

ブロードエリア半導体レーザにおける
時空カオス光の位相ダイナミクス

2016年3月

埼玉大学大学院理工学研究科 (博士後期課程)

理工学専攻 (主指導教員 内田 淳史)

荒幡 真也

概要

ブロードエリア半導体レーザは、通常の半導体レーザの発光領域幅を横方向に拡張することにより、高出力化を達成した光デバイスである。特にレーザ加工やレーザディスプレイへの応用が期待されている。ブロードエリア半導体レーザはその拡張された発光領域幅のために、空間的な自由度が追加され時空間ダイナミクスが発生する。特に、フィラメンテーション発振と呼ばれる時空間ダイナミクスは横モードの多重化の原因であり、レーザのビーム品質の低下を招くことが問題となる。そこで実際のレーザ加工等の応用に向けて、レーザビームの安定化のための研究がこれまでに行われてきた。一方で、フィラメンテーションの振動周波数は 10 GHz を超える時空カオスであり、この時空間不規則振動を用いることで半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成への応用が可能であると考えられる。

半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成は、Gb/s を超える物理乱数の生成が可能となる技術である。本手法をブロードエリア半導体レーザに適用する場合、ブロードエリア半導体レーザの光出力を空間的に分割し抽出することで、別々のカオス的振動を有する部分出力光強度が得られる。そのため 1 つのレーザから空間的に独立した乱数生成が可能であり、乱数源の空間並列化が実現できると期待される。この際に問題となるのが、空間的に抽出した部分強度間における時間振動波形の位相関係である。もしも部分強度間に位相ダイナミクスが存在している場合、生成された乱数間に相関が生まれ、乱数の質の低下を招くことが懸念される。

これまでに多重縦モード固体レーザや半導体レーザにおいて反位相ダイナミクスが観測されている。観測された位相ダイナミクスは周波数依存性を有しており、レーザの固有振動周波数である緩和発振周波数に対応する振動成分は同位相ダイナミクスを示すことが知られている。一方で、それ以下の周波数成分では反位相ダイナミクスの弱め合いが発生し、全強度のみを観測すると低周波数成分が消失して緩和振動のみが観測されることが報告されている。一方で、空間的自由度を有するブロードエリア半導体レーザにおいて、位相ダイナミクスはこれまでに調査されていない。

そこで本研究では、ブロードエリア半導体レーザの時空カオス光における位相ダ

イナミクスを，実験および数値計算により調査することを目的とする．特に光ビームをスリットを用いて空間的に分割することで部分強度を観測し，部分強度間の各周波数成分における位相ダイナミクスを調査する．また，ブロードエリア半導体レーザを記述する偏微分方程式を数値的に解くことで，ブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを数値解析により調査する．また得られた数値結果を実験結果と比較し，その傾向が一致するかどうかを調査する．

第1章においては，本研究の背景，目的および本論文の構成について述べている．

第2章においては，本研究の序論として半導体レーザカオスやブロードエリア半導体レーザ，およびフィラメンテーションについて述べている．

第3章においては，本研究の実験に関してブロードエリア半導体レーザの基礎特性について記述している．ブロードエリア半導体レーザの注入電流変化時のダイナミクスの変化やレーザ発光直後の光強度分布である近視野強度分布について調査している．また，注入電流変化時あるいは温度変化時の光スペクトルの変化を示している．

第4章においては，ブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスの観測実験について記述している．ブロードエリア半導体レーザの光ビームに対して，スリットを用いることで空間的に分割して部分強度を得る．また位相ダイナミクスを判定するために，部分強度の和を計算し全強度と比較することで，周波数成分に対する位相ダイナミクスを調査する．その結果，レーザの固有振動周波数である緩和発振周波数付近において同位相ダイナミクスが観測され，それ以上の周波数成分において反位相ダイナミクスが観測された．このような特徴は従来の固体レーザや半導体レーザにおいて観測された反位相ダイナミクスとは異なる特徴を有していることを発見した．

第5章においては，ブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスの数値解析について記述している．第4章で観測された特徴を数値計算により再現するために，ブロードエリア半導体レーザを記述する偏微分方程式を数値的に解くことで調査する．その結果，緩和発振周波数付近の低周波数成分において同位相ダイナミクスが観測され，それ以上の周波数において反位相ダイナミクスが観測された．以上より，実験結果と数値計算結果との間に同様の傾向が得られた．

第6章においては，結合されたブロードエリア半導体レーザのカオス同期について記述している．ブロードエリア半導体レーザを一方向に結合し，インジェクションロッキングにより光スペクトルが一致するように波長のパラメータ制御を行うことで，カオス同期を達成する．その結果，多モード発振するブロードエリア半導体

レーザにおいてもインジェクションロッキングが達成でき，カオス同期が観測できることが明らかとなった．

最後に第7章においては，本論文で得られた結果をまとめている．

本研究で得られた知見は，ブロードエリア半導体レーザの時空カオス光の位相ダイナミクスの解明において重要な意義があると考えられる．また応用上では，高速物理乱数の並列生成の際に位相ダイナミクスを制御する上で有用であると期待できる．

目次

概要	i
第1章 はじめに	1
1.1 背景	1
1.2 目的	2
1.3 本論文の構成	2
第2章 序論	5
2.1 半導体レーザ	5
2.1.1 緩和発振周波数	6
2.2 半導体レーザカオス	6
2.2.1 半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成	7
2.2.2 帯域拡大カオス	8
2.3 ブロードエリア半導体レーザ	10
2.3.1 屈折率分布と自己収束	11
2.3.2 空間的キャリアホールバーニング効果	11
2.3.3 フィラメンテーション発振	11
2.4 ブロードエリア半導体レーザの安定化の例	12
2.4.1 低次モードフィードバックによる安定化	13
2.4.2 二重フィードバックによる安定化の例	15

2.4.3	4f セットアップによる安定化の例	18
2.5	反位相ダイナミクス	20
2.6	反位相ダイナミクスの例	20
2.6.1	過渡状態における反位相振動	21
2.6.2	外部変調時における反位相ダイナミクス	23
2.6.3	半導体レーザにおける反位相ダイナミクス	25
2.7	半導体レーザの近視野像と遠視野像	26
第 3 章	ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の基礎特性	29
3.1	温度一定時のブロードエリア半導体レーザの光出力-注入電流特性	30
3.2	単独発振時の時間ダイナミクス	32
3.2.1	実験装置図	32
3.2.2	ND フィルタの透過率	35
3.2.3	単独発振時のブロードエリア半導体レーザの注入電流変化	35
3.3	戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザの時間ダイナミクス	39
3.4	注入電流変化時の周波数スペクトルの変化	43
3.5	ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の近視野像取得	46
3.5.1	実験装置図	46
3.5.2	ブロードエリア半導体レーザのビームプロファイル	46
3.5.3	ブロードエリア半導体レーザの近視野像	51
3.6	ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の波長特性調査	54
3.7	まとめ	57
第 4 章	ブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスの観測実験	59
4.1	戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザ (BAL) の反位相ダイナミクスの調査実験	59

4.1.1	実験装置図	60
4.1.2	戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザーの空間強度分割	64
4.1.3	反位相ダイナミクスの検出方法	73
4.2	単独発振時のブロードエリア半導体レーザー (BAL) の反位相ダイナミクスの調査実験	81
4.2.1	単独発振時の BAL の空間強度分割	81
4.2.2	反位相ダイナミクスの検出	88
4.3	まとめ	95
第 5 章	ブロードエリア半導体レーザーの位相ダイナミクスの数値解析	97
5.1	ブロードエリア半導体レーザー (BAL) の反位相ダイナミクスの数値計算	97
5.1.1	数値計算モデル	97
5.1.2	ブロードエリア半導体レーザーの時空間ダイナミクス	100
5.2	ブロードエリア半導体レーザーの反位相ダイナミクスの調査	103
5.2.1	空間分割されたブロードエリア半導体レーザーの時間ダイナミクス	103
5.2.2	位相ダイナミクスの判定	106
5.3	個別のピーク間の位相ダイナミクスの調査	111
5.4	乱数生成への応用に関する考察	117
5.5	まとめ	118
第 6 章	結合されたブロードエリア半導体レーザー間のカオス同期	119
6.1	ブロードエリア半導体レーザーの光注入時のカオス同期	119
6.1.1	実験装置図	120
6.1.2	ブロードエリア半導体レーザーのカオス同期の実験的観測	123
6.1.3	注入電流増加時のブロードエリア半導体レーザーの同期	128

6.2	まとめ	132
	第7章 結論	133
	謝辞	137
	参考文献	143
	付録 A 実験装置	151
	A.1 ブロードエリア半導体レーザ	151
	A.2 使用機器	151

第1章 はじめに

1.1 背景

半導体レーザの前面に鏡を配置し、戻り光を発生させると半導体レーザの光出力はカオス的な光強度の変化を示す。これは半導体レーザカオスと呼ばれている [1–3]。この時の振動周波数は GHz オーダーの高速なカオス振動であり、高速物理乱数生成やカオス秘匿通信などへの応用が期待されている [3]。また、半導体レーザカオスの更なる高速化が求められており、これは半導体レーザを一方向に結合させることで 10 GHz を超える周波数帯域を有する帯域拡大カオスを生成することが可能である [3]。しかしながら、実験装置の簡素化や小型化が必要とされている。

この問題を解決するためにブロードエリア半導体レーザを用いることが有用であると考えられる。通常の半導体レーザの発光領域幅は横方向に数 μm であるのに対し、発光領域幅を横方向に拡張して数十～数百 μm とした素子がブロードエリア半導体レーザである [1, 2]。ブロードエリア半導体レーザは拡張された発光領域幅により高出力化を達成する光デバイスであるが、空間的な自由度が追加されるため時空間ダイナミクスが発生する。特に、空間的キャリアホールバーニングや光回折、キャリア拡散、屈折率分布の形成などの相互作用によりフィラメンテーション発振が発生する。

フィラメンテーション発振とはレーザの光出力が空間方向に不規則振動する現象であり、10 GHz のオーダーで振動する時空カオスである [4–7]。また横モード劣化の原因とも言われており、ビーム品質を低下させる。これを改善するためのモード制御の研究が数多く行われている [2, 8–39]。一方でこの不規則振動を用いることで、高速物理乱数生成へと応用できると考えられる [40–44]。特に、ブロードエリア半導体レーザに対して戻り光を付加することで、より複雑かつ高速なカオスの振動が得られると考えられる。特に、空間的に光強度を分割することで別々のカオス波形が得られるため、乱数源の並列化が可能であると考えられる。

ここで、空間的に分割した光強度間において位相関係が存在する場合、光強度間

に相関が発生することが考えられる．その結果生成された乱数の質が低下することが懸念される．

これまでに多重縦モード固体レーザーや半導体レーザーにおいて位相ダイナミクスが観測されている．これは縦モード間における反転分布密度の交差飽和 (空間的ホールバーニング) により発生するダイナミクスである．緩和発振周波数に対応する振動成分は同位相であり，それ以下の周波数成分にて反位相の弱め合いが発生するため，全強度のみを観測すると低周波数成分が消失し，緩和振動のみが観測されることが報告されている [45–55]．また，同様の現象が偏光回転フィードバックを有する半導体レーザーや垂直共振器面発光レーザー (Vertical-Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL) においても観測されている [56–60]．しかしながら，ブロードエリア半導体レーザーにおいて位相ダイナミクスはこれまでに観測されていない．

1.2 目的

そこで本研究では，ブロードエリア半導体レーザーの時空カオス光における位相ダイナミクスを実験および数値計算により調査することを目的とする．特に光ビームをスリットを用いて空間的に分割することで部分強度を観測し，部分強度間の各周波数成分における位相ダイナミクスを調査する．また，ブロードエリア半導体レーザーを記述する偏微分方程式を数値的に解くことで，ブロードエリア半導体レーザーの位相ダイナミクスを数値解析により調査する．また得られた数値結果を実験結果と比較し，その傾向が一致するかどうかを調査する．

1.3 本論文の構成

本論文の構成を図 1.1 に示す．第 1 章では背景と目的について述べた．第 2 章にて半導体レーザーや半導体レーザーカオス，ブロードエリア半導体レーザーやフィラメンテーションについて説明する．第 3 章においてブロードエリア半導体レーザーの注入電流変化時の周波数スペクトルの変化や注入電流や温度変化時の光スペクトルの変化など基礎的な特性を示す．第 4 章では空間強度を分割することで位相ダイナミクスを調査し，時空カオスの位相関係を実験的に調査する．また第 5 章では，数値計算モデルを用いてブロードエリア半導体レーザーの時空間ダイナミクスを調査し，第 4 章にて観測された位相ダイナミクスを再現できるか調査する．そして第 6 章では

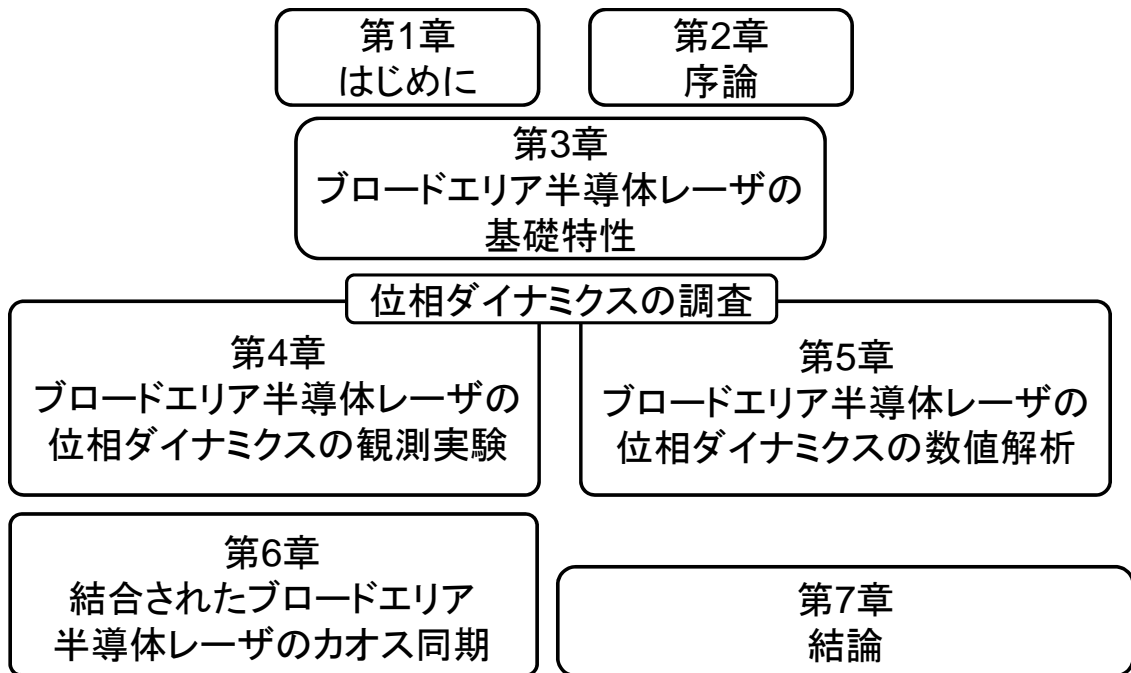


図 1.1: 本論文の構成

ブロードエリア半導体レーザを一方向結合することでカオス同期を達成できるか調査する．最後に第7章にて本研究の結論について述べる

また，付録として，第A章に本研究で用いた実験装置の説明および写真を掲載している．第??章には本研究で用いたレーザホルダ等の自作した実験装置について設計図を掲載している．

第2章 序論

2.1 半導体レーザー

半導体レーザー (Semiconductor laser) とは, pn 接合に電流を流し, 接合界面にキャリアを注入することで発振するレーザーである [61]. これはレーザーダイオード (Laser diode) やダイオードレーザー (Diode laser) とも呼ばれる. 発振方法として電極に対する電流注入によるキャリア注入により発振が可能であり, 端面を劈開することで反射鏡の役割を果たすため製造コストの低減や, さらには高いエネルギー変換効率や小型化が容易である等の特徴を持つ. そのため CD, DVD, BD などの光学メディアのピックアップ光源や, 高速変調が可能であることから光通信用光源, また高効率であることから固体レーザーの励起など様々な応用がされている.

半導体レーザーの初めての発振は 1962 年であり, 当時は液体ヘリウムでの冷却という超低温かつパルス動作でのみ発振が可能であった. 半導体レーザーの構造において, 初期の pn 結合ではエネルギーバンドギャップが広いいため, 多くのエネルギーを注入する必要がある. これを改善する方法として, pn 接合の間にバンドギャップの小さな n 型半導体の活性層 (Active layer) を設ける. これにより注入されたキャリアは活性層に集中するため低い注入電流しきい値での発振が可能となった.

より高効率, 低しきい値のための技術として, 活性層を縞状に作成することでキャリアの移動を制限した量子井戸構造を導入することで高効率化が可能である. このような大きなメリットが存在するが, 半導体レーザーは活性層を導波路とするために発光領域は寸法が数 $\mu\text{m} \times \mu\text{m}$ であり, そのためビームの広がり角が縦方向が 20° 以上, 横方向が 10° 以上と非常に大きく, 縦横非対称であり効率良く集光やコリメートするために高開口数の集光レンズ・コリメートレンズが必要となる. また, 半導体レーザーの発振波長は発振時の温度により大幅に変化する. これは半導体レーザーの媒質の屈折率が温度により大幅に変化するためであり, 屈折率が変化することで共振器における光路長が変化して発振波長がずれる. これを制御するためには適切な温度調整装置が必要である [61].

2.1.1 緩和発振周波数

半導体レーザはレーザの発振波長とは別に、光出力強度が数 GHz のオーダーでノイズ振動している。この周波数は緩和発振周波数と呼ばれている。緩和発振の原理としては光出力とキャリア密度との相互作用で発生している。レーザ発振が発生すると誘導放出によりキャリアを消費するため、光強度が増加する。そのためキャリア密度が低下し、その影響により光出力が低下する。レーザが連続的に励起されている場合、レーザ光出力が低下することで再びキャリア密度が増加する。そして、再び増加したキャリアを消費することで光強度が増加するというサイクルが緩和発振である [3]。また、レーザの緩和発振周波数 f_r は以下の式で表すことができる [3]。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{G_N J_{th} (j - 1)} \quad (2.1)$$

式 (2.1) 中の G_N は利得係数であり、 J_{th} はしきい値電流密度であり j は注入電流密度を表す。

固体レーザにおいてはレーザの励起や強度変調時に減衰振動として観測され、しばらくすると一定の光強度で落ち着く。一方、半導体レーザにおいては内部のノイズが顕著であるため、連続発振の場合であっても常に緩和振動を観測することが可能である。レーザの光出力を直接変調する際にこの緩和発振周波数が重要であり、それよりも高速な変調は通常は困難である。また、緩和発振周波数は注入電流を増加させることで単位時間あたりに生成されるキャリアの量が増加する、このためある一定値までは注入電流の増加により周波数の増加が認められるがそれでも一般的に 10 GHz 以下である。

2.2 半導体レーザカオス

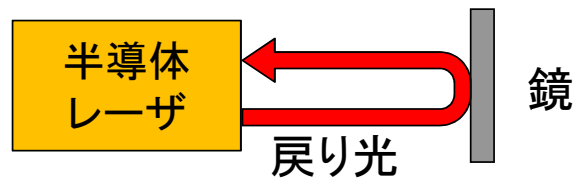


図 2.1: レーザカオスの発生方法

半導体レーザは出射した自らの光を鏡などで活性層に戻す光フィードバックが発生するとカオス的な光強度の振動が発生する。戻り光によりキャリア密度が揺らぎ、

光強度とキャリア密度の相互作用である緩和振動が発生する。この緩和振動による変調が何度も繰り返されることによりレーザ出力が不安定化する。また、戻り光を有する半導体レーザにおいて、この戻り光の量を適切に調整することにより光強度振動が緩和振動から周期、準周期、カオス、Low frequency fluctuations(LFF) と分岐現象を示す非線形システムであることが知られている。この時のカオス振動の周波数は緩和発振周波数と同等の周波数で発生する。そのため戻り光による半導体レーザカオスの振動は数 GHz オーダで発生する。

光通信等ではこの戻り光による非線形ダイナミクスは不要であり、光アイソレータにより戻り光を防いでいる。しかしながら、半導体レーザカオスを用いたカオス同期の秘匿通信への応用や半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成への応用において、この高速なカオス振動は非常に有用であると考えられる [3, 40].

2.2.1 半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成

本節では半導体レーザカオスを用いた物理乱数の生成方法について説明する。物理乱数とは物理現象を元に生成された乱数であり、数式などにより生成される疑似乱数と比べて、再現が不可能という特徴を有する。しかしながら、物理乱数の生成速度は熱雑音を用いた方式では数 Mbit/s 程度であり、暗号通信や大規模数値シミュレーションなどへの応用のためには更なる高速化が求められている。そこで提案されたのが半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成である [3]。

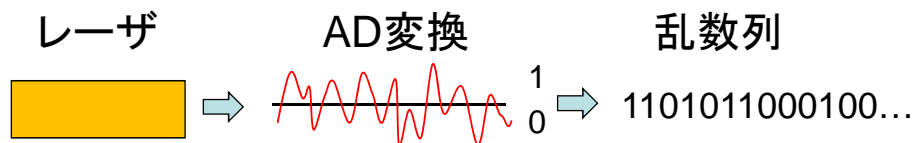


図 2.2: 半導体レーザカオスを用いた高速物理乱数生成の例

半導体レーザカオスはレーザの光強度がカオス的に揺らぐ。これを観測するために光強度を光検出器で電気信号に変換する必要がある。また、光強度振動を観測するためのオシロスコープにて波形を取得する。取得した波形に対してしきい値を設け、光強度がしきい値より上ならば'0'、しきい値より下ならば'1'を出力する乱数生成方法がシングルビット乱数生成である。一方で、取得した波形のオシロスコープ内での強度値(8ビット)をそのまま出力し、乱数列とする方法をマルチビット乱数生成である。シングルビットやマルチビットで生成された乱数はランダム性が低いため、シングルビットの乱数生成は時間遅延したビット列との XOR 処理などの後

処理が必要であり，マルチビットの乱数生成においては上位ビットの除去などの後処理が必要である [3, 41].

2.2.2 帯域拡大カオス

半導体レーザカオスは GHz オーダーの非常に高速な振動であるが，高速物理乱数生成への応用のため，より高速なカオスが必要とされている．そこで用いられるのがレーザカオスの帯域拡大である [62–67]．帯域拡大カオスの概念図を図 2.3 に示す．戻り光を有する半導体レーザ単体での光波長のスペクトルは，ある程度広がりをもったものとなっており，中心波長を λ_1 とする．この単体レーザを駆動用レーザとして応答レーザへ方向に注入すると，両方のレーザの光波長差 $\Delta\lambda$ (光周波数差) に対応するビート周波数 Δf が発生する．ある程度光波長に広がりを持った駆動用レーザ(中心波長 λ_1) の光が λ_2 と相互作用するため，ビート周波数も広がりを有したものとなる．このビート周波数を応答レーザの緩和発振周波数と同じオーダーの周波数に設定することで，カオスの帯域拡大が発生する．

光注入するレーザを 2 段から 3 段に増加することで更なるカオスの高速化が可能である [67]．更にレーザの数を増加することでより高速なカオス発生も期待できる．しかしながら，実験装置の数が増えることにより装置全体が大きくなるという問題も発生する．

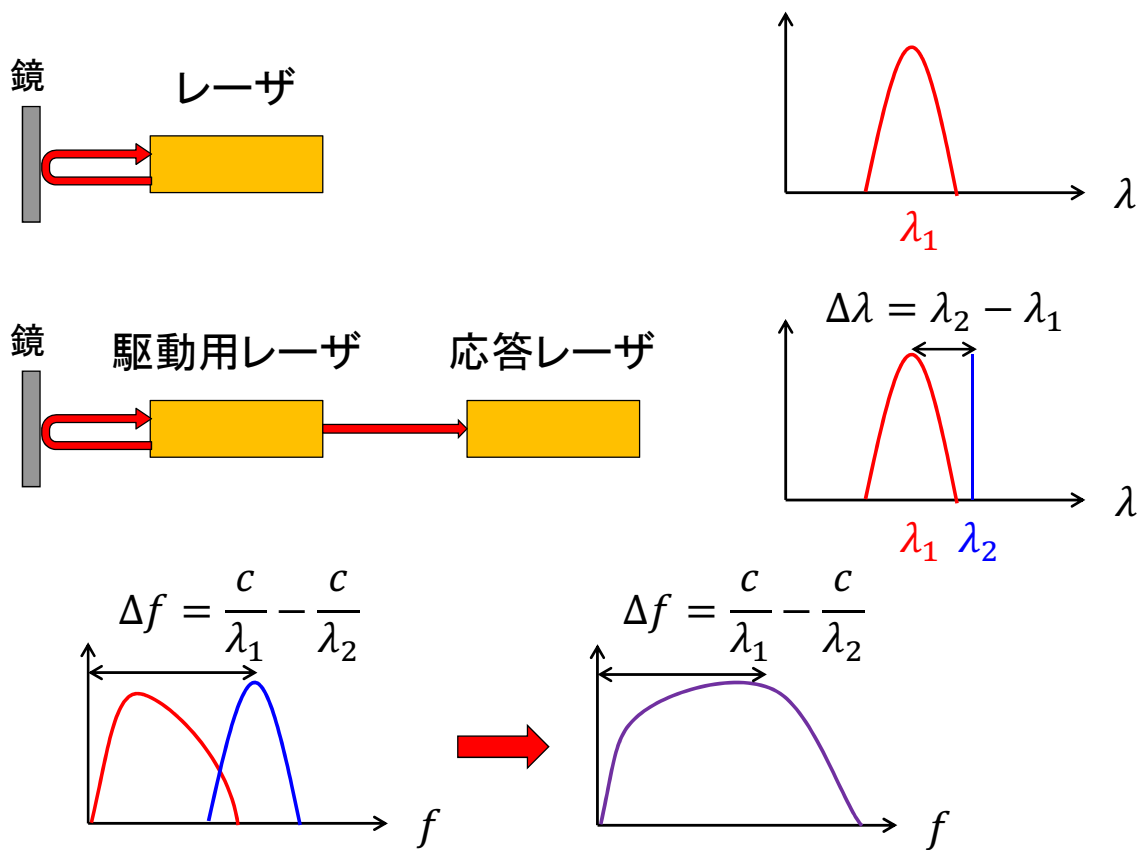


図 2.3: 帯域拡大カオスの概念図

2.3 ブロードエリア半導体レーザ

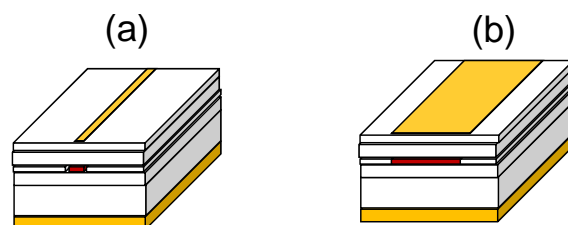


図 2.4: (a) 通常の半導体レーザと (b) ブロードエリア半導体レーザの概念図

一般的なシングルモード半導体レーザは出力が 10 mW 程度であり、レーザ加工やレーザディスプレイのような用途においてより高出力化が求められている。しかしながら、半導体レーザの出力強度は素子の発熱による光出力の飽和やレーザの光学損傷 (Catastrophic Optical Damage, COD) により制限されている。この改善案として考えられたのが活性領域を数 μm から数十 ~ 数百 μm まで横方向に拡大する方式である。これにより単位面積当たりの出力を下げることによって高出力を達成でき、これがブロードエリア半導体レーザ (Broad-area semiconductor laser, BAL) である [1, 2]。通常の半導体レーザとブロードエリア半導体レーザの概念図を図 2.4 に示す。通常の半導体レーザとブロードエリア半導体レーザの構造はほぼ同じであるが、活性領域 (赤色の領域) がブロードエリア半導体レーザは図 2.4(b) において (a) よりも横に長いことが分かる。これにより、ブロードエリア半導体レーザは単位面積当たりの出力が分散される。そのためブロードエリア半導体レーザは単一のデバイスで 1 W を超える光出力が可能となり、主に固体レーザの励起光源として用いられている。しかし同時に、横方向に活性層を拡張したことで空間的な自由度が追加されるという特性も持ち合わせている。空間的な自由度の追加は通常の半導体レーザにおいて抑制されていた時空間ダイナミクスが発生する。

時空間ダイナミクスの例としてフィラメンテーション発振が挙げられる。フィラメンテーション発振光強度が時空間的に不規則に振動する現象である。これは多重横モード化の原因と言われており、横モード劣化を招く。横モードの劣化は光ディスクのピックアップ光源やレーザ加工など、高いビーム品質を必要とする応用にとって重大な問題である。そのため現在までに様々なビーム品質を改善するための研究が行われてきており、同時に横モード劣化の原因を解明するための研究も行われている [2, 7-39]。

2.3.1 屈折率分布と自己収束

BALの活性領域 (Active-region) においてレーザ発振に伴い屈折率分布が形成される。レーザの出力が高い所ではキャリア密度が低下して屈折率が上昇する。また、レーザ出力を活性層が吸収することでも屈折率が上昇する。一方でレーザ出力が低い部分ではキャリア密度が高く屈折率が下がる。このような関係から、屈折率が高い部分と低い部分が形成されることでGRIN(Gradient Index) レンズやマルチモードGIファイバ (Multi-mode graded-index fiber, MMGIファイバ) のような屈折率が高い所を中心に光出力が導かれるようになる。つまり、活性領域幅の中央付近にレーザ出力が集中し、外側は出力が低下することになる。このような効果を自己収束、または静的ビームフィラメンテーション (Static Beam Filamentation) と呼ぶ。

2.3.2 空間的キャリアホールバーニング効果

フィラメンテーションの原因の一つとして挙げられるのが空間的キャリアホールバーニング効果である。空間的キャリアホールバーニング効果とは、活性層の横方向においてキャリアが発生しづらくなる領域が形成されることである。局所的な屈折率の上昇に伴う光導波路の形成により光出力は導波路中を進行するため光導波路においてキャリア密度が低下する。このキャリア密度が低い領域において光出力が低下するまでキャリア密度はほとんど回復しない。これが空間的キャリアホールバーニング効果である。

2.3.3 フィラメンテーション発振

空間的キャリアホールバーニングによりキャリア密度が低下した領域において光出力はキャリアを消費することができない。そのためキャリア密度が低い領域を通過する光出力は光量の低下を招く。光量が低下したことにより屈折率が低下すると、光回折の影響により光出力は本来の位置からわずかにずれた位置に移動し、また光強度を高める。この光の移動をフィラメントと呼ぶ。このフィラメンテーション発振はブロードエリア半導体レーザ以外の半導体レーザにおいても活性層幅が3~5 μm 以上のサイズの半導体レーザにおいても観測される現象である [7]。しかしブロードエリア半導体レーザのように広い活性領域を持つ半導体レーザの場合にフィラメンテーション発振のサイズよりも活性領域が広くどこでもフィラメント化することと、自由キャリアの拡散が発生することで安定的な発振モードが存在しない。

このフィラメンテーション発振はストリークカメラによる近視野強度出力の調査により、数百 GHz オーダの振動であり、時空カオスであることがわかっている [5]. 実験で観測されたフィラメンテーション発振の例を図 2.5 に示す. このフィラメンテーション発振はキャリア拡散と空間的キャリアホールバーニング効果により発生する. 戻り光を付加した場合, ブロードエリア半導体レーザはカオスの周波数帯域が別な周波数により決定されると考えられる. 従ってブロードエリア半導体レーザの時空カオスとの相互作用により高速なカオス的不規則振動を観測できると考えられ, 高速物理乱数生成への応用が期待される.

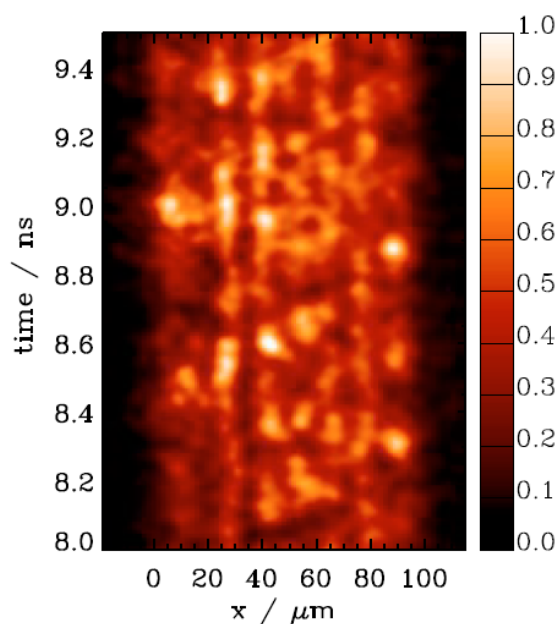


図 2.5: 実験的に観測されたフィラメンテーション [5]

2.4 ブロードエリア半導体レーザの安定化の例

本節において, ブロードエリア半導体レーザを安定化させる手法をいくつか説明する. 代表的な手法として, 自己フィードバックを用いる手法や外部光を注入する手法, そしてレーザの構造を変える手法などが存在する.

2.4.1 低次モードフィードバックによる安定化

まず初めに自己フィードバックによる安定化の例として、低次モードをフィードバックする例を示す [30]。図 2.6 に実験装置の概念図を示す。この上の図はレーザを側面から見た図であり、下の図はレーザを真上から見た図である。実験装置として、ブロードエリア半導体レーザから出た光は Fast 軸コリメータレンズ、半透過ミラー、結像レンズ、円筒レンズ、ストリークカメラで構成されている。この手法はレーザの活性領域と垂直な方向 (y 軸, Fast 軸) のみをレンズを用いて平行化している。一方で、レーザの活性領域の方向 (x 軸, Slow 軸) は拡散させ、鏡を用いて一部の光をフィードバックさせている。これによりビームの広がり角の大きい高次モード (不安定な空間モード) が発散し、ビームの広がり角が小さい低次モード (安定な空間モード) のみをフィードバックさせることでレーザを安定化させている。また、外部共振器を構成する半透過ミラーは x 軸に対して回転させることができる。その結果を図 2.7 に示す。図 2.7(a) は x 軸に対して大きな傾きがあり、ピークの数 が 3 つあることが分かる。図 2.7(b) ではピークの数 が 2 に減り、図 2.7(c) になると単一のピークとなっており、安定化したレーザの近視野強度分布となっていると考えられる。

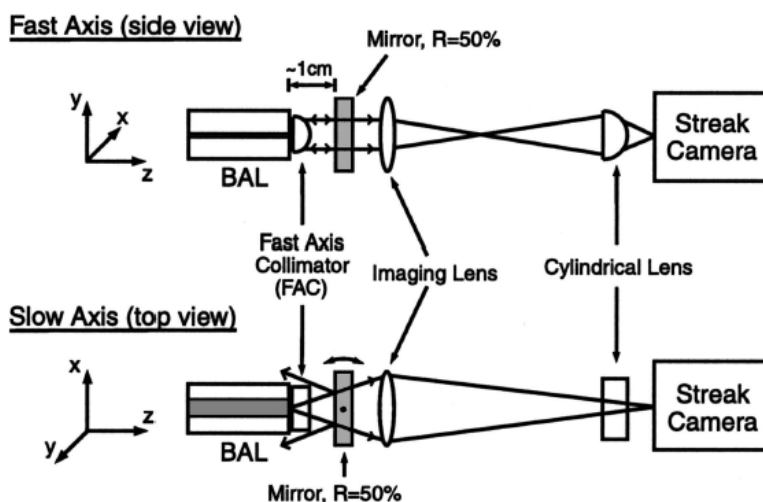


図 2.6: 自己フィードバックによる安定化の実験装置図 [30]

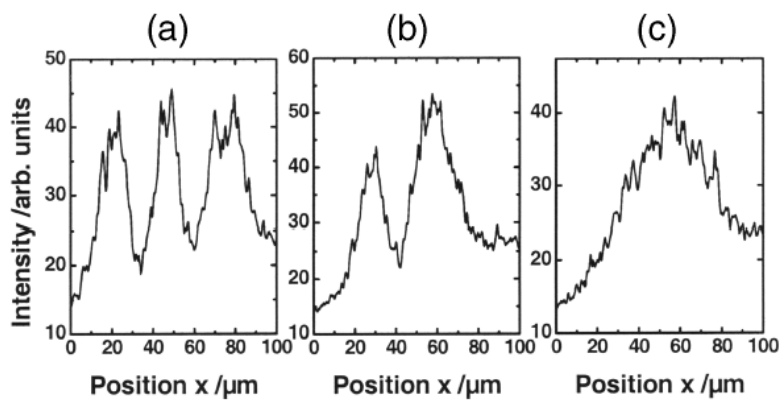


図 2.7: 自己フィードバックによる安定化の結果の近視野強度分布 [30]

2.4.2 二重フィードバックによる安定化の例

続いてここでは二重フィードバックを用いた安定化の例を示す [27] . 初めに図 2.8 に二重フィードバックの実験装置の概念図を示す . 図 2.8(a) は BAL のコリメートレンズについての図である . L1 は球面レンズであり , x 軸をコリメートし , y 軸両方を集光させている . L2 と L3 はシリンドリカルレンズといい , x 軸だけをコリメートするために用いている . そのため , ブロードエリア半導体レーザは 3 つのレンズを用いて平行なビームとなっている . 次に図 2.8(b) は上から見た二重フィードバックの概念図である . BAL とコリメート用光学系の後に回折格子が設置されており , その後はミラーストラップか空間フィルタと鏡の組合せが存在している . 0 次の回折光は通常の鏡と同様に反射しており , その後ミラーストラップにて一部の空間モードだけを反射させフィードバックすることで空間モードを制御している . 一方で 1 次の回折光は空間フィルタと反射鏡を用いることで一定の波長のみをレーザにフィードバックしている . この二つのフィードバックにより空間モードと波長モードの両方を安定化させている . 図 2.8(c) は (b) の俯瞰図である .

この実験結果の遠視野強度分布を図 2.9 に示す . 黒線が二重フィードバックの結果であり , 赤破線は 0 次の回折光 (空間モード制御) のみの結果であり , 緑点線が 1 次の回折光 (波長制御) のみの結果であり , 青一点鎖線がフィードバック無しの結果である . フィードバック無しと 1 次の回折光のみの場合には二つのピークが観測されるが , 0 次の回折光による戻り光の場合と二重フィードバックを付加した場合においては左側に大きなピークが観測される . この結果から , 0 次のフィードバックを付加することでブロードエリア半導体レーザの光出力の空間モードを制御できていると言える . また , 二重フィードバックを付加した場合の方がわずかに 0 次のフィードバックの場合よりも出力が高いことが分かる . 続いて実験結果の光スペクトル (波長強度分布) を図 2.10 に示す . こちらは黒線が二重フィードバックを表しており , 赤線が 1 次のフィードバックのみを表しており , 青線が 0 次のフィードバックのみを表しており , 緑線がフィードバック無しを表している . 1 次のフィードバックが存在しない緑線と青線は幅広なスペクトル ($\Delta\lambda_{FWZM} > 1nm$) を示しているが , 1 次のフィードバックを含む赤線と黒線は単一の鋭いピークを示している ($\Delta\lambda_{FWZM} < 0.1nm$) . 特に , 二重フィードバックを付加している場合の方が , 1 次のフィードバックのみの場合よりも倍近い出力が得られていることが分かる .

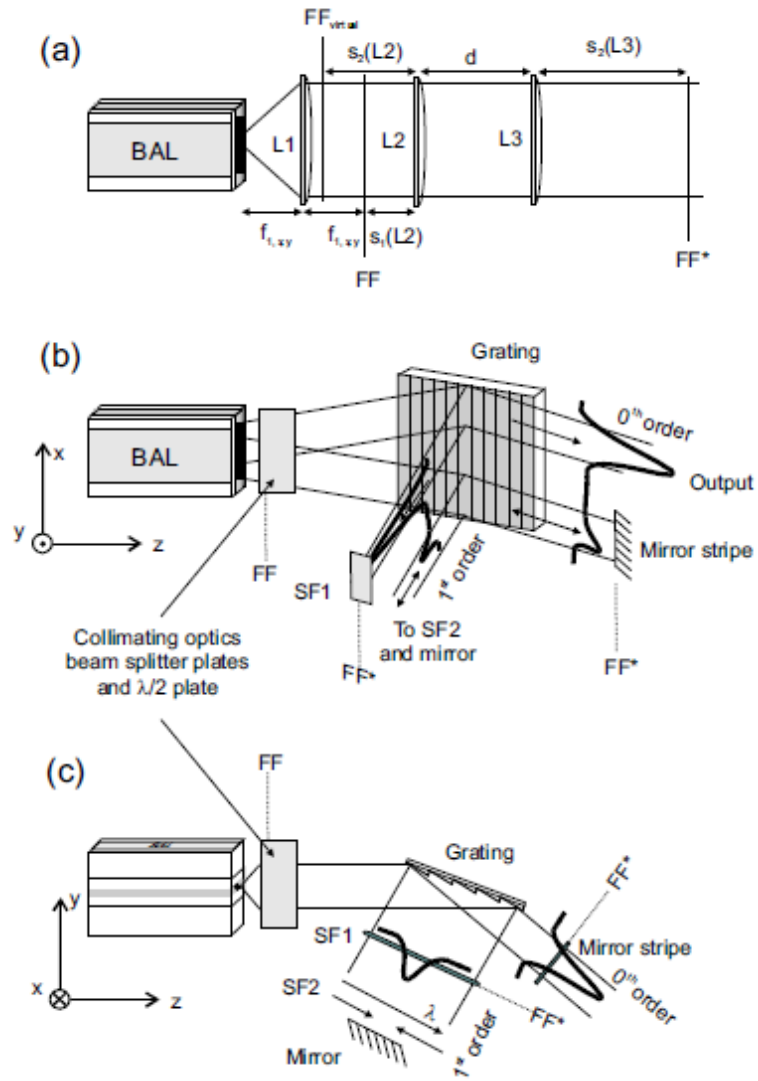


図 2.8: 二重フィードバックによる安定化の実験装置図 [27]

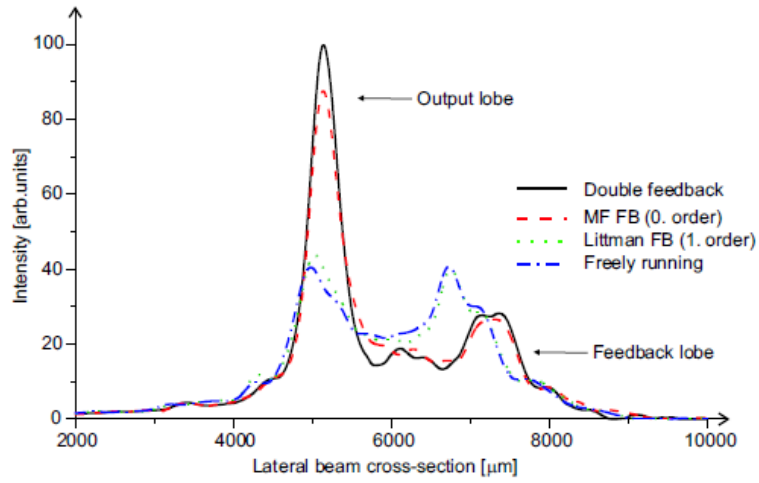


図 2.9: 二重フィードバックによる安定化の結果の近視野強度分布 [27]

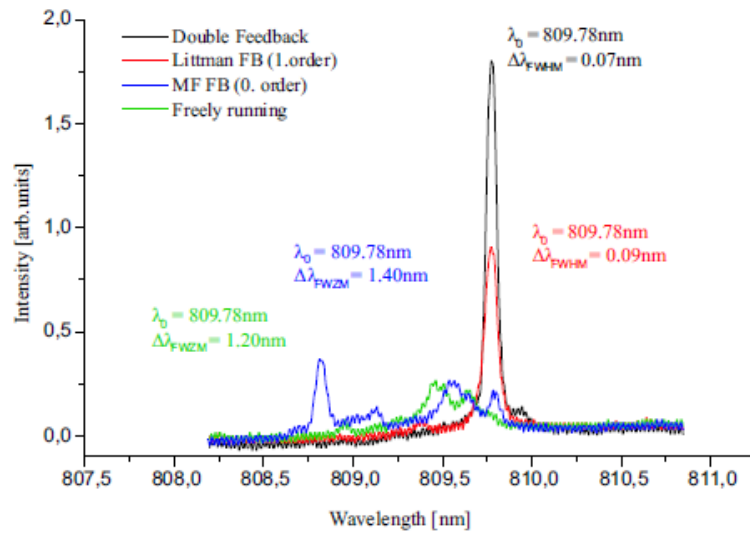


図 2.10: 二重フィードバックによる安定化の結果の光スペクトル [27]

2.4.3 4f セットアップによる安定化の例

最後に 4f セットアップを用いた安定化の例を示す [16] . 4f セットアップとは図 2.11 に示すように、像とレンズを共焦点位置 (レンズの焦点距離ごとの間隔) に設置する . その結果、像から $2f_1$ の位置にて像をフーリエ変換された遠視野像が発生し、さらに $2f_2$ 離れた位置にて遠視野像が逆フーリエ変換されることで近視野像が再結像される光学系のことを言う . この概念をブロードエリア半導体レーザの安定化に利用した実験装置を図 2.12 に示す . この図では左端にあるのがブロードエリア半導体レーザ (BAL) であり、レンズと空間フィルタ、そして反射鏡で構成されている . この時 BAL とレンズと空間フィルタをレンズの焦点距離 f の間隔で配置することで 4f セットアップを構成している . つまり、BAL の出力は反射鏡の位置で遠視野像となり、BAL にフィードバックされる時には近視野像にて戻ることの意味している . このスリットを移動させることで BAL にフィードバックされる空間周波数成分を制御することができると考えられる . 実際の実験結果を図 2.13 に示す . 左の図はスリットを光軸から移動した時の近視野強度分布であり、右の図はそれに対応する遠視野強度分布である . 一番上は戻り光なしの光強度分布であり、近視野像と遠視野像ともに幅広なスペクトルとなっている . 戻り光を付加した場合には、スリット位置が光軸に近い時 (低い空間周波数成分をフィードバック) は単一のピークが観測されており、安定化された出力となっていることが考えられる . 一方で、スリット位置を光軸からずらしていくと (高い空間周波数をフィードバック)、ピークの数が増加し、より不安定な出力となっていることが考えられる .

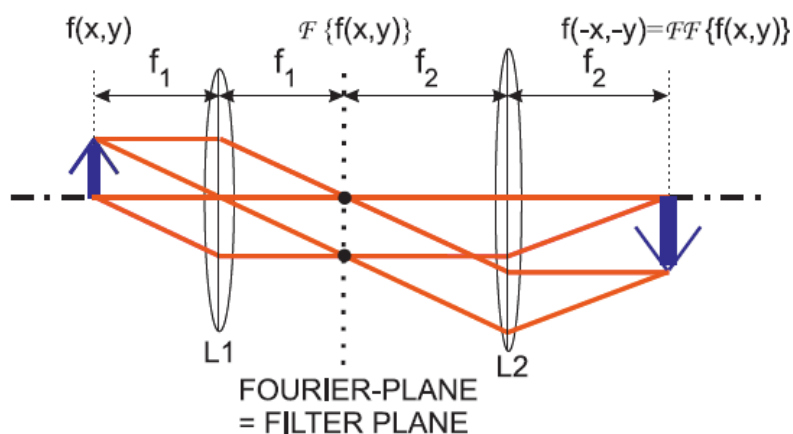


図 2.11: 4f セットアップの概念図 [16]

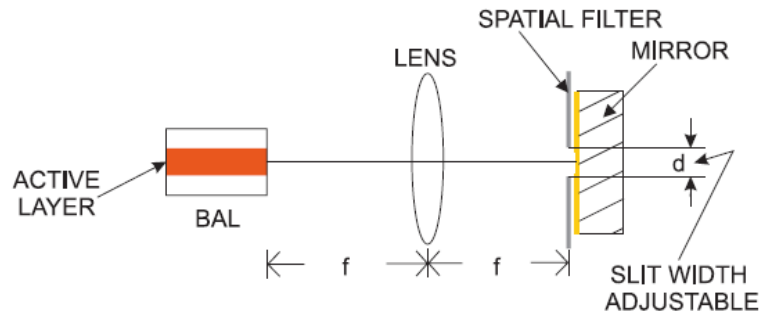


図 2.12: 実験装置概念図 [16]

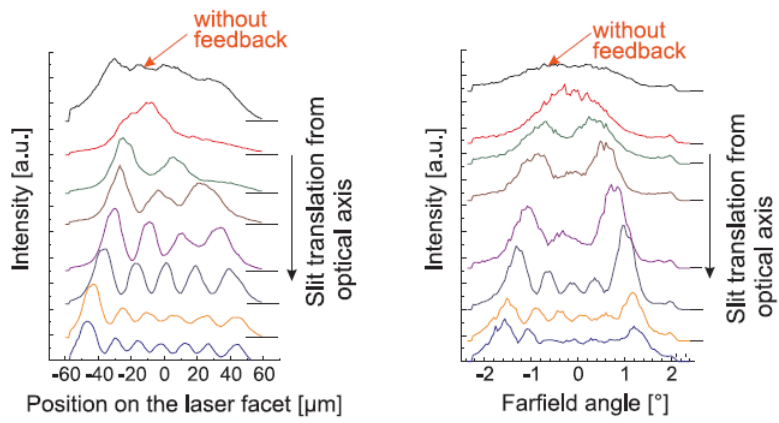


図 2.13: スリット移動時の (左) 近視野像と (右) 遠視野像の実験結果 [16]

2.5 反位相ダイナミクス

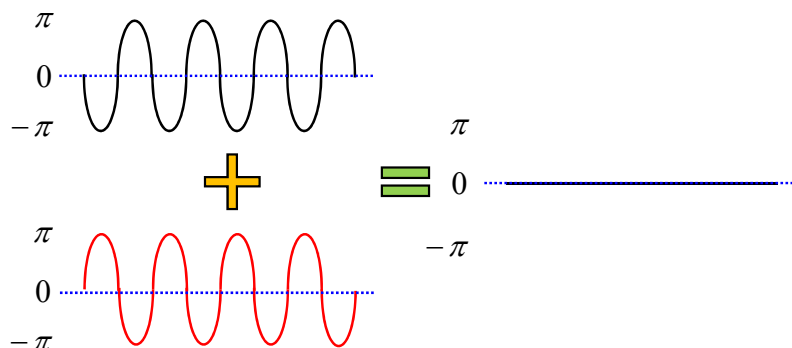


図 2.14: 反位相振動の例

ブロードエリア半導体レーザにおいて空間的な反位相ダイナミクス (Antiphase dynamics) が数値計算により観測されている。反位相ダイナミクスについて最も簡単な例を図 2.14 に挙げる。同様の振動があった時に両方の位相が π ずれているとすると、二つの振動を合成した時に実際に観測される振動においてその振動成分において振幅が無くなる事である。また図 2.15 のように、モード 1 とモード 2 はそれぞれ同様の二周期振動である時、さらにモード 1 とモード 2 はそれぞれ位相が π ずれているとすると、二つの振動を合成した時に実際に観測される振動において一部の周波数の振幅が相殺される。これを反位相ダイナミクス (Antiphase dynamics) と呼ぶ [45].

