

学位論文(要約)

光励起利得スイッチ半導体レーザーによる
フェムト秒パルス発生

(Femtosecond pulse generation by optically pumped
gain-switched semiconductor lasers)

平成27年12月博士(理学)申請

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻

伊藤 隆

Abstract

光励起利得スイッチ半導体レーザーからのフェムト秒パルス発生を実現し、それを測定で明確に示す事を目的として研究を行った。測定試料には、非ドープ GaAs ダブルヘテロバルクレーザーと非ドープ GaAs 3 周期量子井戸レーザーを用いた。これらの試料を、自作の 360 fs パルス発生モードロックファイバーレーザー光源と、2 ps パルス発生モードロックチタンサファイアレーザー発振器を用いて光励起し、利得スイッチ動作を調べた。

GaAs バルクレーザーから放出されたパルスの短波長成分を自己相関法で測定すると、5 K 環境 360 fs パルス励起下で半値全幅 1.0 ps の自己相関波形が得られた。この結果から、フェムト秒パルス発生が実現した事を初めて測定により明確に示した。元のパルス波形を Sech^2 型と仮定した見積もりでパルス幅は 670 fs となった。同様の測定により、300 K 環境下で 1.2 ps パルスが発生した。5 K 環境下で 2 ps 励起の場合でもパルス幅は 880 fs となり、励起パルス幅に制限されずフェムト秒パルスが取り出せる事がわかった。

シンクロスキャンストリークカメラと自己相関測定を用いたパルスダイナミクス計測を行うと、パルス内の短波長側で速く短く、長波長側で遅く長いパルス形成の特徴が得られた。短波側の 670 fs 成分は、従来の利得スイッチパルスとは異なり、共振器寿命 3.4 ps や共振器長に対応する時間 3.3 ps よりも短くなっている。これは、従来の利得スイッチシングルモードレート方程式理論やキャリア加熱冷却モデルでは説明できない。バンドの高エネルギー側では、利得スイッチによる誘導放出と緩和 (光学フォノン放出やキャリア間散乱による熱化) によって利得から吸収への高速な変化が起きるため、フェムト秒パルス発生が実現できる事がわかった。

GaAs 3 周期量子井戸レーザーからの出力パルス幅は、300 K 環境 2 ps 励起下において、弱領域で最短 13 ps となった。高密度領域ではパルス内の短波長側で最短 6 ps となり、時間分解スペクトル中に、シングルモードレート方程式では説明できない複雑な明暗構造が観測された。弱領域では、キャリア加熱効果を考慮すれば、シングルモードレート方程式は利得スイッチ動作を定量的に再現する。パルス波形の立ち上がりを測定し初期利得を抽出すると、キャリア加熱により利得値が一定値に飽和する。パルス幅は微分利得ではなく、この飽和利得値によって支配的に決まる事がわかった。

利得スイッチ動作による短パルス発生には初期利得が大きい程有利である。活性層が厚い試料は、高密度励起する事によって高い初期利得が得られると期待できる。特にバルクレーザーでは、利得スイッチパルスの高初期利得に応じた急峻な立ち上がりと、利得から吸収への高速変化による立ち下がりによって、フェムト秒パルス発生が可能である。

Abstract

The purpose of this study is to reveal the mechanism of gain-switched femtosecond pulse generation via first observation of femtosecond pulses generated from optically pumped semiconductor lasers. The samples GaAs three-quantum-well laser and double-hetero-structured GaAs bulk laser were pumped by a 2-ps pulsed mode-locked Ti-sapphire oscillator and a developed 360-fs pulsed mode-locked fiber laser system for high-density excitation.

In a low-excitation density regime, the shortest pulse generated from the GaAs three-quantum-well laser was 13 ps at an environmental temperature of 300 K and a pulsed excitation of 2 ps. However, it could not generate short pulses of 1 ps. The pulse width and delay time tended to decrease with increasing excitation density, and then became constant. The dependence of pulse width and delay time on excitation density can be quantitatively reproduced using a single-mode rate equation that involves dynamical carrier heating. The pulse width of 13 ps was dominated by the initial gain saturated and not by cavity lifetime because of carrier heating, where the initial gain represents the optical gain generated immediately after impulsive excitation.

The gain-switched behavior of the GaAs bulk laser in a low-excitation density regime at an environmental temperature of 5 K and a pulsed excitation of 360 fs can also be reproduced using the single-mode rate equation. In a high-excitation density regime, where the excitation density is over 100 times higher than the lasing threshold density, the characteristics of pulse spectral dynamics were clarified by measurements performed using a synchronous streak camera; the pulse width and delay time of short-wavelength components were shorter compared to those of long-wavelength components. The full width at half maximum of a measured autocorrelation trace of a short-wavelength component was 1.0 ps, which is an evidence of the generation of a femtosecond pulse.

The pulse width of the femtosecond pulse is 670 fs under an assumption of Sech² shape. As the pulse width of 670 fs is shorter than the cavity lifetime of 3.4 ps and one-path time of 3.3 ps corresponding to cavity length, the gain-switched pulse differs from conventional gain-switched laser pulses. Neither the single-mode rate equation nor conventional carrier cooling models can describe the generation of a short pulse. We found that the pulse generation results from gain/absorption transition due to stimulated emission, which consumes amount of carriers, and then thermalization by optical phonon emission and by carrier-carrier scattering within the order of 100 fs.

