \\ \frac{|s| \cos \{|s|(z-L)\} - i\delta\beta \sin \{|s|(z-L)\}}{|s| \cos (|s|L) + i\delta\beta \sin (|s|L)} & (s^2 < 0) \end{cases} \quad (2.38)$$

$$a_2(z) = \begin{cases} \frac{q_0 \sinh \{|s|(z-L)\}}{|s| \cosh (|s|L) + i\delta\beta \sinh (|s|L)} & (s^2 > 0) \\ \frac{q_0(z-L)}{1 + i\delta\beta L} & (s^2 = 0) \\ \frac{q_0 \sin \{|s|(z-L)\}}{|s| \cos (|s|L) + i\delta\beta \sin (|s|L)} & (s^2 < 0) \end{cases} \quad (2.39)$$

という解が得られる。ここで $s^2 = |q_0|^2 - \delta\beta^2$ とおいた。このときの反射率 $R(\delta\beta)$ および透過率

$T(\delta\beta)$ は以下ようになる.

$$R(\delta\beta) = |a_2(0)|^2 = \begin{cases} \frac{|q|^2 \sinh^2(|s|L)}{|s|^2 + |q|^2 \sinh^2(sL)} & (s^2 > 0) \\ \frac{|q|^2 L^2}{1 + \delta\beta^2 L^2} & (s^2 = 0) \\ \frac{|q|^2 \sin^2(|s|L)}{|s|^2 + |q|^2 \sin^2(sL)} & (s^2 < 0) \end{cases} \quad (2.40)$$

$$T(\delta\beta) = |a_1(L)|^2 = \begin{cases} \frac{|s|^2}{|s|^2 + |q|^2 \sinh^2(|s|L)} & (s^2 > 0) \\ \frac{1}{1 + \delta\beta^2 L^2} & (s^2 = 0) \\ \frac{|s|^2}{|s|^2 + |q|^2 \sin^2(|s|L)} & (s^2 < 0) \end{cases} \quad (2.41)$$

式 (2.40) および式 (2.41) の解は $|q|, \delta\beta$, および L のみに依存する. $|q|$ は式 (2.34) より求まる定数であり, $\delta\beta$ は式 (2.32) より λ に依存する変数である. したがって, FBG の屈折率構造より $|q|$ が定まれば, 反射率および透過率は波長のみに依存する関数となる. 実際に, $L = 10\text{mm}$ である FBG の反射光スペクトルを計算を行うと, 図 2.7 に示す反射光スペクトルが得られる. ここでは $\lambda_B = 1,550(\text{nm})$ および $n_e = 1.45$ を仮定して, $|q| = 1, 3, 8 (\text{cm}^{-1})$ としている. 計算結果から, モード結合係数 $|q|$ が大きくなるほど反射率が高くなり, バンド幅が広がっていくことがわかる.

2.3.2 不均一なグレーティングに対する数値的解法

前節ではモード結合方程式の解析解を示した. しかしながら, アポダイズド FBG やチャープ FBG では $\Delta n_{ac}(z)$ や $\theta(z)$ が定数ではなくなり, その結果 $q(z)$ も定数ではなくなるので, 式 (2.40) および式 (2.41) に示す解析解は適用できない. また, 第 2.4 節で詳しく述べるが, 材料中に埋め込まれた (もしくは貼り付けられた) FBG の近傍に損傷が発生した場合には $\Delta n_{dc}(z)$ などが定数でなくなることにより, $q(z)$ が軸方向に不均一な分布を持つ. このように $q(z)$ が z に対して変化をする場合, 式 (2.31) に示すモード結合方程式を解析的に解くことはできない. したがって, 数値的な解法によってモード結合方程式を解く. ここでは, 一般的によく使用されている行列伝達法 [33] を適用する.

図 2.8 のような長さ L のグレーティングを考える. このグレーティングを総数 N 個のセグメ

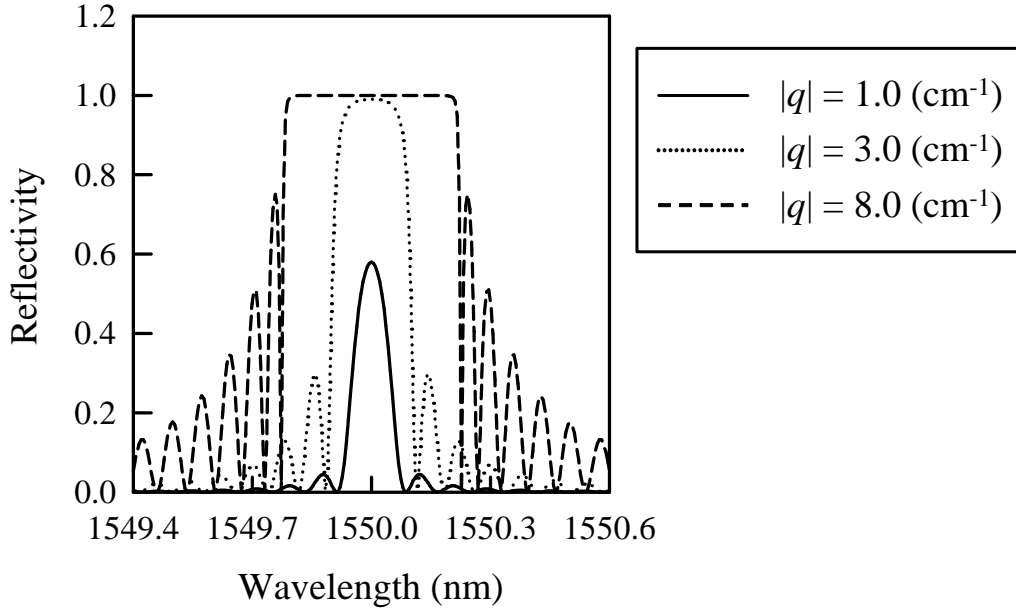


図 2.7 ユニフォーム FBG(L=10mm) の反射光スペクトル

ントに分割し、その個々のセグメントは近似的に均一なグレーティングとして扱う。ここで、セグメント k ($k = 0, 1, 2, \dots, N-1$) の長さを Δ_k 、モード結合定数 $q(z)$ を q_k とする。このような仮定の下で、各セグメント内 ($z_k \leq z \leq z_{k+1} = z_k + \Delta_k$) の解析解を求めることができる。式 (2.38) および式 (2.39) を導出する時と同様の手順により、以下の関係式が求められる。

$$\begin{bmatrix} a_1(z_{k+1}) \\ a_2(z_{k+1}) \end{bmatrix} = \mathbf{T}_k \begin{bmatrix} a_1(z_k) \\ a_2(z_k) \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

$s^2 > 0$ の場合

$$\mathbf{T}_k = \begin{bmatrix} \cosh(|s|\Delta_k) - i \frac{\delta\beta}{|s|} \sinh(|s|\Delta_k) & \frac{q_k^*}{|s|} \sinh(|s|\Delta_k) \\ \frac{q_k}{|s|} \sinh(|s|\Delta_k) & \cosh(|s|\Delta_k) + i \frac{\delta\beta}{|s|} \sinh(|s|\Delta_k) \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$s^2 = 0$ の場合

$$\mathbf{T}_k = \begin{bmatrix} 1 - i(\delta\beta)\Delta_k & q_k^*\Delta_k \\ q_k\Delta_k & 1 + i(\delta\beta)\Delta_k \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

$s^2 < 0$ の場合

$$\mathbf{T}_k = \begin{bmatrix} \cos(|s|\Delta_k) - i \frac{\delta\beta}{|s|} \sin(|s|\Delta_k) & \frac{q_k^*}{|s|} \sin(|s|\Delta_k) \\ \frac{q_k}{|s|} \sin(|s|\Delta_k) & \cos(|s|\Delta_k) + i \frac{\delta\beta}{|s|} \sin(|s|\Delta_k) \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

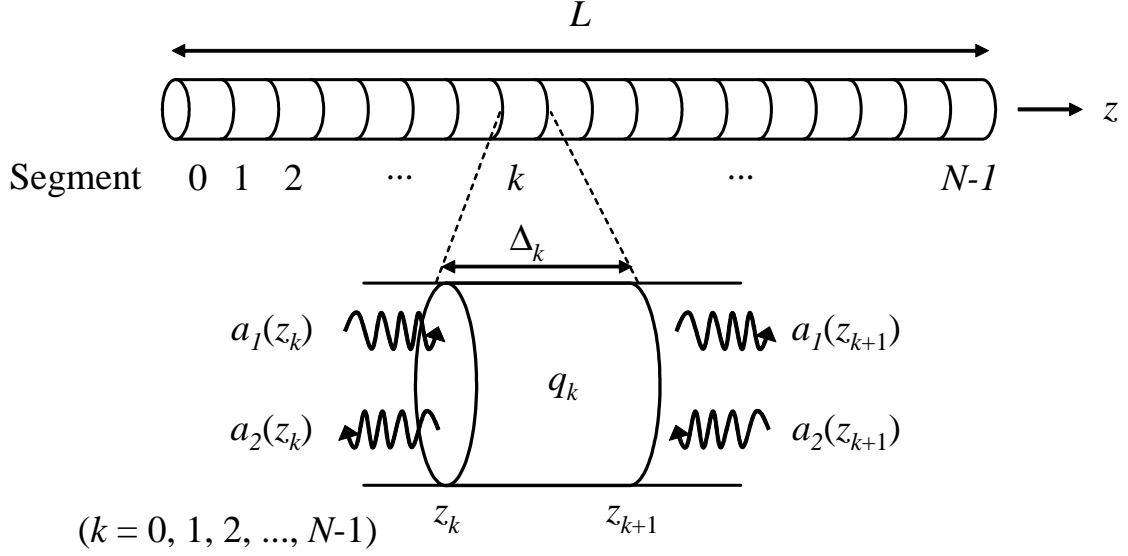


図 2.8 行列伝達法による数値的解法

ただし, $s^2 = |q_k|^2 - \delta\beta^2$ である. これらの関係式によって, グレーティング全体を表現すると以下のようなになる.

$$\begin{bmatrix} a_1(L) \\ a_2(L) \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

ここで, 伝達行列 \mathbf{T} は式 (2.43) ~ (2.45) で表現される各セグメントの伝達行列 \mathbf{T}_k の掛け合わせ

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \mathbf{T}_{N-1} \cdot \mathbf{T}_{N-2} \cdot \dots \cdot \mathbf{T}_0 \quad (2.47)$$

である. したがって, 伝達行列 \mathbf{T} を計算し, 境界条件を $a_1(0) = 1$ および $a_2(L) = 0$ とすれば, 式 (2.37) に定義される FBG の反射率 $R(\delta\beta)$ は, 式 (2.46) および式 (2.47) より

$$R(\delta\beta) = \left| -\frac{T_{21}}{T_{22}} \right|^2 \quad (2.48)$$

となる.

2.4 ひずみ・温度変化が FBG に及ぼす影響

第 1.2 節で述べたとおり, FBG はひずみ・温度変化に対してブラッグ波長が変化する. さらに, 軸方向に不均一なひずみ分布が加わると反射光スペクトルの形状が変化する. これは, 式 (1.1) に示される有効屈折率 n_e および格子間隔 Λ が変化することによって起こる現象である. そこで本節では, ひずみ・温度変化が屈折率および格子間隔に与える影響について述べる. さらには, 前節で示した FBG の反射光解析を基にして, 不均一ひずみ分布の影響を考慮した新たな反射光解析手法を提案する. また, 非軸対称ひずみが加わった場合に発生する複屈折現象が FBG に与える影響についても述べる.

2.4.1 ひずみ・温度変化による屈折率変動

光ファイバにひずみや温度変化が加わった場合, その屈折率が変化する. これを光弾性効果と呼ぶ. 屈折率が変化すれば式 (1.1) から, Bragg 波長が変化することは明白であるし, 前節で求めた反射率の計算にも影響を及ぼす. ここでは, 光弾性効果の影響についての理論式を展開する.

光弾性効果とは, 本来, 材料に応力が生じるによって屈折率の変化が生じる現象のことを指す [21, 34–36]. 一方, 光弾性効果による屈折率変化がひずみによって記述されている関係式もある [37].

また, 光弾性効果の起こりやすさを示す材料定数にもいくつかの定義があり, それに従って光弾性効果の表現も異なる形になる [38]. 一般的に, 光弾性定数とは応力-屈折率の関係を結びつける材料定数である. しかし, ひずみ-屈折率の関係式においてはポッケル定数が材料定数として定義されている [37, 39]. 以上のように, 光弾性効果は記述する物理量によって関係式および材料定数が異なるが, これらは全て応力-屈折率の関係式を変形して得られた結果である. したがって, 本節では一般的な応力-屈折率の関係式から式展開を行い, FBG の不均一ひずみ分布応答を解析するために必要なひずみ-屈折率の関係式を導出する. その過程において, 光弾性定数とポッケル定数の関係についても記述する.

図 2.9 のような光ファイバ座標系 xyz とひずみの主軸 pqr を考える. 本論文では主軸 r については光ファイバの軸方向座標系 z と同方向であると仮定する. 例えば, FBG をクロスプライ積層板の内部に強化繊維と同方向に埋め込むことを仮定した場合, 光ファイバの面外剪断応力は小さく, z 軸と主軸 r は一致する. したがって, 主軸 p および主軸 q は xy 平面内に存在する. 応力によって誘起される p 方向の屈折率変化を Δn_p , q 方向の屈折率変化を Δn_q とおくと, 応力-屈折率の関係は以下のように表現される [34, 35].

$$\begin{aligned}\Delta n_p &= C_1 \sigma_p + C_2 (\sigma_q + \sigma_r) \\ \Delta n_q &= C_1 \sigma_q + C_2 (\sigma_p + \sigma_r)\end{aligned}\tag{2.49}$$

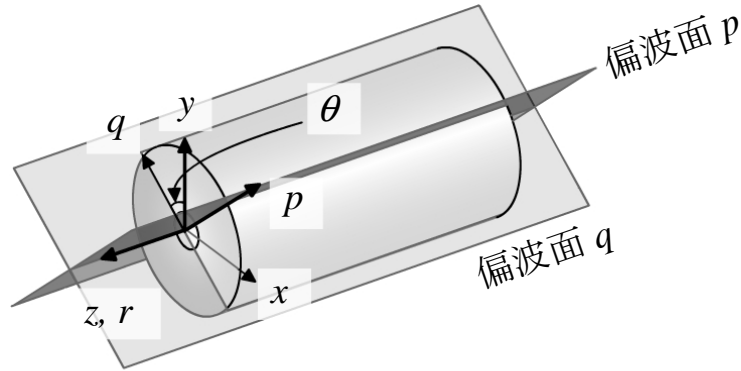


図 2.9 光ファイバの座標系

ここで, $\sigma_p, \sigma_q, \sigma_r$ は主応力, また C_1, C_2 は光弾性定数であり材料によって固有の値である. 光ファイバ (素線) は等方性材料であるので, 熱ひずみを考慮したひずみ-応力の関係式は以下のようになる.

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_p \\ \varepsilon_q \\ \varepsilon_r \end{bmatrix} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu \\ -\nu & 1 & -\nu \\ -\nu & -\nu & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_p \\ \sigma_q \\ \sigma_r \end{bmatrix} + \alpha \Delta T \quad (2.50)$$

ここで E は光ファイバの弾性率, ν は光ファイバのポアソン比, α は光ファイバの熱膨張係数, そして ΔT は基準温度からの温度変化である. 式 (2.50) を応力を左辺にして書き直すと,

$$\begin{bmatrix} \sigma_p \\ \sigma_q \\ \sigma_r \end{bmatrix} = \frac{E}{2\nu^2 + \nu - 1} \begin{bmatrix} \nu - 1 & -\nu & -\nu \\ -\nu & \nu - 1 & -\nu \\ -\nu & -\nu & \nu - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_p - \alpha \Delta T \\ \varepsilon_q - \alpha \Delta T \\ \varepsilon_r - \alpha \Delta T \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

次に, 式 (2.49) に式 (2.51) を代入すると

$$\begin{aligned} \Delta n_p &= -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{11} \varepsilon_p + p_{12} (\varepsilon_q + \varepsilon_r) - (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \Delta T \right\} \\ \Delta n_q &= -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{11} \varepsilon_q + p_{12} (\varepsilon_p + \varepsilon_r) - (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \Delta T \right\} \end{aligned} \quad (2.52)$$

となる. ただし,

$$p_{11} = -\frac{2E \{(\nu - 1) C_1 - 2\nu C_2\}}{n^3(2\nu^2 + \nu - 1)} \quad (2.53)$$

$$p_{12} = \frac{2E(\nu C_1 + C_2)}{n^3(2\nu^2 + \nu - 1)} \quad (2.54)$$

と置いた. この p_{11}, p_{12} をポッケル定数と呼ぶ. 光弾性定数が応力-屈折率の関係を結ぶ材料パラメータであるのに対して, 式 (2.52) からポッケル定数はひずみ-屈折率の関係を結ぶ材料パラメータであることがわかる.

さらにここで pqr 座標系から xyz 座標系へ座標変換を行い, 後ほどの解析を行いやすいように式 (2.52) を変形する. 図 2.9 にあるように, x 軸と p 軸および y 軸と q 軸の角度が θ であるとすると,

$$\varepsilon_p = \varepsilon_x \cos^2 \theta + \varepsilon_y \sin^2 \theta + \gamma_{xy} \sin \theta \cos \theta \quad (2.55a)$$

$$\varepsilon_q = \varepsilon_x \sin^2 \theta + \varepsilon_y \cos^2 \theta - \gamma_{xy} \sin \theta \cos \theta \quad (2.55b)$$

$$\gamma_{pq} = -(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin 2\theta + \gamma_{xy} \cos 2\theta \quad (2.55c)$$

ただし, 主ひずみ面ではせん断ひずみがないので式 (2.55c) より

$$-(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin 2\theta + \gamma_{xy} \cos 2\theta = 0 \quad (2.56)$$

の関係が得られる. 式 (2.52) に式 (2.55a) および式 (2.55b) を代入して整理すると以下の式が得られる (付録 B 参照).

$$\begin{aligned} \Delta n_p &= -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{12} \varepsilon_z + (p_{11} + p_{12}) \varepsilon_h + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \varepsilon_d - (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \Delta T \right\} \\ \Delta n_q &= -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{12} \varepsilon_z + (p_{11} + p_{12}) \varepsilon_h - \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \varepsilon_d - (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \Delta T \right\} \end{aligned} \quad (2.57)$$

ここで,

$$\varepsilon_h = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} \quad (2.58)$$

$$\varepsilon_d = \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2} \quad (2.59)$$

である. さらに, 応力が一定の下での屈折率の温度依存項 dn/dT を加えて, Δn_p および Δn_q は

$$\begin{aligned} \Delta n_p &= -\frac{n^3}{2} \left[p_{12} \varepsilon_z + (p_{11} + p_{12}) \varepsilon_h - \left\{ \frac{2}{n^3} \frac{dn}{dT} + (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \right\} \Delta T + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \varepsilon_d \right] \\ \Delta n_q &= -\frac{n^3}{2} \left[p_{12} \varepsilon_z + (p_{11} + p_{12}) \varepsilon_h - \left\{ \frac{2}{n^3} \frac{dn}{dT} + (p_{11} + 2p_{12}) \alpha \right\} \Delta T - \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \varepsilon_d \right] \end{aligned} \quad (2.60)$$

と表現される [37].

式 (2.60) から 2 つのことがわかる. まず 1 つは, 屈折率がひずみに対して線形に変化することである. そしてもう 1 つは, 非軸対称なひずみ成分 ε_d が加わった場合, p 方向の屈折率変化と q 方向の屈折率変化は異なった値となる. この場合, 式 (2.2) から p 方向と q 方向では伝搬定数 β が異なるために, 2 つの独立な偏波面 p と偏波面 q が存在することがわかる (図 2.9 参照). この現象は複屈折と呼ばれる. FBG 中に複屈折が現れた場合の影響は後述する. なお, FBG の解析において光弾性効果を考慮する場合, 式 (2.60) の n には, 式 (2.25) に示される FBG の屈折率構造 $n(z)$ を代入して計算をする必要があるが, 式 (2.26) より微小項は無視して n_1 を代入する.

ここで例として, 引張応力が光ファイバの軸方向のみに加わった場合の屈折率変化について具体的に述べる. このときの軸方向ひずみを $\varepsilon_z = \varepsilon$ とすれば, 式 (2.50) に示す応力-ひずみの関係

式より, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = -\nu\varepsilon$ である. ここでは, 温度変化がないものとする. この場合の屈折率変化を Δn とすれば, 式 (2.60) より

$$\Delta n = -\frac{n^3}{2} \{p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})\} \varepsilon \quad (2.61)$$

である. $n = 1.45$ と仮定し, 付録 A より $\nu = 0.16, p_{11} = 0.113, p_{12} = 0.252$ を代入すれば式 (2.61) は,

$$\Delta n = -0.295\varepsilon \quad (2.62)$$

となる. この式より, $\varepsilon = 1.0\%$ であっても $\Delta n = -0.00295$ であり, n と比較して十分小さい.

2.4.2 ひずみ・温度変化が FBG に及ぼす影響

光弾性効果によって屈折率が変化することは先に述べたとおりである. では, これが FBG の反射および透過特性に与える影響について考える. まずは, 式 (1.1) に示されるブラッグ条件より, ひずみ・温度変化によるブラッグ波長の変化を導く. 次に, 第 2.3 節で示した行列伝達法による不均一 FBG の解析において, ひずみ・温度変化の影響を考慮した場合を考える.

ブラッグ波長の変化

まずはブラッグ条件を表す関係式から, ひずみ・温度変化によって引き起こされるブラッグ波長の変化について述べる. ここでは簡単のため先の例と同様に, 軸方向応力のみによって均一な軸方向ひずみ ε が FBG に加わった場合を考える. 式 (1.1) において ε が加わった場合の変化分をそれぞれ $\Delta\lambda, \Delta n, \Delta\Lambda$ とおくと,

$$(\lambda + \Delta\lambda) = 2(n_e + \Delta n)(\Lambda + \Delta\Lambda) \quad (2.63)$$

ここで, 式 (2.62) に示した例より Δn は十分小さく, さらに

$$\Delta\Lambda = \varepsilon\Lambda \quad (2.64)$$

の関係より $\Delta\Lambda \ll \Lambda$ なので, 式 (2.63) の右辺を展開した時に現れる $\Delta n \Delta\Lambda$ の微小項は無視することができる. したがって次の関係式が得られる.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n_e} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \quad (2.65)$$

式 (2.61) および式 (2.64) を代入すれば,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left[1 - \frac{n^2}{2} \{p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})\} \right] \varepsilon \quad (2.66)$$

である。したがって、ブラッグ波長に対してもひずみに対して線形に変化することがわかる。ここで再び $n = 1.45$ と仮定し、さらに $\lambda = 1,550\text{nm}$ として、付録 A の物性値を代入すれば、

$$\Delta\lambda = 1.23 \times 10^{-6} \varepsilon \quad (2.67)$$

となり、ひずみ 0.1% に対してブラッグ波長が約 1.2nm シフトすることがわかる。したがって、FBG をひずみセンサとして適用する場合には、ブラッグ波長の変化から式 (2.67) の関係を用いて、容易にひずみを計測することができる。

行列伝達法によるスペクトル計算

次に、行列伝達法による FBG の反射光解析にひずみ・温度変化の影響を考慮した解析を導入する。モード結合理論に基づいた不均一 FBG の反射率および透過率については、式 (2.47) の伝達行列から求めることができる。この中で使用されている変数は $q_k, \delta\beta, s$ および Δ_k である。この中で $s = q_k^2 - \delta\beta^2$ であり、独立な変数ではない。また、本研究では次の前提の下に解析モデルを構築する。それは、ひずみ・温度変化の影響により n_e および Λ が変化したとしても、式 (1.1) に示すブラッグ条件が変化せず一定であり、 n_e および Λ の変化を式 (2.25) の屈折率構造の位相項の変化に等価的に置き換えて表現する、という前提である。これはあくまでも数学的な前提であり、物理的には n_e および Λ はひずみ・温度変化により変化する。このように n_e と Λ が一定であるという前提をおく理由は、式 (2.32) 式に定義される $\delta\beta$ を各セグメントで同じ値で扱えるようにして、計算効率を高めるためである。

したがって、伝達行列の成分でひずみ・温度変化に影響されるのは q_k および Δ_k である。まず始めに、 q_k がひずみ・温度変化によって受ける影響を考える。なお、行列伝達法を適用する前の段階 (変数は離散化されていない状態, $q(z)$) で議論を進める。

式 (2.34) および式 (2.35) に示されている $q(z)$ の定義式に関係する変数について、表 2.1 にまとめた。 $\Delta n_{ac}(z)$ および λ については、ひずみ・温度変化の影響を受けない。

パワーの閉じこめ率 η については、定義式 (2.8) から n_e の影響を受ける (n_e が変化 $\rightarrow v$ が変化 $\rightarrow u, w$ が変化)。しかしながら、先に示したように n_e が一定であるという前提を置いている。そこで、この前提条件が計算結果にどの程度影響するかを検討する必要がある。付録 A にある細径 FBG の物性値をもとに $1.44 \leq n_e \leq 1.46$ と変化させたときの η の変化を図 2.10 に示す。式 (2.62) で得られた関係式から n_e の変化はほぼこの範囲内であると考えてよい。実際に、ひずみが 1.0% 加わったときの η の変化は 0.1% 以下であり、 η が 78% 程度であることを考えれば無視できる変化である。したがって、 n_e が一定であるという前提条件を適用しても問題はない。その場合、 η もひずみ・温度変化の影響を受けないと近似することができる。

$\theta(z)$ および $\Delta n_{dc}(z)$ については、ひずみ・温度変化による影響が大きい。まず、 $\theta(z)$ についてはひずみ・温度変化の影響が直接現れる。これは、先の前提条件から、ひずみ・温度変化による格子間隔 Λ の変化を $\theta(z)$ で等価的に置き換えて表現するためである。熱ひずみを加えた軸方向ひず

表 2.1 モード結合定数 $q(z)$ に関わる変数がひずみ・温度変化によって受ける影響

変数	形状変化 (Λ の変化) の影響	屈折率変化 (n_e の変化) の影響
η	—	影響あるが微小
$\Delta n_{ac}(z)$	—	—
λ	—	—
$\theta(z)$	影響あり	—
$\Delta n_{dc}(z)$	—	影響あり

み $\varepsilon_z(z) + \alpha\Delta T$ が加わった場合, 格子間隔 Λ の変化を等価的に置き換えた位相項 $\theta(z)$ は, 図 2.11 にも示すように,

$$\theta(z) = -\frac{2\pi}{\Lambda} \int_0^z (\varepsilon_z(z') + \alpha\Delta T) dz' \quad (2.68)$$

となる. 一方, $\Delta n_{dc}(z)$ については, 式 (2.25) の定義から光弾性効果による屈折率変化そのものを代入すればよい. 3 軸の不均一ひずみ分布 $\varepsilon(z)$ および温度変化 ΔT を式 (2.60) に代入して, 求められる $\Delta n_p(z)$ もしくは $\Delta n_q(z)$ をそのまま代入すればよい. 複屈折がある場合は後述するので, ここでは $\varepsilon_d = 0$ として,

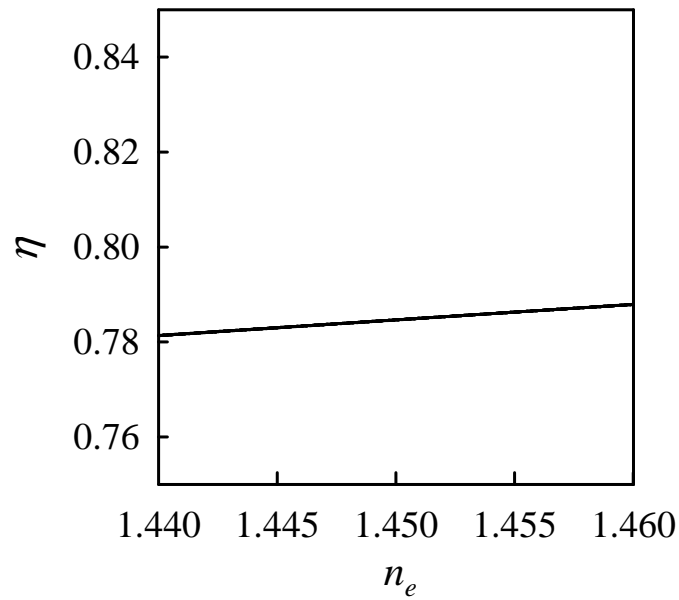
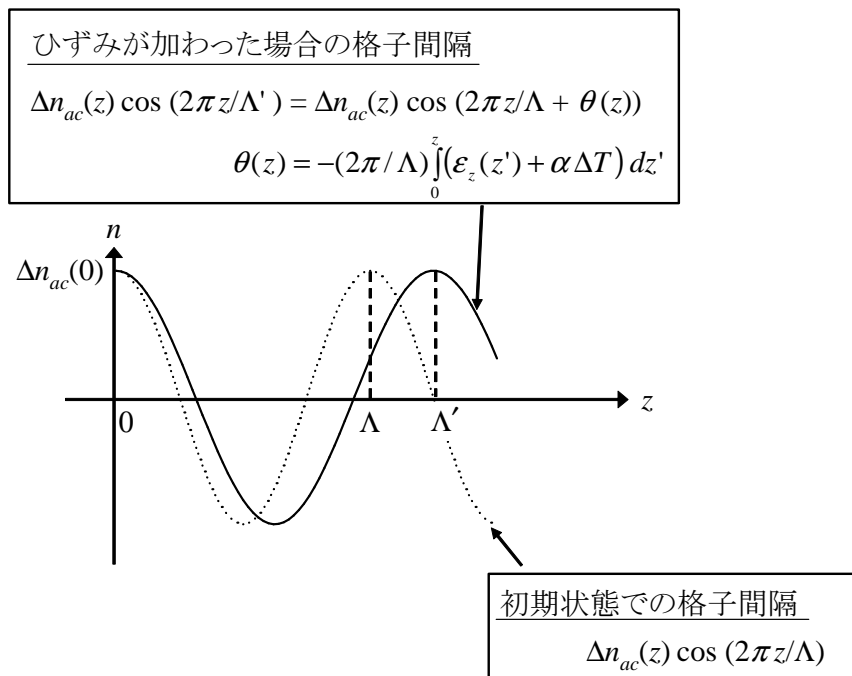
$$\Delta n_{dc}(z) = \Delta n_p(z) = \Delta n_q(z) \quad (2.69)$$

となる.

以上, 離散化を行う前の段階での $q(z)$ について, ひずみ・温度変化に対する影響を述べた. 簡単にまとめると, $q(z)$ については表 2.1 にあるとおり, ひずみの直接の影響を受けて $\theta(z)$ が変化し, 光弾性効果による屈折率変化の影響を受けて $\Delta n_{dc}(z)$ が変化する. なお, η については影響が小さいためひずみ・温度変化に対する影響を無視する.

次に, 行列伝達法によって離散化した後のパラメータに話を戻して, ひずみ・温度変化の影響を考える. これまでの議論で, ここで考慮しなければいけないパラメータが k 番目 ($k = 0, 1, 2, \dots, N-1$) のセグメントのモード結合定数 q_k に関するパラメータ $\theta_k, \Delta n_{dc,k}$, そしてセグメント間隔 Δ_k の 3 つでよいことがわかる. まずは, θ_k と Δ_k の 2 つについて述べる. 本研究では問題を簡単にするために, 図 2.12 に示すように, 初期状態において $\theta_k = 0$ となるようにセグメントを区切る. 各セグメントにおいて離散化された軸方向ひずみ $\varepsilon_{z,k}$, および温度変化 ΔT によって, セグメント k の長さは $(1 + \varepsilon_{z,k} + \alpha\Delta T)\Delta_k$ になる. 先の前提に従って, Λ の変化を等価的に置き換えた式 (2.68) の $\theta(z)$ から, このセグメント内での位相の変化 θ_k は次のようにおくことができる.

$$\theta_k = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sum_{i=0}^k (\varepsilon_{z,i} + \alpha\Delta T)\Delta_i \quad (2.70)$$

図 2.10 有効屈折率 n_e が変化したときの光のコア閉じこめ率 η の変化図 2.11 軸方向ひずみ $\varepsilon_{z,k}$ が加わったときの屈折率周期変化

この考え方はチャープ FBG を行列伝達法で解く場合にも応用できる。なぜならば、チャープによる不均一な格子間隔を基準となる周期 Λ からの変化と考えればよく、不均一ひずみの場合と同様な手法でチャープの影響による格子間隔変化を位相項で等価的に表現することができる。その場合には、不均一ひずみによる位相項 θ_e とチャープによる位相項 θ_c を別々に考えて、

$$\theta_k = \theta_{c,k} + \theta_{e,k} \quad (2.71)$$

と置き直して計算すればよい。

最後に、 $\Delta n_{dc,k}$ について述べる。複屈折がない場合を考えると、単純に式 (2.69) から $\Delta n_p(z)$ を離散化すればよく、

$$\Delta n_{dc,k} = \Delta n_p(z_k) \quad (2.72)$$

とする。そして式 (2.35) の Δn_{dc} に関する項の積分項を離散値 $\theta_{n,k}$ で表すと、

$$\theta_{n,k} = -2\eta k \sum_{i=0}^k \Delta n_{dc,i} \Delta_i \quad (2.73)$$

となる。

以上のように離散化を行った結果、不均一なひずみ分布を考慮した場合の伝達行列は以下のパラメータによって計算することができる。長さが Δ_k であるセグメント k について、

$$|q_k| = \frac{\eta \pi \Delta n_{ac,k}}{\lambda} \quad (2.74)$$

$$\arg q_k = \theta_{c,k} + \theta_{e,k} + \theta_{n,k} + \frac{\pi}{2} \quad (2.75)$$

$$\delta\beta = \frac{2\pi n_e}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.76)$$

$$s_k = (|q_k|^2 - \delta\beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.77)$$

ただし、

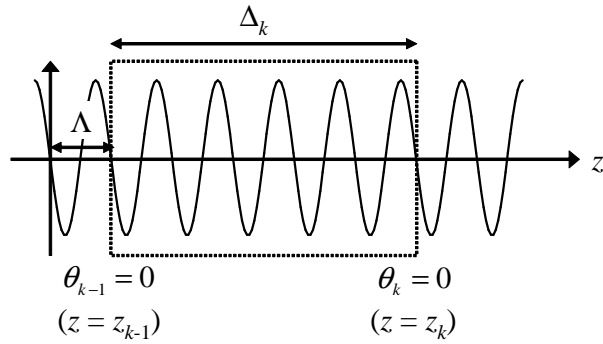
$$\theta_{e,k} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sum_{i=0}^k (\varepsilon_{z,i} + \alpha \Delta T) \Delta_i \quad (2.78)$$

$$\theta_{n,k} = -2\eta k \sum_{i=0}^k \Delta n_{dc,i} \Delta_i \quad (2.79)$$

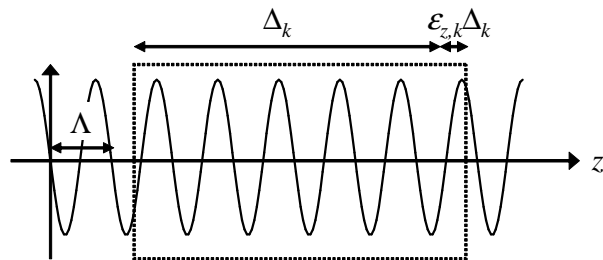
表される変数である。 $\theta_{e,k}$ はひずみにより摂動の周期が変化するための位相項であり、 $\theta_{n,k}$ は光弾性効果により有効屈折率が変化するための位相項である。さらに $\theta_{c,k}$ はチャープ FBG の場合、チャープ特性によって定まる位相項である。本研究では以上のように導出された伝達行列により反射光スペクトルを計算し、FBG の不均一ひずみ分布に対する応答について解析を行う。

最後に簡単な計算例として、先の例で示した軸方向応力のみが作用し、均一な軸方向ひずみ ε がアポダイズド FBG に加わった場合を考える。温度一定の条件で、式 (2.61) の屈折率変化および ε による格子間隔の変化を考慮した、反射光スペクトルの数値計算結果を図 2.13 に示す。スペクトル形状は変化せず、波長シフトのみが起こる。この結果は、ブラッグ波長の変化に対する考察と一致している。しかし、式 (2.67) に示す波長のシフト量と図 2.13 に示す反射光の中心波長変化には微妙な差違がある。これは、モデルの離散化に伴う誤差と考えられる。詳細を付録 C に示す。

初期状態



不均一なひずみ分布で変形した状態



$$\theta_{k-1} = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sum_{i=0}^{k-1} (\varepsilon_{z,i} + \alpha \Delta T) \Delta_i \quad \theta_k = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sum_{i=0}^k (\varepsilon_{z,i} + \alpha \Delta T) \Delta_i$$

図 2.12 セグメント k における離散値 θ_k の変化

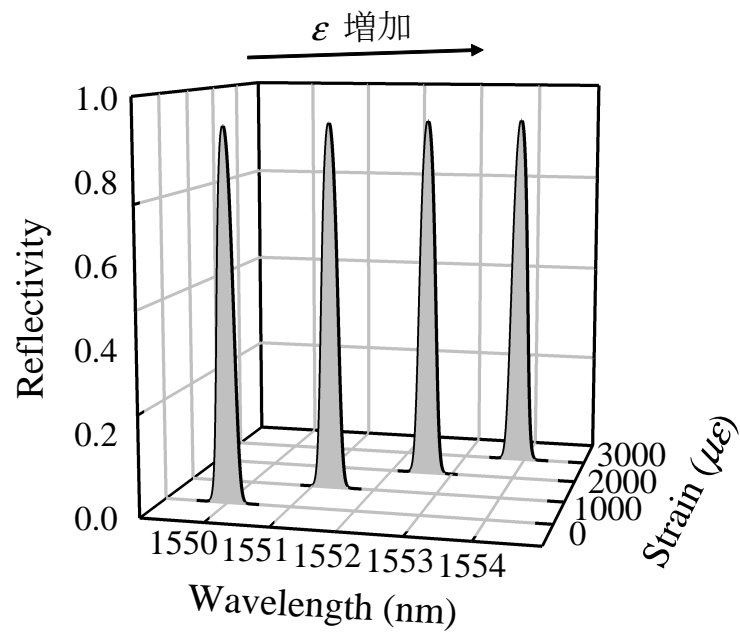


図 2.13 軸方向ひずみ ε による反射光スペクトルの変化

2.4.3 複屈折の影響

ここでは, FBG が複屈折によってどのような影響を受けるかについて述べる. 式 (2.59) に示す非軸対称ひずみの成分 ε_d が $\varepsilon_d \neq 0$ の場合に, 式 (2.60) から $\Delta n_p \neq \Delta n_q$ となり複屈折が誘起されることは先に述べた. これは応力誘起複屈折と呼ばれ, 光ファイバの導波構造の非軸対称性によって誘起される導波構造的複屈折と区別される [21]. なお, 本論文で使用する光ファイバでは導波構造的複屈折を考慮する必要はなく, 以下, 本論文での複屈折は応力誘起複屈折のことを指す. 第 2.1 節において, 弱導波近似を用いて LP モードの概念を説明したが, 弱導波近似を用いない厳密解ではシングルモード光ファイバには HE_{11}^p モードおよび HE_{11}^q モードという直交する 2 つのモードが存在する. $\varepsilon_d = 0$, すなわち複屈折がない状態では, これら 2 つのモードの伝搬定数 β は等しく, 両モードは縮退して単一モードの様に振る舞う. 複屈折が生じるとこれらのモードが, それぞれ独立した偏波として存在する. さらに, モード間にモード結合が生じ, 偏光状態がランダムに変化する. このため, 偏光や干渉を利用した光ファイバセンサなどにこのようなシングルモード光ファイバを使用すると, 外乱や温度変化によって出力が変動してしまう. シングルモード光ファイバにおける複屈折の影響は 1970 年代後半から研究が行われている [21, 40–42]. 特に参考文献 [22] においては, シングルモード光ファイバが複合材料中に埋め込まれた場合を想定し, クラック近傍での評価を含めた任意の応力分布に対する複屈折現象について研究が行われている.