ブロードエリア半導体レーザにおける空間的な反位相振動は、空間的に左右に光出力が移動しているため、合成した際に完全に振動が無くなるわけではなく、左右の移動成分が消えて光出力自体の強度振幅だけが残る。ブロードエリア半導体レーザにおける空間的な反位相ダイナミクスの存在は数値シミュレーションにおいて予測されている [7, 68]

2.6 反位相ダイナミクスの例

本節にて今まで観測されてきた固体レーザや半導体レーザにおける反位相ダイナミクスの例を挙げていく。反位相ダイナミクスは多重縦モードの固体レーザや半導体レーザにおいて観測されており、縦モード (波長モード) 間において発生している。

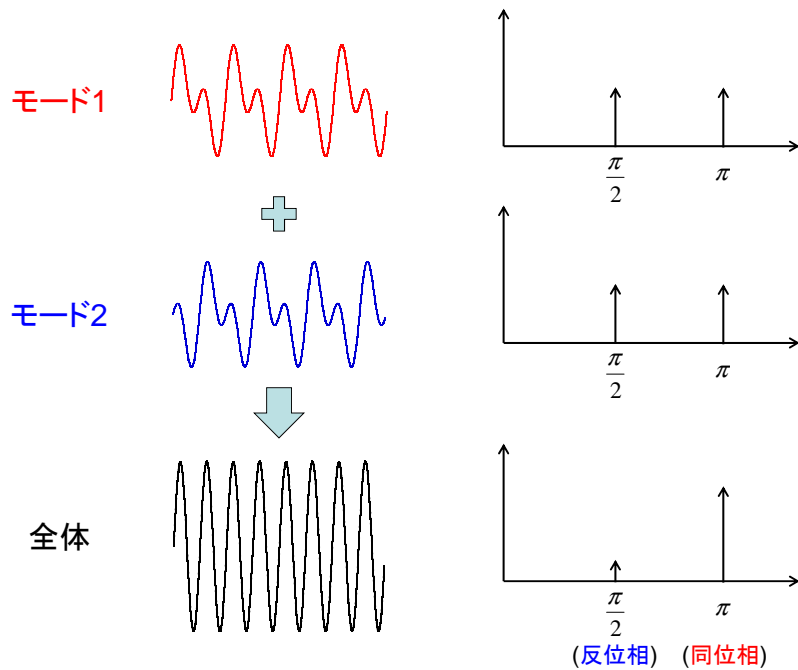


図 2.15: 反位相ダイナミクスの例

2.6.1 過渡状態における反位相振動

本小節において、過渡状態における反位相振動を示す。図 2.16 は固体レーザーの数値計算結果である [50]。枠の上にある線 (w) はレーザーへの励起強度を表しており、 $t = 0.5$ から励起強度が上昇していることが分かる。続いて枠内の一番上の振動は全強度を表しており、一定の振動周波数 (ω_1) を有する減衰振動を示している。一方でその下は各縦モードの光強度を表しており、こちらも一定の振動周波数 (ω_1) の振動を含んでいるが、それよりも低い周波数 (ω_2) の振動が存在しており、それらが反位相振動をしているため、振動成分を打ち消し合っている。そのため全強度においては単一縦モードレーザーのように単一の緩和振動周波数のみが観測されている。

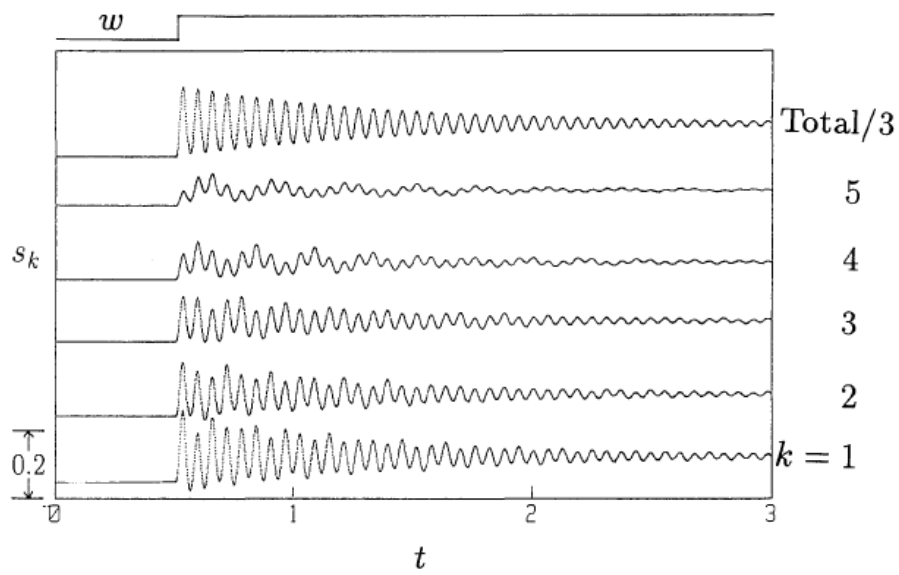


図 2.16: 緩和振動における反位相振動 [50]

2.6.2 外部変調時における反位相ダイナミクス

先程は過渡状態における反位相振動を示した [50] . 全強度は緩和発振周波数に対応する周波数 ω_1 にて振動しており , 各モードは ω_1 よりも低い周波数 (ω_2) にて反位相ダイナミクスが存在していた . 続いてこの特徴が外部変調時においても観測されるかどうかを調査している [52] . 図 2.17(a) は変調周波数が $f_D = f_2$ の時の時間波形である . 図を見ると全強度 (Total) は単一の振動成分のみが観測されるが , モード強度は速い振動成分と遅い振動成分で構成されている . また , 遅い振動成分は互い違いになっており反位相の打ち消し合いが全強度で発生している . 図 2.17(b) は変調周波数が $f_D = f_1/2$ の時の時間波形である . こちらは全強度において 2 周期の緩和振動が観測された .

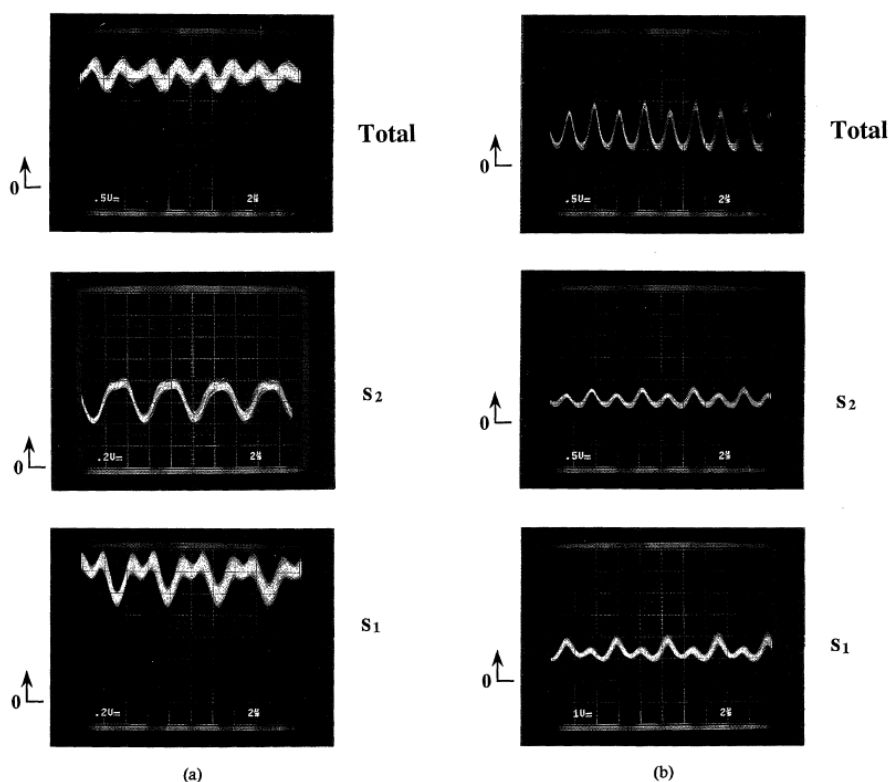


図 2.17: (a) 変調周波数が $f_D = f_2$ の時 , (b) 変調周波数が $f_D = f_1/2$ の時の変調時における反位相振動 . Total は全強度 , s_1, s_2 はモード強度を表す . [52]

続いて変調周波数 f_D を第一の緩和発振周波数 f_1 付近に設定した時の反位相ダイナミクスを図 2.18 に示す . この時レーザはカオス状態となっており , 幅広なスペク

トルが観測される．Total は全強度であり， s_n は各モード強度であり， f_n は各緩和発振周波数を表している．カオス状態であっても，全強度は単一のピークであり，各モードはそれ以下の周波数 f_2, f_3 にてピークを有することが分かる．このように，

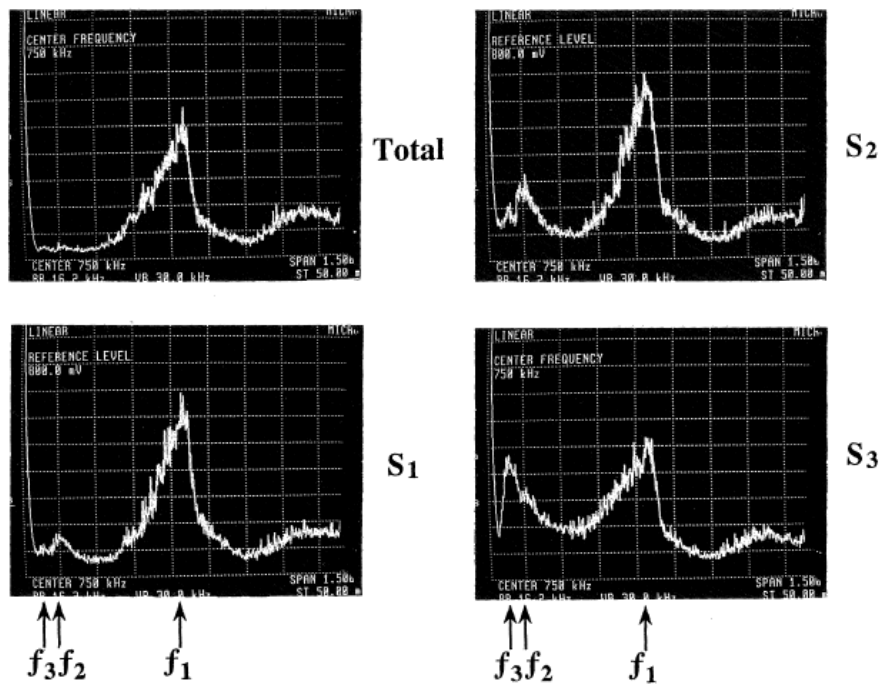


図 2.18: カオス状態の時の反位相ダイナミクス．Total は全強度， s_n はモードを表す． f_n は各緩和発振周波数を表している．変調周波数は $f_D = f_1$ 付近に設定．[52]

変調周波数を変化させて，周期状態やカオス状態においても反位相ダイナミクスが発生するということが分かった．これはレーザモード間における反位相ダイナミクスが多重縦モードレーザにおいて一般的であることを示している [52]．

2.6.3 半導体レーザにおける反位相ダイナミクス

本小節において半導体レーザにおいて実験的に観測された反位相ダイナミクスの例を示す．現在までに半導体レーザにおける反位相ダイナミクスは縦モード間における反位相ダイナミクスが観測されている [45]．その例を図 2.19 に示す．図 2.19(a) は多重縦モード半導体レーザの波長スペクトルであり，図 2.19(b) はレーザの強度信号の周波数スペクトルである．赤線の total は全ての光の強度信号を同時に観測した時の周波数スペクトルであり，青線の incoherent sum は図 2.19(a) の 18 個の縦モードを分割し，光強度信号を電気信号に変換し，周波数スペクトル強度で足し合わせた結果である．図 2.19(b) の incoherent sum は total よりも低周波数成分が高く，緩和発振周波数以下の低周波数領域にて縦モード間の反位相振動が発生している．

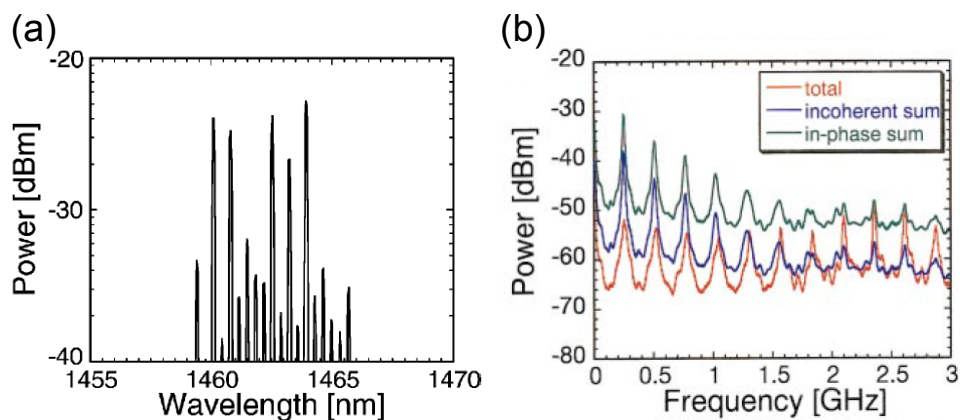


図 2.19: 多重縦モード半導体レーザにて観測された反位相ダイナミクス．(a) 半導体レーザの光スペクトル (波長スペクトル)，(b) レーザ強度の周波数スペクトル．[45]

2.7 半導体レーザーの近視野像と遠視野像

半導体レーザーにおいて近視野像と遠視野像のような横モードは重要な特性である。近視野像とはレーザーの活性層より出射された直後のビームの形状である。通常は半導体レーザーの活性層幅を横軸に、縦軸を光強度分布で表される。遠視野像とはレーザーから出射された光がどのような広がり方をするかを表す。通常は半導体レーザーの活性層に対し垂直方向を 0° と定義する。 0° から、横軸を左右の広がり角度に応じて光強度分布が縦軸で表される。光源の開口から回折のみにより広がる場合、遠視野像は近視野像のフーリエ変換で得られる。

また、近視野像は理想的には点光源だが、現実的には難しい。そのためトップハット型かガウス型の光強度分布が望ましく、それ以外の形状であると同様の光学系で使用した場合で異なる動作をする可能性があると考えられる。さらに近視野像が図 2.20 に示すような、トップハットやガウス型でないと、遠視野像が多モード化する傾向にある。また、遠視野像はガウス型が望ましいが、それ以外の形状であるとレン

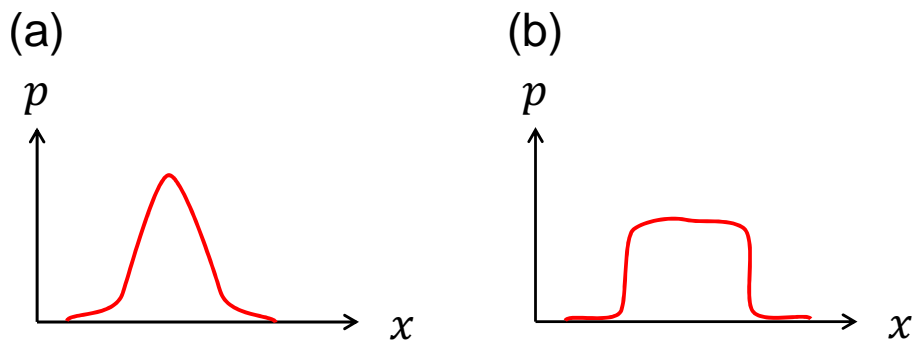


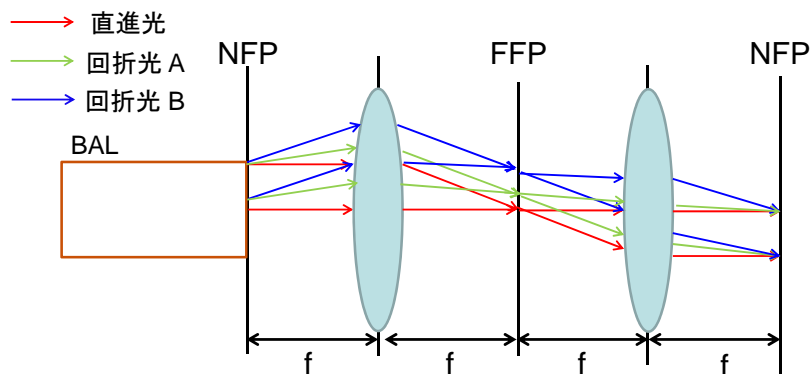
図 2.20: (a) ガウシアン型, (b) トップハット型ビームプロファイル横軸が空間方向で縦軸が光強度を表す。

ズで集光する際最小スポットサイズとならない点が問題となる。レーザープロセッシングや光学ディスクの読み取りなどにおいてはより小さい集光サイズが求められており、スポットサイズが大きくなる多モードレーザーよりはガウス型の単一モードレーザーが必要である。また、光ファイバへの集光においても多重モードは集光性能が下がる原因となる。

一般的に半導体レーザーの特性評価において近視野像の取得方法は半導体レーザーと検出器を密着させて行う。また、遠視野像の取得は半導体レーザーと検出器を遠方 (10 cm 程度) にスリットと検出器を配置する。例として半導体レーザー自体を回転させる方法がある。もう一つの例としてはスリットと検出器を左右に移動させ、得られた結

果から角度を逆算する方法がある。

これらの近視野像と遠視野像の取得方法は精度の高い像の取得が可能であるが、専用の機械が必要であったり像の取得のみしかできないなどの欠点がある。本研究において像の取得はレンズのフーリエ変換作用を用いる $4f$ セットアップにて近視野像を再結像した。実際に用いた $4f$ セットアップと呼ばれる光学系を図 2.21 に示す。図 2.21 において、BAL、レンズ、レンズ、像面の順に並んでいる。各光学系はレンズの焦点距離 f の間隔 (共焦点位置) に配置されている。赤い矢印は直進する光を表しており、緑色の矢印と青色の矢印はそれぞれ回折し広がる光を表している。 $4f$ セットアップにおいて特徴的なのが、BAL の端面 (像面) において近視野像 (NFP) であり、そこから $2f$ 進んだ位置にて遠視野像 (FFP) となっており、更に $2f$ 進んだ位置 (合計で $4f$) にて近視野像が再結像されることである。近視野像はレーザ発光直後の光強度分布であり出射されると直進する光以外は光の回折により広がるが、 $2f$ 進んだ位置にてレンズの作用により集光される。この時に直進する光は一点に集光されるが、回折した光は広がりの方だけ光軸からずれた位置を通る。そのため、遠視野位置にてレーザの広がりを表す光強度分布が得られることになる。更に $2f$ 先に進むと、レンズの逆フーリエ変換の作用により回折角度に関係なく、同じ点から出射された光は同じ位置に集光されるため、レーザの発光直後の実像が得られる。



114

図 2.21: $4f$ セットアップの例

第3章 ブロードエリア半導体レーザー (BAL) の基礎特性

通常の半導体レーザーは外部共振器による戻り光 (Optical feedback) により光強度にカオス的な揺らぎが観測される,これが半導体レーザーカオスである.この時の振動周波数は数 GHz のオーダーであり,半導体レーザーの緩和発振周波数に制限されている.半導体レーザーカオスを用いた高速物理乱数生成のためにはより高速なカオスが必要とされる.ブロードエリア半導体レーザー (Broad-area semiconductor laser, BAL) は,第2章に示されるように通常の半導体レーザーの発光領域を横方向に拡張した光デバイスであり,時空間ダイナミクスが発生する.ブロードエリア半導体レーザーの時空間ダイナミクスには10 GHz を超えるフィラメンテーション発振という高速なダイナミクスが存在している,この現象は光回折や空間的なキャリア分布キャリア拡散,屈折率の変動により発生することが指摘されている.

本研究ではブロードエリア半導体レーザーを用いて高速物理乱数生成などの半導体レーザーカオスを用いた応用への基礎研究を行う.しかしながら,ブロードエリア半導体レーザーの時空間カオスを観測する方法は限られている.ストリークカメラを用いることで可能となるが,高価であり,短い時間(最長で50 ns程度)しか観測することができない.そこで本論文においてはブロードエリア半導体レーザーの時空間ダイナミクスに関する特徴を時間ダイナミクスの観点から調査および観測する.

そこで本章ではブロードエリア半導体レーザーの時空間ダイナミクスに関する基礎特性を時間ダイナミクスの観点から調査および観測することを目的とする.ブロードエリア半導体レーザーに戻り光を付加した時の時間ダイナミクスの変化を調査する.具体的には,ブロードエリア半導体レーザーの光出力をを光ファイバに結合し注入電流を変化させ,時間ダイナミクスの変化を観測する.また,戻り光を付加することにより10 GHz を超えるカオス振動を観測する.

3.1 温度一定時のブロードエリア半導体レーザの光出力-注入電流特性

本節では本研究において使用したブロードエリア半導体レーザ (BAL) の基礎特性を示す。半導体レーザは材料のバラつきにより注入電流対光出力特性 (Light power - Injected current characteristics, L-I 特性) に大幅な差が生まれる。半導体レーザメーカーでは通常は L-I 特性や温度波長特性の公差内であれば良しとするが、研究においてそのバラつきは重大な問題となりうる。特に、レーザ発振しきい値はレーザのダイナミクスを調査する上で重要なパラメータであり、

ブロードエリア半導体レーザの光出力-注入電流特性 (Light power - Injected current, L-I 特性) を測定した。図 3.1 は L-I 特性を測定するための実験装置図である。使用したレーザはブロードエリア半導体レーザ (浜松ホトニクス, 型番:L10452-07, SN:1012-002) である。BAL から出射し、3つのコリメートレンズを通過したビームは平行ビームとなる。その後光はビームスプリッタやレンズ、光アイソレータ、反射鏡、そして減光フィルタを通る。最終的にはレーザフォーカシングホルダに固定された対物レンズでマルチモード GI(Graded Index) ファイバに集光され、光パワーメータに照射される。

実際に計測された L-I 特性を図 3.2 に示す。図 3.2 を見ると、160 mA 付近まではほぼ光出力がないことが分かるが、160 mA を過ぎた所から急激に光出力が増大していることが分かる。ブロードエリア半導体レーザは光ビームが多重横モード化するため、注入電流に対しての光出力の増加を表す微分効率が一定ではなく、傾きが急激に変化する Kink が発生する。そのため通常の半導体レーザのように傾きからしきい値電流を求めようとすると実際の発振が開始する注入電流から大幅にずれた位置を取ってしまう。そのため本研究においては 23°C において 160 mA を便宜上レーザの発振しきい値としている。

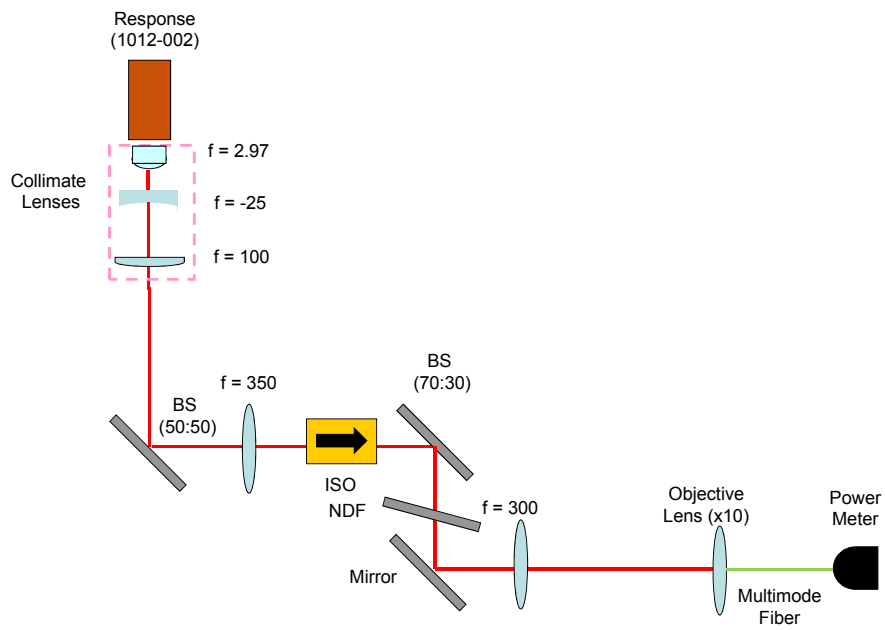


図 3.1: L-I 特性の実験装置

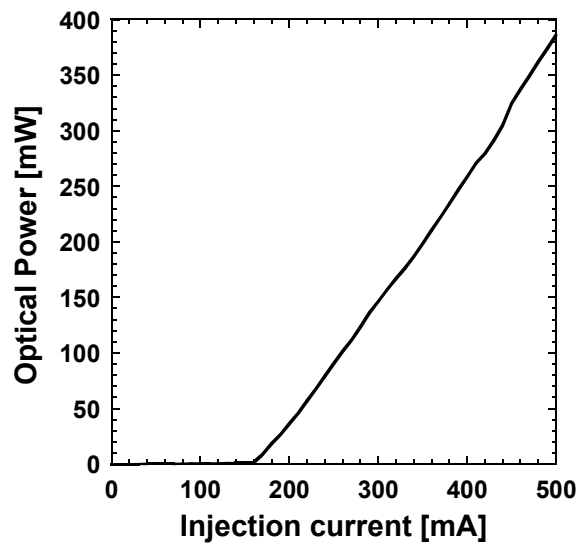


図 3.2: L-I 特性

3.2 単独発振時の時間ダイナミクス

本節においては、ブロードエリア半導体レーザの戻り光を付加していない状態(単独発振)での時間ダイナミクスを示す。

3.2.1 実験装置図

本実験の実験装置図を図 3.11 に、また実験風景を図 3.4 に、そして実験装置のリストを表 3.1 に示す。本実験においてブロードエリア半導体レーザ (BAL) として浜松ホトニクス製 CW レーザダイオード (L10452-7) を使用する。定格の注入電流は 0.65 A、定格の出力は 0.5 W、発光領域幅は 50 μm である。ブロードエリア半導体レーザから出射された光は 3 つのコリメートレンズを通り、平行ビームとなる。平行ビームとなったレーザはビームスプリッタ (Beam Splitter, BS, 比率: 50 : 50) により二方向に半分に分割され、片方の光は反射鏡によりブロードエリア半導体レーザに戻り光を付加する。その時の戻り光量は可変減光フィルタ (Variable Neutral Density Filter, ND フィルタ) を用いて調節することが可能である。この時のブロードエリア半導体レーザから反射鏡までの距離である外部共振器長 (External Cavity Length) は 51 cm に設定した。この時の外部共振周波数 f_{ext} は以下の式から求められる。

$$f_{ext} = \frac{c}{2nL} \quad (3.1)$$

ここで c は光速 ($2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$) であり、 n は媒質の屈折率 ($n = 1$) であり L は外部共振器長である。 $L = 51 \text{ cm}$ を用いて式 (3.1) から f_{ext} を計算すると、 $f_{ext} = 294 \text{ MHz}$ である。もう片方の光は光アイソレータ (Optical Isolator, ISO) を通り、BS(70 : 30) で分割される。透過した光は光パワーメーター (Optical Power Meter, PM) により光強度を観測することが可能である。これはブロードエリア半導体レーザへの戻り光のアライメントに使用する。続いて反射した光は反射鏡にて方向を変え、10 倍対物レンズ (Objective Lens, OL) によりシングルモードファイバ (Single Mode Fiber, SM ファイバ) に集光される。集光された光は光検出器 (Photo Detector, PD) にて電気信号に変換される。その後、電気信号増幅器 1 (Amp1) と電気信号増幅器 2 (Amp2) により増幅された電気信号から 16 GHz デジタルオシロスコープ (Digital Phosphor Oscilloscope, Tektronix, B110609) を用いてブロードエリア半

導体レーザの時間波形を，RF スペクトラムアナライザ (Radio Frequency Spectrum Analyzer , Agilent,MY49060974) を用いて周波数スペクトルを観測する.

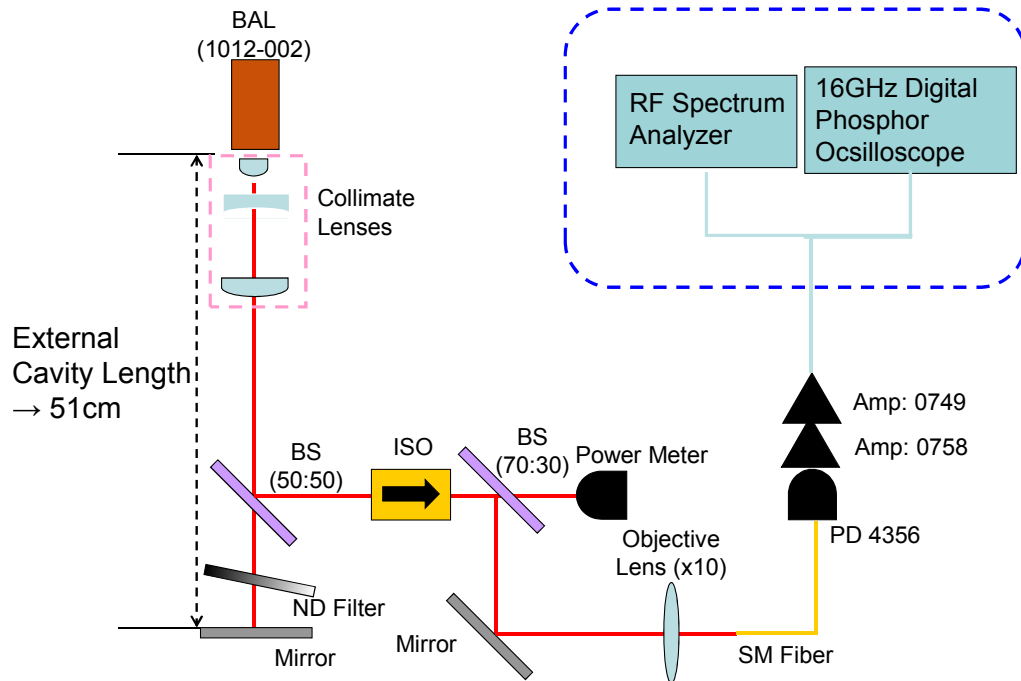


図 3.3: BAL カオス発生用実験装置図

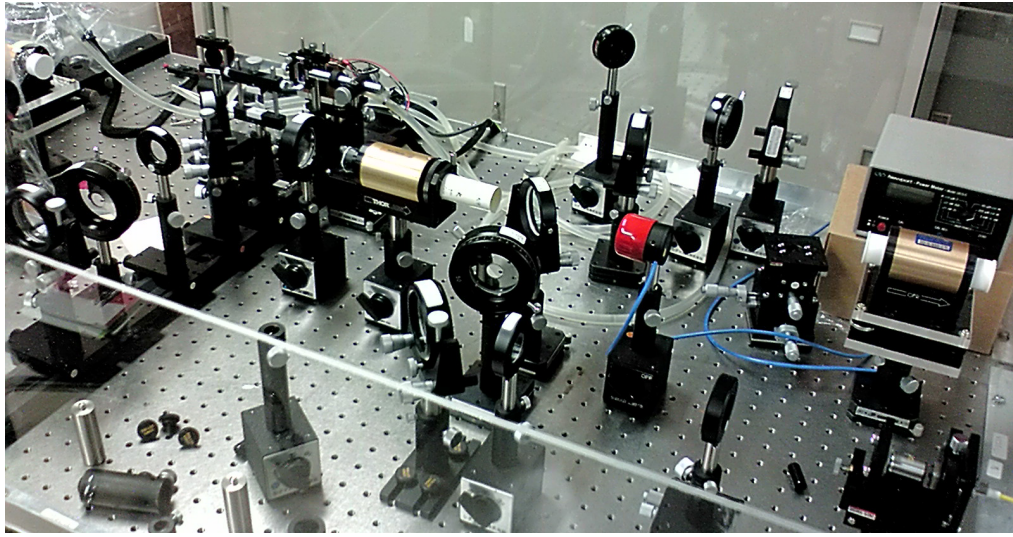


図 3.4: 実験風景

表 3.1: BAL カオス発生用実験装置表

名前	会社名	型番	記号	シリアル番号
CW レーザダイオード	浜松ホトニクス	L10452-07	BAL	1012-002
枠付きガラス非球面レンズ $f = 2.97$	LightPath	64807-L	$f = 2.97$	
シリンダリカルレンズ $f = -25$	Edmund Optics	69818-L	$f = -25$	
シリンダリカルレンズ $f = 100$	Edmund Optics	69751-L	$f = 100$	
ビームスプリッタ 50 : 50			BS(50 : 50)	
ビームスプリッタ 70 : 30			BS(70 : 30)	
アルミ平面ミラー	シグマ光機	TFAN-50C08-10	Mirror 1	
			Mirror 2	
可変減光フィルタ	シグマ光機	VND-50	ND Filter	
光アイソレータ	Thorlabs	IO-5-TIS2-HP	ISO	
光検出器 (空間用)	Newport	818-SL	PowerMeter	
光パワーメータ (空間用)	Newport	1815-C	PowerMeter	
対物レンズ	シグマ光機	OBL-10	Objective Lens $\times 10$	
シングルモードファイバ	フジクラ	FFC-2PS-SPC-2M-SMC10 / 125-S	SingleMode Fiber	
レーザフォーカシングホルダ	シグマ光機	FOPT	記号なし	
光検出器 (ファイバ用)	New Focus	1434	PD	4536
電気信号増幅器	New Focus	1422-LF	Amp 1	0758
			Amp 2	0749
オシロスコープ	Tektronix	DPO71604B	Digital Phosphor Oscilloscope	B110609
RF スペクトルアナライザ	Agilent	N9010A	Spectrum Analyzer	MY49060974

3.2.2 ND フィルタの透過率

本研究で用いる可変式 ND フィルタは円盤の形状をしている．中心角が同じであると透過率は同じであり，中心角の変化により透過率を連続的に変化することができる．

可変 ND フィルタの透過率 T は以下の式で示される．

$$T[\%] = 100 \times 10^{OD} \quad (3.2)$$

$$OD = \frac{\theta - 30}{105} \quad (3.3)$$

式 (3.3) の T は透過率である． θ は ND フィルタの最大透過率の座標に対する中心角である．また，OD 値 (Optical Density Value) とは，どのくらい光を減光させるかの値である．可変 ND フィルタは最大の OD 値と OD0 の境目から $\theta = 30^\circ$ まだが $T = 100\%$ であり，そこから連続的に OD 値が増加している．本論文において透過率はパーセントで表記しているため，100 倍している．

3.2.3 単独発振時のブロードエリア半導体レーザの注入電流変化

本小節においてブロードエリア半導体レーザの注入電流を変化させたときのダイナミクスの変化を示す．この時には戻り光を付加していない．図 3.5(a) , (b) , (c) , (d) , (e) , (f) は注入電流がそれぞれ (a) 180 mA ($1.13 \times I_{th}$) , (b) 200 mA ($1.25 \times I_{th}$) , (c) 280 mA ($1.75 \times I_{th}$) , (d) 360 mA ($2.25 \times I_{th}$) , (e) 420 mA ($2.63 \times I_{th}$) , (f) 470 mA ($2.94 \times I_{th}$) の時の時間波形である．ここで $n \times I_{th}$ とは，レーザの発振しきい値の n 倍の注入電流という意味である．図 3.5(a) において，時間波形は周期的な振動を示している．続いて注入電流を 200 mA ($1.25 \times I_{th}$) まで増加させた図 3.5(b) もまた同様である．さらに注入電流を増加させ，280 mA ($1.75 \times I_{th}$) まで増加させると，図 3.5(c) において，複数の周期が混在している準周期振動が観測される．図 3.5(d)-(f) には周期振動を観測することができず，カオス振動である．

続いて先程の時間波形に対応する周波数スペクトルを示す．図 3.6 の (a)-(f) は，それぞれ図 3.5 の (a)-(f) に対応している．注入電流が 180 mA ($1.13 \times I_{th}$) のとき，図 3.6(a) において 5.6 GHz 付近に高いピークが存在しており周期である．1 GHz 以下の緩和発振状の低いピークが観測されるが 5.6 GHz のピークが支配的である．

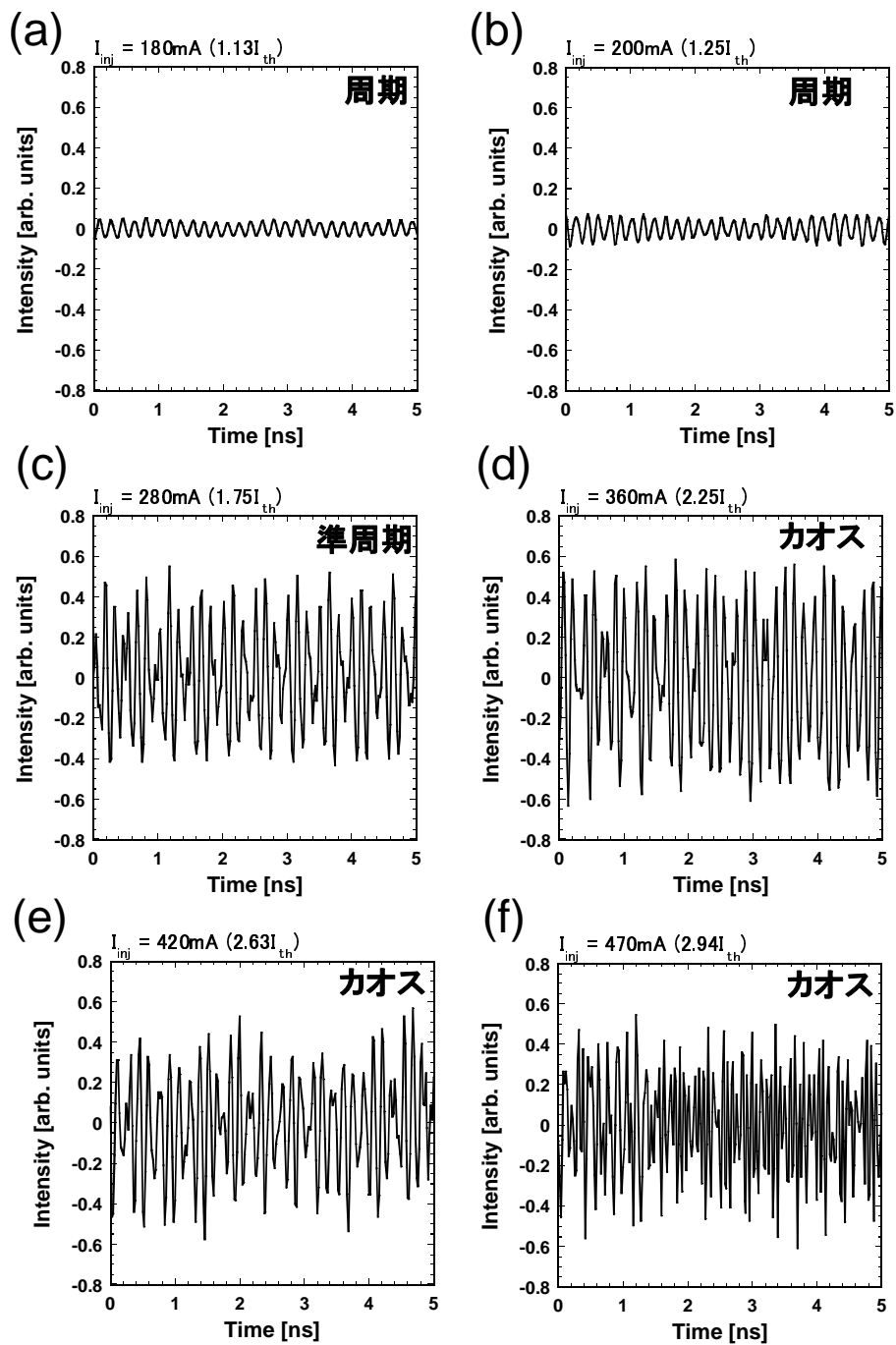


図 3.5: 注入電流変化時の時間波形 (戻り光なし)

図 3.6(b) において, (a) の 5.6 GHz のピークはわずかにシフトし, 5.8 GHz となっている. 緩和振動のピークも 1 GHz 以下から 1 GHz にまでシフトしていることがわかる. (b) においてはさらにピークの数が増加していることがわかるが, その他のピークとのパワーの差が 20 dB 近くあるために, 周期であると言える.

図 3.6(b) から (c) までにピークの数が増加し続けている, 時間波形においても複数の周期が存在していることが観測される. 増加したピークの中に 20 GHz を超えるピークが存在していることがわかる. しかしながら, (c) は 10 個以上のピークが存在しているものの, 20dB 以上のパワーの差が存在しているものはほとんど観測されないために時間波形において準周期のように観測されたものと思われる.

図 3.6(d)-(f) において, (c) よりも更にピークの数が減り, ピークが鈍っていることがわかる. さらに支配的なピークの数が増え, 4 つに増えており, 14 GHz 付近のピークがその他のピークと同等のパワーとなり, その他のピークに影響している. より, 時間波形において (c) で見られたような周期性が観測できなくなり, カオス的な波形が観測されている.

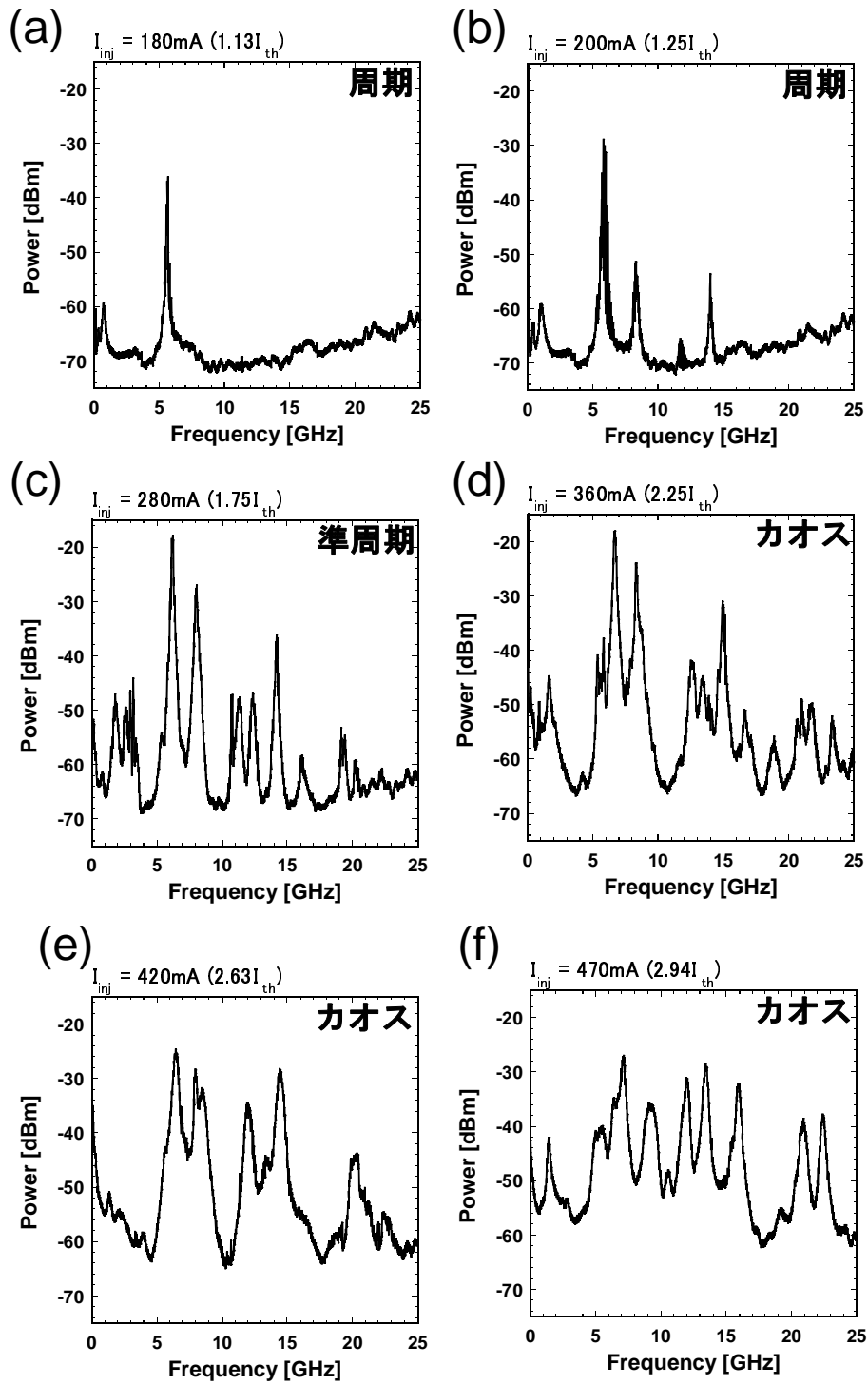


図 3.6: 注入電流変化時の周波数スペクトル (戻り光なし)

3.3 戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザの時間ダイナミクス

本小節においてブロードエリア半導体レーザに戻り光を付加した場合の注入電流を変化させた時のダイナミクスの変化を示す。この時には外部共振器からの戻り光をNDフィルタの角度で 101° に設定した。これは、往復の透過率で4.4%に相当する。

図3.7(a), (b), (c), (d), (e), (f)は戻り光無しの時の注入電流と同様にそれぞれ(a) 180 mA($1.13 \times I_{th}$), (b) 200 mA($1.25 \times I_{th}$), (c) 280 mA($1.75 \times I_{th}$), (d) 360 mA($2.25 \times I_{th}$), (e) 420 mA($2.63 \times I_{th}$), (f) 470 mA($2.94 \times I_{th}$)の時の時間波形である。図3.7(a)-(d)まで、戻り光無し(図3.5)の時よりも明らかに低速な振動をしていることがわかる。また、注入電流の増加により徐々に振動の速度が増加している。図3.7(e), (f)になると、(a)-(d)よりも明確に高速な振動成分が発生している。

続いて、先ほどの図3.7の時間波形に対応する周波数スペクトルを図3.8に示す。また、カオスの周波数帯域も測定した。カオスの周波数帯域は周波数スペクトルの各周波数のパワーを合計した値の80%に対応するパワーを0 GHzから走査して該当する周波数をカオスの周波数帯域と定義している。

図3.8(a)において、1-2 GHz付近とわずかに下がって5.5 GHz付近に複数のピークを伴うピークが存在していることがわかる。この複数のピークは外部共振器の往復時間と対応する外部共振周波数とその定数倍の周波数である。低速な振動であるが、この振動はカオスであると考えられる。戻り光が無い時の周波数スペクトル(図3.6)と比較すると、戻り光が無いときには高い周波数成分の方がパワーが高かったが、戻り光を付加した時には低い周波数成分の方がパワーが高くなっていることがわかる。

続いて図3.8(b)において、この周波数スペクトルはカオスであると考えられる。1-2 GHz付近のピークは同様であるが、(a)における5.5 GHzのピークはわずかに高周波数にシフトし、6 GHz付近にピークが存在している。また、14 GHz付近にもカオスのピークが発生している。この時の周波数帯域は2.0 GHzであった。

図3.8(c), (d)において、両方のカオスの周波数スペクトルの形状はほぼ同じように見えるが、カオスの周波数帯域は(c)においては3.0 GHz, (d)においては4.6 GHzとなっている。この原因としては、戻り光が無い状態にも観測される通り、図3.6(c)における6.2 GHz, 8 GHzと14.2 GHzのピークが、図3.6(d)においてわずかに高周波数成分へとシフトしており、戻り光がある状態でも同様のシフトが観測される。

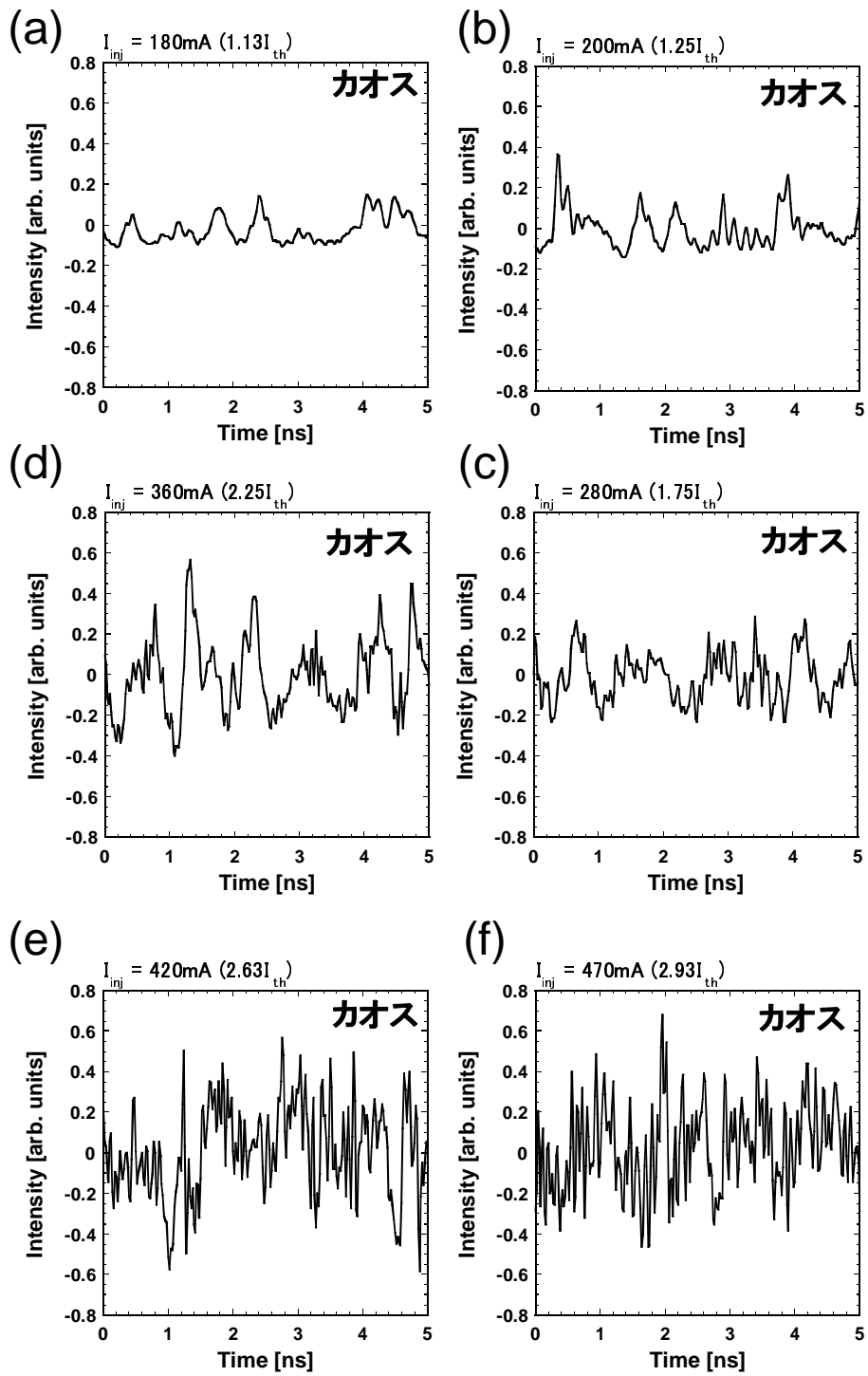


図 3.7: 注入電流変化時の時間波形 (戻り光あり (4.4%の透過率))

図 3.8(e), (f) において, 図 3.8(a)-(d) までのカオスの周波数スペクトルはピーク
の数が徐々に増加していたが, (e) からは大幅な変化が見られる. カオスの周波数帯
域は (c) においては 8.9 GHz, (d) においては 13.3 GHz となり大幅に周波数帯域が
増大している. (e), (f) は, 戻り光を付加していないときの図 3.6(e)(f) においては
ほとんど類似していないが, 戻り光を付加した図 3.8(e)(f) においてはわずかにカ
オスのピークが変化した形状となっていた. (f) の方が周波数帯域が高い理由として
は, 1 GHz 付近のピークの高さが (e) よりもわずかに低いことと, 6.5 GHz, 9 GHz,
10.8 GHz のピークのパワーが (f) の方がわずかに高いからであると考えられる.