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 半導体レーザーによる光短パルス発生	1
1.1.2 利得スイッチ半導体レーザーの実験的研究	2
1.1.3 レート方程式による利得スイッチ理論	10
1.2 課題	15
1.3 研究目的	16
1.4 本論文の構成	17
第2章 実験方法	18
2.1 測定試料	18
2.1.1 リッジ型 GaAs 3周期量子井戸レーザー	18
2.1.2 スラブ型利得ガイド GaAs バルクレーザー	22
2.2 モードロックファイバーレーザー光源の開発	23
2.2.1 光ファイバーの高精度群遅延分散測定	23
2.2.2 ファイバーレーザー光源の概要	28
2.2.3 10 MHz 繰り返しモードロック Er ファイバーレーザー発振器	28
2.2.4 パルス幅伸長器	31
2.2.5 Er ドープファイバー増幅器	33
2.2.6 インライン型アイソレータによる増幅器の保護	33
2.2.7 ErYb 共ドープファイバー増幅器	33
2.2.8 パルス幅圧縮器	38
2.2.9 第2次高調波発生器	40
2.2.10 まとめと将来展望	42
2.2.11 考察：ファイバーレーザー共振器の群速度分散	43
2.3 測定光学系の構築	46
2.3.1 概要	46
2.3.2 励起光源	46
2.3.3 測定光学系と検出器	46
2.3.4 ストリークカメラとファイバーレーザー光源の接続	50
2.3.5 スポット径とフィラメント励起の一様性の測定	52

第3章 実験結果と考察	54
3.1 GaAs 量子井戸レーザーの基礎評価	54
3.1.1 フィラメント状パルス励起を用いた導波路放出光スペクトルの測定	54
3.1.2 点状連続励起を用いた導波路放出光スペクトルの測定	56
3.1.3 点状パルス励起を用いた自然放出光の時間分解測定	57
3.2 GaAs 量子井戸レーザーの利得スイッチ動作	59
3.2.1 低密度領域における利得スイッチング実験	59
3.2.2 フォトディテクターとサンプリングオシロスコープを用いたパルス波形の測定	62
3.2.3 測定結果の解析	63
3.2.4 自然放出光の時間スペクトル分解測定	69
3.2.5 キャリア温度の見積もり	70
3.2.6 高密度領域における利得スイッチング実験	72
3.2.7 GaAs 量子井戸レーザー実験の結論	77
3.3 GaAs バルクレーザーからの利得スイッチ光パルス発生	78
第4章 結論と展望	79
4.1 結論	79
4.2 展望	81
4.2.1 更なる短パルス化と短パルス限界	81
4.2.2 電流注入化と光励起の実用化	81
4.2.3 新材料を用いたデバイス開発と光増幅	81
研究発表	83
参考文献	87

目次

1.1	(a) フォトディテクターとサンプリングオシロスコープ、(b) 自己相関、(c) ストリークカメラの測定結果 [3]。	2
1.2	Duguay らによる薄膜 GaAs レーザーの利得スイッチング実験 [4]。	3
1.3	光励起埋め込みヘテロ型 AlGaAs レーザーの利得スイッチング実験結果。試料構造 (a) と、測定された相互相関波形 (b)(c)[6]。	4
1.4	光励起スラブ型量子井戸 AlGaAs レーザーの利得スイッチング実験。試料構造 (a) 及び測定システム (b)。 (c) と (d) はシングルショットストリークカメラによる放出パルスの時間波形である [7, 8]。	5
1.5	DFB レーザーの利得スイッチング実験結果 [9]。	7
1.6	シーディング実験 [9]。	8
1.7	利得スイッチ半導体レーザーを用いた多光子蛍光イメージング測定 [10]。	8
1.8	スペクトルフィルタリングによる直接 4.7 ps パルス発生 [11]。	9
1.9	InGaAs GS パルスと計算結果の比較 [12]。	10
1.10	線形利得モデルと飽和利得モデル。	13
1.11	飽和利得モデルを用いた利得スイッチング理論の計算結果 [26]。	14
2.1	リッジ型非ドープ GaAs 3 周期量子井戸レーザーの概略図。赤線は導波路放出光の空間モードの強度分布を数値計算した結果である。最大強度の 10%、30%、50%、70%、90%を等高線プロットした。	18
2.2	GaAs 3 周期量子井戸レーザーのリッジ構造作製プロセス。(a) から (f) はリッジ作製プロセスの概略図を示す。(e') は (e) の SEM 像である。	20
2.3	群遅延分散測定システム	23
2.4	被測定ファイバーへの入力光スペクトル (a) と、時間波形 (b) の測定結果。(b) 内挿図の青線は、測定した自己相関波形である。赤線は、(a) の逆フーリエ変換の絶対値自乗である。	24
2.5	被測定ファイバーからの透過スペクトル (a) と時間波形 (b)。時間波形がスペクトルの形を反映して広がっている。黒線はスペクトル及び時間波形の山と谷の位置を示している。	25
2.6	最小自乗フィッティングの結果。青線は、透過光の時間波形を、測定装置の応答関数でデコンボリューションした結果である。赤線は、透過光のスペクトルと色分散モデルから計算したフィッティング曲線	26