以上のように, 複屈折を考慮した解析では弱導波近似を用いない厳密解による議論が必要である. そのためには第 2.2 節で行ったモード結合理論を再構築する必要がある. シングルモード光ファイバの場合, 考える必要があるのは,

- 1) HE_{11}^x モード同士および HE_{11}^y 同士の逆方向結合
- 2) HE_{11}^x モードと HE_{11}^y の逆方向結合
- 3) HE_{11}^x モードと HE_{11}^y の同方向結合

この 4 種類のモード結合である. 以降, FBG のみを対象として考える. まず, HE_{11}^x モード同士および HE_{11}^y 同士の逆方向結合は第 2.2 節と同様な解析を適用できる. この場合は弱導波近似を適用しても解析には影響が小さいので, HE_{11}^x モードと HE_{11}^y モードをそれぞれ LP_{01}^x モードと LP_{01}^y モードと置いてモード結合理論を適用する. 次に, HE_{11}^x モードと HE_{11}^y の逆方向結合については電場が直交していることから, モード結合定数は HE_{11}^x モード同士および HE_{11}^y 同士の逆方向結合のモード結合定数に比べて無視できるほど小さい. 最後に HE_{11}^x モードと HE_{11}^y の同方向結合であるが, これは FBG 以外の部分でも発生すること, また, ε_d が大きくなるほどモード結合が大きくなることから必ずしも無視してよいとは限らない [22]. しかしながら, 本論文での光学系では偏波に依存しないシステムであり, 同方向結合の影響は小さいと思われる. したがって,

同方向結合に関しては解析においてもその影響は考慮しない。

以上から、複屈折を考慮した解析においては図 2.9 における偏波面 p 上に存在する LP_{01}^p モードと偏波面 q 上に存在する LP_{01}^q モードを考える。これは、複屈折が FBG に及ぼす影響を調べた研究成果においても同様に扱っている [19, 43–45]。それぞれのモードの逆方向結合に対して、本節で導出した 3 次元の不均一ひずみ分布を考慮した反射光解析手法によって数値解析する。最終的な反射率はそれぞれのモードで算出された反射率の重ね合わせで求める [19, 43]。なお、偏波に依存しないシステムであるため、 p 偏波と q 偏波のパワー比は 1:1 とした。具体的なアルゴリズムは付録 D で詳しく説明する。

2.5 まとめ

本章では FBG の基礎理論について述べ、その解析手法を示した。また、FBG のひずみ、温度変化に対する応答を明らかにし、不均一な 3 軸のひずみ分布に対する応答を解析する手法を提案した。

まず、第 2.1 節では FBG が書き込まれるシングルモード光ファイバの特性について詳細に述べた。細径光ファイバでは通常径の光ファイバより高い比屈折率差 Δ までシングルモード条件が保たれることを示した。また、光ファイバの導波構造が異なると、有効屈折率 n_e が異なり、さらに n_e の変化がパワーの閉じこめ率 η に影響することを示した。

次に、第 2.2 節では FBG の基本的な解析手法であるモード結合理論の詳細を示した。モード結合理論を適用することによって、FBG の周期的な屈折率構造が前進波と後進波の結合を誘起することを示した。さらに、回転波近似を適用することで、一般的なモード結合方程式を導出した。

第 2.3 節では、モード結合方程式の解法、特に光ファイバの軸方向に不均一なグレーティング特性を持つ FBG の解析手法を示した。ここでは行列伝達法による近似解法を示した。グレーティングを N 個のセグメント内に離散化し、セグメント内ではモード結合定数が均一であると仮定する。この場合、セグメント内ではモード結合方程式を解析的に解くことが可能になる。これによって伝達行列を計算することができる。そしてグレーティング全体がこの伝達行列の掛け合わせによって表現されることを示した。

最後に第 2.4 節では、FBG がひずみ・温度の変化に対してどのような応答をするか、詳細な検討を行った。光弾性効果によって誘起される屈折率変化、および、ひずみそのものによる FBG の変形がブラッグ波長の変化に関連することを示した。さらに、これらを考慮した行列伝達法による FBG の近似解法を構築した。また、非軸対象なひずみ成分 ε_d が存在するときは複屈折が誘起され、 LP_{01}^p モードおよび LP_{01}^q モードの 2 モードが存在することを示した。本研究では各偏波の前進波と後進波の結合のみを考え、偏波間の結合は考慮せず反射光強度をそれぞれのモードの重ね合わせで解析することを示した。

本章で示した解析手法によって、3 次元の不均一ひずみ分布を考慮した FBG の解析が可能になった。この解析手法は、複合材料積層板中に発生するクラックの検出 (第 3 章) のみならず、一般的な FBG の解析に広く適用可能である。また第 4 章においては、本章で求めた行列伝達法による解析手法を応用して、反射光スペクトルから不均一なひずみ分布を求める「逆解析」を試みる。さらに、第 5 章の実用的なアプリケーション開発においても、本章における解析手法を活用している。

第 3 章

複合材料積層板中に発生するクラックの検出

第 2 章では、不均一な構造を持つ FBG にモード結合理論を適用し、行列伝達法による近似解法を示した。ここでは CFRP 積層板に細径 FBG を埋め込み、材料内部の微視的損傷を検出する健全性保証技術への応用を検証する。本論文では、特に複合材料の損傷進展において基本となるトランスバースクラックの検出に重点を置いた。積層板中にトランスバースクラックが発生した場合、その近傍では応力集中により不均一なひずみ場が現れる。この不均一なひずみ場が FBG に与える影響を詳細に検証し、実験結果との比較を行う。また、異方性材料である CFRP 中に FBG を埋め込むと非軸対称なひずみが加わり、その結果複屈折が誘起される。この複屈折についても詳細な考察を行い、不均一ひずみ分布と複屈折の影響を考慮した解析を行った。本章では、複合材料積層板の基本となるクロスプライ積層板について、解析、実験の両面からアプローチを行った。さらに、より実用的な積層構成である疑似等方性積層板に対して、細径 FBG によるトランスバースクラック検出技術を適用した。

特に、以下の検討事項については詳細な検討を行った。

- 細径 FBG を複合材料に埋め込むことによる反射光スペクトルへの影響
- 細径 FBG の不均一な 3 軸ひずみ分布に対する応答を利用した損傷検出手法の確立
- 細径 FBG 被覆の材料特性によるセンサの応答特性変化
- 細径 FBG による実験を可能にする計測技術開発

本章の構成は、まず第 3.1 節において、積層板中に埋め込まれた FBG が複屈折によって受ける影響について述べる。次に第 3.2 節では、クラック近傍の不均一ひずみ場に対して FBG がどのような応答を示すか、数値計算を行い検証する。これらの検証結果を実験により確認するために、第 3.3 節では積層板成形時に FBG のリアルタイム計測を行い、複屈折の効果を確認した。さらに第 3.4 節では、積層板の準静的引張試験を行い、FBG の反射光スペクトルをモニタリングすることによってトランスバースクラックの検出を試みた。最後に、第 3.5 節で本章の結果をまとめる。

3.1 複合材料中に埋め込まれた FBG に対する複屈折の影響

細径 FBG を積層板中に埋め込み、トランスバースクラックの発生を検出することを考える。第 2 章において、FBG がひずみセンサとして機能する理論的背景が示された。さらに、FBG の反射光スペクトルは不均一なひずみ分布に対して特異な応答を示すことが予測される。この応答を利用してトランスバースクラック発生を検出するためには、FBG をクラック近傍の不均一なひずみ場が影響する領域に埋め込む必要がある。本研究では静的な引張試験によって積層板内にクラックを発生させる。その負荷方向に平行に強化繊維が配向されている層を 0° 層と定義すれば、負荷方向に垂直に強化繊維が配向されている 90° 層に最初のクラックが生じる。この 0° 層と 90° 層の組み合わせであるクロスプライ積層板は、複合材料の損傷進展について考察する基本的な積層構成である。本研究では、このクロスプライ積層板の 90° 層に接するように 0° 層中に細径 FBG を埋め込み、トランスバースクラック発生を検出することを試みた。図 3.1 は細径 FBG を埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の断面写真である。文献 [1] では、光ファイバ周りの樹脂リッチ部による材料特性への悪影響が指摘されている。しかし細径光ファイバを用いた場合は、光ファイバ周辺にも強化繊維が密であり樹脂リッチ部が生じていないことがわかる。しかも、被覆を除去する必要がなく、 0° 層と 90° 層の境界に埋め込んだ場合でもトランスバースクラック発生によって光ファイバは破断しない。さらに、複合材料自体の最終破壊より先に光ファイバが破断してしまう可能性は小さい。

ところで、異方性材料である CFRP は強化繊維の配向されている方向と、それに垂直である方向では熱膨張係数が異なる。積層板の成形温度は通常 100°C 以上と高温なため、成形後は熱膨張係数の違いから積層板内部に熱残留応力が発生する。したがって、FBG を図 3.1 の様に積層板内部に埋め込んだ場合、積層板に外力が加わっていない状態でも FBG には熱残留応力が作用する。本節では、この熱残留応力が FBG の反射光スペクトルにどのような影響を与えるか、数値計算によって確認する。

3.1.1 解析手法

解析を行ったクロスプライ積層板の積層構成は $[0_2/90_4/0_2]$ であり、図 3.1 に示すように細径 FBG は 90° 層に接するようにして 0° 層に埋め込まれているものとする。本研究では図 3.2 の様に、CFRP 積層板に細径光ファイバ（ガラス）とその被覆（ポリイミド）を考慮した 3 次元有限要素モデル（ソリッド要素）を使用して熱残留応力の評価を行う。座標系については、第 2 章では光ファイバの軸方向を z 軸と定義した。ここではその定義に沿うように積層板の 0° 方向を z 軸とし、さらに積層板の 90° 方向を x 軸、厚さ方向を y 軸と定義した。積層板、光ファイバともに同じ座標系で解析を行う。なお、複屈折の評価のみであれば 2 次元の有限要素モデルで解析可能であ

るが、次節の不均一ひずみ分布の数値計算でも同じ解析モデルを使用するために、ここでは 3 次元の有限要素モデルを構築した。CFRP 積層板 (T800H/3631, 東レ (株)), 細径光ファイバ (日立電線 (株)) の物性値はそれぞれ表 A.1, 表 A.3 及び表 A.4 に示す値を使用し、有限要素解析は弾性解析のみを行った。細径光ファイバの被覆の物性値 (表 A.4) は FBG の複屈折効果に大きく影響する。これについては後述する。なお、本研究の数値解析では積層板-被覆間、および被覆-細径光ファイバ間の接着は完全であると仮定した。

数値計算によって求めた光ファイバ中心部 (コア) の熱残留ひずみを第 2 章で示した光ファイバの解析モデルに代入し、反射光スペクトルの計算を行った。使用した光ファイバの光学的特性は表 A.5 に示すとおりである。また、本研究で使用した細径 FBG のグレーティング特性を表 A.6 に示す。

3.1.2 複屈折効果による FBG の反射光スペクトル変化

CFRP 積層板 (T800H/3631) の硬化温度は 185℃ であり、室温を 20℃ として有限要素解析を行うと、光ファイバ中心部における熱残留ひずみは表 3.1 に示す値となった。なお、ここでは比較のため、一方向性積層板 (T800H/3631, 積層構成 [0₈]) の厚さ方向中央部に細径 FBG を埋め込んだ 3 次元有限要素モデルの数値計算結果を併せて示す。計算結果から式 (2.59) に示されるひずみの非軸対称成分 ε_d を求めると、クロスプライ積層板については $\varepsilon_d = 7.23 \times 10^{-4}$ 、一方向性積層板については $\varepsilon_d = 2.36 \times 10^{-6}$ となる。この ε_d の大きさが複屈折効果の大きさを示すので、クロスプライ積層板についてはその効果が非常に大きいことがわかる。この違いを具体的に評価するには、式 (2.60) から $\Delta n_p, \Delta n_q$ を求め、両偏波のブラッグ波長の差を計算すればよい。その結果、クロスプライ積層板についてはブラッグ波長の差が約 167pm となり、通常の FBG ではスペクトル幅が 200 ~ 300pm 程度であることを考慮すると、複屈折の影響が大きいことがわかる。一方、一方向性積層板ではブラッグ波長の差が約 1pm であり、複屈折の影響がほとんどないと言ってもよい。

次に有限要素解析の結果を考慮して、成形前後での反射光スペクトルの変化を計算した。クロスプライ積層板については図 3.3 に、一方向性積層板については図 3.4 にそれぞれ数値解析によって求めた反射光スペクトルを示す。なお、使用した FBG の初期波長のバラツキをなくすため、波長 (スペクトルの横軸) の表記を規格化する。解析については 20℃ におけるブラッグ波長、実験については 20℃ で計測した中心波長からのずれ (離調) で表記を統一する。数値解析の結果、中心波長に関してはクロスプライ積層板は短波長側、一方向性積層板については長波長側にシフトすることがわかる。これはブラッグ波長のシフトに関して、FBG の軸方向ひずみ ε_z が支配的なためである。また複屈折の効果によって、クロスプライ積層板の反射光スペクトルの形状が変化していることがわかる。これは先に述べたとおり、非軸対称ひずみ成分 ε_d の存在が影響しており、 p 偏波と q 偏波のブラッグ波長差によってスペクトル幅が変化する。このスペクトル

ル幅の変化についてより詳細に調べた結果を図 3.5 に示す. このグラフは横軸がスペクトルのピーク反射率によって規格化した反射率, 縦軸がその反射率におけるスペクトル幅である. すなわち, 図 3.5 の横軸が 0.5 の位置におけるスペクトル幅が, 半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) と定義されるスペクトル幅である. この結果から, 成形前後でのスペクトル幅が大きく変化していることがわかる. 規格化された反射率が約 0.5 以下ではスペクトル幅が広がり, それ以上では逆にスペクトル幅が狭くなる.

表 3.1 有限要素解析によって求めた細径 FBG センサの熱残留ひずみ (単位: $\mu\epsilon$)

積層構成	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_z	ϵ_{xy}
一方向性積層板	-235	-233	181	1.94
クロスプライ積層板	366	-378	-289	0.407

3.1.3 被覆の物性値が FBG の複屈折に与える影響

次に, 光ファイバ被覆の物性値が複屈折に及ぼす影響を調べる. 次節以降の数値解析では表 A.4 の物性値を使用した, 文献 [46] などからポリイミドの物性値は分子構造によって異なる. そこで, ポリイミドの物性値を変化させて, その結果が熱残留応力にどの程度の影響を与え, さらに FBG の反射光スペクトルがどの程度影響を受けるか調べる.

まずは, ポリイミドの弾性率を 0.1, 0.5, 2.0, 5.0, 10.0 GPa と変化させて, CFRP クロスプライ積層板に埋め込まれた細径 FBG について, 成形温度 (185°C) から室温 (20°C) まで冷却したときの熱残留ひずみを計算した. その結果を表 3.2 に示す. 弾性率が大きい方が ϵ_d が大きく, 複屈折の影響が強く現れると予測される. 逆に弾性率を小さくすれば複屈折の影響を小さくすることができる. これらの熱残留ひずみから計算される反射光スペクトルの規格化された反射率とスペクトル幅の関係を図 3.6 に示す. 弾性率が大きくなるほど反射率が低い位置でのスペクトル幅が広くなり, 弾性率が 0.1 GPa の場合は複屈折の効果がほとんど現れない. 逆に, 被覆の弾性率が 10 GPa になると複屈折によってスペクトル幅は埋め込み前の 2 倍近くになる.

さらに, 今度はポアソン比を 0.2, 0.3, 0.35, 0.4, 0.45 GPa と変化させた結果を表 3.3, スペクトル幅の変化を図 3.7 にそれぞれ示す. ポアソン比についても弾性率と同様で, 値が大きくなれば複屈折の効果が増幅され, ポアソン比が小さければ複屈折の効果は小さくなる. また, 弾性率ほどは複屈折の効果が大きく変化しないことがわかる. 以上のことより, 光ファイバの被覆の物性値, 特に弾性率が FBG へのひずみ伝達に果たす役割が非常に大きいことがわかった. つまり, 被覆に適切な弾性率のある材料を選ぶことにより, FBG に加わる複屈折の効果をなくすことも, 逆に増幅することも可能である.

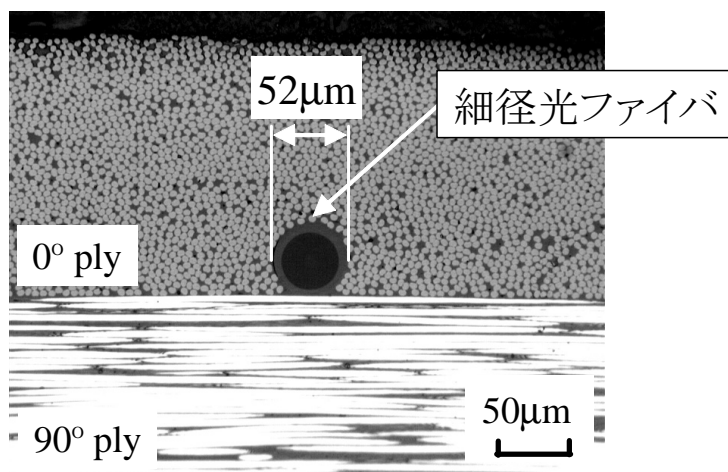


図 3.1 90°層方向に切断したクロスプライ積層板の断面写真

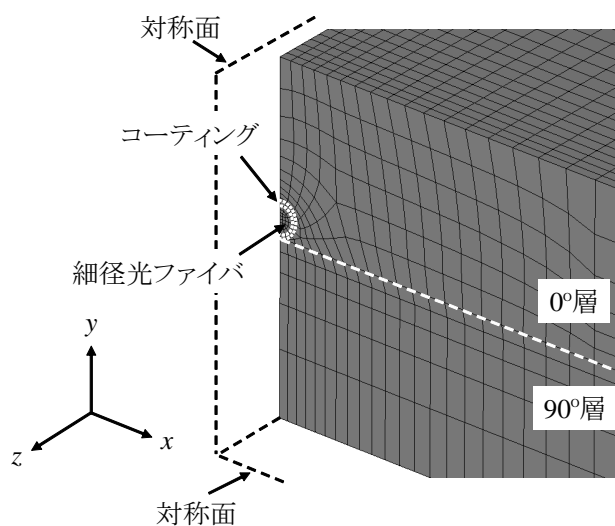


図 3.2 細径 FBG を埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の 3 次元有限要素モデル

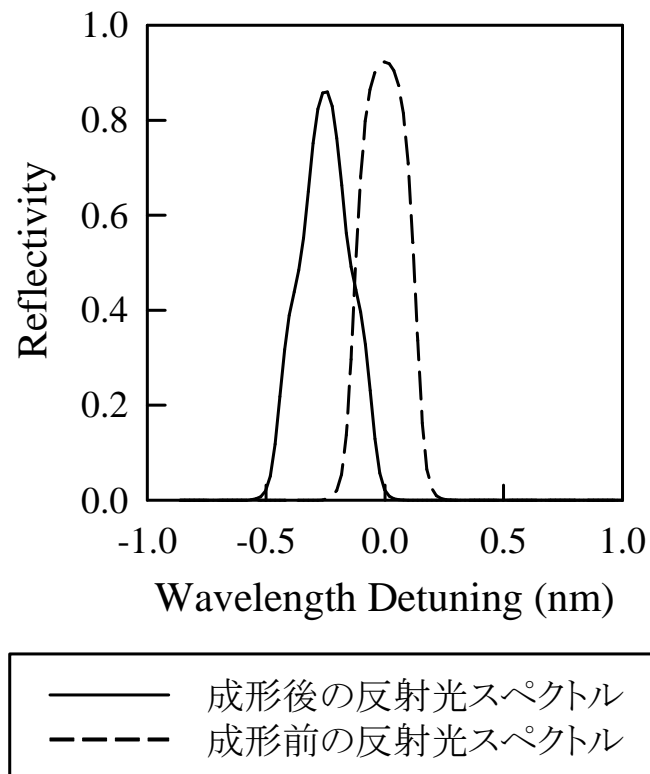


図 3.3 クロスプライ積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後での反射光スペクトル変化

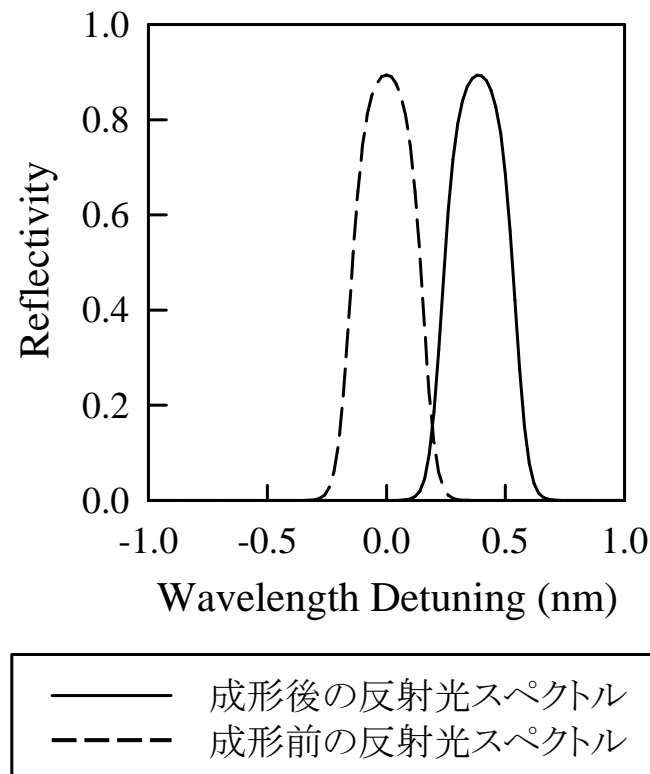


図 3.4 一方向性積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後での反射光スペクトル変化

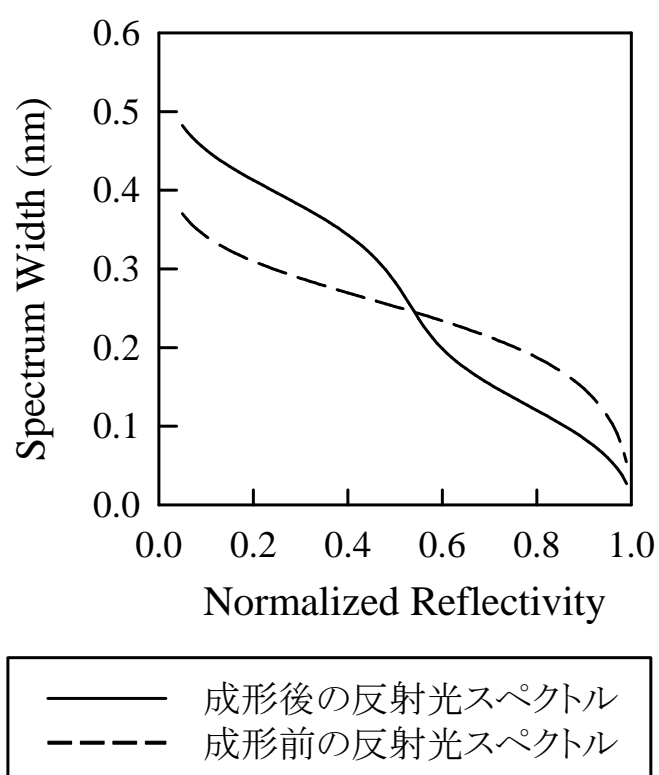


図 3.5 クロスプライ積層板に埋め込まれた細径 FBG の成形前後でのスペクトル幅変化

表 3.2 被覆の弾性率を変化させた場合の細径光ファイバの熱残留ひずみ (ひずみの単位: $\mu\epsilon$)

弾性率 (GPa)	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_z	ϵ_{xy}	ϵ_d
0.1	99.8	-24.8	-289	0.363	125
0.5	253	-228	-288	0.862	481
2.0	481	-531	-289	-1.46	1010
5.0	576	-672	-290	-6.37	1250
10.0	588	-720	-290	-10.3	1310

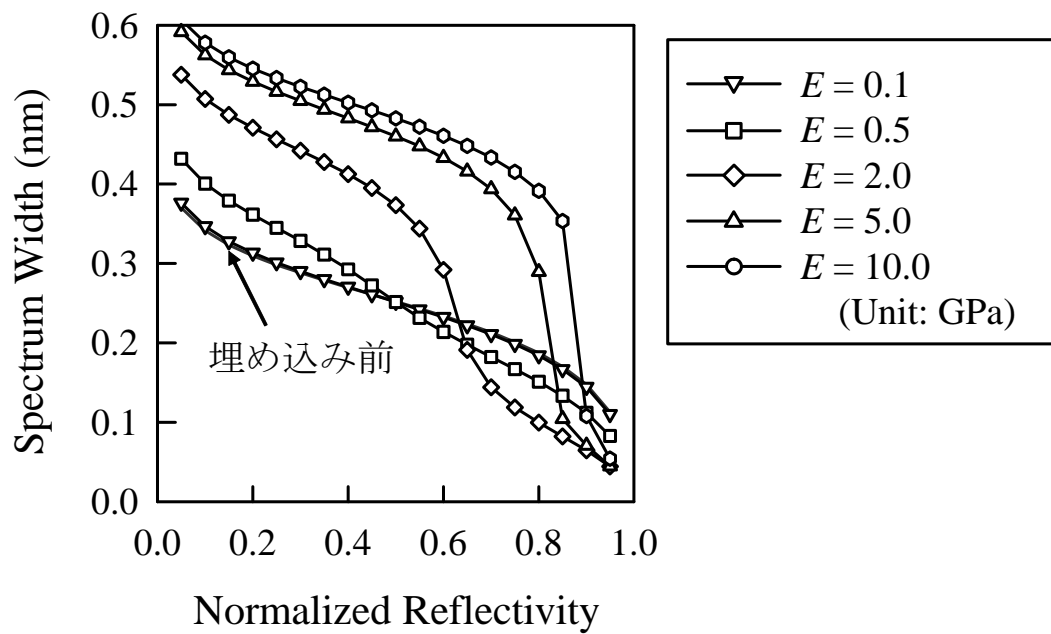


図 3.6 被覆の弾性率を変化させた場合の複屈折効果によるスペクトル幅変化

表 3.3 被覆のポアソン比を変化させた場合の細径光ファイバの熱残留ひずみ (ひずみの単位: $\mu\epsilon$)

ポアソン比	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_z	ϵ_{xy}	ϵ_d
0.2	352	-361	-289	0.378	713
0.3	388	-404	-289	0.425	792
0.35	423	-445	-289	0.413	867
0.4	482	-515	-289	0.301	997
0.45	598	-651	-289	-0.272	1250

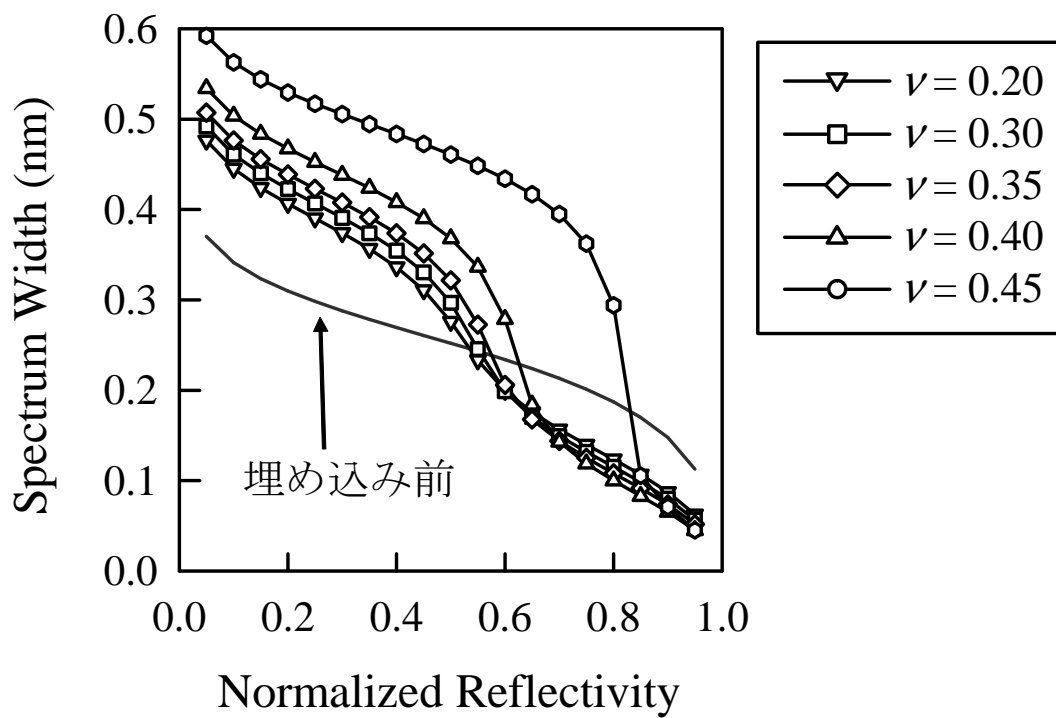


図 3.7 被覆のポアソン比を変化させた場合の複屈折効果によるスペクトル幅変化

3.2 不均一ひずみ分布に対する FBG の応答

本節では, FBG のトランスバースクラック発生に対する応答を数値計算によって解析する. トランスバースクラックが発生すればその周りに応力集中が発生する. その応力集中の影響で, 図 3.1 のように $0^\circ/90^\circ$ 層の境界に埋め込まれた細径光ファイバには不均一なひずみが加わる. 前節で述べたとおり熱残留応力の影響があるので, 外力を加えなくても損傷のある積層板内部には応力集中が発生する. また, 実用上の観点からは, 無負荷の状態で複合材料の健全性を保証できる技術が求められる. したがって, ここではトランスバースクラック発生後の積層板について, 外力を加えず熱残留応力のみを考慮した解析を行い, FBG の不均一なひずみ分布に対する応答を解析する. まずは, トランスバースクラックがグレーティング中央部に発生した場合について解析を行い, その後, トランスバースクラック位置に対する FBG の感度を解析する. さらに被覆の物性値変化が FBG のトランスバースクラック感度に与える影響を解析する.

3.2.1 解析手法

前節と同じく, 細径 FBG を 90° 層に接するようにして 0° 層の強化繊維と平行に埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板 (T800H/3631, $[0_2/90_4/0_2]$) の 3 次元有限要素モデルを用いて解析を行った. 有限要素解析においてトランスバースクラックは 2 重節点で表現した. この 3 次元有限要素モデルの全体図を図 3.8 に示す. なお, 図中で細径光ファイバは図 3.2 と同様にモデル化されている. まずはクラック密度を 1cm^{-1} として解析を進める. 本研究で使用する FBG はグレーティング長 L が 10mm なので, グレーティングの範囲内にトランスバースクラックが 1 個存在することになる. また, 図 3.9 に示すように z 軸の原点をグレーティング端で定義し, ここからの距離でトランスバースクラックの位置を定義する.

3.2.2 トランスバースクラックが 1 つ発生した場合の反射光スペクトル

まずは $z=5\text{mm}$, つまりグレーティング中央にトランスバースクラックが 1 個存在する状態で解析を行う. 3 次元有限要素解析によって熱残留応力を求めた. 求められた軸方向ひずみ分布を図 3.10 に示す. ここで ε_h および ε_d はそれぞれ, 式 (2.58) および式 (2.59) で定義されるひずみである. いずれのひずみ成分もクラック近傍では応力集中の影響で不均一な分布になっている. このような不均一ひずみ分布が加わった FBG の反射光スペクトルを第 2 章で示した行列伝達法による近似解法で求め, その結果得られた反射光スペクトルの計算値を図 3.11 に示す. なお, これまでとは異なり, 図 3.11 における反射率是对数表記である. 不均一なひずみ分布が加わった結果, FBG の反射光スペクトルが大きく乱れることがわかる. この場合, 損傷がない場合の反射光スペクトルと比べて, 高波長側は広い帯域にわたって反射率の変化がみられる. 積層板に静的引

張荷重などの外力が加わった場合にも、図 3.10 に示す様なひずみ分布の不均一性が現れるため、どのような荷重条件でも細径 FBG によるトランスバースクラック検出は可能である。

3.2.3 トランスバースクラックの発生位置に対する FBG の感度

次に、トランスバースクラックの位置に対する FBG の感度について解析を行った。クラック位置 z を 0mm から 10mm の範囲で 1mm 毎に変化させて、そのときの細径 FBG の不均一なひずみ分布を計算した。さらに、その不均一なひずみ分布に応じた反射光スペクトルを計算した。なお、解析では $z=0$ から $+z$ の方向に向かって光を入射している。以上の計算によって得られた反射率の変化をまとめた結果が図 3.12 である。この図は損傷がないときの反射光スペクトルを基準にして、そこからの反射率の変化をコンター図で示したものである。横軸は規格化した波長、縦軸はトランスバースクラックの位置である。また、実際に有意な計測精度を考慮して、反射率が -30dB(0.001) 以下の計算値は -30dB に切り上げて計算を行った。本研究では表 A.6 に示す特性を持つアポダイズド FBG を使用しているので、グレーティングの端部 ($z=0$ mm および $z=10$ mm) にトランスバースクラックが存在する場合は感度が悪い。しかしながらトランスバースクラックが 1~9mm の位置にあるときは反射率の変化がはっきりと認められる。特に高波長側での変化が大きい。したがって、反射光スペクトルの測定によってスペクトル形状の変化を捉えることにより、材料中に発生したトランスバースクラックを検出することが十分に可能である。

3.2.4 被覆の物性値が FBG のクラック検出感度に及ぼす影響

第 3.1.3 小節では、積層板中に埋め込まれた FBG の複屈折効果について、細径光ファイバ被覆の物性値が変化した場合に反射光がどのような影響を受けるか検討した。ここでは、FBG の不均一ひずみ分布に対する応答が、被覆の物性値を変化させた場合に受ける影響を評価する。なお、被覆の有無がトランスバースクラックの検出感度に及ぼす影響については文献 [47] に詳しい。グレーティング中央部 ($z=5$ mm) にトランスバースクラックが 1 個存在する場合を考えて、光ファイバ被覆の弾性率を 0.1, 1.0, 10.0GPa と変化させて 3 次元有限要素解析を行い、熱残留応力による細径光ファイバの不均一なひずみ分布を求めた。クラック近傍における細径光ファイバの軸方向ひずみ ε_z について、計算結果を図 3.13 に示す。弾性率が高い場合はひずみのピーク値も高くなるが、逆に弾性率が低下するほどひずみのピーク値も低くなる。次に、これらのひずみ分布による反射光スペクトルの変化を計算した。弾性率が 0.1GPa の場合は図 3.14 に、10.0GPa の場合は図 3.15 に示す結果が得られた。これらの図では図 3.11 と同様に、損傷がない場合の反射光スペクトルと比較して結果を図示した。複屈折の効果の違いによって、それぞれの初期スペクトル (損傷がない場合の反射光スペクトル) が異なっていることに注意されたい。図 3.13 に示

した計算結果から予測されるとおり、弾性率の高い被覆を用いた方がトランスバースクラックに対する細径 FBG の感度は高くなる。しかしながら、弾性率が 0.1GPa の被覆を用いた場合でもクラック発生による反射光スペクトルの変化は十分に計測可能なレベルであり、損傷検出センサとして十分に機能する。

次に、先の例と同じくトランスバースクラックの位置を $0 \leq z \leq 10$ の範囲で z を 1mm の間隔で変化させて、反射率の変化を詳細に解析した。弾性率が 0.1GPa についての解析結果は図 3.16 に、10.0GPa については図 3.17 にそれぞれ示す。これらの解析結果からも弾性率が高い被覆を持つ FBG の方が、トランスバースクラックに対する感度がよいことが示されている。しかしながら、図 3.12, 図 3.16, および図 3.17 より被覆の弾性率にかかわらず、 z が 1mm ~ 9mm 程度の範囲内にあるクラックが検出可能であるといえる。したがって、被覆の弾性率がトランスバースクラックの検出感度に及ぼす影響は小さく、細径 FBG を損傷検出センサとして適用する場合には被覆の弾性率に関わらず、その検出機能を保証できることが示された。