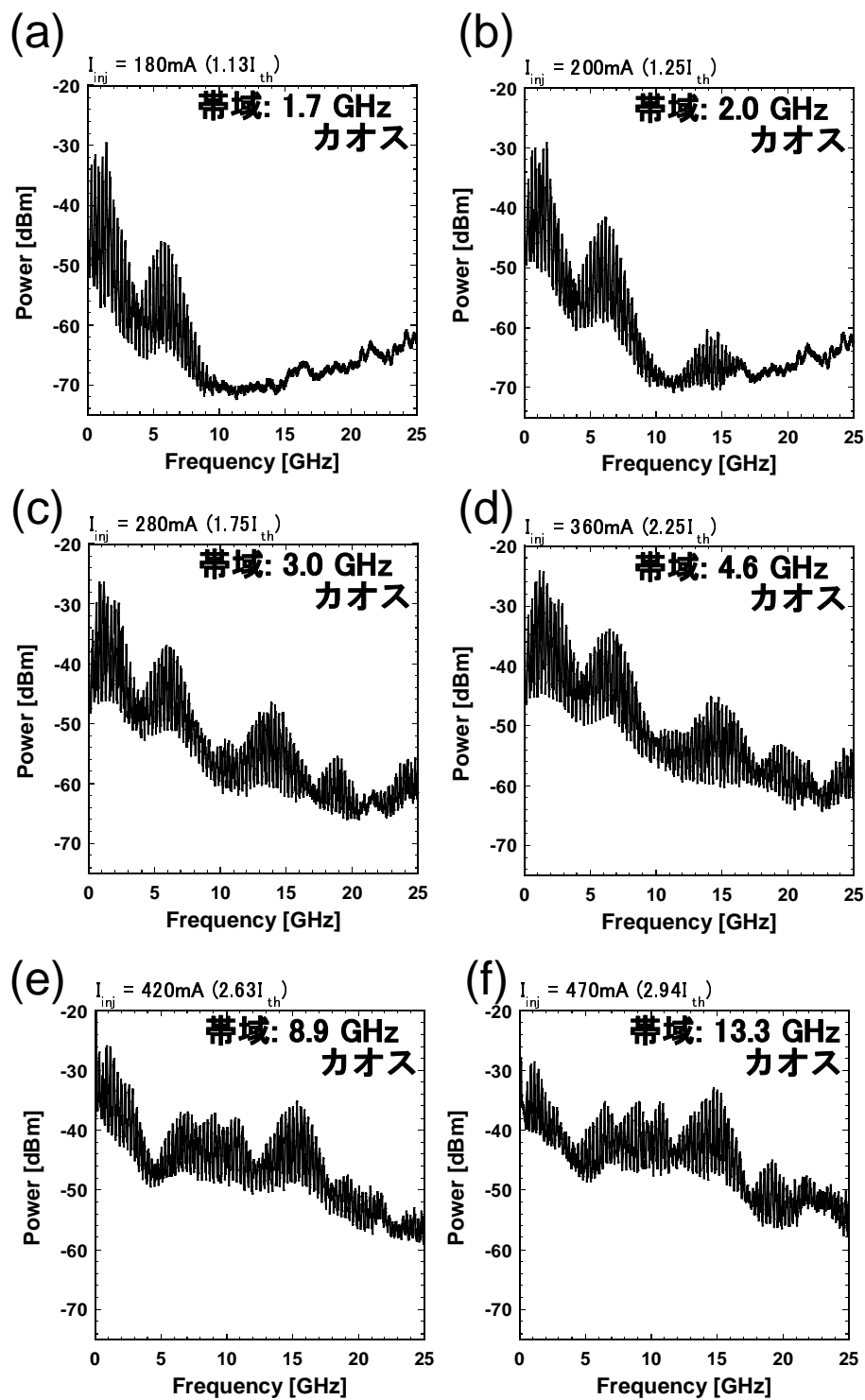


図 3.8: 注入電流変化時の周波数スペクトル (戻り光あり (4.4%の透過率))

3.4 注入電流変化時の周波数スペクトルの変化

本節ではブロードエリア半導体レーザへの注入電流を連続的に変化させた時の周波数スペクトルの一次元分岐図を示す。初めは戻り光を付加していない時の分岐図である。図 3.9 は横軸を周波数の値で、縦軸を発振しきい値に対する注入電流比でプロットしている。注入電流の刻み幅は 5 mA である。周波数スペクトルのパワーは色で表現しており、色の明るい所の方が周波数スペクトルのパワーが高いことを意味している。注入電流が 160 mA(発振しきい値の 1.00 倍付近)にて 1 GHz 付近のピークと、5.5 GHz 付近のピークが発生している。1 GHz 付近のピークは注入電流の増加に伴い周波数が増加しているが、5.5 GHz 付近のピークは周波数が減少している。通常の半導体レーザの緩和発振周波数は注入電流の増加に伴い徐々に増加し、ある一定の値にて飽和するという特徴があるが、それとはまったく異なる性質を持っていることがわかる。発振しきい値の 1.20 倍付近にて 8.4 GHz のピークと 11.7 GHz、14.2 GHz のピークが発生している。さらに注入電流を増加することでピークの数が増えていることがわかる。注入電流がしきい値の 1.50 倍付近までピークの増加は続き、1.75 倍付近からは離れたピーク同士が一つのピークに結合し始める。ピークの結合はしきい値の 2.50 倍付近まで続き、5.5 GHz、8.4 GHz に存在していたピークの高さが 2.6 倍から低下している。そして、発振しきい値の 2.9 倍付近にてそれまで連続的にピークがシフトしていた周波数スペクトルがジャンプしていることがわかる。

続いて戻り光を付加した時 (4.44%) の周波数スペクトルの分岐図を示す。図 3.10 は図 3.9 とは異なり、カオスの周波数帯域を緑色の線にてプロットしている。図 3.10 において、注入電流の値が低いときには周波数の低い箇所のみパワーが存在するが、注入電流の増加により高い周波数においても周波数スペクトルにてカオスピークが発生していることがわかる。また、カオスのピークには全体的に外部共振周波数のピーク間隔 (294 MHz) が存在している。このときのカオスのピークの発生の仕方は低い周波数から徐々に周波数シフトするというよりは特定の周波数に周波数成分が突然発生すると言える。さらにカオスのピークの周波数は戻り光が無いときの周波数スペクトルのピークと類似した周波数であることがわかった。しかし、戻り光を付加していない時には発振しきい値の 2.9 倍付近にて発生していた周波数スペクトルのジャンプが、発振しきい値の 2.3 倍にて発生しており、その後は連続的に変化している。カオスの周波数帯域においては、注入電流の変化により発振しきい値の 2.3 倍までは徐々に増加しているが、2.3 倍付近にて急激な周波数スペクトルの形状変化とともに周波数帯域が大幅に上昇していた。そして、注入電流がレーザ発振しきい値の 2.84 倍の時に周波数帯域が 13.3 GHz の広帯域なカオスを観測した。

戻り光量比率: 0.0%

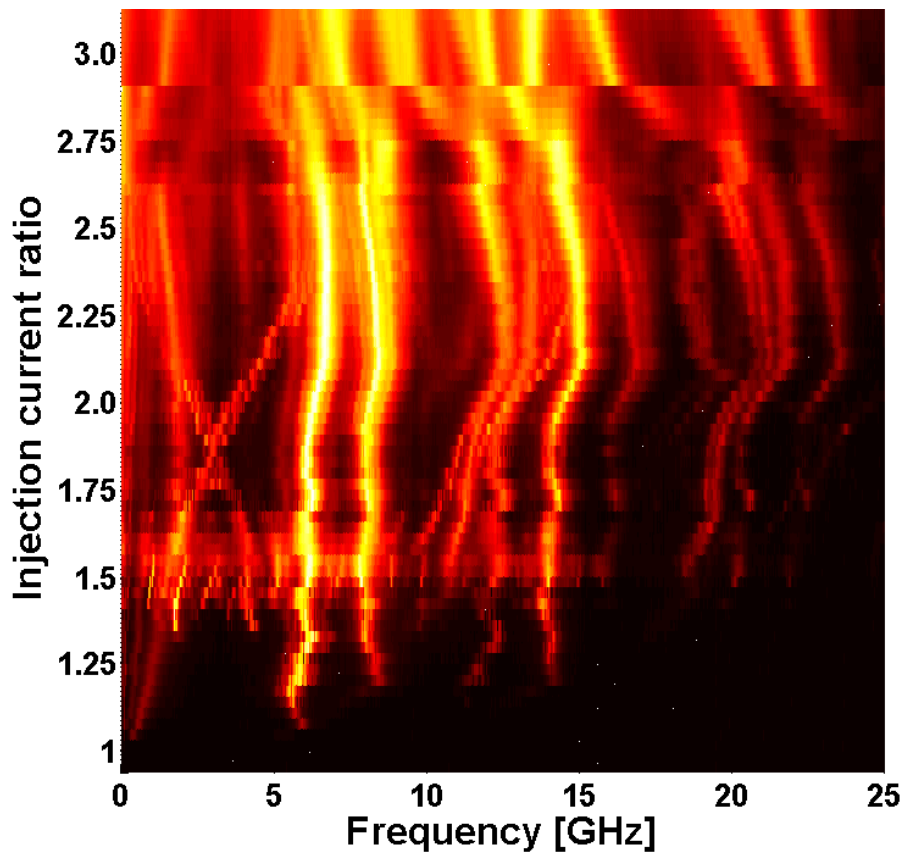


図 3.9: 注入電流変化時の周波数スペクトル(戻り光なし)

このことから以下の事柄が言え、ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクスを理解するのに重要であると考えられる。注入電流増加により高い周波数のカオスのピークが発生していることである。また、高い周波数のカオスのピークは周波数が増加するというよりは図 3.10 の注入電流がレーザ発振しきい値の 1.3 倍で 14 GHz 付近のように、突発的に高い周波数が発生することである。さらに、戻り光なしの場合ではレーザ発振しきい値の 2.9 倍で発生していた周波数スペクトルのジャンプが戻り光有の場合ではレーザ発振しきい値の 2.3 倍にて発生していることである。

戻り光量比率 : 4.44% 帯域

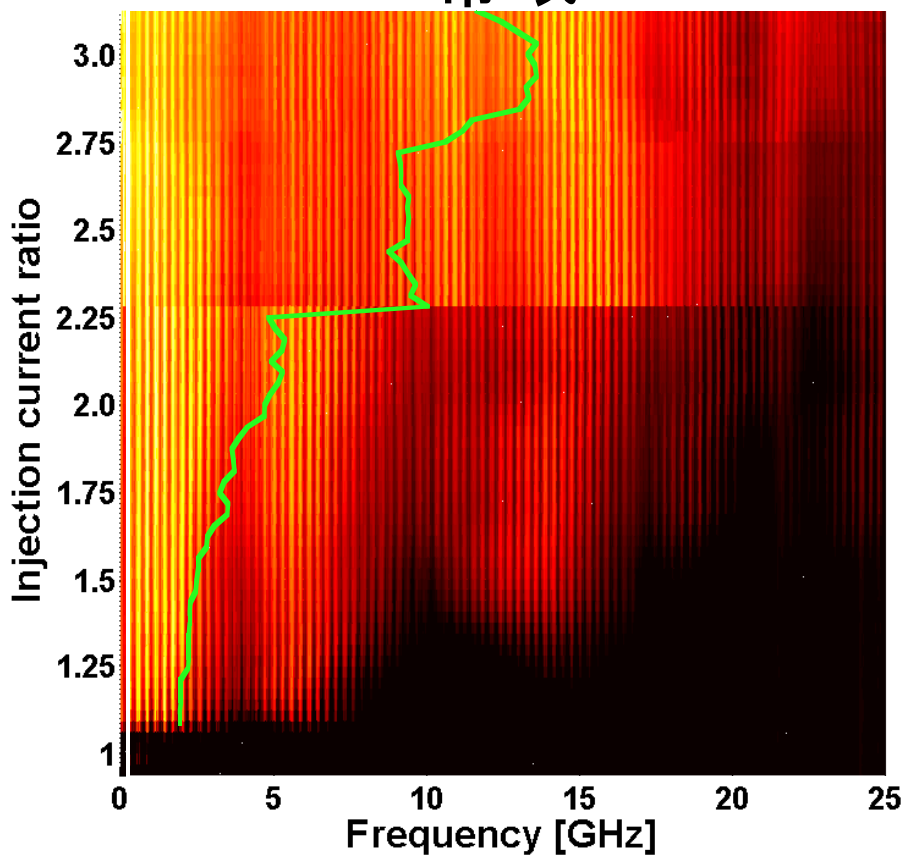


図 3.10: 注入電流変化時の周波数スペクトル (戻り光あり (4.44%))

3.5 ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の近視野像取得

本節においてブロードエリア半導体レーザの戻り光を付加していない状態 (単独発振) におけるビームプロファイル (Beam Profile, BP) の取得と近視野像の取得を行う。近視野像とはレーザ発光直後の光強度分布であり, レーザ内部のダイナミクスを調査するのに重要なビーム状態である。特にブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクスを調査するために, 近視野像である必要がある。そのため本節において近視野像の取得方法とブロードエリア半導体レーザの近視野像を示す。

3.5.1 実験装置図

本実験における前節の実験装置との違いは, 外部共振器を用いていないことである。また, 4f セットアップを用いてビームプロファイラ (Laser beam profiler, LBP)(LaserCam-HR, COHERENT) にて近視野像を結像している点である。

本節で用いた実験装置を図 3.11 に示す。ブロードエリア半導体レーザから出射された光は $f = 2.97$ の非球面レンズにて縦方向はコリメートされ, 横方向は一度集光される。ブロードエリア半導体レーザから 100 mm 離れた位置に横方向をコリメートするための円筒レンズを設置している。円筒レンズから合計で 400 mm 離れた位置に $f = 300$ のレンズ, 更に 650 mm 離れた位置に $f = 350$ のレンズ, そこから 350 mm 離れた位置にレーザビームプロファイラを設置することで近視野像を再結像している。

LaserCam-HR は CMOS のカメラであり, 感度が高く強い光を検出することができない。そのためレーザビームプロファイラの前に可変減光フィルタと吸収型 ND フィルタ 1 枚を設置することでビームを減衰させている。

この光学系において $50 \mu\text{m}$ であったブロードエリア半導体レーザのビーム径は最終的に約 2 mm 程度になると考えられる。

3.5.2 ブロードエリア半導体レーザのビームプロファイル

本小節において BAL の注入電流を変化させたときのビームプロファイルの変化を示す。初めに図 3.12 と図 3.13 において示すビームプロファイルの光強度について

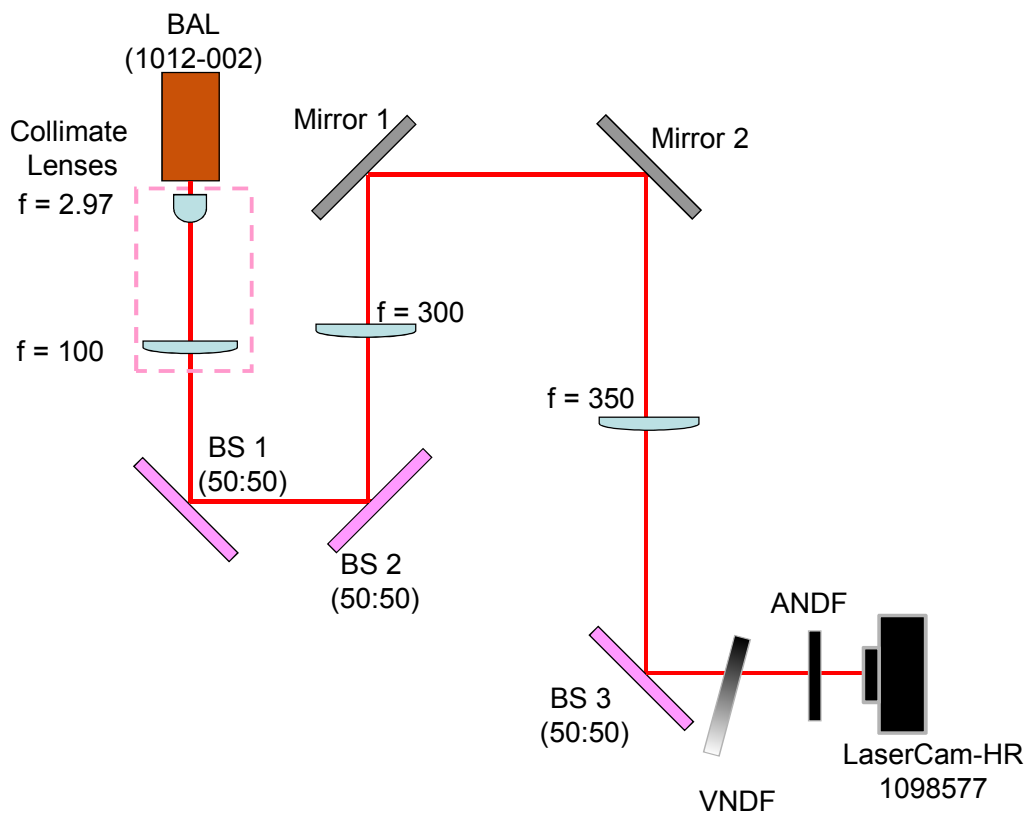


図 3.11: BAL 近視野取得用実験装置図

表 3.2: 近視野像取得用実験装置表

名前	会社名	型番	記号	シリアル番号
CW レーザダイオード	浜松ホトニクス	L10452-07	BAL	1012-002
枠付きガラス非球面レンズ $f = 2.97$	LightPath	64807-L	$f = 2.97$	
シリンダリカルレンズ $f = 100$	Edmund Optics	69748-L	$f = 100$	
球面平凸レンズ $f = 300$	シグマ光機	SLB-30-300P	$f = 300$	
球面平凸レンズ $f = 350$	シグマ光機	SLB-30-350P	$f = 350$	
ビームスプリッタ 50 : 50			BS 1(50 : 50)	
			BS 2(50 : 50)	
			BS 3(50 : 50)	
アルミ平面ミラー	シグマ光機	TFAN-50C08-10	Mirror 1	
			Mirror 2	
可変減光フィルタ	シグマ光機	VND-50	VNDF	
吸収型減光フィルタ	Newport	FSR-OD400	ANDF	
レーザビームプロファイラ	COHERENT	LaserCam-HR(1098577)	LaserCam-HR 1098577	0888H12R

説明する．ビームプロファイルの光強度は色で表現されており，図 3.12 の右側にあるカラーバーの順番で下に行く程光強度が弱く，上に行く程光強度が強いことを表している．また，本章において示すビームプロファイルは最大強度にてスケールしてある．

図 3.12 に注入電流が 165-320 mA までのビームプロファイルを示す．図 3.12 の (a)-(f) は注入電流がそれぞれ (a)165 mA($1.03 \times I_{th}$)，(b)180 mA($1.13 \times I_{th}$)，(c)200 mA($1.25 \times I_{th}$)，(d)220 mA($1.38 \times I_{th}$)，(e)280 mA($1.75 \times I_{th}$)，(f)320 mA($2.00 \times I_{th}$) の時のビームプロファイルである．この時に縦方向と横方向を近視野像に再結像している．上に島の様な形状が見られるが，それはレンズやアライメントにより発生するため，ブロードエリア半導体レーザの近視野像との直接的な関係性はないと考えられる．

初めに注入電流が 165 mA($1.03 \times I_{th}$) の図 3.12(a) において，背景の黒より若干明るい灰色状の分布はブロードエリア半導体レーザの自然放出光の分布であると考えられる．その分布の中央よりやや左付近に発光領域が見える．注入電流を 180 mA($1.13 \times I_{th}$) まで増加させた図 3.12(b) において，光強度分布は左右に広がるり，右側に灰色の島が見える．自然放出光との光強度差は拡大していくため，裾野の灰色の成分は自然放出光ではない．注入電流が 200 mA($1.25 \times I_{th}$) の図 3.12(c) において，図 3.12(b) から大きな島の大きさはほとんど変わっていないものの横方向のピークが二つに分裂していることが分かる．注入電流が 220 mA($1.38 \times I_{th}$) の図 3.12(d) において，図 3.12(b)，(c) からピークの数が増加していることが分かる．更に，右側の小さな島が明確に観測されるようになっている．次に注入電流を 280 mA($1.75 \times I_{th}$) まで増加させた図 3.12(e) では，ピークの数が増加したままである

が、右側の島はより光強度が増加している。注入電流が (f) 320 mA ($2.00 \times I_{th}$) の図 3.12(f) において、図 3.12(e) では三つのピークの左側がやや広いが、(f) においては狭くなり、それぞれの山の境目が明確に観測できる。

続いて 360-500 mA ($2.25 - 3.13 \times I_{th}$) のビームプロファイルを図 3.13 に示す。図 3.13 の (a)-(f) にて注入電流がそれぞれ、(a) 360 mA ($2.25 \times I_{th}$)、(b) 400 mA ($2.50 \times I_{th}$)、(c) 420 mA ($2.63 \times I_{th}$)、(d) 440 mA ($2.75 \times I_{th}$)、(e) 470 mA ($2.94 \times I_{th}$)、(f) 500 mA ($3.13 \times I_{th}$) の時のビームプロファイルである。注入電流が 360 mA ($2.25 \times I_{th}$) の図 3.13(a) において、3つのピークの右側と右側の島が強くなっている。注入電流が 400 mA ($2.50 \times I_{th}$) の時の図 3.13(b) から 440 mA ($3.00 \times I_{th}$) の時の図 3.13(c) までの注入電流において、それまで3つだったピークが4つとなっている。

注入電流を更に増加させていくと、図 3.13(d) において右側に島がある近視野像から、最終的に図 3.13(e),(f) のような左側に強いピークがあり、隣に弱く大きなピーク、更に隣に二つのピークが存在するような形状となる。このような変化は注入電流の増加により発生するが、明確な原因はわかっていないものの第 3.4 節の図 3.9 にあるような大幅な周波数スペクトルの変化とほぼ同じパラメータで発生しているため、フィラメンテーション発振の始まりであると考えられる。

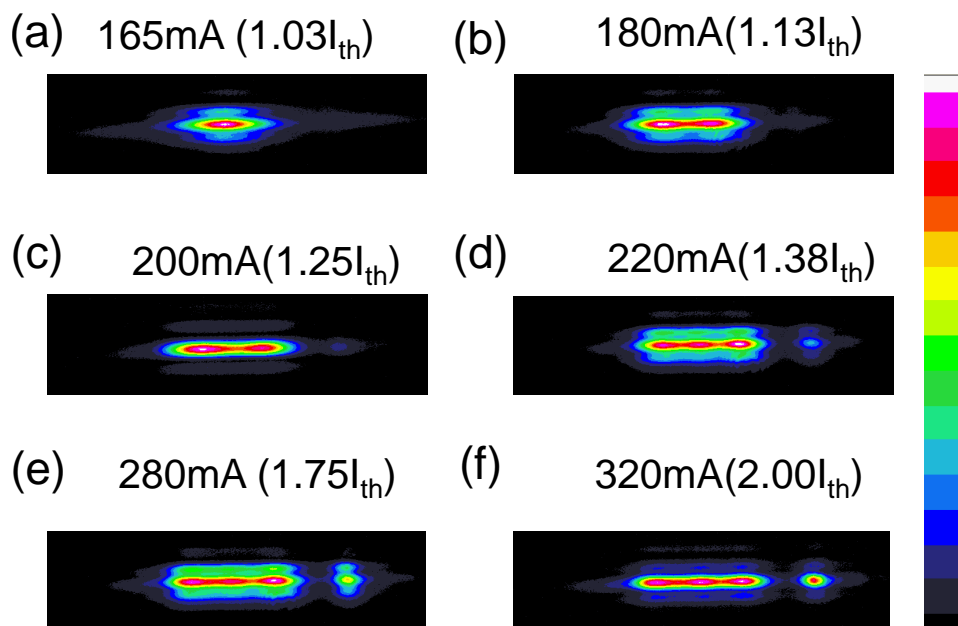


図 3.12: 注入電流変化時の BAL のビームプロファイル (165-320mA, 戻り光無し)

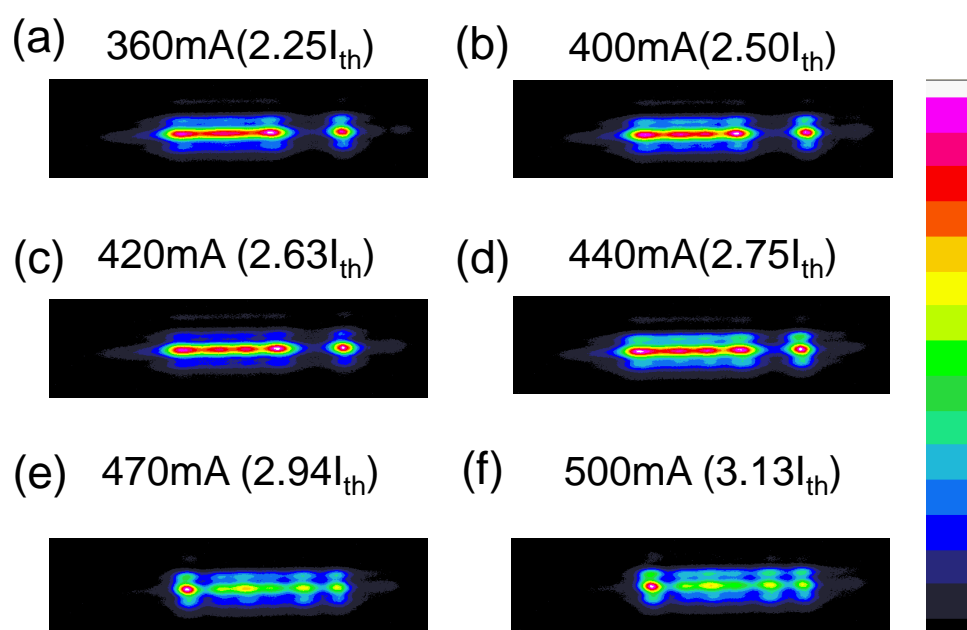


図 3.13: 注入電流変化時の BAL のビームプロファイル (360-500mA , 戻り光無し)

3.5.3 ブロードエリア半導体レーザの近視野像

第 3.5.2 節において近視野像のビームプロファイルを示したが，ここでは先ほどのビームプロファイルの横方向の断面を平均化した近視野断面を示す。

図 3.14(a)-(f) はそれぞれ図 3.12(a)-(f) のビームプロファイルに対応する近視野断面である。初めに注入電流が $165 \text{ mA} (1.03 \times I_{th})$ の図 3.14(a) において，わずかに強度が上がった所が自然発光成分であり，その中央よりやや左側に単一のピークが存在している。

注入電流を増加させ，図 3.14(b) においてピークが拡大し，二つに割れ始めている。また，右側の島状のピークも現れている。図 3.14(c) では (b) において割れ始めたピークが明確に二つのピークとなっている。図 3.14(d) になると二つのピークは結合し始めており，図 3.14(e) においてピークが 3 つとなっている。また，右側の島は図 3.14(d)-(f) にかけて徐々に増加している。

図 3.15(a)-(f) は，図 3.13(a)-(f) の近視野断面を示している。図 3.15(a) において図 3.14(f) と比較すると，3 つのピークの内左右のピークが鋭く狭くなり，中央のピークが鈍く広くなっている。図 3.15(b) において (a) で鈍くなったピークが二つに分裂し，合計 4 つのピークとなっていることが分かる。図 3.15(c) で左側 2 つ目以外のピークが強くなり，図 3.15(d) で先ほどのピークが鈍り，(e) で一番左側以外のピークが集まってきている。そして最後に図 3.15(f) において一番左側に大きなピーク，左から二番目に三つの結合したピークからなるピーク，そして右側に二つのピークが存在する近視野断面となる。

ここでビームプロファイルや近視野断面における右側の島が発生する理由について考察を行う。レーザの活性層における材料の不均一性が存在する場合，本来の注入電流分布とは異なる位置にて発振が開始する。しかしながら右側の島付近でのキャリア密度は上昇し続けるため，注入電流が上昇すると発振を開始する。また，右側の島が注入電流が $535 \text{ mA} (3.34 \times I_{th})$ まで完全には他のピークと結合しなかった原因として考えられるのが活性層内部での熱誘導の屈折率分布が発生し，ピーク付近での屈折率が高いため光導波路を独立して形成していると考えられる。

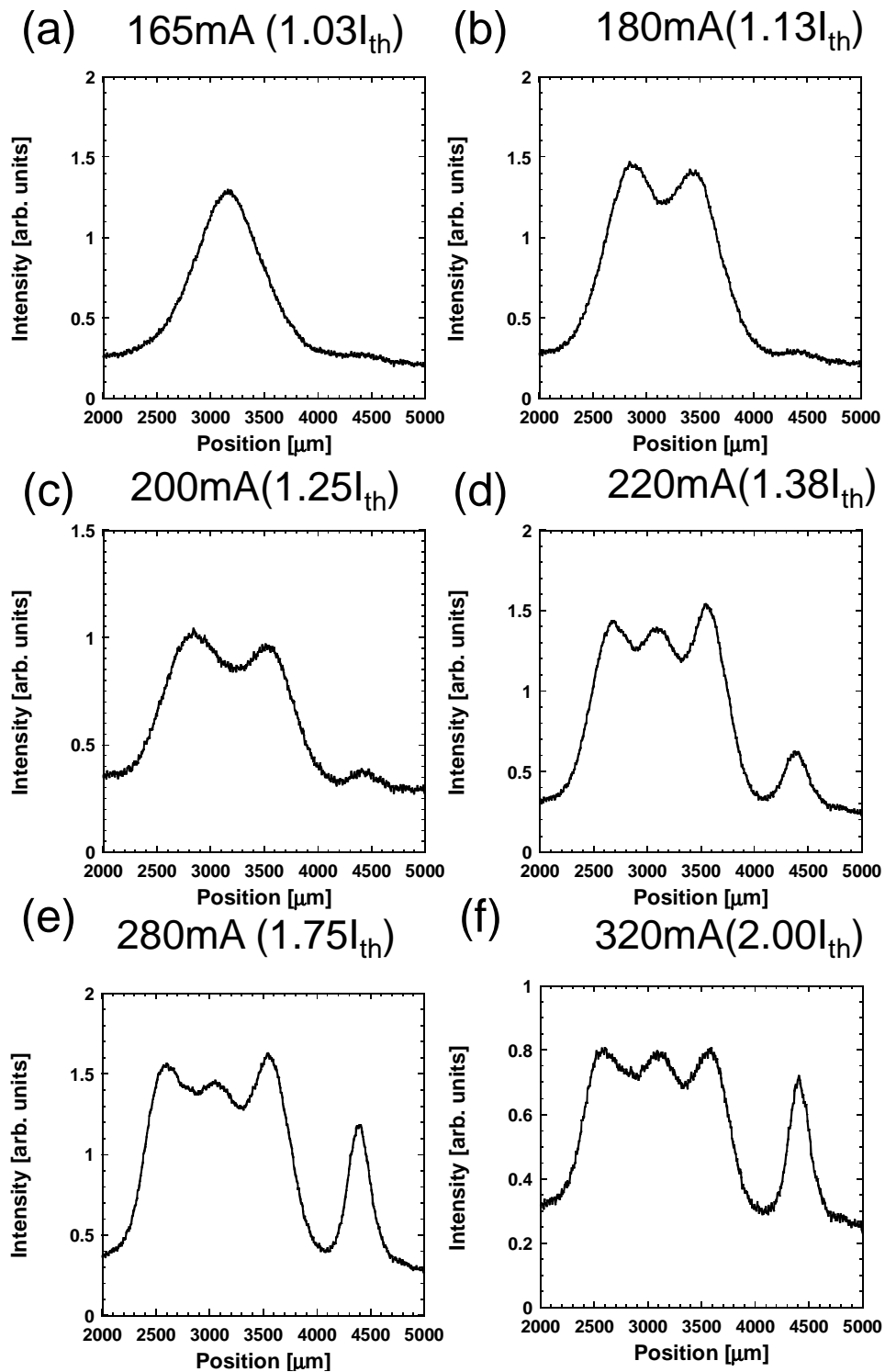


図 3.14: 注入電流変化時の BAL の近視野像 (165-320mA, 戻り光無し)

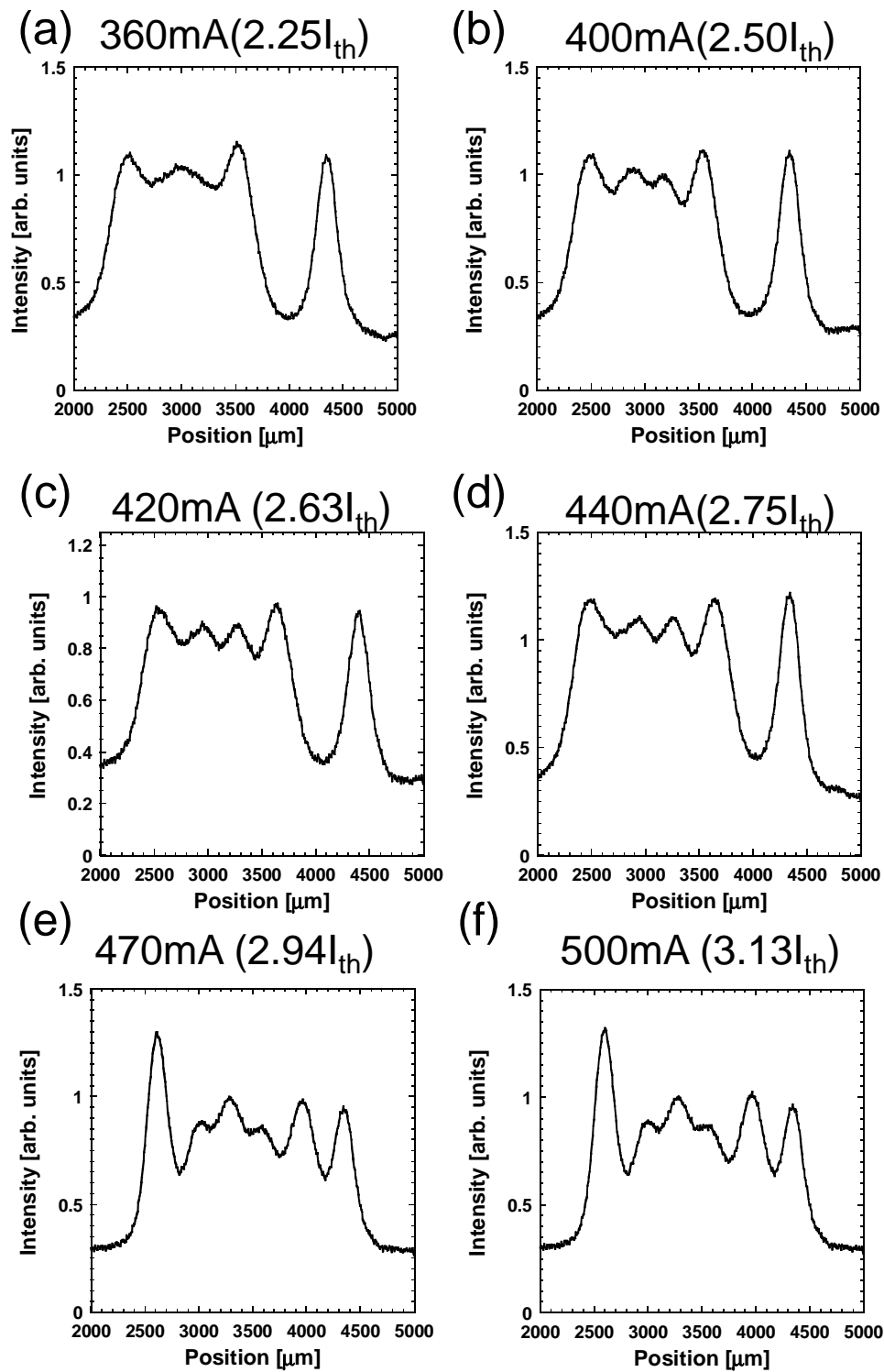


図 3.15: 注入電流変化時の BAL の近視野像 (360-500mA, 戻り光無し)

3.6 ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の波長特性調査

本節ではブロードエリア半導体レーザの温度変化時，注入電流変化時の光スペクトルの変化を調査する．

初めにブロードエリア半導体レーザの光スペクトルに関して説明する．図 3.16 に異なる温度におけるブロードエリア半導体レーザの光スペクトルを示す．図の横軸は光波長を表しており，図の縦軸は光強度を表す．この光強度は線形の値である．図 3.16(a) は設定温度を $19C^{\circ}$ に設定した時の光波長スペクトルであり，図 3.16(b) は設定温度を $28C^{\circ}$ に設定した時の光波長スペクトルである．図 3.16(a) を見ると，光波長のピークが複数発生していることが分かる．図 3.16(b) を見ると，複数のピークがある点に関しては一致しているが，光波長スペクトル全体が大幅に長波長側へシフトしていることが分かる．しかしながら，図 3.18 を見ると，スペクトル全体は温度変化に対して大きく動いているが，単一のピークは温度変化に対してゆっくりと動いていることが分かる．

そこで続いて図 3.17 に単一のピークに着目した時の温度変化時の波長の依存性の図を示す．横軸が温度，縦軸が単一のモードの波長を表している．図 3.17 を見ると (a) と (b) どちらも温度変化に対して波長が長い方へわずかに変化していることが分かる．図 3.17(a) の傾きは 0.0635nm/K ，(b) は 0.0603nm/K の変化量であった．

続いて図 3.18 は温度変化時のスペクトルを連続的にプロットしたブロードエリア半導体レーザの波長特性である．図 3.18(a) はレーザ 1 を，図 3.18(b) はレーザ 2 の図である．図 3.18 は横軸を温度，縦軸は波長としており，色の明るい所がパワーが高いことを表している．どちらも複数の波長ピークが存在しており，温度変化とともに波長が長い方へシフトしていることが分かる．スペクトル全体が大きく動いておりスペクトル全体のシフト量は図 3.18(a) は 0.271 nm/K であり，図 3.18(b) は 0.255nm/K であった．

最後に注入電流変化時の光スペクトルをプロットした図を図 3.19 に示す．図の横軸が波長で，縦軸が注入電流変化を表す．また，色の明るさがパワーの高さを表している．注入電流の増加に伴い光スペクトルの全体の幅が広がり，長い波長へとシフトしている．図 3.19(a) は 300 mA 付近で光スペクトルの幅が最大となりその後は縮まっている．図 3.19(b) は 250 mA 付近で光スペクトルの幅が最大となっており，その後は図 3.19(a) と同様に縮まっていることが分かる．

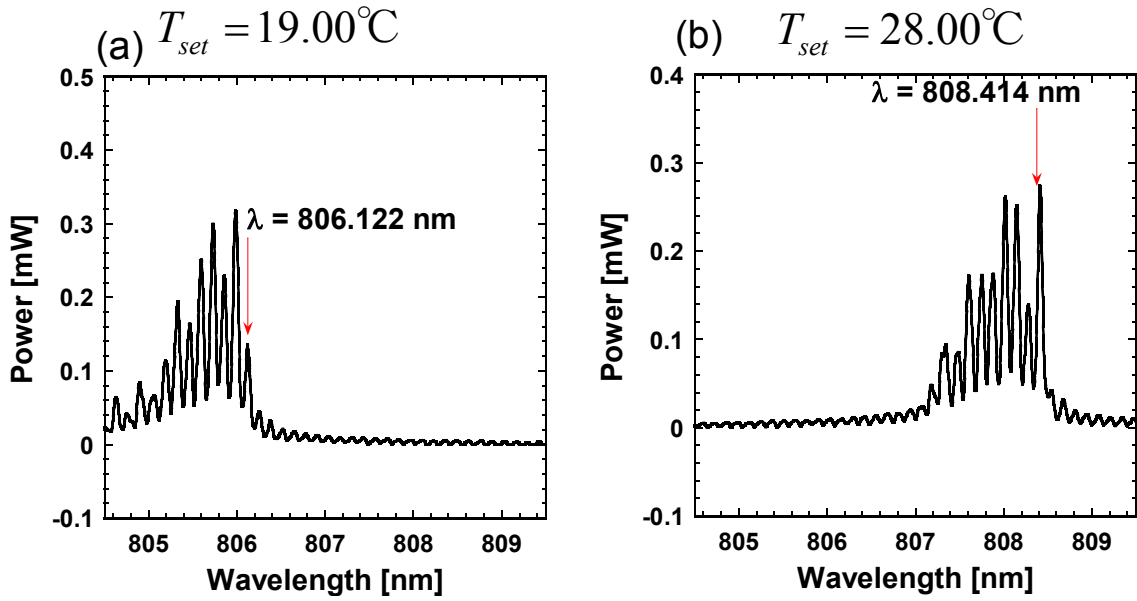


図 3.16: 温度変化時のブロードエリア半導体レーザの変化 (a) 19°C と (b) 28°C .

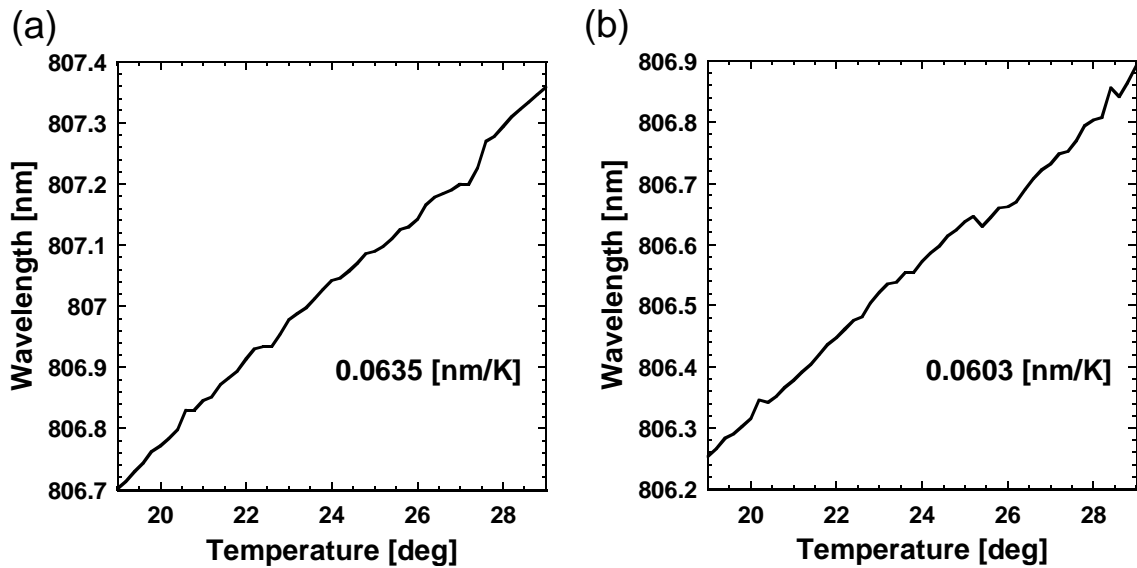


図 3.17: 温度変化時のブロードエリア半導体レーザの波長特性 (単一のピークに着目) (a) レーザ 1 , (b) レーザ 2

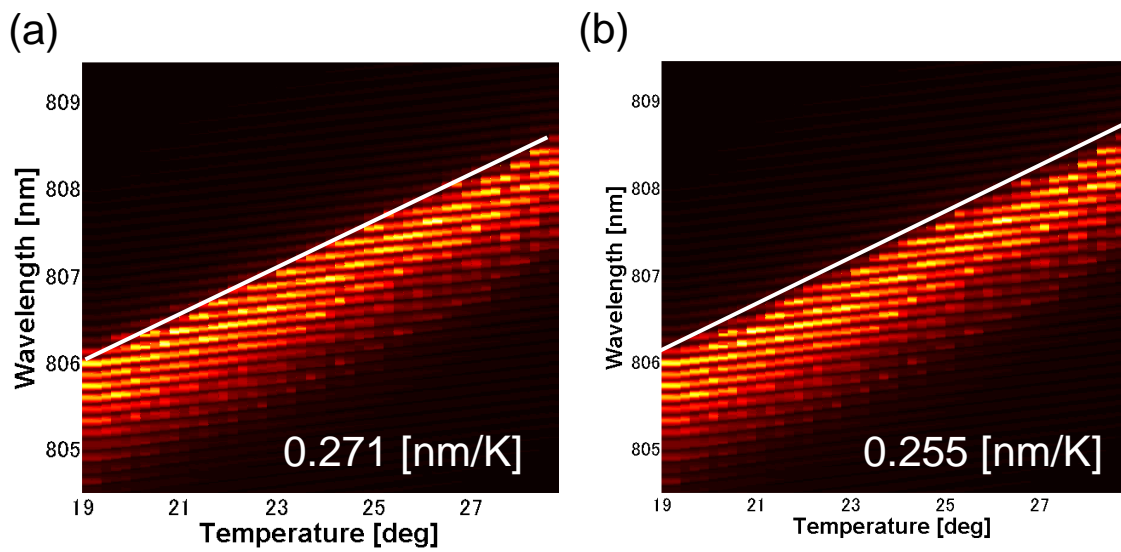


図 3.18: 温度変化時のブロードエリア半導体レーザの波長特性 (a) レーザ 1 , (b) レーザ 2

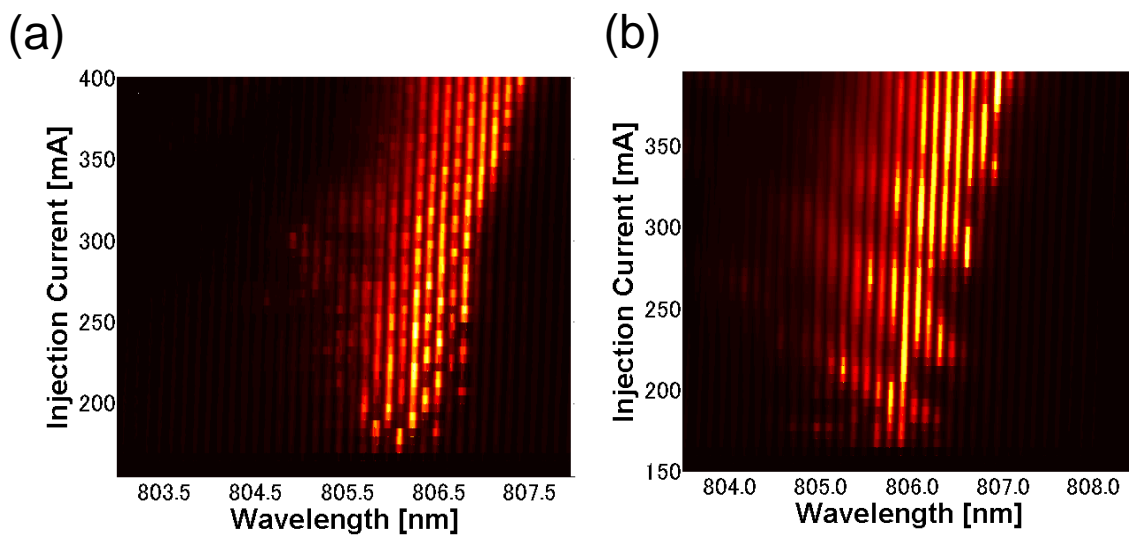


図 3.19: 注入電流変化時のブロードエリア半導体レーザの波長特性 (a) レーザ 1 , (b) レーザ 2

3.7 まとめ

本章において、戻り光を有するブロードエリア半導体レーザ (BAL) の発振実験を行い、時間波形と周波数スペクトルを観測した。戻り光を付加していない時のブロードエリア半導体レーザでは注入電流を増加することで高い周波数の周期成分が発生し、周波数スペクトルのピークの数が増加と減少を繰り返した。周期成分の中には 10 GHz 以上の周波数成分のピークも存在する。戻り光を付加した時のブロードエリア半導体レーザでは注入電流を増加することで外部共振周波数のピーク間隔を有するカオスのピークが拡大し、周波数帯域も注入電流とともに増加した。また、この時に 13.3 GHz の広帯域なカオスを観測した。

また、注入電流変化時のブロードエリア半導体レーザ (BAL) のビームプロファイルとその横方向の断面を平均化した近視野断面を示した。近視野像を再結像する方法として 4f セットアップを用いてレーザビームプロファイラ上に結像した。注入電流を変化させたところ、ブロードエリア半導体レーザの光強度分布は初期の発光幅よりも横方向に拡大し、複数のピークに分裂したり新たなピークが発生した。ピークが発生するときには既にあるピークが二つに分裂する。または二つのピーク間に新たなピークが発生した。

最後に温度変化時、注入電流変化時の光スペクトルの変化を調査した。温度変化においては単一のピークに着目すると波長の長波長側へのシフトは 0.0635nm/K 、 0.0603nm/K と小さいが、スペクトル全体で観測すると光スペクトルの長波長側へのシフト量は 0.271nm/K 、 0.255nm/K と大きな変化を示すことが分かった。また、注入電流変化時の光スペクトルの変化を調査したところ、光スペクトルが広がりながら長波長側へとシフトしていることが分かった。

第4章 ブロードエリア半導体レーザの 位相ダイナミクスの観測実験

第3章において、戻り光を有するブロードエリア半導体レーザは10 GHzを超える高速振動が得られることを示した。ブロードエリア半導体レーザを用いた高速物理乱数生成において問題となる現象に反位相ダイナミクスが挙げられる。反位相ダイナミクスとはモード間におけるキャリア密度の取り合いにより光強度が交互に強くなる現象のことである。ブロードエリア半導体レーザはそのGHzオーダーの時空間不規則振動を空間的に分割することで別々のカオス的時間波形が得られることが考えられ、高速物理乱数生成の並列化が期待される。ブロードエリア半導体レーザにおいて空間分割された光強度間において反位相ダイナミクスが存在する場合、空間分割した光強度間に相関が発生する。つまり、並列に生成された乱数間においても相関が発生し、ランダム性の低下が予測される。そこで、本章においてはブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを空間的に光強度を分割することで調査する。

4.1 戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザ (BAL)の反位相ダイナミクスの調査実験

本節において戻り光を有するブロードエリア半導体レーザを空間的に分割し、部分強度を得る。戻り光がある場合を調査する理由として、高速物理乱数生成において戻り光を付加することを想定しているからである。また、全強度と部分強度を比較することで反位相ダイナミクスの存在を調査する。

4.1.1 実験装置図

本小節において戻り光を有するブロードエリア半導体レーザを空間的に分割するための実験装置を図 4.1 に示す．また，実験風景を図 4.2 に示す．そして，実験装置のリストを 4.1 に示す．実験に使用したレーザは，第 3 章で使用した物と同じレーザ (L10452-7, 浜松ホトニクス, 809 nm) を使用している．ブロードエリア半導体レーザから出射した光は非球面レンズとシリンドリカルレンズを組み合わせたコリメートレンズにより平行ビームとなる．平行ビームとなった光はビームスプリッタ (Beam Splitter, BS, 比率:50 : 50) により二方向に分割し，直進する光は反射鏡によりブロードエリア半導体レーザに戻り光として付加され，カオスを発生させる．この時の戻り光量は可変減光フィルタにより調節可能である．この外部共振器の内部にはレンズが二つ共焦点位置に配置されており，鏡の位置において近視野像が再結像される 4f セットアップとなっている．そのためレーザにフィードバックされる光は近視野像で戻るようになっている．また，外部共振器長は第 3 章とは異なり 54.1 cm であった．外部共振周波数も $f_{ext} = 277$ MHz となった．一方で，BS(70 : 30) に反射した光は光アイソレータを通り，対物レンズ (Objective Lens)1 と対物レンズ 2 により光ファイバ (Fiber)1 と光ファイバ 2 に集光される．ファイバ 1 では全体の光強度 (全強度) を取得している．また，光アイソレータの前後にあるレンズはコリメートレンズから共焦点距離に配置されており，可変スリット (Slit) の位置に近視野像が再結像されるようになっている．これにより一部の光だけを抽出して光ファイバに集光することで部分的な光強度 (部分強度) を取得している．これにより，全強度と部分強度を同時に取得することを可能としている．光ファイバに集光された光は光検出器 (Photo Detector, PD) により電気信号に変換された後，電気信号増幅器 (Amplifier, Amp) により電気信号を増幅される．増幅された電気信号はデジタルオシロスコープ (Digital Oscilloscope) や RF スペクトラムアナライザ (Spectrum Analyzer) に伝送される．デジタルオシロスコープでは光強度の時間波形を，RF スペクトラムアナライザでは時間波形に対応する周波数スペクトルを観測することが可能である．

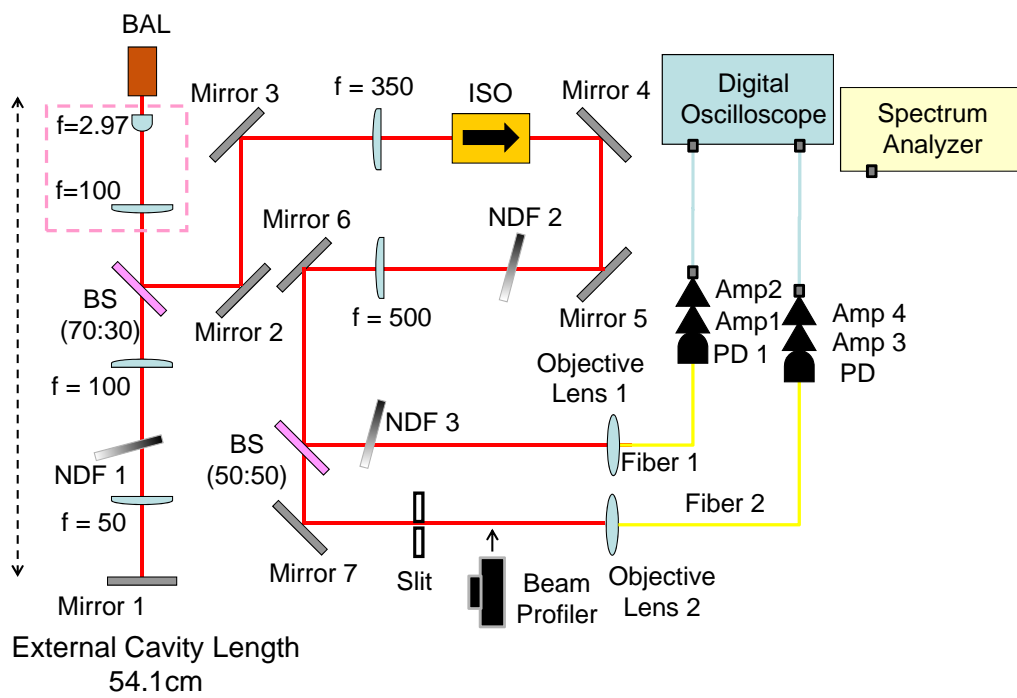


図 4.1: BAL ビーム分割用実験装置図

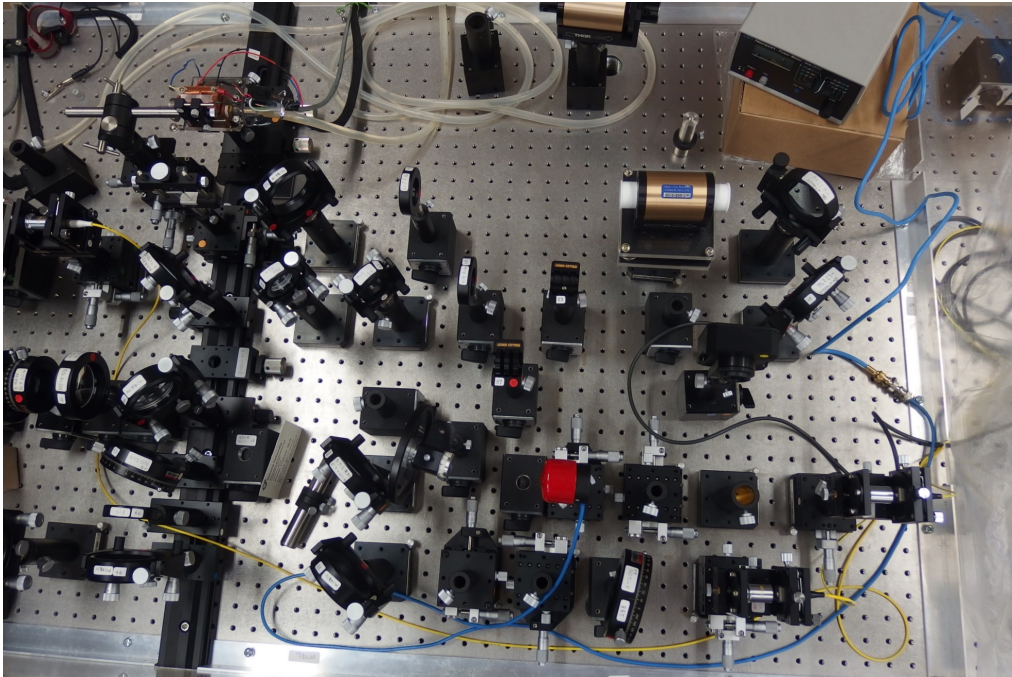


図 4.2: BAL ビーム分割用実験風景

表 4.1: BAL 横モード分割用実験装置表

名前	会社名	型番	記号	シリアル番号
CW レーザダイオード	浜松ホトニクス	L10452-07 (809 nm)	BAL	1012-002
LightPath 枠付きガラス非球面レンズ $f = 2.97$	LightPath	64807-L	$f = 2.97$	
シリンドリカルレンズ $f = 100$	Edmund Optics	69751-L	$f = 100$	
球面平凸レンズ $f = 100$	シグマ光機	SLB-30-100P	$f = 100$	
球面平凸レンズ $f = 50$	シグマ光機	SLB-30-50P	$f = 50$	
球面平凸レンズ $f = 350$	シグマ光機	SLB-30-350P	$f = 350$	
球面平凸レンズ $f = 500$	シグマ光機	SLB-30-500P	$f = 500$	
ビームスプリッタ 70 : 30			BS(70 : 30)	
ビームスプリッタ 50 : 50			BS(50 : 50)	
アルミ平面ミラー	シグマ光機	TFAN-50C08-10	Mirror 1	
			Mirror 2	
			Mirror 3	
			Mirror 4	
			Mirror 5	
			Mirror 6	
			Mirror 7	
可変減光フィルタ	シグマ光機	VND-50	NDF 1	
			NDF 2	
			NDF 3	
吸収型減光フィルタ	Newport	FSR-OD400	ANDF	
光アイソレータ	Thorlabs	IO-5-TIS2-HP	ISO	
光検出器 (空間用)	Newport	818-SL	記号無し	
光パワーメータ (空間用)	Newport	1815-C	記号無し	
可変スリット	Newport	SV-0.5	Slit	
対物レンズ	シグマ光機	OBL-10	Objective Lens 1	
			Objective Lens 2	
シングルモードファイバ	フジクラ	FFC-2PS-SPC-2M-SMC10 / 125-S	Fiber 1	
			Fiber 2	
レーザフォーカシングホルダ	シグマ光機	FOPT	記号無し	
光検出器 (ファイバ用)	New Focus	1434 (帯域:25 GHz)	PD 1	4536
			PD 2	4539
電気信号増幅器	New Focus	1422-LF (帯域:20 GHz)	Amp 1	0758
			Amp 2	0734
			Amp 3	0757
			Amp 4	0703
オシロスコープ	Tektronix	DPO71604B (帯域:16 GHz)	Digital Oscilloscope	B110609
RF スペクトルアナライザ	Agilent	N9010A(帯域:26.5 GHz)	Spectrum Analyzer	MY49060974
レーザビームプロファイラ	COHERENT	LaserCam-HR(1098577)	Beam Profiler	0888H12R