2.7	開発したモードロックファイバーレーザー光源の概略図	28
2.8	Er ドープファイバーレーザーの波長スペクトル (a) と自己相関波形 (b) の測定結果。	30
2.9	パルス伸長後の時間波形 (a)。内挿図は伸長前の時間波形であり、測定装置の応答関数と一致する。(b) は伸長後 (赤) と伸長前 (黒) のスペクトルである。	32
2.10	Er ドープシングルクラッドファイバーを用いた光増幅結果。(a) は入力強度 1 mW に対する増幅器からの出力強度である。(b) から (e) は各ポンプ LD の電流値におけるスペクトルである。赤線は出力光スペクトル、黒破線は入力光スペクトルである。縦軸は規格化して示した。	34
2.11	ErYb 共ドープダブルクラッドファイバーを用いた光増幅結果。(a) は入力強度 22 mW に対する増幅器からの出力強度である。(b) から (g) は各ポンプ LD の電流値におけるスペクトルである。赤線は出力光スペクトル、黒破線は入力光スペクトルである。縦軸は規格化して示した。	36
2.12	石英ファイバー中の Er のエネルギー準位と、酸化ゲルマニウムを同時にドープした Er ドープファイバーで構成した増幅器の利得吸収スペクトル [28]。	37
2.13	パルス幅圧縮器周辺の概略図	38
2.14	分散補償後のパルスの自己相関波形 (a) とスペクトル (b)	39
2.15	基本波 1560 nm の平均強度に対する、第 2 次高調波の平均強度 (赤) と波長変換効率 (青)。	40
2.16	第 2 次高調波のスペクトル (a) と自己相関波形 (b)	41
2.17	ファイバーレーザー光源の各段階における結果	42
2.18	強負分散ファイバーレーザーの出力スペクトル	43
2.19	チャープ増幅後の基本波スペクトル	44
2.20	第 2 次高調波のスペクトル	44
2.21	第 2 次高調波の強度と波長変換効率	45
2.22	測定光学系の概略図	47
2.23	モードロックファイバーレーザー光源とストリークカメラの接続	50
2.24	第 2 次高調波の時間分解スペクトル (a) と、波長積分時間波形 (b)	51
2.25	スポット径とフィラメント励起の一様性の測定結果	52
3.1	(a) 導波路放出光スペクトルと (b) フリンジ間隔。	55
3.2	点状励起での導波路放出光スペクトルと、フリンジ解析により導出した利得スペクトル。	56
3.3	自然放出光の時間分解測定	58
3.4	GaAs 3 周期量子井戸レーザーの発振特性	59

3.5	試料環境温度 300 K における、GaAs 3 周期量子井戸レーザーからの利得スイッチパルスのエネルギー積算時間波形。線形プロット (a) と対数プロット (b)。黒線は励起パルスの散乱光の時間波形、赤線は導波路放出光の時間波形である。	60
3.6	(a) パルス幅と遅延時間の励起密度依存性。赤点が実験結果であり、赤線はアイガイドである。(b) 利得スイッチパルスの立ち上がりの時定数の逆数。赤点が実験結果であり、赤線は赤点を線形内挿した結果である。	61
3.7	高速フォトディテクターとサンプリングオシロスコープによる時間波形の測定結果 (a) と、時間波形から利得スイッチパルスのタイミングジッターを評価した結果 (b)。	62
3.8	利得スイッチパルスのタイミングジッターが、立ち上がり時間に与える影響	65
3.9	レート方程式を用いた利得スイッチパルスの時間波形シミュレーション。黒線が励起パルスの時間波形、青線は利得スイッチパルスの時間波形の励起密度依存性を示している。	66
3.10	レーザー発振特性の計算結果。	66
3.11	実験結果とレート方程式計算との比較。	67
3.12	利得計算との比較	68
3.13	自然放出光の時間スペクトル分解測定。	69
3.14	自然放出光の瞬時スペクトル	70
3.15	キャリア温度の時間変化	71
3.16	低密度から高密度領域におけるエネルギー積算時間波形 (a)。高密度領域 (b) と低密度領域 (c) におけるエネルギー分解時間波形。	72
3.17	高密度領域を含めたレーザー発振特性	73
3.18	回折格子 150 gr/mm を用いた励起密度依存性の測定結果	74
3.19	回折格子 50 gr/mm を用いた励起密度依存性の測定結果	75
3.20	高密度領域における利得スイッチパルスのエネルギースライス時間波形。	76

表 目 次

2.1	1550 nm における単位長さ当りの SMF-28e+ の群遅延分散	26
2.2	チャープパルス増幅後の基本波と第 2 次高調波	42
2.3	測定で使⽤したモードロックパルス光源の出力特性	46
3.1	300 K における GaAs 3 周期量子井戸レーザーの基礎評価まとめ	58