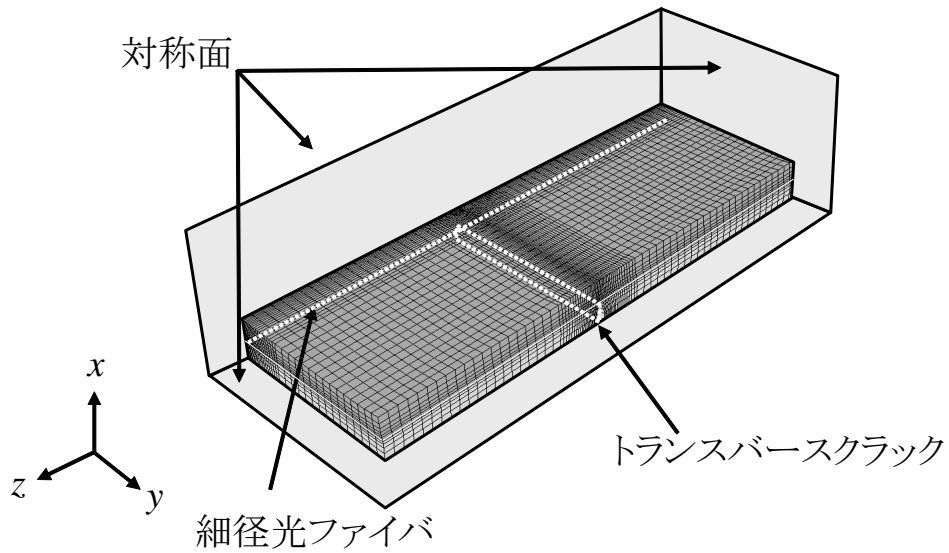


図 3.8 トランスバースクラックを含めた 3 次元有限解析モデル

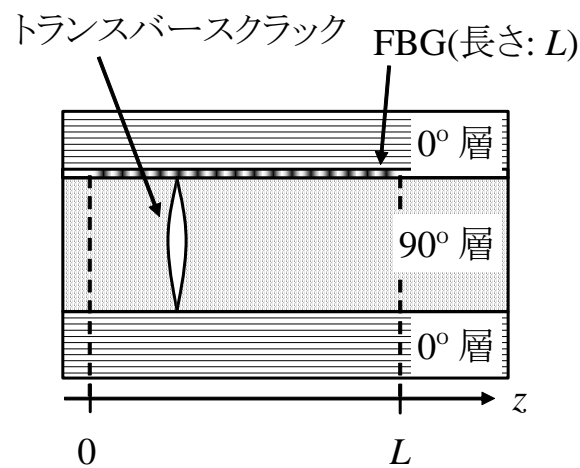


図 3.9 有限要素モデルの座標系におけるグレーティング位置の定義

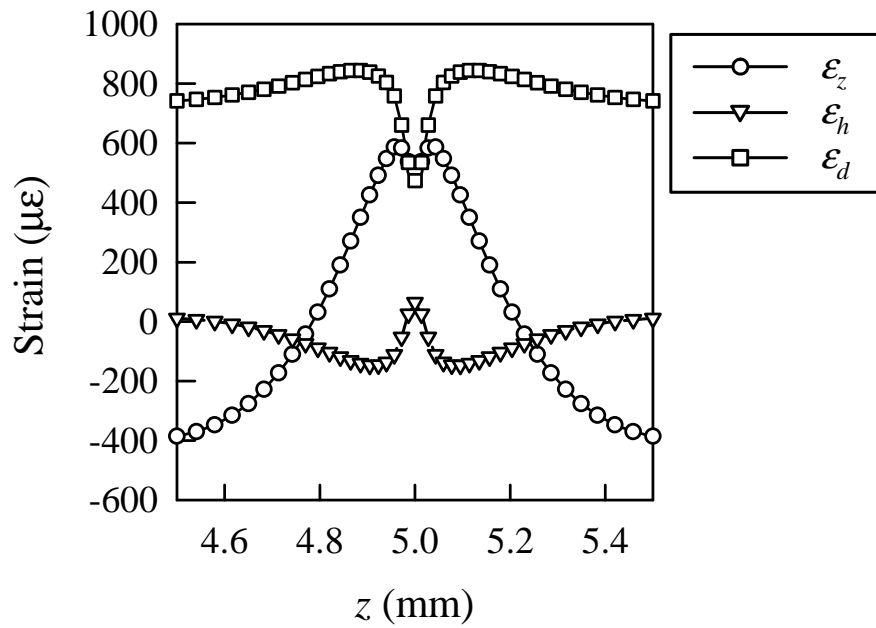


図 3.10 有限要素解析によるトランスバースクラック近傍の不均一ひずみ分布

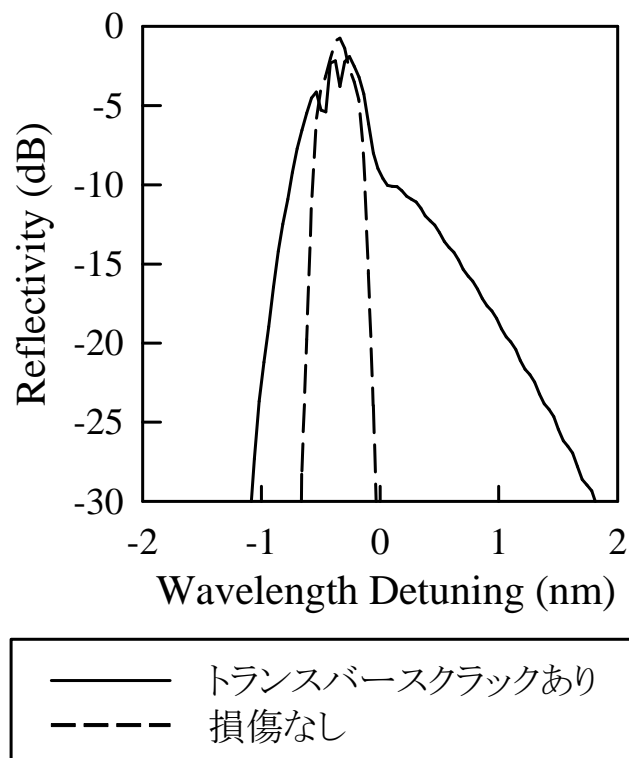


図 3.11 トランスバースクラック発生時の不均一な 3 軸ひずみ分布を考慮した FBG の反射光スペクトル

損傷がない状態で反射率が-30dB以上である帯域

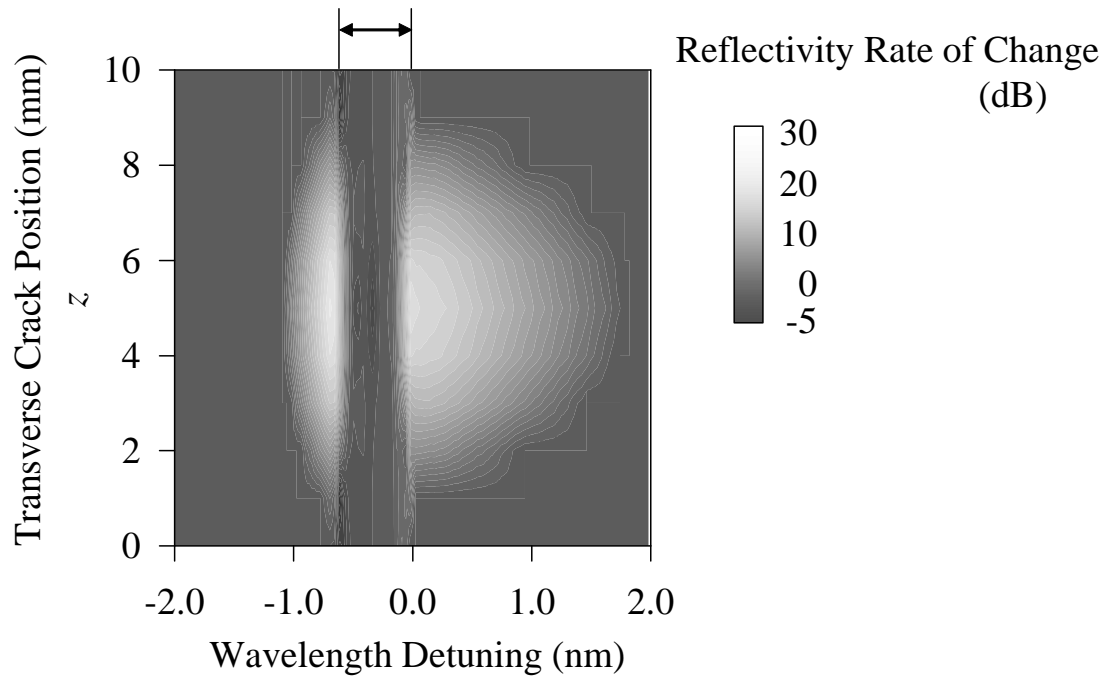


図 3.12 トランスバースクラックの位置による FBG の反射率変化

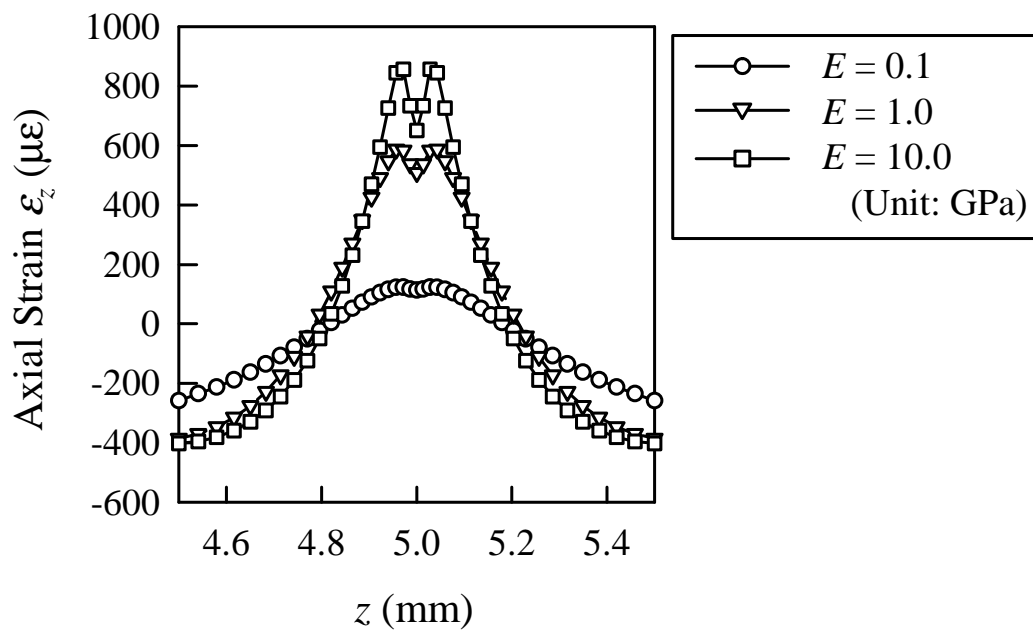


図 3.13 被覆の弾性率の違いによる細径 FBG の軸方向ひずみ分布 ε_z

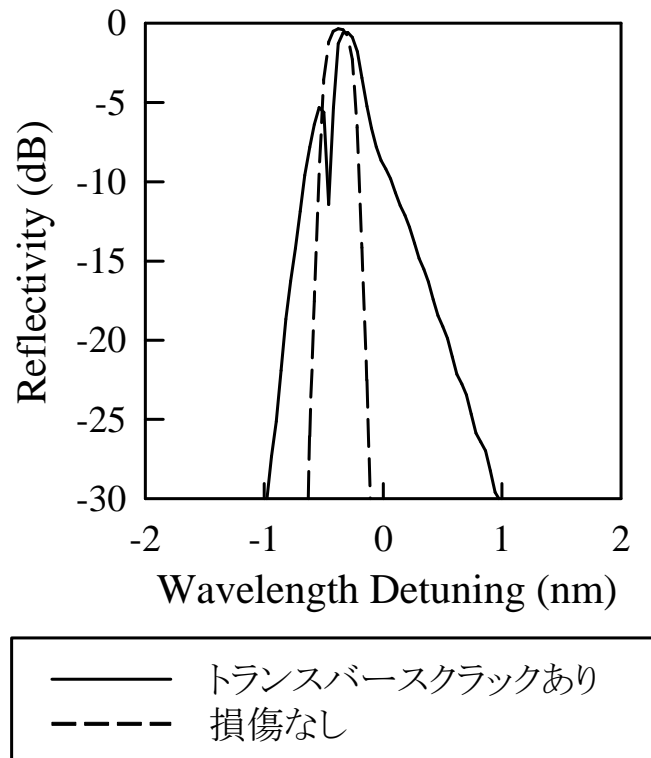


図 3.14 被覆の弾性率が 0.1GPa である細径 FBG のトランスバースクラック発生に対する反射光スペクトル変化

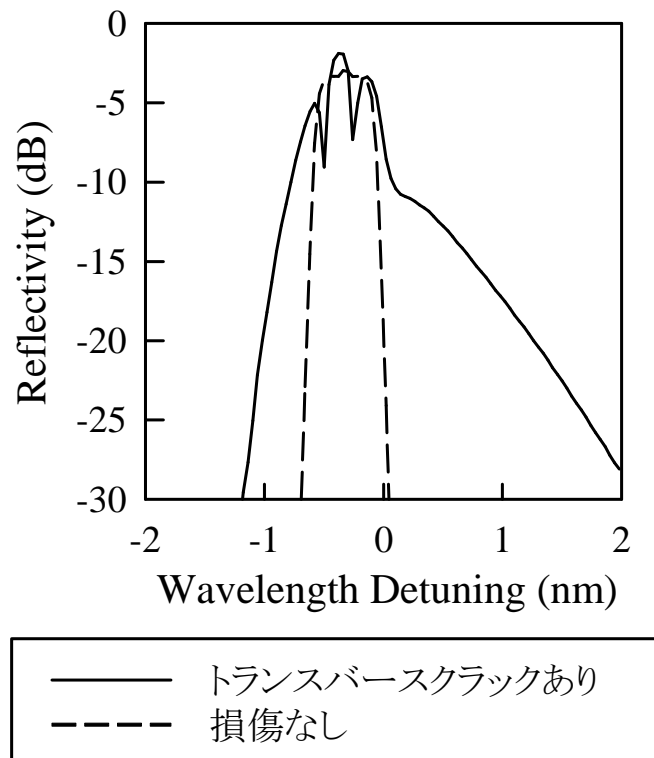


図 3.15 被覆の弾性率が 10.0GPa である細径 FBG のトランスバースクラック発生に対する反射光スペクトル変化

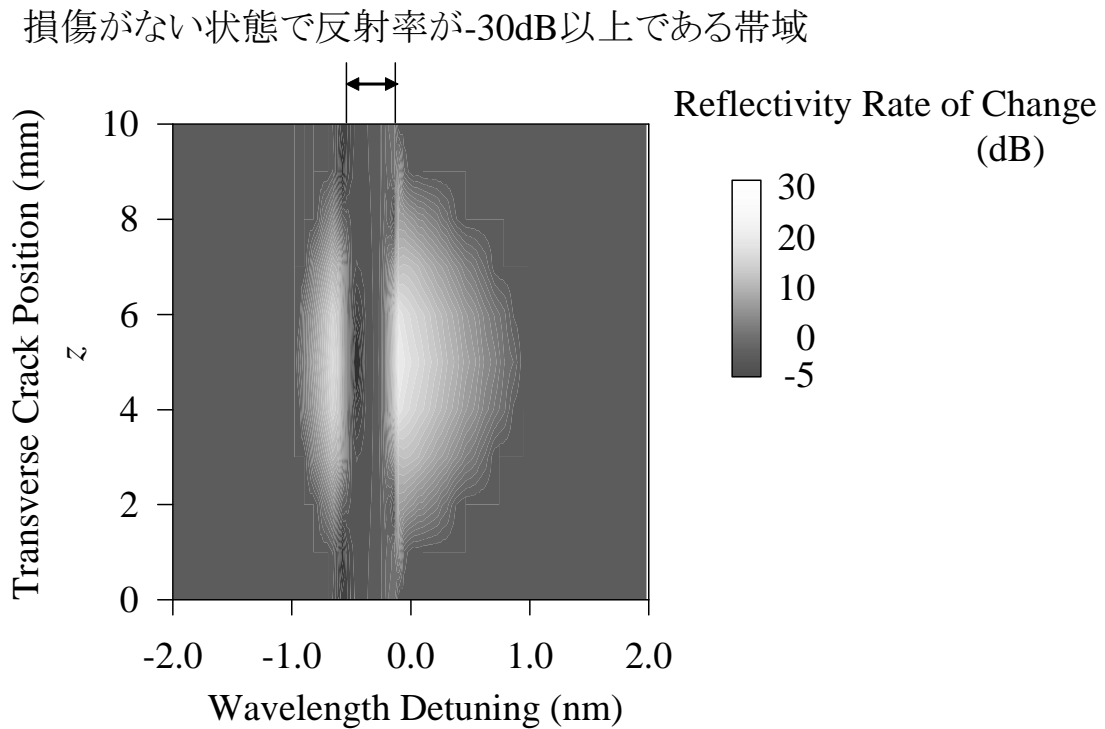


図 3.16 被覆の弾性率が 0.1GPa である細径 FBG のトランスバースクラック位置に対する反射率変化

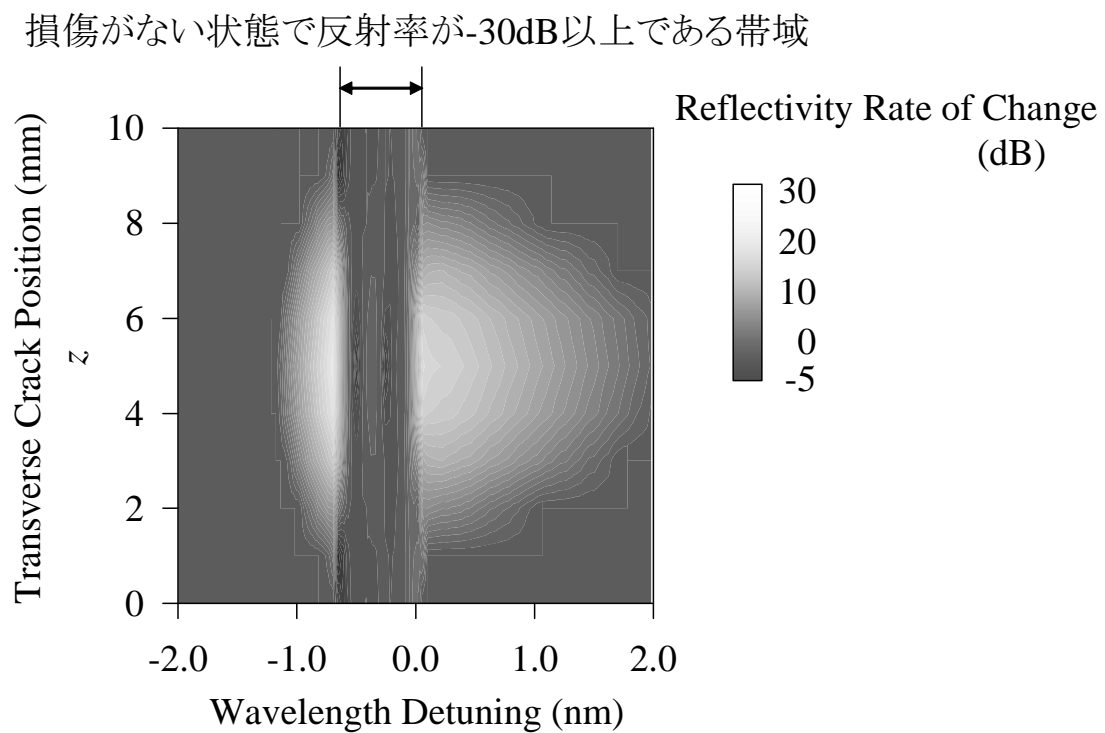


図 3.17 被覆の弾性率が 10.0GPa である細径 FBG のトランスバースクラック位置に対する反射率変化

3.3 細径 FBG による積層板成形時のリアルタイムモニタリング

前節までの議論で, CFRP 積層板中に埋め込まれた細径 FBG がトランスバースクラック発生に対する応答が鋭く, 材料内の目視では確認できない微視的な損傷を検出できる可能性が示された. 本節以降では, 前節までの解析結果を実験により検証する. まず本節では, 積層板の熱残留応力によって誘起される細径 FBG の複屈折効果について検証を行う. ここでは積層板に埋め込んだ細径 FBG について, 積層板成形時の反射光スペクトルを連続的にモニタリングした結果を示す.

本研究ではエポキシ樹脂をマトリックスにした CFRP を使用している. 一般的に熱硬化性樹脂をマトリックスで使用している複合材料を使用する場合, 成形過程において十分に樹脂が硬化しているかを知ることは重要である. さらに, 材料の異方性により生じる熱残留応力の評価は, 運用中に構造材料が熱疲労環境におかれる航空機や宇宙機では特に重要である. そこで, 第 3.1 節で解析を行った一方向性積層板とクロスプライ積層板の成形過程において, FBG の反射光および透過光をモニタリングし, 積層板の成形過程を評価することを試みた.

まず始めに実験手法について述べる. 次に, 細径光ファイバを活用するためには不可欠である細径-通常径光ファイバの融着技術について述べる. 最後に, 実験結果を示し先の数値解析との比較を行う.

3.3.1 実験の概略および実験手法

先に示したとおり CFRP は T800H/3631 を使用した. 高強度中弾性率炭素繊維 T800H はボーイング 777 の 1 次構造材 (T800H/3900-2) にも採用されている. また, この複合材料中に埋め込む細径 FBG は第 1 章で述べたとおり, 東京大学と日立電線 (株) によって開発されたものである.

積層板の成形はホットプレス法により行った. T800H/3631 のプリプレグを切り出し, 表 3.4 に示すような細径光ファイバを埋め込んだ積層板を作製した. プリプレグを切断したサイズは 140mm×138mm であり, 一方向性積層板については 4 層目と 5 層目の層間, クロスプライ積層板については 2 層目 (0°層) と 3 層目 (90°層) の層間にそれぞれ光ファイバの軸方向が 0°層の強化繊維と平行になるように埋め込んだ. また, 細径光ファイバを FBG が試験片の中央になるように配置した. 積層したプリプレグを金型にはめ込み成形を行った.

成形中に行った計測の概略図を図 3.18 に示す. 成形中のモニタリングでは 3 つの FBG を使用した. それぞれ 1 本の光ファイバに 1 つの FBG が書き込まれた単一センサである. このうち, 試験片に埋め込んだ FBG は細径光ファイバに書き込まれた 2 つであり, 残りの 1 つは FBG にひずみが加わらないように成形装置内に設置されたセンサである. これは, 熱電対によ

る温度データと比較して温度センサとしての機能を評価するための FBG であり, この FBG は通常径光ファイバに書き込まれている. FBG に入射する光は ASE 光源 (Amplified Spontaneous Emission, AQ4310 及び AQ4315A, 安藤電気 (株)) を使用した. とともに $1,550\text{nm} \pm 20\text{nm}$ 程度において十分な出力がある. なお, 本研究の計測システムは偏波に依存しない構成である. この光源からの光を FBG に入射するが, 光源数の制限および反射光の切り分けのために 3dB カプラ (一部は光サーキュレータを使用) を使用して光を分岐している. このようにして切り分けられた反射光および透過光を光チャネルセレクト (AQ3540, 安藤電気 (株)) によって機械的に切り替え, 光スペクトラムアナライザ (AQ6331, 安藤電気 (株)) で計測した. 光スペクトラムアナライザおよび光チャネルセレクトは GPIB (General Purpose Interface Bus) によって制御を行い, 成形中の連続計測が可能になるように互いの動作を連動させた. 制御プログラムは LabVIEW 6.1 (National Instruments Corporation) によって記述されている. 制御プログラムによって取得した FBG のスペクトルはコンピュータのハードディスク上に随時書き込まれる. 本研究では成形開始から終了までの約 20 時間, サンプリングレートを 10 秒に設定しデータを収録した. チャンネル数が 5 つなので, チャンネル毎のサンプリングレートは 50 秒になる. また, 別のコンピュータにより成形温度を制御し, 熱電対による温度計測のデータを収録した.

成形の温度履歴を図 3.19 に示す. これはクロスプライ積層板成形時における熱電対の実測値である. 約 1 時間半で 120°C まで加熱し, この時点で約 4MPa の加圧を行う. その後 185°C を 140 分間保持した後, 自然冷却により室温まで冷却した.

表 3.4 成形時のリアルタイムモニタリングに使用した細径 FBG を埋め込んだ CFRP 積層板

	積層構成	細径 FBG 埋め込み位置
一方向性積層板	$[0_8]$	0° 層 (厚さ方向中央)
クロスプライ積層板	$[0_2/90_2]_s$	0° 層 (90° 層との境界)

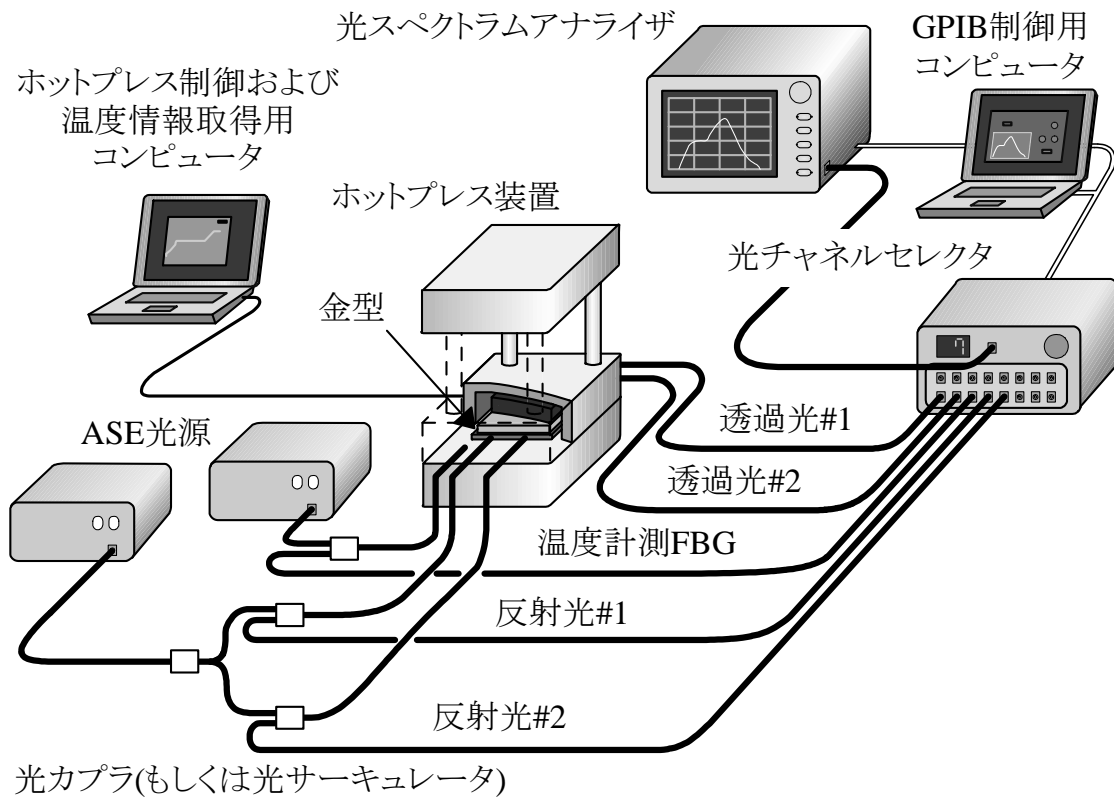


図 3.18 FBG による積層板成形モニタリングの概略図

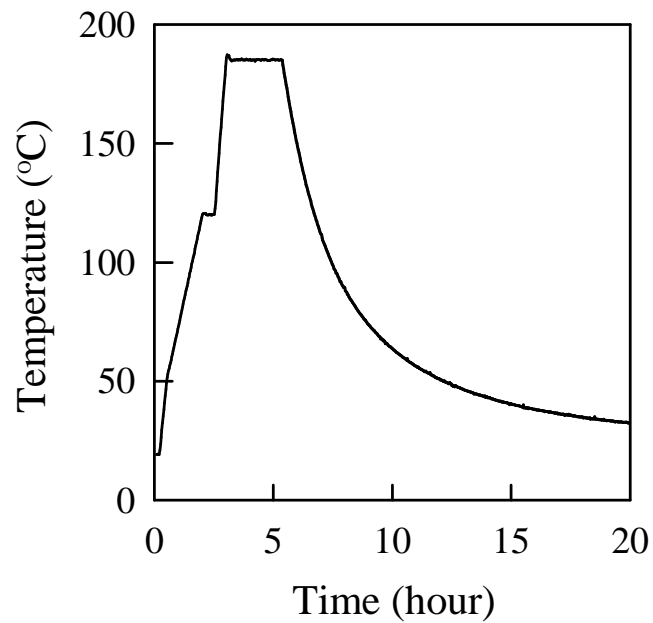


図 3.19 CFRP 積層板成形時の温度履歴

3.3.2 細径-通常径光ファイバ融着技術

積層板中に埋め込んだ細径 FBG センサに光を入射し、その反射光を測定するためには細径光ファイバと通常径の光ファイバを接続する必要がある。細径光ファイバを積層板中に埋め込み、成形することを考慮すると、接続コネクタは試験直前に取り付け可能であった方が作業性がよい。しかしながら、細径光ファイバが新規開発された特殊な光ファイバで現段階では量産品でないことから、簡易に脱着可能なコネクタは未だ開発されていない。そこで、細径光ファイバと通常径光ファイバを融着することで接続し、計測を可能にする技術を開発した。

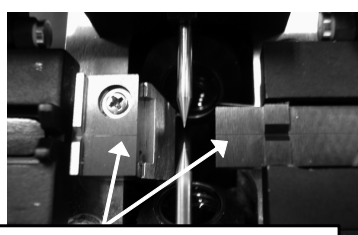
融着機はコア直視型融着接続機 S182A(古河電工(株))を使用した。図 3.20 に融着機の全体写真を示す。この装置の V 溝に光ファイバを固定し、光ファイバの断面方向の 2 軸を制御する。融着接続機内の CCD で得られた画像を処理し、光軸を合わせ、アーク放電により融着を行う。既存の V 溝および融着制御プログラムでは $80\mu\text{m}$ (以下、中間径)- $125\mu\text{m}$ (通常径)の異径融着は可能であるが、細径-通常径は融着することができない。

そこで、まずは細径光ファイバを固定する V 溝を新規作製した。図 3.21 にその写真を示す。これにより細径光ファイバの光軸合わせは可能になった。しかしながら、細径-通常径光ファイバを直接融着することはできない。これは両者の径の差から光ファイバの熱容量が極端に異なり、適切なアーク放電強度を設定できないためである。したがって、本研究では中間径光ファイバを使用し、2 段階に分けて細径-通常径の融着を行った。その手順は図 3.22 の通りである。まず、中間径-通常径光ファイバの融着を行う。この作業はさほど難易度が高い作業ではない。次に、光ファイバクリーパーを使用して中間径を長さ 10 ~ 30mm 程度の長さで切断する。最後に、細径-中間径光ファイバの融着を行うが、細径光ファイバが溶け過ぎてしまわない程度の適当な放電強度を調整する必要がある。また、細径-中間径の融着によるパワーロス小さくするためには、光ファイバの端面をある程度の精度で出す必要がある。これらの一連の作業は、現段階では非常に難易度が高く熟練を要する作業であるため、後述する第 5 章にあるような研究室外で、しかも時間的な制約もある状況では作業性が悪い。

以上の手順で細径-通常径光ファイバの融着を行った。異径融着を行った例を図 3.23 に示す。現段階では融着部分でのパワーロスが最良でも約 20% 程度である。また、上記のように技術的に途上段階であるため、パワーロスのバラツキも大きい。本章の実験では導波路中のパワーロスが計測の精度に与える影響は小さいが、第 4 章のような逆問題、および第 5.2 節で使用した多重化 FBG の計測を行う上ではパワーロスが小さい方が望ましい。今後、細径 FBG の作業性の向上と併せて今後の課題として挙げられる。



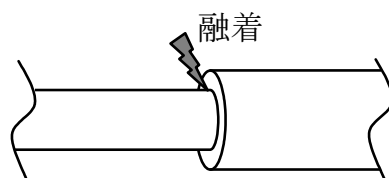
図 3.20 融着接続機 S182A



細径光ファイバ用V溝

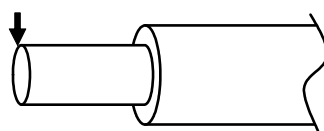
図 3.21 細径光ファイバ用固定 V 溝

1. 中間径-通常径光ファイバ融着



2. 中間径光ファイバ切断

光ファイバクリーパーを使用して切断



3. 細径-中間径光ファイバ融着

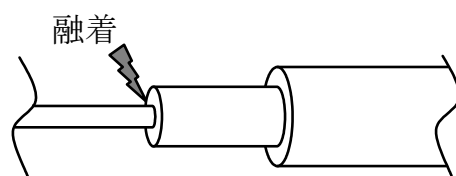


図 3.22 細径-通常径光ファイバ融着手順

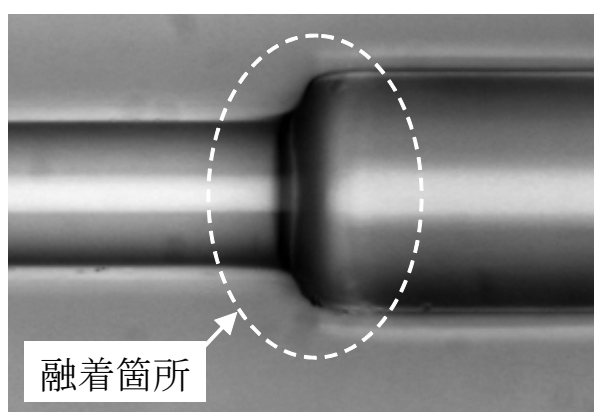


図 3.23 融着接続機を利用した異径光ファイバ融着

3.3.3 実験結果および考察

次に表 3.4 に示した一方向性積層板およびクロスプライ積層板について、成形時の反射光スペクトルを計測した結果をまとめる。まずは、FBG による温度計測から得られた結果について示し、その後、積層板中に埋め込んだ FBG の計測結果を示す。

温度計測 FBG の反射光変化

クロスプライ積層板成形時に測定した温度 FBG の反射光のスペクトル変化を図 3.24 および図 3.25 に示す。図 3.24 については温度上昇時、図 3.25 については温度冷却時の反射光スペクトルである。なお、この温度 FBG の計測結果は実験中に反射光強度が大きく変化したので対数表示で示してある。これは実験環境の変化によるパワーロスであり、外乱によるグレーティング特性の変化ではない。実験結果から、温度上昇によって反射光スペクトルは長波長側にシフトし、冷却時には短波長側にシフトする。スペクトル形状の変化は観察されなかった。

以上の実験結果について簡単な考察を加える。被覆と光ファイバの間に生じる熱応力が小さいと仮定すれば、温度計測を行った FBG には応力が加わっていない、すなわち光弾性効果による屈折率変化はない。したがって、式 (2.60) から温度計測 FBG の屈折率変化 Δn は $(dn/dT)\Delta T$ のみが影響する。一方で、FBG の格子間隔 Λ も熱膨張によって $\alpha\Delta T$ のひずみが加わる。ブラッグ波長の変化は式 (2.65) より $\Delta n/n_e$ と $\Delta\Lambda/\Lambda$ の足し合わせに近似できる。 dn/dT は文献 [37] によれば 10^{-5} のオーダーであり、一方、熱膨張係数 α は 10^{-7} のオーダーであり、温度変化に対する FBG の波長シフトは $(dn/dT)\Delta T$ が支配的であることがわかる。

今回の実験で計測した温度計測 FBG の中心波長シフトを図 3.26 に示す。ここでの実験値は冷却時のデータを示している。これは昇温時よりも温度変化が遅くデータが安定しているためである。また、解析値は表 A.3 に示す光ファイバの物性値を利用して、 dn/dT について 0.8×10^{-5} , 0.9×10^{-5} , 1.0×10^{-5} としたときに計算される値である。文献 [37] においては $dn/dT = 1.2\times 10^{-5}$ であり、本研究で得られた実験結果より大きい。また、温度に対する FBG の反射波長変化は厳密には非線形であることがわかる。この現象は極低温ではさらに顕著に現れる。詳細は第 5.2 節で示す。

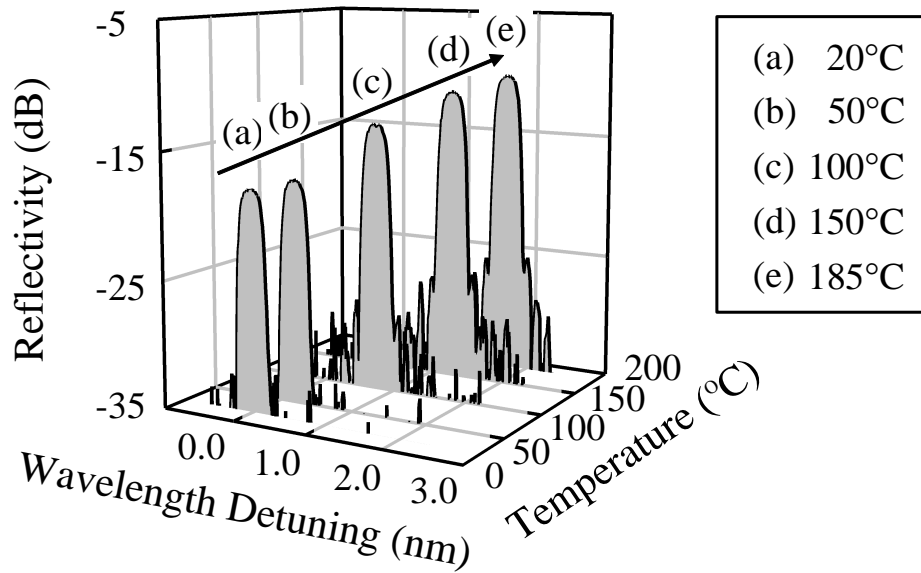


図 3.24 温度計測 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)

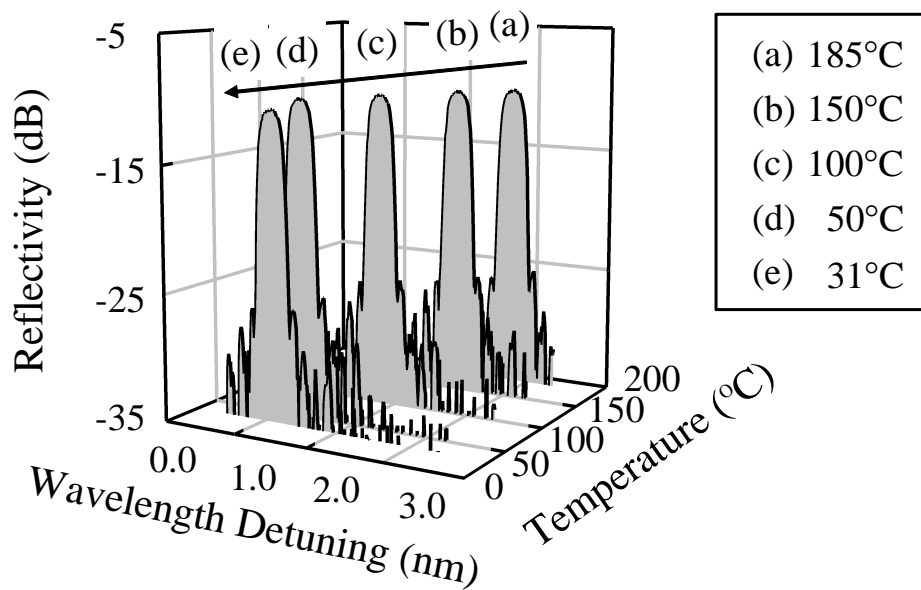


図 3.25 温度計測 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)

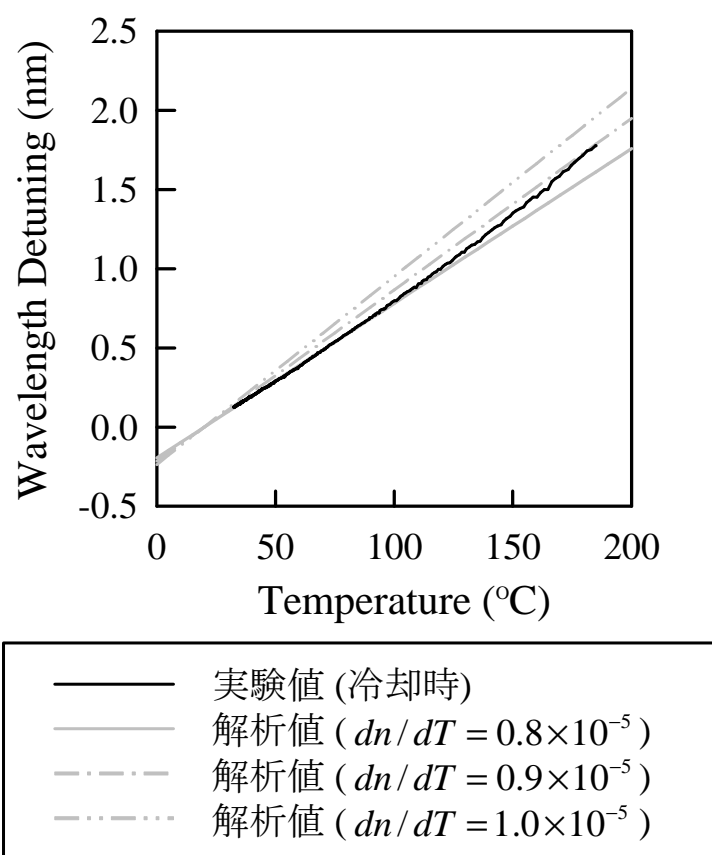


図 3.26 計測された中心波長の温度シフト量および理論値との比較

一方向性積層板中に埋め込んだ FBG センサの反射光変化

一方向性積層板中に埋め込んだ細径 FBG について、成形中に計測した反射光スペクトル変化を図 3.27 および図 3.28 に示す。昇温時のデータが図 3.27 であり、冷却時のデータが図 3.28 である。反射光スペクトルは図 3.24 および図 3.25 に示した温度計測 FBG と同様に、形状変化をせず波長シフトのみが計測された。成形終了後に測定した反射光スペクトルと数値解析を比較した結果が図 3.29 である。なお実験データの反射率と解析による反射率が大きく異なるために、温度計測 FBG と同様に反射率を対数軸にして比較を行っている。実験データの反射率が 10dB 以上解析と異なる理由は、先ほど示した細径-通常径融着によるパワーロスや、積層板端部から成形時に流れ出したエポキシ樹脂によって光ファイバが曲がった状態で固まり、曲げ損失が誘起されているためである。これらはグレーティング部分以外で起こっている現象なので、本論文の解析では考慮されていない。また、これらの現象は後述のクロスプライ積層板に埋め込んだ細径 FBG についても当てはまるので、本章ではこれ以降の反射率を対数で表記する。

さらに、実験結果と解析結果の中心波長が異なる理由として以下の理由が考えられる。

- 樹脂の硬化温度が成形温度と異なる
- 樹脂が硬化される前に FBG に外力が加わる (実験の誤差)
- 解析の誤差

まず、硬化温度が成形温度と異なる可能性については、次のクロスプライ積層板のモニタリング結果から考えて可能性が低い。次に、解析の誤差については、付録 C に示した行列伝達法の解析精度が影響する可能性がある。しかし、図 3.29 に示した結果はそれ以上の誤差があり、その誤差は樹脂の硬化以前に何らかの要因で光ファイバに外力が加わったことが原因と考えられる。

以上の様な誤差要因があるものの、図 3.29 に示す計測結果から一方向性積層板には複屈折の影響がほぼないことが確認された。これは第 3.1 節の解析結果と一致する。

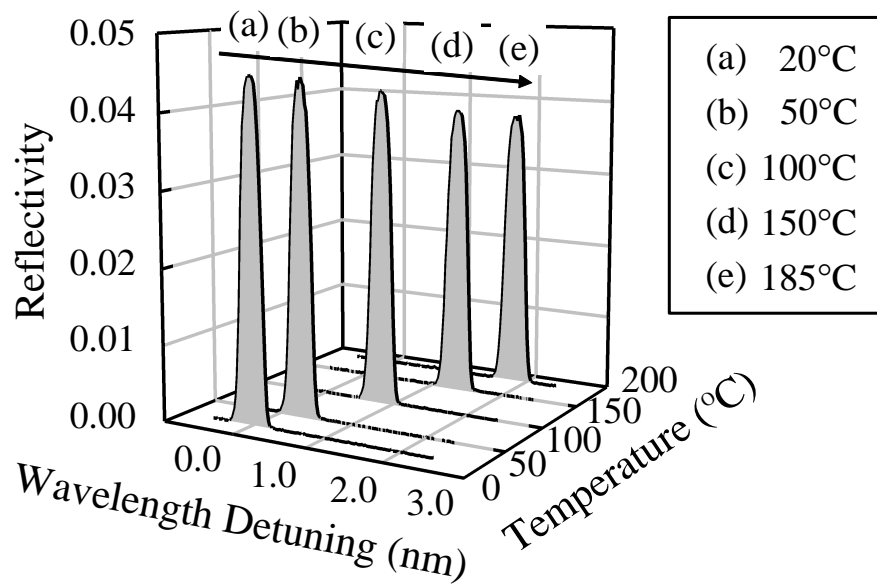


図 3.27 CFRP 一方向性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)

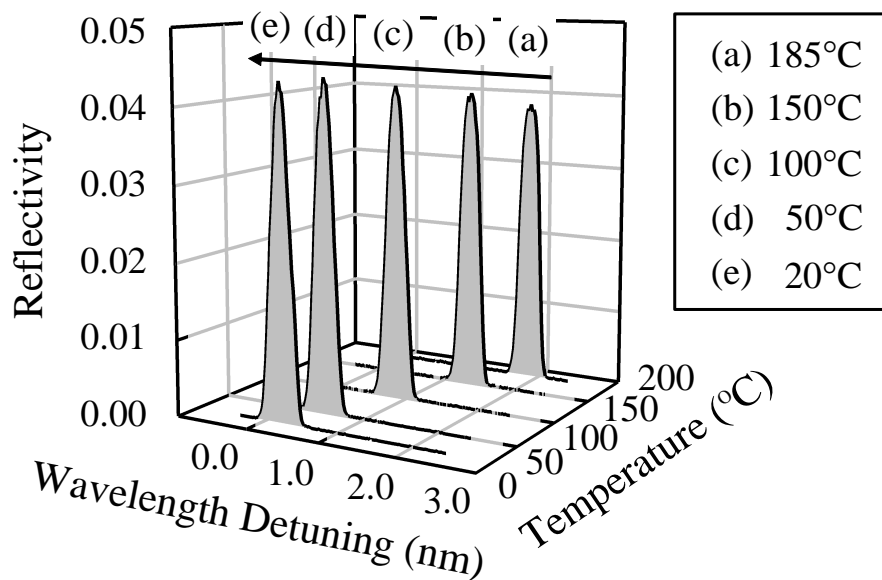


図 3.28 CFRP 一方向性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)

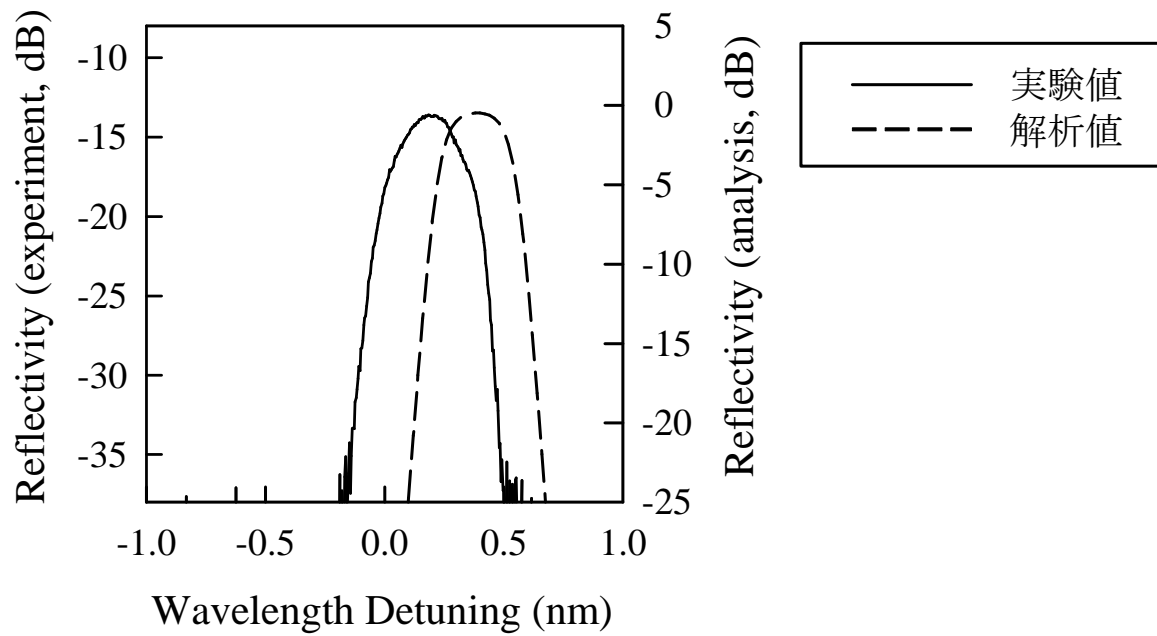


図 3.29 CFRP 一方向性積層板成形後に測定した細径 FBG の反射光スペクトル

クロスプライ積層板中に埋め込んだ FBG センサの反射光変化

今度は細径 FBG を埋め込んだクロスプライ積層板について、成形中に計測した反射光スペクトルを図 3.30 および図 3.31 に示す。図 3.30 は昇温中のデータ、図 3.31 は冷却中のデータである。また、図 3.30 および図 3.31 に対応する複屈折を考慮した数値解析結果を図 3.32 および図 3.33 に示す。さらに、成形終了後に室温 (20℃) で測定した反射光スペクトルを数値解析と比較した結果が図 3.34 である。第 3.1 節で示したように、中心波長は短波長側にシフトし、スペクトルが複屈折によって変化することが実験的にも示された。

より詳細に複屈折現象について考える。まず、図 3.30 から昇温時では反射光スペクトルの形状は変化せず、中心波長のみがシフトしていることがわかる。つまり、昇温時には複屈折現象は起きていない。また、冷却時の変化については第 3.1 節で示した結果から、熱残留応力によって複屈折が誘起され、その結果スペクトル幅が広がることが予測される。その予測通り、図 3.31 に示す実験結果では、複屈折による反射光スペクトルの形状変化がみられた。

スペクトル幅の時間変化に注目する。時間によるスペクトル幅の変化を図 3.35 に示す。なお、図 3.35 の縦軸はピーク値で規格化した反射率であり、その規格化反射率の値におけるスペクトル幅をコンター図で示した。成形開始から約 5 時間経過した頃からスペクトル幅に大きな変化が現れていることがわかる。同時に計測した温度 FBG のスペクトル幅の時間変化を示した図 3.36 と比較すると、複屈折の効果をよく確認できる。