4.1.2 戻り光カオス発生時のブロードエリア半導体レーザの空間強度分割

本小節において空間分割されたブロードエリア半導体レーザの時間ダイナミクスを示す．まず初めにブロードエリア半導体レーザの近視野強度分布を図 4.3 と図 4.4 に示す．図 4.3(a) を見ると，ブロードエリア半導体レーザの近視野強度分布は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.13 倍の時には二つのピークが存在していることが分かる．図 4.3(b) から図 4.3(f) までを見ると，注入電流の増加に伴いピークの数が増加している．更に注入電流を増加させた図 4.4(a)-(c) においてピーク数は 4 つから 5 に増加し，図 4.4(d),(e) において最終的には 6 個となった．本研究においては，このピークに対応する位置に可変スリットを配置することで各ピークに対応するビーム (以下部分強度) を抽出する．ここで，実際の実験手順を説明する．

まず初めに Fiber 1 側と Fiber 2 側のアライメントを行う．これは，1 つの光ファイバでは全強度と部分強度を同時に取得することはできない，そこで Fiber 2 は Fiber 1 のコピーであることを想定している．そのため実験中では Fiber 2 側はスリットで塞いでしまうため，実験前に一度 Fiber 1 と Fiber 2 に入射する横モードを一致させることでそれを達成させている．Fiber 1 と Fiber 2 は同じ光を別な位置で観測しているだけなためアライメントが上手く行けば理論上は Fiber 1 と Fiber 2 の時間波形の相関値が 1 となるはずである．しかし，実験装置のノイズやアライメントの困難性，更には注入電流の増加に伴いビーム形状も変化するため相関値の目標は 0.9 以上としている．つまり，低い注入電流から高い注入電流にかけて相関値が 0.9 以上となればアライメントに成功したといえる．次に行うのがビームプロファイルの取得である．まず初めにスリットを配置していない全強度を観測する．全強度を取得後，続いて Fiber 2 側にスリットをピーク位置に配置し部分強度を取得する．この時どの位置にスリットを配置したかを記録しておく．またこれ以降，注入電流を変化させる時までスリットを外してはならない．次に全強度と各部分強度の時間波形，RF スペクトルを取得する．部分強度を取得する時の時のスリットの位置は先ほど記録したスリットの位置に従って行う．この注入電流におけるデータを取得し終わったらスリットを外し，注入電流を増加させる．以上の操作を繰り返すことで本研究におけるデータを取得した．

実際に抽出された部分強度と全強度の時間波形を図 4.5 と 4.6 に示す．図 4.5 の注入電流の値は，(a) $I = 1.13I_{th}$ ，(b) $I = 1.31I_{th}$ ，(c) $I = 1.50I_{th}$ ，(d) $I = 1.69I_{th}$ ，(e) $I = 1.88I_{th}$ ，(f) $I = 2.06I_{th}$ であり，図 4.6 は，(a) $I = 2.25I_{th}$ ，(b) $I = 2.44I_{th}$ ，(c) $I = 2.63I_{th}$ ，(d) $I = 2.81I_{th}$ ，(e) $I = 3.00I_{th}$ となっている．図 4.5(a) は注入電

流がレーザ発振しきい値の 1.13 倍の時の時間波形である．黒線が全強度で赤線が図 4.3 のピーク a を抽出した時の部分強度である．図 4.5(a) における全強度を見ると，低速な振動成分が支配的であることが分かる．一方部分強度は高速な振動成分と低速な振動成分が存在していることが分かる．また，全強度と部分強度の包絡成分が一致しているように見える．また，図 4.5(b) も図 4.5(a) と同様の傾向が見て取れる．しかしながら，図 4.5(c) を見ると，全強度にも高速な振動成分が発生しておりそれは部分強度よりも高速であることが分かる．また，部分強度において全強度に見られるような低速な振動成分が消失していることが分かる．この傾向は図 4.5(d) から (f) に至るまでに見られることが分かる．続いて図 4.6(a) はレーザ発振しきい値の 2.25 倍の時の全強度と部分強度の時間波形である．再び全強度においては低周波数成分が支配的となり，部分強度においては低周波数成分と高周波数成分が観測できる．しかし，全強度と部分強度の包絡成分を見ると全強度では山状であるが，部分強度では谷のようになっており，若干反位相のように見える．その後の図 4.6(b) から (c) までは (a) のような特徴が見られなくなり，部分強度には高速な振動成分のみが観測される．最後に図 4.6(d) と (e) は全強度においても高速な振動成分と低速な振動成分が共存しており，より不規則な振動をしていることが分かる．一方で，部分強度においては中程度の周波数成分のみが観測されることが分かる．しかしながら，カオス的な時間波形は複雑に振動しているため，時間波形を見ただけでは振動成分における位相関係を判別することが難しい．

次に図 4.5 と 4.6 の時間波形に対応する RF スペクトルを図 4.7 と 4.8 に示す．図 4.7(a) の上部にある黒線が全強度で下部にある赤線が最も左側の a と書かれたピークに対応している．また，図 4.7(a) の全強度は低周波数成分に大きなピークが存在していることが分かる．一方部分強度では，低周波数成分のピークは全強度よりも低い，高周波数成分においては全強度を上回るパワーを有していることが分かる．このように，全強度にはない周波数成分が部分強度に存在している場合，部分強度間において反位相の弱め合いが存在していると考えられる．続いて図 4.7(b) について説明する．黒線の全強度を見ると低周波数成分が強く，高周波数成分と更なる高周波数成分 (以降中程度の周波数成分と高周波数成分とする) が弱いことが分かる．一方で赤線の部分強度を見ると低周波数成分は全強度よりも低い，中程度の周波数成分では全強度を上回っており，全強度にはない周波数成分が部分強度には存在するため，部分強度間にて反位相が発生していると考えられるが，高周波数成分は差が小さく位相関係は分からない．次に図 4.7(c) から (f) まで徐々に全強度において中程度の周波数成分と高周波数成分のパワーが増大していることが分かる．また，19 GHz 付近に新たな周波数成分が発生しているように見え，注入電流の増加に伴い高周波数側へシフトしている．続いて図 4.8 の説明を行う．図 4.8(a)，(b) は図 4.7(f) とほとんど同じであるが，図 4.7(c) になると大きくスペクトル形状が全

体的にパワーが増大し，カオス的なスペクトルに変化していることが見て取れる．
しかしながら，どの RF スペクトルを見ても，どの周波数が同位相でどの周波数が
反位相であるかを明確に判別することができないように見える．

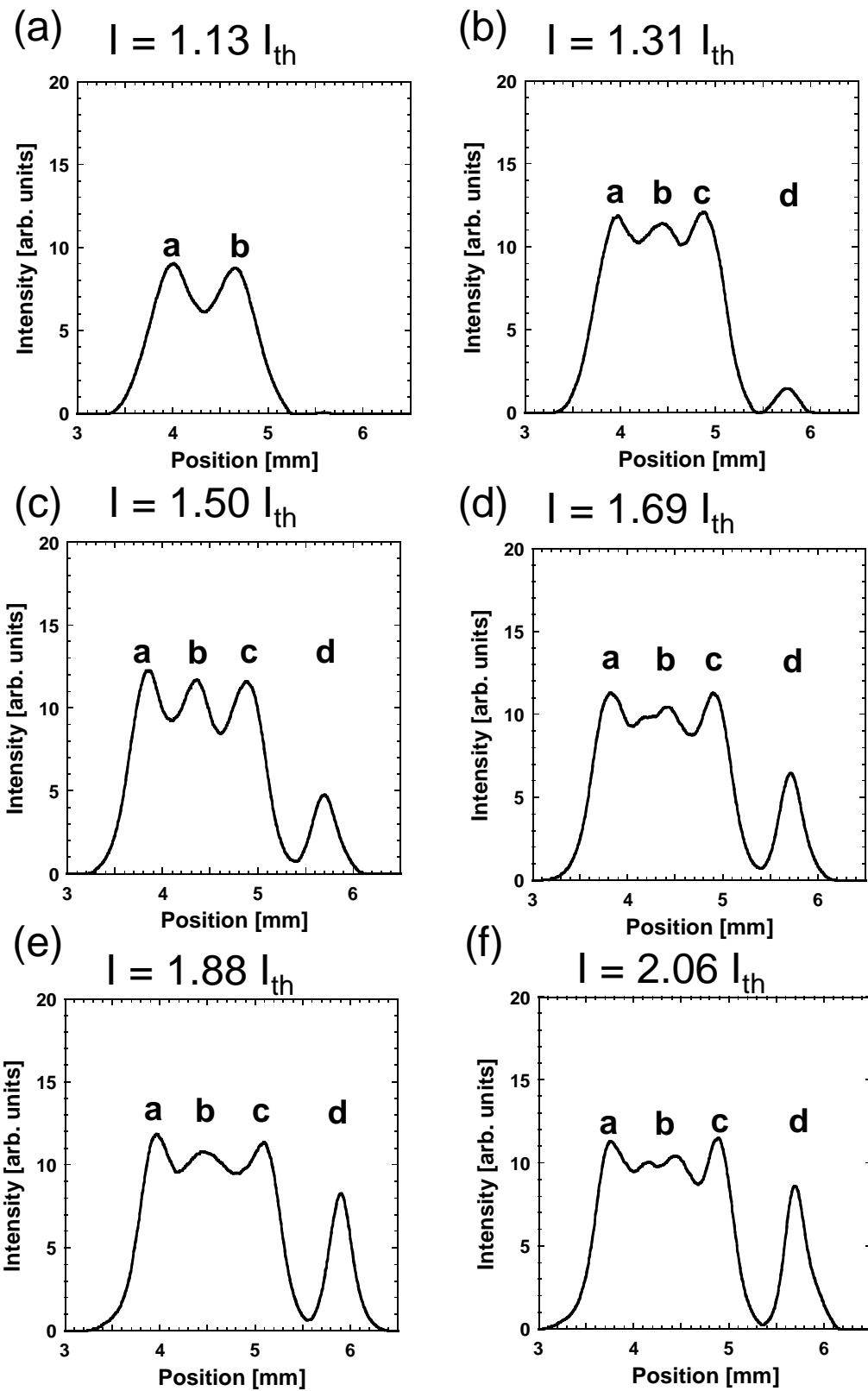


図 4.3: BAL の近視野像 . 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

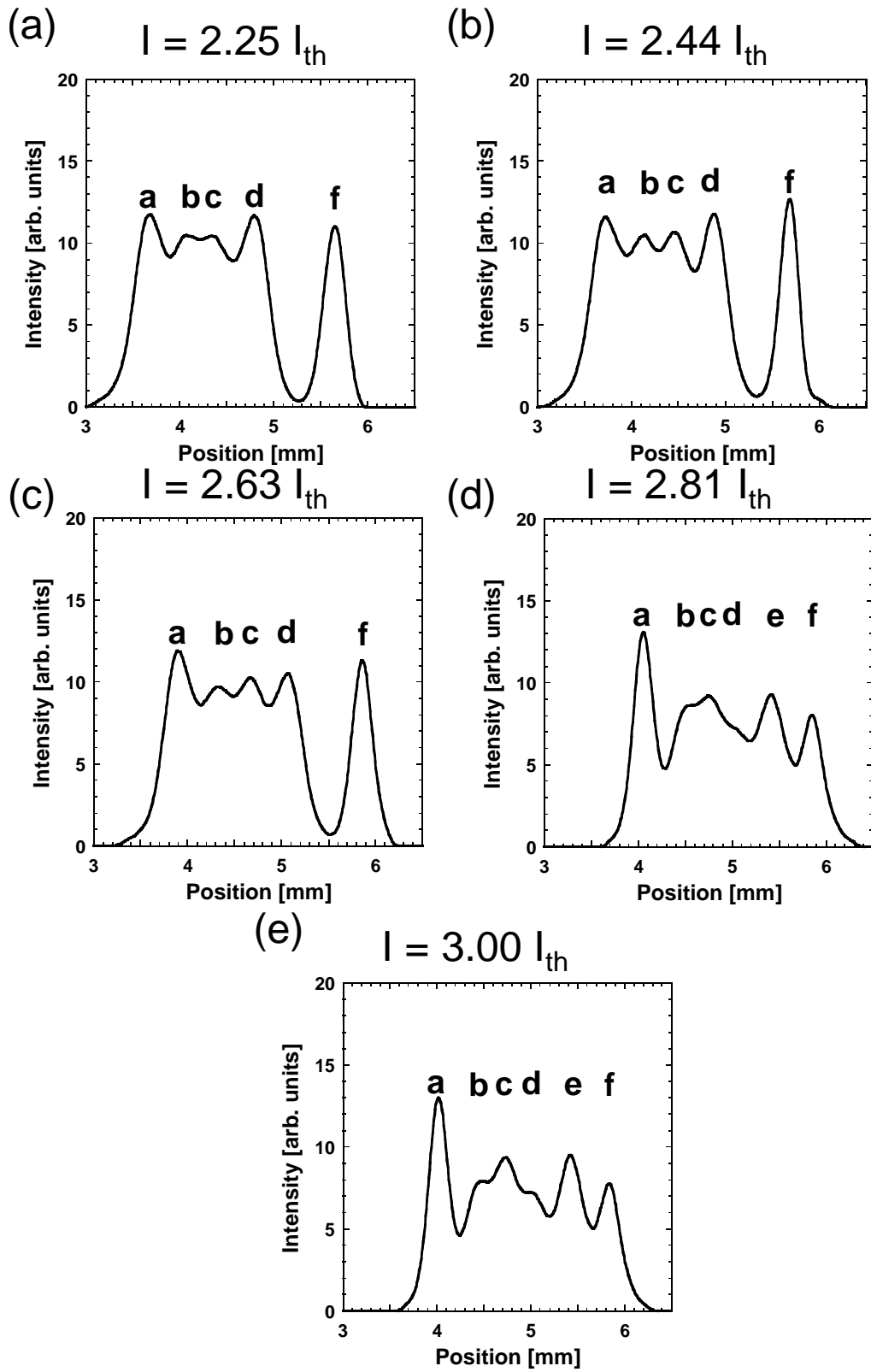


図 4.4: BAL の近視野像 . 注入電流が (a) $I = 2.25 I_{th}$, (b) $I = 2.44 I_{th}$, (c) $I = 2.63 I_{th}$, (d) $I = 2.81 I_{th}$ (e) $I = 3.00 I_{th}$ の時 .

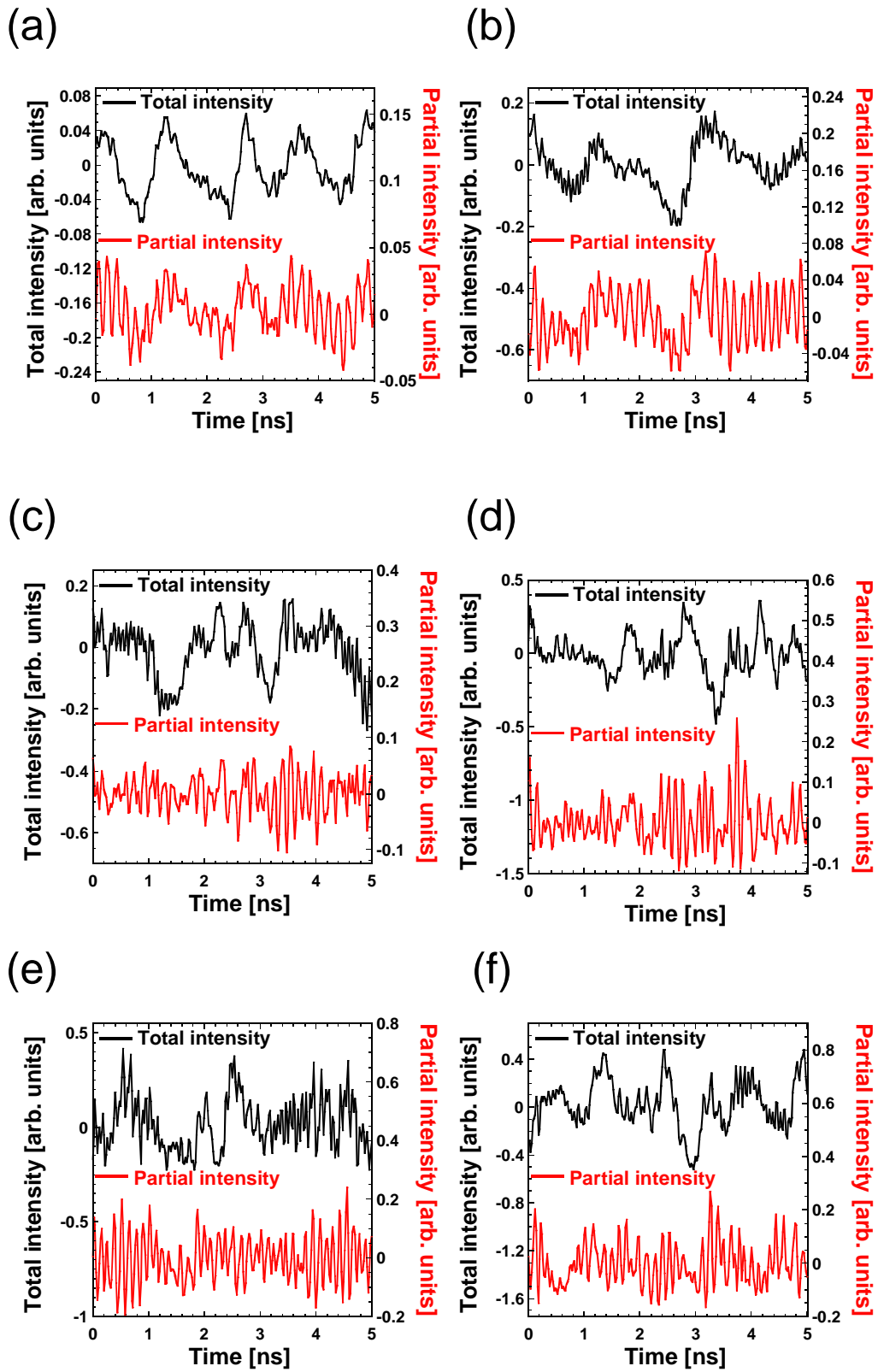


図 4.5: BAL の全強度と空間分割された部分強度の時間波形．注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時．

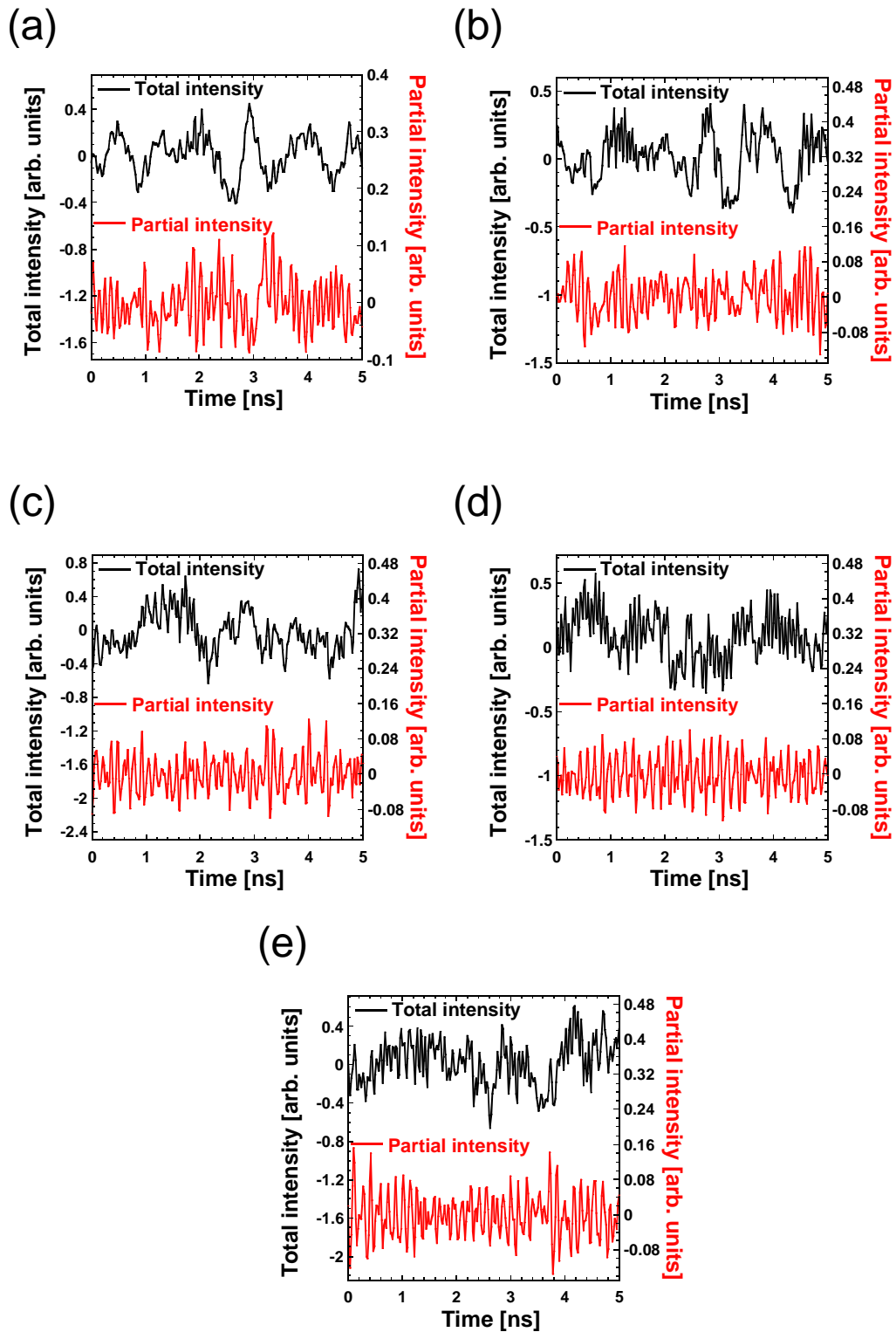


図 4.6: BAL の全強度と空間分割された部分強度の時間波形．注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時．

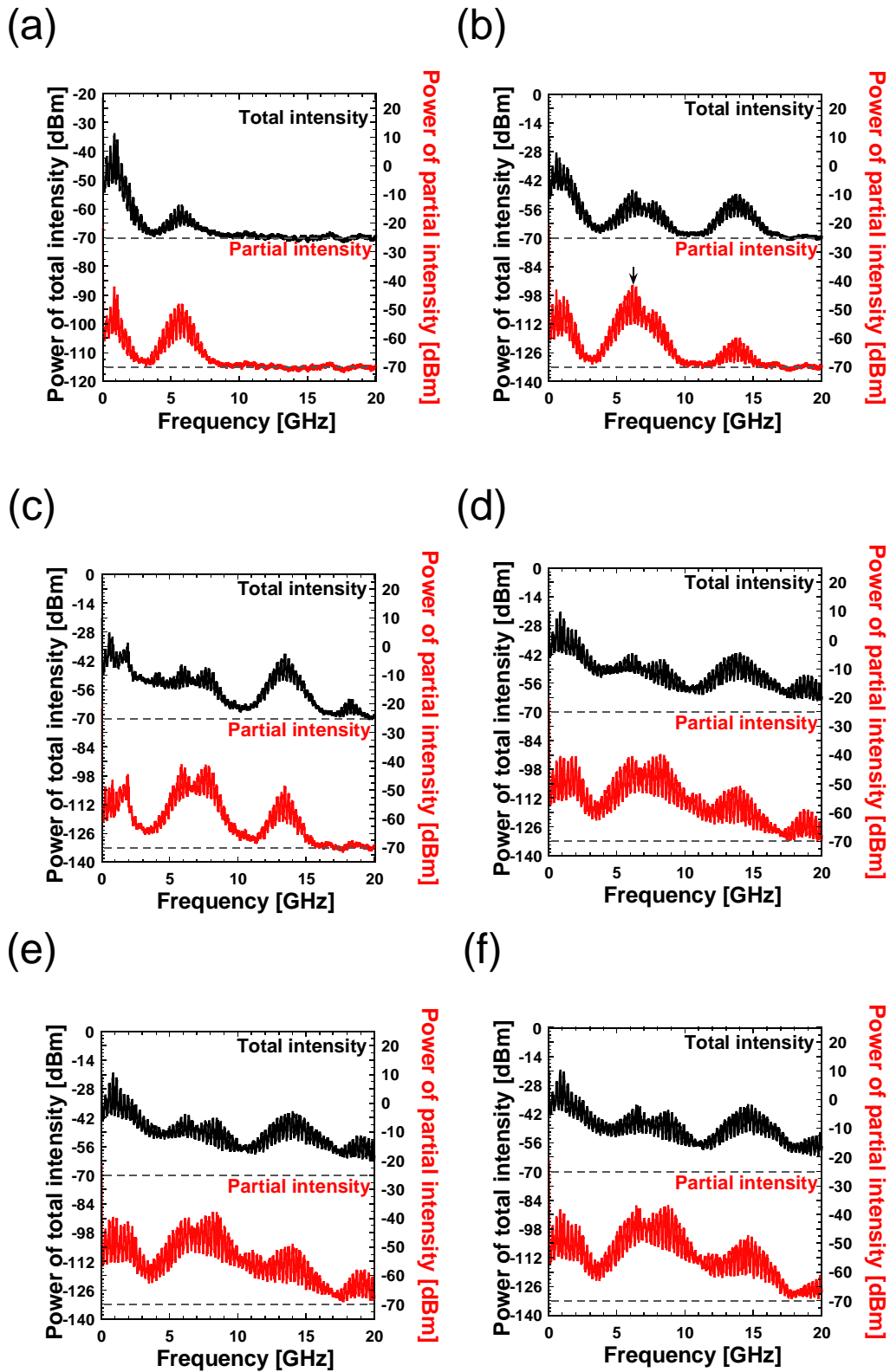


図 4.7: BAL の全強度と空間分割された部分強度の RF スペクトル．注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時．

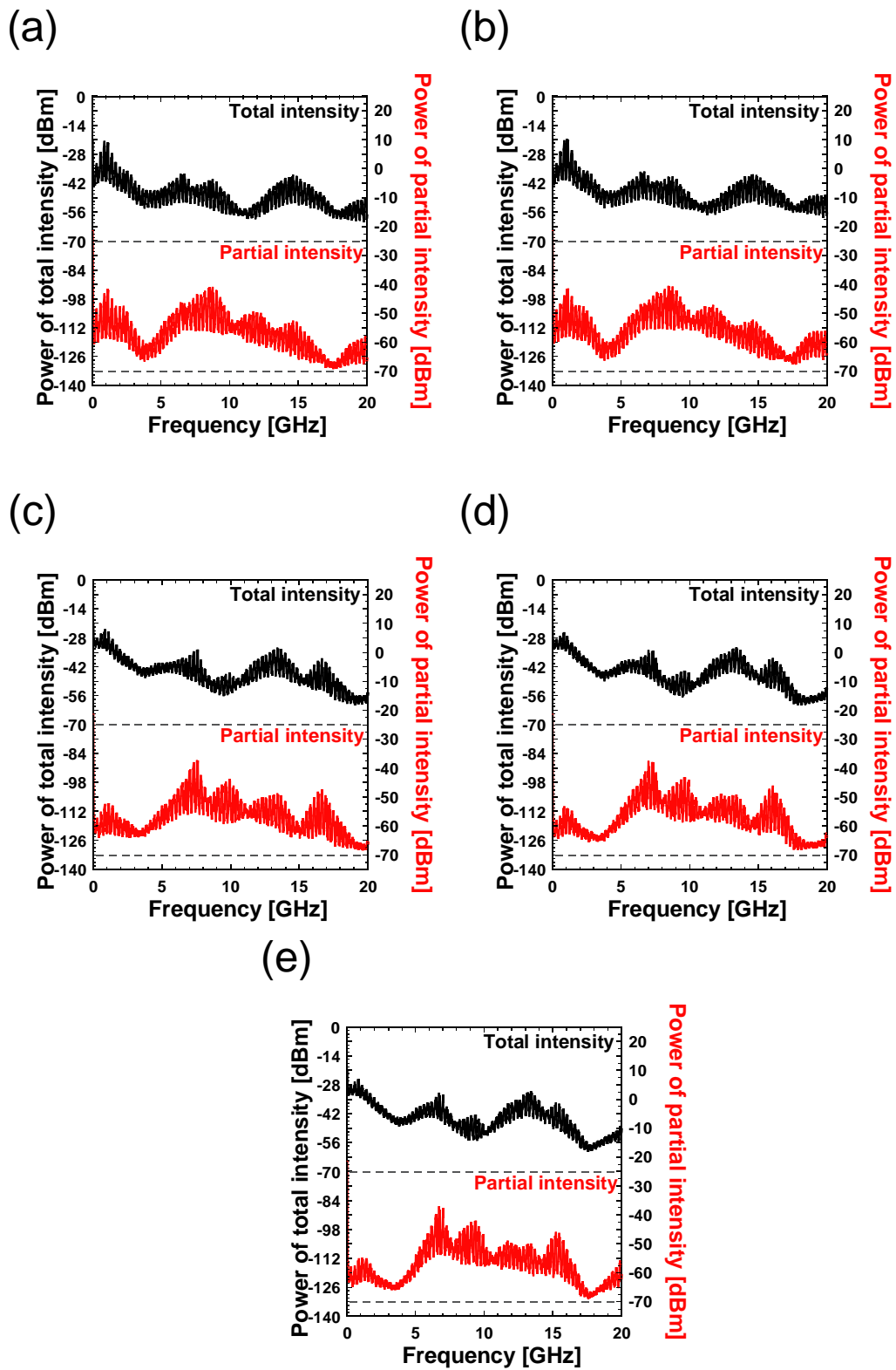


図 4.8: BAL の全強度と空間分割された部分強度の RF スペクトル . 注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時 .

4.1.3 反位相ダイナミクスの検出方法

4.1.2 節ではカオス的な時間波形を有する全強度と部分強度からでは部分強度間の位相関係を判別することは困難であることを示した．そこで本節では，RF スペクトルの和を用いた位相ダイナミクスを判定する方法が先行研究において提案されておりその方法について説明する [45]．まず初めに，ある周波数 f の RF スペクトルの密度を $P(f)$ とする．続いて，全強度の RF スペクトル密度は $P_{total}(f)$ とする．一方で，スリットを用いて抽出した部分強度は $P_i(f)$ ($i = 1, 2, 3, \dots, n$, n 個の部分強度のレーザ) となる．ここで部分強度の和を計算するが，その時に RF スペクトルを一度線形に直してから式 (4.1) のように各周波数成分毎に足し合わせ，再びデシベルに変換する．

$$P_{sum}(f) = \sum_{i=1}^n P_i(f) \quad (4.1)$$

ここで， $P_{total}(f)$ と $P_{sum}(f)$ を比較する．もし， $P_{total}(f)$ が $P_{sum}(f)$ よりも大きい場合は部分強度間において同位相の強め合いが発生しており，その周波数成分において同位相ダイナミクスが発生している．一方で， $P_{sum}(f)$ が $P_{total}(f)$ よりも大きい場合は部分強度間において反位相の弱め合いが発生しており，その周波数成分においては反位相ダイナミクスが発生していることを表している．これをまとめると以下のようなになる [45]．

$$\text{同位相: } P_{total}(f) > P_{sum}(f) \quad (4.2)$$

$$\text{反位相: } P_{total}(f) < P_{sum}(f) \quad (4.3)$$

式 (4.1) により計算された部分強度の RF スペクトルの和を図 4.9 と図 4.10 に示す．また，注入電流のパラメータはそれぞれ図 4.7 と 4.8 に対応している．図 4.9(a) を見ると，0.8 GHz の低周波数成分においては全強度の方が大きく同位相ダイナミクスが発生している．一方で，5.8 GHz 付近の中程度の周波数成分においては全強度よりも部分強度の和の方が大きく，反位相ダイナミクスが発生していることが分かる．このように，全強度と部分強度を比較することで位相ダイナミクスを判定することは可能であるが分かりづらい．そこで本研究において，全強度と部分強度の差を計算する，式は以下の通りである．

$$\Delta P(f) = P_{total} - P_{sum} \quad (4.4)$$

この計算により同位相か反位相かを $\Delta P(f)$ が正か負かにより判定することが可能となる．つまり，

$$\text{同位相: } \Delta P(f) > 0 \quad (4.5)$$

$$\text{反位相: } \Delta P(f) < 0 \quad (4.6)$$

となる．ここでは全強度と部分強度の和の差を計算するときノイズレベルを -60dBm に設定している．その理由としては，RF スペクトルにはノイズが存在しており，以降の周波数成分がノイズレベルの場合，部分強度の和を計算すると部分強度の数だけノイズレベルの周波数成分も足し合わせてしまうため，部分強度の和のノイズレベルが全強度よりも高くなってしまふ．ここで全強度と部分強度の差を計算するとノイズレベルの周波数では必ず負の値となってしまうのを防ぐためである．

図 4.11 と図 4.12 は全強度と部分強度の和との差分である $\Delta P(f)$ のスペクトルとなっており，それぞれ図 4.9 と図 4.10 に対応している．また，各図の注入電流は図 4.9 と図 4.10 と同じである．図 4.11(a) は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.13 倍の時の全強度と部分強度の和との差分である．先程述べたように 0 から 2.4 GHz の低周波数成分においては正の値の同位相ダイナミクスであり，4.2 から 7.2 GHz の中程度の周波数成分においては負の値の反位相ダイナミクスとなっていることが分かる．続いて図 4.11(b) においては図 4.11(a) と同様に低周波数成分においては同位相ダイナミクスが発生し，中程度の周波数においては反位相ダイナミクスであるが，14 GHz 付近の高周波数成分においては正の値の同位相ダイナミクスが再び発生していることが分かる．その他の図 4.11 の (c) から (f) を見ると，全強度と部分強度の和との差のスペクトルが連続しているが，図 4.11(b) と同じ傾向があることが分かる．また，図 4.12(a) と (b) も同様に，低周波数成分にて同位相ダイナミクスが発生し，中程度の周波数成分にて反位相ダイナミクスが存在しており，そして高周波数成分にて同位相ダイナミクスが再び発生していることが分かる．図 4.12(c) から (e) は RF スペクトルの形状が大きく変化した後の結果である．しかしながら，周波数領域は異なるものの低周波数成分にて同位相ダイナミクスが発生し，中程度の周波数成分にて反位相ダイナミクスが現れ，そして高周波数成分にて同位相ダイナミクスが再び発生しているという点では一致している．また，20 GHz 以上の周波数成分で反位相ダイナミクスと同位相ダイナミクスが発生していることが分かるが，20 GHz 以上は電気信号増幅器の周波数帯域である 20 GHz を超えているため，あまり正確な実験結果ではないと考えられる．

次に，注入電流を連続的に変化させたときの位相ダイナミクスの変化を調査する．まず，全強度の RF スペクトルの二次元図を図 4.13 (a) に示す．横軸が周波数で縦軸はレーザ発振しきい値で規格化した注入電流である．また，色が濃い所がパワーが高いことを表している．注入電流が低い場合は低い周波数成分しかないが，注入電流の増加に伴いより高い周波数成分が発生していることが分かる．また，黒い線はレーザの緩和発振周波数と対応しており，注入電流の増加に伴い周波数が高くなっていることが分かる．続いて 4.13(b) は全強度と部分強度の和との差分であり，位相ダイナミクスの二次元図を表す．赤い色が同位相ダイナミクスであり，青い色が

反位相ダイナミクスを表している．全体的な傾向として，5 GHz 以下の低周波数成分において同位相ダイナミクスが観測され，5 から 12 GHz 付近の中程度の周波数成分において反位相ダイナミクスが観測され，12 から 22 GHz の高周波数成分にて同位相ダイナミクスが観測される．また，この反位相ダイナミクスの領域は注入電流の増加に伴い高周波数側にシフトしていることが分かった．

最後に，なぜ位相ダイナミクスの周波数依存性がこのような結果となったかの考察を行う．従来の位相ダイナミクスは全てのモードが同じ共振器を共有している．そのためレーザ共振器内部でモード間のキャリアの競合が発生し，片方のモードが光強度が強くなった時にはもう片方の光強度が弱くなるというサイクルで発生している．それによりキャリアの回復速度と関連した周波数である緩和発振周波数よりも高速に振動することはできない．そのため緩和発振周波数にて同位相ダイナミクスが発生し，それ以下の周波数においてモード毎の緩和発振周波数が反位相ダイナミクスを示す [50]．一方でブロードエリア半導体レーザにおいては空間的に光強度の強弱の変化を繰り返していることが考えられる．この現象の原因として部分強度間において空間的に光強度が重なっている領域が少ないため，一度光強度がキャリア密度を消費した領域において隣接する領域の光強度が低下するのを待たずにキャリア密度が回復することが考えられる．更に，キャリアの拡散が発生するため通常のキャリアの回復速度よりも高速にキャリアが回復することが考えられる．そのため従来の固体レーザや半導体レーザにおいて観測された位相ダイナミクス [45–55] とは異なる特徴が得られたと考えられる．これは空間的自由度を有するブロードエリア半導体レーザ特有の現象であると考えられる．

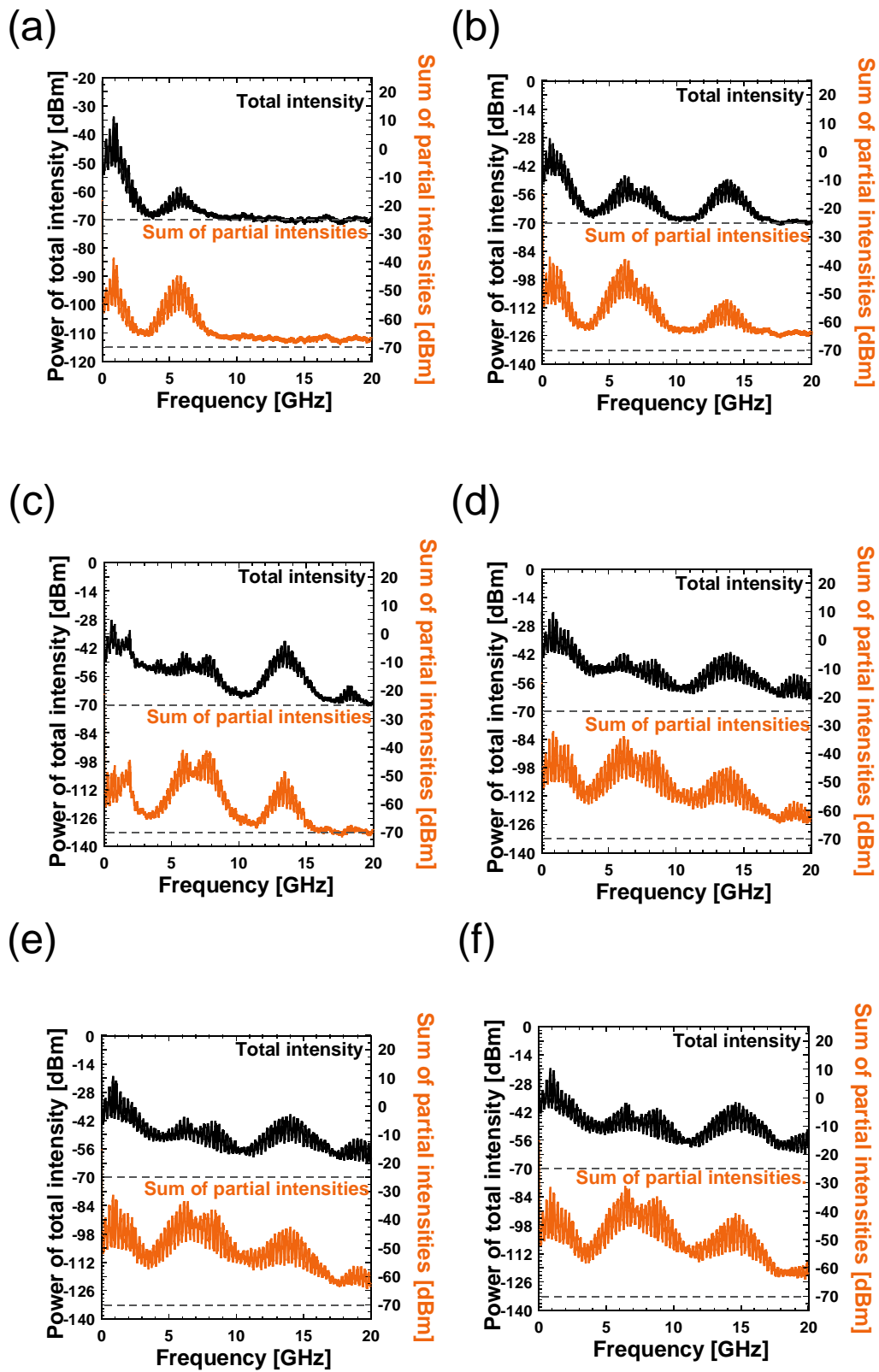


図 4.9: BAL の全強度と部分強度の和の RF スペクトル . 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

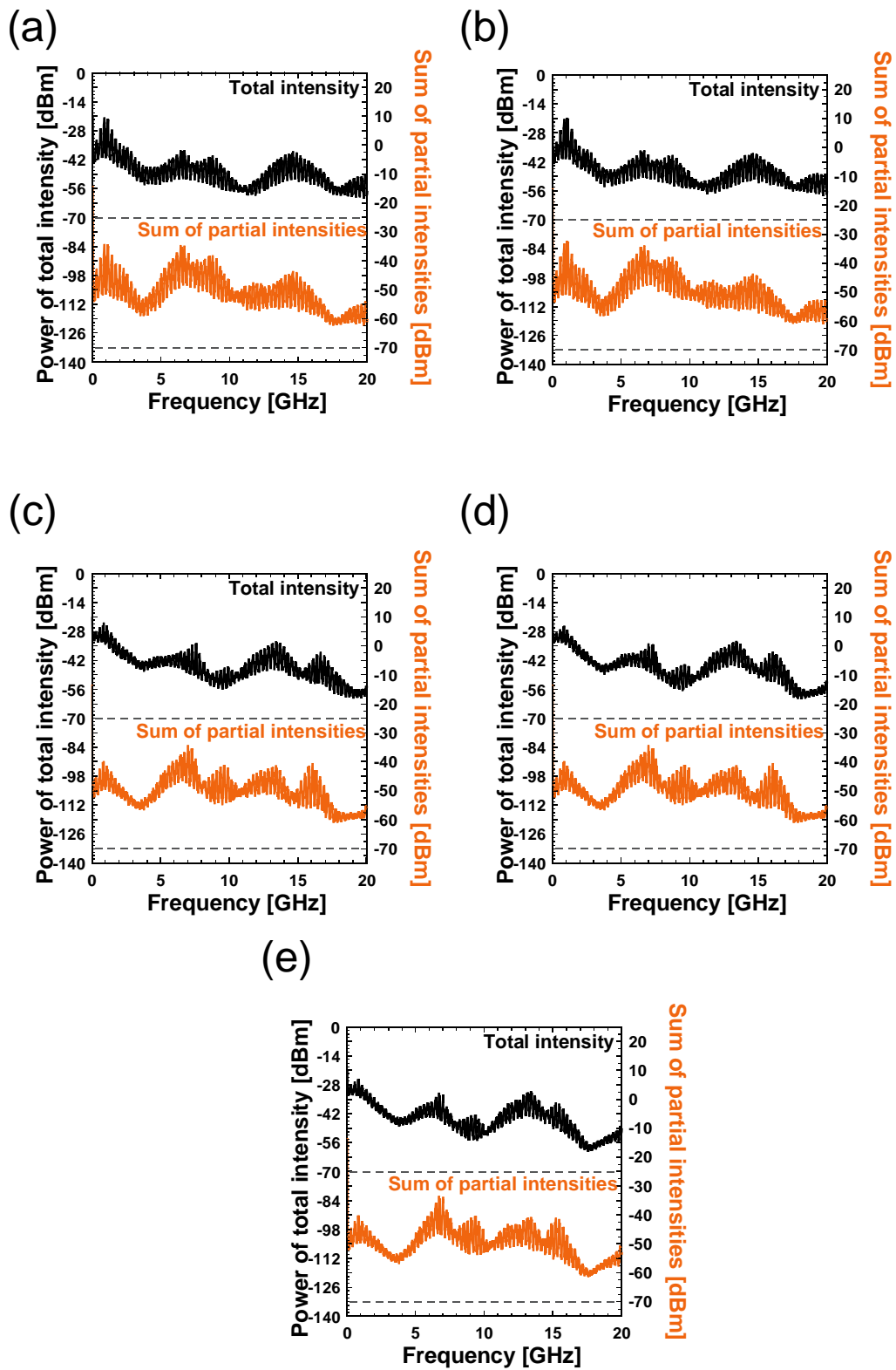


図 4.10: BAL の全強度と部分強度の和の RF スペクトル . 注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$, (e) $I = 3.00I_{th}$ の時 .

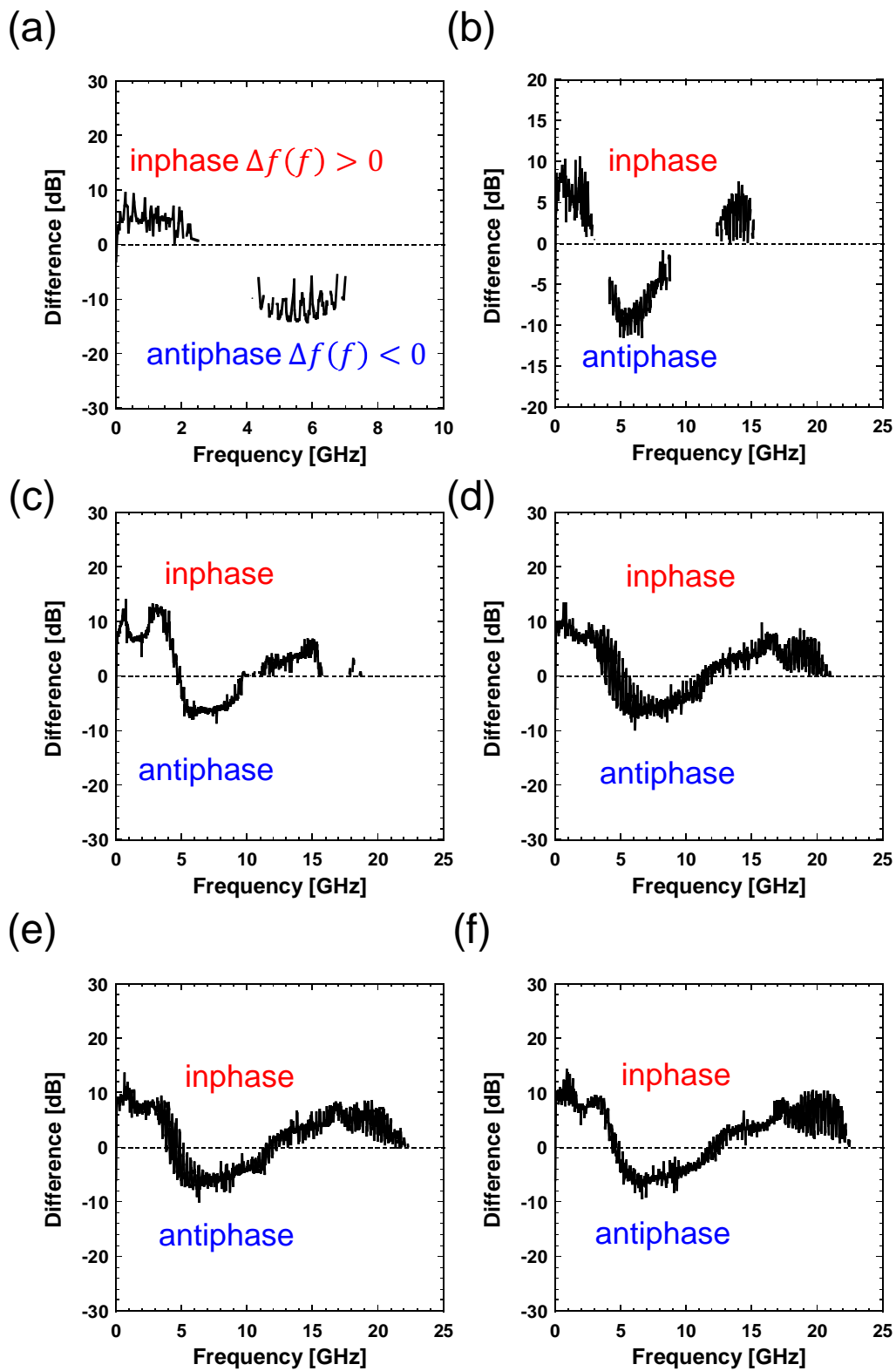


図 4.11: BAL の全強度と部分強度の和との差 . 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

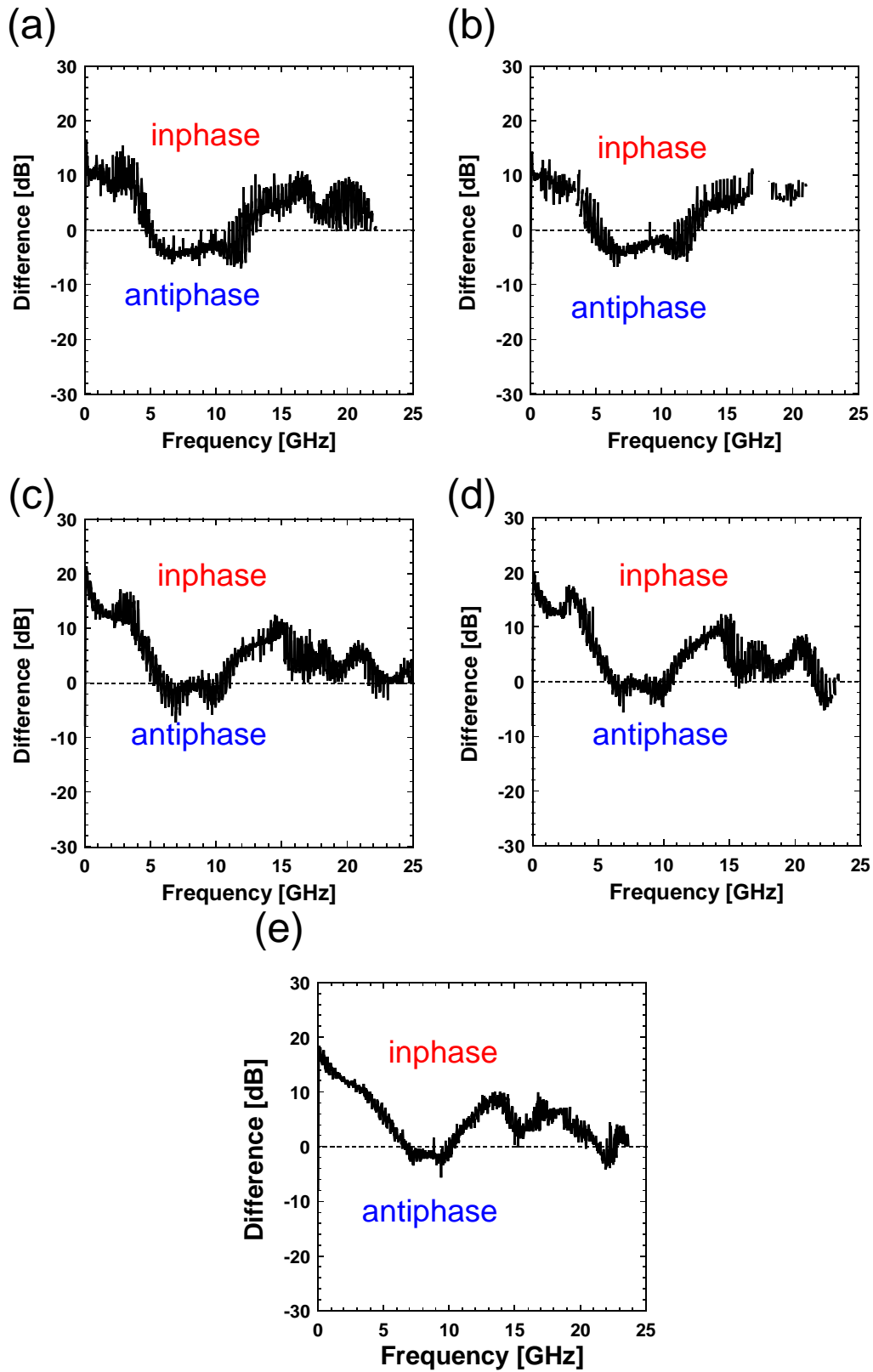


図 4.12: BAL の全強度と部分強度の和との差．注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時．

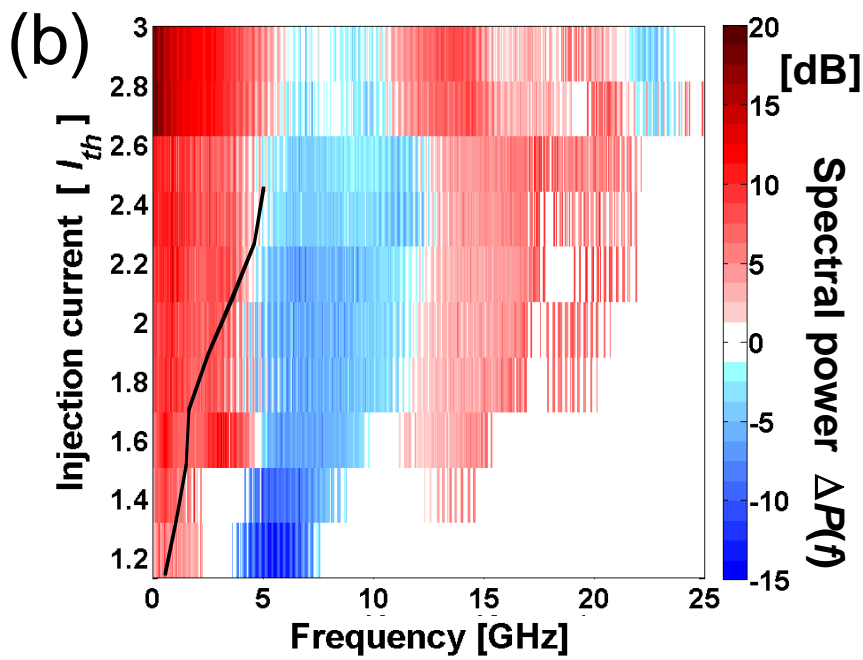
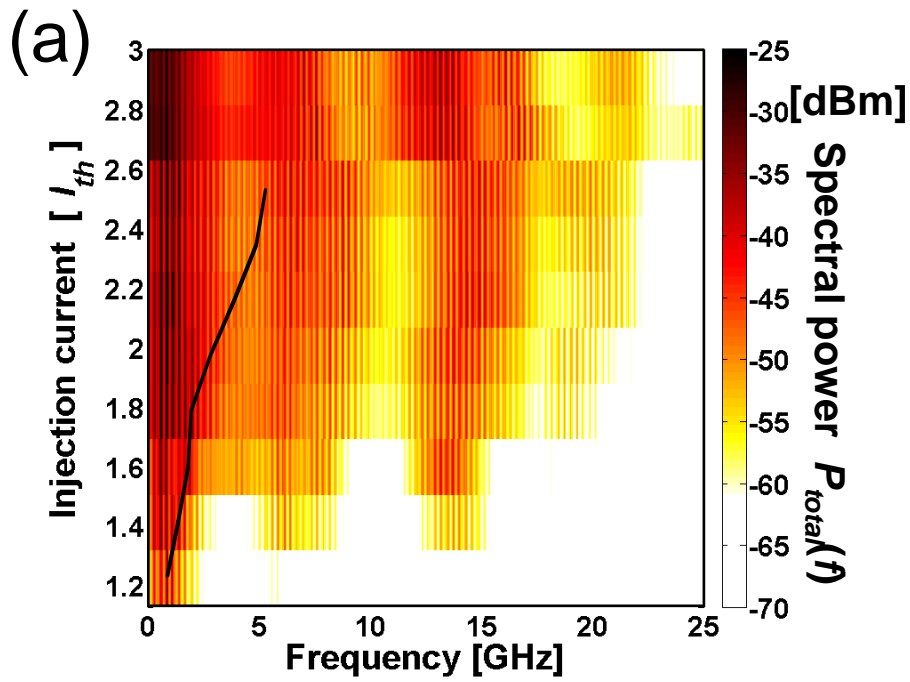


図 4.13: (a) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度の RF スペクトルの二次元図 . (b) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度と部分強度の和との差のスペクトルの二次元図 . 黒線は緩和発振周波数を表す .