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 半導体レーザーによる光短パルス発生

レーザー光は、太陽光や電灯などの自然光とは異なり、光電場の位相が揃ったコヒーレントな光である。レーザー光の平均強度は高々1 W程度であっても、空間的なコヒーレンスから生じる指向性と、波長の単色性により、レンズで集光する事で非常に高いエネルギー密度が得られる。時間的なコヒーレンスを利用すれば、時間広がり小さくすることができる。また、可視から近赤外域光電場の周波数は数100 THzであり、GHzオーダー以下の電気周波数よりも遥かに高いため、広い利得帯域幅を持つ材料をレーザー媒質として用いる事で、ピコ秒以下の超短パルス光を発生できる。これに伴って光強度の尖頭値は1 GW以上に達する事ができ、物質中の様々な非線形応答をコヒーレントに励起する事ができる。更に、ポンプ光としてだけでなくプローブ光として使用する事で、ピコ秒からフェムト秒スケールの過渡現象を、調べる事が可能となった。

高速レーザー光源の発明による技術革命は、固体レーザーを中心に行われてきた。これらのレーザーは共振器内部にミラーやレンズ、光変調器などの様々な光学素子を有しているが、将来の光技術は、電子部品がモノリシックなIC上に集積されたのと同様に、半導体レーザー上に集積されると考えられる。半導体レーザーから発生する信号パルス光が、雑音に比べて十分に強ければ、半導体増幅器やファイバーアンプを使って光増幅することで、高強度パルス光が得られる。これらの実現のためには、半導体レーザーによる短パルス発生メカニズムを理解し、出力強度や短パルス限界を知る事が本質的に重要となる。

半導体レーザーから短パルスを発生させる方法として、モードロック法、Qスイッチング法、利得スイッチング法がある。

モードロック法は、発振モードの各位相を固定する事で、共振器長に対応する繰り返しパルスが得られる。モード同期には、共振器内のパルスの往復時間に対応する周波数の正弦波信号で、媒質利得を変調する能動モードロックと、共振器を電氣的に2つのセクションに分離し、一方に利得電圧をかけつつ、もう一方に逆バイアスをかけて過飽和吸収領域を作る、受動モードロック法が用いられている [1]。

Qスイッチング法は、共振器のQ値を下げてポンプを継続し、強い反転分布を作った後、Q値を上げて、反転分布のエネルギーで巨大パルスを発生させる方法である。半導体レーザーでもQスイッチ動作の報告例はあるが、実用的には反転分布が長時間維持されやすい4準位固体

レーザーで用いられている。外部共振器のミラー反射率を変化させたり、共振器内に過飽和吸収体を挿入することで Q 値の変調が行われる。

利得スイッチング法は、外部からの電気や光パルス信号によって、強い反転分布状態を作り、共振器内の光学利得を急激に増大させる手法である。これに伴って誘導放出光が急成長し、反転分布が消費されることで、パルスとなって外部に放出される。外部からの1パルス入力に対して、1パルスが出力されるため、繰り返し可変レーザーとなるのが特徴である。通常発生できるパルス幅は数10 ps から100 ps である。

近年、基礎研究として半導体材料の高速非線形光学応答が活発に研究されているが、この非線形性をどのように活用していくかという、重大な課題を抱えている。利得スイッチ半導体レーザーは、この高速非線形性を積極的に利用する半導体デバイスである。

1.1.2 利得スイッチ半導体レーザーの実験的研究

利得スイッチ半導体レーザーは、デバイス物理の対象として、1970年代から研究成果が積み上げられてきた。図1.1に、電流注入型利得スイッチレーザーの実験結果を示す[2, 3]。

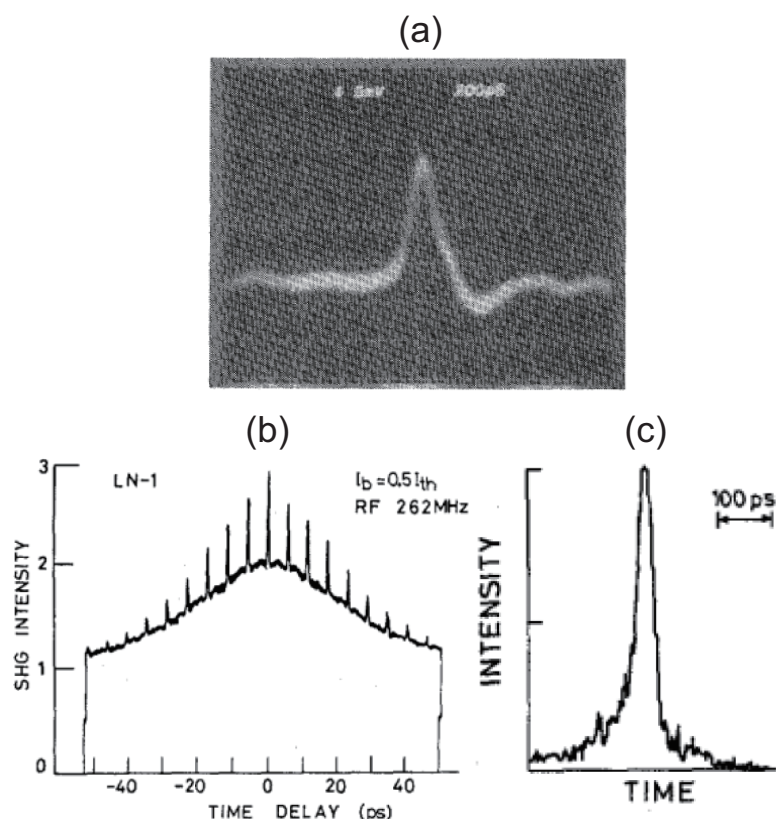


図 1.1: (a) フォトディテクターとサンプリングオシロスコープ、(b) 自己相関、(c) ストリークカメラの測定結果 [3]。

パルスジェネレータからのサブ GHz 正弦波電気信号を RF 増幅器で振幅を増幅し、試料に印加する。測定試料には、亜鉛拡散ストライプ型のダブルヘテロ AlGaAs レーザーが用いられた。