また、中心波長の時間変化を示した図 3.37 と図 3.35 を比較すると、スペクトル幅が変化を始める時間は積層板の冷却開始と一致している。したがって 2 つの結論が導き出せる。1 つは 185℃ において積層板が十分に硬化していることである、もう 1 つは積層板の硬化温度が成形温度の 185℃ と等しいということである。2 つめの結論の根拠は、昇温中に複屈折現象が現れなかったことである。もし 185℃ より低温で硬化しているとすれば、昇温中にも複屈折現象が現れるはずである。

先に示した一方向性積層板の成形結果の考察において、成形後の反射光スペクトルについて実験と数値解析の誤差原因を挙げたが、以上の実験結果から樹脂の硬化温度と成形温度の差はないものと思われる。

以上、3 種類の FBG の計測結果をまとめると、まず一方向性積層板に埋め込んだ FBG の計測結果とクロスプライ積層板に埋め込んだ FBG の計測結果から、第 3.1 節で示した熱残留応力の影響による非軸対称ひずみによって誘起される複屈折効果を確認することができた。成形後の反射光スペクトルは、実験誤差による中心波長のずれがあるものの、スペクトルの形状変化は数値解析とよく一致している。また、温度 FBG の計測結果からは波長シフトの温度に対する非線形性が確認された。温度変化が大きい環境において FBG を使用する場合は注意する必要がある。本研究では複屈折の効果の評価のみを行ったが、これらの計測結果から、積層板内の 3 軸の熱残留応力を評価できる可能性がある。

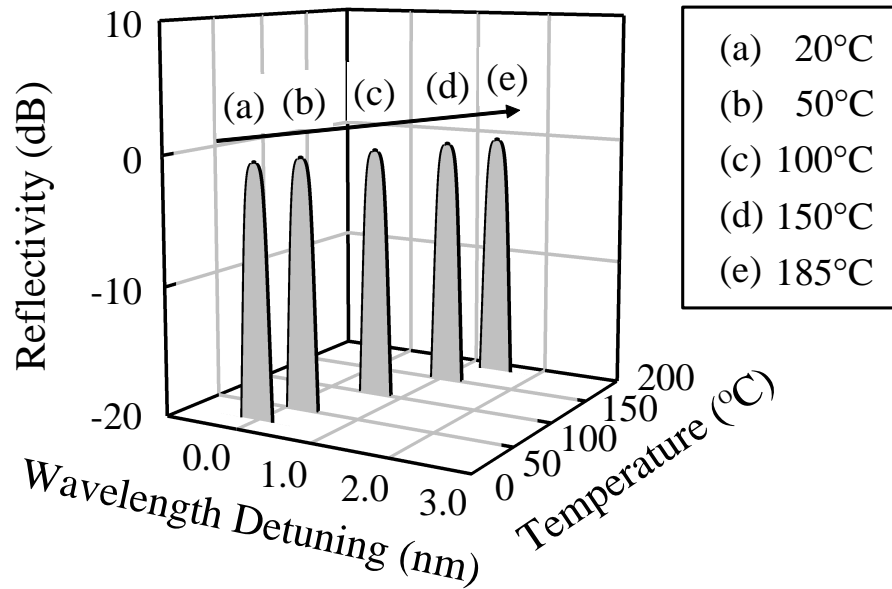


図 3.30 CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (昇温時)

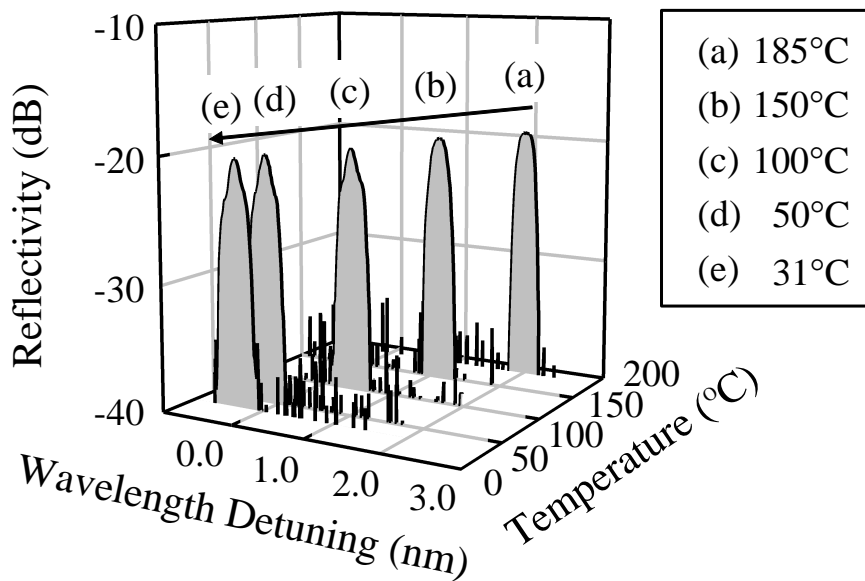


図 3.31 CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化 (冷却時)

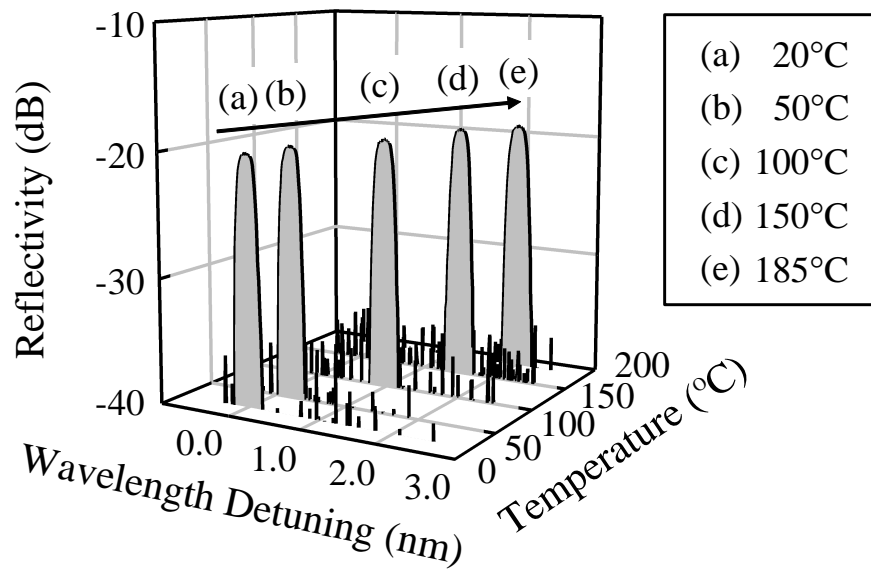


図 3.32 図 3.30 に対する数値解析結果

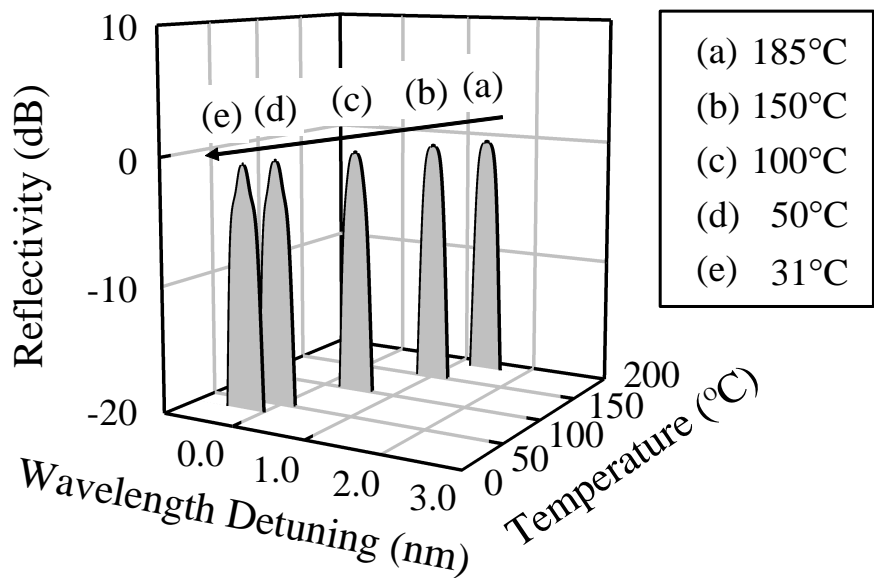


図 3.33 図 3.31 に対する数値解析結果

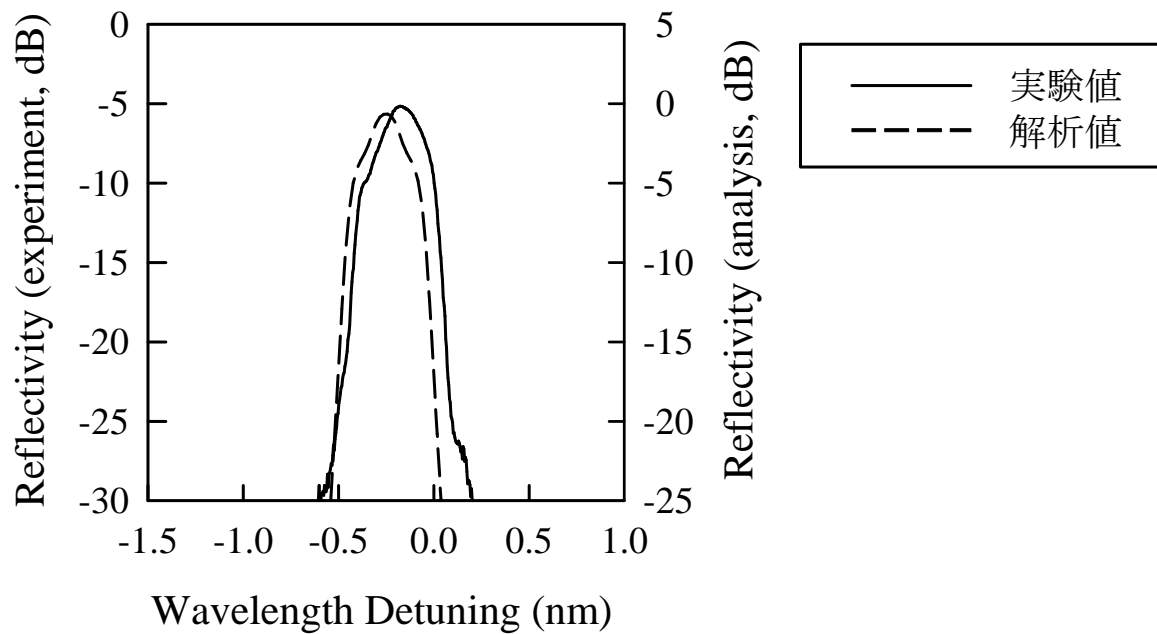


図 3.34 CFRP クロスプライ積層板成形後に測定した細径 FBG の反射光スペクトル

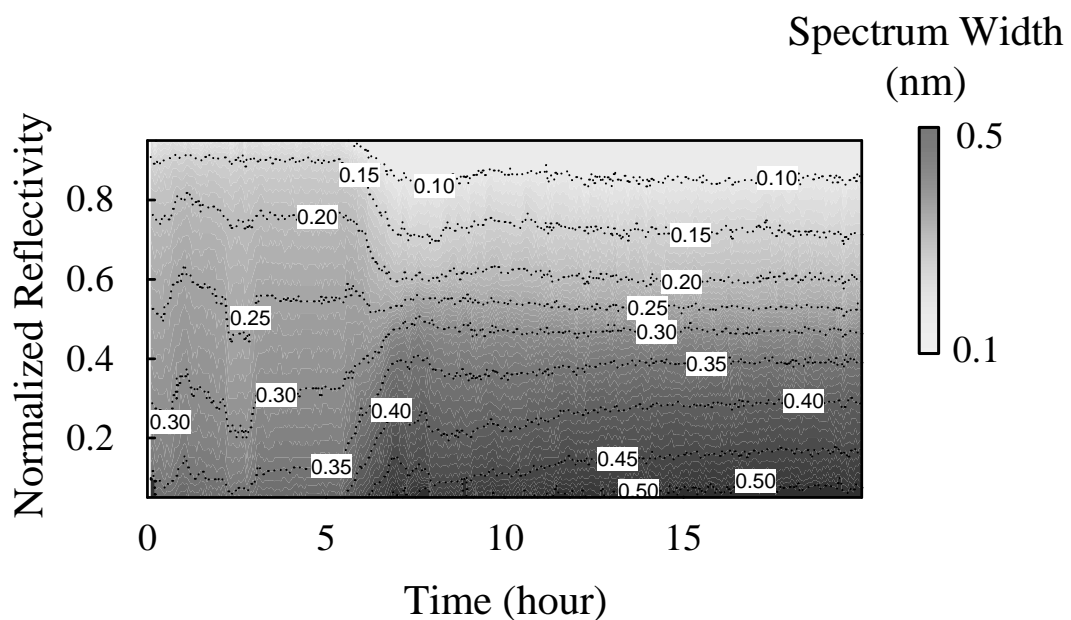


図 3.35 CFRP クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル幅の時間変化

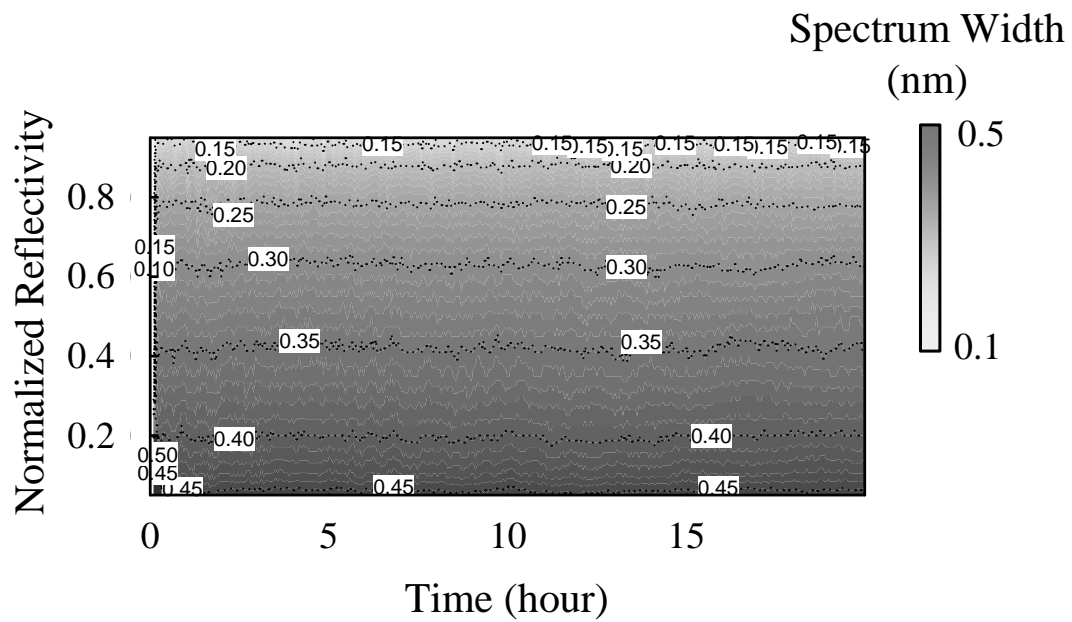


図 3.36 温度計測 FBG の反射光スペクトル幅の時間変化

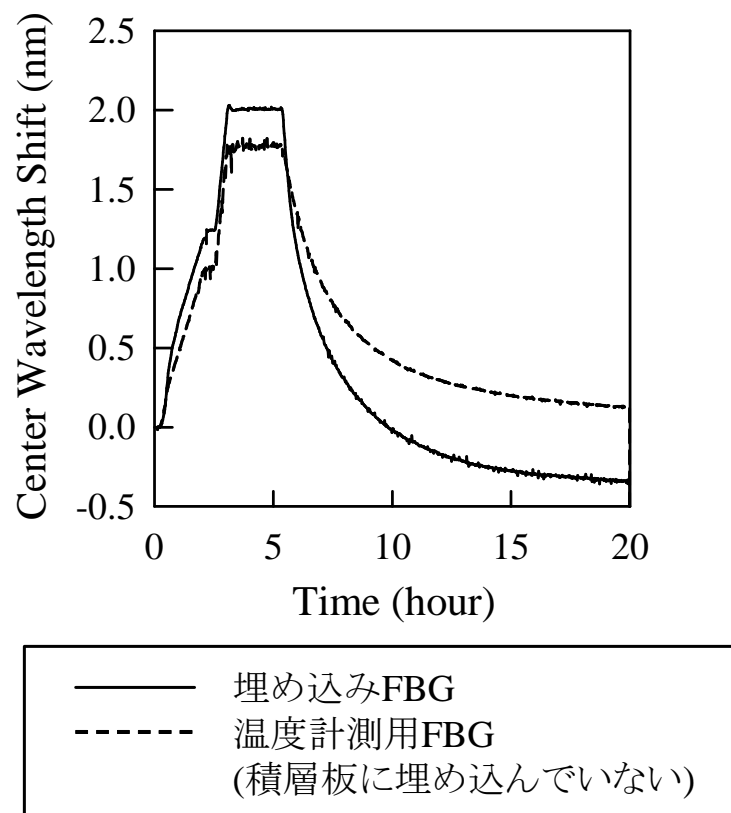


図 3.37 CFRP 積層板中に埋め込んだ細径 FBG と温度計測 FBG の中心波長変化

3.4 細径 FBG による複合材料積層板のクラック検出

最後に、本章の中核をなす実験である積層板中のクラック検出について述べる。本節では準静的な引張試験を行い、埋め込み FBG によるひずみ計測機能を実証するとともに、第 3.2 節で述べた FBG の不均一ひずみ分布に対する応答を利用した積層板のトランスバースクラック検出を試みた。さらに、構造物の健全性を保証するという最終的な目標を考慮して、積層板に外力が加わっていない状態における損傷検出を試みた。

まず始めに実験手法について説明する。その後、CFRP 一方向性積層板の引張試験を行い、FBG のひずみセンサとしての機能を確認した結果を示す。さらに、CFRP クロスプライ積層板の試験結果を示し、細径 FBG によるトランスバースクラック検出を試みた結果について述べる。さらに、実験結果を第 3.2 節で行った数値解析結果と比較する。最後に、細径 FBG による損傷検出手法を疑似等方性積層板に適用した結果を示し、細径 FBG による複合材料積層板のトランスバースクラック検出手法についてまとめる。

3.4.1 実験手法

試験片の加工手順は以下の通りである。前節の様にして成形を行った CFRP 積層板に GFRP のタブ (厚さ約 1mm, テーパ付き) を接着し、短冊状に切り出す。さらに、クロスプライ積層板では損傷状態が観察できるように試験片の端面を研磨した。その後、湿度がコントロールされたデシケータ内に約 1 週間保管し、試験直前に 10mm のひずみゲージ (KFG, 共和電業 (株)) を試験片中央部に貼り付けた。

クロスプライ積層板の試験片形状に加工した後の寸法を図 3.38 に示す。この試験片と同じタイプの積層板を切り出して、光学顕微鏡で観察した断面写真が先に第 3.1 節で示した図 3.1 である。なお、一方向性積層板の試験片形状についても、図 3.38 とほぼ同様である。

また、疑似等方性積層板についても同様に細径 FBG を埋め込んだ積層板を成形し、短冊状試験片に加工した。疑似等方性積層板の積層構成は $[+45/0/-45/90]_s$ であり、細径 FBG センサを 5 層目 (90°層) と 6 層目 (-45°層) の層間に、-45°層の強化繊維に平行になるように埋め込んだ。試験片に加工した後の寸法を図 3.39、90°方向に切り出した断面写真を図 3.40 にそれぞれ示す。疑似等方性積層板についても、クロスプライ積層板と同様に細径光ファイバ周辺にも強化繊維が密であり、樹脂リッチが生じていないことがわかる。なお、試験片作製過程で積層板を短冊状に切り出す加工が必要であるため、疑似等方性積層板については図 3.39 に示すとおり試験片表面から細径光ファイバを取り出した。

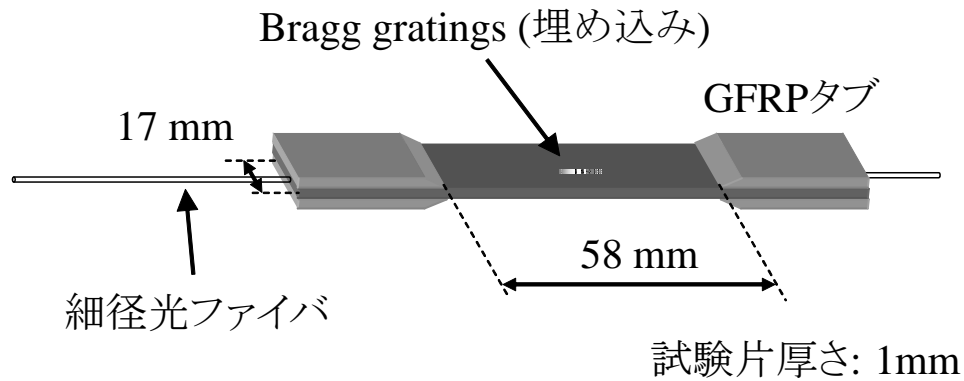


図 3.38 細径 FBG センサを埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の試験片形状

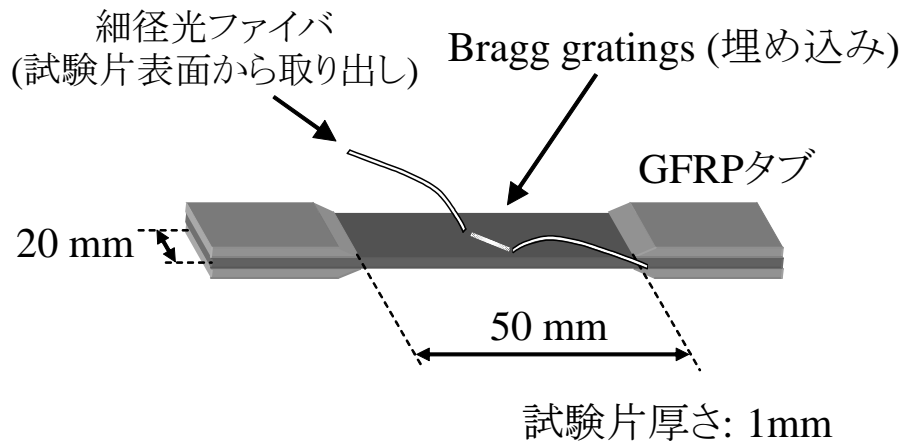


図 3.39 細径 FBG センサを埋め込んだ CFRP 疑似等方性積層板の試験片形状

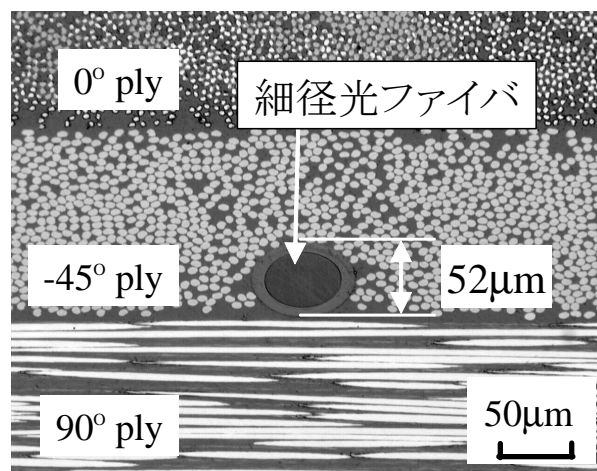


図 3.40 90°方向に切断した疑似等方性積層板の断面写真

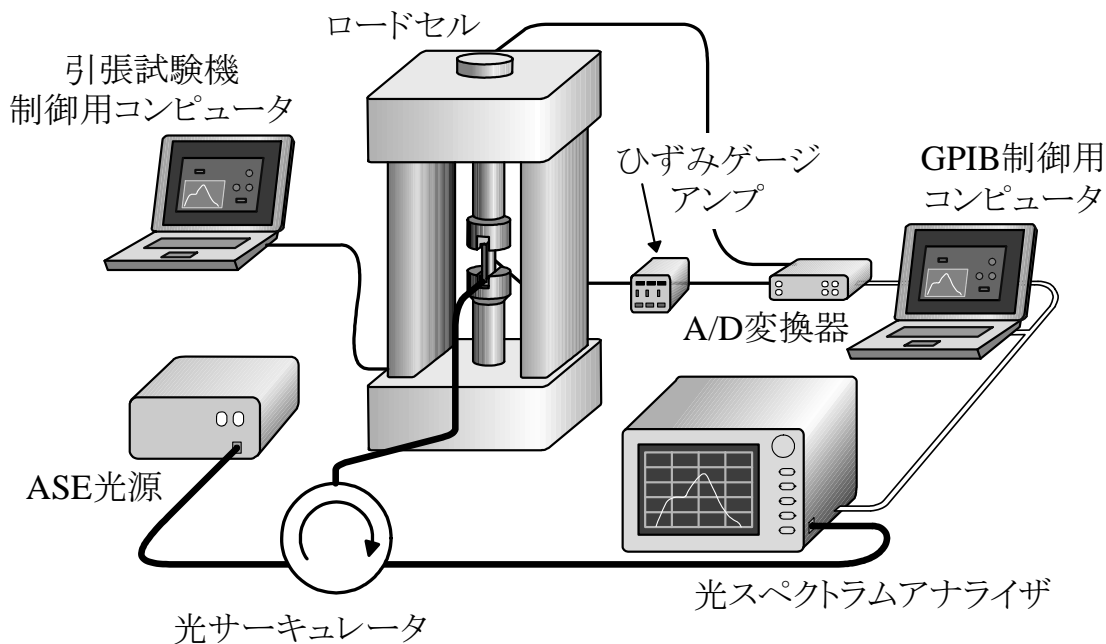


図 3.41 準静的負荷除荷試験におけるクラック検出実験の概略図

これらの試験片を用いて準静的な引張試験を行った。図 3.41 に引張試験に用いた装置および計測系の概略図を示す。試験片を引張試験機 Instron 5582(Instron Corp., ロードセル 100kN)に取り付け、変位制御によって試験を行った。クロスヘッドスピードは 0.25mm/min である。ロードセルの出力、およびひずみゲージアンプによって増幅されたひずみゲージの出力は A/D 変換器を経由してコンピュータに収録した。引張試験における光学系の計測では反射光のみを測定した。ASE 光源の光は光サーキュレータを経由して FBG に入射され、反射光は再び光サーキュレータを経由して光スペクトラムアナライザで計測する。光スペクトラムアナライザと A/D 変換器は GPIB によって制御した。制御プログラムは LabVIEW によって記述されている。

試験条件は各試験によって若干異なり、表 3.5 に示す通りである。クロスプライ積層板と疑似等方性積層板の負荷除荷試験では、徐々に最大荷重を増加させた荷重条件を予め定めて、1 サイクル毎に試験片の損傷状態を調べた。なお、試験途中において FBG の反射光スペクトルに変化が生じた場合は、その時点で負荷を止め、それ以上損傷が進展しないように除荷を行い損傷状態を観察した。以上のような条件で引張試験を行い、試験開始から終了まで、荷重、ひずみ、反射光スペクトルを 3.0 秒のサンプリングレートで収録した。

表 3.5 細径 FBG を埋め込んだ CFRP 試験片の試験条件

積層構成	試験条件	最大ひずみ	損傷観察方法
一方向性積層板	単純引張試験	0.5%	—
クロスプライ積層板	負荷除荷試験	最終破断まで	レプリカ法
疑似等方性積層板	負荷除荷試験	最終破断まで	軟 X 線による写真撮影

3.4.2 埋め込み細径 FBG のひずみセンサとしての機能検証

まず始めに, 一方向性積層板の引張試験結果を述べる. 準静的に引張荷重を 0.5% まで加えた. 図 3.42 に測定した応力-ひずみ線図, およびひずみに対する FBG の反射光スペクトルの中心波長変化を併せて示す. 実験による繊維方向の弾性定数は 146.8GPa であった. これは表 A.1 に示した文献値によく一致している. また, 中心波長シフト $\Delta\lambda$ の軸方向ひずみ ε に対する変化の割合は,

$$\Delta\lambda = 1.21 \times 10^{-6} \varepsilon$$

であった. これは第 2.4 節で求めた式 (2.67) に示す理論値ともよく一致している. 本実験では分解能が 0.05nm のスペクトラムアナライザを使用したので, 上式から理論的にはひずみの分解能は約 $40\mu\varepsilon$ となる. 図 3.42 は, その程度の分解能を持った FBG 計測であるが, FBG ひずみセンサに特化したシステムでは数 $\mu\varepsilon$ 程度の分解能を持った既存の装置が存在する. 高いひずみの分解能を追求することが本研究の目的ではないが, この実験によって積層板中に埋め込まれた細径 FBG がひずみセンサとして十分な機能を持つことを示した.

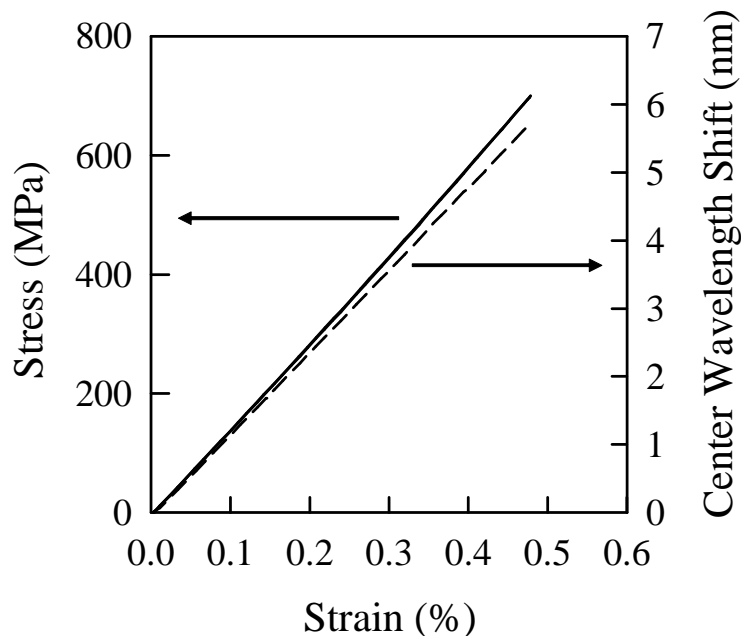


図 3.42 細径 FBG を埋め込んだ一方向性積層板の引張試験結果

3.4.3 埋め込み細径 FBG によるクロスプライ積層板の初期損傷検出

次に、細径 FBG を埋め込んだ CFRP クロスプライ積層板の引張試験結果を述べる。先にも述べたが、この試験では単純な負荷除荷試験ではなく、FBG の反射光スペクトル変化をリアルタイムでモニタリングし、急激なスペクトル形状変化が発生した場合には、予定していた荷重に達していない段階でも除荷を行い試験片の損傷観察を行った。

試験開始から終了までの荷重履歴を図 3.43 に示す。試験初期では荷重サイクルが複雑なので詳細を表 3.6 にまとめる。ここでのクラック数とは、レプリカ法による損傷観察の結果、細径 FBG のある 10mm の範囲内に確認されたトランスバースクラック数である。サイクル#3 までは最大荷重の半分の荷重まで除荷を行い、レプリカ法による観察を行った。サイクル#3 で最初のトランスバースクラックが観察され、完全に除荷した状態でも損傷観察が可能であった。したがって、それ以降のサイクルでは完全に除荷を行った状態で損傷観察を行った。また、サイクル#4～#6 では、負荷中に反射光スペクトルが急激に変化したため、その時点で除荷を行い損傷観察を行った。サイクル#7 以降は、スペクトル形状の変化に関わらず予定した荷重を加えた後、除荷を行った。試験は材料が最終破断するまで行った。図 3.44 に各サイクルにおける最大ひずみ、およびレプリカ法によって観察したクラック数から算出したクラック密度の履歴を示す。

表 3.6 クロスプライ積層板引張試験の荷重サイクル詳細

サイクル数	サイクル最大荷重 (MPa)	最大荷重 (MPa)	クラック数
1	537	537	0
2	625	625	0
3	642	642	1
4	442		2
5	468		3
6	642		6
7	658	651	7
⋮	⋮	⋮	⋮

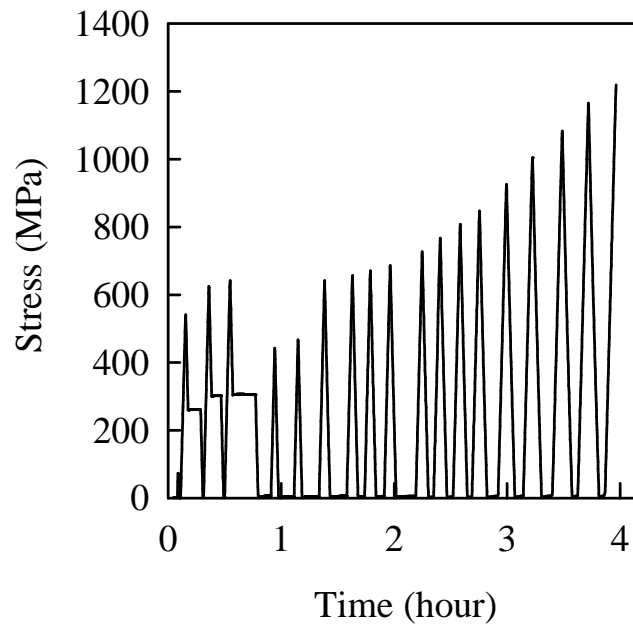


図 3.43 クロスプライ積層板引張試験の荷重履歴

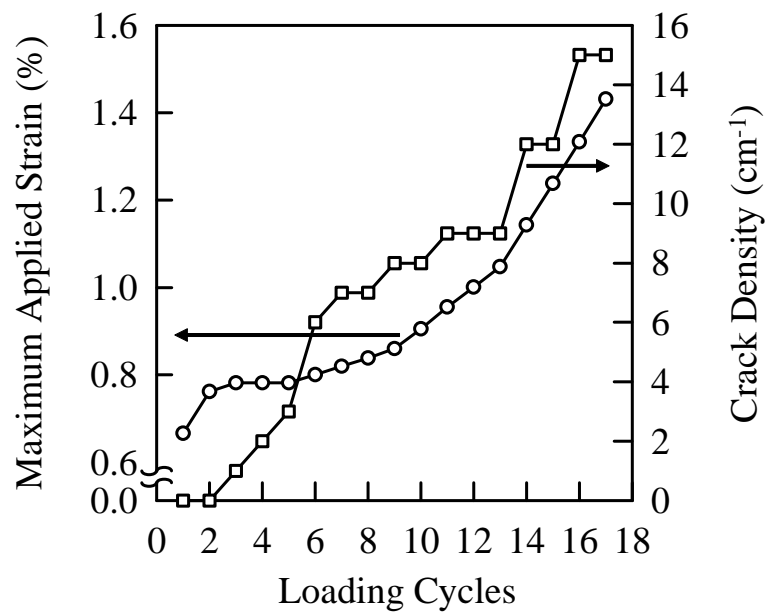


図 3.44 クロスプライ積層板の荷重サイクルにおける最大ひずみとクラック密度

細径 FBG のクラック検出機能

トランスバースクラック密度の増加に伴う、反射光スペクトルの変化を図 3.45 に示す。トランスバースクラック増大とともにスペクトル幅が広がり、形状が激しく乱れた。先に述べたように、本実験では反射光スペクトルをモニタし、スペクトルの形状変化によって除荷を行った。その結果、トランスバースクラックが実際に発生していたことを考慮すると、細径 FBG がトランスバースクラック近傍の応力集中の影響を受けて、スペクトル形状が変化したと思われる。そこで第 3.2 節の解析手法を用いて、損傷観察の結果から反射光スペクトルを数値解析によって求め、実験結果と比較する。

まずは、表 3.6 のサイクル#3 における実験結果の検討を行う。このサイクルでは除荷を開始した直後に反射光スペクトルの形状が瞬間的に変化した(図 3.45 の (b) を参照)。その結果、スペクトルの高波長側が大きく乱れた。除荷後のスペクトルにおいても高波長側の変化は残ったままであった。損傷観察を行った結果、FBG の近傍には図 3.9 の座標系で $z=2.2\text{mm}$ と $z=11.5\text{mm}$ の位置にトランスバースクラックが観察された。しかし、第 3.2 節の解析からグレーティングの範囲外にあるトランスバースクラックは反射光スペクトルに影響を及ぼさないと考えられる。したがって、ここでは $z=2.2\text{mm}$ の位置に発生したトランスバースクラックだけが FBG に影響を与えると予測される。

実際に 3 次元の有限要素モデルによって FBG の 3 軸ひずみ分布を求め、反射光スペクトルを計算したところ、図 3.46 に示す数値解析結果が得られた。実験と解析の相違は前節で述べた誤差や、試験環境による誤差が複合されたものと推測される。特に、反射率の相違がトランスバースクラック発生に伴って細径 FBG センサが切断したためではないことを強調しておく。上記の様なわずかな誤差があるものの、数値解析による反射光スペクトルは実験結果をよく再現している。したがって、実験中に観察された反射光スペクトルの変化はトランスバースクラック発生に伴う応力集中から、FBG の軸方向ひずみ分布が不均一になったことで起こった現象であると結論づけられる。

次に、損傷が進展した時に測定された反射光スペクトルの変化について、同様に損傷観察結果に基づいた数値解析と実験結果を比較する。表 3.6 のサイクル#4 においては、損傷観察の結果、さらに 1 つのトランスバースクラックがグレーティングの範囲内に発生したことがわかった。発生位置は $z=3.5\text{mm}$ であり、サイクル#3 で発生したトランスバースクラックの比較的近傍である。サイクル#4 終了後、除荷が完了した状態での反射光スペクトルと数値解析結果の比較を図 3.47 に示す。図 3.46 と比べると明らかに形状が異なっていることがわかる。また、数値解析結果は実験結果を非常により精度で再現できており、FBG が 2 つめのトランスバースクラック発生も感度よく捉えていることがわかる。

サイクル#6 終了後の観察ではさらに損傷進展がすすみ、グレーティング範囲内に 6 つのトランスバースクラック発生した。この場合の反射光スペクトルを数値解析結果と併せて図 3.48 に

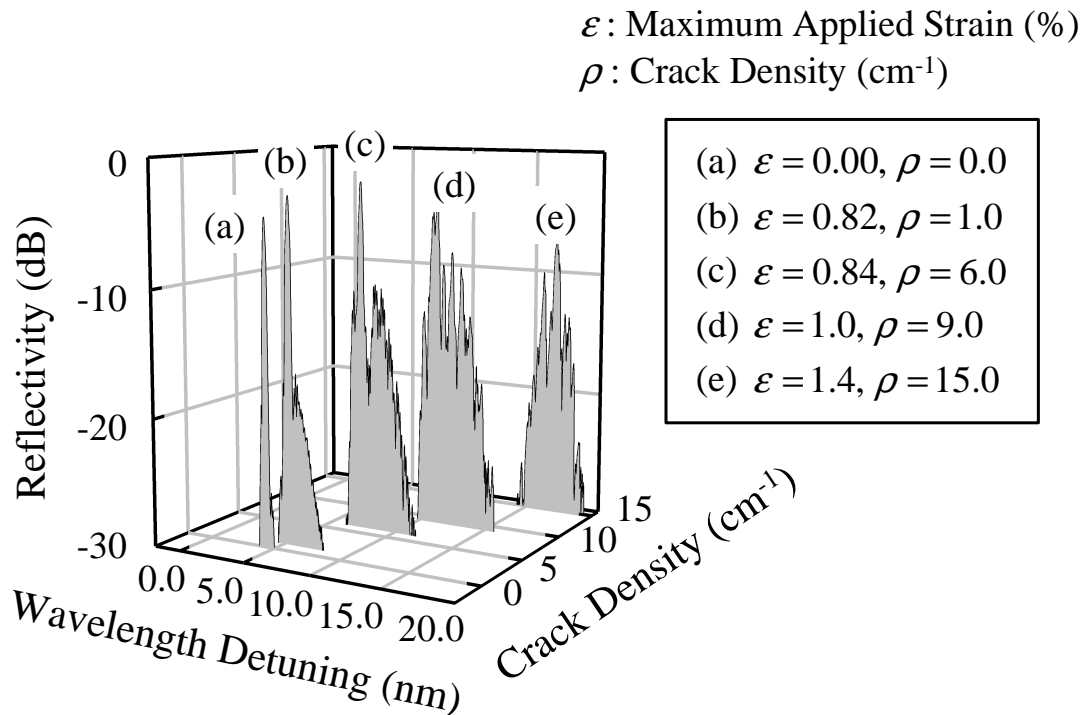


図 3.45 クラック密度増加に伴う反射光スペクトルの変化

示す。図 3.46～図 3.48 の結果を比較すると、反射光スペクトルの高波長側反射率が徐々に高くなっていることがわかる。これは、トランスバースクラックが増えるにつれて FBG に加わるひずみ成分が相対的に高くなっていくためである。

以上より、細径 FBG によって積層板中のトランスバースクラック検出が可能であり、反射光スペクトルの変化を計測することでトランスバースクラックの進展も検出可能であることを示した。