4.2 単独発振時のブロードエリア半導体レーザ (BAL) の反位相ダイナミクスの調査実験

前節において戻り光を有するブロードエリア半導体レーザには反位相ダイナミクスが存在していることが分かった。しかし、この反位相ダイナミクスがレーザの内部ダイナミクスにより発生しているか、あるいは戻り光に誘起され発生しているかは定かではない。そこで本節においてブロードエリア半導体レーザに戻り光を付加せずに反位相ダイナミクスを調査する。

4.2.1 単独発振時の BAL の空間強度分割

本節において用いている実験装置は第 4.1.1 節と同じ実験装置を用いているが、外部共振器上の戻り光を塞ぐことでカオスを発生しないようにしている。また、実験方法も戻り光がある場合と同様の実験方法で取得した。図 4.14 は注入電流がレーザ発振しきい値の 2.63 倍で、戻り光付加時のビームプロファイル (左) と近視野強度分布である (右)。また、右図の黒線が戻り光付加時で、赤線が単独発振時の近視野強度分布である。図 4.14 の右を見ると、2.11% という低い戻り光量の場合、戻り光の有りと無しに関わらず同様のピークが発生しており、位置も大して変化がない。そこで、本論文では単独発振時の近視野強度分布の変化は割愛する。

図 4.15 と図 4.16 は単独発振時のブロードエリア半導体レーザの時間波形である。注入電流は図 4.15 では、(a) $I = 1.13I_{th}$ 、(b) $I = 1.31I_{th}$ 、(c) $I = 1.50I_{th}$ 、(d) $I = 1.69I_{th}$ 、(e) $I = 1.88I_{th}$ 、(f) $I = 2.06I_{th}$ であり、図 4.16 では、(a) $I = 2.25I_{th}$ 、(b) $I = 2.44I_{th}$ 、(c) $I = 2.63I_{th}$ 、(d) $I = 2.81I_{th}$ 、(e) $I = 3.00I_{th}$ となっている。黒線が全強度で赤線が部分強度 a と対応している。図 4.15(a) は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.13 倍の時の全強度と部分強度の時間波形である。全強度と部分強度を見比べると、わずかに部分強度の方が高速な振動成分の振幅が大きいことが分かる。また、全強度と部分強度の両方ともが周期的な振動を示しているため、このダイナミクスは周期であると考えられる。続いて図 4.15(b) も (a) と同様に、全強度よりも部分強度の方が高速な振動成分の振幅が大きいことが分かる。つまり、部分強度間において反位相の弱め合いが発生している可能性が高い。図 4.15(c) と (d) においては全強度と部分強度の振幅の差はほとんど無くなり反位相ダイナミクスが存在しているかどうかは分からない。また、全強度と部分強度においては複数の周期成分が見られる準周期振動が発生していると考えられる。図 4.15(e) と (f) は今度は全強度において部分強度の周波数成分よりも高速な振動成分が観測される。また全強

度において準周期的な振動ではなくカオス的な振動に見える．一方で部分強度は準周期振動を示している．続いて図 4.16 について説明する．図 4.16(a) は図 4.15(e) , (f) とほぼ同じ特性を示していることが分かる．図 4.16(b) と (c) は全強度も部分強度も先程の図の傾向とは異なっていることが分かる．特に、全強度において低周波数振動が大きくなっている点である．また、(c) においては部分強度が周期振動であるように見える．図 4.16(d) と (e) は全強度においては低速な振動成分も存在するが、高速な振動成分が目立つ時間波形である．一方で部分強度では今までは周期・準周期の時間波形であったが、図を見ると周期成分の見られないカオス的な時間波形に見える．

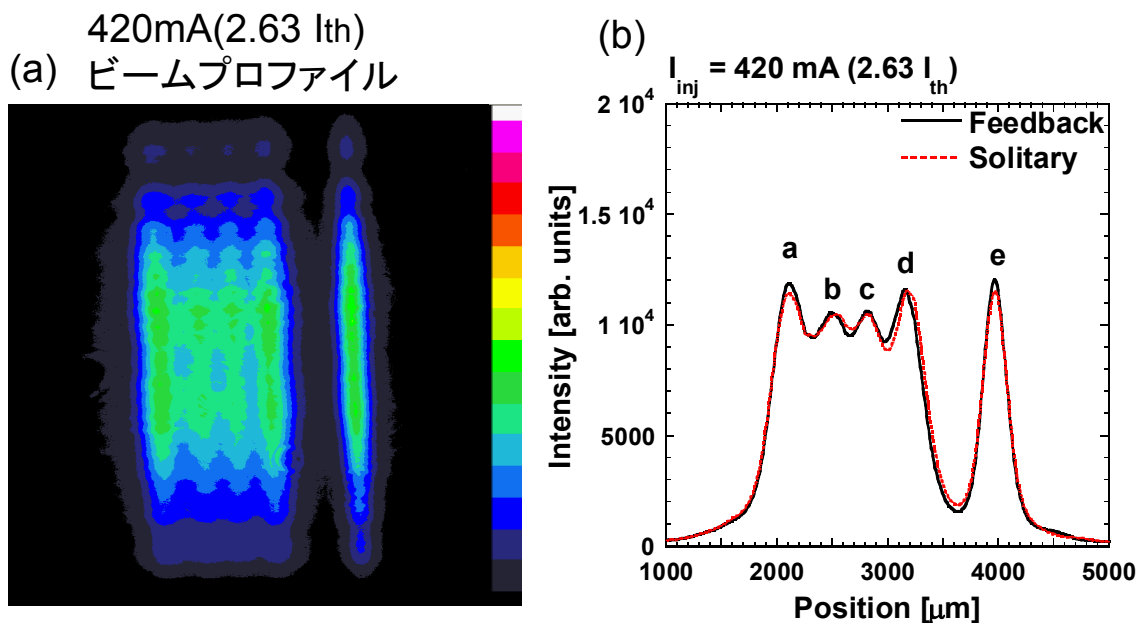


図 4.14: BAL の (a) ビームプロファイルと (b) 近視野像 (注入電流 420 mA $2.63 \times I_{th}$ 戻り光比率:2.11 %)

次に時間波形に対応する RF スペクトルを図 4.17 と図 4.18 に示す．また、注入電流は図 4.15 と図 4.16 の値と対応している．図 4.17(a) は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.13 倍の時の全強度と部分強度 a の RF スペクトルである．黒線が全強度で赤線が部分強度である．黒線的全強度においては 1 GHz 付近の低周波数成分において小さなピークと、5 GHz 付近に大きなピークが存在していることが分かる．一方で部分強度においては 1 GHz 付近のピークはほとんど観測されないが、5 GHz 付近のピークは大きく、若干全強度を上回っていることが分かる．続いて図 4.17(b) であるが、全強度においては 0 から 2 GHz までの間に複数のピークが観測されるが、部分強度においては観測されない．一方で 6 GHz 付近と 8 GHz 付近の高周波数成

分においては部分強度が全強度を上回ったピークを有することが分かる．更に，14 GHz 付近を見ると全強度には大きなピークが存在するが，部分強度のピークは小さいことが分かる．次に図 4.17(c) は (b) とほぼ同じ特性である．そして図 4.17(d) は全強度において低周波数ピークが多くなり，RF スペクトルのノイズレベルが上昇していることが分かる，部分強度においては全強度において観測されたようなピークは見られず単一のピークのみが観測される．図 4.17(e) になると (d) に存在した数多くのピークが少なくなり，3，6，8 GHz の大きなピークのみとなっている．続いて図 4.17(f) の全強度と部分強度は (e) とほぼ同じスペクトルの特性であるが，(e) において 3 GHz 付近に存在していたピークが (f) では 4 GHz 付近にわずかにシフトしている．また，図 4.18(a) の全強度においては (f) におけるピークが更にシフトし 5 GHz 付近に観測され，7 GHz や 8 GHz におけるピークと裾野の方で結合していることが分かる．部分強度の方でもわずかに観測される 6 GHz 付近のピークがそれである．図 4.18(b) も似たような傾向がみられるが，11.5 GHz 付近のピークにおいて全強度よりも部分強度の方がパワーが高いことが分かる．図 4.18(c) においては，スペクトルが図 4.18(b) 以前に比べてなだらかでピーク成分が弱いことが分かる．また，高周波数成分にシフトしていたピークは 6 GHz にまでシフトし，その他のピークと完全に結合していることが分かる．また，11.5 GHz 付近のピークは (b) と同様に部分強度の方がパワーが高く，反位相ダイナミクスが発生している可能性が高い．図 4.18(d) となると，スペクトルの形状が大幅に変化し，今までのようなピークのみで構成されていたようなスペクトルではなく，全体的にスペクトルが上昇し，カオス状態であると考えられる．また，図 4.18(e) は (d) とほぼ同じ周波数特性である．なぜ図 4.18(d) におけるような変化が発生したかに関してであるが，スペクトルが大幅に変化する直前に，図 4.18(b) において観測された 5.22 GHz の緩和発振周波数と考えられる高周波数成分にシフトしていたピークとそれまで 7 GHz に観測されたピークが重なっている．つまり二つの周波数成分が共鳴し，スペクトルが大幅に変化した可能性がある．

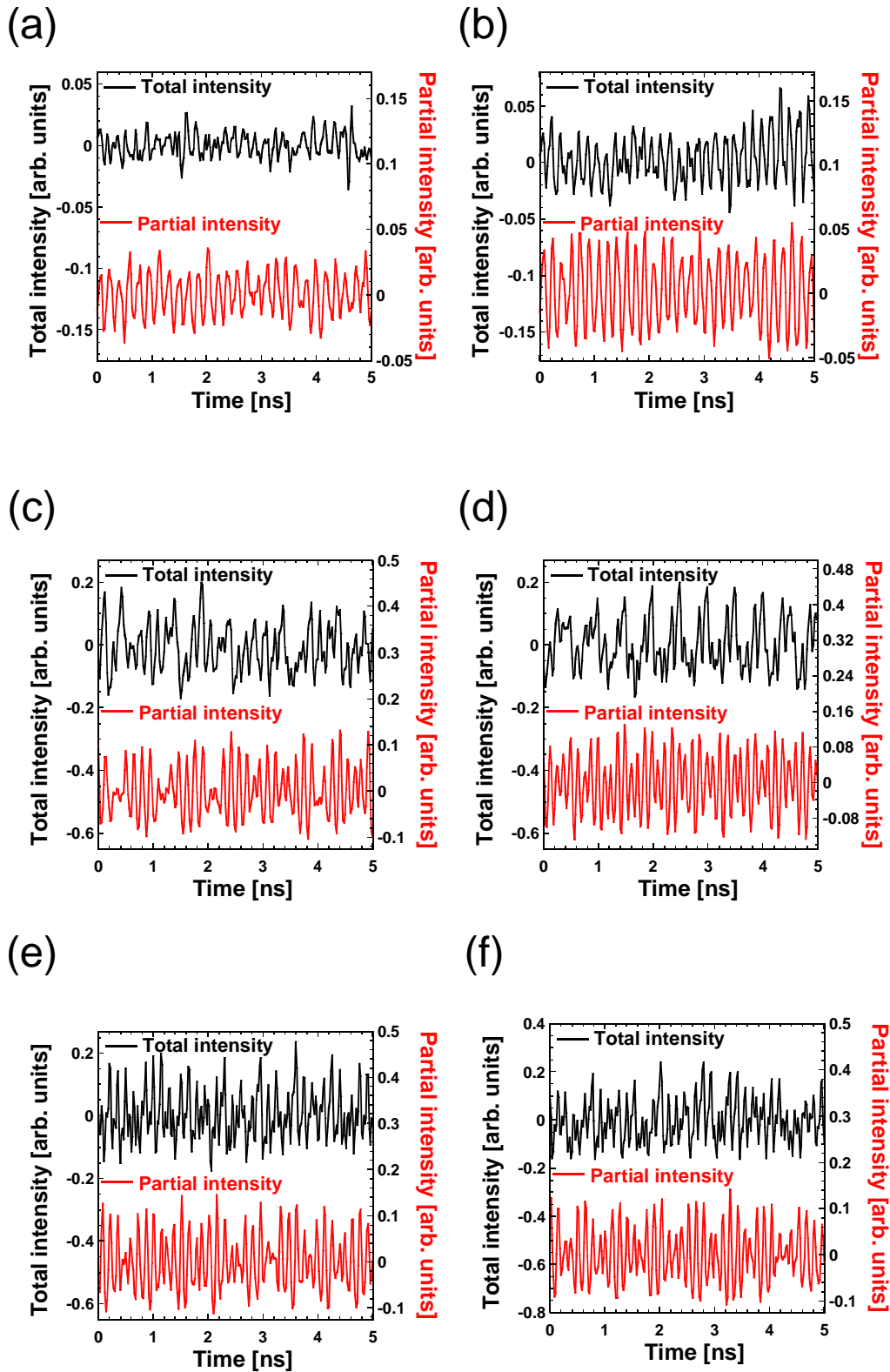


図 4.15: BAL の全強度と空間分割された部分強度の時間波形，注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

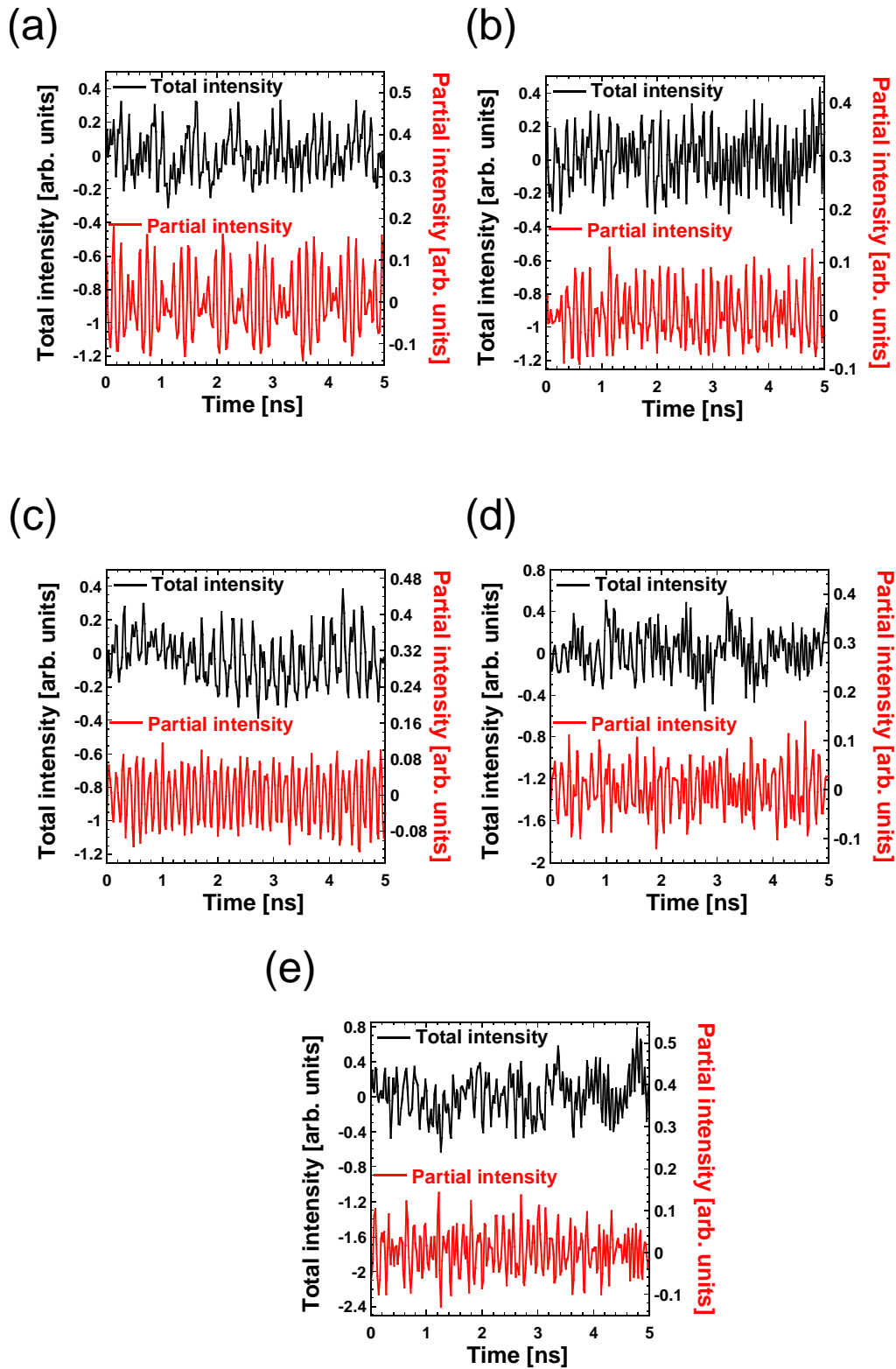


図 4.16: BAL の全強度と空間分割された部分強度の時間波形，注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$ ，(b) $I = 2.44I_{th}$ ，(c) $I = 2.63I_{th}$ ，(d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時．

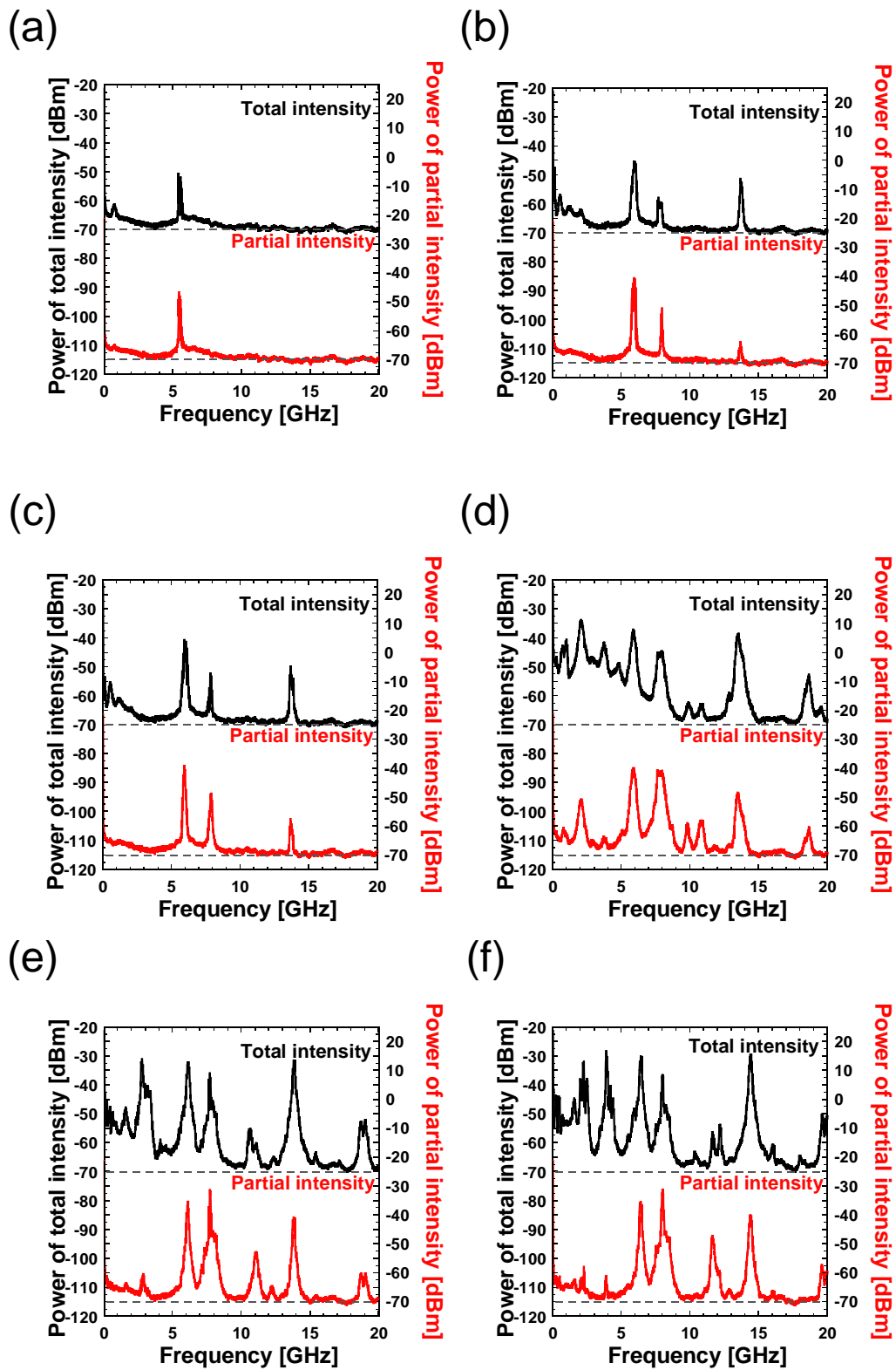


図 4.17: BAL の全強度と空間分割された部分強度の RF スペクトル, 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$, (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時.

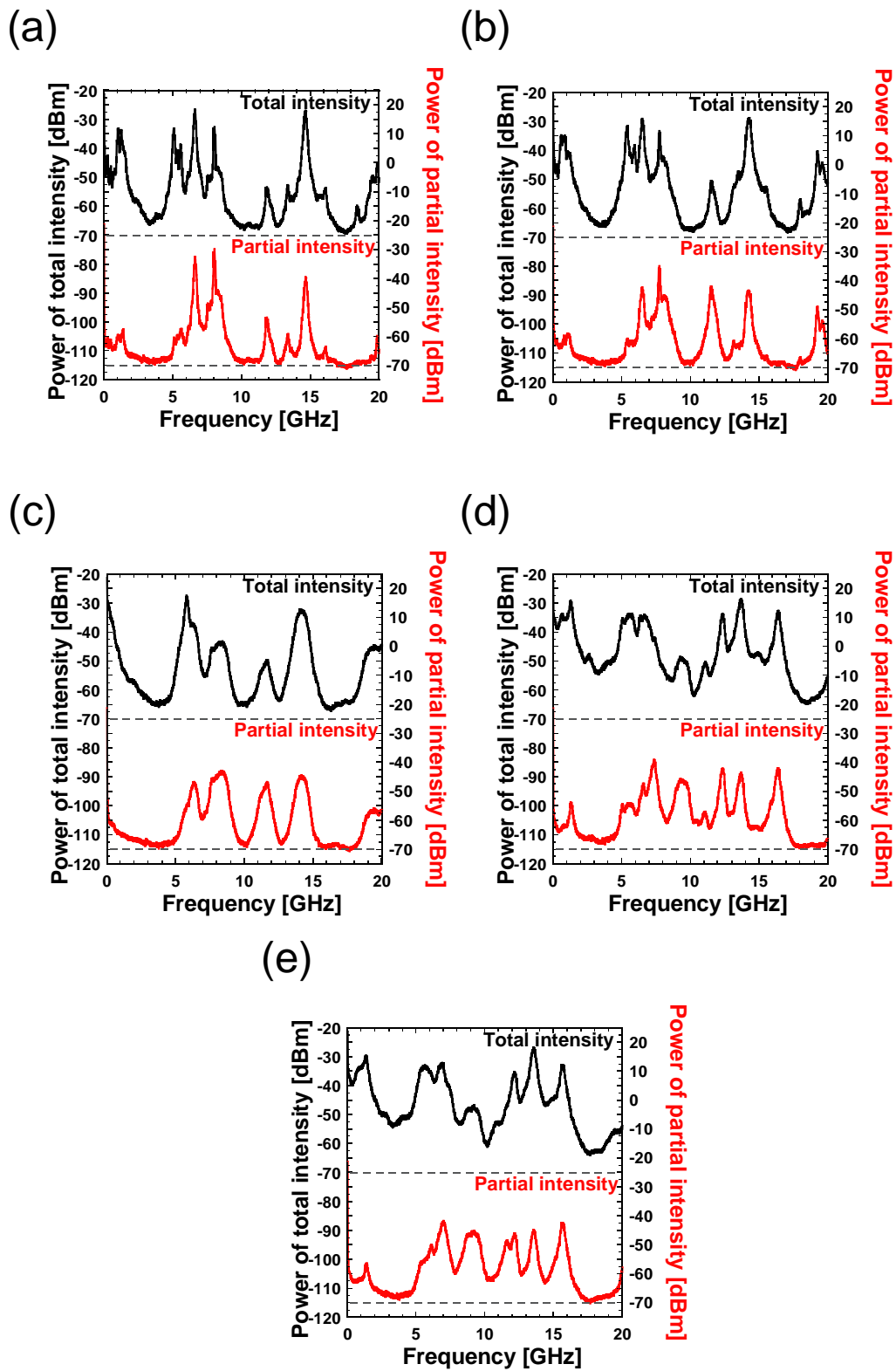


図 4.18: BAL の全強度と空間分割された部分強度の RF スペクトル, 注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時.

4.2.2 反位相ダイナミクスの検出

本節において、単独発振時のブロードエリア半導体レーザにおける部分強度間の位相ダイナミクスを調査する。反位相ダイナミクスを検出する方法は第 4.1.3 と同様に式 (4.1) の部分強度の和を用いる方法を用いた。全強度と部分強度の和の計算結果を図 4.19 と図 4.20 に示す。注入電流の組合せは図 4.15, 図 4.16 と同様である。まず、図 4.19(a) について説明する。黒線が全強度で橙の線が部分強度の和を表している。しかしながら、このままでは位相関係が分かりづらいため、第 4.1.3 節と同様に全強度と部分強度の和との差を式 (4.4) に基づき計算した。その結果を図 4.21 と図 4.22 に示す。注入電流の値は図 4.19 と図 4.20 と同じ値となっている。図 4.21(a) を見ると、5.5 GHz 付近にて大きな負の値が観測されるため、反位相ダイナミクスが発生していることが分かる。続いて図 4.21(b) を見ると、1 GHz 以下の低周波数成分にて大きな正の値があり、同位相ダイナミクスが発生していることが分かる。また、6 GHz 付近と 8 GHz 付近に大きな負の値が存在しているため、反位相ダイナミクスが存在しており、14 GHz 付近にて正の値が存在しているため同位相ダイナミクスが再び発生していることが観測できる。図 4.21(c) を見ると、低周波数成分から中程度の周波数成分にかけて連続したスペクトルになっていることが分かる。0-6 GHz の低周波数成分には正の値の同位相ダイナミクスが発生し、6-8 GHz の中程度の周波数においては負の値の反位相ダイナミクスが発生し、14 GHz 付近の高周波数成分においては正の値の同位相ダイナミクスが観測された。図 4.21(d) も (c) と同様であるが、20 GHz 付近において正の値の同位相ダイナミクスのピークが二つ発生していることが分かる。図 4.21(e) 以降は連続的なスペクトルではなくなったが、低周波数成分において同位相ダイナミクスが発生し、中程度の周波数成分にて反位相ダイナミクスが発生しており、更なる高周波数成分にて同位相ダイナミクスが再び発生していた。この傾向は図 4.22(c) まで保持されている。その後周波数スペクトルが大きく変化する注入電流以降の図 4.22(d) では、低周波数成分にて同位相ダイナミクスが発生し、中程度の周波数成分にわずかな反位相ダイナミクスが存在し、高周波数成分にて同位相ダイナミクスが発生しているのは同じであるが、それ以上の高周波数のわずかな領域にて反位相ダイナミクスが再び発生していることが分かった。但し電気信号増幅器の周波数帯域が 20 GHz なため、20 GHz を超える周波数成分では実験装置的な精度が保たれた正確なデータとは言えないため、より高周波数成分を検出できる光検出器などを用いて実験する必要がある。

次に連続的に注入電流を変化させた時の位相ダイナミクスの分岐図を図 4.23 に示す。左側の図 4.23(a) は全強度の周波数スペクトルを表しており、図 4.13 と同様に、横軸が周波数、縦軸が規格化注入電流 (I_{th} はしきい値電流であり、 $I_{th} = 160$ mA), 色の濃さがパワーの高さを表している。また図中の黒線は緩和発振周波数であり、

注入電流の増加に伴い高周波数側にシフトしていることが分かる．図 4.23(a) において，注入電流が低い場合は数少ないピーク成分しか存在していないが，注入電流の増加に伴ってピークの数が増減を繰り返していることが分かる．続いて図 4.23(b) は全強度と部分強度の和との差 $\Delta P(f)$ をプロットした二次元図である．図 4.13(b) と同様の形式であり，赤い色が同位相ダイナミクスを表し，青い色が反位相ダイナミクスを表している．図において 0-5 GHz の低周波数成分において赤い色の同位相ダイナミクスが発生しており，5-12 GHz 付近の中程度の周波数において青い色の反位相ダイナミクスが発生しており，それ以上の高周波数成分において赤い色の同位相ダイナミクスのピークが発生していることが分かった．この特徴は図 4.13(b) に示すような戻り光を付加したブロードエリア半導体レーザの反位相ダイナミクスの特徴と類似した特徴を有していることが分かった．つまり，この現象は戻り光により誘起された位相ダイナミクスと言うよりも，レーザ自身に内在する位相ダイナミクスであることが分かった．

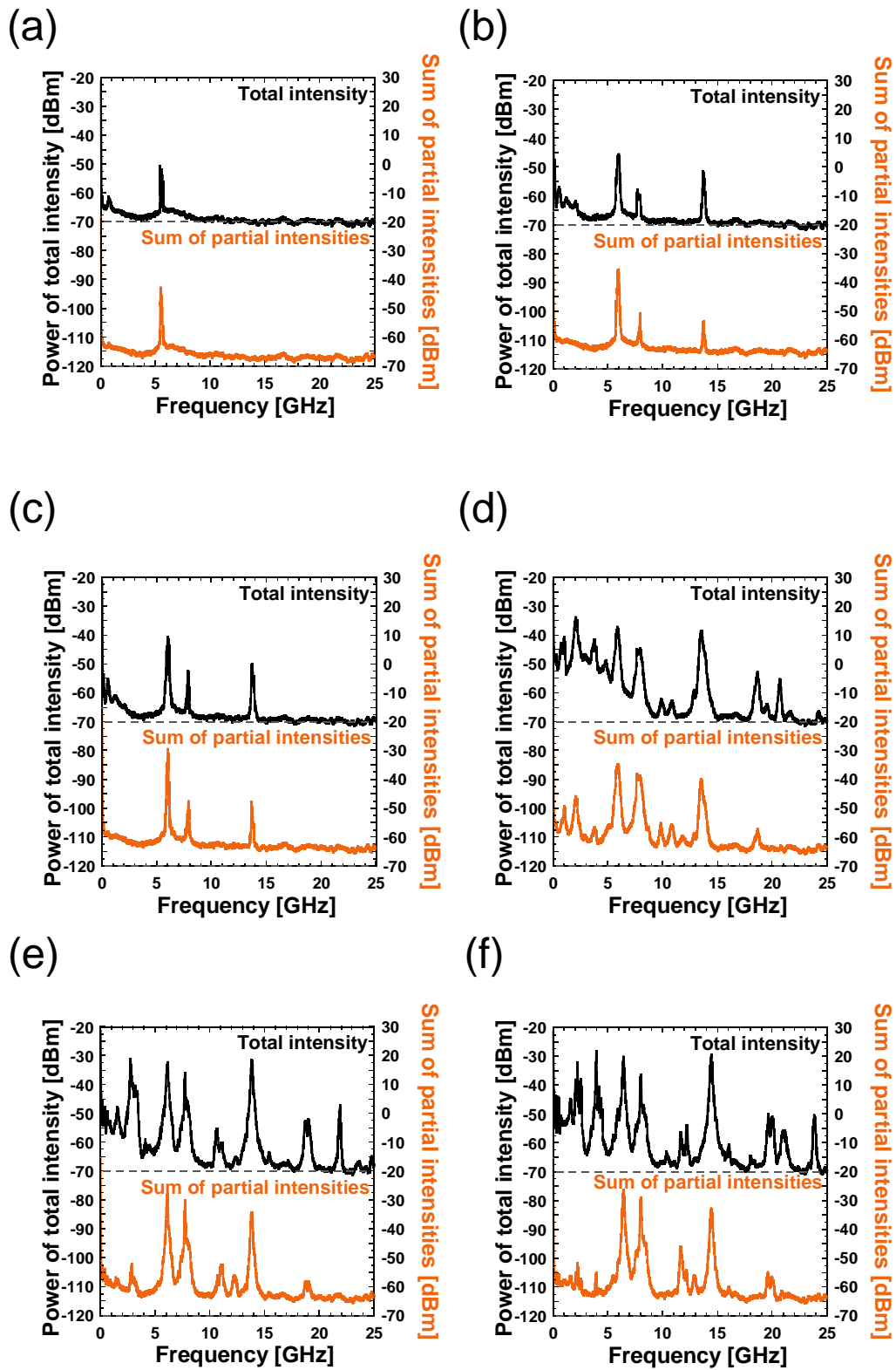


図 4.19: BAL の全強度と部分強度の和の RF スペクトル , 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

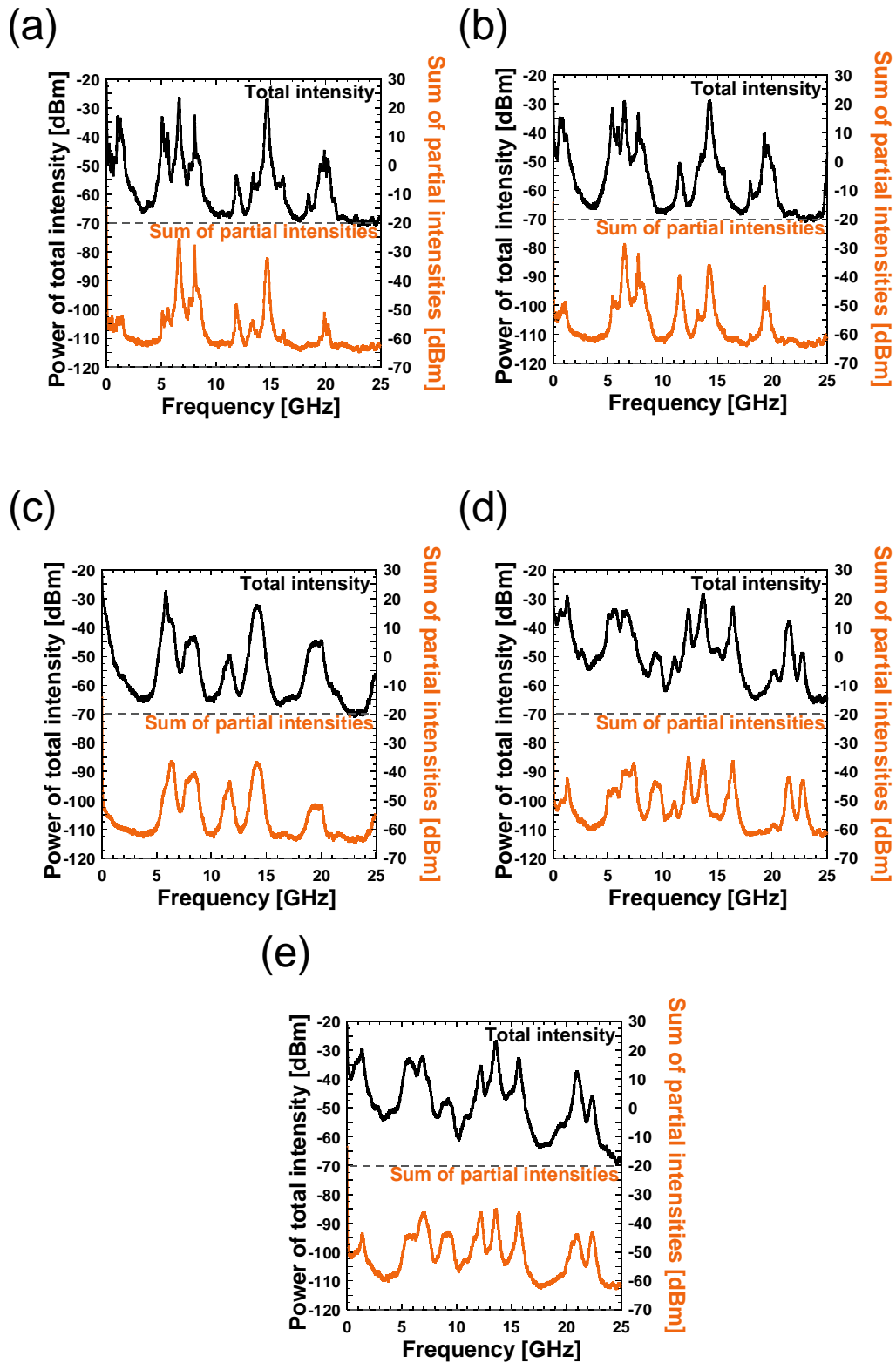


図 4.20: BAL の全強度と部分強度の和の RF スペクトル , 注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$, (e) $I = 3.00I_{th}$ の時 .

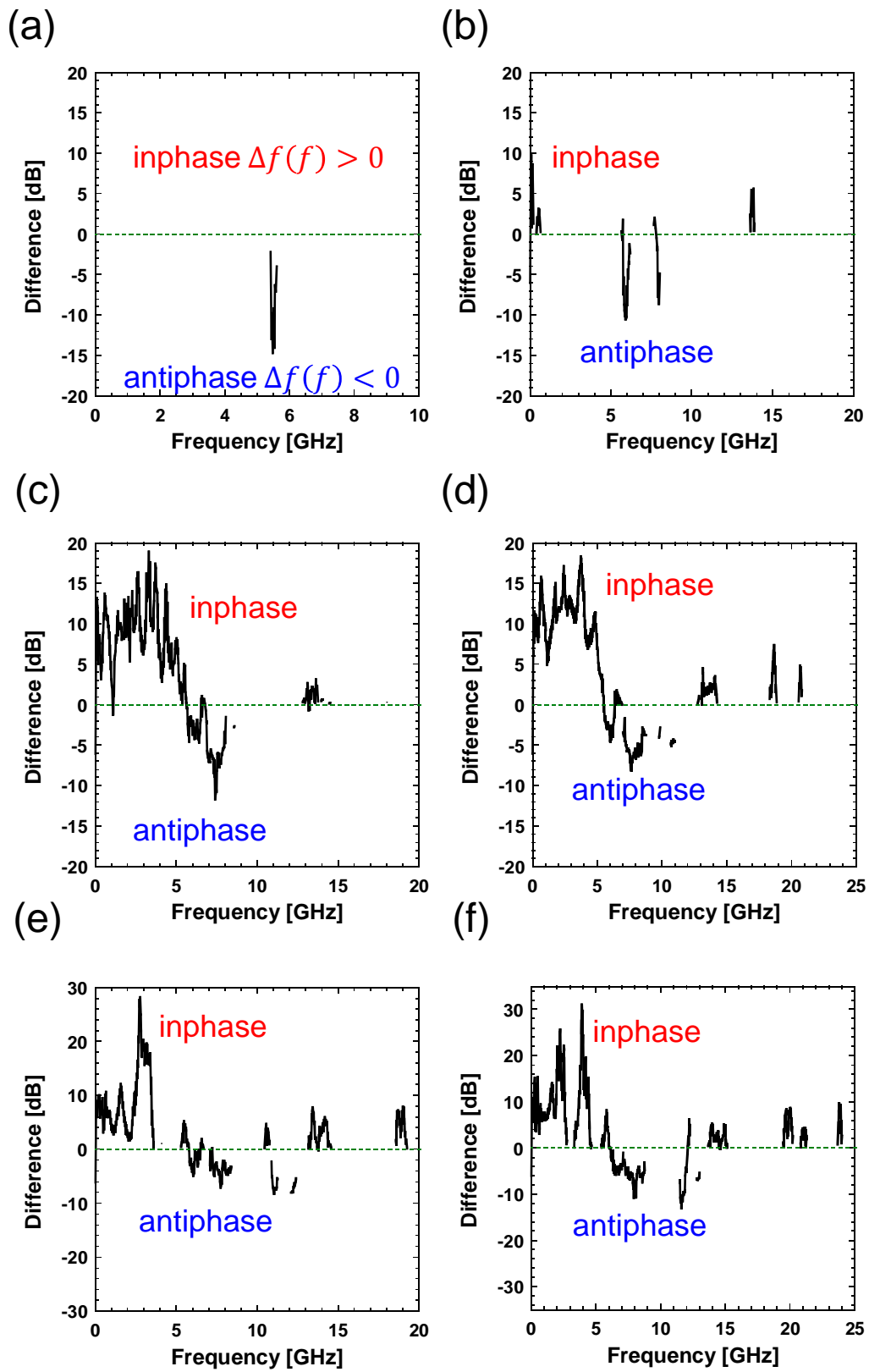


図 4.21: BAL の全強度と部分強度の和との差 , 注入電流が (a) $I = 1.13I_{th}$, (b) $I = 1.31I_{th}$, (c) $I = 1.50I_{th}$, (d) $I = 1.69I_{th}$ (e) $I = 1.88I_{th}$, (f) $I = 2.06I_{th}$ の時 .

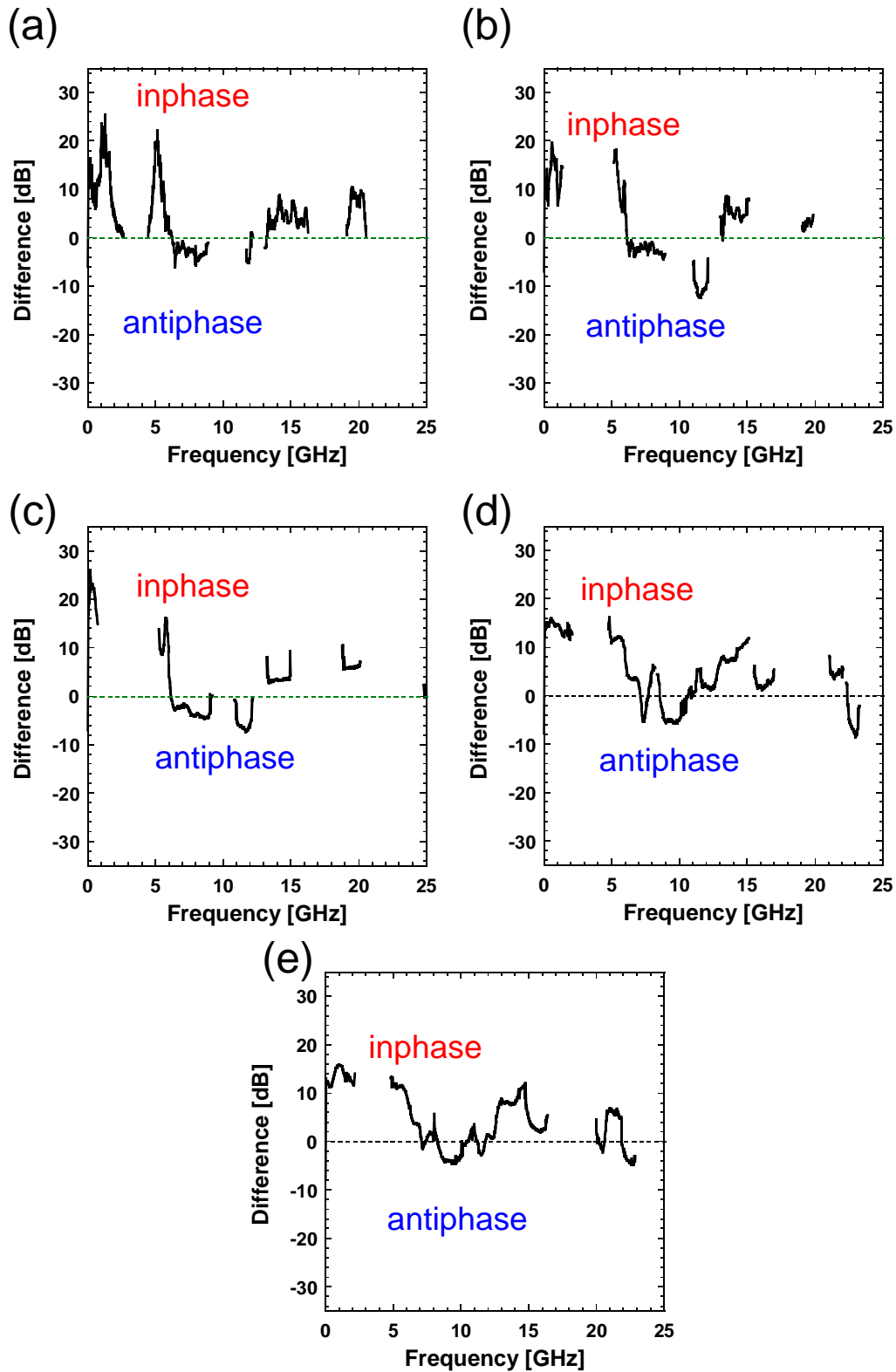


図 4.22: BAL の全強度と部分強度の和との差 , 注入電流が (a) $I = 2.25I_{th}$, (b) $I = 2.44I_{th}$, (c) $I = 2.63I_{th}$, (d) $I = 2.81I_{th}$ (e) $I = 3.00I_{th}$ の時 .

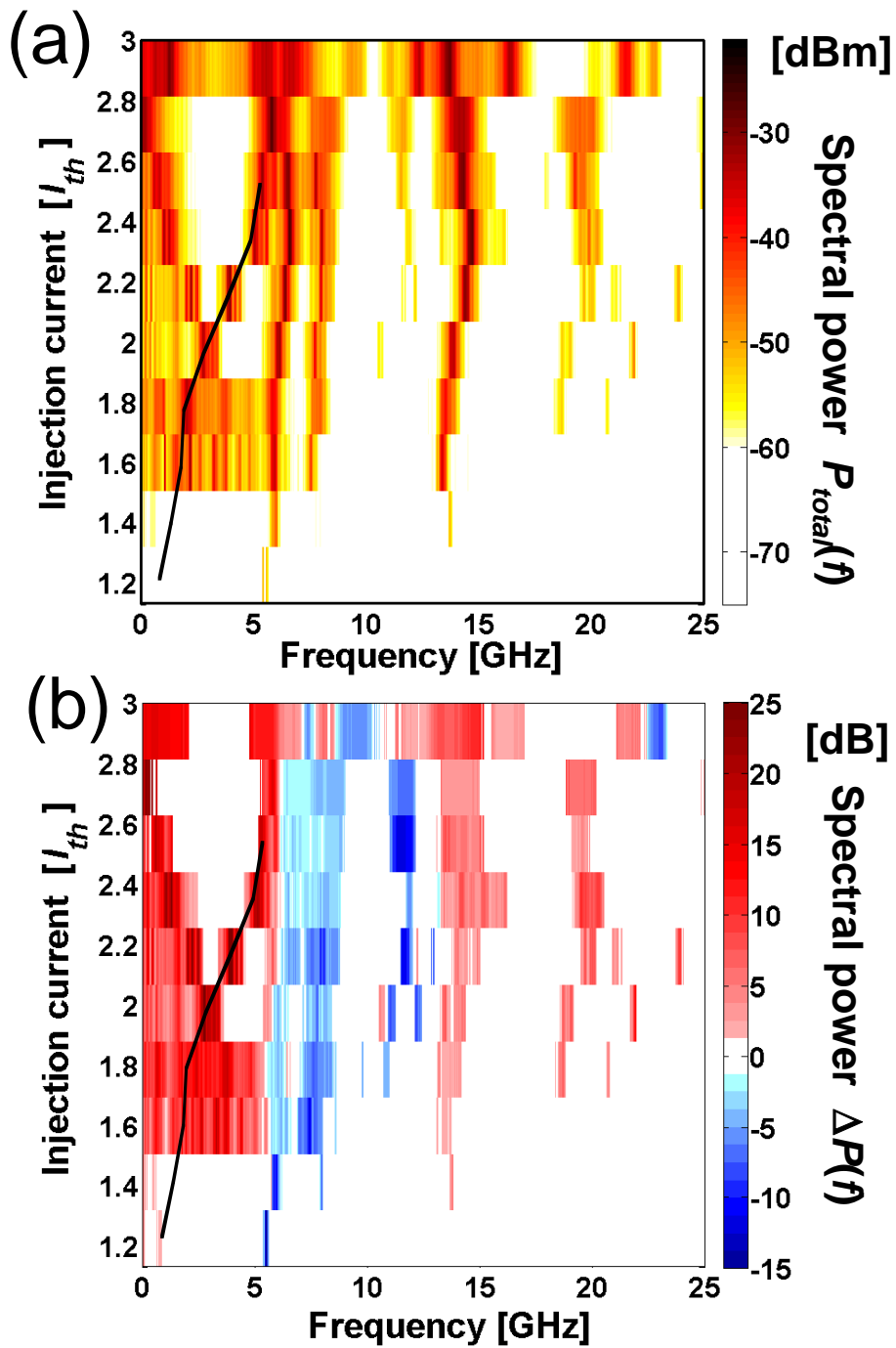


図 4.23: (a) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度の RF スペクトルの二次元図 . (b) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度と部分強度の和との差分のスペクトルの二次元図 . 黒線は緩和発振周波数を表す .