レーザー発振が達成されるように、LC回路を通してDCバイアスとRF信号を試料に印加している。試料から放出される利得スイッチパルスは、図 1.1(a) フォトディテクターとサンプリングオシロスコープ、図 1.1(b) 自己相関測定、図 1.1(c) 時間分解能 10 ps 以下の高速ストリークカメラを用いた時間分解測定が行われた。図 1.1(a) の時間波形の半値全幅は 150 ps となった。これは測定器の時間分解能で制限されていた。図 1.1(b) は自己相関測定の結果である。この波形には2つの成分が見られている。1つ目は半値全幅が 45 ps のゆっくりと変化する成分、2つ目は半値全幅が 0.4 ps で、ピーク間隔が 5.8 ps(共振器内のパルス往復時間に対応)の成分である。2つ目の成分は、光パルスに含まれる、共振器内を往復するノイズパルス成分であると解釈している。メインパルスの時間波形をガウス型と仮定し、1つ目の成分から、パルス幅は 30 ps と決定された。また、図 1.1(c) の高速ストリークカメラの測定から、パルス幅が 35 ps となり、自己相関によるパルス幅の測定結果と良い一致が得られた。

更に Ito らは、パルスジェネレータの正弦波周期を長周期にすると、パルス波形に振動成分が現れる事を見出した。そこで、後述のレート方程式を用いて数値解析を行い、実験と比較する事で、この振動成分が緩和振動である事を発見している。

1980年代には、素子自体の短パルス発生限界を調べるため、短共振器構造を持つ光励起半導体レーザー試料が中心に研究が行われた。図 1.2 は、薄膜半導体超短共振器による利得スイッチレーザーの実験結果である [4]。

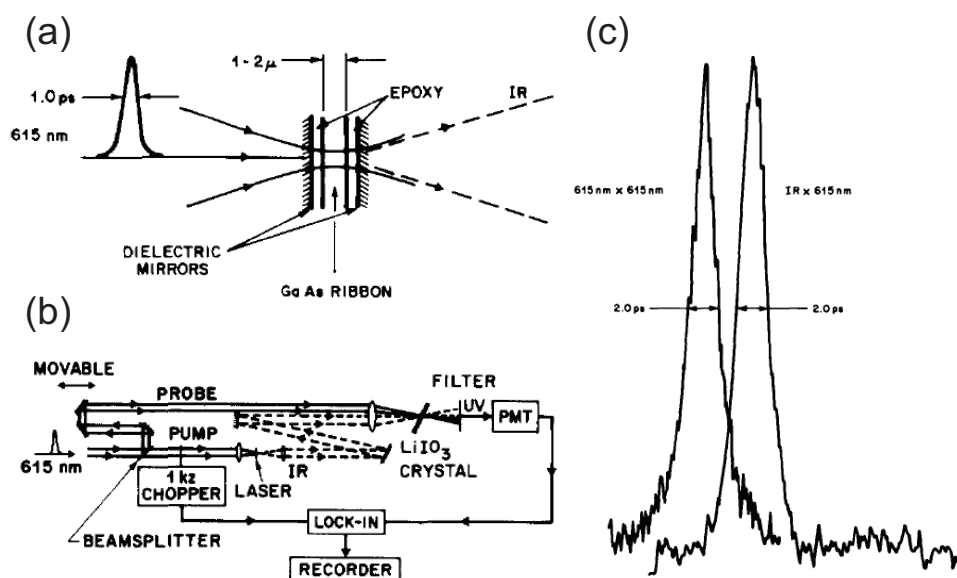


図 1.2: Duguay らによる薄膜 GaAs レーザーの利得スイッチング実験 [4]。

図 1.2(a) は半導体レーザーの構造である。厚さ $1 \mu\text{m}$ の亜鉛ドーパ GaAs を、透明エポキシで挟んだ誘電体ミラーで共振器を構成している。共振器長は $6 \mu\text{m}$ となっており、共振器モードのスペクトル間隔が 32 nm であり、ここから共振器内のパルス往復時間は 0.08 ps となった。試料の幅と長さはそれぞれ 0.5 mm と数 mm であり、誘電体ミラーは 3 mm の正方形型になっている。図 1.2(b) は測定系である。励起パルスは受動モードロック色素レーザーを、AO 変調器でダンピングさせる事で、波長 615 nm 、ピーク強度 2 kW 、パルス幅 1.0 ps 、繰り返し周波数