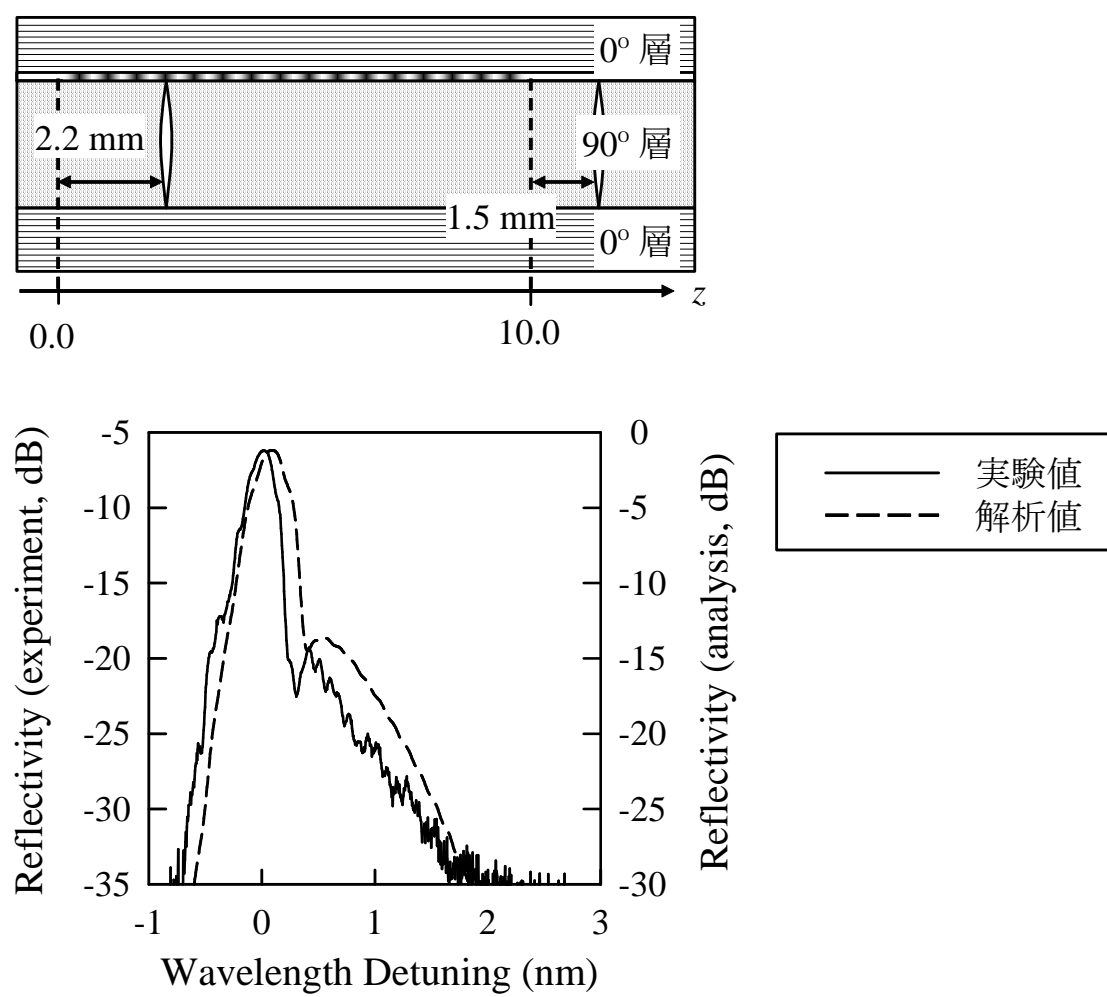


図 3.46 荷重サイクル#3 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル

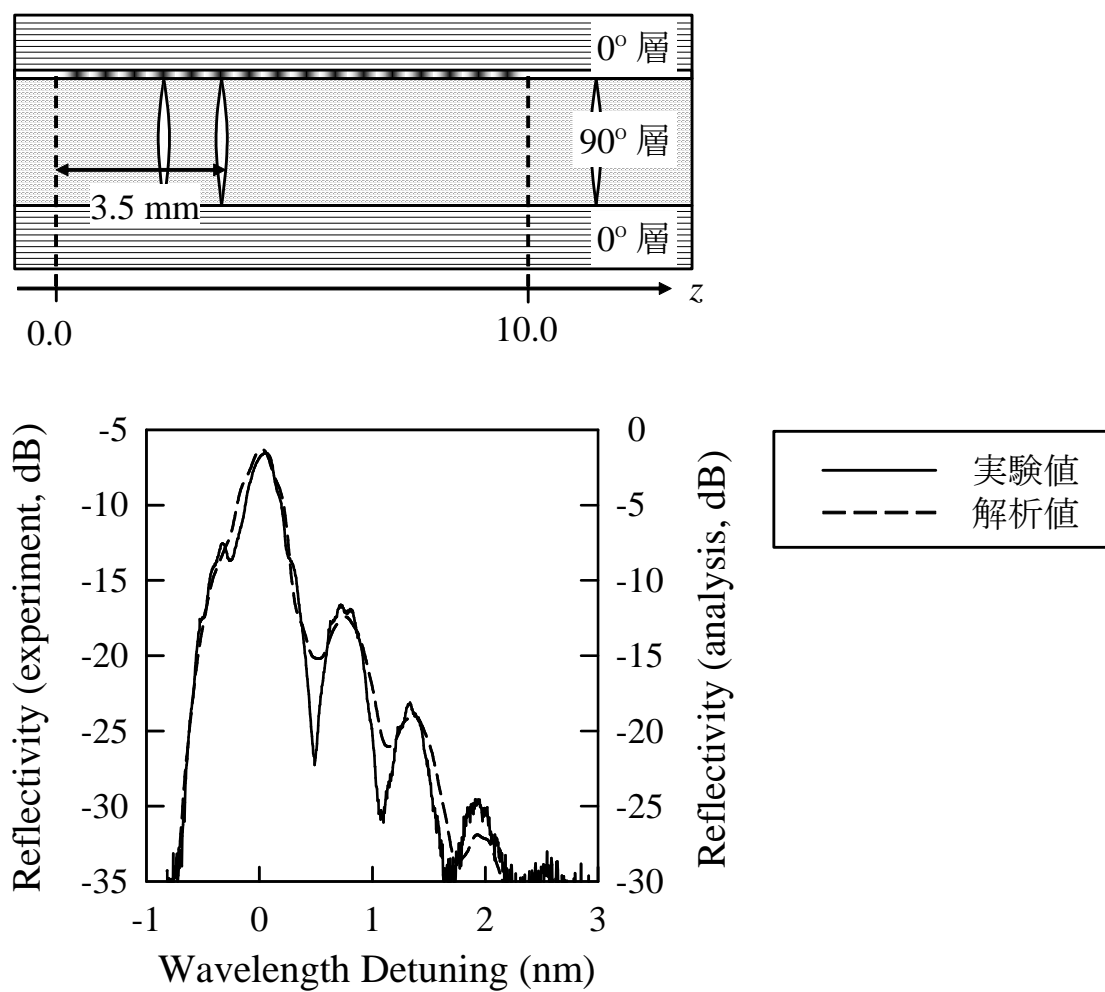


図 3.47 荷重サイクル#4 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル

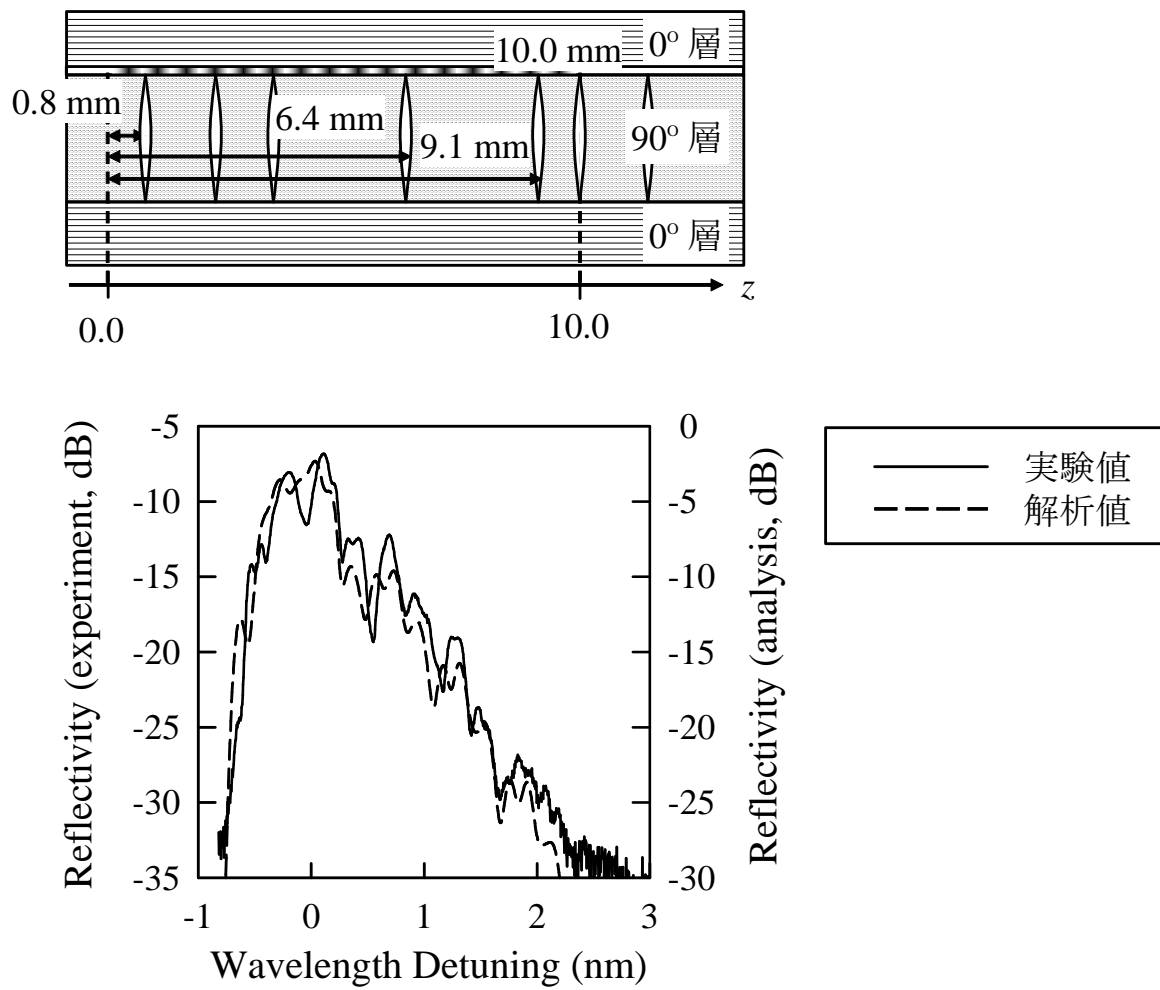


図 3.48 荷重サイクル#6 終了後のクラック位置および除荷後の反射光スペクトル

クラック発生後のひずみセンサとしての機能

最後に、クロスプライ積層板に埋め込んだ細径 FBG のひずみセンサとしての機能を評価する。実構造物への適用を考える場合には、FBG を損傷検出センサに特化するよりも、ひずみセンサとしての機能も併せて活用した方が効率的な構造ヘルスマモニタリングシステムを構築できる。また、ヘルスマモニタリングシステムの航空機への適用を考えた場合には、計測装置、計測環境、データ処理などを考えれば、運用中はひずみ計測による健全性監視を行い、機体整備の段階で詳細な損傷状況を検査する方法が現状では最善と思われる。したがって、たとえ材料内に損傷が発生した場合でも、ひずみのある程度の精度で計測できることは重要な要素である。

ここでは、クロスプライ積層板の引張試験を行ったときに計測した反射光スペクトルの中心波長シフトからひずみを算出し、ひずみゲージによる計測値との比較を行った。ここで、反射光スペクトルの中心波長は最大強度の半値における中心波長で定義した。また、波長シフトからひずみへの換算は、先に示した一方向性積層板の実験値 $1.21 \times 10^{-6}(\text{pm}/\mu\epsilon)$ を使用した。両者の計測差の絶対値をそのときのクラック密度毎に分類し、平均値および標準偏差を求めた。結果を図 3.49 に示す。損傷発生初期段階では大きな影響がないが、クラック密度が増加するにつれてエラー率が数 % のオーダーになって、計測のバラツキも大きくなる。しかしながら、損傷の初期段階ではエラー率の平均値は低く、計測のバラツキも小さい。したがって、埋め込み FBG を利用した構造ヘルスマモニタリングシステムを構築した場合、材料内の初期損傷を検出する機能だけではなく、ひずみセンサとしての機能も十分に保証できる。

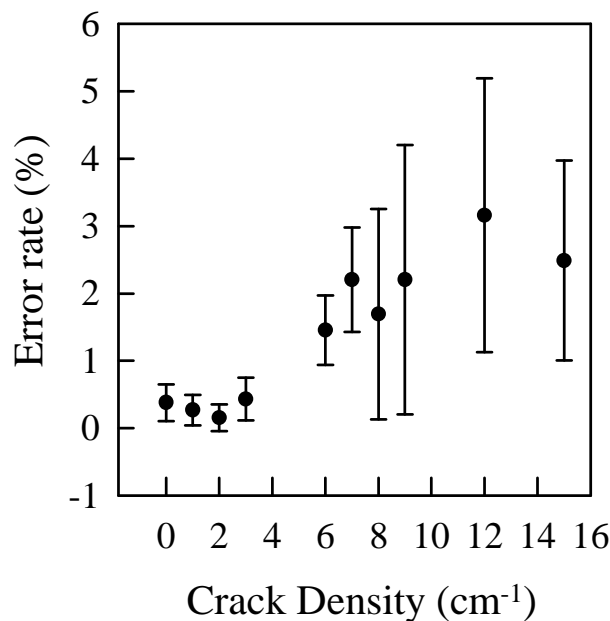


図 3.49 ひずみゲージと FBG によるひずみ計測の誤差とクラック密度の関係

3.4.4 損傷検出手法の疑似等方性積層板への適用

これまでに示したクロスプライ積層板のトランスバースクラック検出手法を疑似等方性積層板に適用した。なお第 3.4.1 小節に示したとおり、試験片、実験条件などがクロスプライ積層板とは大きく異なる。試験片表面から細径光ファイバを取り出していることから、成形時の反射光スペクトル変化は非常に不安定であった。また、第 2 節で示した光弾性効果を含めた FBG の反射光解析では、光ファイバのひずみの主軸が光ファイバの軸方向とそれに垂直な断面内にあることを仮定している。 -45° 方向に細径光ファイバを埋め込んだ疑似等方性積層板の場合には、その仮定が成立しない。したがって、ここでは実験結果のみを示すことで細径 FBG が疑似等方積層板の損傷検出にも適用可能であることを示す。

図 3.50 に疑似等方積層板のトランスバースクラック密度増加に伴う細径 FBG の反射光スペクトル変化を示した。クロスプライ積層板の場合と同様に、積層板内にトランスバースクラックが生じていない場合は中心波長のシフトのみが変化し、スペクトル形状が大きく変化することはなかった。

ところが、トランスバースクラックが発生すると同時に反射光スペクトル形状の変化は大きく乱れた。その後も、クラック増加につれてスペクトル形状は大きく変化した。クロスプライ積層板の結果から類推すると、トランスバースクラック周りの応力集中によって細径 FBG のひずみ分布が不均一になり、反射光スペクトルの形状が乱れたものと思われる。以上より、疑似等方性積層板についても細径 FBG によるトランスバースクラック検出が可能であることが実験的に示された。

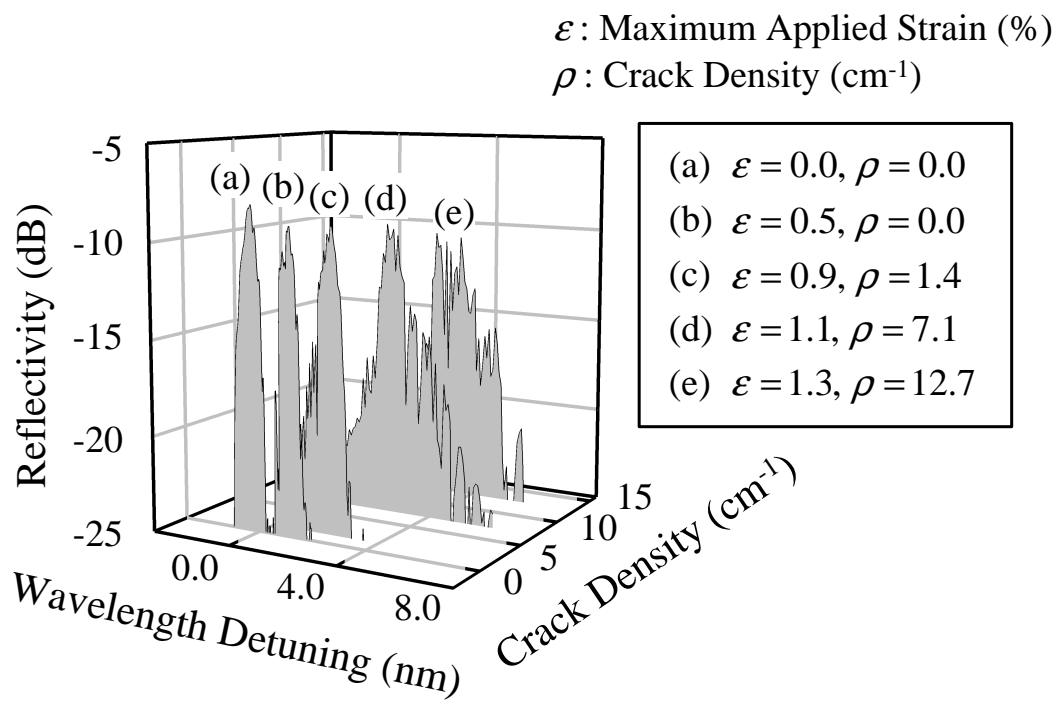


図 3.50 クラック密度増加に伴う CFRP 疑似等方性積層板中に埋め込んだ細径 FBG の反射光スペクトル変化

3.5 まとめ

本章では細径 FBG を CFRP 積層板中に埋め込み、反射光スペクトルの変化から材料内に発生するトランスバースクラックの検出を試みた。

まず、第 3.1 節では細径 FBG を積層板中に埋め込むことによって、反射光スペクトルがどのような影響を受けるか数値計算による解析を行った。積層板中に埋め込まれた細径 FBG は積層板の熱残留応力の影響を受けるがその影響は積層構成によって異なることを示した。一方向性積層板に埋め込んだ場合は熱残留ひずみの非軸対称成分がほぼ 0 であり、反射光スペクトルの形状はそのまま、波長シフトのみが起こることを示した。一方で、クロスプライ積層板の場合は、細径 FBG の非軸対称ひずみ成分が数百 $\mu\epsilon$ のオーダーで存在し、複屈折によるスペクトル形状の変化が無視できないことを示した。また、この複屈折の影響は光ファイバ被覆の物性値に大きく影響され、特に弾性率への依存性が高いことを示した。弾性率が高ければ複屈折効果は増幅され、低ければ減少する傾向にある。

次に、第 3.2 節では細径 FBG の不均一ひずみ分布に対する応答を数値計算により解析した。3 次元の有限要素解析によりトランスバースクラックを 1 個有する CFRP クロスプライ積層板について、熱残留応力によるひずみ分布を計算した。ひずみ分布はトランスバースクラック周りの応力集中の影響を受けて不均一な分布を持つことを示した。第 2 章で求めた 3 軸の不均一ひずみ分布を考慮した FBG の反射光解析を行った結果、反射光スペクトルの形状が変化し、特に高波長側にスペクトル幅が広がる解析結果が得られた。また、トランスバースクラックの発生位置に対するセンサの感度を解析し、位置が端部を除くグレーティング範囲内ならば十分な感度があることを示した。さらに、細径 FBG の被覆の物性値が不均一ひずみ分布に対する応答に及ぼす影響を解析した。弾性率が高いほど細径 FBG の反射率変化は変化が大きいことがわかった。しかしながら、弾性率が低い場合でも細径 FBG のトランスバースクラックに対する感度は十分識別可能である。

第 3.3 節では、これらの解析結果を実証するために細径 FBG を埋め込んだ CFRP 試験片を作製し、成形による反射光スペクトルの変化を計測した。まずは、実験を可能にするために細径-通常径光ファイバの融着技術を開発し、実際にこの技術を利用して実験を行った。次に、細径 FBG を一方向性積層板、クロスプライ積層板に埋め込み、成形時の反射光スペクトルのリアルタイムモニタリングを行った。その結果、一方向材積層板については反射光スペクトルの形状はそのまま、波長シフトのみが起こることがわかった。また、クロスプライ積層板については、成形温度からの冷却においてスペクトル幅が広がることがわかった。これらの実験結果は、ある程度の誤差は含まれるものの数値解析とよい一致を示した。また、これと併せて通常径 FBG を用いて温度変化に対する反射光スペクトルの変化も測定した。実験結果から温度変化による FBG の波長シフトには非線形性があることが示された。

最後に、第3.4節では上記の積層板を試験片に加工し準静的引張試験を行った。一方向性積層板の試験からは埋め込みFBGがひずみセンサとして十分機能することが示された。また、クロスプライ積層板の引張試験では細径FBGによるトランスバースクラック検出を試みた。初期損傷の段階において、細径FBGはトランスバースクラック発生と同時に瞬間的な応答を示した。また、荷重を除荷した状態でも損傷が検出できることを示した。損傷発生後の反射光スペクトルは第3.2節で示した数値解析手法によって計算された反射光スペクトルと非常によく一致した。損傷が進展した場合でも、実験と解析がよく一致することが示された。さらに、クロスプライ積層板に埋め込まれたFBGは損傷発生後もある程度はひずみセンサとして十分な精度を保つことを示した。この損傷検出手法は疑似等方積層板にも適用可能であることを実験的に示した。

以上のことから、本章での内容を簡潔にまとめると以下ようになる。

- 細径FBGを複合材料積層板に埋め込み、実験を可能にする手法を確立した
- 細径FBGの反射光スペクトルはトランスバースクラック発生に伴い瞬間的に変化する
- 積層板に負荷が加わっていない場合でも、熱残留応力によってトランスバースクラックが検出可能である
- 細径FBGのセンサ機能は被覆の物性値によって大きく左右される
- FBGのひずみ検出精度はトランスバースクラックが生じた状態でも保たれる

第 4 章

損傷位置同定への応用

第 3 章では, 細径 FBG によって複合材料積層板中のトランスバースクラックが検出可能であることを示した. その過程において, トランスバースクラック発生に伴う反射光スペクトルの変化を数値解析により求めた. 具体的には, 実際の損傷観察結果に基づいた有限要素解析により不均一なひずみ分布を求め, 反射光スペクトルを数値計算によって求めた. しかしながら, 実際の構造物では積層板試験片のように損傷状態が明らかである場合は少なく, さらに想定外の損傷発生により構造物の健全性が失われる場合もある. そのような場合には, 反射光スペクトルの形状変化から損傷状態を推定する「逆問題」を解決する手法が求められる. 本章では, 積層板中に埋め込んだ細径 FBG に加わる不均一なひずみ分布を反射光スペクトルから直接推測し, 損傷位置を同定する手法を提案する.

ここでは逆散乱法 (または layer-peeling 法) を適用して逆解析手法を構築する [48–52]. これは通信分野において FBG のフィルタ特性を設計する場合に適用されている手法であり, スペクトルの位相項を含めた複素スペクトルからモード結合定数を決定する.

この章では特に以下の事項について, 詳しく検討した.

- 行列伝達法による FBG の離散モデルに逆散乱法を適用した理論的背景
- 再構築されたモード結合定数から損傷位置を同定する方法
- 実験により複素反射光スペクトルを測定する方法
- 実験により取得した FBG の複素反射光スペクトルに逆散乱法を適用した結果
- 損傷を有する積層板に埋め込まれた FBG に対する逆散乱法の適用結果

まず, 第 4.1 節では逆散乱法による損傷位置同定手法について述べる. 次に, 第 4.2 節では解析を行うために必要な複素反射光スペクトルの測定法について述べる. 第 4.3 節では逆散乱法を実際に適用した結果について述べる. 最後に, 第 4.4 節では今後への課題を示すとともに本章の結果をまとめる.

4.1 逆散乱法による損傷位置の同定手法

ここでは, 第 2 章で示した行列伝達法による FBG の離散モデルに対して逆散乱法を適用する. 逆散乱法の一般的な離散モデルへの適用は Bruckstein らによって行われた [48]. また, Feced らは離散化された FBG のモデルに逆散乱法を適用し [49], Skaar らによってより簡便な解析手法が示されている [50]. 本論文では Skaar らの解析手法を適用する.

まずは, 逆散乱法を適用するために式 (2.43) ~ 式 (2.45) に示した伝達行列を変形する必要がある. なお, 逆散乱法を適用するためには各セグメントの間隔を一定値 Δ として解析を行う必要がある. そして $s^2 > 0$ の場合の伝達行列 (2.43) と $s^2 < 0$ の場合の伝達行列 (2.45) を以下のように定義し直す.

$$T_k = \begin{bmatrix} \cosh(s\Delta) - i\frac{\delta\beta}{s} \sinh(s\Delta) & \frac{q_k^*}{s} \sinh(s\Delta) \\ \frac{q_k}{s} \sinh(s\Delta) & \cosh(s\Delta) + i\frac{\delta\beta}{s} \sinh(s\Delta) \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

この伝達行列をさらに二つの伝達行列 $T_\Delta, T_{\rho,k}$ に離散化して考える. ここで $T_{\rho,k}$ は複素反射係数 ρ_k に関わる成分だけで表現される行列であり, 一方, T_Δ は単純に光が $\pm z$ 方向に伝搬する成分だけからなる行列で, 以下のように表現される.

$$T_{\rho,k} = (1 - |\rho_k|^2)^{-1/2} \begin{bmatrix} 1 & -\rho_k^* \\ -\rho_k & 1 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$$T_\Delta = \begin{bmatrix} \exp(-i\delta\beta\Delta) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta\beta\Delta) \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

ここで, 複素反射係数は

$$\rho_k = -\tanh(|q_k|\Delta) \frac{q_k}{|q_k|} \quad (4.4)$$

で定義される. この新たに定義した伝達行列 $T_{\rho,k}$ はモード結合がある 1 点のみで起こっているという仮定の下で求められる. すなわち, 式 (4.1) において $q\Delta$ を一定に保ちながら $|q| \rightarrow \infty$ とすればよい. この逆散乱法を適用するために離散化された FBG モデルの概念図を図 4.1 に示す. このモデルは, 間隔 Δ で並んだ N 個の複素反射係数 ρ_k を持った反射器によって光が反射され, それ以外の部分では単純に光が伝搬するだけのモデルと等価になる.

まずは各セグメントにおける光の伝搬について考える. セグメント k の両端における入射光の振幅 $a_1(k\Delta), a_1((k+1)\Delta)$, および反射光の振幅 $a_2(k\Delta), a_2((k+1)\Delta)$ から求められる a_1 と a_2 の比を, ここではローカルな反射率 $R_k(\delta\beta) = a_2(k\Delta)/a_1(k\Delta)$, $R_{k+1}(\delta\beta) = a_2((k+1)\Delta)/a_1((k+1)\Delta)$ と呼ぶことにする. したがって, グレーティング全体の反射率は最初のセグメントのローカル反射率 R_0 で表現される. これら R_k, R_{k+1} の間にある関係は, 式 (4.2) および式 (4.3) から,

$$R_{k+1}(\delta\beta) = \exp(-i2\delta\beta\Delta) \frac{R_k(\delta\beta) - \rho_k}{1 - \rho_k^* R_k(\delta\beta)} \quad (4.5)$$

となる.

次に, このモデルにおいて時間 $t = 0$ における FBG の反射光を考える. この場合, 反射器 ρ_0 のみが作用し, 他の反射器は 2Δ 以上の距離があるため $t = 0$ での反射には関与しない. そこで ρ_0 のみを考えた FBG の離散化モデルを考えて伝達行列をつくり, 境界条件 $a_1(0) = 1, a_2((N-1)\Delta) = 0$ を与えて解くと, グレーティング全体の反射率 $R_0(\delta\beta)$ は,

$$R_0(\delta\beta) = a_2(0)/a_1(0) = \rho_0 \quad (4.6)$$

となる. したがって, 複素反射光スペクトル $R_0(\delta\beta)$ を逆フーリエ変換して求められるインパルス応答 $h_0(t)$ は, $t = 0$ において

$$h_0(0) = \rho_0 \quad (4.7)$$

となる.

先に述べたように, この解析モデルでは反射器が Δ の間隔で並んでおり, インパルス応答 $h_0(t)$ は t が 2Δ 毎に離散化された関数である. そこで, 新たに $k = t/2\Delta$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) という規格化を行って, インパルス応答と複素反射光スペクトルの関係を時間のみが離散化された状態で表現すると,

$$h_0(k) = \frac{\Delta}{\pi} \int_{-\pi/2\Delta}^{\pi/2\Delta} r_0(\delta\beta) \exp(2i(\delta\beta)k\Delta) d(\delta\beta) \quad (4.8)$$

となる. ここで, $t = 0$ ($k = 0$) では式 (4.7) が成り立つので

$$\rho_0 = \frac{\Delta}{\pi} \int_{-\pi/2\Delta}^{\pi/2\Delta} r_0(\delta\beta) d(\delta\beta) \quad (4.9)$$

が求められる. さらに, 実験および解析で求められる複素反射光スペクトルも離散的なので, 結局

$$\rho_0 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M r_0(m) \quad (4.10)$$

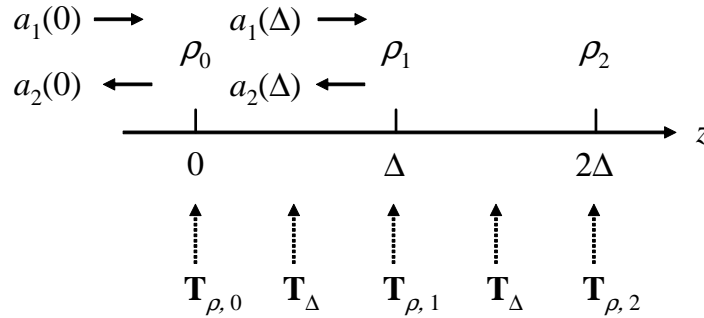


図 4.1 逆散乱法を適用する FBG の離散化モデル

となる. ここで, $r_0(m)$ は $|\delta\beta| \leq \pi/2\Delta$ の範囲で離散化した複素スペクトルであり, M は分割数である. この $\delta\beta$ の分割数 M は行列伝達法のセグメント分割数 N よりも大きくなければいけない.

以上のように ρ_0 を求めることができる. ρ_0 が求まれば式 (4.4) よりモード結合定数 q_0 も定まり, 最初のセグメントにおけるグレーティング構造を再構築することができる. 次に2番目のセグメントに話を移す. 式 (4.5) より $z = \Delta$ におけるローカルな反射率 $R_1(\delta\beta)$ を求めることができる. ここで改めて $z = \Delta$ を基準点として考えれば (4.6) ~ 式 (4.10) までの議論を繰り返すことによって ρ_1 を求めることができ, q_1 を確定できる..

以降, 順次 $\rho_2, \rho_3, \dots, \rho_{N-1}$ と求めることができる. その結果, 式 (4.4) から FBG のモード結合定数 q_k を再現することができる. このようにセグメントを順次再構築していく手法であることが, 逆散乱法を”layer-peeling”とも呼ぶ所以である.

ここで, 積層板中に埋め込んだ FBG に不均一なひずみ分布が加わった場合を考える. モード結合定数 $q(z)$ の定義式 (2.34) および (2.35) から, 不均一なひずみ分布によって $q(z)$ の位相項が変化する. 第3章で示したトランスバースクラックによる不均一なひずみ分布の場合は, 式 (2.35) のグレーティングの位相 $\theta(z)$ の微分項, すなわち, ひずみによる格子間隔 Λ の変化, および光弾性効果による屈折率変化 $\Delta_{dc}(z)$ がクラック近傍でピークを持つ. これらの積分値がモード結合定数の位相項 $\arg q(z)$ なので, 本論文では $\arg q(z)$ の微分項 $d \arg q(z)/dz$ の変化に注目し, 再現されたモード結合定数から積層板内に発生したトランスバースクラックの位置同定を試みる.

最後に, この解析手法を適用する最大のメリットは計算時間の早さである. 逆散乱法による損傷位置同定手法では, 繰り返し計算による最適化や膨大な訓練データを必要とせず, 複素反射光スペクトルが得られれば, 一般的なパーソナルコンピュータでも数秒で計算が終了する.

4.2 複素スペクトルの測定手法

複素反射光スペクトルを実験的に求めるには、反射光の位相を測定する必要がある。しかし、これを直接測定することは難しく、本研究では位相を各周波数 ω で微分した群遅延を計測し、計測値を積分することで位相を求めた。

反射光の位相を φ とおくと、群遅延 τ は波長 λ を用いて以下のように表現できる。

$$\begin{aligned}\tau(\lambda) &= \frac{d\varphi}{d\omega} \\ &= -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\varphi}{d\lambda}\end{aligned}\quad (4.11)$$

ここで、 c は真空中における光速 ($2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$) である。したがって、群遅延から位相を求めるには

$$\varphi(\lambda) = -2\pi c \int_{\lambda_0}^{\lambda} \frac{\tau(\lambda')}{\lambda'^2} d\lambda' + \varphi_0 \quad (4.12)$$

を計算すればよい。ここで λ_0 は計測レンジ内の最短波長であり φ_0 は任意の積分定数である。

群遅延の測定には光ネットワークアナライザ ((株) アドバンテスト, Q7760) を用いた。トランスバースクラックを有する積層板に埋め込まれた FBG の複素反射光スペクトルを測定するために、第 3 章の図 3.38 と同様なクロスプライ積層板中に細径 FBG を埋め込んだ試験片を作成し、材料試験機に取り付けた。図 4.2 に使用した試験装置の写真を示す。ただし、光ネットワークアナライザは 1 回の計測に約 1 分程要するので、引張試験中のリアルタイム計測には不向きである。したがって、引張試験中の実験手法は第 3 章の図 3.41 に示す計測系を使用した。試験片中に埋め込まれた細径光ファイバは通常径光ファイバに融着され、サーキュレータを介して ASE 光源および光スペクトラムアナライザに接続した。GPIB 制御によりパーソナルコンピュータに反射光スペクトルを取り込み、同時にロードセルとひずみゲージの計測値も収録した。第 3 章の結果から、反射光スペクトル形状の変化によってトランスバースクラックの発生を検出できるので、スペクトル形状の変化が観察されるまで引張負荷を与えた。形状変化が観察された後、すみやかに除荷を行いレプリカ法による損傷観察を行うと同時に、光ファイバを光ネットワークアナライザに接続し、群遅延の計測を行った。

光ネットワークアナライザによる群遅延測定原理は図 4.3 に示す通りである。可変長光源からの連続光が光強度変調器に入射され、変調信号 f_m によって強度変調される。変調された光は FBG に入射され、FBG からの反射光は装置内のディテクタで電気信号に変換され位相比較器によって変調信号との位相差 $\phi(\lambda)$ が測定される。この位相差から、

$$\tau(\lambda) = \frac{\phi(\lambda)}{2\pi f_m} \quad (4.13)$$

によって群遅延を求めることができる。



図 4.2 複素スペクトルを測定するための試験装置

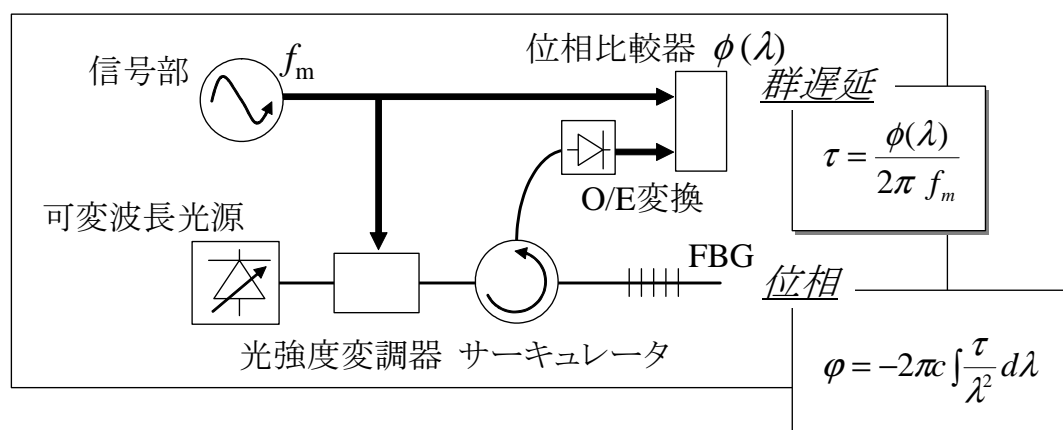


図 4.3 光ネットワークアナライザの群遅延測定原理

4.3 実験および解析の結果

まずは、第 4.1 節に示した解析手法、および第 4.2 節に示した実験手法の妥当性を示すために、積層板に埋め込んでいない FBG の複素反射光スペクトル計測を行い、逆散乱法によってグレーティング構造の推定を行った。

使用した FBG は、通常径のアポダイズド FBG である。光ネットワークアナライザによる複素反射光スペクトル測定結果を図 4.4 に示す。この測定結果に対して逆散乱法によってモード結合定数 $q(z)$ を再構築した。グレーティングのアポダイゼーションの大きさを表す $|q(z)|$ について得られた解析結果を図 4.5 に示す。この結果から、グレーティング長さが約 8mm の FBG であることが推測される。このように、本論文で示した解析手法および実験手法によって FBG の複素反射光スペクトルからグレーティングの特性を推測することが可能である。

次に、クロスプライ積層板中に埋め込んだ細径 FBG に対して、第 4.2 節で示した実験を行った結果を述べる。使用した細径 FBG の特性は、表 A.6 に示したものと同一仕様で同時に製造した 10mm のアポダイズド FBG である。実験を行いトランスバースクラックが発生した後、光ネットワークアナライザにより複素反射光スペクトルを計測した。なお、発生したトランスバースクラックの個数は、レプリカ法による損傷観察の結果 1 個であった。また、トランスバースクラックの発生位置は第 3 章の図 3.9 で定義した様に、グレーティングの方端を $z = 0$ として $z = 4.0\text{mm}$ である。計測した複素反射光スペクトルを図 4.6 に示す。

この反射光スペクトルに対して逆散乱法を適用したが、解析結果からトランスバースクラックの位置を同定することができなかった。その原因としては、

- 細径-通常径の融着によるパワーロス、および計測装置の性能の限界から計測できるダイナミックレンジが小さく、その結果複素反射光スペクトルの S/N 比が小さくなり解析誤差が大きくなる
- 実験による位相測定誤差
- 上記解析手法には複屈折による効果が含まれていない

などが考えられる。まずは、S/N 比が小さくなる問題はそれぞれの技術的な問題であるが、今後の改善の余地は大きい。次に位相測定誤差については、式 (4.13) に示す変調信号と反射光の位相差 $\phi(\lambda)$ に光路長の違いによる位相差も加わっていることが原因である。図 4.4 および図 4.6 においては、理論的に計算される複素反射光スペクトルの位相に一致するように、計測された群遅延 τ にオフセットを加えて誤差を打ち消した。このように、事前に τ のオフセット値を定めておけば誤差を解消できる。

したがって最大の問題となるのは、3 番目の複屈折の効果が含まれていないことによる解析誤差である。これを解消する一つの方法として、光ファイバの被覆の弾性率を低くすればよい。第

3 章の数値解析結果から、被覆の弾性率の低い光ファイバを使用すれば複屈折の効果を低減することが可能である。その場合でも、軸方向の不均一なひずみ分布の影響によって反射光スペクトル形状変化が起こることが確認されている。その結果、複屈折の影響が小さく、かつ軸方向の不均一なひずみ分布の影響を受けた複素反射光スペクトルが得られ、逆散乱法による損傷位置同定が適用できると思われる。

以上の原因から、現在の実験条件では複素反射光スペクトルからクラック位置の同定を行うことは難しい。そこで、最後に複屈折の影響を取り除いた複素反射光スペクトルを数値計算によって求め、その解析結果に対して逆散乱法を適用した結果を示す。計算手法および解析に使用した物性値は第 3 章で示したとおりである。損傷観察の結果に基づいて $z = 4.0\text{mm}$ にトランスバースクラックがあるときのひずみ分布を有限要素解析によって求め、式 (2.60) において p 偏波方向の屈折率変化のみを考慮した複素反射光スペクトルを求めた。その結果を図 4.7 に示す。この解析で求めた複素反射光スペクトルに対して逆散乱法を適用した結果、図 4.8 に示す解析結果が得られた。ここでの縦軸は第 4.1 節の最後で述べた、モード結合定数の位相項 $\arg q(z)$ を位置 z で微分したものである。この結果では $z = 4.0\text{mm}$ にピークが現れて、この位置で応力集中による不均一ひずみが発生していることが推測される。このピークの現れた位置がトランスバースクラックの位置と一致することから、複屈折の存在しない状態であれば逆散乱法による損傷位置同定することが可能である。