4.3 まとめ

本章では、ブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを実験的に調査した。初めに戻り光を付加した状態でレーザ出力強度を空間分割することで一部の光強度である部分強度を抽出した。全強度と部分強度を比較したところ時間波形においては時間波形がカオスであるため位相関係の存在は不明確であった。一方で周波数スペクトルを観測すると、全強度にはない振動成分が部分強度において存在しており、反位相ダイナミクスが生じていると考えられる。そこで位相ダイナミクスの存在を確かめるために、周波数スペクトルの和を用いることで位相ダイナミクスの周波数依存性を調査した。全強度の周波数スペクトルと部分強度の周波数スペクトルの和との差分 $\Delta P(f)$ を計算した。その結果、正の値ならば同位相ダイナミクスとなり、負の値ならば反位相ダイナミクスとなるため周波数成分毎の位相関係を判別できた。

続いて、注入電流変化時の位相ダイナミクスを表す $\Delta P(f)$ の分岐図を作成した。0-5 GHz の低周波数成分においては同位相ダイナミクスが発生し、5-12 GHz の中程度の周波数成分において反位相ダイナミクスが発生し、12 GHz 以上の更なる高周波数成分において同位相ダイナミクスが再び発生していることが分かった。このような特徴は従来の固体レーザや半導体レーザにおいて観測された位相ダイナミクスとは大きく異なる特徴を有していることが分かった。

次に、戻り光が無い場合のブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを調査した。戻り光がある時と比べてピーク成分が強く、位相ダイナミクスがどの周波数成分にて存在するかが分かり易い。また、戻り光がある場合と同様に、低周波数成分にて同位相ダイナミクスが存在し、中程度の周波数成分にて反位相ダイナミクスが存在しており、高周波数成分にて同位相ダイナミクスが再び発生していた。このことから、戻り光の有る無しに関わらず位相ダイナミクスが一致しており、これは戻り光により誘起された位相ダイナミクスではなく、レーザの内に内在する位相ダイナミクスであることが分かった。

第5章 ブロードエリア半導体レーザの 位相ダイナミクスの数値解析

第4章にてブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを実験的に調査した。その結果，緩和発振周波数に対応する低周波数成分にて同位相ダイナミクスが観測され，それ以上の高周波数成分にて反位相ダイナミクスが存在していることが分かった。そこで本章においては，偏微分方程式を用いたブロードエリア半導体レーザの数値計算モデルを解くことにより，前章において得られた反位相ダイナミクス調査の実験結果の再現を行うことを目的としている。特に，空間強度分割を行い部分強度を得ることで部分強度の和を計算する。また，全強度と比較することで位相ダイナミクスの周波数依存性を調査し，実験結果と一致するかどうかを調査する。

5.1 ブロードエリア半導体レーザ (BAL) の反位相ダイナミクスの数値計算

本節において，ブロードエリア半導体レーザの数値計算モデルを示す。また，実際に数値計算を行い得られた時空間ダイナミクスを示す。

5.1.1 数値計算モデル

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = iD_e \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} + \frac{1}{2}(1 - i\alpha)G_n \{n(x, t) - n_{th}\}E(x, t) \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} + \frac{J(x)}{ed} - \frac{n(x, t)}{\tau_s} - G_n \{n(x, t) - n_0\}|E(x, t)|^2 \quad (5.2)$$

本小節においてブロードエリア半導体レーザの数値計算モデルを示す．ブロードエリア半導体レーザの数値計算モデルは電界とキャリア密度で構成されており，式(5.1)は複素電界を，式(5.2)はキャリア密度を表す偏微分方程式となっている[2, 68]．

各変数に関しては， E は複素電界 (Complex electric field)， n はキャリア密度 (Carrier density) の変数であり，時間 t および活性層幅方向の空間 x により変化する．またパラメータとして， D_e は回折係数 (Diffraction coefficient) であり， $D_e = c/2k_0\eta$ である (c は光速， k_0 は波数 (Wave number)． η は屈折率 (Refractive index) を表している)． α は線幅増大係数 (Linewidth enhancement factor)， G_n は利得 (Gain coefficient)， n_{th} はキャリアしきい値 (Carrier density at threshold) を表す． D_n はキャリア拡散係数 (Carrier diffusion coefficient) であり， $D_n = l_d^2/\tau_s$ となる (l_d は拡散長 (Diffusion length))． n_0 は透明キャリア密度を表している． $J(x)$ は注入電流密度であり， e は電気素量であり， d は活性層の厚みである．ここで， $J(x)/ed$ は単位時間および単位体積当たりのキャリアの生成数となるため，しきい値電流密度 J_{th} は $J_{th}/ed = n_{th}/\tau_s$ と表せる．ここで， n_{th} はしきい値キャリア密度 (Carrier density at transparency) であり， τ_s はキャリア緩和時間 (Lifetime of carrier) である．しきい値電流密度の k 倍の電流密度を注入する場合には $J(x)/ed = kJ_{th}/ed = kn_{th}/\tau_s$ と表すことができるため，数値計算上はこのように置き換えて計算をおこなう．また，式(5.1)の右辺第一項は光回折の項を表し，式(5.2)の右辺第一項はキャリア拡散の項を意味している．数値計算に用いるパラメータとそのパラメータ値を表5.1に示す．

偏微分方程式を計算する際に差分法を用いており，時間方向は前方差分を行い，空間方向は中央差分にて計算する FTCS (Forward time centered space) 法を用いた．また $-25 \mu\text{m} < x < 25 \mu\text{m}$ (活性層幅は $50 \mu\text{m}$) の範囲で計算を行っており， $x = 25 \mu\text{m}$ および $x = -25 \mu\text{m}$ における境界条件は $E = 0$ ， $n = 0$ と設定した．

表 5.1: 数値計算におけるパラメータ表

Symbol	Parameter	Value
w	Stripe width	$50 \mu\text{m}$
l	Cavity length	$500 \times 10^{-6}\text{m}$
d	Thickness of active layer	$0.05 \times 10^{-6}\text{m}$
l_d	Diffusion length	$3.00 \times 10^{-6}\text{m}$
η	Refractive index	3.59
D_e	Diffraction coefficient	$1.44\text{m}^2\text{s}^{-1}$
D_n	Carrier diffusion coefficient	$3.00 \times 10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1}$
α	Linewidth enhancement factor	3.00
G_n	Gain coefficient	$2.00 \times 10^{-13}\text{m}^3\text{s}^{-1}$
n_{th}	Carrier density at threshold	$5.11 \times 10^{24}\text{m}^{-3}$
n_0	Carrier density at transparency	$1.30 \times 10^{24}\text{m}^{-3}$
τ_{in}	Round trip time in laser cavity	$6.00 \times 10^{-12}\text{s}$
τ_s	Lifetime of carrier	$3.00 \times 10^{-9}\text{s}$
τ_{ph}	Lifetime of photon	$1.88 \times 10^{-12}\text{s}$
λ	Wavelength	$0.780 \times 10^{-6}\text{m}$

5.1.2 ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクス

本小節において、ブロードエリア半導体レーザの数値計算により得られた時空間ダイナミクスを示す。図 5.1 は注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍の時の時空間ダイナミクスと近視野強度分布を表す。図 5.1(a) は時空間ダイナミクスを表しており、横軸は空間方向の変化を、縦軸は時間方向の変化を表している。色の明暗が光強度を表しており、色が明るい所がパワーが高いことを意味している。図 5.1(a) を見ると、光強度が周期的に空間的な反位相の振動をしていることが分かる。光強度のピークが 4 つほど見えるためおよそ 4 GHz 程度の振動である。続いて図 5.1(b) は近視野強度分布を示しており、図 5.1(a) を時間的に平均化 ($\sum_{t=0}^n |E(x, t)|^2$, t は時間の変数, n は時間長, x は空間変数を表す) することにより得られた図である。図 5.1(b) を見ると、二つのピークが観測できる。また、レーザ発振しきい値よりも低い値にて発振している理由として、空間的なキャリア密度の拡散によりレーザの発振しきい値が低下したものと考えられる。

続いて図 5.2 は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.00 倍における時空間ダイナミクスと近視野強度分布の図である。図 5.2(a) を見ると、一つの光強度の粒が小さくなり、数が増えていることが分かる。また、時空間ダイナミクスにおいて複数の異なる周期振動が観測されるため、準周期振動であると考えられる。続いて図 5.2(b) であるが、光強度の粒が小さくなり、数が増加したことと連動して近視野像のピークの数が増加している。

最後に図 5.3 は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍の時の時空間ダイナミクスと近視野強度分布である。注入電流を増加することによりさらに光強度の粒が小さくなっていることが分かる。また、明確な周期構造がほとんど見られず、不規則な振動であるためカオス状態であると考えられる。また、図 5.2(b) と同様に図 5.3 のピークの数が増加し、6 個にまで増加していることが分かる。

このように、ブロードエリア半導体レーザの数値計算において、注入電流の増加により周期、準周期、カオス状態へと変遷することが分かった。また前章において観測された近視野強度分布におけるピークの数が増加も時空間ダイナミクスの光強度の粒の増加が原因ではないかと考えられる。

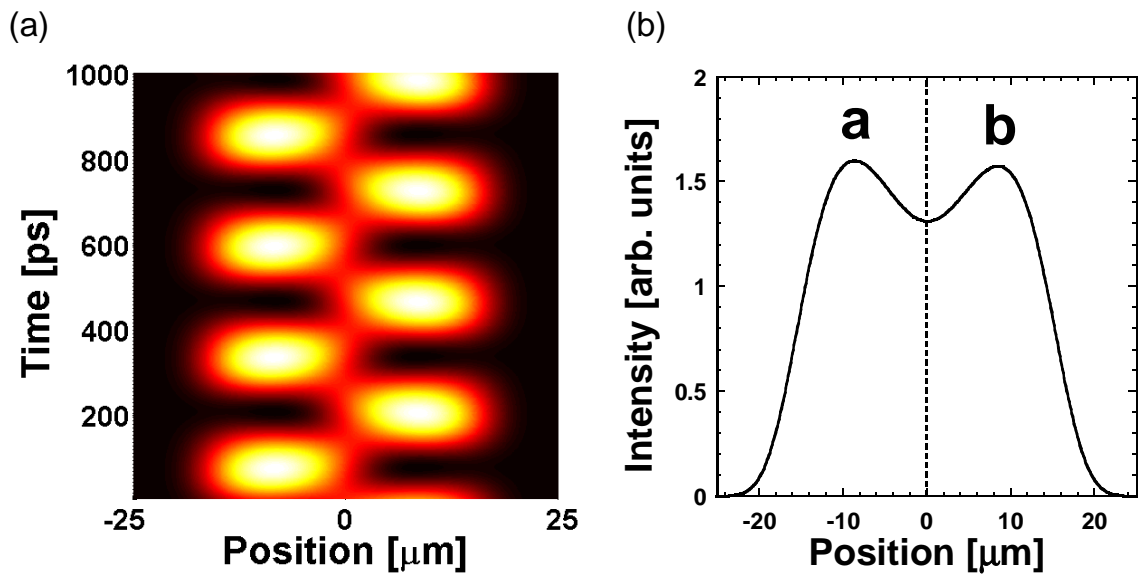


図 5.1: 注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍の時ににおける (a) ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクス (b) ブロードエリア半導体レーザの近視野強度分布

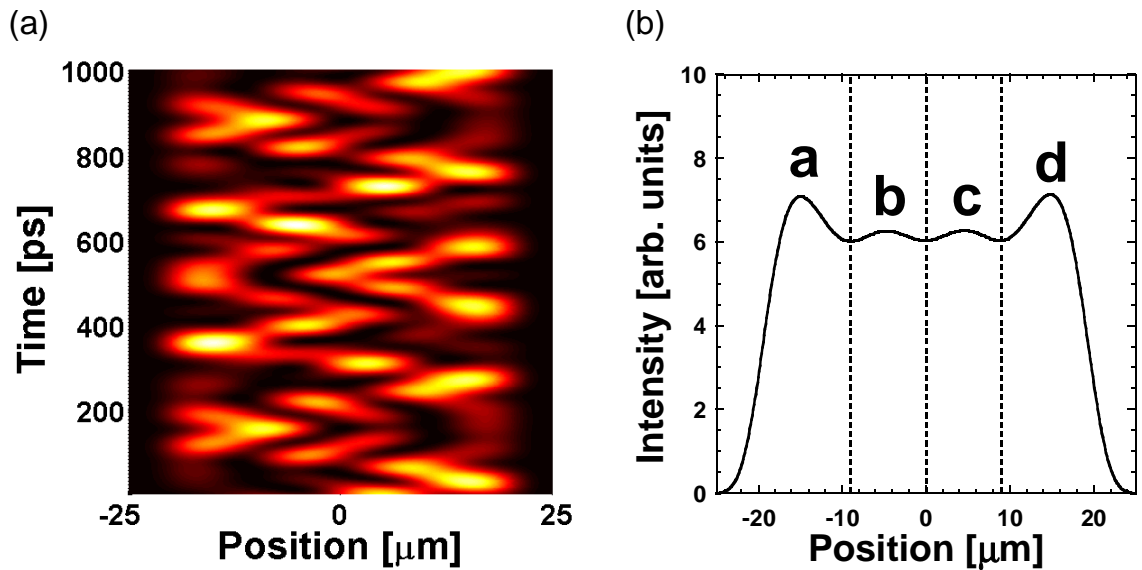


図 5.2: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.00 倍の時ににおける (a) ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクス (b) ブロードエリア半導体レーザの近視野強度分布

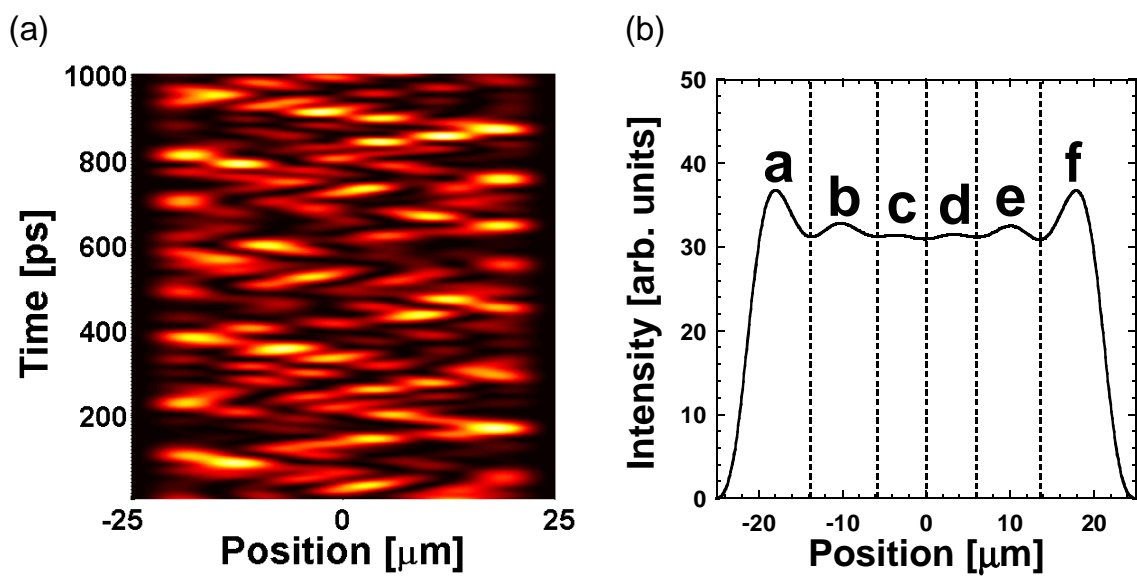


図 5.3: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍の時ににおける (a) ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクス (b) ブロードエリア半導体レーザの近視野強度分布

5.2 ブロードエリア半導体レーザーの反位相ダイナミクスの調査

本節において、数値計算によりブロードエリア半導体レーザーの光出力を空間的に分割し、反位相ダイナミクスを調査する。

5.2.1 空間分割されたブロードエリア半導体レーザーの時間ダイナミクス

本小節において、ブロードエリア半導体レーザーの空間分割を行い、全強度と部分強度を得る。まず初めに全強度と部分強度を得る方法を示す。全強度は図 5.1(a) のような時空間ダイナミクスを一度遠視野像に変換し、空間方向に足し合わせた。遠視野像は近視野像の複素電界に対してフーリエ変換を行い、その結果得られる複素電界から光強度を計算することで遠視野像が得られる。そして遠視野像を空間的に足し合わせることで全強度が得られる。一方、部分強度は近視野像のピークに対応する領域を抽出し、その複素電界に対してフーリエ変換をする。その後得られた一部の遠視野像を空間的に足し合わせることで部分強度が得られる。

注入電流変化時の全強度と部分強度の計算結果の時間ダイナミクスを図 5.4 と図 5.5、図 5.6 に示す。図 5.4(a) は注入電流がレーザー発振しきい値の 0.75 倍のときにおける全強度と空間分割された部分強度の時間波形を表す。全強度は黒線で示しており、部分強度 a と部分強度 b はそれぞれ図 5.1(b) に書かれている a, b と対応している。部分強度 a は赤線で示しており、部分強度 b は青線で示している。実際に図 5.4(a) を見ると、全強度は低速な振動成分のみが観測されるが、部分強度 a と b には高速な周期振動が観測される。更に、部分強度 a と b は互いに位相が π ずれており、反位相周期振動であることが見て取れる。続いて時間波形に対応する FFT の計算結果を図 5.4(b) に示す。図 5.4(b) を見ると、0.98 GHz の緩和発振周波数に対応する低周波数ピークは全強度の方が高いが、3.92 GHz の高周波数ピークは部分強度のみが観測され、全強度は観測されない。前章で述べたが、全強度にはない振動成分が部分強度に存在する場合、反位相ダイナミクスが存在している。

続いて注入電流をレーザー発振しきい値の 1.00 倍まで増加させたときの空間分割時の時間ダイナミクスを図 5.5 に示す。全強度においては低速な振動成分と高速な振動成分が混在した時間波形となっている。そのため全強度においては非通約な複数の振動成分を有する準周期振動であることが考えられる。一方で中下段の部分強度

a と b において高速な振動成分を含む時間波形であることが分かる．次に時間波形に対応する FFT の計算結果を図 5.5 に示す．黒線で示される全強度においては緩和発振周波数に対応する 1.34 GHz の低周波数成分に大きなピークが存在しており，部分強度を上回っている．一方で 5.48 GHz 付近の高周波数成分においては全強度のパワーは無く，部分強度のみにおいて観測されるため，部分強度間において反位相ダイナミクスが発生している可能性が高い．

最後に注入電流をレーザ発振しきい値の 1.50 倍にした時の空間分割時の時間ダイナミクスを図 5.6 に示す．図 5.6(a) の上段の全強度は 2.93 GHz のピーク以外では周期性が減少し，様々な振動成分を有するためカオス波形であると考えられる．また，中下段の部分強度はパルス的なカオス振動が発生しているため，時間波形から位相関係を判別することが困難である．この時間波形に対応する周波数スペクトルを図 5.6(b) に示す．周期や準周期の場合とは異なりカオスであるため，全強度と部分強度ともに幅広な周波数スペクトルが広がっていることがわかる．そのため周波数スペクトルから位相関係を見つけることが難しい．

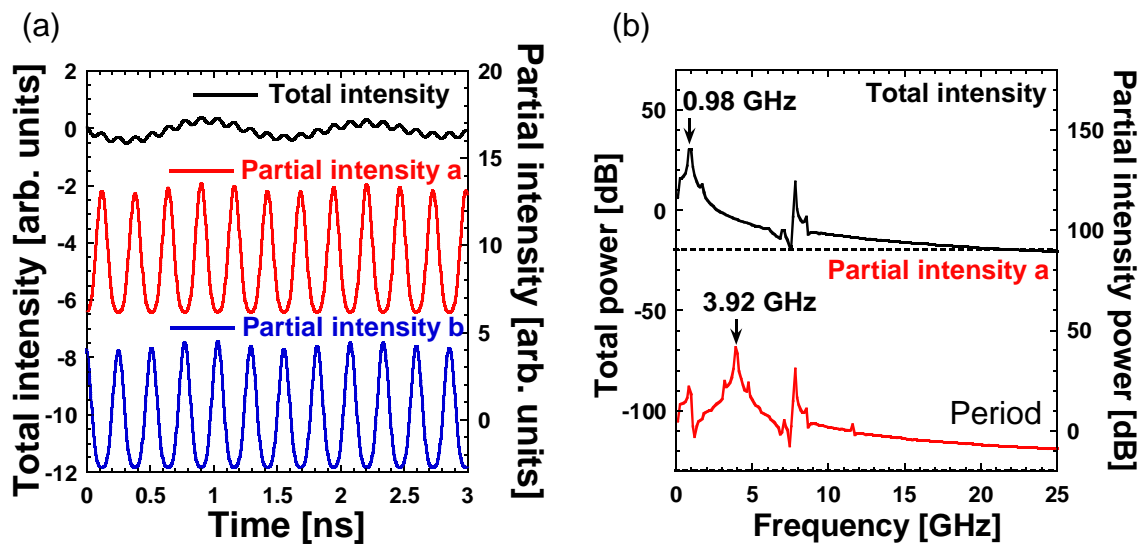


図 5.4: 注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍の時ににおける空間分割された (a) ブロードエリア半導体レーザの時間波形と (b) ブロードエリア半導体レーザの FFT

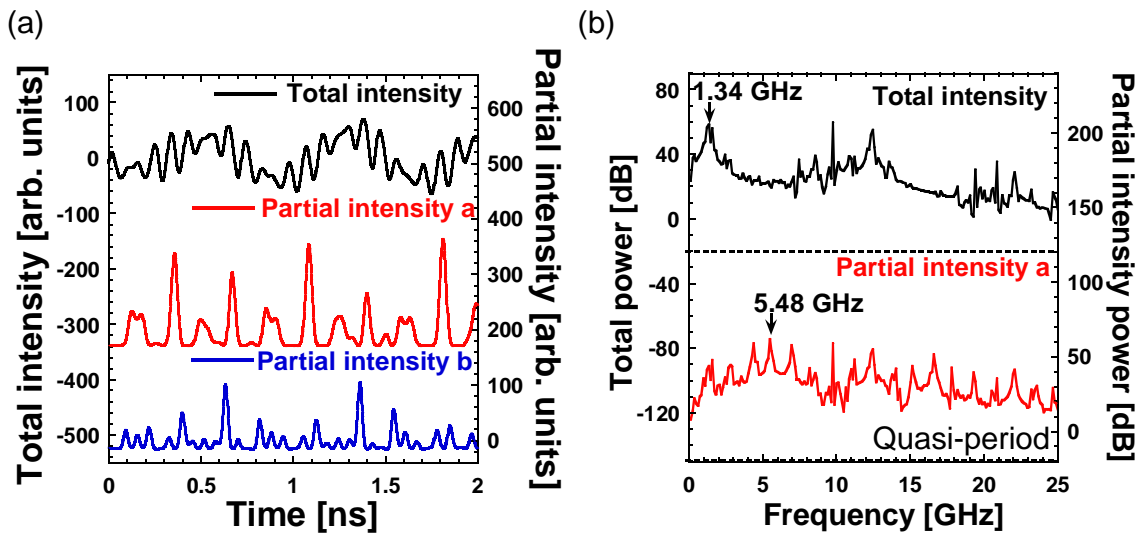


図 5.5: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.00 倍のときにおける空間分割された (a) ブロードエリア半導体レーザの時間波形と (b) ブロードエリア半導体レーザの FFT

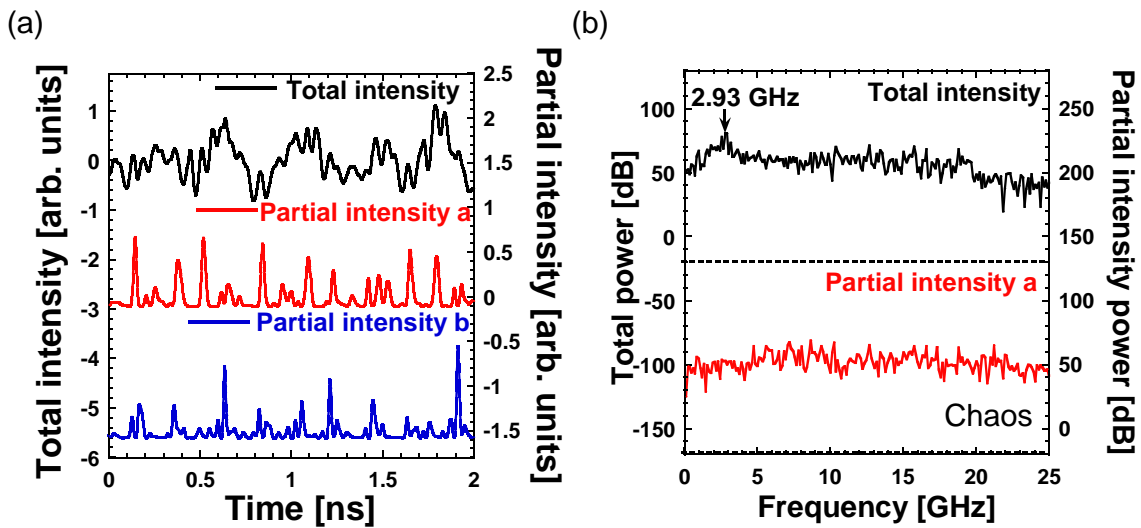


図 5.6: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍のときにおける空間分割された (a) ブロードエリア半導体レーザの時間波形と (b) ブロードエリア半導体レーザの FFT

5.2.2 位相ダイナミクスの判定

第 5.2.1 節において空間的に光強度を分割し，部分強度を得て全強度と比較した．しかしながら，周期や準周期においては反位相ダイナミクスの存在は分かったが，注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍の場合のようにカオス状態においては反位相ダイナミクスの存在は判定することが困難である．そこで本小節において，前章と同様に式 (4.1) を用いて部分強度の和の周波数スペクトルを計算することで，部分強度間の周波数成分毎の位相関係を調査する．

実際に部分強度の和の周波数スペクトルを計算した結果と全強度と部分強度の和との差分を計算した結果を図 5.7 から図 5.9 に示す．注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍の時の全強度と部分強度の和を図 5.7(a) に示す．上段の黒線が全強度で，下段の橙の線は部分強度の和の周波数スペクトルである．全強度において緩和発振周波数に対応する 0.98 GHz の低周波数成分において大きなピークが存在しており，部分強度よりも多いため同位相ダイナミクスが発生していると考えられる．一方部分強度の和の周波数スペクトルにおいて 3.92 GHz の高周波数成分において大きなピークが存在しており，全強度にはない周波数成分であるため反位相ダイナミクスが存在していることが分かる．これを分かりやすくするため第 4.1.3 節にある式 (4.4) を用いて全強度と部分強度の和との差分を計算した結果の $\Delta P(f)$ を図 5.7(b) に示す．図を見ると 0.98 GHz 付近の低周波数成分に正の値の同位相ダイナミクスであり，3.92 GHz 付近の高周波数成分にて反位相ダイナミクスが発生していることが分かる．

続いて図 5.8(a) は注入電流がレーザ発振しきい値の 1.00 倍の時の全強度と部分強度の和の周波数スペクトルである．上段の全強度においては 1.34 GHz 付近に大きなピークが存在しておりこれは緩和発振周波数に対応し，部分強度の和よりも大きいため同位相ダイナミクスであることが分かる．そして 5.48 GHz においては全強度よりも部分強度の方が大きいため反位相ダイナミクスが発生していることが分かる．次に図 5.8(b) は全強度と部分強度の和との差分である $\Delta P(f)$ の計算結果である．0 から 2 GHz の低周波数成分においては正の値の同位相ダイナミクスであり，それ以上の周波数において負の値の反位相ダイナミクスが発生していることが分かる．最後に注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍の時の全強度と部分強度の和を図 5.9 に示す．0 から 4 GHz の低周波数成分において正の値の同位相ダイナミクスが発生し，4 から 10 GHz において負の値の反位相ダイナミクスであり，20 GHz 以上において再び反位相ダイナミクスが発生していることが分かる．

次に注入電流を連続的に変化させたときの位相ダイナミクスの分岐図を図 5.10 に示す．(a) は全強度の周波数スペクトルの分岐図であり，横軸は周波数を示し，縦軸

が注入電流を示し、色の濃さがパワーの高さを表している。注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍の時には低周波数において単一のピークしか観測されないが、注入電流の増加により 10 GHz 付近に複数のピークが発生していることが分かる。また、注入電流の増加に伴いより高周波数成分が発生している。さらに注入電流を増加し、しきい値の 1.2 倍以降ではスペクトルが全体的に上昇し、幅広なスペクトルとなっている。次に図 5.10(b) は全強度と部分強度の和の周波数スペクトルとの差分である $\Delta P(f)$ である。赤色が同位相ダイナミクスを示し、青色が反位相ダイナミクスを表している。また、緑色の線は低周波数ピークであり、注入電流の増加に伴い周波数が増加しているため、レーザの緩和発振周波数に対応する。0 から 3 GHz では赤色の同位相ダイナミクスが観測され、それ以上の周波数成分にて青色の反位相ダイナミクスが発生していることが分かる。

このように緩和発振周波数に対応する周波数成分にて同位相ダイナミクスが観測され、それ以上の周波数成分にて反位相ダイナミクスが発生するという特徴は前章における実験結果と一致しているといえる。しかしながら、高周波数成分において実験では同位相ダイナミクスが得られたが、数値計算では反位相ダイナミクスとなった。これについては、実験で用いたブロードエリア半導体レーザは発振波長が複数ある多重縦モードであるのに対して、数値計算で用いたモデルが単一縦モードであるということが原因である可能性が挙げられる [7]。これは、ブロードエリア半導体レーザの反位相振動の周波数は、異なる横モード間の周波数差によるビート周波数により決まる [7]。そのため、単一縦モードの場合だと異なる横モード間の周波数差のみが影響することになり、正確な物理現象の再現をすることができない可能性が高い。そのため、実験と数値計算の一致を目指す場合、モデルの多重縦モード化は必要であると考えられる。

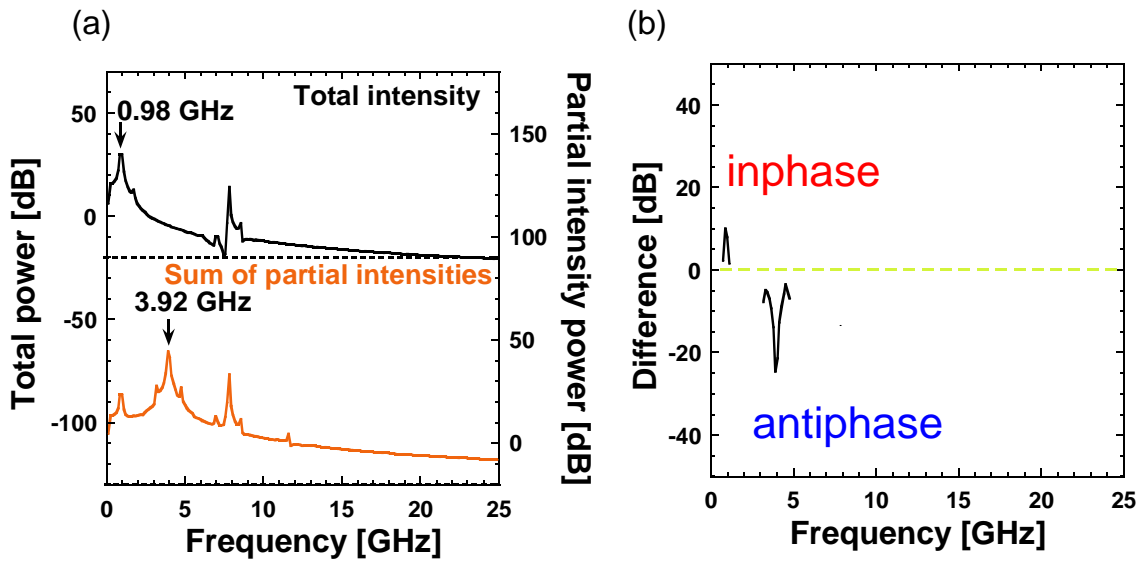


図 5.7: 注入電流がレーザ発振しきい値の 0.75 倍のときにおける (a) 全強度と部分強度の和の周波数スペクトル (b) 全強度と部分強度の和との差分の周波数スペクトル

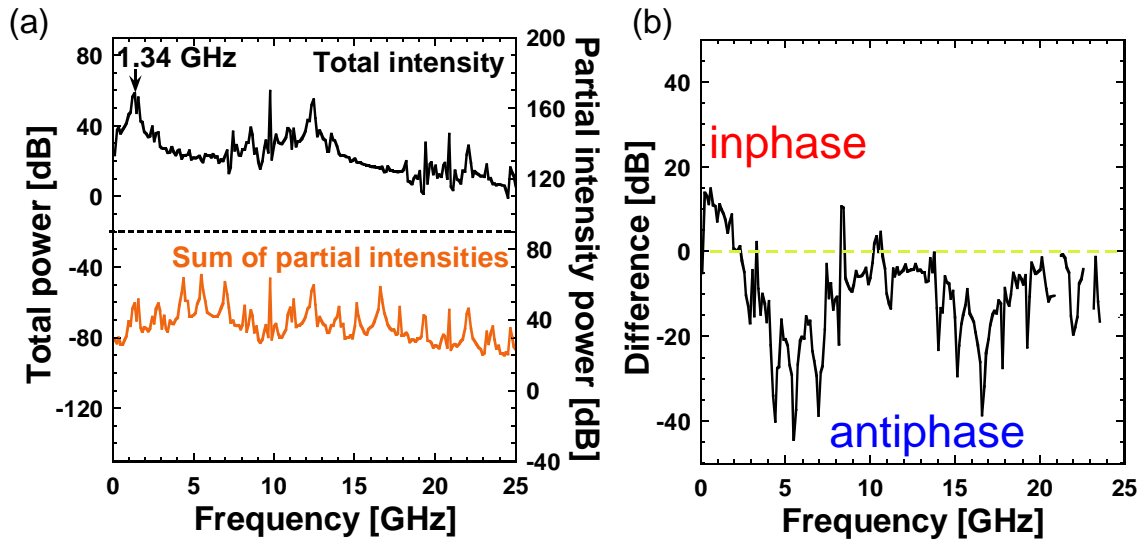


図 5.8: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.00 倍のときにおける (a) 全強度と部分強度の和の周波数スペクトル (b) 全強度と部分強度の和との差分の周波数スペクトル

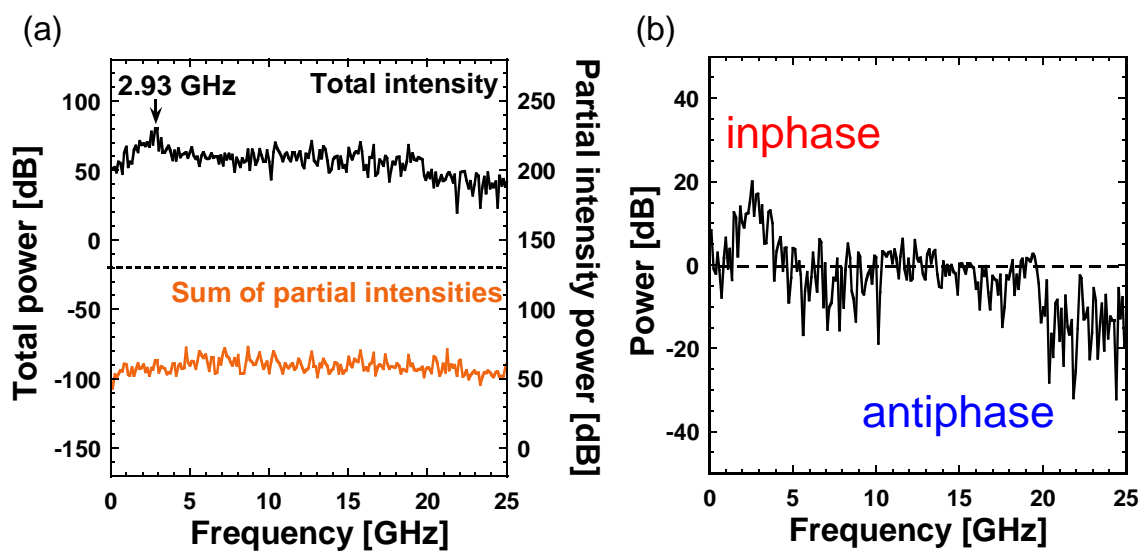


図 5.9: 注入電流がレーザ発振しきい値の 1.50 倍の時に (a) 全強度と部分強度の和の周波数スペクトル (b) 全強度と部分強度の和との差分の周波数スペクトル

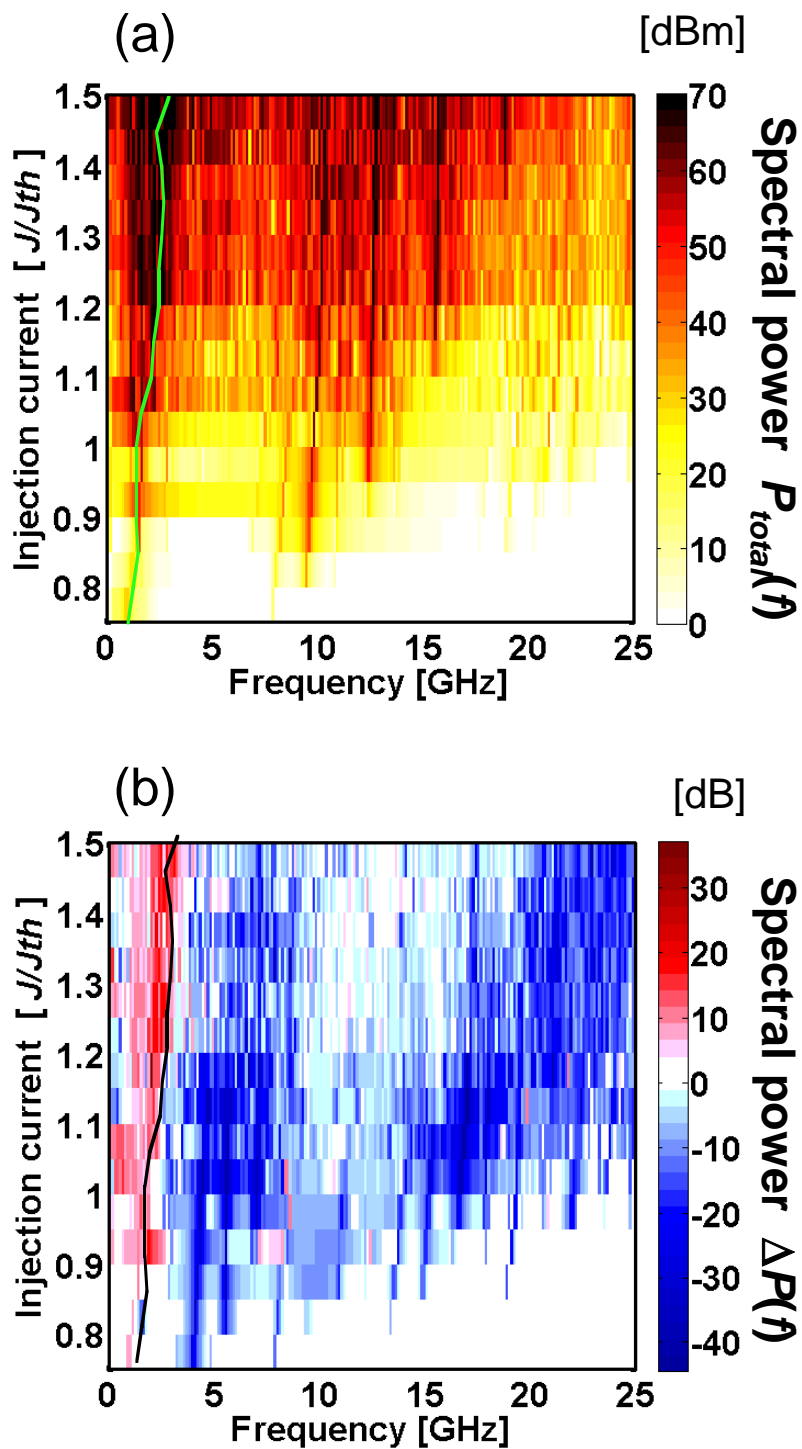


図 5.10: (a) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度の周波数スペクトルの二次元図 . (b) 連続的に注入電流を変化させた時の全強度と部分強度の和との差分のスペクトルの二次元図

5.3 個別のピーク間の位相ダイナミクスの調査

前節までは全てのピークの位相関係の傾向を調査してきた。しかしながら、ブロードエリア半導体レーザの内部のダイナミクスをより理解するためには個別のピーク間の位相ダイナミクスを調査する必要がある。そこで本節において数値計算を用いて個別のピーク間の位相関係を調査する。

ここで実際に個別のピーク間の位相関係を調査する方法を説明する。a と b の間の位相関係を調査する際には a と b のみを含む全強度 $P_{total}(f) = |E_a + E_b|^2$ と部分強度を比較することにより位相関係を判別する。

初めに二つの部分強度の全強度と部分強度の時間波形を図 5.11 に示す。黒線が 2 つの部分強度の全強度であり、赤線と青線がそれぞれ部分強度である。図 5.11(a) の a-b 間の時間波形を見ると黒線の全強度のピーク的位置と赤線のピーク的位置が概ね一致しているように見える。しかしながら、位相関係は判別することができない。図 5.11(b) の a-c 間の時間波形も同様に、時間波形からは位相関係を判別することは難しい。一方で図 5.11(c) を見ると、時間波形のピークが交互に発生していることが分かる。このピークの数 5, 6 個であるため、5-6 GHz 程度の周波数にて反位相振動が発生していることが分かる。図 5.11(d) の b-c 間の場合だと、一部の振動が交互に発生していることが分かるため、こちらも反位相振動が存在していると考えられる。図 5.11(e),(f) を見ると図 5.11(a),(b) と同様に時間波形からでは位相関係を判別することは困難そうである。

そこで先程と同様に、2 つの部分強度から部分強度の和を計算し、全強度と比較をした。その図を図 5.12 に示す。図 5.12(a)-(f) の組合せは図 5.11(a)-(f) と同じである。図 5.12(a),(b) を見ると、全強度と部分強度の和は同程度であるため位相関係を判別することが難しいと考えられるが、一方で、図 5.12(c),(d) は 5 GHz 付近で全強度よりも部分強度の和の方がパワーが高いことが分かり、反位相ダイナミクスが存在していることが分かる。また、図 5.12(e),(f) は図 5.12(a),(b) 同様に位相関係を判別することが難しい。

そこで位相関係を明確にするために全強度と部分強度の和との差分を計算した図を図 5.13 に示す。黒線が全強度と部分強度の和との差分である $\Delta P(f)$ の計算結果で、赤線は 0 dB を表している。6 GHz 周辺を見ると、図 5.13(a) の a-b 間と (b) の a-c 間において位相関係はほとんどないが、図 5.13(c) の a-d 間や (d) の b-c 間の左右対称となる組合せにおいて 6 GHz 付近に大きな負の値をとっていることが分かる。また、図 5.13(e) の b-d 間と (f) の c-d 間も a-b 間や a-c 間と同様に位相関係がほとんどないことが分かる。一方で、12 GHz 付近を見ると今度は図 5.13(c) の a-d 間

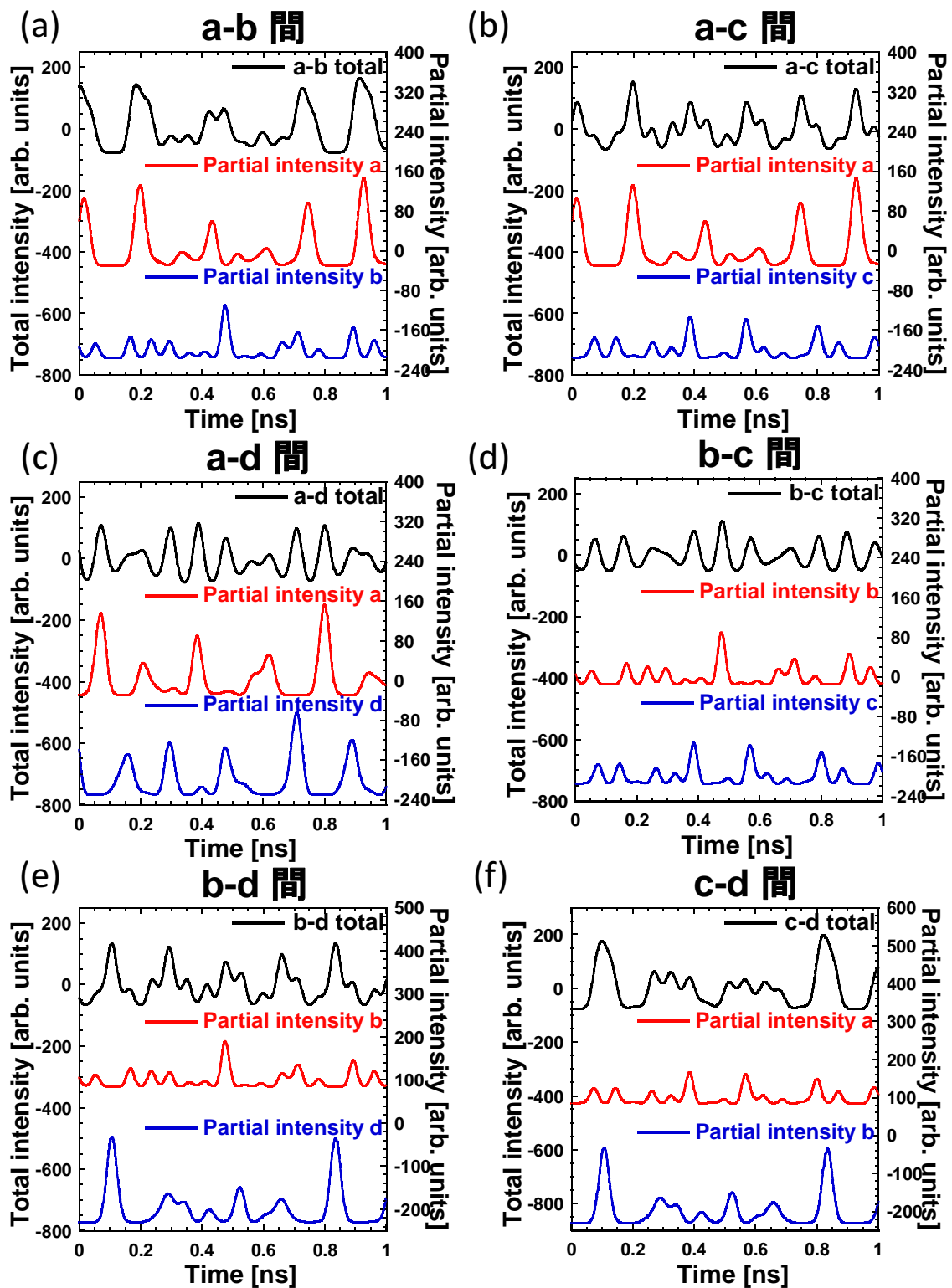


図 5.11: (a)a-b間, (b)a-c間, (c)a-d間, (d)b-c間, (e)b-d間, (f)c-d間における2つの部分強度の全強度と部分強度の時間波形.

や (d) の b-c 間においてほとんど位相関係が無くなっていることが分かる．その代わりにその他の組合せでは負の値をとっており，周波数により反位相ダイナミクスが出現する組合せが変わっていることが分かる．

この関係をまとめるために，6 GHz における $\Delta P(f)$ の値を表 5.2 に示す．表 5.2 は右上の領域が 6 GHz における $\Delta P(f)$ の値で，左下の領域は $\Delta P(f)$ による位相関係を表している．この $\Delta P(f)$ が負の値で，大きな絶対値を有する程大きな反位相の関係であることが言える．表の右上の領域を見ると a-d と b-c の左右対称な組合せにて大きな反位相の関係であることが分かるが，それ以外はほとんど位相関係が無いことが分かる．

ここで，左右対称な組合せにおいて大きな反位相の関係となる理由の考察を行う．注入電流が低い時は図 5.1(b) のように，左右対称となる a-b 間にて大きな反位相振動が得られた．この関係が注入電流を増加した図 5.2(b) の場合でも保持されており，a-d, b-c の間で反位相ダイナミクスが発生している．これは，元々存在した左右対称な反位相ダイナミクスの傾向がピークの数が増加しても残っているためだと考えられる．

表 5.2: 6 GHz における $\Delta P(f)$ の値 [dB]

	a	b	c	d
a		1.13	-0.28	-11.68
b	無		-7.93	0.62
c	無	反位相		0.87
d	反位相	無	無	

続いて 12 GHz における $\Delta P(f)$ の値を表 5.3 に示す．今度は a-d や b-c のように左右対称な組合せでは $\Delta P(f)$ の値は小さくなり位相関係がほとんどないことが分かる．一方で，a-b や c-d のように表 5.2 において位相関係が無しと判別された組合せで大きな負の $\Delta P(f)$ となっていることが分かる．

このように，周波数ごとにより位相関係が逆転する理由の考察を行う．まず，隣接するピーク間である a-b 間や c-d 間において反位相の関係となった理由は，空間的キャリアホールバーニングの効果により，ピークが分裂した後キャリア密度の取

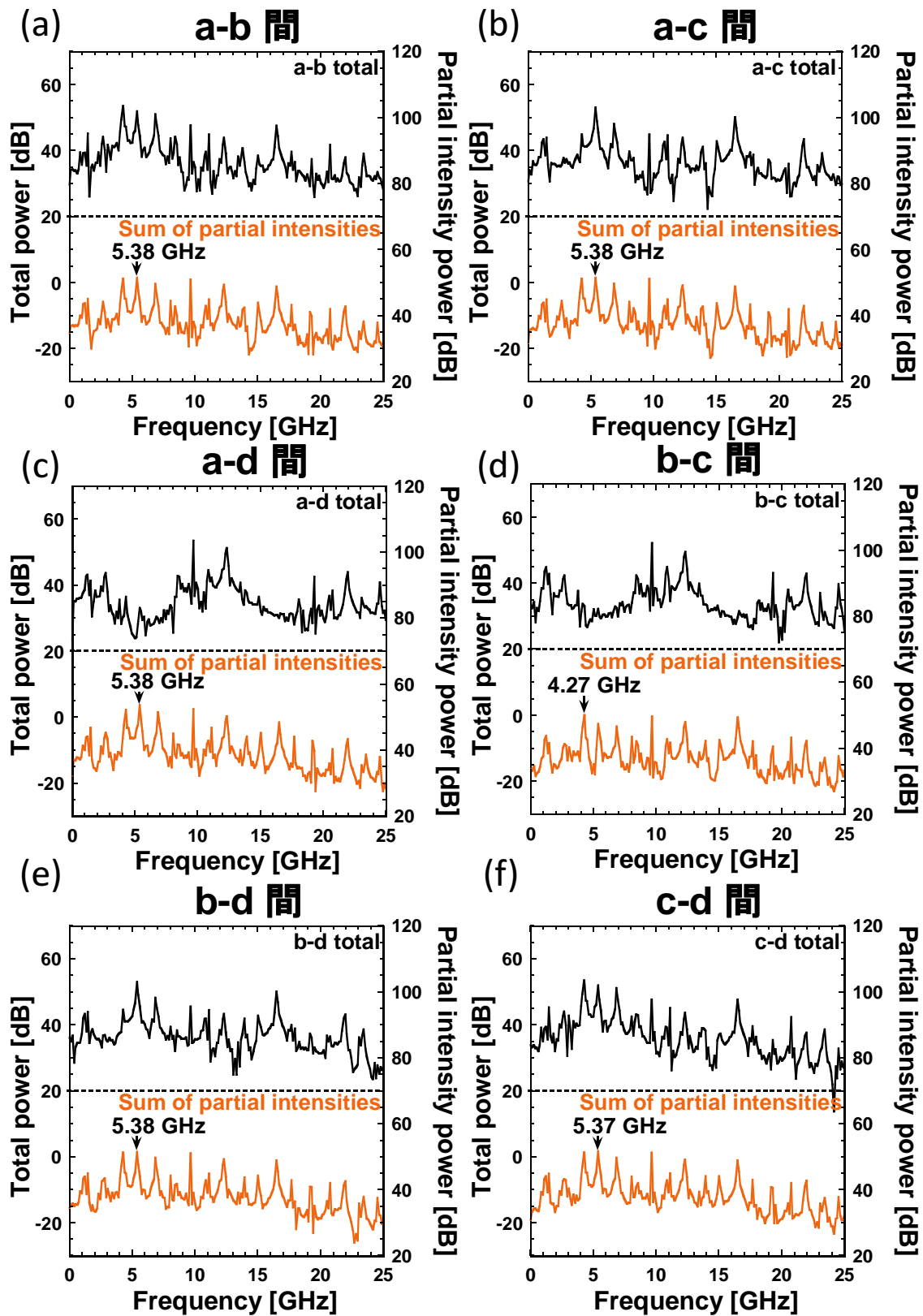


図 5.12: (a)a-b 間, (b)a-c 間, (c)a-d 間, (d)b-c 間, (e)b-d 間, (f)c-d 間における 2 つの部分強度の全強度と部分強度和の周波数スペクトル.

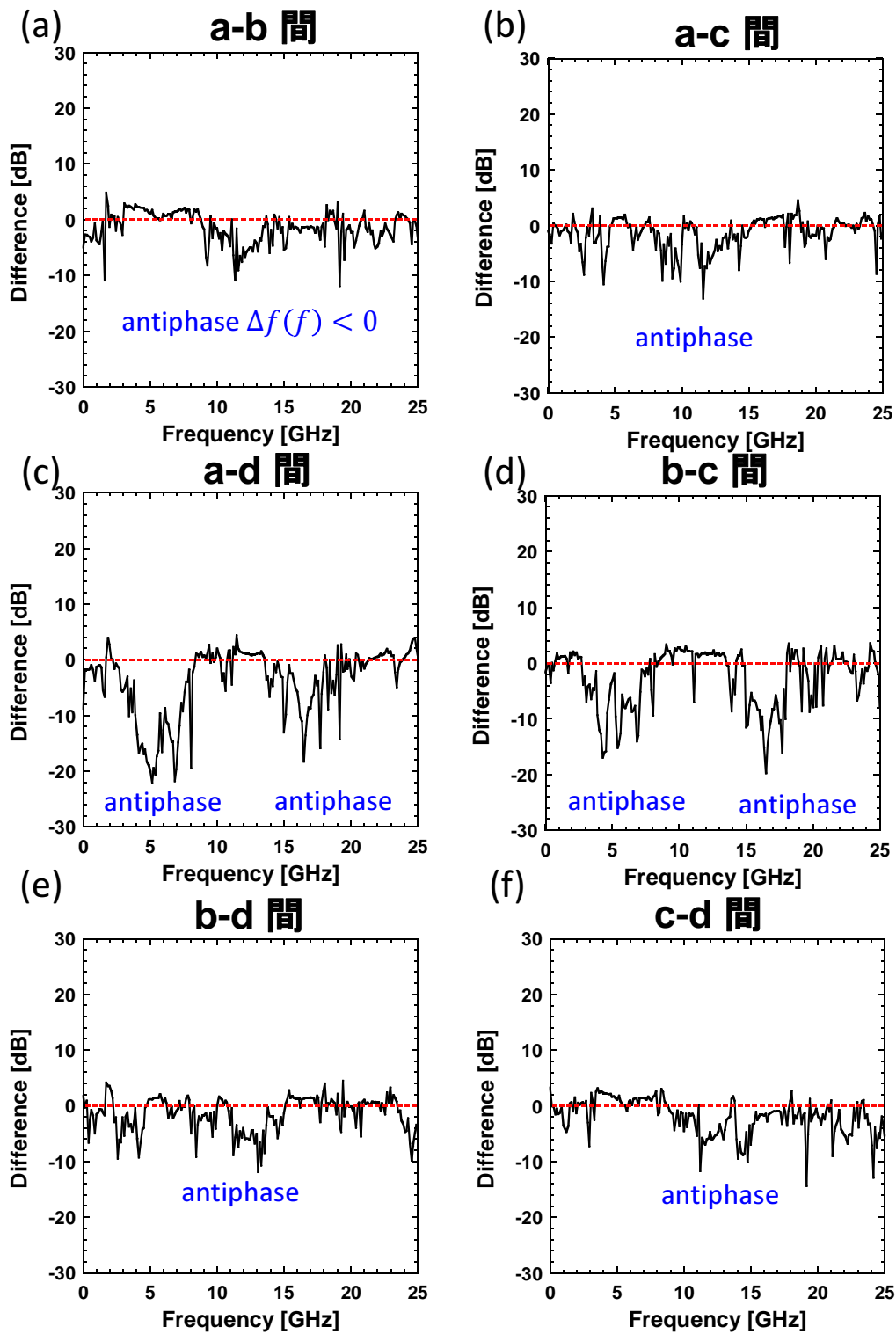


図 5.13: (a)a-b 間, (b)a-c 間, (c)a-d 間, (d)b-c 間, (e)b-d 間, (f)c-d 間における 2 つの部分強度の全強度と部分強度和との差分の周波数スペクトル.