90 MHz (従ってパルスエネルギー 2 nJ/Pulse、平均強度 180 mW) を出力させた。このポンプ光はビームスプリッターで、ポンプ用とプローブ用の 2 系統にパスを分けた後、ポンプ用パルスを対物レンズでスポットサイズを 5 μm まで集光した。放出される利得スイッチパルスの時間幅は、アップコンバージョン法を用いて測定している。信号光は LiIO_3 に集光され、プローブ光は遅延時間を付けて結晶に入力した。結晶からの和周波である UV 光を、光電子像倍管を用いてロックイン検出を行った。

図 1.2(c) は、測定した相互相関波形 (IR \times 615 nm) である。相互相関波形の半値全幅は 2.0 ps となった。また、スポット位置を GaAs 薄膜からずらし、エポキシ誘電体ミラーのみを透過させたポンプ光に対して、ポンプ光とプローブ光を LiIO_3 に集光し、和周波を測定した結果が (615 nm \times 615 nm) である。この自己相関波形の半値全幅は 2.0 ps となった。励起パルスの時間波形を Single-sided exponential 型と仮定すると、励起パルスの時間半値全幅は 1.0 ps と見積もられる。図 1.2(c) の (IR \times 615 nm) の半値全幅も 2.0 ps であるため、励起パルスの時間波形でデコンボリューションすれば、利得スイッチパルスの時間幅は 1 ps のオーダーになっているだろうと結論付けた。

Dugray らは、発生したこの利得スイッチパルス幅が 1 ps オーダーよりも更に短いと信じていると述べている。その根拠として、次の理由を挙げている。励起レーザーの強度揺らぎが 15% であった。一方、励起強度を 15% 変化させたとき、相関波形上で遅延時間は 0.3 ± 0.1 ps で変化した。この遅延時間の揺らぎ 0.3 ps を、デコンボリューションで得られた時間幅から差分した (遅延時間揺らぎの測定データや、差分方法は示されていない)。すると、差分後の利得スイッチパルスの時間幅が 0.7 ps と見積もられた。

1989 年には Weisenfeld らが InP 薄膜レーザーを作製し、同様の測定系を用いて相互相関波形 (半値全幅 1.4 ps) を測定し、1.4 ps の短パルス発生を行った事を報告した [5]。

図 1.3 は、光励起埋め込みヘテロ型 AlGaAs レーザーを用いた利得スイッチ実験の結果である [6]。

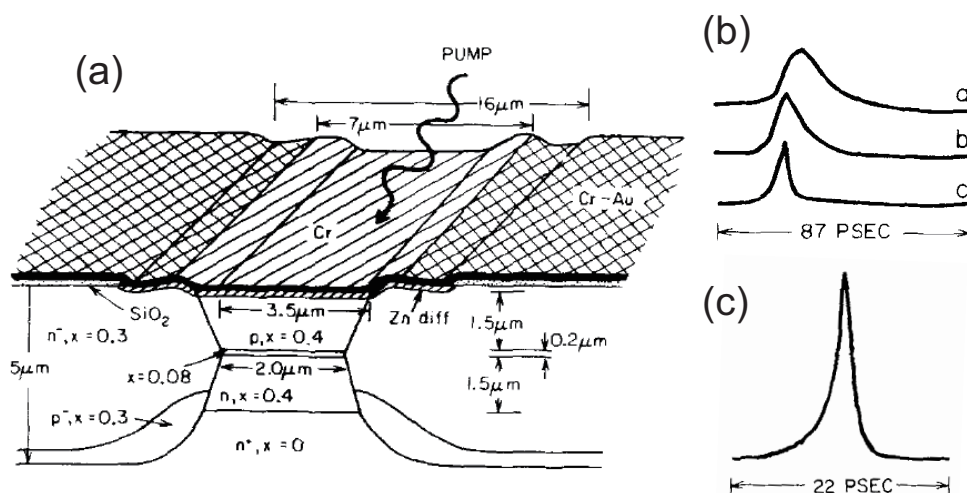


図 1.3: 光励起埋め込みヘテロ型 AlGaAs レーザーの利得スイッチング実験結果。試料構造 (a) と、測定された相互相関波形 (b)(c)[6]。

励起光源には、モードロック色素レーザーと、YAGレーザーを組み合わせたGWピークのサブピコ秒パルス波長可変システムを使用している。レーザーの出力波長を598 nmとして、2系統に分けた。一方はアセトン中のラマンシフトにより、686 nmとし、測定試料に入射した。図1.3(a)は埋め込みヘテロ型 AlGaAs レーザーの構造である。上部クラッド層である p 型 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ は励起光に対して透明であるため、直接活性層に吸収され、キャリアが励起される。分けられたもう一方の光は、可変遅延アームを通して、試料からの光と共軸に結合されて非線形結晶である LiIO_3 に入力して、両者の和周波をとった。発生した和周波は、スロースキャンサンプリングオシロスコープと統合された、信号平均化システムで検出している。

図 1.3(b) 共振器長 200 μm の試料における相互相関波形である。a、b、c は利得スイッチパルスの波長依存性であり、 LiIO_3 の角度を回転させて測定している。パルス幅 (相関波形の半値全幅) は、それぞれ 15.6 ps、9.0 ps、4.5 ps となった。中心波長 $\lambda_0 = 743 \pm 20 \text{ nm}$ である。波長位置は a が $\lambda_0 + 23 \text{ nm}$ 、b が $\lambda_0 + 11 \text{ nm}$ 、c が λ_0 である。この結果によって、高エネルギー側ではパルス幅が短くなる傾向が示されている。