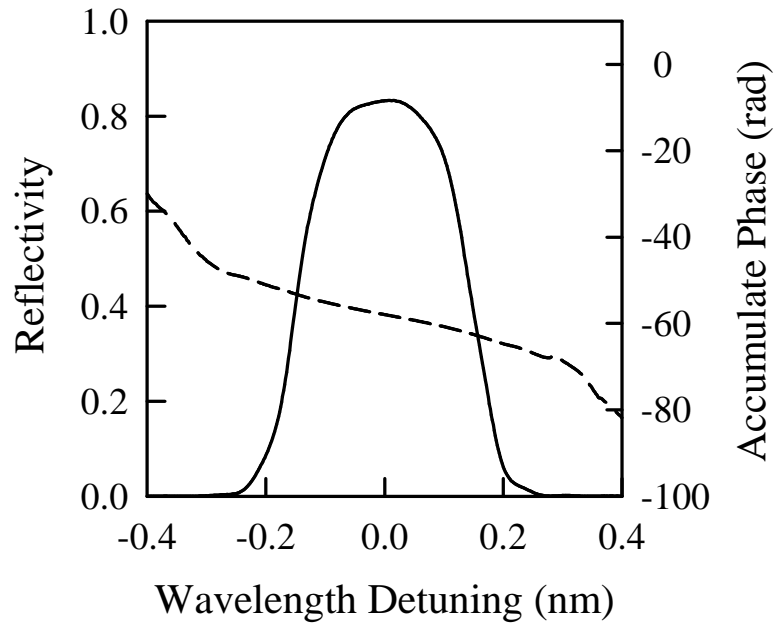


図 4.4 通常径アポダイズド FBG の複素反射光スペクトル

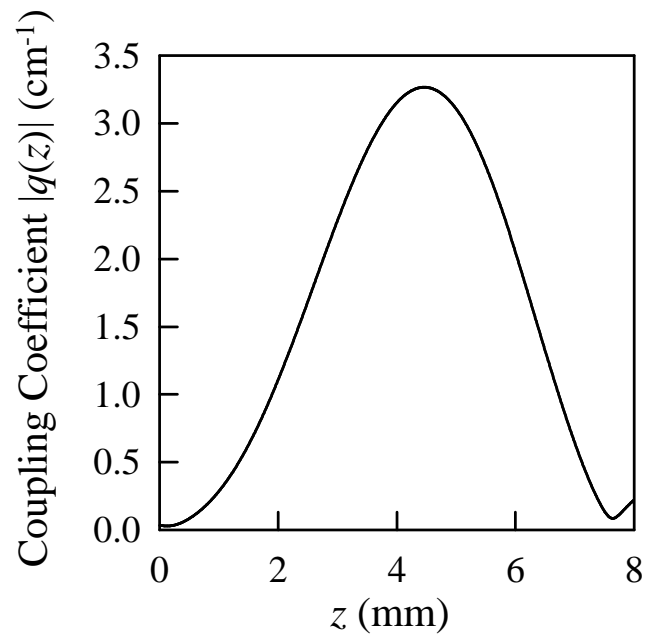


図 4.5 通常径アポダイズド FBG の逆散乱法によるアポダイゼーション推定

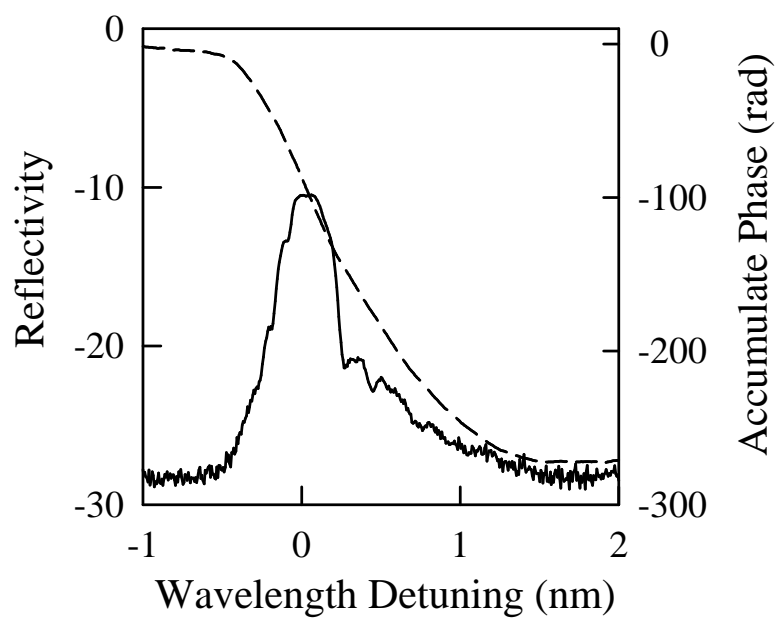


図 4.6 損傷のあるクロスプライ積層板中に埋め込まれた細径 FBG の複素反射光スペクトル

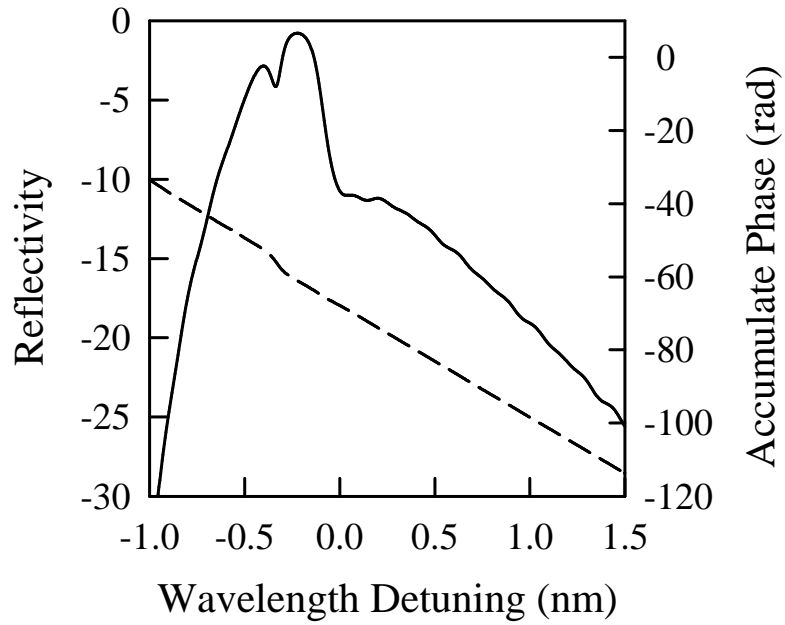


図 4.7 図 4.6 に対応する数値計算によって求めた p 方向の偏波のみを考慮した複素反射光スペクトル

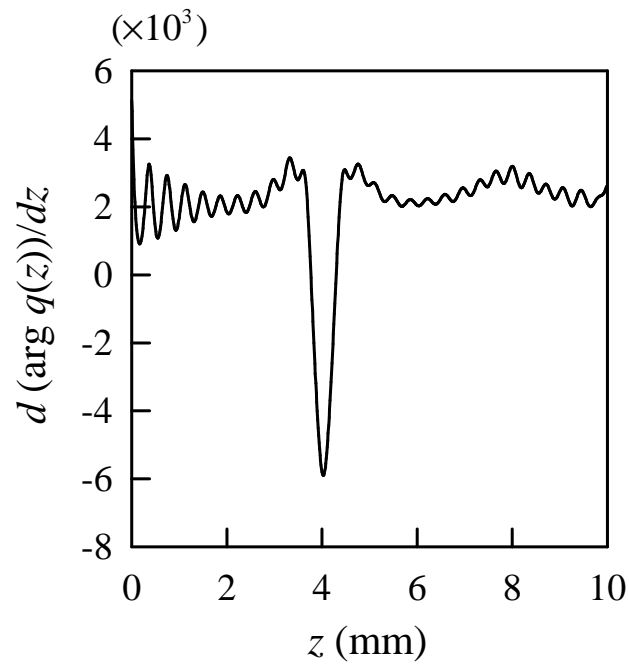


図 4.8 図 4.7 に示す複素反射光スペクトルに逆散乱法を適用した結果

4.4 まとめ

本章では、逆散乱法を利用して複素反射光スペクトルから積層板中のトランスバースクラック発生位置の同定手法を提案し、数値解析および実験を行った。

第4.1節では逆散乱法を離散化されたFBGの解析モデルに適用し、モード結合定数 $q(z)$ を再構築する手法を示した。具体的には、複素スペクトルを逆フーリエ変換することによって求められるインパルス応答が、時間 $t=0$ において離散化モデルにおける複素反射係数 ρ と等しいことを示した。これを各セグメント毎で順次繰り返し計算することで $q(z)$ を再構築することができる。そして、再構築された $q(z)$ の位相項 $\arg q(z)$ の z 微分が不均一なひずみ分布と関係していることを示し、 $d(\arg q(z))/dz$ の分布から損傷位置を同定する手法を提案した。

第4.2節では複素反射光スペクトルを測定する方法について述べた。本論文では、光ネットワークアナライザによる群遅延測定を利用した方法を選択した。波長の関数である群遅延を積分することで反射光スペクトルの位相成分を求めることができる。

第4.3節では実測した複素反射光スペクトルに対して逆散乱法を適用し、モード結合定数 $q(z)$ を再構築し、積層板中のトランスバースクラック発生位置の同定を試みた。まずは、積層板に埋め込んでいないアポダイズドFBGに対して逆散乱法を適用した結果、アポダイゼーション形状を再現することができた。しかしながら、積層板に埋め込んだ細径FBGでは複屈折による影響から逆散乱法による損傷位置同定が困難であることがわかった。そこで複屈折の影響を考慮しない複素反射光スペクトルを数値計算によって求め、逆散乱法を適用した。その結果、 $d(\arg q(z))/dz$ の変化からトランスバースクラック位置の同定ができることを示した。

第 5 章

実構造物への適用

本章では, 本研究の最終的な目的である「埋め込み FBG の不均一ひずみ分布に対する応答を利用した損傷検出技術の確立」を, 大規模な複合材構造物へ適用するための予備的な検討を行った. ここでは「予備的」という言葉を選んだが, それぞれの研究成果は実用上重要な研究課題であり, また相当の労力を必要とする. 第 5.1 節では, 再使用ロケット実験機に搭載された複合材料製の液体水素 (liquid hydrogen, LH₂) タンクに対して, FBG による搭載型ひずみ計測システムを構築し, 離着陸実験中の運用を行った結果について述べる. この研究では

- FBG の極低温環境での使用
- ロケット搭載型計測装置によるリアルタイムモニタリング

が特長として挙げられる.

次に, 第 5.2 節では, 第 5.1 節で得られた技術を発展させて, 埋め込み FBG による複合材 LH₂ タンクのヘルスマニタリングシステム構築を試みた. ここでの特長は

- 埋め込み FBG による極低温タンクのひずみ計測
- 多点化 FBG の適用
- FBG による極低温領域の温度計測, およびひずみ計測値の温度補償

である.

5.1 FBG による再使用ロケット実験機・複合材 LH₂ タンクのひずみ計測

本節では、航空宇宙研究開発機構、宇宙科学研究本部（以下、ISAS/JAXA: The Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency）が研究開発を行っている、再使用ロケット実験機（以下、RVT: reusable vehicle test）に FBG によるひずみ計測システムを搭載し、離着陸実験におけるリアルタイム計測を行った研究結果を示す。

RVT は 2001 年に行われた第 2 次離着陸実験の成功後、機体の改修を行い推進剤 (LH₂) タンクの構造部材に CFRP を適用し、機体重量の軽量化を行った。図 5.1 は今回使用した機体であり、エアロシェルにも CFRP が適用された。RVT は直接加圧方式のエンジンを搭載しており、推進剤タンクには高圧が加えられる [53]。しかも、繰り返し使用を前提としているので推進剤タンクの健全性保証技術開発は必至の課題である。また、再使用型宇宙輸送機のメリットとなるクイックターンアラウンドを実現するためには、健全性保証のシステムは機体に搭載された状態で運用した方がより効率的である。今回の離着陸実験において、信頼性が高く実績のあるメタルタンクからそれよりは劣る複合材タンクに切り替えたように、特に航空宇宙分野では機体重量が輸送機の性能に与える影響は大きい。従って、搭載型の健全性保証システムも軽量である方が望ましく、FBG を適用するメリットは大きい。また FBG は従来の計測技術、すなわち、ひずみゲージや熱電対の代替品としても十分に機能するが、第 3 章で示したように、材料内部の健全性を非破壊でかつ瞬時に評価できるため、次世代の健全性保証システムにおいて中核を担いうるセンサである。

しかしながら、FBG が航空宇宙分野において実用的な複合材構造の健全性保証システムとして適用された例は僅かであり、米国で行われた DCXA プロジェクトでその結果が示されている程度である [54–56]。このプロジェクトにおいても計測装置は機体の外にあり、離着陸実験中の計測データは取得できていない。従って、本論文では機体運用中のリアルタイム計測が可能なシステム構築を行った。なお、搭載計測システムの開発は三菱電機（株）との共同開発によって行い、その性能評価試験を ISAS/JAXA および（株）アイ・エイチ・アイ・エアロスペースが行った複合材タンクの新規開発と平行して実施した。本節における実験は 2002 年から約 1 年半の間に行われ、RVT の第 3 次離着陸実験は 2003 年の 10 月に行われた。表 5.1 におおかまな実験経過を示す。

本節では、第 3 章および第 4 章で行ったように FBG を材料中に埋め込んでおらず、複合材 LH₂ タンク表面に貼り付けて計測を行った。これは、複合材タンク、搭載 FBG 計測装置がともに新規開発であり、従って、個々の性能評価を慎重に行うための措置である。また、搭載型の反射光スペクトル測定装置は短期間での開発が難しく、ここではブラッグ波長の変化のみを測定する装

置を開発し、複合材タンクのひずみのみをモニタリングすることを目的とした。

以下では、まず始めに FBG の極低温環境における性能評価を行った結果を示す。その次に、ロケット搭載 FBG 計測システムについて触れた後、複合材タンクの性能評価試験、地上燃焼試験における搭載システムの性能評価結果を示す。最後に、離着陸実験中にシステムを運用して得られた結果を示す。



図 5.1 再使用ロケット実験機

表 5.1 再使用ロケット実験機への FBG 適用実験の経過

期間	実験内容
2002 年 4 月～6 月	FBG の極低温環境使用に関する予備試験
2002 年 4 月～2003 年 5 月	RVT 搭載用計測装置の開発・性能評価・及び装置改良
2002 年 7 月～2003 年 2 月	FBG の極低温タンク適用に関する予備試験
2003 年 3 月	第 5 次地上燃焼試験における計測
2003 年 10 月	第 3 次離着陸実験における計測

5.1.1 極低温環境中における FBG の使用

複合材 LH_2 タンクにおける実験では FBG を -200°C 以下の環境で使用する。極低温における FBG の使用は報告例が少なく、その特性を把握しておく必要がある。また、第 3 章および第 4 章とは異なり、CFRP に FBG を貼り付けて計測を行うため、極低温でも使用が可能な接着剤と光ファイバのコーティング材の組み合わせを考慮する必要がある。そこで、まず始めに FBG を CFRP 一方向性積層板に貼り付け、液体ヘリウム (liquid helium, LHe) 温度における積層板の引張試験を行い、極低温におけるひずみと波長シフトの関係および接着特性の評価を行った。

まずは極低温における光ファイバの接着特性について述べる。光ファイバをセンサとして使用する場合、第 3 章および第 4 章で使用した細径光ファイバがそうであるように、ポリイミドを用いるのが一般的である。それに対して、通信分野においては UV 硬化樹脂を用いるのが一般的であり、被覆材料の選択肢はこの 2 つである。一方、極低温で使用可能な接着剤については、LOCTITE HYSOL 社のエポキシ系接着剤 EA9394 が航空宇宙分野では使用実績がある。本研究では EA9394 と同じくエポキシ系の接着剤 EP-34B(共和電業(株)) およびポリウレタン系の UC-27A(共和電業(株)) を使用した。これらの接着剤はひずみゲージ用接着剤として実績があり、今回の接着条件(常温で加圧せずに接着可能)を満たす。まずは、これらの組み合わせにより CFRP 積層板に光ファイバを接着し、液体窒素 (liquid nitrogen, LN_2) 環境において引張負荷を加えた。その結果をまとめると表 5.2 の通りである。エポキシ系接着剤ではいずれの被覆に対しても接着特性は問題ない。しかし試験後に接着部を観察したところ、図 5.2 に示すようにクラックが接着剤に生じていることがわかった。その結果、図 5.3 に示す反射光スペクトルの形状変化が認められた。これは第 3 章で示したとおり、クラック周りの不均一なひずみ分布が影響した結果である。第 3 章で定義したように反射光スペクトルから中心波長を求めれば、スペクトル形状が乱れた後でもひずみセンサとして問題なく機能する。しかし本実験では後の第 5.1.2 小節で示す搭載装置の計測原理からスペクトル形状の乱れは大きな計測誤差につながる。従って、エポキシ系接着剤はここでは使用できない。次に、ポリウレタン系接着剤については UV 被覆との接着性が良く、クラックも発生しなかった。以上の実験結果から、これ以降の実験では UV 被覆の光ファイバとポリウレタン系接着剤 UC-27A を使用した。

次に、CFRP に UV 被覆の FBG を UC-27A により接着し、LHe 環境中における引張試験を行い FBG のブラッグ波長変化を計測した。使用した CFRP は T700S/2500(東レ(株))、積層構成は $[0_8]$ 、試験片のサイズは $150\text{mm} \times 10\text{mm} \times 1\text{mm}$ である。

引張試験機インストロン 4505(Instron Corporation) に試験片を取り付け、準静的な引張荷重を加えた。引張試験機は図 5.4 に示すとおり、極低温実験用に 2 重になったチャンバを取り付け可能であり、チャンバ内を LHe で満たして実験を行った。ASE 光源とスペクトラムアナライザを用いて FBG の反射光を測定し、ひずみゲージによるひずみ計測とロードセルからの荷重デー

タを同時に計測した。以上の計測システムは図 3.41 に示すものとほぼ同様である。試験手順は、LHe をチャンバに充填後 1,000 $\mu\epsilon$ のステップで 10,000 $\mu\epsilon$ まで引張負荷を与え、2,000 $\mu\epsilon$ のステップで除荷を行った。

試験結果を図 5.5 に示す。LHe 環境においても FBG のひずみ-波長シフト関係は線形関係を保ち、光ファイバの接着特性は良好であることがわかる。以上の実験結果から、UV 被覆とポリウレタン系の接着剤を使用したときに、FBG が極低温においてもひずみセンサとして十分機能することがわかった。

表 5.2 FBG による極低温ひずみ計測における光ファイバ被覆と接着剤の組み合わせ試験結果

	ポリイミド被覆	UV 被覆
EP-34B(エポキシ系接着剤)		
UC-27A(ポリウレタン系接着剤)	×	

(: 適している : 一部問題あり ×: 適していない)

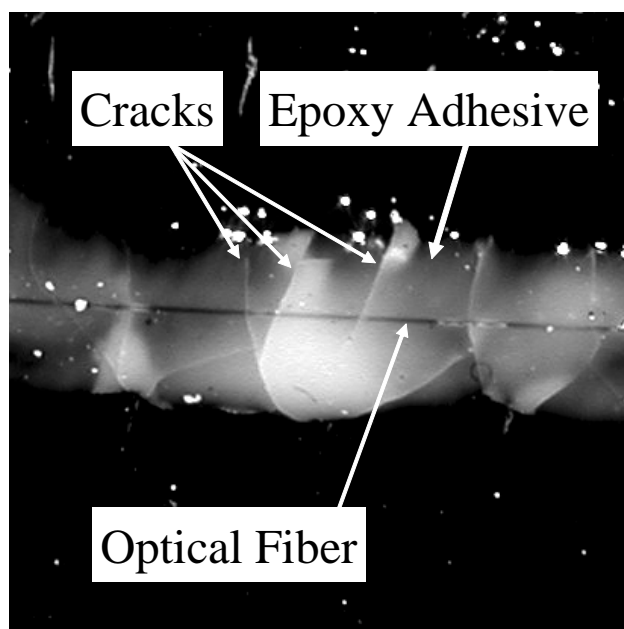


図 5.2 接着剤に入ったクラック

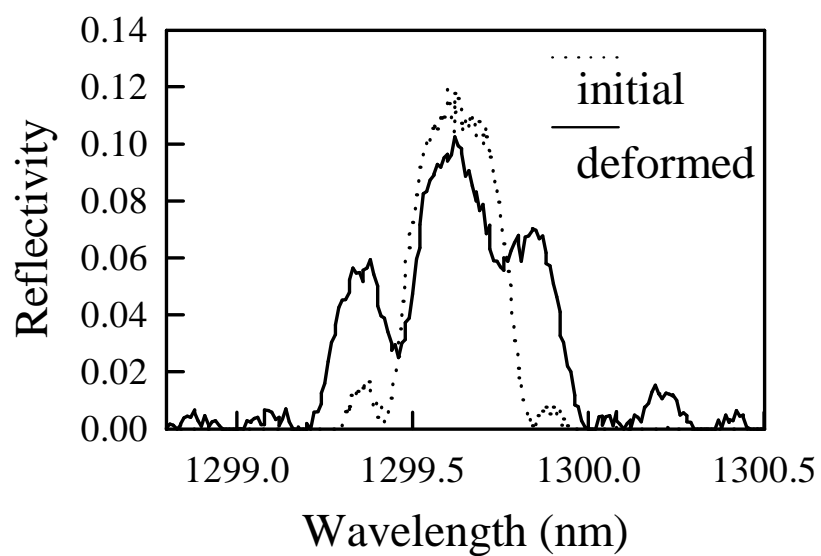


図 5.3 接着剤にクラックが入ったことによる反射光スペクトルの変化

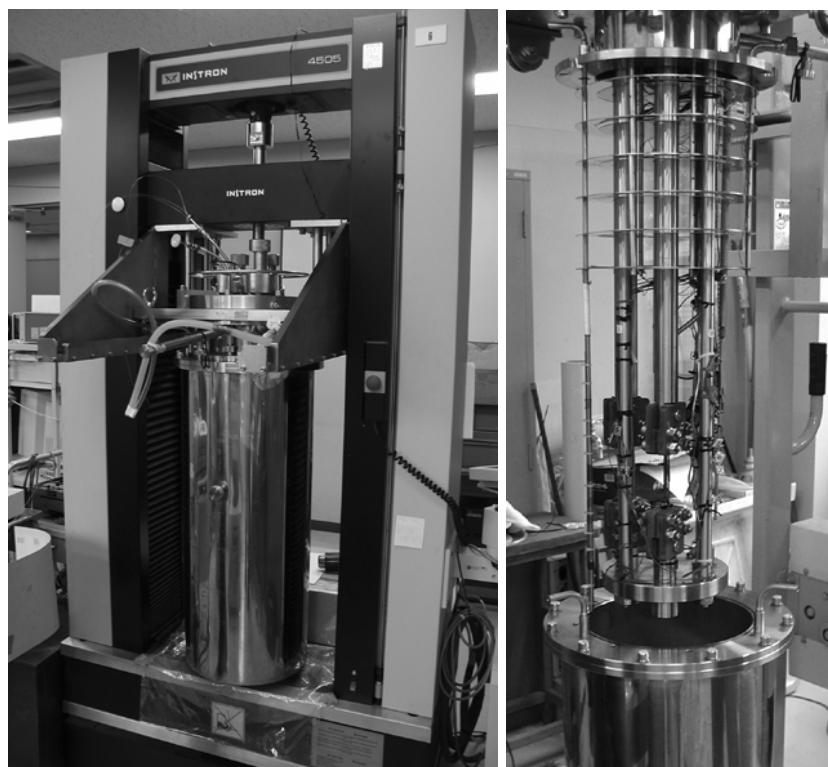


図 5.4 LHe 環境における FBG の特性取得のために使用したチャンバー付き引張試験装置

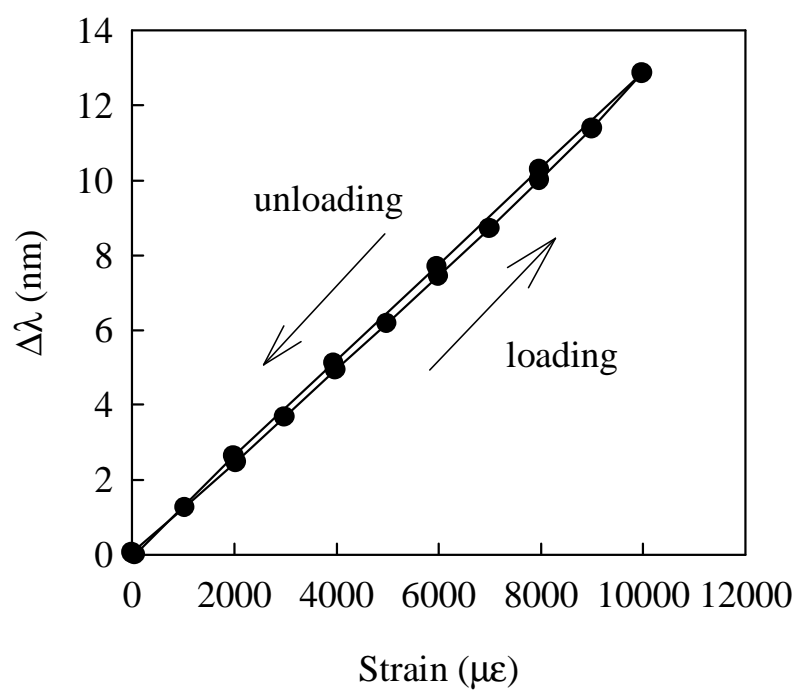


図 5.5 LHe 環境で計測した FBG のひずみ-波長シフト関係

5.1.2 RVT 搭載型 FBG 計測装置の開発

これまでの実験においては FBG の反射光を光スペクトラムアナライザで測定し、中心波長を求めた。しかしながら、ロケット搭載によるリアルタイム計測を行うためにはサイズ、重量、使用電力、計測データ転送等の制限から、既存デバイスをそのまま搭載することは難しい。そこで、RVT 搭載用の FBG 計測装置を三菱電機（株）と共同で新規開発した。図 5.6 に示す試作機は 2CH の FBG インターフェースを持ち、重量は約 2kg である。この計測装置は光スペクトラムアナライザとは異なり可動部が無く耐加速度、耐振動性能がよい。また RVT のテレメータシステムを利用することにより、リアルタイム計測を可能にしている。

計測の原理を図 5.7 に示す。LED 光源から FBG に光を入射し、反射光は 3dB カプラによって分離される。さらに反射光は別の 3dB カプラによって 2 つに分離される。片方の光は波長フィルタに入射され、透過光の強度をフォトディテクタで測定する。もう片方の光は参照光として直接フォトディテクタで強度を測定する。波長フィルタには図 5.8 に示す透過特性を持つチャープ FBG を使用した。参照光強度は FBG 以外の部分でのパワーロスを補正する目的で計測しており、従って波長フィルタの透過光強度と参照光強度の比から FBG の反射波長を特定できる。以上の計測原理から、不均一なひずみ分布発生により反射光のバンド幅が変化すると計測誤差が生じることが予測されるため、先に述べたように FBG の接着状態について十分な検討を行う必要がある。

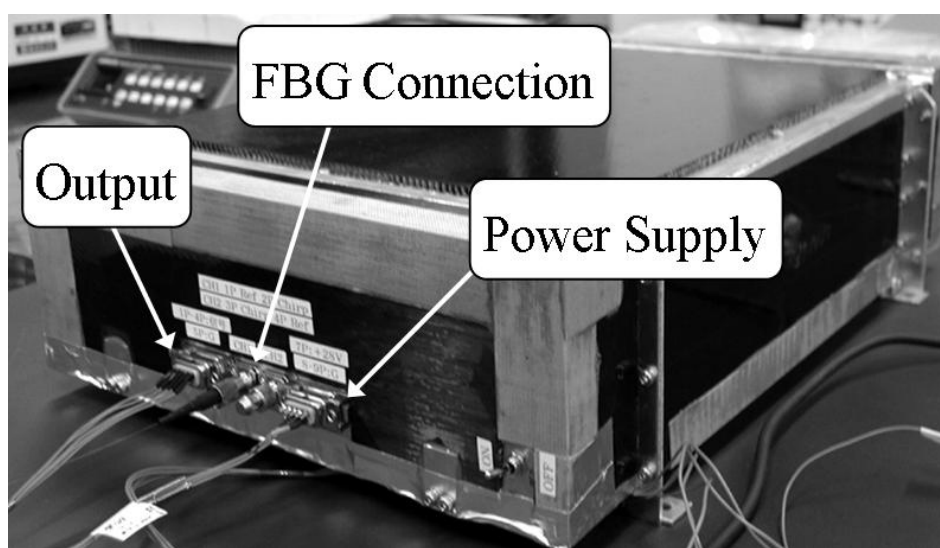


図 5.6 RVT 搭載装置の外観

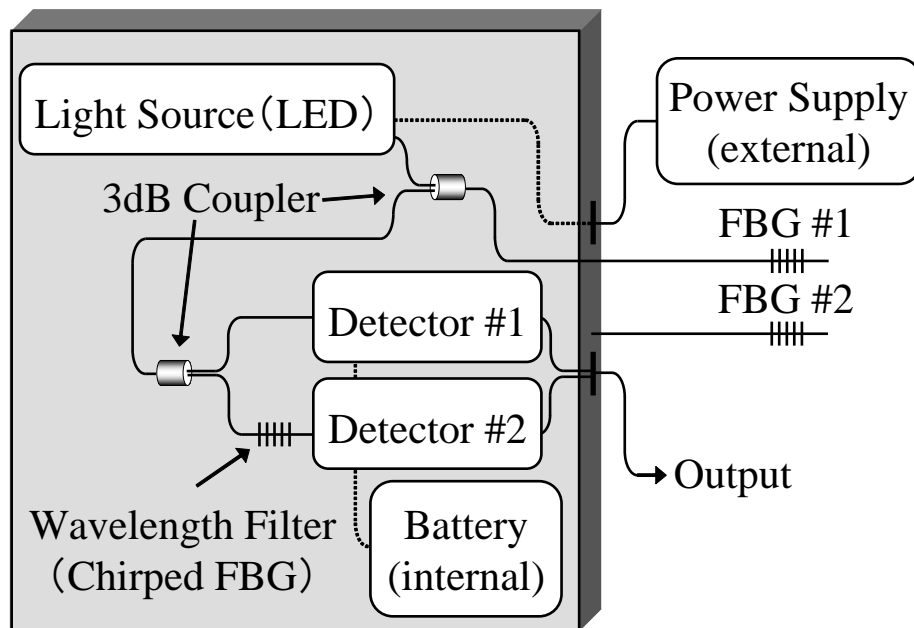


図 5.7 RVT 搭載型 FBG 計測装置の計測システム

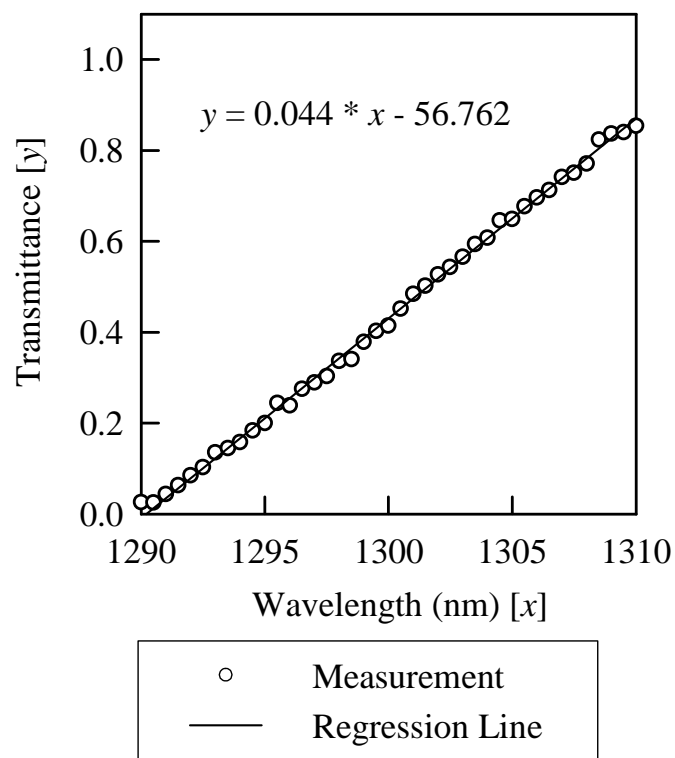


図 5.8 RVT 搭載 FBG 計測装置に使用したチャープ FBG の特性

5.1.3 RVT 搭載型計測装置の性能評価

次に、試作した RVT 搭載型 FBG 計測装置の性能評価を行った。性能評価試験は新規開発された RVT の複合材 LH₂ タンクの極低温加圧試験と同時に行った。図 5.9 に計測の概略図を示す。RVT 搭載型 FBG 計測装置のデータと比較するために、光スペクトラムアナライザによる計測を同時に行い、計測精度の確認を行った。

この性能評価試験では 6 本の FBG を複合材 LH₂ タンクの表面に貼り付けた。センサ貼り付け後、タンクは断熱施工されるため、光ファイバはタンク上部から取り出した。また、加圧試験中は安全のため計測地点とタンクは約 80m 離れた位置にある。従って、光ファイバを光ケーブルによって延長し、光チャンネルセクタに接続し計測する FBG を選択する。光源は RVT 搭載型 FBG 計測装置の内部にある LED 光源を利用した。光源から光チャンネルセクタによって選択された FBG に光が入射され、反射光は再び光チャンネルセクタを經由して 3dB カプラによって 2 つに分離される。片方は RVT 搭載型 FBG 計測装置に、もう片方は光スペクトラムアナライザに接続されている。RVT 搭載型 FBG 計測装置の出力は A/D 変換器を介してコンピュータに取り込んだ。LabVIEW によって GPIB 制御プログラムを実行し、光スペクトラムアナライザ、光チャンネルセクタを連動させて、FBG の反射光スペクトルも同時に収録した。圧力およびひずみゲージの計測は別系統で行われ、試験終了後に FBG の計測結果と比較を行った。

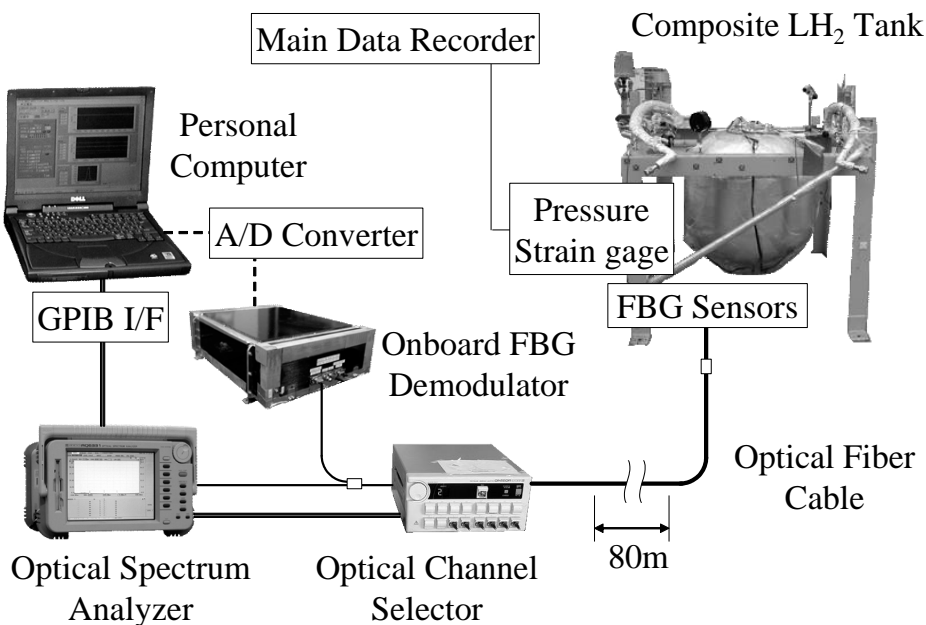


図 5.9 RVT 搭載型計測装置の性能評価試験における計測システム

複合材 LH₂ タンクの極低温加圧試験は以下の手順で実施された。タンクに LH₂ もしくは LN₂ を充填後, 0.5MPa のステップで加圧を行った。試験圧力において一定時間圧力を保持した後, 減圧した。加圧試験を行っている間, FBG の反射光を連続的に計測した。この試験は複数回行われた。図 5.10, 図 5.11 に示す試験結果は, LN₂ を充填し最大使用圧力 (MEOP: Maximum Expected Operating Pressure) まで加圧した時の結果である。

図 5.10 では光スペクトラムアナライザで計測した結果をひずみゲージの計測値と比較した。ここでは事前に同種の FBG で実験的に求めた波長シフト-ひずみの換算値, $960\mu\epsilon/\text{nm}$ を用いた。FBG によるひずみ計測値とひずみゲージによる計測値は一致しており, FBG がひずみセンサとして精度よく機能していることを示している。また, 図 5.11 では RVT 搭載 FBG 計測装置と光スペクトラムアナライザによる連続計測結果を比較している。ここでも双方の計測によるひずみは一致しており, RVT 搭載 FBG 計測装置によってひずみが精度よく計測可能であると判断した。

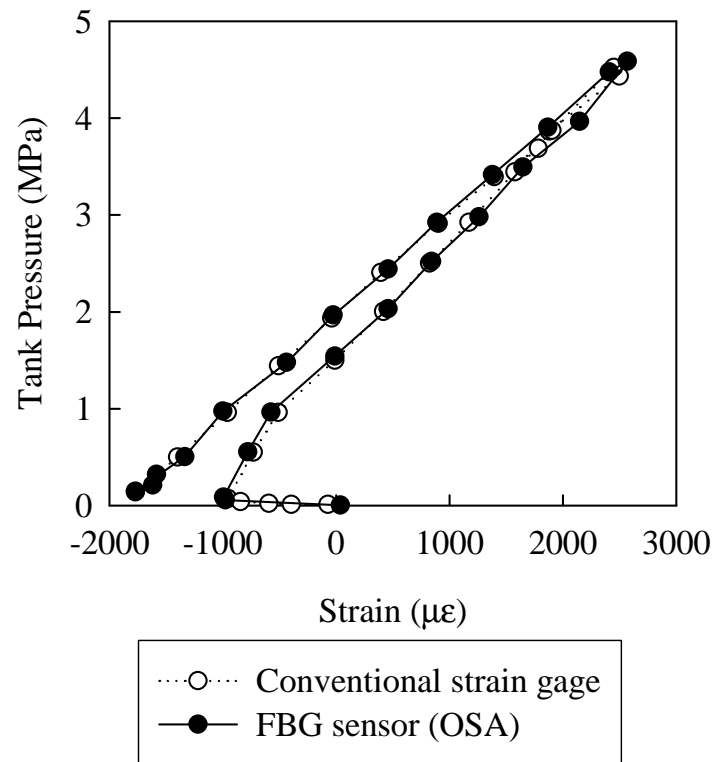


図 5.10 極低温加圧試験における光スペクトラムアナライザによる FBG のひずみ計測値とひずみゲージ計測値との比較

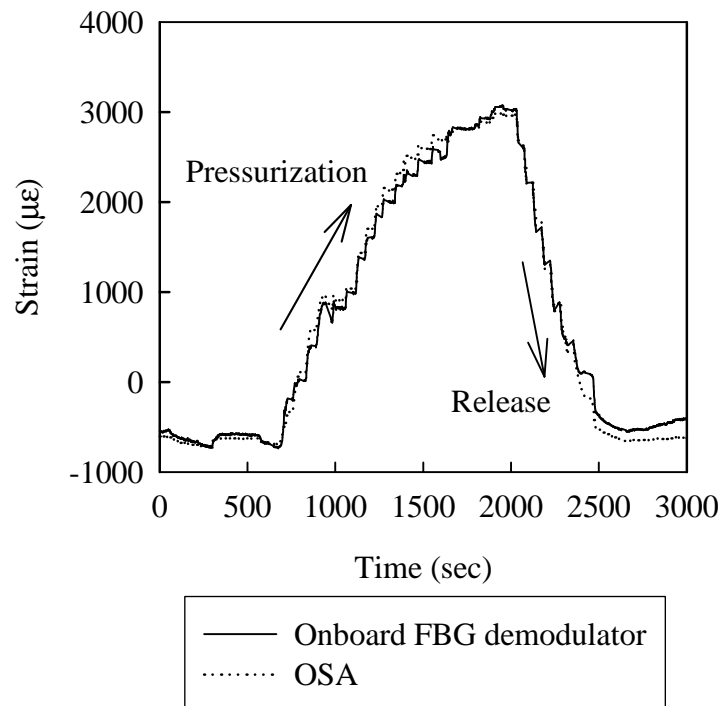


図 5.11 極低温加圧試験における搭載型 FBG 計測装置と光スペクトルアナライザによる FBG のひずみ計測値の比較 (連続計測)

5.1.4 離着陸実験中のリアルタイム計測

複合材 LH₂ タンクの極低温加圧試験, それに続く地上燃焼試験で RVT 搭載 FBG 計測装置の性能評価を終え, その結果による伴う外装上の装置改良を行い, RVT 離着陸実験中のリアルタイム計測を行った. RVT の第3次離着陸実験は2003年10月, 宇宙航空研究開発機構, 能代多目的実験場で行われた. 実験は1回の地上燃焼試験とそれに続く3回の離着陸実験が約2週間の日程で連続的に行われた. 図5.12は1回目の離着陸実験の様子であり, 図5.13はRVTに取り付けられたFBG計測装置である. この一連の実験では8本のFBGを複合材 LH₂ タンクの表面に貼り付け, そのうち2本をFBG計測装置に接続した. 離着陸実験における計測システムを図5.14に示す. FBGの計測データ(図5.7におけるフィルタ透過光の強度と参照光の強度)はRVTのテレメータ送信機から地上の受信機に向かって送られる. データの転送レートは各チャンネルとも12.5Hzで設定されている. 地上で受信したデータはデータサーバから計測室内のLAN内に配信され, パーソナルコンピュータの受信専用ソフトウェアによってリアルタイムでデータを監視できる. 打ち上げ直前のLH₂ 充填, タンクの初期加圧からデータ監視を行い, 離着陸実験, 実験終了後のLH₂ 処理が完了するまで連続的に計測を行った.

FBGによる離着陸実験中のリアルタイムひずみ計測は, 一連の試験においてほぼ問題なくデータを取得することができた. 図5.15に3回目の離着陸実験で計測したデータを示す. なお, 図中の(a)~(c)は表5.3の(a)~(c)に対応する. この実験では, 14時52分に機体は高度42メートルまで上昇した後に着陸した. 飛行時間は17秒であった. 試験中のひずみ計測はおおむね良好であったものの, LH₂を充填してからしばらくたった後, 図5.15において14時30分頃に計測値のノイズが増大した. この時間帯においては図5.16に示すように, 搭載装置のディテクタ出力が小さい. この場合, 波長フィルタの透過光強度と参照光強度の比からひずみを求めるという計測原理から, ディテクタの出力低下がノイズ増大の原因であると言える. さらにこのディテクタの出力低下の原因は, 複合材 LH₂ タンクを覆っている断熱材が影響して, グレーティング以外の導波路部分で光のパワーロスが起きているためと推測される. しかしながら, この時間を除けば離着陸実験中もディテクタの出力低下はなく, FBGのひずみ計測値もひずみゲージの計測値とよく一致した. よって, 本節の目的は十分に達成されたと結論づけられる.