り合いにより左右交互にしか光強度が強くなれないからであると考えられる．そのため元々同じピークだったピーク間においては大きな反位相の関係となることが言える．一方で隣接していないピークの場合は，先程ピークが分裂する時に左右の位相関係が保持されたままピークが分裂すると述べたが，その左右の位相関係が存在すると隣接していないピーク間でも反位相の関係となることが考えられる．

これらの結果を踏まえると，位相関係が無い部分では同位相が発生すると考えられるが，これも空間的ホールバーニング効果により，隣接するピーク間で反位相の関係であることが原因だと考えられる，その兆候が図 5.13(c) と (d) における 18 GHz のピークとしてあらわれていると考えている．わずかに位相がずれているため，12 GHz の位相関係としては位相無しと判別された可能性が高い．

表 5.3: 12 GHz における $\Delta P(f)$ の値 [dB]

	a	b	c	d
a		-5.52	-5.41	1.15
b	反位相		1.80	-4.62
c	反位相	無		-5.18
d	無	反位相	反位相	

5.4 乱数生成への応用に関する考察

第4章と第5章の結果を踏まえてブロードエリア半導体レーザを用いた高速物理乱数の並列生成応用に関する考察を行う。高速物理乱数の並列生成においては部分強度間の位相関係が存在する場合、生成された乱数間に相関が発生することが考えられる。実験と数値計算の結果を見るとやはりブロードエリア半導体レーザには位相ダイナミクスが存在するため、位相関係を無くすための制御が必要不可欠となってくる。

ここでブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを低減する可能性のある手法をいくつか紹介する。図5.14に二つ低減手法を示す。一つ目は図5.14(a)は傾斜フィードバックを用いた低減手法である。これは、レーザから出た光を傾斜した鏡に反射させることで、異なる位置と角度にフィードバックされる。そのため、内部の位相ダイナミクスが混合されることが考えられ、位相ダイナミクスが低減する可能性がある。もう一つは図5.14(b)の光注入を用いた改善手法である。これは、2つブロードエリア半導体レーザを用意する。異なる位相ダイナミクスを有するブロードエリア半導体レーザ同士を一方向に結合することで、内部で位相ダイナミクスの混合が発生することが考えられ、位相ダイナミクスが低減されることが予測される。

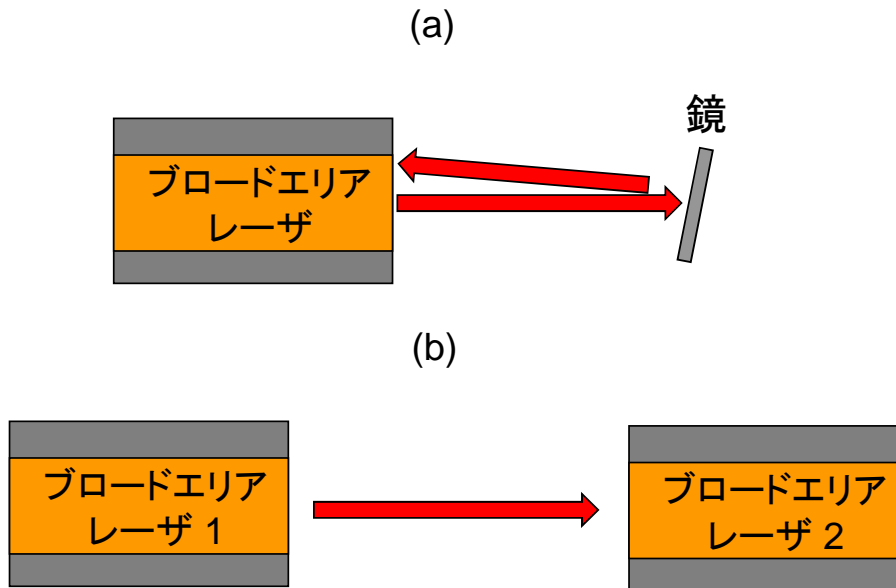


図 5.14: (a) 傾斜フィードバックと (b) 光注入を用いた位相ダイナミクス低減手法案

5.5 まとめ

本章において，ブロードエリア半導体レーザの時空間ダイナミクスを数値解析的に調査した．計算に使用したモデルはブロードエリア半導体レーザの電界とキャリア密度を表す偏微分方程式であり，差分化することにより数値的に計算した．注入電流の増加に伴いレーザ光の出力強度は周期振動から，準周期振動へと変化し，カオスへと変化していた．得られた時空間ダイナミクスを時間的に平均化することで近視野像を得て，ピークに対応する領域を空間的に分割し部分強度を取得した．また，得られた部分強度から，部分強度の和の周波数スペクトルを計算した．そして全強度と部分強度の和との差分を計算し全強度と比較することで位相ダイナミクスを判定した．その結果，緩和発振周波数に対応する低周波数成分 (0-3 GHz) において同位相ダイナミクスが発生しており，それ以上の高周波数成分において反位相ダイナミクスが発生していた．これらの数値計算結果は前章における緩和発振周波数に対応する低周波数成分にて同位相ダイナミクスが得られ，中程度の周波数成分にて反位相ダイナミクスが発生するという点において一致した．しかしながら高周波数成分においては実験では同位相ダイナミクスが得られたものの，数値計算では反位相ダイナミクスが得られており，不一致であった．この要因として，実験では多重縦モード発振しているのに対し，計算では単一縦モードのモデルを用いていることが原因である可能性がある．また，各部分強度間の位相関係を調査した．2つの部分強度を全強度とし，部分強度と比較することで2つの部分強度間の位相関係を調査した．6 GHz 付近では左右対称な組合せで大きな反位相が発生しており，注入電流が低い時に元々存在した反位相の関係が保持されていることが分かった．また，12 GHz の速い周波数で見た時，この反位相の関係は隣接しないピーク間においても観測された．

以上のように，元々のピークの関係がピークが分裂しても保持されるという結果は非常に重要な結果である．また，隣接していない a-d 間などのピーク間の位相関係は実験的に観測することは困難であるためブロードエリア半導体レーザのフィラメンテーション発振を理解する上では非常に重要な知見であると考えられる．

第6章 結合されたブロードエリア半 導体レーザ間のカオス同期

本章においてブロードエリア半導体レーザの光注入時のダイナミクスを調査し、ブロードエリア半導体レーザ間において同期現象が得られるかを調査することを目的とする。第3章において戻り光を付加することで、ブロードエリア半導体レーザが10 GHzを超えるカオス的振動を発生することを示した。しかしながら、発生したカオスの周波数スペクトルは凹凸が大きく乱数生成には不向きであると考えられる。また、第4章と第5章において、ブロードエリア半導体レーザにおいて反位相ダイナミクスが発生していることを示した。このような結果から、ブロードエリア半導体レーザの周波数スペクトルの凹凸を低減し、反位相ダイナミクスを抑制することが重要である。そのために有用な技術として帯域拡大カオスの発生が挙げられる。帯域拡大カオスとは片方のレーザからもう片方のレーザへ一方向的に光注入することでレーザカオスの周波数帯域を拡大し、凹凸を低減する技術である [41, 62–66]。この帯域拡大カオスが発生するかどうかは主にレーザ間の光波長差により決まり、光波長差 $\Delta\lambda$ は以下の式により表される。

$$\Delta\lambda = \lambda_{Res} - \lambda_{Dri} \quad (6.1)$$

この時の λ_{Res} は Response レーザの光波長であり、 λ_{Dri} は Drive レーザの光波長を表している。帯域拡大カオスは正の光波長差の時に発生しやすく、光波長差が0あるいは負の光波長差の時には同期現象が発生しやすい [3]。そのため帯域拡大カオスを調査する前にブロードエリア半導体レーザの同期現象を調査する。

6.1 ブロードエリア半導体レーザの光注入時のカオス同期

本節においてブロードエリア半導体レーザを一方向的に光注入することによりカオス同期を達成する。

6.1.1 実験装置図

本小節においてブロードエリア半導体レーザを一方向に結合するための実験装置について説明する．図 6.1 に実験装置図を示す．また，表 6.1 に実験装置のリストを示す．光注入は Drive レーザ (L10452-7, 1012-001, $\lambda = 809 \text{ nm}$) から Response レーザへ (L10452-7, 1012-002, $\lambda = 810 \text{ nm}$) 一方向に結合するようになっている．Drive から出た光は焦点距離 f が 2.97 mm の非球面レンズ L1 と焦点距離 f が 100 mm のシリンドリカルレンズ L3 を用いてコリメートされる (以下では焦点距離 f が $n \text{ mm}$ のレンズを $f = n \text{ mm}$ とする)．コリメートされたレーザ光は BS 1(50 : 50) により直進する光と反射する光に分けられる．直進する光は光検出部へ伝搬し，反射する光は外部共振器と Response レーザへと伝搬する．BS 2(50 : 50) により分けられた光のうち直進する光は Mirror 1 で反射することで Drive レーザに戻り光としてフィードバックすることで戻り光カオスが発生する．一方で反射した光は $f = 200 \text{ mm}$ のレンズ L5 を通る．次に Mirror 2 で反射し，ISO 1 を通る．この時偏光方向が 45° ずれるためそれを $\lambda/2$ 波長板を用いて偏光方向を Response レーザと合わせている．そして $f = 200 \text{ mm}$ のレンズ L6 を通る．そして BS 3(50 : 50) に反射し， $f = 100 \text{ mm}$ のシリンドリカルレンズ L4 と $f = 2.97 \text{ mm}$ の非球面レンズ L2 を通過することで Response レーザに注入される．このレンズは全て共焦点距離に設置されているため Response レーザへは近視野像の状態で集光されることになる．光検出部も複数のレンズ ($f = 200 \text{ mm}$ のレンズ L7, $f = 200 \text{ mm}$ のレンズ L8, $f = 300 \text{ mm}$ のレンズ L9, $f = 450 \text{ mm}$ のレンズ L10, $f = 250 \text{ mm}$ のレンズ L11) は全て共焦点となるように配置しているため対物レンズの手前で近視野像を結ぶようになっている．対物レンズ (Objective Lens 2) により光ファイバに集光され，PD 1 により電気信号に変換された後，Amp 1 と Amp 2 により電気信号を増幅される．

一方 Response レーザから出た光は $f = 2.97 \text{ mm}$ の非球面レンズ L2 と $f = 100 \text{ mm}$ のシリンドリカルレンズ L4 により平行なビームとなった後 BS 3(50 : 50) で直進する光と反射する光に分割されるが，反射した光は ISO 1 により阻まれる．直進する光は Mirror 4 と Mirror 5 に反射した後 $f = 500 \text{ mm}$ のレンズである L12 を通り，ISO 3 を通った後 Mirror 6 に反射し BS(50 : 50) 4 で二つの光に分割されるが，この実験においては反射する光のみを用いる．続いて $f = 500 \text{ mm}$ である L13 を通った後 Mirror 7 で反射した後 Objective Lens 1 に入射する．こちらも全てのレンズが共焦点位置に配置されているため対物レンズの手前にて近視野像を結ぶようになっている．対物レンズに入射した後は Drive 側と同様である．電気信号に変換された Drive と Response レーザの光強度はデジタルオシロスコープにて光強度の時間波形を，時間波形に対応する周波数スペクトルは RF スペクトルアナライザにて観測される．また，光検出器から光ファイバを外し，光スペクトルアナライザへ

接続することでブロードエリア半導体レーザの波長のスペクトルを観測することが可能である。

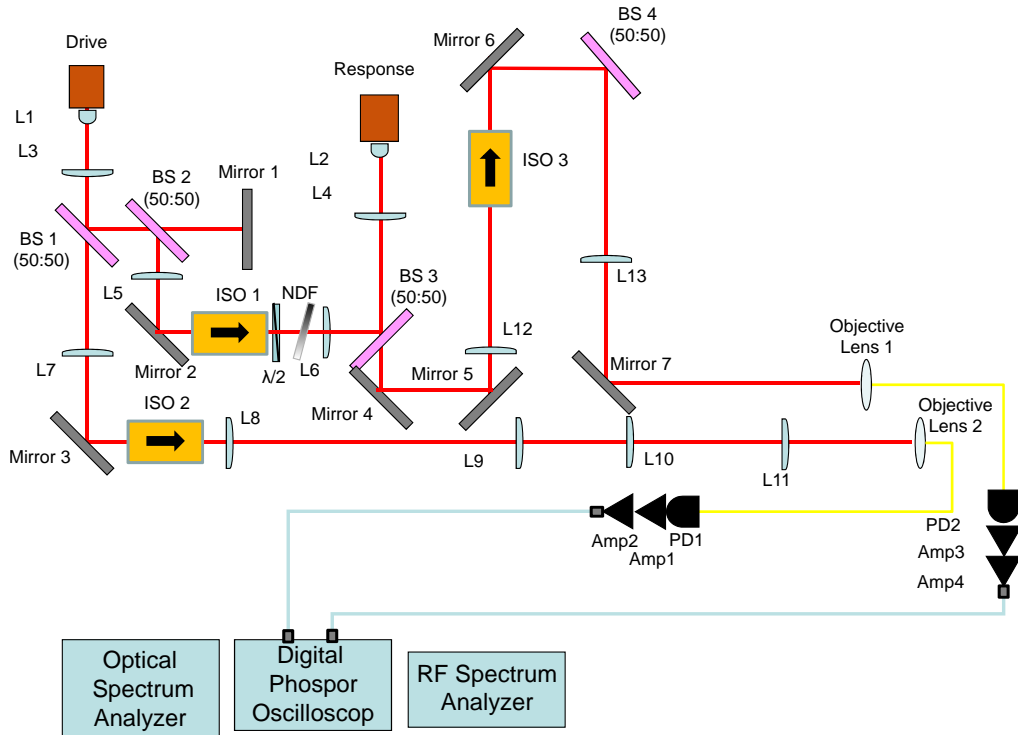


図 6.1: BAL 一方向結合実験装置

表 6.1: BAL 一方向結合実験装置表

名前	会社名	型番	記号	シリアル番号
CW レーザダイオード	浜松ホトニクス	L10452-07	Drive	1012-001
			Response	1012-002
LightPath 枠付きガラス非球面レンズ $f = 2.97$	LightPath	64807-L	L1	
			L2	
シリンドリカルレンズ $f = 100$	Edmund Optics	69751-L	L3	
			L4	
球面平凸レンズ $f = 200$	シグマ光機	SLB-50-200P	L5	
			L6	
			L7	
			L8	
球面平凸レンズ $f = 300$	シグマ光機	SLB-30-300P	L9	
球面平凸レンズ $f = 450$	シグマ光機	SLB-30-450P	L10	
球面平凸レンズ $f = 250$	シグマ光機	SLB-30-250P	L11	
球面平凸レンズ $f = 500$	シグマ光機	SLB-30-500P	L12	
			L13	
ビームスプリッタ 50 : 50			BS 1(50 : 50)	
			BS 2(50 : 50)	
			BS 3(50 : 50)	
			BS 4(50 : 50)	
アルミ平面ミラー	シグマ光機	TFAN-50C08-10	Mirror 1	
			Mirror 2	
			Mirror 3	
			Mirror 4	
			Mirror 5	
			Mirror 6	
			Mirror 7	
可変減光フィルタ	シグマ光機	VND-50	NDF	
光アイソレータ	Thorlabs	IO-5-TIS2-HP	ISO 1	
	OFR	IO-5-850-LP	ISO 2	
光検出器 (空間用)	Newport	818-SL	記号無し	
光パワーメータ (空間用)	Newport	1815-C	記号無し	
対物レンズ	シグマ光機	OBL-10	Objective Lens 1	
			Objective Lens 2	
シングルモードファイバ	フジクラ	FFC-2PS-SPC-2M-SMC10 / 125-S	Fiber 1	
			Fiber 2	
レーザフォーカシングホルダ	シグマ光機	FOPT	記号無し	
			記号無し	
光検出器 (ファイバ用)	New Focus	1434	PD 1	4536
			PD 2	4539
電気信号増幅器	New Focus	1422-LF	Amp 1	0749
			Amp 2	0734
			Amp 3	0757
			Amp 4	0730
オシロスコープ	Tektronix	DPO71604B	Digital Oscilloscope	B110609
RF スペクトルアナライザ	Agilent	N9010A	Spectrum Analyzer	MY49060974
光スペクトルアナライザ	YOKOGAWA	AQ6370B	Optical Spectrum Analyzer	91JB23882

6.1.2 ブロードエリア半導体レーザのカオス同期の実験的観測

本節においてブロードエリア半導体レーザを一方向に結合し，カオス同期が達成されることを実験的に観測する．

実験において光注入が達成されているかどうかを確認する方法は重要である．まず，図 6.1 の Mirror 4 と Mirror 5 の間の光路上にパワーメータを設置する．これで観測できるのは Response レーザの出力である．Drive からの光が入っている場合，Response の出力が増大することからどの程度 Drive レーザの光出力が入っているかが分かる．この状態で BS(50 : 50) 3，Mirror 2，BS(50 : 50) 2，BS(50 : 50) 1 をこの順番で Response の光量が高くなるように微調整する．ただしこの時 BS(50 : 50) 1 のビームスプリッタをずらすと外部共振器のアライメントも一緒にずれてしまうために注意する必要がある．もしもずれてしまった場合は RF スペクトルアナライザを見ながら Drive の光強度がカオス状態となるように Mirror 1 を調整する必要がある．

表 6.2: ブロードエリア半導体レーザの同期パラメータ

	注入電流 [mA]	温度 [°C]	戻り光量	注入光量
Drive	185 ($1.16I_{th}$)	22.00	30°(100%)	無し
Response	180 ($1.13I_{th}$)	22.80	無し	30°(100%)

まず初めにブロードエリア半導体レーザを用いたカオス同期において使用したパラメータについて説明を行う．パラメータ表は表 6.2 に示してある．Drive の注入電流は 185 mA でレーザ発振しきい値の 1.16 倍に設定した．Response レーザの注入電流は 180 mA でレーザ発振しきい値の 1.13 倍に設定した．Drive の設定温度は 22.00°C であり，Response の設定温度は 22.80°C である．Drive には戻り光を付加しており，Response には付加していない．また Drive から Response への注入光量は最大の注入光量となっている．

ブロードエリア半導体レーザの光スペクトルを図 6.2 に示す．黒線が Drive レーザを赤線が Response レーザの光スペクトルを表している．横軸は波長，縦軸はパワーとなっている．図 6.2(a) が光注入前の光スペクトルであり，Drive レーザの光スペクトルは複数の支配的なピークが発生している．一方で Response レーザの光スペクトルは Drive レーザに比べてスペクトルの狭い範囲で支配的なピークが観測され，Drive と Response レーザの光スペクトルは全く異なる形状をしていることが分かる．続いて図 6.2(b) に Drive 光を注入した後の光スペクトルを示す．Drive レー

ザと Response レーザの光スペクトルの形状が一致しており、インジェクションロッキングが発生していることが分かる。

次にブロードエリア半導体レーザの時間波形と Drive-Response 間の相関図を示す。図 6.3(a), (b) は光注入前の (a) 時間波形と (a) 相関図である。こちら光スペクトルや RF スペクトルと同様に黒線が Drive, 赤線が Response レーザを表している。図 6.3(a) を見ると Drive レーザは低速でカオス的な振動をしていることが分かる。一方で Response レーザは Drive レーザに比べて非常に振幅が小さく、緩和振動であると考えられる。これはほとんどの振動成分が光検出器やオシロスコープなどのノイズに埋もれていることが考えられる。続いて図 6.3(b) は Drive と Response の相関図であり横軸は Drive の強度分布であり、縦軸は Response の強度分布である。図を見ると全体に点が分布しているため、同期していないことが分かる。

ここで、定量的に同期精度を調べるために相互相関関数を導入する。式は以下の通りである。

$$C = \frac{\langle (I_A - \bar{I}_A)(I_B - \bar{I}_B) \rangle}{\sigma_A \cdot \sigma_B} \quad (6.2)$$

ここで、 I_A, I_B は Drive, Response のレーザ強度波形 (時間波形), \bar{I}_A, \bar{I}_B はレーザ強度波形の平均, σ_A, σ_B はレーザ強度波形の標準偏差, $\langle \rangle$ は時間平均である。相関値は 1 の場合は完全に同期しており, 0 の場合は全く同期していないことを表している。

式 (6.2) を用いて相互値 C を計算すると, $C = 0.020$ であった。このことから光注入前の Drive と Response は同期していないことが分かる。

続いて図 6.3(c), (d) は光注入時の Drive レーザと Response レーザの (c) 時間波形と (d) 相関図である。図 6.3(c) を見ると黒線の Drive レーザの光出力は図 6.3(a) と同様に低速なカオス的な振動が観測されるが, Response レーザも同様にカオス的な振動となっただけでなく, Drive と Response レーザの光強度の振動がほぼ一致していることが分かる。続いて図 6.3(d) を見ると点が斜め 45° の対角線上に分布しており相関が高い。式 (6.2) のより図 6.3 の C は相関値が 0.934 と非常に高い値となっているため, Drive レーザと Response レーザの間で同期が達成できたと言える。

続いて図 6.4 は Drive レーザと Response レーザの RF スペクトルである。こちら黒線が Drive レーザ, 赤線は Response レーザを表している。図 6.4(a) は光注入前の RF スペクトルを, 図 6.4(b) は光注入後の RF スペクトルを, そして図 6.4(c) は光注入後の RF スペクトルの拡大図を表している。図 6.4(a) を見ると, Drive は数多くのピークが等間隔に発生しておりカオス的な周波数スペクトルである。一方で赤線の Response レーザを見ると 1 GHz 付近に小さな二つのピークが発生しており,

5.7 GHz 付近にも小さなピークが発生していることが分かる．しかしながら，Drive と Response レーザの周波数スペクトルは異なっている．続いて図 6.4(b) を見ると，Drive レーザと Response レーザの周波数スペクトルの形状が一致していることが分かる．最後に図 6.4(c) の拡大図を見ると，Drive と Response レーザのピーク間隔が一致していることがこれからも明確に分かる．また，このピーク間隔 f_{ext} は 344 MHz であり，式 (3.1) から計算される外部共振器長 L_{ext} は 0.44 m であった．

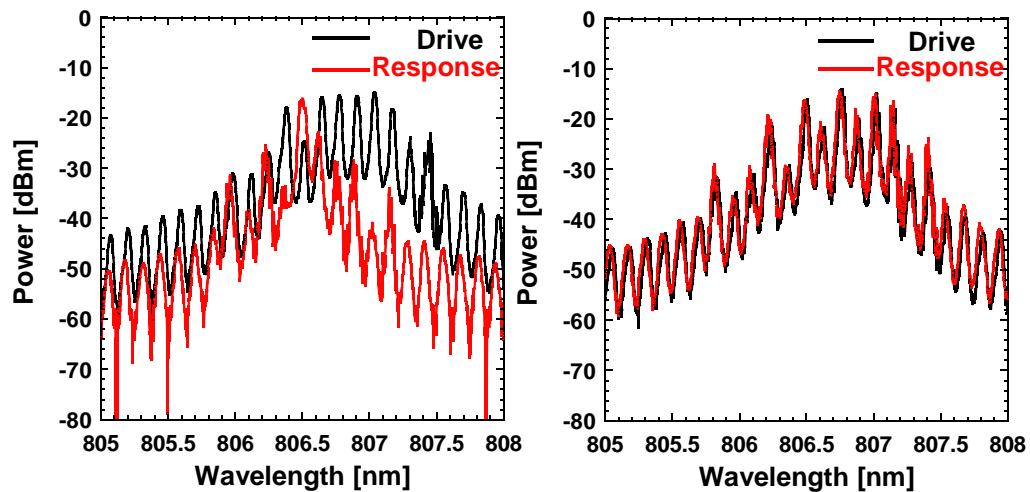


図 6.2: (a) 光注入前と (b) 光注入後のブロードエリア半導体レーザの光スペクトル

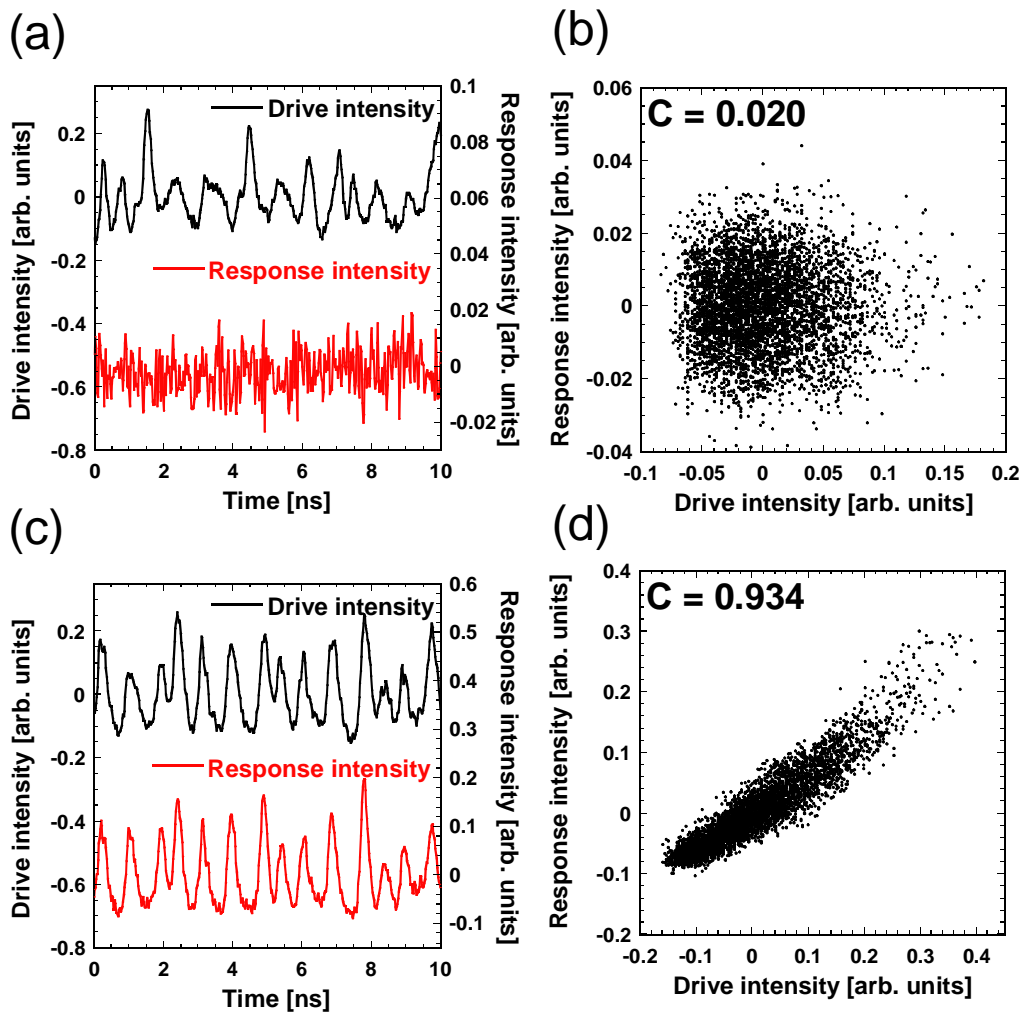


図 6.3: ブロードエリア半導体レーザの光注入前の (a) 時間波形と (b) 相関図と光注入後の (c) 時間波形と (d) 相関図

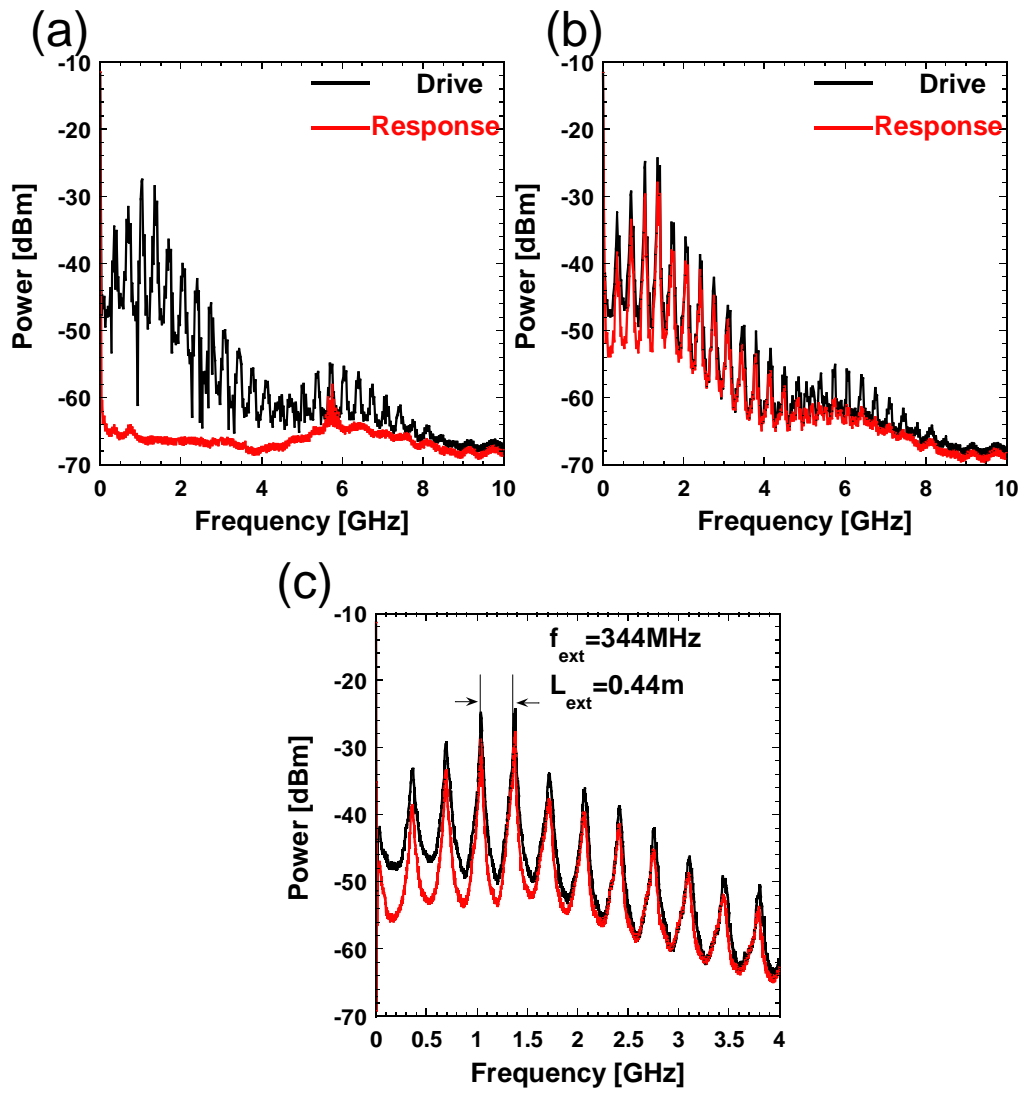


図 6.4: (a) 光注入前と (b) 光注入後のブロードエリア半導体レーザの RF スペクトル

6.1.3 注入電流増加時のブロードエリア半導体レーザの同期

本小節においてブロードエリア半導体レーザの注入電流を増加させたときの同期が可能か調査する．まず本実験にて用いたブロードエリア半導体レーザ (Drive, Response) のパラメータを表 6.3 に示す．Drive の注入電流は 280 mA でレーザ発振しきい値の 1.75 倍まで増加させた．戻り光量は先程と同じである．続いて Response の注入電流は 260 mA でレーザ発振しきい値の 1.63 倍まで増加させている．こちらも注入光量は最大となっている．

表 6.3: ブロードエリア半導体レーザの同期パラメータ

	注入電流 [mA]	温度 [°C]	戻り光量	注入光量
Drive	280 ($1.75I_{th}$)	22.00	30°(100%)	無し
Response	260 ($1.63I_{th}$)	22.95	無し	30°(100%)

実際の実験結果を図 6.5-図 6.7 に示す．図 6.5 は光スペクトルの実験結果であり，図 6.5(a) は光注入前で，図 6.5(b) は光注入後の光スペクトルである．光注入前の光スペクトルを見ると，Drive レーザと Response レーザで光スペクトルの形状が大きく異なり，Drive レーザは高波長側に広がっているが，Response レーザは低波長側に光スペクトルが広がっていることが分かる．これに対して Drive レーザの出力を Response レーザに光注入した図 6.5 (b) を見ると Response レーザが長波長側にシフトし，Drive と Response で概ね光スペクトルの形状が一致していることが分かる．

続いて図 6.6 に時間波形の実験結果を示す．図 6.6(a)，(b) はそれぞれ光注入無しの時の時間波形と相関図である．一方で図 6.6(c)，(d) はそれぞれ光注入有りの時間波形と相関図である．図 6.6(a) を見ると Drive レーザと Response レーザ間で時間波形が異なることが分かる．これは図 6.6(b) の時間波形に対応する相関図を見ても点が全体に分布しているため相関値は -0.008 と低い値となっている．一方で光注入を行った図 6.6(c) の時間波形を見ると Drive と Response で時間波形が異なるように見えるが，一部のピークが一致するなど共通点もある．図 6.6(d) の相関図を見ると，点がある程度斜め 45° に分布しているため相関値も 0.632 と中程度の値をとっていることが分かる．しかしながら，注入電流を増加した場合に同期精度が下がっている可能性が高い．

最後に時間波形に対応する周波数スペクトルを図 6.7 に示す．図 6.7(a) は光注入が無い時の周波数スペクトルである．注入電流を増加させることで Drive レーザの周波数スペクトルは 6 GHz や 14 GHz にまで広がっていることが分かる．Response レーザの周波数スペクトルは多数のピークが観測され，14 GHz 付近に大きなピーク

クが発生していることが分かる．しかしながら，光注入前では Drive と Response 間で周波数スペクトルの形状が大きく異なっている．ここで光注入を行った場合を図 6.7(b) に示す．図を見ると，低周波数成分と 14 GHz の高周波数成分にて Drive と Response で周波数スペクトルが似ていることが分かる．これは図 6.7(c) を見ても分かる通り，Drive レーザと Response レーザ間で同じ外部共振周波数を有していることが分かる．そのため低周波数成分は同期している．一方で，6 GHz 付近を見ると Drive と Response 間で周波数スペクトルが大幅に異なっていることが分かる．これは高周波数成分での同期の不一致であり，この差異が図 6.6(d) における相関値の低下の原因となっていると考えられる．

続いて，この相関値低下の物理的要因について考察を行う．図 6.5(b) の光スペクトルを見ると，Drive と Response 間でインジェクションロックが達成できているように見える．また，図 6.7(c) の周波数スペクトルを見ると Drive と Response 間でほぼ一致しているため，インジェクションロック同期が発生しているように見える．その上で図 6.7(b) の 6 GHz における Drive と Response 間の差異の要因として光注入時の近視野像が正確に再結像されていなかった可能性が存在する．ブロードエリア半導体レーザ同士の光注入による同期は光注入するときの角度やビームサイズにより相関値が大きく変動する．そのため，わずかにビームサイズが異なったり，注入角度が垂直からずれているだけでも同期精度に影響を与えることが考えられる．

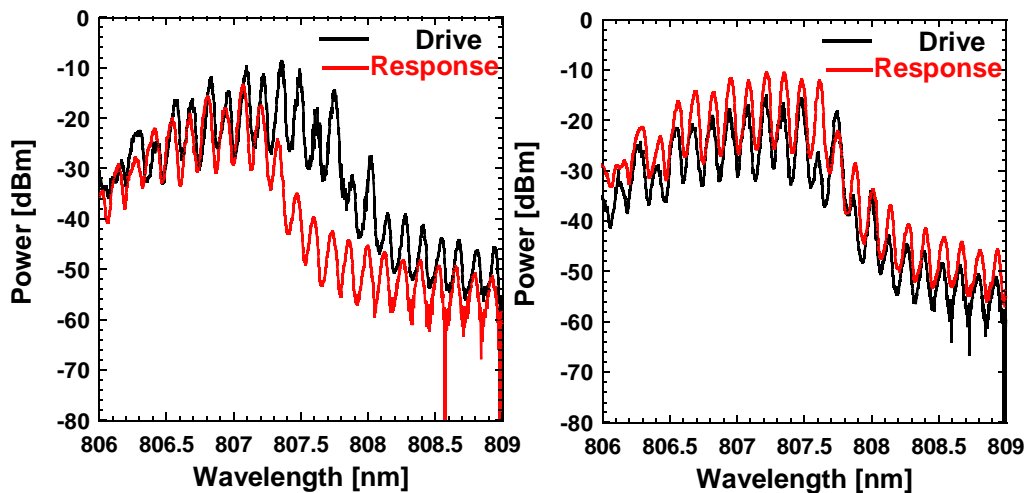


図 6.5: (a) 光注入前と (b) 光注入後のブロードエリア半導体レーザの光スペクトル

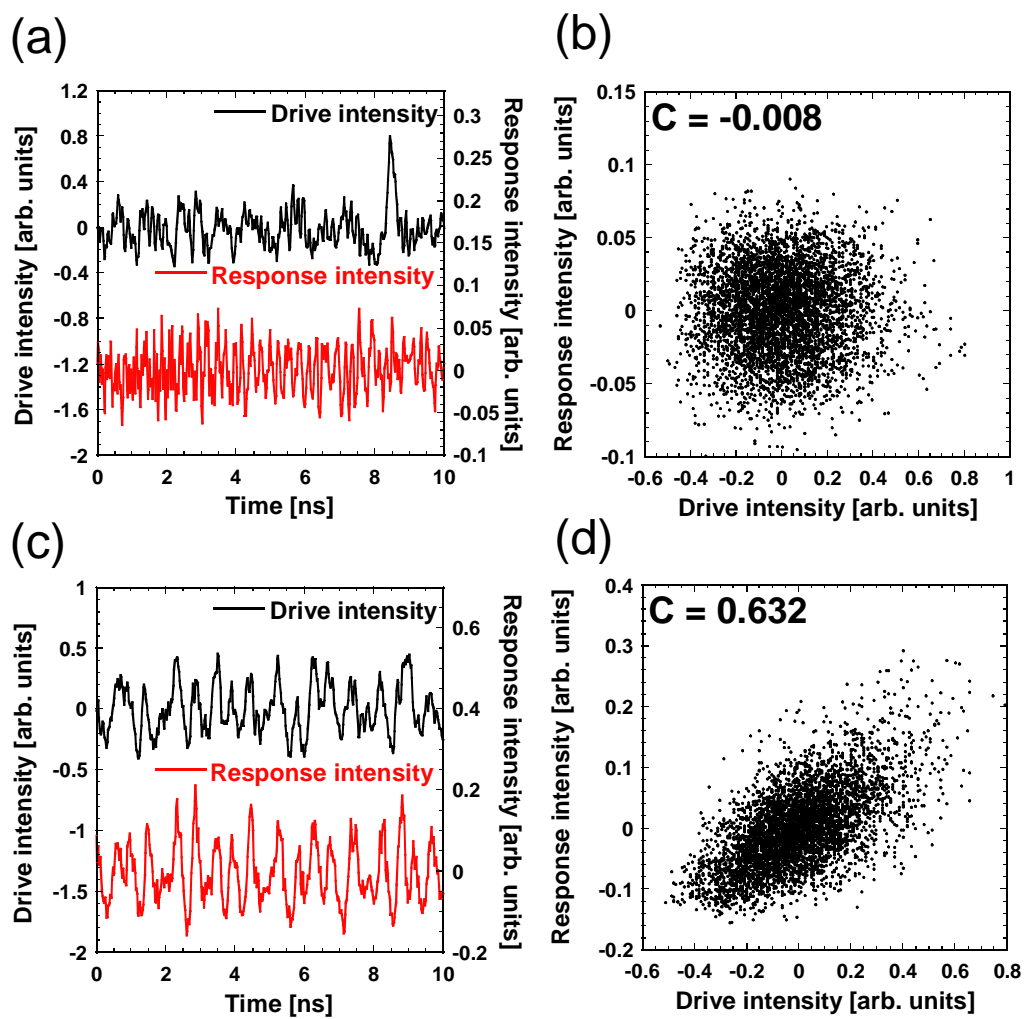


図 6.6: ブロードエリア半導体レーザの光注入前の (a) 時間波形と (b) 相関図と光注入後の (c) 時間波形と (d) 相関図

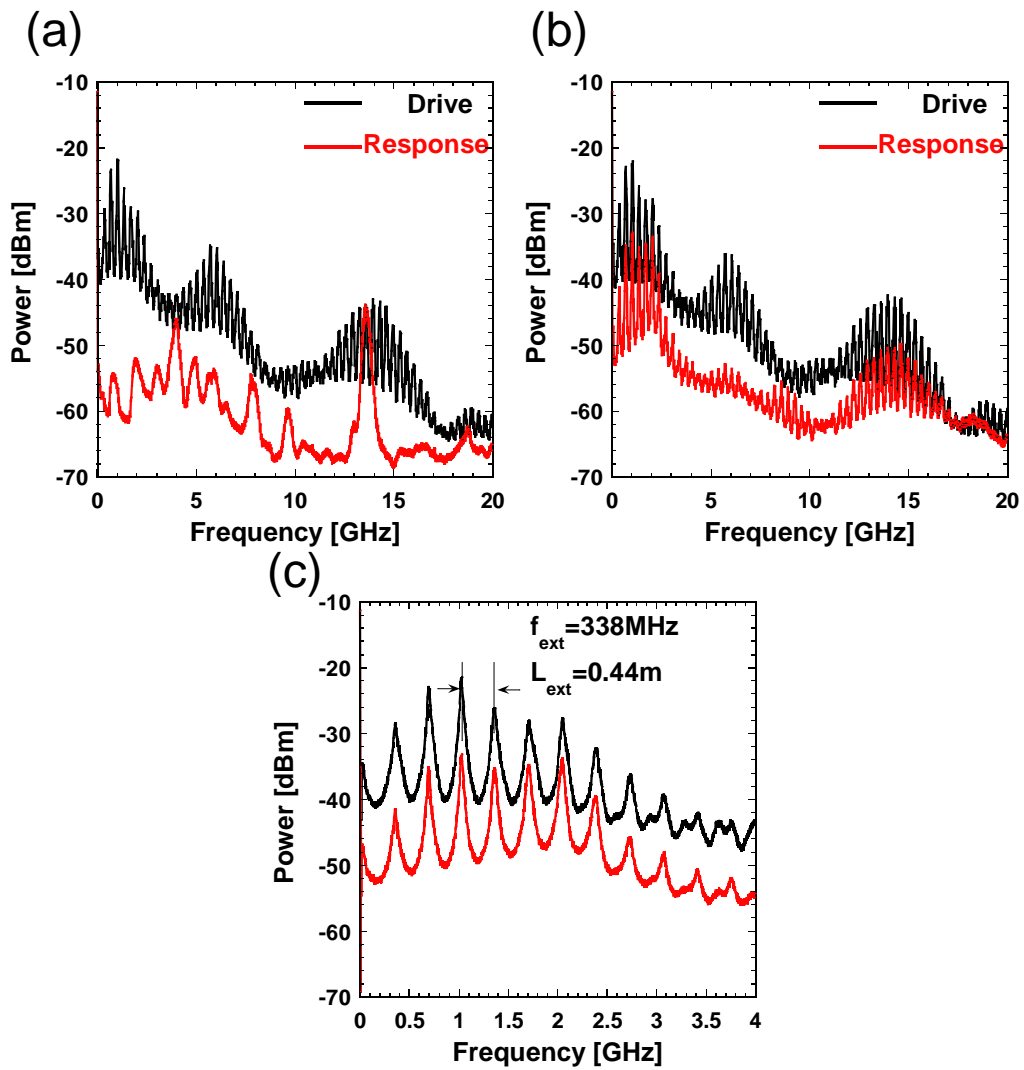


図 6.7: (a) 光注入前と (b) 光注入後のブロードエリア半導体レーザの RF スペクトル

6.2 まとめ

本章において一方向結合時のブロードエリア半導体レーザのカオス同期を調査した。ブロードエリア半導体レーザの Drive と Response レーザを一方向に光注入した。光注入前の光スペクトルは Drive と Response レーザで全く異なる形状であったが、光注入を行うことで光スペクトルの形状が一致した。これよりインジェクションロッキングが達成できたと言える。最後に時間波形を見たところ、注入前の Drive はカオス的であったが、Response レーザは緩和振動であった。それは相関図にも表れており、相関値が 0.020 と低い値であった。続いて光注入を行ったところ Drive だけでなく Response もカオス的な振動となり、Drive と Response で似たような時間波形となっていた。相関図も 45° の対角線上に分布しており相関値が 0.934 と高い値であることが分かった。また、RF スペクトルを見たところ光注入前の RF スペクトルは Drive はカオス的なスペクトル形状であったが、Response レーザは緩和発振のスペクトル形状であった。光注入を行うことで Drive-Response の RF スペクトルの形状が一致したこのようにブロードエリア半導体レーザにおいてもカオス同期が可能であることが分かった。また、注入電流を増加させた時のブロードエリア半導体レーザ同士のカオス同期を行ったところ、相関値が低下しているが同期が達成できていることが分かった。しかしながら、秘密鍵の配送などにブロードエリア半導体レーザを用いる場合、より複雑なダイナミクスである時空カオスが発生する注入電流(しきい値の3倍程度)で同期できることが好ましいため、現状では難しいと考えられる。

第7章 結論

本研究では，ブロードエリア半導体レーザの時空カオスにおける位相ダイナミクスの調査を実験および，数値計算により行った．また，部分強度間における各周波数成分毎の位相関係を調査した．以下に各章の要約について述べる．

第3章においてブロードエリア半導体レーザのダイナミクスと基礎特性を調査した．出力強度に対して戻り光を付加した時のブロードエリア半導体レーザの時間ダイナミクスを調べた．注入電流が低い場合は低速な振動成分のみが観測されるが，注入電流の増加に伴い高速な振動成分が観測される．さらに注入電流を一定値まで増加させると大幅な周波数スペクトルの変化が発生していることが分かった．ここでRFスペクトルの全体のパワーの80%を占める領域を周波数帯域と定義すると，注入電流が低い場合は周波数帯域が低く，注入電流の増加に伴い周波数帯域の増加が観測された．特に，高い注入電流にて発生する大幅な周波数スペクトルの変化の後に周波数帯域の増加が顕著であった．最終的に周波数帯域が13.3 GHzの広帯域なカオス的振動を観測した．次に注入電流変化時のブロードエリア半導体レーザの近視野像を観測した．レーザ発振のビームプロファイルは低い注入電流であっても複数のピークで構成されている．注入電流を増加するとピークが5つまで増加し，さらに注入電流を増加させるとビームプロファイルが大幅に変化して，ピークの数が増加した．最後に，温度変化時と注入電流変化時のブロードエリア半導体レーザの光スペクトルの変化を調査した．ブロードエリア半導体レーザの光スペクトルは複数のピークから構成されており，単一のピークに着目すると温度変化に対して波長の変化は小さな変化量であるが，スペクトル全体だと大きな変化量であった．また，注入電流を増加させた時も光スペクトルは通常の半導体レーザと比べて長波長側へのシフト量が多いことが分かった．

第4章においてブロードエリア半導体レーザの位相ダイナミクスを実験的に調査した．近視野像のピークに対応する位置にスリットを配置し，一部の空間強度である部分強度を抽出した．全体の光強度である全強度と部分強度を比較すると，部分強度において全強度にはない振動成分が発生しており，反位相ダイナミクスが存在していることが分かった．ここで，位相ダイナミクスを判定するために，周波数

スペクトルの和を導入した．全強度と部分強度の和の周波数スペクトルを比較した時，部分強度の方がパワーが高い時は反位相ダイナミクスで，全強度の方がパワーが高い時は同位相ダイナミクスが発生していると言える．ここで全強度と比較するため全強度と部分強度の和との差分である $\Delta P(f)$ を計算することで，同位相ダイナミクスと反位相ダイナミクスを区別することが可能となる．続いて $\Delta P(f)$ の正負により，注入電流変化時の位相ダイナミクスの分岐図を調査した．その結果，緩和発振周波数に対応する 0-4 GHz の低周波数成分において同位相ダイナミクスが発生し，4-12 GHz の中程度の周波数成分において反位相ダイナミクスが発生し，12 GHz 以上の高周波数成分において同位相ダイナミクスが再び発生していた．さらにこの特徴が戻り光がない場合においても得られるかどうかを調査した．戻り光がある場合と同様に周波数スペクトルの和を計算したところ緩和発振周波数に対応する低周波数成分のピークにて同位相ダイナミクスが観測され，中程度の周波数成分のピークにて反位相ダイナミクスが発生し，高周波数成分にて同位相ダイナミクスが発生していた．この結果は戻り光の有無に関わらず位相ダイナミクスが発生しており，レーザに内在するダイナミクスであることが言える．

第5章においてブロードエリア半導体レーザを記述する偏微分方程式のモデルを用いて時空間ダイナミクスの調査と位相ダイナミクスを数値解析的に調査した．注入電流の増加に伴い，時空間ダイナミクスは周期，準周期，カオスへと変化していた．次に時空間ダイナミクスを時間的に平均化した近視野像を空間分割することで部分強度を得た．得られた部分強度から周波数スペクトルの和を計算した後に全強度と比較することで，位相ダイナミクスを判定した．その結果緩和発振周波数に対応する低周波数成分 (0-3 GHz) において同位相ダイナミクスが発生し，それ以上の周波数成分において反位相ダイナミクスが発生していた．この結果は緩和発振周波数以上の周波数成分において反位相ダイナミクスが発生するという点において実験と一致した．

第6章において一方向結合時のブロードエリア半導体レーザのカオス同期を調査した．2つのブロードエリア半導体レーザを一方向的に光注入したところ光スペクトルの形状が一致し，インジェクションロッキングを達成した．また，RF スペクトルの形状も光注入により一致した．時間波形を見ると，光注入により時間波形が2つのレーザ間で一致し，相関図が斜め 45° の対角線上に分布しており相関が高いことが分かる．相互相関関数を計算したところ 0.934 と高い相関値が得られ，カオス同期が達成された．

本研究で得られた知見は，ブロードエリア半導体レーザの時空カオス光の位相ダイナミクスの解明において重要な意義があると考えられる．また，応用上では，高速物理乱数の並列生成の際に位相ダイナミクスを制御する上で有用であると期待で

きる .

謝辞

本研究は，埼玉大学 大学院 理工学研究科 内田 淳史 教授のご指導の下に行われたものであります．内田 淳史 教授には，私が研究室に配属されて以来，本日に至るまでの間，多くのご指導とご助力を賜りました．研究活動においては，研究方針についてのご助言や，論文原稿執筆およびプレゼンテーション方法の指導に加え，日常における研究への取り組み方など，様々な面でご指導頂きました．本研究における研究の機会を与えて頂き，研究活動から日常生活に至るまで大変に熱心にご指導して頂きました内田 淳史 教授に対し，心から感謝いたします．

本論文を審査して頂きました埼玉大学 大学院 理工学研究科 久野 義徳 教授，重原 孝臣 教授，島村 徹也 教授，および小柴 健史 教授には大変お世話になりましたことを深く感謝いたします．

埼玉大学 大学院 理工学研究科 情報システム工学コース 内田研究室の卒業生である奥村 悠 修士，会田 裕貴 修士，森勝 進一郎 修士には，研究室に入ってから同じチームとして，実験方法の指導やミーティング資料作成など様々な方面にて指導して頂き感謝いたします．

埼玉大学 大学院 理工学研究科 情報システム工学コース 内田研究室博士研究員 Andreas Karsaklian Dal Bosco 博士，修士課程 2 年 宇賀神 上総 学士，小原 翔馬 学士，鈴木 頌允 学士，中山 丞真 学士，修士課程 1 年 栗城 瑛将 学士，佐々木 卓磨 学士，寺島 悠太 学士，学部 4 年 佐藤 直輝 氏，高野 耕輔 氏，富山 真 氏，吉屋 圭悟 氏には，良き先輩および後輩として日々支えていただき，充実した時間の中で研究させて頂いたこと感謝いたします．

最後に，全ての面において私をご支援くださいました両親，祖父母をはじめとした皆様方に深く感謝いたします．

研究業績リスト

公刊論文 (査読有り)

1. M. Arahata and A. Uchida, “Inphase and antiphase dynamics of spatially-resolved light intensities emitted by a chaotic broad-area semiconductor laser,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 21, No. 6, pp. 1800609-1–1800609-9 (2015).
2. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザーの時空カオスにおける反位相ダイナミクスの数値解析”, レーザー研究, Vol. 43, No. 6, pp. 393-398 (2015).
3. H. Aida, M. Arahata, H. Okumura, A. Uchida, K. Yoshimura, J. Muramatsu, and P. Davis, “Experiment on synchronization of semiconductor lasers by common injection of constant-amplitude random-phase light,” Optics Express, Vol. 20, No. 11, pp. 11813-11829 (2012).