図 1.3(c) は共振器長が 80 μm での測定結果である。中心波長は約 700 nm であった。相関波形の半値全幅は 1.2 ps となった。Koch らは、この時間幅がポンプ光のパルス幅 ($\lesssim 1 \text{ ps}$) と近いいため、デコンボリューションしたパルス幅は、恐らく (probably) サブピコ秒になっていると述べている。

図 1.4 に、光励起リッジ型多重量子井戸 AlGaAs レーザーの利得スイッチング実験結果を示す [7, 8]。これらの実験結果とデコンボリューション解析から、1 ps パルス発生を報告した。さらに Arakawa らは、線形利得モデルを用いたレート方程式解析を行うことで、この短パルス発生は、多重量子井戸構造による、微分利得の先鋭化の結果だと述べている (詳細は後述)。

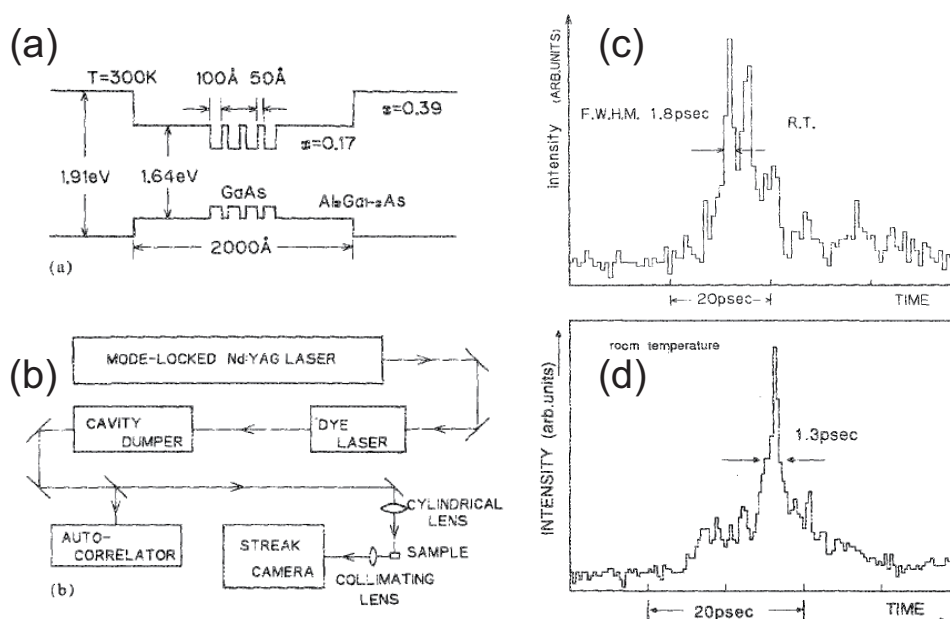


図 1.4: 光励起スラブ型量子井戸 AlGaAs レーザーの利得スイッチング実験。試料構造 (a) 及び測定システム (b)。 (c) と (d) はシングルショットストリークカメラによる放出パルスの時間波形である [7, 8]。

図 1.4(a) は測定試料構造である。測定試料は分子線エピタキシー法によって作製された、4 周期の量子井戸レーザーである。試料の端面を壁開し、共振器長 $155\ \mu\text{m}$ のファブリ・ペロー型共振器を構成した。

図 1.4(b) は実験系の概略図である。励起光源には、モードロック YAG レーザーでポンプした色素レーザーと、キャビティダンパーを組み合わせて使用した。繰り返し周波数は $41\ \text{MHz}$ から $400\ \text{Hz}$ まで可変であり、色素レーザーからの出力パワーは $800\ \text{kHz}$ で平均強度 $30\ \text{mW}$ 、パルス幅は $20\ \text{ps}$ であった。波長は $700\ \text{nm}$ ($1.77\ \text{eV}$) であるため、コア層励起となっている。励起パルスは、シリンドリカルレンズを通して、試料にファイラメント状に集光した。ファイラメント幅は $10\ \mu\text{m}$ 以下であった。全ての測定は室温下で行われた。

図 1.4(c) は、時間分解能 $1.6\ \text{ps}$ (より遅い) シングルショットストリークカメラで測定された、発振閾値の 1.5 倍以上の密度領域における時間波形である。パルス波形の包絡線の半値全幅は $5.5\ \text{ps}$ となった。メインピークはダブルピーク構造となっている。2つのピーク間隔は、 $3.9\ \text{ps}$ であった。1つ目のパルスの半値全幅は、 $2.37\ \text{ps}$ であった。ストリークカメラの時間分解能を考慮すると、見積もられたパルス幅は $1.8\ \text{ps}$ 以下となった (見積もり方法は記述されていない)。この結果をもって、外部共振器の無い半導体レーザーからの最短パルスを得たと主張している。ピーク間隔の $3.9\ \text{ps}$ は共振器のパルス往復時間に対応しており、シングルパルスが共振器内を往復するという描像で理解されている。