表 5.3 離着陸実験#3 の実験経過

	時間	ロケットおよび複合材 LH ₂ タンクの状態
(a)	14:43	複合材 LH ₂ タンク初期加圧
(b)	14:51	離着陸実験
(c)	14:56	複合材 LH ₂ タンク放圧



図 5.12 RVT 第 3 次離着陸実験における 1 回目の離着陸実験

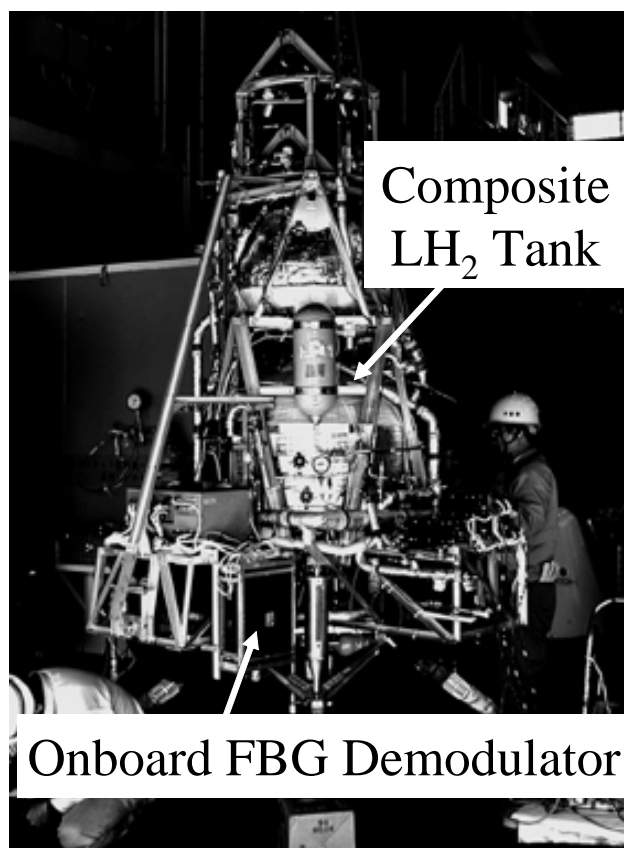


図 5.13 RVT に搭載された FBG 計測装置

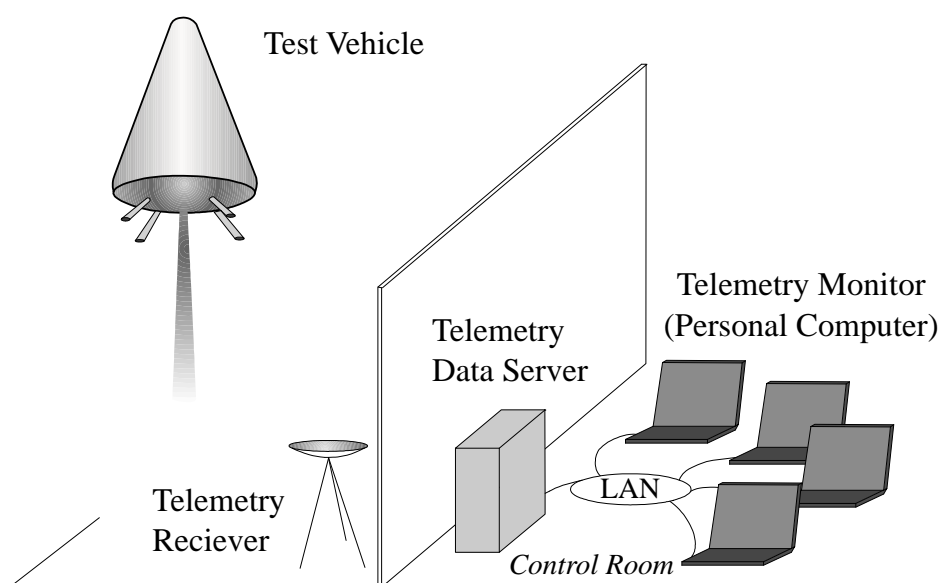


図 5.14 離着陸実験時のリアルタイム計測システム

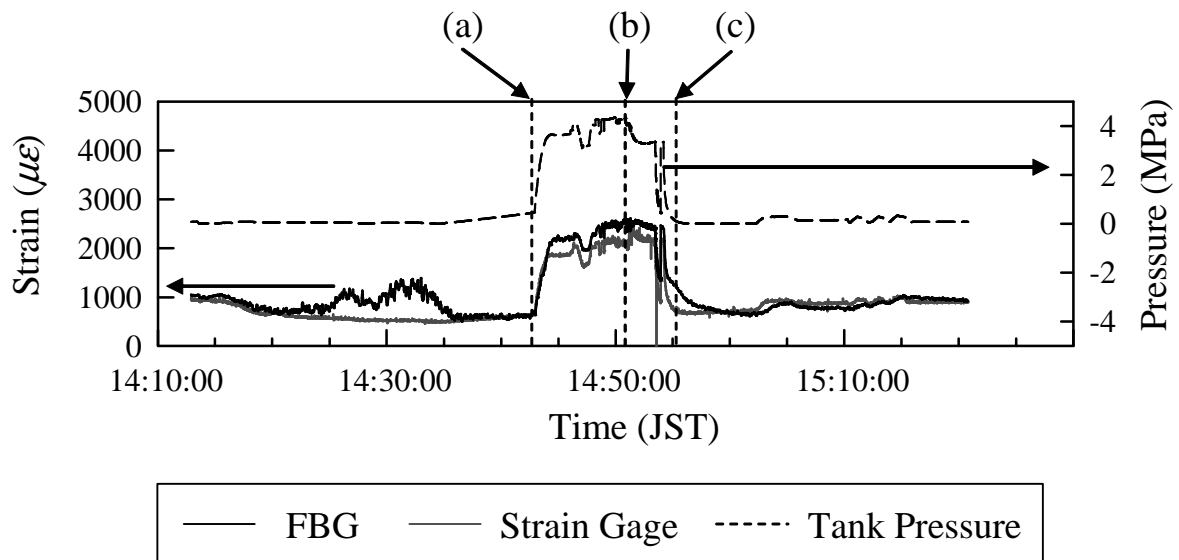


図 5.15 離着陸実験時のリアルタイム計測結果

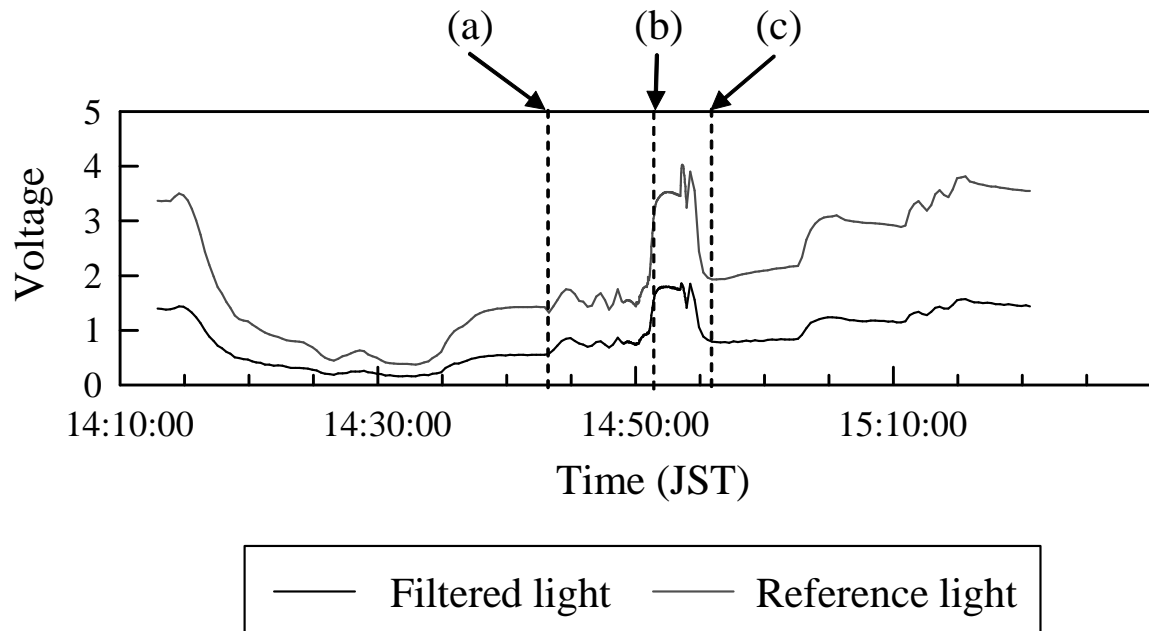


図 5.16 図 5.15 に示された FBG 計測結果の詳細 (ディテクタ出力)

5.2 埋め込み型 FBG による複合材 LH₂ タンクのひずみ・温度計測技術

第 5.1 節の実験において, FBG によるひずみ計測が極低温タンクに適用可能であることを示した. しかしながら FBG をタンク表面に貼り付けた場合では, 接着剤の選択や断熱材の影響など, 計測が外乱の影響を受けやすく実用上の課題が多い. また, 本論文の目的は, FBG の不均一ひずみ分布に対する応答を利用した複合材料の微視的損傷検出技術を確立することであり, 本章ではそれを実構造物へ適用するための基礎的なアプローチを行っている. その目的に従って, 次のアプローチである「埋め込み FBG の適用」を行った. 本節では, 作業性のよい通常径の光ファイバを使用し, FBG をタンク内部に埋め込み極低温におけるひずみセンサとしての性能を確認する. また, 将来の多点化計測を視野に入れて多重化 FBG による計測も実施した. さらに, 温度測定用の FBG を試作し, 極低温における温度計測およびひずみ計測値の温度保証を試みた. 以上で示した, 本節における実験と前節での実験の相違点を表 5.4 にまとめる. なお, 本節の実験も再使用ロケットプロジェクトの一環であり, 極低温複合材タンクの開発を進める航空宇宙研究開発機構, 宇宙科学研究本部と共同で実施した.

表 5.4 FBG 埋め込み LH₂ タンクと RVT 搭載型 LH₂ タンクとの違い

	FBG 埋め込み LH ₂ タンク	RVT 搭載 LH ₂ タンク
計測形態	埋め込み	貼り付け
多重化	あり	なし
測定対象	ひずみ + 温度	ひずみ
計測装置	非搭載型	搭載型

5.2.1 FBG のタンクへの埋め込み

第 5.1 節で述べた, 再使用ロケット実験機の離着陸実験で搭載された複合材 LH₂ タンクはアルミニウムライナーを使用していた. しかし, タンク重量のさらなる軽量化および信頼性向上という観点から, LCP(liquid crystal polymer) フィルムをライナーとした複合材 LH₂ タンクを新規開発し, 極低温耐圧試験を実施した. さらに, これと併せて FBG をタンク内部に埋め込み, 一体化した複合材 LH₂ タンクを開発した. なお, FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンクの試作は富士重工業 (株) との共同作業で行った.

本実験では表 5.4 に示すとおり新たに多重化 FBG の適用, そして埋め込み型温度計測 FBG の試作及び適用を実施した. まずは多重化 FBG によるひずみの多点計測について述べる. この多重化 FBG には 1 本の光ファイバに 3 箇所のグレーティングが設けられたおり, 反射光の中心波長がそれぞれ, 1,535, 1,545, 1,555nm に設計されている. 反射光のバンド幅は約 0.3nm であり, センサ長は 5mm である. この多重化 FBG の書き込まれている素線をそのままタンク内部に埋め込み, ひずみを計測した. なお, 光ファイバの素線とはガラスにポリイミドの 1 次被覆のみを施したもののことを指し, ここでは外径が 145 μ m である.

しかしながら, FBG は温度によってもブラッグ波長がシフトすることは第 2 章, 及び第 3 章でも述べたとおりであり, 温度変化のある環境でひずみ計測を行う場合には温度補償をする必要がある. また, 極低温タンクではタンク内部と外部の温度差があり, 特に LH₂ 充填時には熱衝撃の影響が加わる. このようにタンク内部の温度情報を知ることが, 構造的にも材料的にも非常に有意義なことである. 従って, 本研究では図 5.17 に示す FBG を使用した埋め込み型温度センサを試作した. これは FBG を内径 180 μ m のポリイミドチューブに入れたものである. チューブ内に入れることによって, 埋め込みによる FBG の物理的拘束をなくし, タンクのひずみの影響を受けなくすることが可能である. さらに, 極低温の測定を可能にするためにチューブ内は He 雰囲気置換されており, 極低温環境においても安定した計測を可能にした. 将来的には埋め込み用途に適した細径 FBG の使用を検討している.

この FBG 温度センサを試作後, -150 $^{\circ}$ C までの性能評価を行った. 結果を図 5.18 に示す. 第 3 章の図 3.26 で示したように, ここでも温度に対する波長シフトの非線形性が確認された. 試験環境から -150 $^{\circ}$ C までの測定しかできなかったが, 極低温における非線形性は大きいことが報告されている [57, 58]. そこで本実験では -150 $^{\circ}$ C 以下においては図 5.18 に示す 2 次曲線による近似を行い温度計測を実施した.

以上の多重化 FBG を使用した多点ひずみセンサ, および埋め込み型 FBG 温度センサの試作品を複合材 LH₂ タンク内部に埋め込んだ. 多重化 FBG については 2 本, FBG 温度センサは 3 本用意した. 従ってひずみの測定点は 6 点, 温度の測定点は 3 点である. これらのセンサをキュアを終了したタンク表面に図 5.19 のように FBG を配置し, ウェットレイアップ方式によりセン

サの埋め込みを行った。埋め込み終了後の写真を図 5.20 に示す。

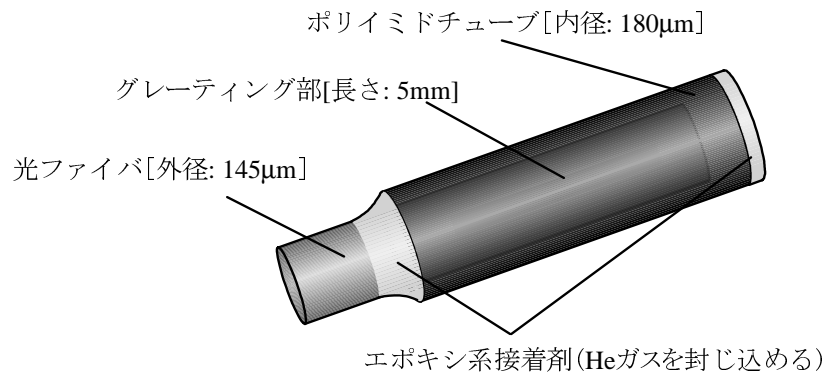


図 5.17 極低温タンク埋め込み用に試作した FBG 温度センサ

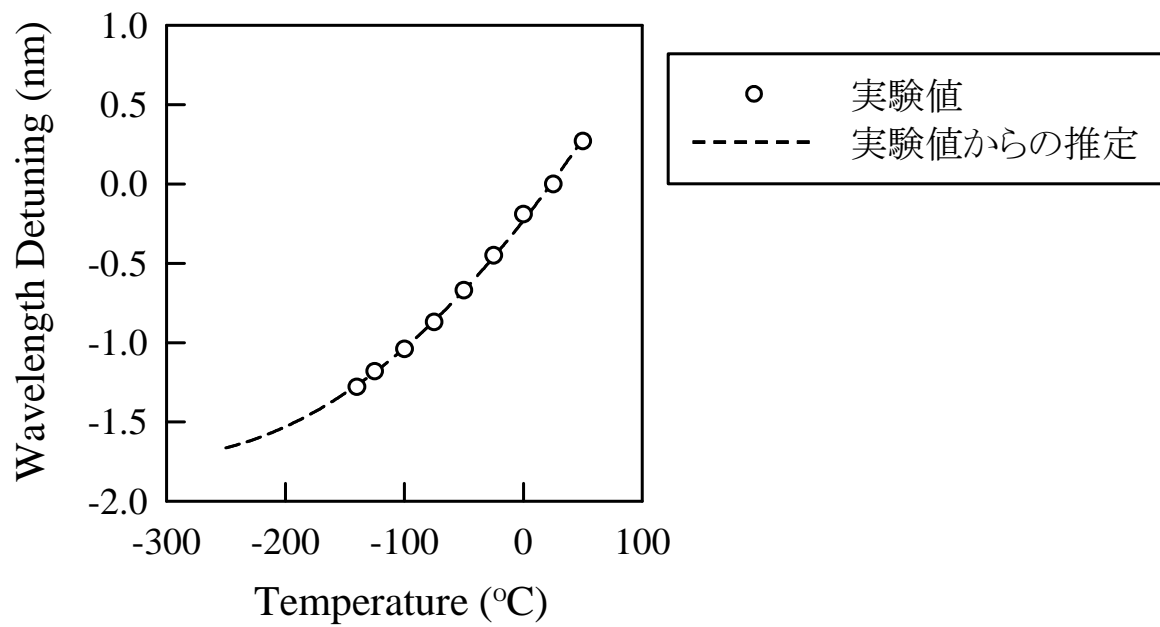


図 5.18 FBG の温度変化に対するシフト波長の非線形性

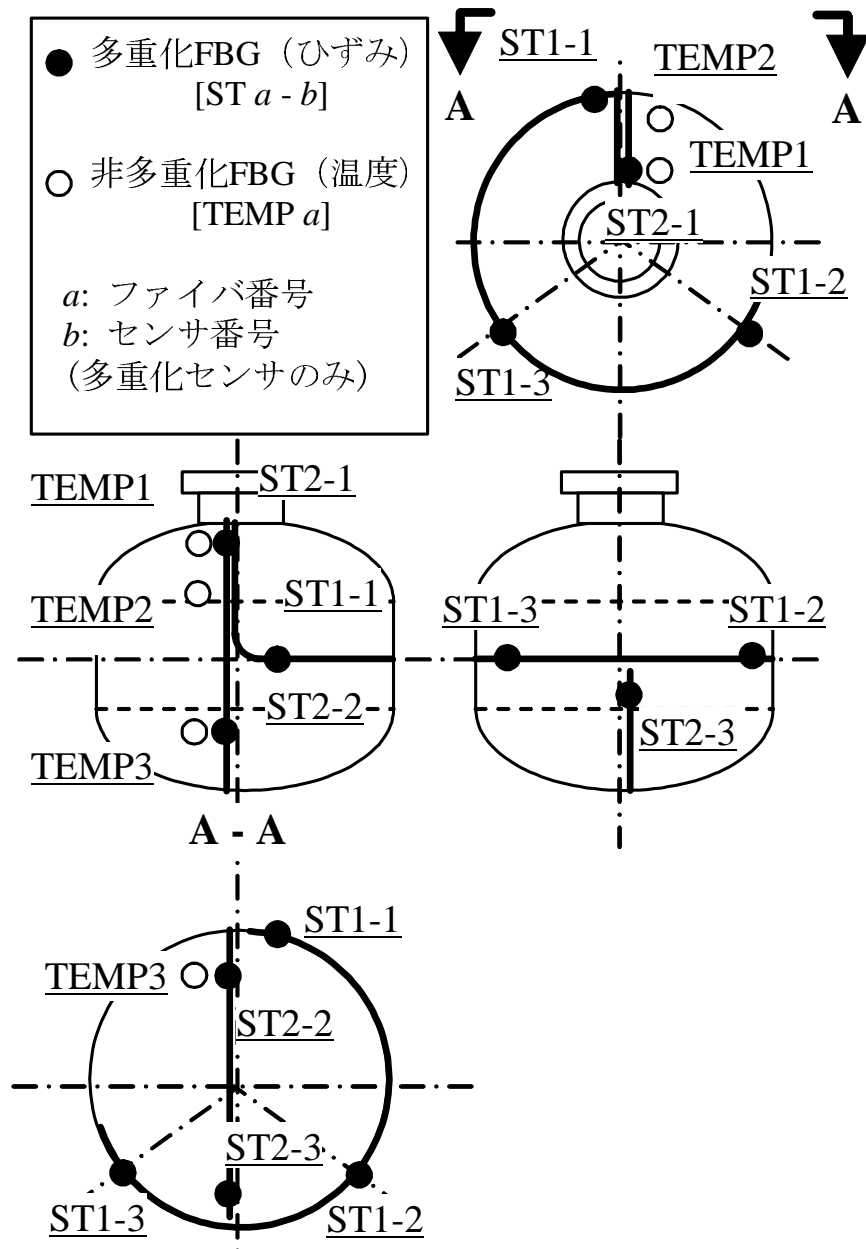


図 5.19 FBG 埋め込み複合材 LH_2 タンクの FBG 配置図

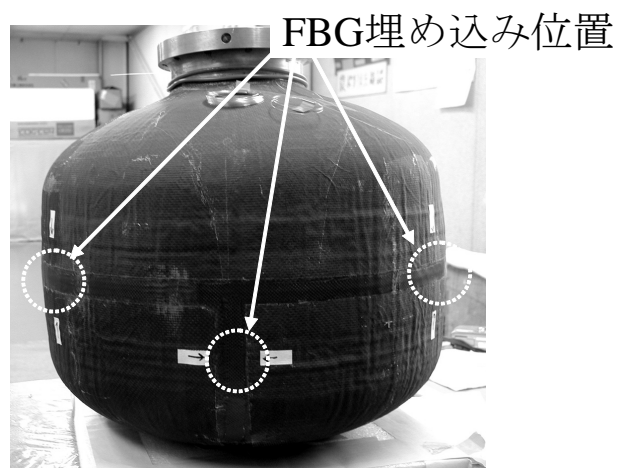


図 5.20 FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンクの全体写真

5.2.2 LH₂ 充填加圧試験

前節で示した複合材 LH₂ タンクの LH₂ 充填加圧試験を行った。ここではその実験概要および結果を示す。LH₂ 充填加圧試験は 2004 年 3 月に宇宙航空研究機構, 能代多目的実験場で行われた。試験は表 5.5 に示した通り全部で 4 回の低温加圧試験で構成された。

FBG の計測系は前節の図 5.9 に示した計測系とほぼ同じであり, 図中の FBG 搭載計測装置を ASE 光源に置き換えた計測システムを使用した。ASE 光源からタンクに埋め込んだ FBG に向けて広帯域の光を入射した。反射光は光スペクトラムアナライザによって収録した。測定する FBG を光チャンネルセクタで切り替えている。これらの計測は LabVIEW による GPIB 制御で連続的に試験終了まで行った。また, FBG 埋め込み位置に対応したひずみゲージ, 熱電対の計測値も同時に収録している。

計測値 (中心波長) から物理量 (ひずみもしくは温度) への換算値は事前に計測した値を使用した。ひずみへの変換は $809\mu\epsilon/\text{nm}$ を使用し, 温度については図 5.18 に示したとおりである。なお, ひずみについては温度の計測値による温度補正を行った。温度補正は FBG ひずみセンサの中心波長シフト量から FBG 温度センサの中心波長シフト量を単純に引くだけでよく, 非常に容易に行うことができる。以下, 表 5.5 の試験番号 2 (LH₂ 充填加圧試験, 最大加圧 1.7MPa) の試験結果をひずみと温度, それぞれについてまとめる。

表 5.5 FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンクの極低温充填加圧試験の概要

試験番号	充填した液体	最大加圧
1	LN ₂	1.7MPa
2	LH ₂	1.7MPa
3	LH ₂	2.2MPa
4	LH ₂	2.2MPa

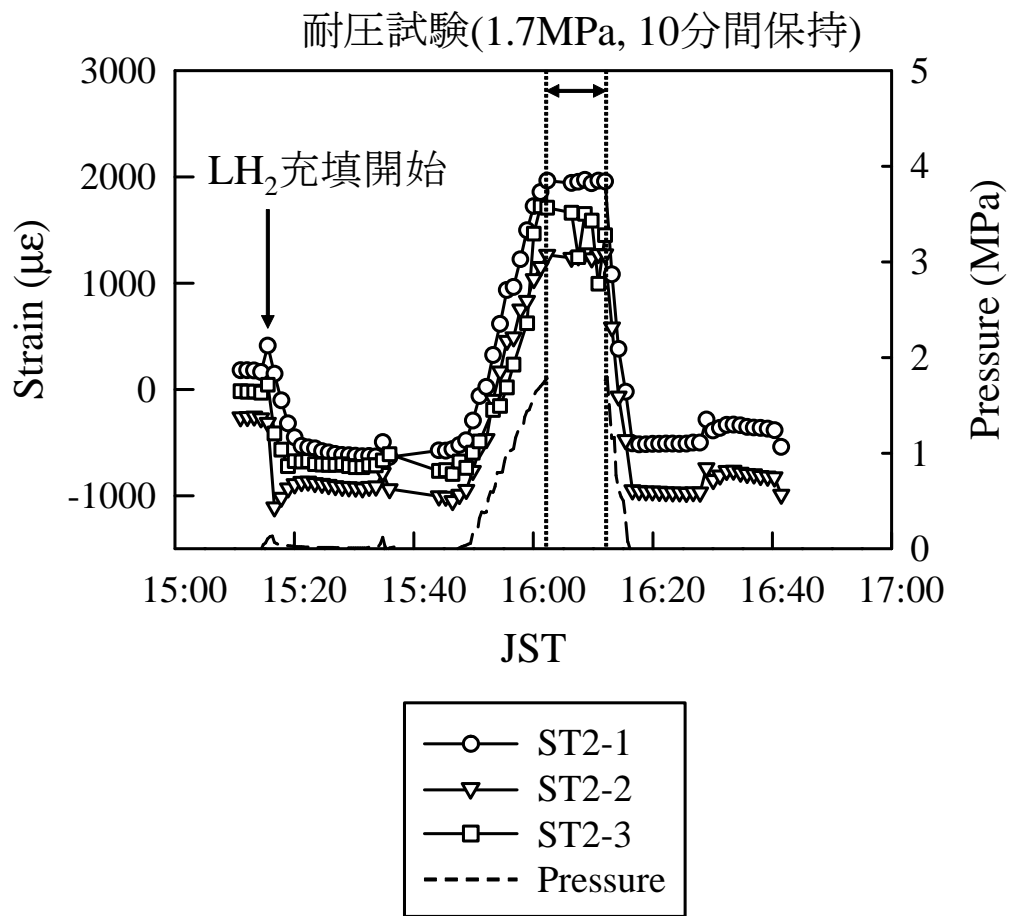
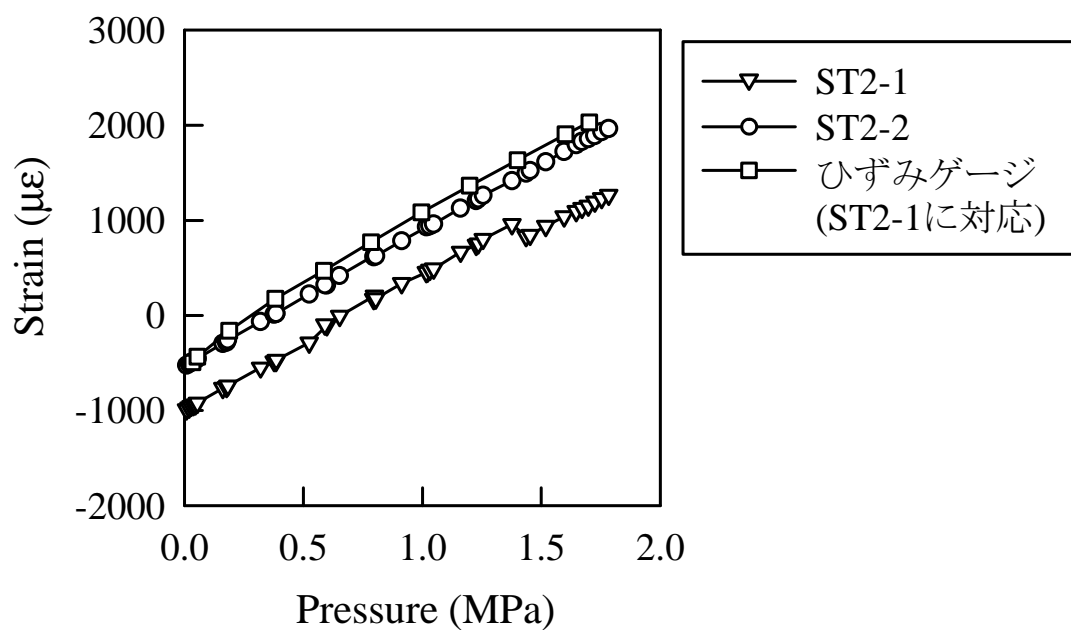
ひずみ計測の結果

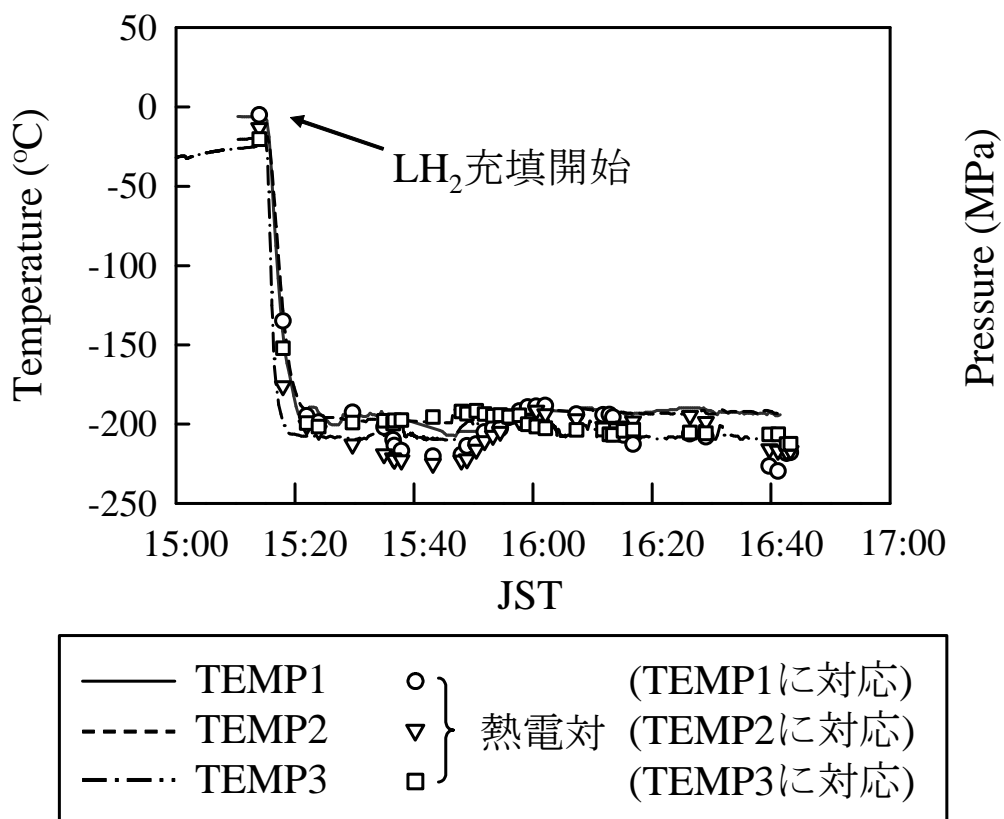
ひずみの計測結果を時系列で図 5.21 に示す。LH₂ 充填と同時に圧縮のひずみが加わった。さらに加圧, 耐圧試験, 減圧のステップにおいて FBG のひずみ計測値はタンク内圧の変化によって変化した。図中のひずみセンサ ST2-3(図 5.19 参照) については加圧時に反射光強度が著しく低下したために計測不能となった。後の試験では再び反射光を測定できているので, センサが破断したことによる反射光強度の低下が原因ではない。試験全般を通して, 光ファイバの埋め込み長さが長いほどパワーロスが大きい傾向が見られたことから, FBG の埋め込み手法が原因であると推察される。そのような問題があったものの, 埋め込み FBG によるひずみ計測は正確であ

り, 実用上の問題はない。また, 図 5.22 に図 5.21 の加圧, 減圧ステップ時における圧力-ひずみ線図を示した。FBG のひずみ計測値とひずみゲージによる計測値はよく一致しており, 埋め込み FBG によるひずみ計測は極低温においても精度が高いことを示した。

温度計測の結果

最後に温度計測の結果を示す。図 5.23 に示した試験結果は図 5.21 に示したのと同じ試験における温度の計測結果である。計測値は -200°C 以下でも非常に安定している。一方, 熱電対の計測データは計測値が不安定である。これは極低温における起電力が小さいこと, 熱電対がタンク表面に貼り付けられているため, 断熱材の影響を受けやすい等の原因が考えられる。従って, FBG による極低温 LH_2 タンクの温度計測は非常に有効な手段であることを示すことができた。

図 5.21 FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンク耐圧試験のひずみ計測結果 (時系列)図 5.22 FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンク耐圧試験の圧力-ひずみ線図

図 5.23 FBG 埋め込み複合材 LH₂ タンク耐圧試験の温度計測結果 (時系列)

5.3 まとめ

本章では第 3 章および第 4 章で示した FBG による損傷検出, 位置同定技術が実構造物においても適用可能であることを示すために, FBG による複合材実構造物のひずみ, 温度計測を行いセンサとしての適用可能性を示した.

第 5.1 節においては, 再使用ロケット実験機に搭載された複合材 LH_2 タンクに FBG を貼り付けて, 離着陸実験中のリアルタイムひずみ計測を試みた.

まずは, 極低温における FBG の接着特性について実験を行い, この実験に関しては UV 被覆とポリウレタン系接着剤の組み合わせが最適であることを示した. 次に, FBG を CFRP 一方向材積層板に接着し, 液体ヘリウム環境における引張試験を行った. その結果, 選択した被覆, 接着剤の組み合わせによって極低温におけるひずみ計測が可能であることを示した.

さらに, 再使用宇宙輸送機という特殊な計測環境に対応した搭載型 FBG 計測装置を開発し, その性能評価を行った. 複合材 LH_2 タンクの極低温加圧試験におけるひずみゲージ, 光スペクトラムアナライザとの計測結果を比較し, 試作した搭載型 FBG 計測装置によって十分な精度でひずみが計測可能であることを示した.

そして, 第 5.1 節の最後では離着陸実験中のひずみ計測結果を示した. 断熱材の影響によるパワーロスが問題となったものの, 離着陸実験前後のひずみ計測に成功した.

第 5.2 節においては, 第 5.1 節の内容をより本論文の目的に近づけるために, FBG を複合材 LH_2 タンクの内部に埋め込み, ひずみ, 温度の計測を試みた.

ここでは FBG の特長であるひずみの多点化計測を実施した. また, 極低温環境で埋め込み計測が可能な FBG 温度センサを試作し, 温度計測およびひずみ計測の温度補償を行った. FBG 温度センサは極低温において, 温度に対する波長シフトの非線形性が顕著であることを示した.

これらのセンサをウェットレイアップ方式で埋め込んだ複合材 LH_2 タンクを試作し, 極低温加圧試験を行った. その結果, 埋め込み FBG によるひずみ, 温度計測の精度は高く, 実用的な計測手法であることを示した. 特に, 温度計測においてはセンサを埋め込むことによって計測値が安定し, ヘルスモニタリングシステムに適したセンサであることを示すことができた.

第 6 章

結言

本論文では FBG を複合材料に埋め込み、材料内部の微視的損傷の近傍で発生する不均一なひずみ場に対する応答を利用して、トランスバースクラックの検知を試みた。さらに、FBG による損傷検知手法を実構造物に適用するための基礎的な検討を行った。以下に本論文で得られた結果と問題点を論じ、本論文の総括を行う。また、最後に今後の展望を述べる。

6.1 総括

第 2 章では、FBG の反射光解析の基礎理論を説明した。本論文では細径 FBG を複合材料中に埋め込み、内部の不均一ひずみ場に対する応答から材料内に発生する微視的損傷を検知することが目的である。従って、FBG に加わる 3 軸の不均一ひずみ分布を考慮した反射光スペクトルの解析手法が求められる。本研究では、行列伝達法により離散化された FBG の解析モデルに、光弾性効果およびグレーティングの格子間隔の変形による効果を組み込んだ解析手法を構築した。

第 2 章の解析手法では以下の仮定および近似を用いている。

- 1) z 軸方向に伝搬する平面波
- 2) 弱導波近似
- 3) 回転波近似
- 4) 行列伝達法による離散化
- 5) z 軸がひずみの主軸の 1 つである
- 6) p 偏波と q 偏波のモード結合を考慮しない

本論文では (1) ~ (3) までの仮定については検討を行っていないが FBG の解析においては一般的にこれらの近似を用いてよい。(4) の妥当性について付録 C において検証している。また、クロスプライ積層板の計算においては (5) の仮定はほぼ問題ない。(6) については偏波に依存しない計測システムを使用していることから、反射光強度の解析に限れば問題ない。

疑似等方性積層板などの場合は (5) の仮定が成り立たず、厳密には本論文の解析手法を適用で

きない。疑似等方性積層板などに FBG の反射光解析を適用する場合には、3 次元の任意の応力場による光弾性効果の影響を考慮した解析を行い、その結果求められる反射光スペクトルについて詳細な検証を行う必要がある。

第 3 章では、細径 FBG を CFRP 複合材料中に埋め込み、不均一ひずみ分布に対する応答を利用した積層板内のトランスバースクラック検知を試みた。

まずは細径 FBG による実験が可能になるための融着技術を完成させた。さらに、細径 FBG を積層板内に埋め込む手法を考案し、積層板を作製した。これらの技術は細径 FBG の実構造物への適用では不可欠な基礎技術であり、本研究における融着技術の新規開発が、さらなる技術改良を加えることによって実用面における適用範囲拡大につながる。

この技術を利用して、細径 FBG を CFRP 積層板内に埋め込み、成形時および引張試験時の反射光スペクトルを計測した。積層板内に埋め込まれた FBG は、積層構成によっては非軸対称ひずみの影響を受けて成形後に反射光スペクトルが変化することがわかった。さらに、積層板内に埋め込んだ FBG はトランスバースクラックの発生によりスペクトル形状が瞬間的に変化し、リアルタイムモニタリングによってその発生を検知できる。また、外力がない状態においてもスペクトル形状の変形からトランスバースクラックの発生を検知できることが実験的にも解析的にも明らかになった。このように、埋め込まれた細径 FBG は熱残留応力によるひずみ分布にも敏感に反応するため、複合材料構造物の内部損傷検知センサとして有力な候補の一つであると結論づけられる。

さらに第 3 章での数値解析結果から、被覆材料が FBG のセンサ機能に対して大きく影響することがわかった。一般的な光ファイバの被覆材料はポリイミドもしくは UV 硬化樹脂である。被覆材料の選択においては、光ファイバおよび複合材料のマトリックスとの界面特性、成形温度への耐熱性など様々な要因で決定されるが、本論文の結果から複屈折効果への影響や、不均一ひずみ分布に対する応答を考慮した被覆選択も重要であることがわかる。例えば、偏波維持 FBG を使用して材料内の 3 軸ひずみを計測する場合などは、複屈折の効果を増幅するような被覆を選択すべきであり、本研究のように軸方向のひずみ分布から内部の損傷検知を行う場合はかえって複屈折効果を打ち消す被覆を選択した方がよい場合もある。従って健全性保証センサとして FBG の適用を考える場合は、用途によってこれらの効果を十分考慮すべきである。

第 4 章では、第 2 章で構築した行列伝達法による FBG の離散化モデルに逆散乱法を適用し、複素反射光スペクトルから損傷発生位置の同定を試みた。本研究では、逆散乱法によって再構築されたモード結合定数の位相項 $\arg q(z)$ の空間微分 $d(\arg q(z))/dz$ がひずみ分布と関わりが深いことを示し、この分布から損傷位置を同定する手法を提案した。また、実験的に複素反射光ス

ペクトルを計測し、逆散乱法を適用した。その結果、負荷の加わっていない FBG に関しては、グレーティング構造を再構築することができたが、複合材料中に埋め込んだ FBG については複屈折の影響によって逆散乱法を適用が困難であることがわかった。そこで、複屈折の効果を考慮しない複素反射光スペクトルを数値計算によって求め、逆散乱法を適用したところ、損傷位置の同定が可能であることを示した。

以上から、逆散乱法による損傷位置同定手法はひずみ分布を直接推測する方法として、非常に有力な手段となり得ることが示された。また、計算に要する時間も非常に短時間であり効率的である。問題点としては、どのようにして複屈折の影響を取り除くかという点である。第 4.3 節で検討したように被覆の選択によって複屈折の影響を除去するか、もしくは複合材料から光ファイバを取り出す位置で偏光子などにより片方の偏波のみを透過させる方法も考え得る。偏波維持光ファイバの適用によってもこの問題を解決できる可能性があるが、積層板への埋め込み時に光ファイバの偏波面と光弾性効果による偏波面を一致させる必要があり、高い技術力が要求されるため現時点では実用的でない。さらに、解析精度向上には計測技術の改善も求められる。第 3 章においてはグレーティング以外でのパワーロスが問題としなかったが、逆散乱法を適用する場合は正確な反射率測定が必要になる。

このように現段階では成果よりも問題点の方が多く、まだ複合材料の損傷位置同定手法として強力な解決手法とはなり得ない。しかし、解析理論がシンプルであり用いている仮定もさほど多くないことから、将来的にはトランスバースクラックと層間剥離が混在するような複雑な損傷状態の定量的評価にも応用できる可能性がある。

第 5 章では、FBG の不均一ひずみ分布に対する応答を利用した損傷検知手法を実構造物へ適用するための基礎的検討を行った。まずは、航空宇宙研究開発機構、宇宙科学研究本部が開発を行っている再使用ロケット実験機の複合材 LH₂ タンクに FBG を貼り付け、ロケット搭載 FBG 計測装置による離着陸実験中のひずみ計測を行った。さらにそこで得られた知見を活かして、多重化 FBG ひずみセンサと埋め込み型 FBG 温度センサを複合材 LH₂ タンクに埋め込み、極低温加圧試験中のひずみ、温度をリアルタイムでモニタリングした。

これらの結果から、埋め込み FBG が極低温複合材タンクに適用可能であり、さらに宇宙輸送機に対するリアルタイムヘルスモニタリングの可能性を示すことができた。現在、上記で得られた技術をさらに発展させて、複合材タンクに細径 FBG を埋め込み、第 3 章で検討したクラックの検知を試みている。これについては次節で簡単に触れる。最後に、論文中には記載されていないが、ここで得られた知見は今後の FBG による構造ヘルスモニタリング技術の実用化に大きく役立つことを特記しておきたい。

6.2 今後の展望

総括の第 5 章に関する記述にあるように, 現在, 細径 FBG を複合材タンク中に埋め込み, 耐圧試験中に発生するクラックの検知を試みている. ここにおいて第 3 章での損傷検知手法を適用することが可能であり, 実構造物における細径 FBG の損傷検知機能を実証する第一歩となる.

このタンクは, 第 5.2 節で示したタンクとは異なり, フィラメントワインディング (FW) 法で製造されている. すなわち, 現在の宇宙輸送機の推進剤タンクと同様の製造方法であり, 大型化が容易なため, より現実に近いタンクへの適用を試みている. FW 法に適した埋め込み手法の確立, 細径 FBG の製造現場における取り扱いなど, 研究室内でも困難な細径 FBG の運用技術を適用するため試行錯誤を繰り返した. その結果, 細径 FBG 埋め込み CFRP タンクの製造方法はほぼ確立できた. ここではデータを示すことはできないが, 細径 FBG を埋め込んだ試作タンクはすでに完成し, 耐圧試験も実施している. 耐圧試験中にスペクトル形状の変形が計測された. これがトランスバースクラックを検知しているのかどうかを現在, 詳細に検討し, 製造方法へのフィードバックを行っている.

以上のように, 本論文の内容はすでにその次のステージに向かって動き出しており, 本論文で検討した研究結果と経験が十分に生かされることを願う.

付録 A

使用した材料の物性値

以下に, 本論文の数値計算で使用した材料の形状および物性値を示す.

CFRP の物性値

本研究で使用した CFRP は T800H/3631(東レ(株)) であり, 物性値は以下の通りである. CFRP 積層板の各層は直交異方性材料として扱う. なお表中の記号の下付き文字について, 1 は繊維方向を, 2 および 3 はそれと垂直な方向を示している.