国際学会 (査読有り, プロシーディングス有り)

1. M. Arahata and A. Uchida, “Observation of antiphase dynamics of spatiotemporal chaos in a broad-area semiconductor laser,” Proceedings of 2015 the International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA 2015), Vol. 1, pp. 41-44, (2015) Hong Kong, China, December 1-4, 2015 (口頭発表)
2. H. Koizumi, S. Morikatsu, H. Aida, M. Arahata, T. Nozawa, A. Uchida, K. Yoshimura, J. Muramatsu, and P. Davis, “Experiment on secure key distribution using correlated random phenomenon in semiconductor lasers,” Proceedings of 2012 International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA 2012), Vol. 1, pp. 340-343 (2012), Palma, Majorca, Spain, October 22-26, 2012. (口頭発表)
3. H. Aida, H. Okumura, M. Arahata, H. Koizumi, A. Uchida, K. Yoshimura, and P. Davis, “Experiment on common-signal-induced synchronization with constant amplitude random-phase drive signal,” Proceedings of

2011 International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA 2011), No. 1, pp. 686-685 (2011), Kobe, Japan, September 4-7, 2011. (口頭発表)

国際会議 (査読有り, プロシーディングス無し)

1. M. Arahata and A. Uchida, “Antiphase dynamics of multi-transverse modes in broad-area semiconductor lasers,” Frontiers in Optics 2013, Orlando, Florida, USA, October 6-10, 2013. (口頭発表)
2. H. Aida, H. Okumura, M. Arahata, H. Koizumi, A. Uchida, K. Yoshimura, and P. Davis, “Experiment on common-signal-induced synchronization in semiconductor lasers driven by a constant-amplitude random-phase signal,” Dynamics Days 2012, Baltimore, Maryland, USA, January 4-7, 2012. (ポスター発表)

国内会議 (査読無し)

1. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザの空間モード間の反位相ダイナミクスの数値計算,” 2015年春季 第62回応用物理学会学術講演会, 東海大学, 神奈川, 2015年3月
2. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザにおける多重空間モードの位相ダイナミクス,” 2014年電子情報通信学会 総合大会, 新潟大学, 新潟, 2014年3月.
3. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザーにおける位相ダイナミクスの周波数依存性,” レーザー学会第458回研究会「レーザーのカオス・ノイズダイナミクスとその応用」, 東京理科大学, 東京, 2014年2月.
4. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザの横モード間における反位相ダイナミクスの実験的観測,” 2013年秋季第74回応用物理学会学術講演会, 同志社大学, 京都, 2013年9月.
5. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザにおける高速カオスの横モード分割ダイナミクスの実験的観測,” 2013年春季 応用物理学会学術講演会, 神奈川工科大学, 神奈川, 2013年3月.
6. 荒幡 真也, 内田 淳史, “ブロードエリア半導体レーザにおける高速カオスの実験的観測,” 2012年秋季 応用物理学会学術講演会, 愛媛大学, 愛媛, 2012年9月.
7. 野澤 隆宏, 荒幡 真也, 森勝 進一郎, 内田 淳史, “不均一な注入電流を有するブロードエリア半導体レーザにおける時空カオスの数値解析,” 2015年春季 第62回応用物理学会学術講演会, 東海大学, 神奈川, 2015年3月.

8. 小泉 勇人, 森勝 進一郎, 会田 裕貴, 荒幡 真也, 野澤 隆宏, 内田 淳史, 吉村 和之, 村松 純, デイビス ピーター, “半導体レーザにおける共通信号入力同期を用いた秘密鍵配送実験,” 電子情報通信学会 2012 年ソサイエティ大会, 富山大学, 富山, 2012 年 9 月.
9. 小泉 勇人, 森勝 進一郎, 会田 裕貴, 荒幡 真也, 内田 淳史, 吉村 和之, 村松 純, デイビス ピーター, “半導体レーザにおける相関ランダム現象を用いた秘密鍵配送実験,” 電子情報通信学会 非線形問題研究会, 宮古島, 沖縄, 2011 年 11 月, 電子情報通信学会 技術研究報告 (信学技報 NLP2011-107), Vol. 111, No. 276, pp. 85-90 (2011).
10. 会田 裕貴, 奥村 悠, 荒幡 真也, 小泉 勇人, 内田 淳史, 吉村 和之, デイビス ピーター, “半導体レーザによるランダム位相変調光を用いた共通ノイズ実験,” 電子情報通信学会 2011 年ソサイエティ大会 北海道大学, 北海道, 2011 年 9 月.

参考文献

- [1] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Semiconductor lasers," 2nd ed., Van Nostrand Reinhold, New York (1993)
- [2] J. Ohtsubo, "Semiconductor lasers: Stability, Instability and Chaos," 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin (2013).
- [3] A. Uchida, "Optical Communication with Chaotic Lasers, Applications of Non-linear Dynamics and Synchronization," Wiley-VCH, Weinheim (2012).
- [4] O. Hess, and T. Kuhn, "Maxwell-bloch equations for spatially inhomogeneous semiconductor lasers. II. spatiotemporal dynamics," *Physical Review A*, Vol. 54, No. 4, pp. 3360-3368 (1996).
- [5] I. Fischer, O. Hess, W. Elsässer, and E. Gobel, "Complex spatio-temporal dynamics in the near-field of a broad-area semiconductor laser," *European Physics Letters*, Vol. 35, No. 8, pp. 579-584 (1996).
- [6] T. Burkhard, M. O. Ziegler, I. Fischer, and W. Elsässer, "Spatio-temporal dynamics of broad-area semiconductor lasers and its characterization," *Chaos, Solitons & Fractals*, Vol. 10, No. 4-5, pp. 845-850 (1999).
- [7] M. O. Ziegler, M. Münkler, G. Jennemann, I. Fischer, and W. Elsässer, "Spatiotemporal emission dynamics of ridge waveguide laser diodes: picosecond pulsing and switching," *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 16, No. 11, pp. 2015-2022 (1999).
- [8] D. Scholz, H. Braun, U. T. Schwarz, S. Brühninghoff, D. Queren, A. Lell, and U. Strauss, "Measurement and simulation of filamentation in (Al,In)GaN laser diodes," *Optics Express*, Vol. 16, No. 10, pp. 6846-6859 (2008).

- [9] D. J. Bossert, J. R. Marciante, and M. W. Wright, "Feedback effects in tapered broad-area semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. 5, pp. 470-472 (1995).
- [10] J. R. Marciante, and G. P. Agrawal, "Controlling filamentation in broad-area semiconductor lasers and amplifiers," *Applied Physics Letters*, Vol. 69, No. 5, pp. 593-595 (1996).
- [11] J. R. Marciante, and G. P. Agrawal, "Nonlinear mechanisms of filamentation in broad-area semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 4, pp. 590-596 (1996).
- [12] J. R. Marciante, and G. P. Agrawal, "Lateral spatial effects of feedback in gain-guided and broad-area semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 9, pp. 1630-1635 (1996).
- [13] J. M. Regalado, G. H. M. van Tartwijk, M. S. Miguel, "Mode control and pattern stabilization in broad-area lasers by optical feedback," *Physical Review A*, Vol. 54, No. 6, pp. 5386-5393 (1996).
- [14] H. Horiuchi, T. Shimura, T. Omatsu, O. Matoba, K. Kuroda, "Narrow bandwidth operation of high-power broad-area diode laser using cascaded phase-conjugate injection locking," *Applied Physics B*, Vol. 68, No. 5, pp. 1021-1025 (1999).
- [15] C. Simmendinger, D. Preisser, and O. Hess, "Stabilization of chaotic spatiotemporal filamentation in large broad area lasers by spatially structured optical feedback," *Optics Express*, Vol. 5, No. 3, pp. 48-54 (1999).
- [16] S. Wolff, D. Messerschmidt, and H. Fouckhardt, "Fourier-optical selection of higher order transverse modes in broad area lasers," *Optics Express*, Vol. 5, No. 3, pp. 32-37 (1999).
- [17] I. Shvarchuck, K. Dieckmann, M. Zielonkowski, J. T. M. Walraven, "Broad-area diode laser system for a rubidium bose-Einstein condensation experiment," *Applied Physics B*, Vol. 71, No. 4, pp. 475-480 (2000).
- [18] S. Wolff, and H. Fouckhardt, "Intracavity stabilization of broad area lasers by structured delayed optical feedback," *Optics Express*, Vol. 7, No. 6, pp. 222-227 (2000).

- [19] T. Pawletko, M. Houssin, M. Knoop, M. Vedel, and F. Vedel, "High power broad-area diode laser at 794 nm injected by an external cavity laser," *Optics Communications*, Vol. 174, No. 1-4, pp. 223-229 (2000).
- [20] I. A. Nelson, B. Chann, and T. G. Walker, "Spin-exchange optical pumping using a frequency-narrowed high power diode laser," *Applied Physics Letters*, Vol. 76, No. 11, pp. 1356-1358 (2000).
- [21] J. S. Lawrence, and D. M. Kane, "Broad-area diode lasers with plane-mirror and phase-conjugate feedback," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 1, pp. 100-104 (2002).
- [22] V. Voignier, J. Houlihan, J. R. O'Callaghan, C. Sailliot, G. Huyet, "Stabilization of self-focusing instability in wide-aperture semiconductor lasers," *Physical Review A*, Vol. 65, No. 5, 053807-1–053807-5 (2002).
- [23] F. Wang, A. Hermerschmidt, H. J. Eichler, "High-power narrowed-bandwidth output of a broad-area multiple-stripe diode laser with photorefractive phase-conjugated injection," *Optics Communications*, Vol. 209, No. 4-6, pp. 391-395 (2002).
- [24] F. Wang, A. Hermerschmidt, H. J. Eichler, "Narrow-bandwidth high-power output of a laser diode array with a simple external cavity," *Optics Communications*, Vol. 218, No. 1-3, pp. 135-139 (2003).
- [25] M. Chi, N. S. Bogh, B. Thestrup, and P. M. Petersen, "Improvement of the beam quality of a broad-area diode laser using double feedback from two external mirrors," *Applied Physics Letters*, Vol. 85, No. 7, pp. 1107-1109 (2004).
- [26] Y. Liu, Y. Braiman, "Synchronization of high-power broad-area semiconductor lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 10, No. 5, pp. 1013-1024 (2004).
- [27] E. Samsoe, P. E. Andersen, S. Andersson-Engels, and P. M. Petersen, "Improvement of spatial and temporal coherence of a broad area laser diode using an external-cavity design with double grating feedback," *Optics Express*, Vol. 12, No. 4, pp. 609-616 (2004).
- [28] Y. Fujita, and J. Ohtsubo, "Optical-feedback-induced stability and instability in broad-area semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, Vol. 87, No. 3, pp. 031112-1–031112-3 (2005).

- [29] M. Chi, B. Thestrup, and P. M. Petersen, “Self-injection locking of an extraordinarily wide broad-area diode laser with a 1000- μm -wide emitter,” *Optics Letters*, Vol. 30, No. 10, pp. 1147-1149 (2005).
- [30] S. K. Mandre, I. Fischer, W. Elsesser, “Control of the spatiotemporal emission of a broad-area semiconductor laser by spatially filtered feedback,” *Optics Letters*, Vol. 28, No. 13, pp. 1135-1137 (2003).
- [31] S. K. Mandre, I. Fischer, W. Elsesser, “Spatiotemporal emission dynamics of a broad-area semiconductor laser in an external cavity: stabilization and feedback-induced instabilities,” *Optics Communications*, Vol. 244, No. 1-6, pp. 355-365 (2005).
- [32] V. Reboud, N. Dubreuil, P. Fournet, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, “Self-induced transverse mode selection in a photorefractive extended cavity laser diode,” *Optics Express*, Vol. 14, No. 7, pp. 2735-2743 (2006).
- [33] O. B. Jensen, B. Thestrup, P. M. Petersen, “A new approach to asymmetric feedback in a segmented broad area diode laser,” *Optics Communications*, Vol. 282, No. 14, pp. 2898-2900 (2009).
- [34] T. Tachikawa, R. Shogenji, and J. Ohtsubo, “Observation of multi-path interference in broad-area semiconductor lasers with optical feedback,” *Optical Review*, Vol. 16, No. 5, pp. 533-539 (2009).
- [35] S. Takimoto, T. Tachikawa, R. Shogenji, and J. Ohtsubo, “Control of spatiotemporal dynamics of broad-area semiconductor lasers by strong optical injection,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 15, pp. 1051-1053 (2009).
- [36] T. Tachikawa, S. Takimoto, R. Shogenji, and J. Ohtsubo, “Dynamics of broad-area semiconductor lasers with short optical feedback,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 46, No. 2, pp. 140-149 (2010).
- [37] D. Hoffmann, K. Huthmacher, C. Doring, and H. Fouckhardt, “Broad area lasers with monolithically integrated transverse mode selector,” *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. , pp. 181104-1–181104-3 (2010).
- [38] A. Takeda, R. Shogenji, and J. Ohtsubo, “Spatial-mode analysis in broad-area semiconductor lasers subjected to optical feedback,” *Optical Review*, Vol. 20, No. 4, pp. 308-313 (2013).

- [39] M. Chi, P. M. Petersen, “Dynamics of a broad-area diode laser with lateral-mode-selected long-cavity feedback,” *Journal of Applied Physics* Vol. 116, No. 10, pp. 103101-1–103101-5 (2014).
- [40] A. Uchida, K. Amano, M. Inoue, K. Hirano, S. Naito, H. Someya, I. Oowada, T. Kurashige, M. Shiki, S. Yoshimori, K. Yoshimura, and P. Davis, “Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers,” *Nature Photonics*, Vol. 2, No. 12, pp. 728-732 (2008).
- [41] K. Hirano, T. Yamazaki, S. Morikatsu, H. Okumura, H. Aida, A. Uchida, S. Yoshimori, K. Yoshimura, T. Harayama, and P. Davis, “Fast random bit generation with bandwidth-enhanced chaos in semiconductor lasers,” Vol. 18, No. 6, pp. 5512-5524 (2010).
- [42] X.-Z. Li and S.-C. Chan, “Heterodyne random bit generation using an optically injected semiconductor laser in chaos,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 49, No. 10, pp. 829-838 (2013).
- [43] N. Oliver, M. C. Soriano, D. W. Sukow, and I. Fischer, “Fast random bit generation using a chaotic laser: approaching the information theoretic limit,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 49, No. 11, pp. 910-918 (2013).
- [44] T. Yamazaki and A. Uchida, “Performance of random number generators using noise based superluminescent diode and chaos-based semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 19, No. 4, pp. 0600309 (2013).
- [45] A. Uchida, Y. Liu, I. Fischer, P. Davis, and T. Aida, “Chaotic antiphase dynamics and synchronization in multimode semiconductor lasers,” *Physical Review A*, Vol. 64, No. 2, pp. 023801 (2001).
- [46] I. V. Koryukin and P. Mandel, “Antiphase dynamics of selectively coupled multimode semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, No. 12, pp. 1521-1525 (2003).
- [47] I. V. Koryukin, and P. Mandel, “Dynamics of semiconductor lasers with optical feedback: comparison of multimode models in the low frequency fluctuation regime,” *Physical Review A*, Vol. 70, No. 5, pp. 053819 (2004).

- [48] C. Masoller, M. S. Torre, and P. Mandel, “Antiphase dynamics in multimode semiconductor lasers with optical feedback,” *Physical Review A*, Vol. 71, No. 1, pp. 013818 (2005).
- [49] S. Osborne, A. Amann, K. Buckley, G. Ryan, S. P. Hegarty, G. Huyet, and S. O’Brien, “Antiphase dynamics in a multimode semiconductor laser with optical injection,” *Physical Review A*, Vol. 79, No. 2, pp. 023834 (2009).
- [50] K. Otsuka, M. Georgiou, and P. Mandel, “Intensity fluctuations in multimode lasers with spatial hole burning,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 31, No. 9A, pp. L1250-L1252 (1992).
- [51] K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, “Alternate time scale in multimode lasers,” *Physical Review A*, Vol. 46, No. 3, pp. 1692-1695 (1992).
- [52] K. Otsuka, P. Mandel, M. Georgiou, and C. Etrich “Antiphase dynamics in a modulated multimode laser,” *Physical Review A*, Vol. 32, No. 3A, pp. 318-321 (1993).
- [53] K. Otsuka, “Transverse effect on antiphase laser dynamics,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 32, No. 10A, pp. L1414-L1417 (1993).
- [54] K. Otsuka, “Nonlinear Dynamics in Optical Complex Systems,” KTK Scientific Publishers, Tokyo, (2000).
- [55] P. Mandel, “Theoretical Problems in Cavity Nonlinear Optics,” Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [56] A. Gavrielides, T. Erneux, D. W. Sukow, G. Burner, T. McLachlan, J. Miller, and J. Amonette, “Square-wave self-modulation in diode lasers with polarization-rotated optical feedback,” *Optics Letters*, Vol. 31, No. 13, pp. 2006-2008 (2006).
- [57] C. Masoller, D. Sukow, A. Gavrielides, and M. Sciamanna, “Bifurcation to square-wave switching in orthogonally delay-coupled semiconductor lasers: Theory and experiment,” *Physical Review A*, Vol. 84, No. 2, pp. 023838 (2011).
- [58] S. Bandyopadhyay, Y. Hong, P. S. Spencer, K. A. Shore, “Experimental observation of anti-phase polarization dynamics in VCSELS,” *Optics Communications*, Vol. 202, No. 1-3, pp. 145-154 (2002).

- [59] M. Sciamanna, A. Valle, P. Mégret, M. Blondel, and K. Panajotov, “Nonlinear polarization dynamics in directly modulated vertical-cavity surface emitting lasers,” *Physical Review E*, Vol. 68, No. 1, pp. 016207 (2003).
- [60] M. Sciamanna, K. Panajotov, “Route to polarization switching induced by optical injection in vertical cavity surface-emitting lasers,” *Physical Review A*, Vol. 73, No. 2, pp. 023811 (2006).
- [61] 岡田龍雄, 光エレクトロニクス, オーム社, 2004年.
- [62] Y. Takiguchi, K. Ohyagi, and J. Ohtsubo, “Bandwidth-enhanced chaos synchronization in strongly injection-locked semiconductor lasers with optical feedback,” *Optics Letters*, Vol. 28, No. 5, pp. 319-321 (2003).
- [63] A. Wang, Y. Wang, and H. He, “Enhancing the bandwidth of the optical chaotic signal generated by a semiconductor laser with optical feedback,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No. 19, pp. 1633-1635 (2008).
- [64] A. Wang, Y. Wang, and J-F. Wang, “Route to broadband chaos in a chaotic laser diode subject to optical injection,” *Optics Letters*, Vol. 34, No. 8, pp. 1144-1146 (2009).
- [65] H. Someya, I. Oowada, H. Okumura, T. Kida, and A. Uchida, “Synchronization of bandwidth-enhanced chaos in semiconductor lasers with optical feedback and injection,” Vol. 17, No. 22, pp. 19536-19543 (2009).
- [66] M. Zhang, T. Liu, P. Li, A. Wang, J. Zhang, and Y. Wang, “Generation of broadband chaotic laser using dual-wavelength optically injected fabry-perot laser diode with optical feedback,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. 24, pp. 1872-1874 (2011).
- [67] R. Sakuraba, K. Iwakawa, K. Kanno, and A. Uchida, “Tb/s physical random bit generation with bandwidth-enhanced chaos in three-cascaded semiconductor lasers,” *Optics Express*, Vol. 23, No. 2, pp. 1470-1490 (2015).
- [68] 森勝進一朗 2011年度埼玉大学大学院理工学研究科情報システム工学コース修士論文 (2012)

付録A 実験装置

A.1 ブロードエリア半導体レーザ

本研究においてブロードエリア半導体レーザ (BAL) として、浜松ホトニクス製 CW(Continuous wave, 連続発振) レーザダイオード (波長:808 nm, 発光領域幅:50 μm , 定格出力:500 mW, 定格電流:650 mA,) を用いた。テストシートの写真を図 A.1 に示す。



試験成績書				
品名: レーザダイオード 型名: L10452-07		[試験条件] ・光出力(ϕ_p): 0.5W ・動作温度($T_{op(e)}$): 25 $^{\circ}\text{C}$		2010年12月13日 浜松ホトニクス株式会社 レーザ事業化部
				承認 検査
				 
数量: 2				
項目 Serial No.	動作電流 I_{op} (A)	ビーム広がり角 θ_{\parallel} ($^{\circ}$) θ_{\perp} ($^{\circ}$)		ピーク波長 λ_p (nm)
1012-001	0.6	6.3	32.2	810
1012-002	0.6	6.7	32.5	809

図 A.1: 半導体レーザの規格表

A.2 使用機器

本研究で使用した実験機器を以下に示す。

1.

機器名 レーザホルダ (銅)

BAL から発生する熱を吸収し, 温度制御するためのレーザホルダ. 工学部機械工学科実習工場にて作成した. 材料は熱伝導率の高い銅を使用している. 写真を図 A.2(a) に示す .

2.

機器名 放熱ブロック (銅)

レーザホルダが吸収した熱をペルチェ素子により移動し, 蓄積するための銅ブロック. 左右に管用ねじ穴が開いており, ホースと接続することで水冷が可能である. 工学部機械工学科実習工場にて作成した. 材料は銅. 写真を図 A.2(b) に示す.

3.

機器名 スペース (アクリル)

放熱ブロックを傾斜ステージに接続するためのスペース. 工学部機械工学科実習工場にて作成した. 材料はアクリル. 写真を図 A.2(c) に示す .

(a)



(b)



(c)



図 A.2: (a) レーザホルダ,(b) 放熱ブロック,(c) スペース

4.

機器名 LD コントローラ

型番 560B

会社名 Newport

LDへの電流注入(出力:3A / 6A, 分解能:0.1 mA)が可能である. 写真を図 A.3 に示す.

5.

機器名 温度コントローラ

型番 NT-15V5A75W

会社名 NAMTECH

BALホルダの温度制御を行う. ペルチェ素子とサーミスタに接続して使用する. 写真を図 A.4 に示す.



図 A.3: LD コントローラ



図 A.4: 温度コントローラ

6.

機器名 デジタルオシロスコープ (16 GHz , 50 GSsample/s)

型番 DPO71604B

会社名 Tektronix

オシロスコープである. 時間波形と相関図を観測する. サンプルング速度は 50GS/s, 周波数帯域幅は 16 GHz まで可能である. 写真を図 A.5 に示す.

7.

機器名 スペクトラムアナライザ (9 kHz-26.5 GHz 帯域)

型番 9010A

会社名 Agilent

RF スペクトラムアナライザである．レーザの周波数スペクトルを観測する．写真を図 A.6 に示す．

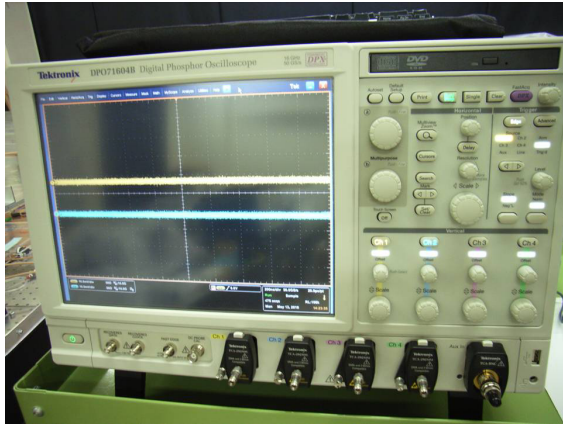


図 A.5: 16G オシロスコープ

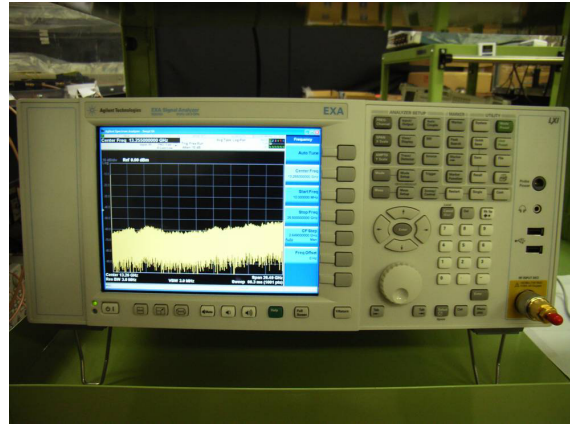


図 A.6: RF スペクトラムアナライザ

8.

機器名 光スペクトラムアナライザ

型番 AQ6370B

会社名 YOKOGAWA

光スペクトラムアナライザである．波長毎の光強度分布を観測する．写真を図 A.7 に示す．

9.

機器名 光パワーメータ

型番 CMA50

会社名 Anritsu

光パワーメータである．光ファイバ中のレーザ出力光量を測定する．写真を図 A.8 に示す．

10.

機器名 25-GHz フォトディテクタ (×2 個, 素子径:22 μm)

型番 1434

会社名 New Focus

光検出器である．光ファイバから光を受け取り電気信号に変換する．電気信号増幅器との結合可．写真を図 A.9 に示す．

11.

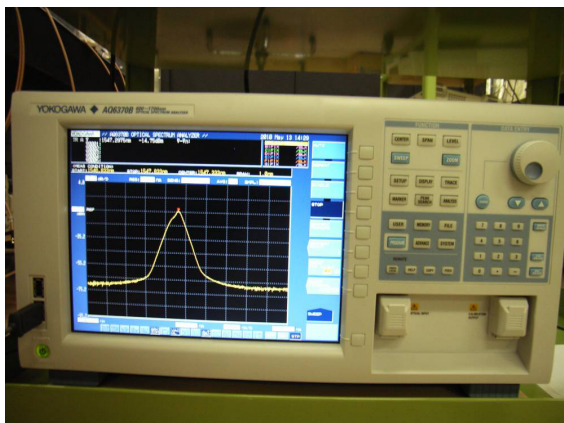


図 A.7: 光スペクトラムアナライザ

図 A.8: 光パワーメータ (ファイバ用)

機器名 電気信号増幅器 (14 kHz-20 GHz 帯域) (×4 個)

型番 1422-LF

会社名 New Focus

電気信号増幅器である。微弱な電気信号を増幅する。一つの検出器に対し 2 個を光検出器とカスケードして使用する。写真を図 A.10 に示す。

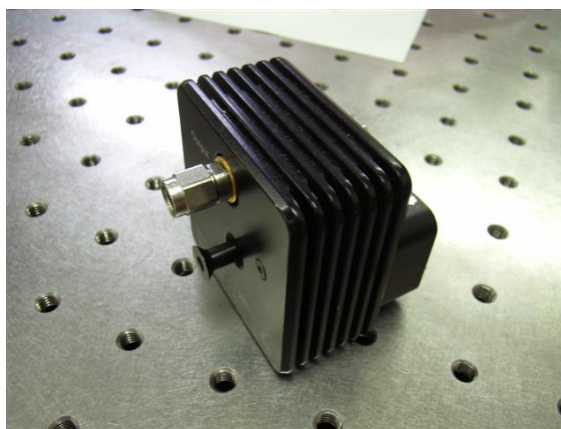
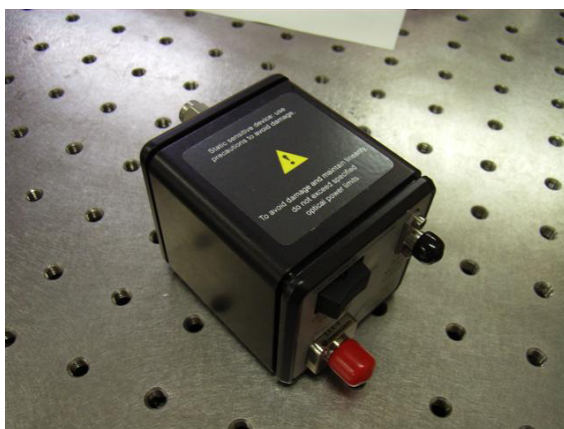


図 A.9: 25G 光検出器

図 A.10: 電気信号増幅器

12.

機器名 ±15V 電源 (×5 個)

型番 0901

会社名 New Focus

電気信号増幅器用の電源である。写真を図 A.11 に示す。

13.

機器名 Kケーブル (×4)

型番 5B-048

会社名 Candox

K帯 (~40 GHz) の電気信号を伝送することが可能な同軸ケーブルである。写真を図 A.12 に示す。



図 A.11: 電気信号増幅器用の15V電源



図 A.12: Kケーブル

14.

機器名 パワーディバイダ (×2個)

型番 K240C

Kケーブルと接続することで電気信号を二つに分割することが可能なパワーディバイダである。

15.

機器名 ペルチェ素子 (×2個)

型番 T150-85-071S

会社名 S.T.S

銅板の温度制御に使用する。素子の側面にシリコンシールされている製品である。写真を図 A.14 に示す。

16.

機器名 サーミスタ (×2個)

型番 103JT-025

会社名 石塚電子



図 A.13: パワーディバイダ

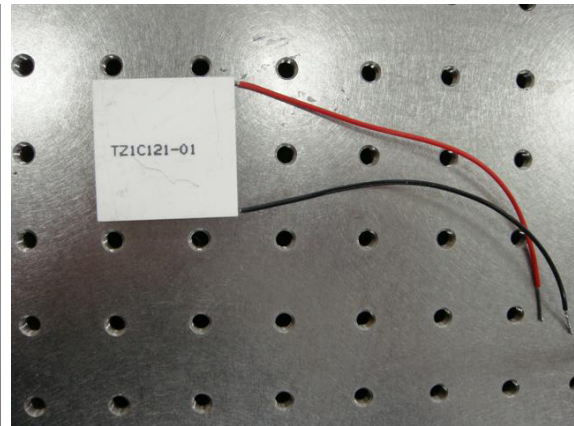


図 A.14: ペルチェ素子

BAL ホルダの温度を観測する素子である。写真を図 A.15 に示す。



図 A.15: サーミスタ

17.

機器名 レーザ保護メガネ

型番 YL-717 アレキサンドライト

会社名 山本光学

BAL の発振波長 (808 nm) 付近に遮光性能の存在するレーザ保護メガネである。写真を図 A.16(a) に示す。

18.

機器名 レーザ保護メガネ

型番 LG5

会社名 Thorlabs

BALの発振波長(808 nm)付近に遮光性能の存在するレーザ保護メガネである。写真を図 A.16(b) に示す。

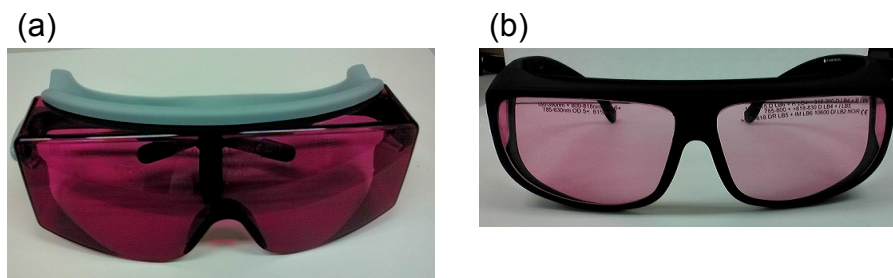


図 A.16: レーザ保護メガネ (a)YL-717 ALX,(b)LG5

19.

機器名 IR カード (800 - 1600 nm)

型番 IR21

会社名 インデコ

赤外光をカードの受光面に照射すると発光するカードである。光強度の強いBALのビーム形状を大雑把に観測するのに用いる。写真を図 A.17(a) に示す。

20.

機器名 IR カード (750 - 1350 nm)

型番 F-IRC1

会社名 Newport

赤外光をカードの受光面に照射すると発光するカードである。主に微弱な光を検出するのに用いる。写真を図 A.17(b) に示す。

21.

機器名 IR カード (700 - 1600 nm)

型番 SIRC-1

会社名 シグマ光機

赤外光をカードの受光面に照射すると発光するカードである。中くらいの強さの光を検出するのに用いる。写真を図 A.17(c) に示す。

22.

(a)



(b)



(c)



図 A.17: IR カード

機器名 $f = 2.97$ 成形ガラス非球面レンズ (Geltech, ステンレス枠付き, 反射防止コート:650-1050 nm)

型番 64807-L

会社名 LightPath

BAL の一番目のコリメートレンズ. レーザから出射された光の縦方向をコリメート, 横方向を一度集光する. 写真を図 A.18(a) に示す. スペックシートを図 A.19 に示す.

23.

機器名 $f = 100$ 平凸シリンダリカルレンズ (反射防止コート:600 - 1050 nm)

型番 69751-L

会社名 Edmund Optics

BALの二・三番目のコリメートレンズ. 一方向のみに光を屈折させる凸レンズ. 非球面レンズで一度集光された光をコリメートするのに用いる. 写真を図 A.18(b) に示す .

24.

機器名 $f = -25$ 平凹シリンドリカルレンズ (反射防止コート:600 - 1050 nm)

型番 69818-L

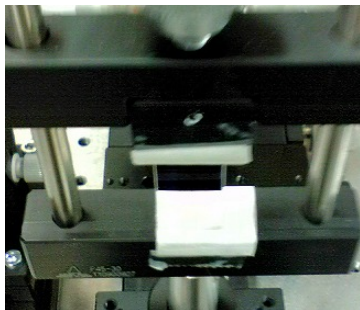
会社名 Edmund Optics

BALの二番目のコリメートレンズ. 一方向のみに光を屈折させる凹レンズ. 非球面レンズで一度集光された光を広げるのに用いる. 写真を図 A.18(c) に示す .

(a)



(b)



(c)



図 A.18: レーザコリメート用レンズ (a) $f = 2.97$ 非球面レンズ, (b) $f = 100$ 円筒面凸レンズ,(c) $f = -25$ 円筒面凹レンズ

25.

機器名 誘多膜プレートビームスプリッタ (70 : 30, 中心波長:1064 nm)

BALの光出力を 2 : 1 に分割するのに用いる. 反射率の方が高く透過率の方が低い. 写真を図 A.20(a) に示す .

26.

350660 f = 2.97mm and 0.60 NA

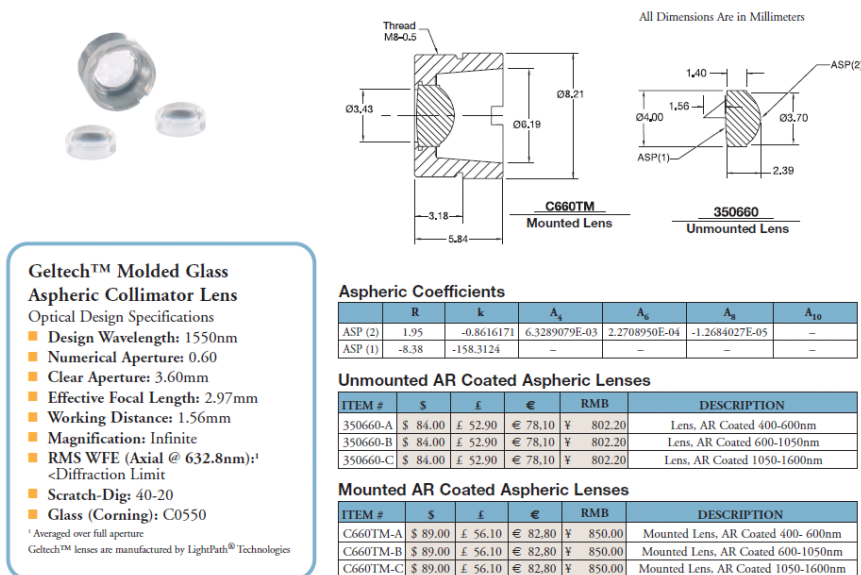


図 A.19: 非球面レンズのスペックシート

機器名 誘多膜プレートハーフミラー (50 : 50, 中心波長:1064 nm)
BALの光出力を1 : 1に分割するのに用いる。写真を図 A.20(b) に示す。

27.

機器名 アルミ平面ミラー

型番 TFAN-50C08-10

会社名 シグマ光機

BALの光出力を反射するために用いる。45°と90°のどちらでも使用できる。写真を図 A.20(b) に示す。

28.

機器名 f = 400 球面平凸レンズ

型番 SLB-30-400P

会社名 シグマ光機

BALの光出力を集光,あるいはコリメートするのに用いる。写真を図 A.22(a) に示す。

29.

機器名 f = 300 球面平凸レンズ

型番 SLB-30-300P

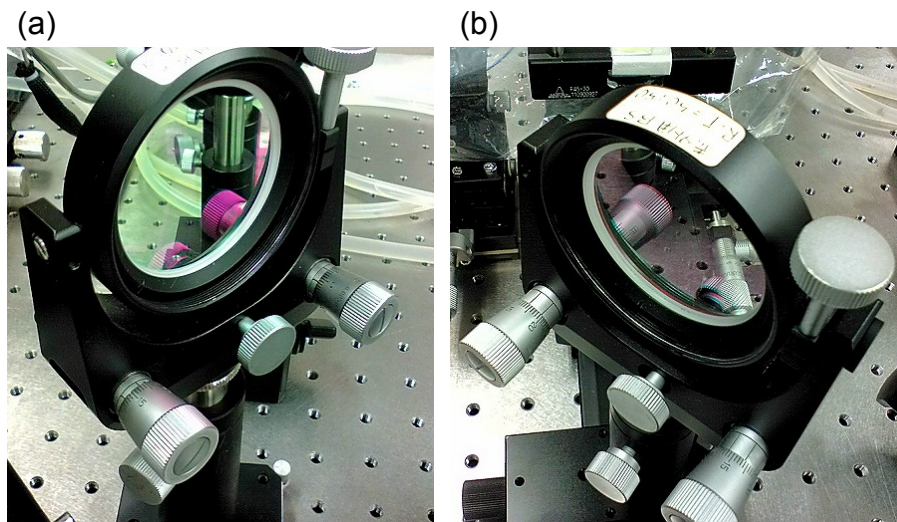


図 A.20: ビームスプリッタ (a)70 : 30,(b)50 : 50

会社名 シグマ光機

BAL の光出力を集光, あるいはコリメートするのに用いる. 写真を図 A.22(b) に示す .

30.

機器名 $f = 50$ 球面平凸レンズ

型番 SLB-30-50P

会社名 シグマ光機

BAL の光出力を集光, あるいはコリメートするのに用いる. 写真を図 A.22(c) に示す .

31.

機器名 $f = 100$ 球面平凸レンズ

型番 SLB-30-100P

会社名 シグマ光機

BAL の光出力を集光, あるいはコリメートするのに用いる. 写真を図 A.22(d) に示す .

32.

機器名 光アイソレータ

型番 IO-5-TIS2-HP

会社名 Thorlabs

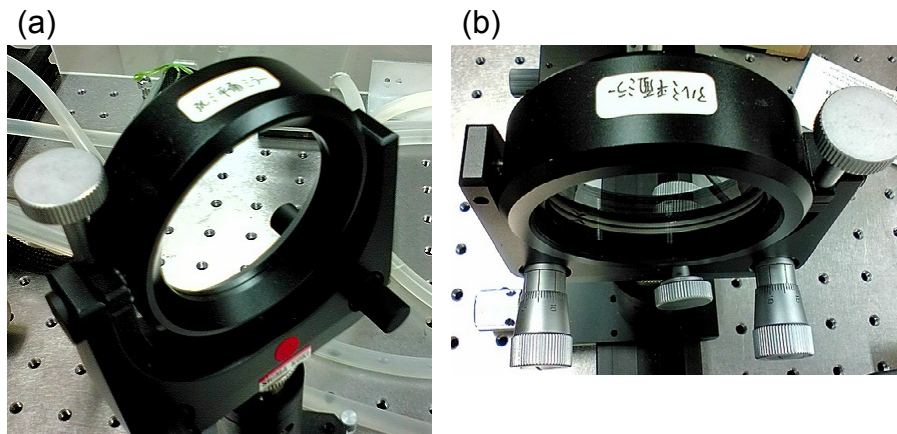


図 A.21: アルミ平面ミラー (a) 正面,(b) 斜め後ろ

BAL の集光時に発生する反射光を BAL にフィードバックさせないために用いる。写真を図 A.23(d) に示す。

33.

機器名 可変減光フィルタ

型番 VND-50

会社名 シグマ光機

BAL の光出力を段階的に減光するために用いる。減光された光は反射する。写真を図 A.24(d) に示す。

34.

機器名 吸収型減光フィルタ

型番 FSR-OD400

会社名 Newport

BAL の光出力を減光するために用いる。吸収型のため減光された光は反射されない。写真を図 A.25(a) に示す。

35.

機器名 枠付き吸収型減光フィルタ (OD0.6 ×1)

型番 MAN-25-30

会社名 シグマ光機

BAL の光出力を減光するために用いる。吸収型のため減光された光は反射されない。OD 値は 0.6。写真を図 A.25(b) に示す。

36.

機器名 枠付き吸収型減光フィルタ (OD1.3 ×1)

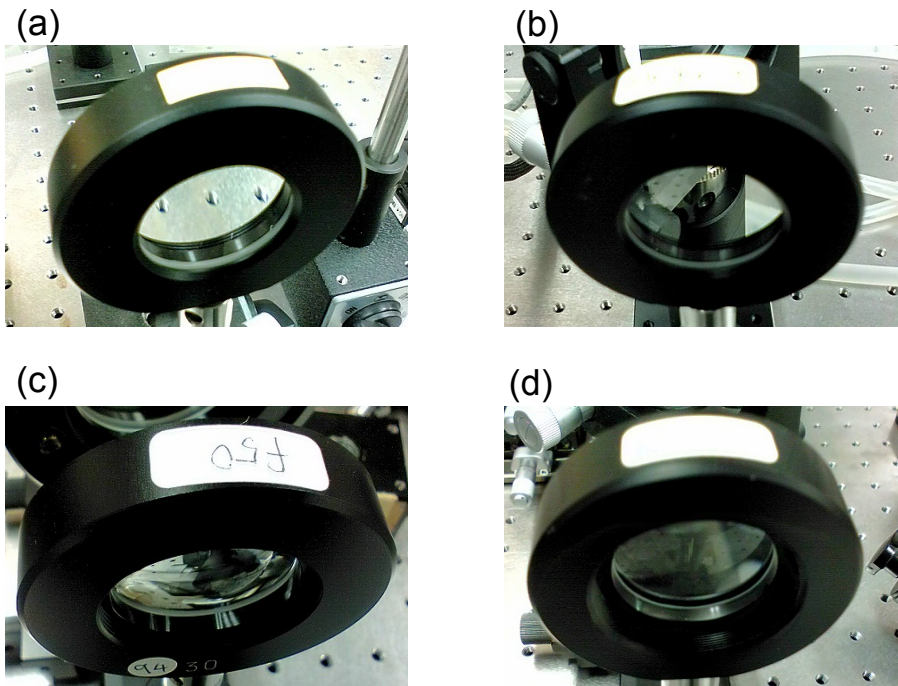


図 A.22: 球面平凸レンズ (a) $f = 400$, (b) $f = 300$, (c) $f = 50$, (d) $f = 100$

型番 MAN-25-1

会社名 シグマ光機

BALの光出力を減光するために用いる。吸収型のため減光された光は反射されない。OD値は1.3。写真を図A.25(b)に示す。

37.

機器名 光パワーメータ (空間用)

型番 1815-C

会社名 Newport

光ファイバに集光する前のBALの光量を観測するために用いる。818-SLを接続して使用する。写真を図A.26に示す。

38.

機器名 光検出器 (空間用)

型番 818-SL

会社名 Newport

1815-Cに接続することでBALの光量を観測できる。写真を図A.27に示す。

39.

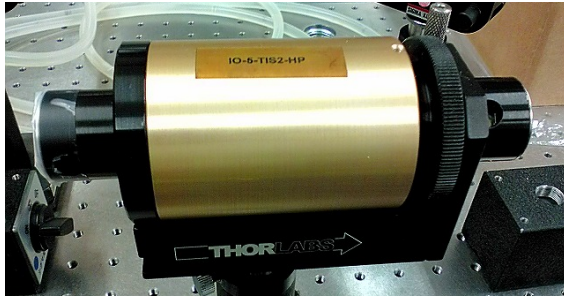


図 A.23: 光アイソレータ

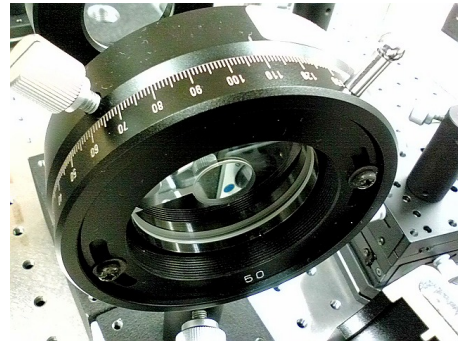


図 A.24: 可変減光フィルタ

(a)



(b)



図 A.25: (a)OD4.0 吸収型 NDF,(b) 枠付き吸収型 NDF (OD0.6×2,OD1.3×1)

機器名 シングルモードファイバ 2m

型番 FFC-2PS-SPC-2M-SMC10/125-S

会社名 フジクラ

BAL の光出力を光検出器や光スペクトラムアナライザ, 光パワーメータ (ファイバ用) に導光する. レーザフォーカシングホルダに接続して使用する. 写真を図 A.28 に示す.

40.

機器名 (a) $\frac{\lambda}{2}$ 波長板, (b) $\frac{\lambda}{4}$ 波長板

型番 (a)WPQ-8300-2M, (b)WPQ-8300-4M

会社名 シグマ光機

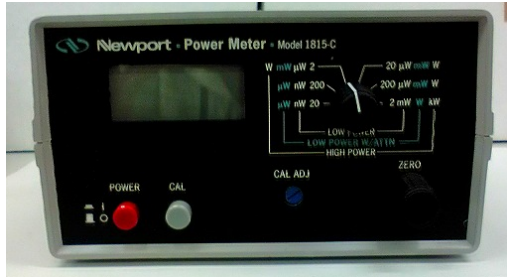


図 A.26: 光パワーメータ (空間用)



図 A.27: 光検出器 (空間用)

(a) は BAL の偏光方向を調節するのに用いる．(b) は BAL の偏光を円偏光から直線偏光にするのに用いる．写真を図 A.29 に示す．

41.

機器名 レーザフォーカシングホルダ (×2,FC)

型番 FOPT

会社名 シグマ光機

対物レンズと光ファイバを固定して、BAL のレーザ出力を光ファイバに入射する．写真を図 A.30 に示す．

42.

機器名 レーザビームプロファイラ

型番 LaserCam-HR(1098577)

会社名 COHERENT

BAL のビームを観測し、近視野像を取得するのに用いる．写真を図 A.31 に示す．

43.

機器名 可変スリット

型番 M-SV-0.5

会社名 Newport

BAL のビームを遮り、一部の光を抽出するのに用いる．上部のマイクロメータを動かすことでスリットが動く．スリットの分解能は $1\mu\text{m}$ である．

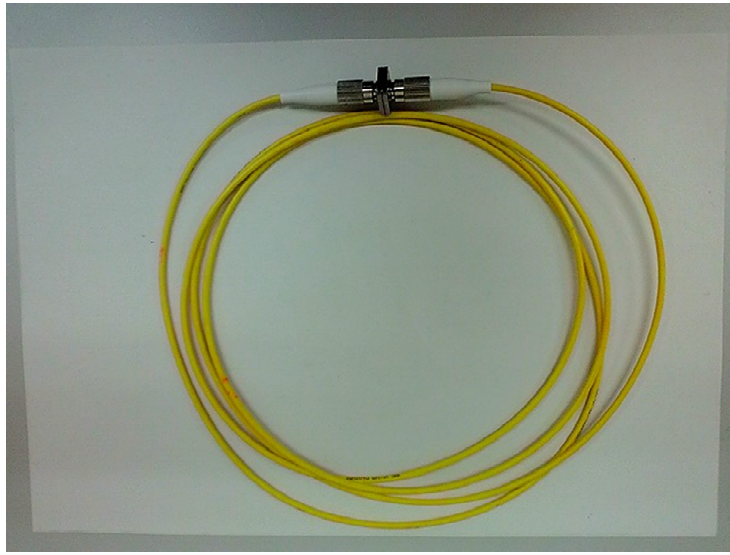


図 A.28: シングルモードファイバ

写真を図 A.32(a) に示す . また, スリットとビームプロファイラ, レーザフォーカシングホルダを並べた写真を図 A.32(b) に示す .

44.

機器名 ビーム抽出の実験セットアップ

BAL のビームを遮り, 一部の光を抽出するのに用いる実験装置. スリットとビームプロファイラ, レーザフォーカシングホルダで構成されている写真を図 A.32(b) に示す .

最後にこれらの実験機器を使用する実験室の写真を図 A.33 と図 A.34 に示す .

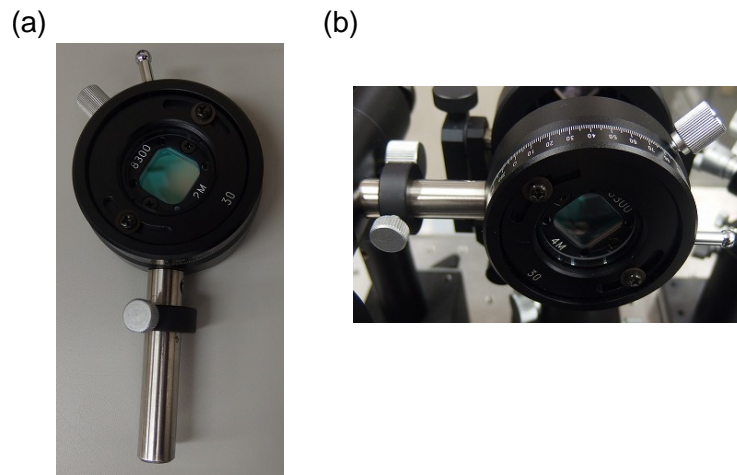


図 A.29: (a) $\lambda/2$ 波長板, (b) $\lambda/4$ 波長板

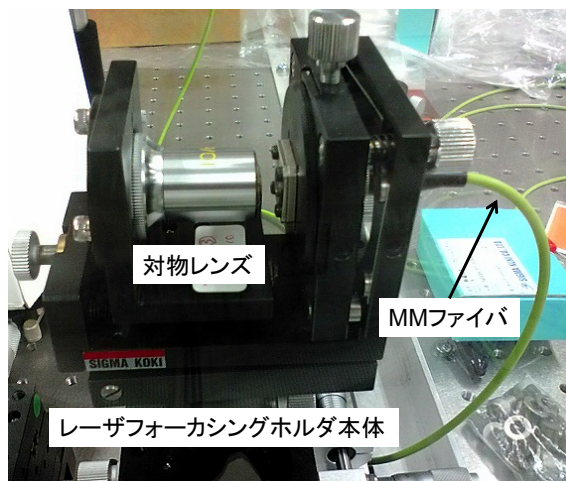


図 A.30: レーザフォーカシングホルダ



図 A.31: レーザビームプロファイラ

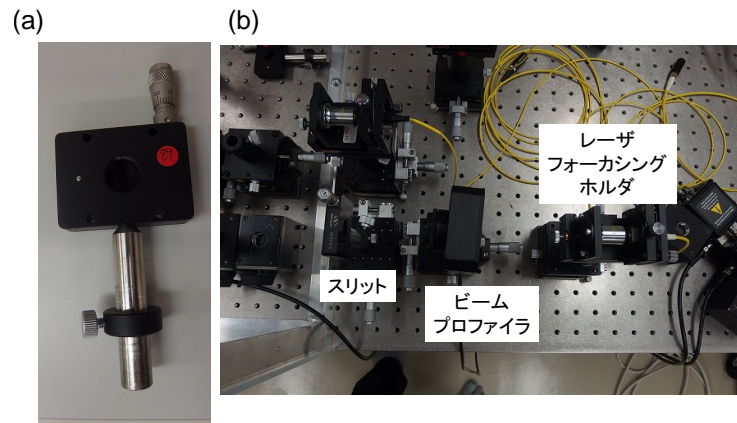


図 A.32: (a) スリット,(b) ビーム抽出実験装置

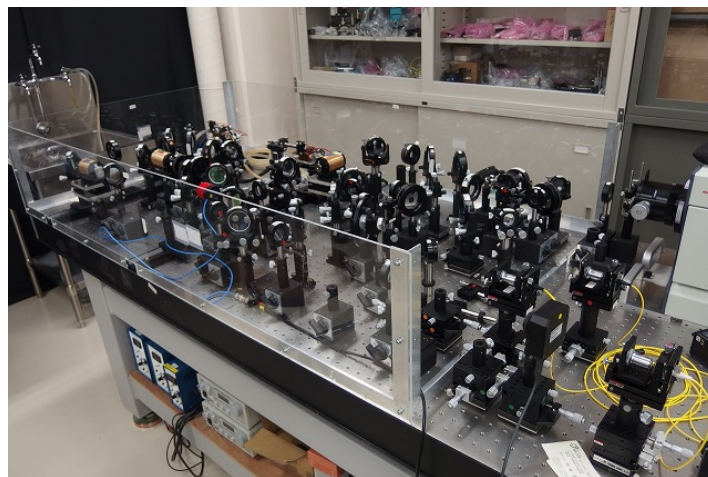


図 A.33: 実験装置

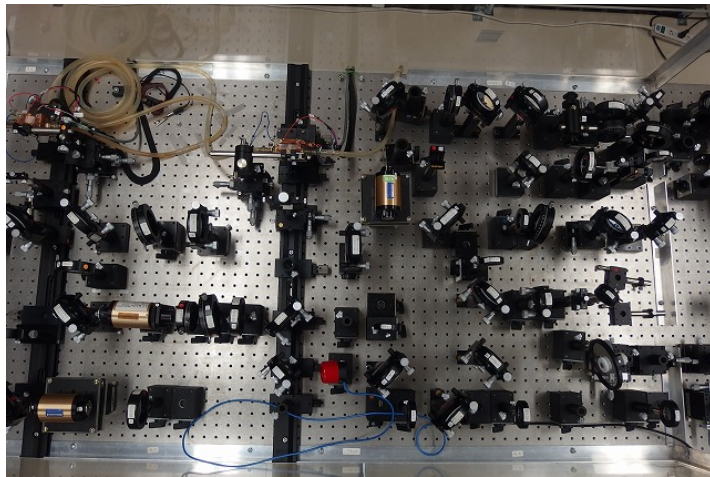


図 A.34: 実験装置 (定盤の上)