表 A.1 炭素繊維複合材料 (T800H/3631) の力学的特性

弾性率 (GPa)	E_1	148
	E_2	9.57
	G_{12}	4.50
ポアソン比	ν_{12}	0.356
	ν_{23}	0.490
熱膨張係数 ($\times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$)	α_1	-0.6
	α_2	36.0

細径光ファイバおよび FBG の物性値

細径光ファイバ(日立電線(株))の形状は以下の通りである [6].

細径光ファイバおよび被覆(ポリイミド)の力学的特性は以下の通りである [37]. 細径光ファイバ被覆の物性値は分子構造によって物性値が大きく異なるので [46], 代表的な値を使用した. なお, 細径光ファイバおよび被覆は等方性材料として扱う.

次に, 細径光ファイバの光学特性は以下の通りである [6, 39].

表 A.2 細径光ファイバの形状

クラッド半径 (μm)	r_0	20
コア半径 (μm)	r_1	3.25
被覆半径 (μm)	r_2	26

表 A.3 細径光ファイバの力学的特性

弾性率 (GPa)	E_f	73.1
ポアソン比	ν_f	0.16
熱膨張係数 ($\times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$)	α_f	0.5

表 A.4 細径光ファイバ被覆の力学的特性

弾性率 (GPa)	E_c	1.0
ポアソン比	ν_c	0.25
熱膨張係数 ($\times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$)	α_c	15.0

表 A.5 細径光ファイバの光学的特性

クラッド屈折率	n_0	1.458
比屈折率差 (%)	Δ	0.65
ポッケル定数	p_{11}	0.113
	p_{12}	0.252

最後に, 細径 FBG のグレーティング特性は以下の通りである. なお, 屈折率変調の大きさについては計測値が不明であるため, 実測値からの推定である. また, 格子間隔は 20°C で計測した FBG の中心波長, $\lambda_B = 1549.818 \text{ nm}$ から式 (1.1) により算出した値である.

表 A.6 細径 FBG のグレーティング特性

グレーティング長 (mm)	L	10.0
アポダイゼーション		Gaussian
屈折率変調の大きさ	$\Delta n_{ac}(z)$	$2.67 \times 10^{-4} \exp \left\{ -\ln 2 \left[\frac{2(z-L/2)}{0.426L} \right]^2 \right\}$
チャープ	$\theta(z)$	なし
格子間隔 (nm)	Λ	529.697
平均屈折率の変化	$\Delta n_{dc}(z)$	なし

付録 B

論文中で使用した式の導出

式 (2.14) の導出

式 (2.12) を式 (2.13) に代入して, さらに式 (2.11) およびベクトル演算の公式

$$\begin{aligned}\nabla \times (A\mathbf{E}) &= A\nabla \times \mathbf{E} + \nabla A \times \mathbf{E} \\ &= A\nabla \times \mathbf{E} + \frac{dA}{dz}\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}\end{aligned}$$

を用いると (\mathbf{e}_z は z 方向の単位ベクトル), 次の関係式が得られる.

$$(\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{E}}_1) \frac{dA_1}{dz} + (\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{E}}_2) \frac{dA_2}{dz} = 0 \quad (\text{B.1a})$$

$$(\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{H}}_1) \frac{dA_1}{dz} + (\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{H}}_2) \frac{dA_2}{dz} - i\omega\epsilon_0 (n^2 - \tilde{n}^2) (A_1 \tilde{\mathbf{E}}_1 + A_2 \tilde{\mathbf{E}}_2) = 0 \quad (\text{B.1b})$$

ここで, 式 (B.1) の関係を利用して,

$$\int \left\{ \tilde{\mathbf{E}}_1^* \cdot (\text{B.1a}) - \tilde{\mathbf{H}}_1^* \cdot (\text{B.1b}) \right\} dA = 0 \quad (\text{B.2a})$$

$$\int \left\{ \tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot (\text{B.1a}) - \tilde{\mathbf{H}}_2^* \cdot (\text{B.1b}) \right\} dA = 0 \quad (\text{B.2b})$$

という計算を実行する. その結果,

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \frac{dA_2}{dz} \frac{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^*) dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^*) dA} \\ + iA_1 \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \tilde{\mathbf{E}}_1^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^*) dA} \end{aligned} \quad (\text{B.3a})$$

$$\begin{aligned} + iA_2 \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_1^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_1^*) dA} = 0 \\ \frac{dA_2}{dz} + \frac{dA_1}{dz} \frac{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}_1 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^*) dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^*) dA} \\ + iA_1 \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_1 dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^*) dA} \\ + iA_2 \frac{\omega \varepsilon_0 \int (n^2 - \tilde{n}^2) \tilde{\mathbf{E}}_2^* \cdot \tilde{\mathbf{E}}_2 dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_2^* \times \tilde{\mathbf{H}}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 \times \tilde{\mathbf{H}}_2^*) dA} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.3b})$$

が得られ, さらに式 (2.10) を代入することで式 (2.14) が得られる.

式 (2.24) の導出

まず, FBG の屈折率の摂動を

$$n(x, y, z)^2 - n(x, y)^2 = \begin{cases} n(z)^2 - n_1^2 & (0 \leq r \leq a) \\ 0 & (r > a) \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

と置くことができる. ここで, 摂動の大きさが非常に小さい場合 $(n(z) \ll n_1)$ は $n(z)^2 - n_1^2 \simeq 2n_1(n(z) - n_1)$ と置くことができる. 式 (2.23) に代入すると

$$\kappa = \frac{2\omega \varepsilon_0 n_1 (n(z) - n_1) \int_{core} \mathbf{E}_{01}^* \cdot \mathbf{E}_{01} dA}{\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_{01}^* \times \mathbf{H}_{01} + \mathbf{E}_{01} \times \mathbf{H}_{01}^*) dA} \quad (\text{B.5})$$

となる. ここでの積分項はコア断面内の積分を意味する. 次に, LP_{01} モードの電磁界分布を具体的に記述する. 電場の偏波方向を x 方向であるとする, 以下のようになる [21].

コア内 $(0 \leq r \leq a)$

$$\mathbf{E}_{01}^{core} = \begin{pmatrix} -iA\beta \frac{a}{u} J_0\left(\frac{u}{a}r\right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iE_{x,1}(r) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

$$\mathbf{H}_{01}^{core} = \begin{pmatrix} 0 \\ -iA\omega \varepsilon_0 n_1^2 \frac{a}{u} J_0\left(\frac{u}{a}r\right) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ i\frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2}{\beta} E_{x,1}(r) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

クラッド内 ($r > a$)

$$\mathbf{E}_{01}^{clad} = \begin{pmatrix} -iA\beta \frac{aJ_1(u)}{wK_1(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iE_{x,0}(r) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

$$\mathbf{H}_{01}^{clad} = \begin{pmatrix} 0 \\ -iA\omega\epsilon_0 n_0^2 \frac{aJ_1(u)}{wK_1(w)} K_0\left(\frac{w}{a}r\right) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ i\frac{\omega\epsilon_0 n_1^2}{\beta} E_{x,0}(r) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

これにより式 (B.5) における分母の積分項は

$$\int \mathbf{e}_z \cdot (\mathbf{E}_{01}^* \times \mathbf{H}_{01} + \mathbf{E}_{01} \times \mathbf{H}_{01}^*) dA = \frac{2\omega\epsilon_0 n_1^2}{\beta} \int (|E_{x,0}|^2 + |E_{x,1}|^2) dA \quad (\text{B.10})$$

となり, 分子の積分項は

$$\int_{core} \mathbf{E}_{01}^* \cdot \mathbf{E}_{01} dA = \int_{core} |E_{x,1}|^2 dA \quad (\text{B.11})$$

となる. 式 (B.10)/式 (B.11) の積分項は式 (2.8) に示すコア中を伝搬するパワー比率 η に等しいので, 式 (B.5) は

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{2\omega\epsilon_0 n_1 (n(z) - n_1) \int_{core} |E_x|^2 dA}{\frac{2\omega\epsilon_0 n_1^2}{\beta} \int |E_x|^2 dA} \\ &= \frac{\eta\beta}{n_1} (n(z) - n_1) \\ &= \frac{2\eta\pi}{\lambda} (n(z) - n_1) \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

となり, 式 (2.24) が導出される.

式 (2.31) の導出

式 (2.30) 式を z で微分する以下ようになる.

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= \left\{ \exp(i(\Delta\beta)z) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \right\} \frac{da_1}{dz} \\ &\quad + \left\{ i(\Delta\beta - \sigma(z)) \exp(i(\Delta\beta)z) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \right\} a_1 \end{aligned} \quad (\text{B.13a})$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_2}{dz} &= \left\{ \exp(-i(\Delta\beta)z) \exp\left(i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \right\} \frac{da_2}{dz} \\ &\quad - \left\{ i(\Delta\beta - \sigma(z)) \exp(-i(\Delta\beta)z) \exp\left(i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \right\} a_2 \end{aligned} \quad (\text{B.13b})$$

これを式 (2.29) に代入し整理すると,

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} + i \left\{ \Delta\beta + \varphi \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \varphi^* \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right\} a_1 \\ + i \left\{ \varphi \exp\left(i\frac{4\pi}{\Lambda}z\right) + \varphi^* + \sigma \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right\} a_2 \exp\left(2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.14a})$$

$$\begin{aligned} \frac{da_2}{dz} - i \left\{ \varphi + \varphi^* \exp\left(-i\frac{4\pi}{\Lambda}z\right) + \sigma \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right\} a_1 \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \\ - i \left\{ \Delta\beta + \varphi \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \varphi^* \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right\} a_2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.14b})$$

上式で, $\exp[i(kn/\lambda)z]$ (k : 0 以外の整数) の項は, 微分項に対して非常に早く変化するためにこれらの項を無視する (回転波近似). その結果, 式 (B.14) は,

$$\frac{da_1}{dz} = -i(\Delta\beta) a_1 - i\varphi^* \exp\left(2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) a_2 \quad (\text{B.15a})$$

$$\frac{da_2}{dz} = +i\varphi \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) a_1 + i(\Delta\beta) a_2 \quad (\text{B.15b})$$

となり, 式 (2.31) を導くことができる.

式 (2.57) の導出

Δn_p および Δn_q はほぼ同じ過程で式 (2.57) を導出できるので, ここでは Δn_p の式展開のみを記す.

(2.52) に式 (2.55a) を代入して整理すると,

$$\begin{aligned} \Delta n_p = -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{12}\varepsilon_z + (p_{11} \cos^2 \theta + p_{12} \sin^2 \theta)\varepsilon_x + (p_{11} \sin^2 \theta + p_{12} \cos^2 \theta)\varepsilon_y \right. \\ \left. + (p_{11} - p_{12}) \sin \theta \cos \theta \gamma_{xy} - (p_{11} + 2p_{12})\Delta T \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.16a})$$

さらに,

$$\begin{aligned} \Delta n_p = -\frac{n^3}{2} \left[p_{12}\varepsilon_z + \left\{ \frac{p_{11} + p_{12}}{2} + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \cos 2\theta \right\} \varepsilon_x \right. \\ \left. + \left\{ \frac{p_{11} + p_{12}}{2} - \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \cos 2\theta \right\} \varepsilon_y \right. \\ \left. + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \sin 2\theta \gamma_{xy} - (p_{11} + 2p_{12})\Delta T \right] \end{aligned} \quad (\text{B.16b})$$

となり,

$$\Delta n_p = -\frac{n^3}{2} \left[p_{12}\varepsilon_z + (p_{11} + p_{12})\frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \{(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \cos 2\theta + \gamma_{xy} \sin 2\theta\} - (p_{11} + 2p_{12})\Delta T \right] \quad (\text{B.16c})$$

と展開することができる. ここで

$$F = (\varepsilon_x - \varepsilon_y) \cos 2\theta + \gamma_{xy} \sin 2\theta \quad (\text{B.17})$$

と置き, 式 (2.56) より

$$-(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin 2\theta + \gamma_{xy} \cos 2\theta = 0 \quad (\text{B.18})$$

であることを考慮すれば式 (B.17) と式 (B.18) をそれぞれ 2 乗し, 足し合わせると

$$\begin{aligned} F^2 &= \{(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \cos 2\theta + \gamma_{xy} \sin 2\theta\}^2 + \{-(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \sin 2\theta + \gamma_{xy} \cos 2\theta\}^2 \\ &= (\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2 \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

となる. これは式 (2.59) に示される ε_d の定義式より,

$$F = \pm \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2} \quad (\text{B.20})$$

$$= \pm \varepsilon_d \quad (\text{B.21})$$

である. したがって式 (B.16c) は式 (2.58) に定義される ε_h も使用して,

$$\Delta n_p = -\frac{n^3}{2} \left\{ p_{12}\varepsilon_z + (p_{11} + p_{12})\varepsilon_h \pm \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \varepsilon_d - (p_{11} + 2p_{12})\Delta T \right\} \quad (\text{B.22})$$

となる. ε_d の項が負の場合, 式 (2.55) の θ を $\theta + \pi/2$ と置換 (p 軸と q 軸を 90° 回転) すれば ε_d の同項が正になるために, ここでは ε_d が正となる軸を p 軸とする. その結果, 式 (2.57) を導くことができる.

付録 C

行列伝達法による近似精度と今後の課題

本論文では, FBG の反射光について第 2.2 節に示したモード結合理論に基づいた解析を行った. さらに不均一なひずみ・温度変化を考慮できるように第 2.3 節および第 2.4 節に示した行列伝達法による近似計算を行った. ここでは, 行列伝達法による近似がどの程度の誤差を持つのか簡単に評価し, 今後への課題を示す.

簡単な評価を行うために, 第 2.4.2 小節に示した, 軸方向応力のみが作用したときの反射光の変化について考える. 式 (2.67) 式に示された, ブラッグ条件から求めたブラッグ波長シフトの推定式と, 図 2.13 に示された行列伝達法によって求めた反射光スペクトルの中心波長を比較した結果を図 C.1 に示す. 行列伝達法によって求めた反射光スペクトルの中心波長 (半値幅基準) がブラッグ波長とほぼ等しいとすると, 両者の計算誤差は, $-0.077\text{pm}/\mu\epsilon$ となり, 式 (2.67) より求められるひずみに対するブラッグ波長シフトが $1.23\text{pm}/\mu\epsilon$ であることを考慮すると, 約 6% 前後の誤差である.

これは離散化による計算誤差が主な原因であると推測されるが, 今後の課題としては式 (2.31) のモード結合方程式を近似を行わず直接, 数値解析を行い誤差を再評価する予定である. この方程式は 2 点境界値問題に帰着できる.

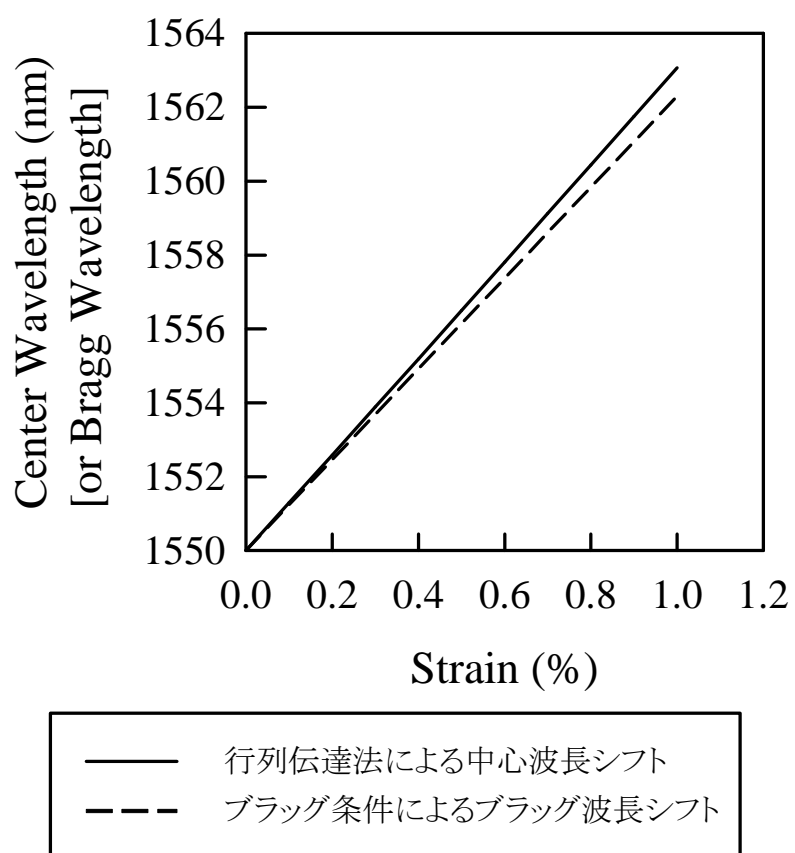


図 C.1 ひずみに対する中心波長 (もしくはブラッグ波長) のシフト量の比較

付録 D

反射光解析プログラムのコーディング

本論文では, 積層板中に埋め込まれた FBG の 3 軸の不均一ひずみ分布を 3 次元有限要素解析で求めた. このひずみ分布の影響を受けた FBG の反射光を第 2 章で述べた理論および数値計算手法に基づいて計算した. 3 次元の不均一ひずみ分布を考慮した FBG の解析プログラムのフローチャートを図 D.1 に示し, さらに図 D.2~図 D.5 にそれぞれサブルーチンのフローチャートを示す.

具体的な計算過程を説明する. まず図 D.2 にあるサブルーチンが最初に呼び出される. ここで第 2.1 節の内容に従って, 有効屈折率 n_e とコアへの閉じこめ率 η を算出する. これらの値は波長依存性を持つが, 本論文の解析では埋め込み前のブラッグ波長すなわち式 (2.32) に示す $\delta\beta$ が 0 での値で計算を行う.

次に, 図 D.3 のサブルーチンにより, FBG を N 個のセグメントに分割する. 第 2.3 節で述べた行列伝達法を適用するためにセグメント内の屈折率構造は均一であると仮定して, 入力された FBG の屈折率構造に基づいて各セグメントの長さ, Δn_{ac} , Δn_{dc} , および θ の初期値を決定する. なお, セグメント間における格子構造の整合性を保つため, セグメント内における格子間隔 Λ の周期数は整数倍である必要がある. 従って, グレーティング長は必ずしも設計した長さで計算されとは限らない. ここまでの手順でひずみ・温度変化の影響を受けない FBG の初期スペクトルが計算可能になる.

次に, ひずみ・温度の影響を受けた FBG の反射光スペクトルを計算する場合は, ひずみ, 温度の入力値を読み込む. そして, 図 D.4 に示すモード結合定数を計算するサブルーチンに計算が渡される. ここではまず, 複屈折を考慮しない場合 (すなわち, ひずみの非軸対称成分 $\varepsilon_d(z) = 0$) を考える. 光弾性効果による屈折率変化 $\Delta n[i]$ を式 (2.60) に従って計算する. この $\Delta n[i]$ からモード結合定数の位相項 $\theta_n[i]$ を式 (2.79) によって計算する. さらに, 軸方向ひずみ $\varepsilon_z[i]$ から格子間隔の変化に相当する位相項 $\theta_e[i]$ を式 (2.78) に従って計算する. 最後にモード結合定数 $q[i]$ を式 (2.74) および式から計算して, 各セグメントの $q[i]$ を計算してサブルーチンが終了する. 複屈折がある場合は同様な手順によって p 偏波に対応するモード結合定数 $q_p[i]$, および q 偏波に対応するモード結合定数 $q_q[i]$ をそれぞれ計算する.

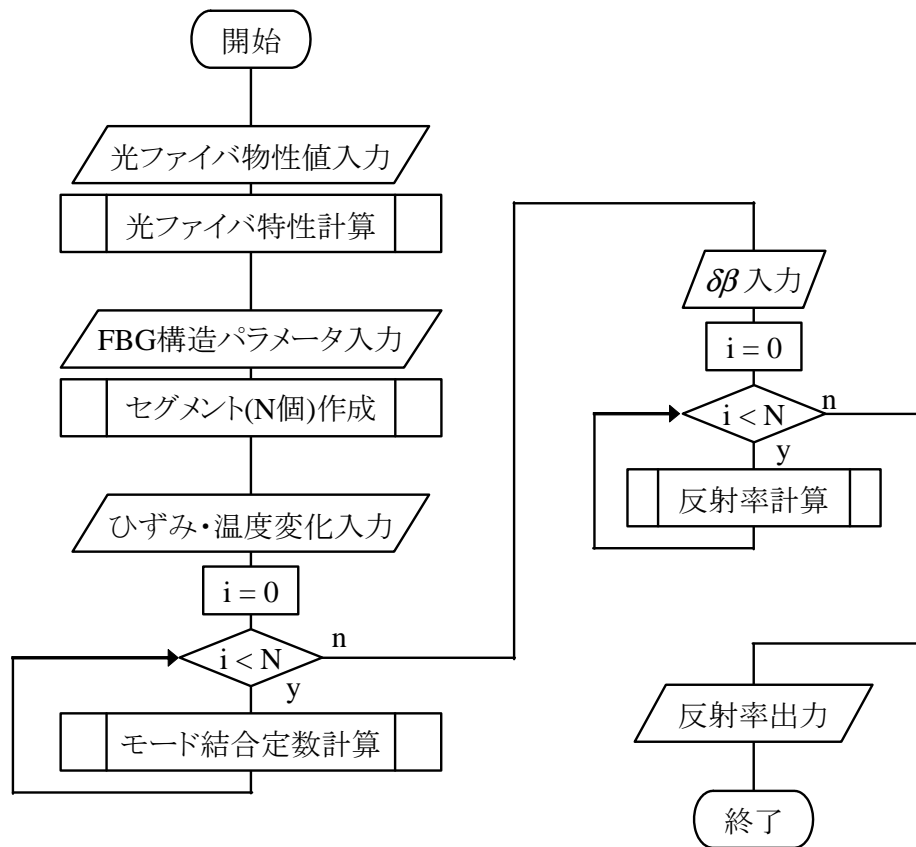


図 D.1 不均一ひずみ分布を考慮した反射光スペクトル計算のフローチャート

最後に、反射光スペクトルの計算を行う。まずは、計算する $\delta\beta$ (ブラッグ波長からの離調を表すパラメータ) を入力して反射率を計算する波長を決める。その後、図 D.5 に示す行列伝達法を計算するサブルーチンが呼び出され、反射率が計算される。このサブルーチンも複屈折の有無で計算手法が異なる。複屈折がない場合を説明すると、まずは全体の伝達行列 T を単位行列で初期化する。その後、式 (2.43) ~ 式 (2.45) からセグメントのモード結合定数 $q[i]$ 、セグメントの長さ $\Delta[i]$ 、および $\delta\beta$ によって i 番目のセグメントの伝達行列 T_i が計算される。 $T_i \cdot T$ の演算により T を更新する。これをセグメントの最後まで繰り返すことによって全体の伝達行列 T が計算できる。あとは反射率を計算し、その値を返す。複屈折が存在する場合には、モード結合定数の計算と同様に p 偏波と q 偏波についてそれぞれ計算を行い、それぞれのパワーを足し合わせて反射率を返す。ここで注意すべきは、 p 偏波と q 偏波の入射パワーの合計が、複屈折を考慮しないときの入射パワーと同じにしなければならない。本論文では、偏波に依存しないシステムを使用しているため、 p 偏波と q 偏波の入射パワー比は 1:1 である。

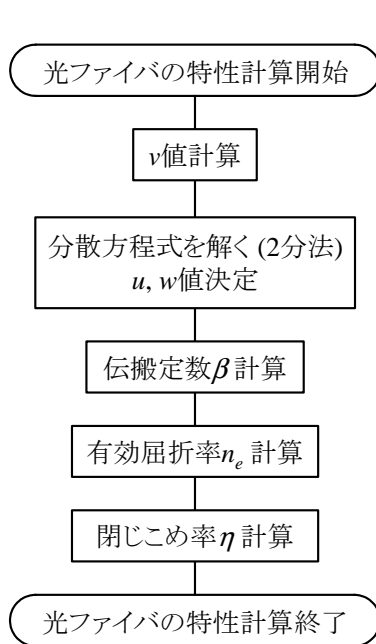


図 D.2 光ファイバ特性計算ルーチン

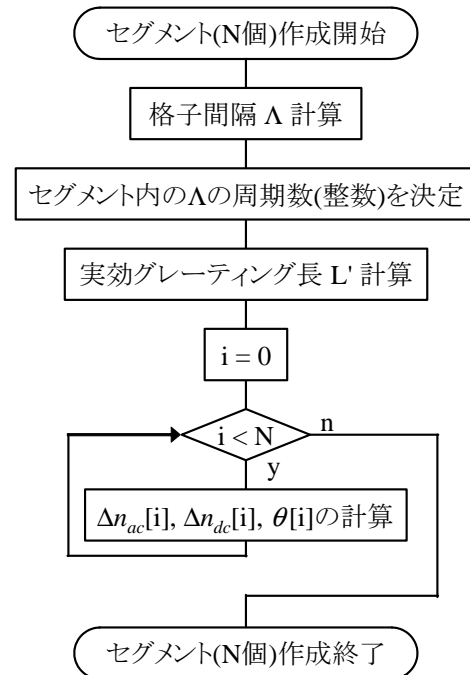


図 D.3 FBG の離散モデル化ルーチン

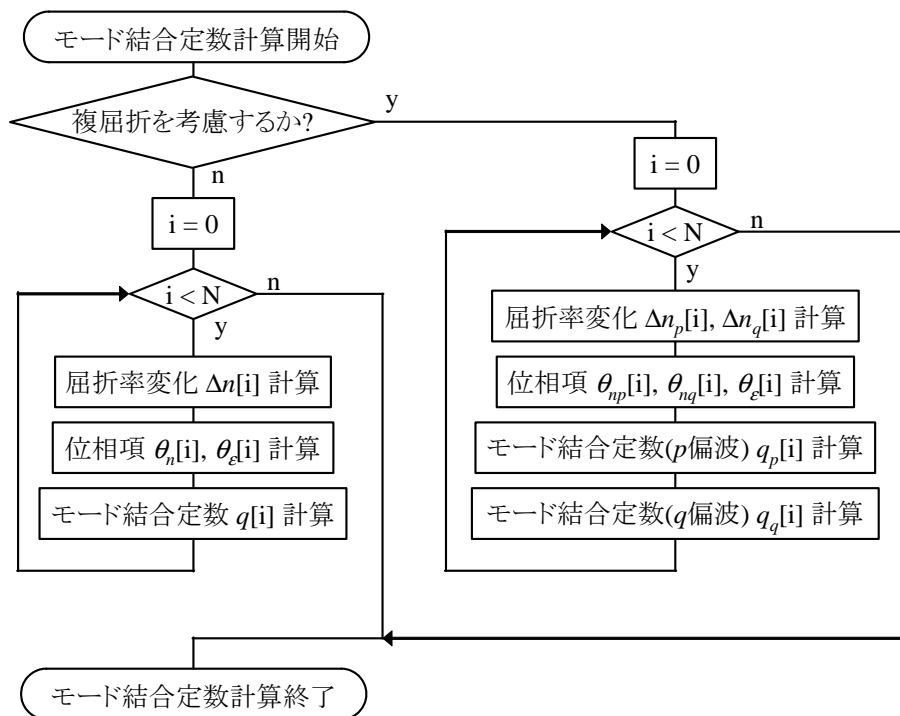


図 D.4 モード結合定数計算ルーチン

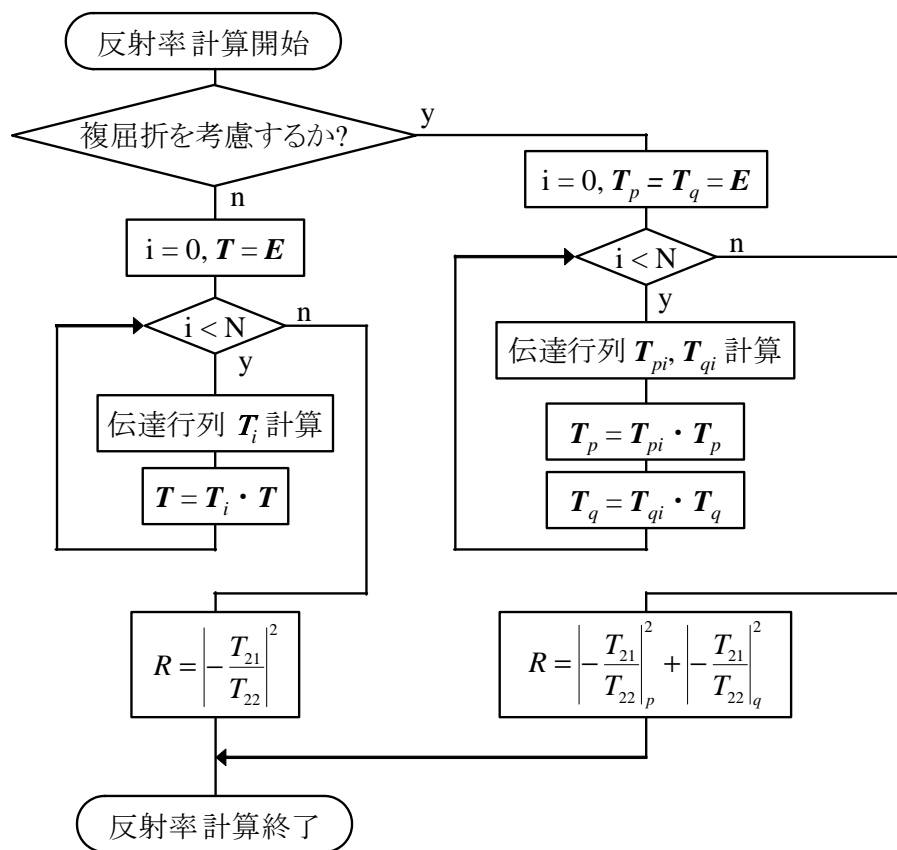


図 D.5 行列伝達法による反射率計算ルーチン

参考文献

- [1] E. Udd, *Fiber Optic Smart Structures* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1995)
- [2] K. T. V. Grattan and B. T. Meggitt, *Optical Fiber Sensor Technology* (Boston: Kluwer Academic Publishers, 2000).
- [3] T. Yari, K. Nagai, and N. Takeda, "Aircraft structural-health monitoring using optical fiber distributed BOTDR sensors," *Adv. Compos. Mater.* 13(1), pp. 17-26, 2004.
- [4] N. Tanaka, Y. Okabe, and N. Takeda, "Temperature-compensated strain measurement using fiber Bragg grating sensors embedded in composite laminates," *Smart. Mater. Struct.*, 12(6), pp. 940-946, 2003.
- [5] E. Chehura, C. C. Ye, S. E. Staines, S. W. James, and R. P. Tatum, "Characterization of the response of fibre Bragg gratings fabricated in stress and geometrically induced high birefringence fibres to temperature and transverse load," *Smart. Mater. Struct.*, 13(4), pp.888-895, 2004.
- [6] K. Satori, K. Fukuchi, Y. Kurosawa, A. Hongo, and N. Takeda, "Polyimide-coated small-diameter optical fiber sensors for embedding in composite laminate structures," *Proc. SPIE*, Vol. 4238, pp. 285-294, 2001.
- [7] K. Peters, M. Studer, J. Botsis, A. Iocco, H. Limberger, and R. Salathe, "Embedded optical fiber Bragg grating sensor in a nonuniform strain field: Measurements and simulations," *Exp. Mech.*, 41(1), pp. 19-28, 2001.
- [8] K. Peters, P. Pattis, J. Botsis, and P. Giaccari, "Experimental verification of response of embedded optical fiber Bragg grating sensors in non-homogeneous strain fields," *Opt. Laser Eng.*, 33(2), 107-119, 2000.
- [9] T. Kosaka, N. Takeda, and T. Ichiyama, "Detection of cracks in FRP by using embedded plastic optical fiber," *Mater. Sci. Res. Int.*, 5(3), pp. 206-209, 1999.
- [10] Y. Okabe, S. Yashiro, T. Kosaka, and N. Takeda, "Detection of transverse cracks in CFRP composites using embedded fiber Bragg grating sensors," *Smart. Mater. Struct.*, 9(6), pp. 832-838, 2000.
- [11] N. Takeda, "Characterization of microscopic damage in composite laminates and real-time monitoring by embedded optical fiber sensors," *Int. J. Fatigue*, 24(2-4), pp. 281-289, 2002.
- [12] Y. Okabe, T. Mizutani, S. Yashiro, and N. Takeda, "Detection of microscopic damages in composite laminates with embedded small-diameter fiber Bragg grating sensors," *Composite Science and Technology*, 62(7-8), pp. 951-958, 2002.
- [13] T. Mizutani, Y. Okabe, and N. Takeda, "Quantitative evaluation of transverse cracks in car-

- bon fiber reinforced plastic quasi-isotropic laminates with embedded small-diameter fiber Bragg grating sensors,” *Smart Materials and Structures*, 12(6), pp. 898-903, 2003.
- [14] N. Tajima, T. Sakurai, M. Sasajima, N. Takeda, and T. Kishi, ”Overview of the Japanese smart materials demonstrator program and structures system,” *Adv. Compos. Mater.*, 13(1), pp. 3-15, 2004.
- [15] H. Tsutsui, A. Kawamata, J. Kimoto, A. Isoe, Y. Hirose, T. Sanada, and N. Takeda, ”Impact damage detection system using small-diameter optical-fiber sensors embedded in CFRP laminate structures,” *Adv. Compos. Mater.*, 13(1), pp. 43-55, 2004.
- [16] S. Takeda, Y. Okabe, T. Yamamoto, and N. Takeda, ”Detection of dege delamination in CFRP laminates under cyclic loading using small-diameter FBG sensors,” *Compos. Sci. Technol.*, 63(13), pp. 1885-1894, 2003.
- [17] S. Takeda, Y. Okabe, and N. Takeda, ”Delamination detection in CFRP laminates with embedded small-diameter fiber Bragg grating sensors,” *Compos. Part A*, 33(7), pp. 971-980, 2002.
- [18] Y. Okabe, R. Tsuji, and N. Takeda, ”Application of chirped fiber Bragg grating sensors for identification of crack locations in composites,” *Compos. Part A*, 35(1), pp. 59-65, 2004.
- [19] Y. Okabe, S. Yashiro, R. Tsuji, T. Mizutani, and N. Takeda, ”Effect of thermal residual stress on the reflection spectrum from fiber Bragg grating sensors embedded in CFRP laminates,” *Composites Part A*, 33(7), pp. 991-999, 2002.
- [20] S. Huang, M. M. Ohn, M. LeBlanc, and R. M. Measures, ”Continuous arbitrary strain profile measurements with fiber Bragg gratings,” *Smart. Mater. Struct.*, 7(2), pp. 248-256, 1998.
- [21] 岡本勝就, 光導波路の基礎 (コロナ社, 1992).
- [22] 高坂達郎, 知的材料・構造のための光ファイバセンサを用いた荷重同定およびクラック検出に関する研究 (東京大学博士論文, 1999).
- [23] A. Yariv, ”Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9(9), pp. 919-933, 1973.
- [24] S. Huang, M. LeBlanc, M. M. Ohn, and R. M. Measures, ”Bragg intragrating structural sensing,” *Appl. Optics*, 34(22), pp. 5003-5009, 1995.
- [25] T. Erdogan, ”Fiber grating spectra,” *J. Lightwave Technol.*, 15(8), pp. 1277-1294, 1997.
- [26] J. Skaar, ”Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings,” PhD thesis, The Norwegian University of Science and Technology, 2000. (<http://www.fysel.ntnu.no/jskaar/JSthesis.pdf>)
- [27] J. Skaar and O. H. Waagaard, ”Design and characterization of finite-length fiber gratings,” *IEEE J. Quantum Elect.*, 39(10), pp. 1238-1245, 2003.
- [28] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Boston: Artech House, 1999).

- [29] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (San Diego: Academic Press, 1999).
- [30] A. W. Snyder, and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (London: Chapman and Hall, 1983).
- [31] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Boston: Academic Press, 1991).
- [32] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures," *Bell Sys. Tech. J.* 55(1), pp. 109-126, 1976.
- [33] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Appl. Optics*, 26(16), pp. 3474-3478, 1987.
- [34] J. W. Dally and W. F. Riley, *Experimental Stress Analysis* (New York: McGraw-Hill Book Company, 1965).
- [35] A. S. Kobayashi, *Handbook on Experimental Mechanics* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall, Inc., 1987)
- [36] 小林繁夫, 近藤恭平, 弹性力学 (培風館, 1987)
- [37] R. J. V. Steenkiste and G. S. Springer, *Strain and Temperature Measurement with Fiber Optic Sensors* (Lancaster: Technomic Publishing Company, Inc., 1997)
- [38] G. W. Scherer, "Stress-induced index profile distortion in optical waveguides," *Appl. Optics*, 19(12), pp. 2000-2006, 1980.
- [39] A. Bertholds and R. Dandliker, "Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, 6(1), pp. 17-20, 1988.
- [40] J. Sakai and T. Kimura, "Birefringence and polarization characteristics of single-mode optical fibers under elastic deformations," *IEEE J. Quantum Elect.*, 18(11), pp. 1899-1909, 1982.
- [41] R. Ulrich and A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Optics*, 18(13), pp. 2241-2251, 1979.
- [42] C. X. Shi and T. Okoshi, "Polarization cross talk and guided-mode coupling loss with broadband light-sources in a single-polarization single-mode optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(4), pp. 583-589, 1993.
- [43] R. Gafsi and M. A. El-Sherif, "Analysis of induced-birefringence effects on fiber Bragg gratings," *Opt. Fiber Technol.*, 6(3), pp. 299-323, 2000.
- [44] J. A. Guemes and J. M. Menendez, "Response of Bragg grating fiber-optic sensors when embedded in composite laminates," *Compos. Sci. Technol.*, 62(7-8), pp. 959-966, 2002.
- [45] P. Torres and L. C. G. Valente, "Spectral response of locally pressed fiber Bragg grating," *Opt. Commun.*, 208(4-6), pp. 285-291, 2002.
- [46] P. Hoontrakul, L. H. Sperling, and R. A. Pearson, "Understanding the strength of epoxy-polyimide interfaces for flip-chip packages," *IEEE T. Device Mat. Re.*, 3(4), pp. 159-166,

- 2003.
- [47] Y. Okabe, N. Tanaka, and N. Takeda, "Effect of fiber coating on crack detection in carbon fiber reinforced plastic composites using fiber Bragg grating sensors," *Smart. Mater. Struct.*, 11(6), pp.892-898, 2002.
- [48] A. M. Bruckstein and T. Kailath, "Inverse scattering for discrete transmission-line methods," *SIAM Ref.*, 29(3), pp. 359-389, 1987.
- [49] R. Feced, M. N. Zervas, and M. A. Muried, "An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings," *J. Quantum Electron.*, 35(8), pp. 1105-1115, 1999.
- [50] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, "On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling," *J. Quantum Electron.*, 37(2), pp. 165-173, 2001.
- [51] A. Rosenthal and M. Horowitz, "Inverse scattering algorithm for reconstructing strongly reflecting fiber Bragg gratings," *J. Quantum Electron.*, 39(8), pp. 1018-1026, 2003.
- [52] K. Aksnes and J. Skaar, "Design of short fiber Bragg gratings by use of optimization," *Appl. Optics*, 43(11), pp.2226-2230, 2004.
- [53] Y. Inatani, and Y. Naruo, "Concept and preliminary flight testing of a fully reusable rocket vehicle," *Journal of Spacecraft and Rockets*, 38(1), pp. 36-42, 2001.
- [54] E. W. Baumann, R. S. Becker, P. J. Ellerbrock, and S. W. Jacobs, "DC-XA structural health monitoring system," *Proc. SPIE*, 3044, pp. 195-206, 1997.
- [55] P. J. Ellerbrock, "DC-XA structural health monitoring fiber-optic based strain measurement system," *Proc. SPIE*, 3044, pp. 207-218, 1997.
- [56] M. J. Robinson, "Composite structures on the DC-XA reusable launch vehicle," *Journal of Advanced Materials*, 28(3), pp. 9-18, 1997.
- [57] S. Gupta, T. Mizunami, T. Yamao, and T. Shimomura, "Fiber Bragg grating cryogenic temperature sensors," *Appl. Optics*, 35(25), pp. 5202-5205, 1996.
- [58] T. Mizunami, H. Tatehata, and H. Kawashima, "High-sensitivity cryogenic fibre-Bragg-grating temperature sensors using Teflon substrates," *Meas. Sci. Technol.*, 12(7), pp.914-917, 2001.

謝辞

本論文は武田展雄教授（東京大学大学院新領域創成科学研究科）のご指導の下に執筆したものであります。研究室に所属した6年間、常に魅力的な研究テーマを与えていただき、またそれを実行しうる十分な研究環境を与えていただきました。厚く御礼申し上げます。

大崎博之教授、鈴木宏二郎助教授（東京大学大学院新領域創成科学研究科）、青木隆平教授、山下真司助教授（東京大学工学系研究科）には、本論文の作成にあたり有益なご助言とご討論をいただきました。また、岡部洋二講師（東京大学工学系研究科）には、研究内容の細部までの確な助言をいただきました。

稲谷芳文教授、成尾芳博助手（航空宇宙研究開発機構、宇宙科学研究本部）をはじめとする再利用ロケット実験機の実験班の皆様には、先端科学を実証する現場の厳しさを教えていただきました。特に、複合材タンク班の佐藤英一助教授、樋口健助教授、竹内伸介助手（航空宇宙研究開発機構、宇宙科学研究本部）にはFBG計測において大変なご配慮をいただきました。また、液体ヘリウム環境の実験では宇宙航空研究開発機構、総合技術研究本部（旧航空宇宙技術研究所）の皆様、RVT搭載複合材タンクではIHIエアロスペース（株）の皆様、そしてFBG埋め込み複合材タンクでは富士重工業（株）の皆様に多大なるご協力をいただきました。三菱電機（株）の皆様には、FBG搭載計測装置の製作および光ネットワークアナライザによる群遅延測定を、細部にわたるまで丁寧かつ迅速に対応いただきました。さらに、岩城英朗氏（清水建設（株））には細径-通常径融着技術に対するご助言をいただきました。

矢代茂樹氏には、研究に対する基本姿勢をいろいろと教えていただきました。朴宰範氏、武田真一氏、野田淳二氏、天野正太郎氏、吉村彰記氏には研究を行う上でよい刺激を与えていただきました。また、林健太郎氏、西隆史氏には本論文の実験にご協力いただきました。また6年間の研究室生活を通してご助言をいただいた、諸先輩方を始め、武田研究室の皆様、大学、企業研究者の方々に改めてお礼申し上げます。

最後に、両親に対する感謝の気持ちを記してこの論文を締め括りたいと思います。