図 1.4(d) は、Sogawa による利得スイッチング実験結果である。測定試料、測定光源、測定装置は Arakawa と同様のものを使用している。メインピークの半値全幅から、ストリークカメラの時間分解能 ($> 1.5\ \text{ps}$) を考慮し、利得スイッチのパルス幅を $1.3\ \text{ps}$ と見積もっている。この結果をもって、外部共振器の無い半導体レーザーからの最短パルスを得たと述べている。

1990年代以降には、実用化に向けて、DFB(Distributed-feedback-Bragg) レーザーダイオードを用いた利得スイッチング実験が、Pataca や Yokoyama らなどによって行われた。

図1.5は、電流注入1.55 μm 帯DFB レーザーの利得スイッチング実験結果である [9]。電気駆動系は、パルスジェネレータからの0.5 GHz 正弦波を、RF アンプを用いて増幅した後、ステップリカバリダイオードを用いて、振幅14 V、パルス幅78 psの短電気パルスを発生させている。これを試料に印加し、レーザーからのパルスの時間波形とスペクトルを測定した。図1.5(a)は

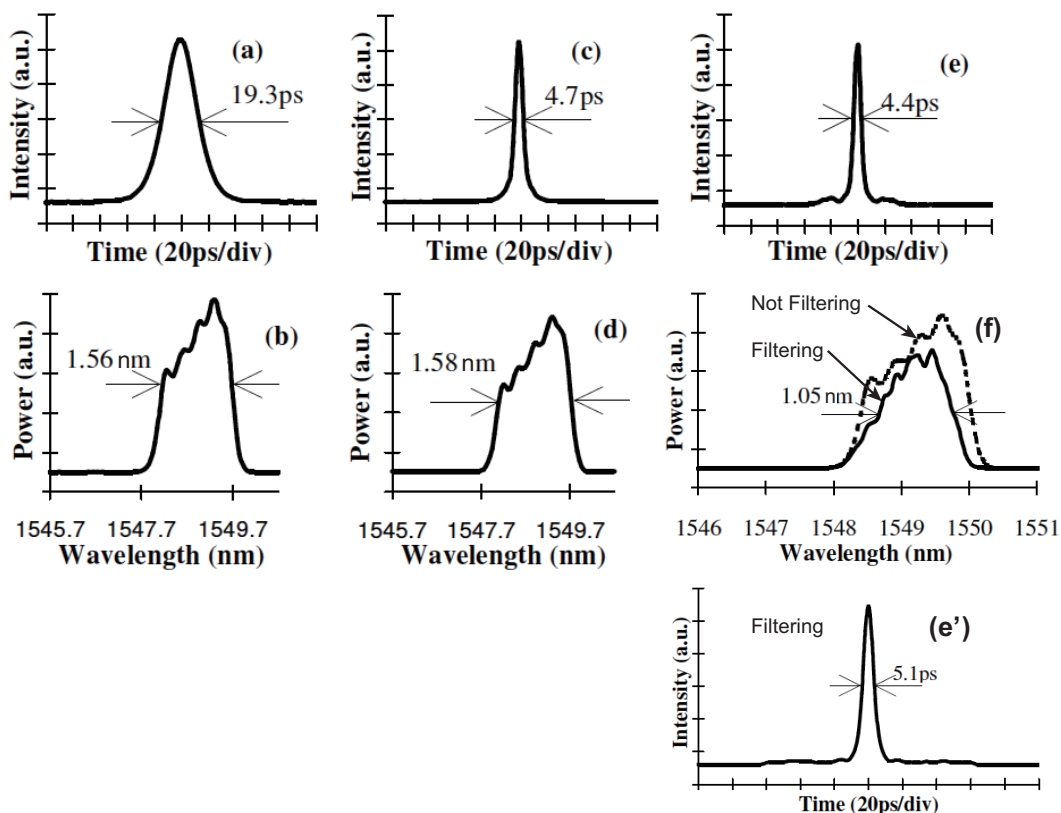


図 1.5: DFB レーザーの利得スイッチング実験結果 [9]。

DFB レーザーの利得スイッチパルスの自己相関波形である。図1.5(b)は対応する波長スペクトルである。このパルスを分散補償ファイバー(分散値 -45 ps/nm/km)と、チャープファイバークレーティング(分散値 -15 ps/nm)を用いて圧縮している。図1.5(c)(d)は長さ300 mの分散補償ファイバーを通して測定した結果である。図1.5(e)はチャープファイバークレーティングを通して測定した結果であり、対応するスペクトルは図1.5(f)の破線である。自己相関波形に示されている値は、元の時間波形がガウス関数である事を仮定したパルス幅を示している。

分散補償ファイバーとチャープファイバークレーティングを使った両結果において、5 ps 以下までパルスが圧縮されている。両者のスペクトル幅は、1.56 nm と 1.25 nm であり、時間帯域幅積はそれぞれ0.95 と 0.71 となっている。ガウス型フーリエ限界パルスの時間帯域幅積0.44の約2倍程度となっている。

図1.5(e)の自己相関波形には、ペDESTALな裾野成分が現れている。この成分の起源については明らかではないが、透過幅1.05 nmのバンドパスフィルターを通す事で、ペDESTAL成分

をアイソレートしている (図 1.5(e')). パルス幅は 5.1 ps となり、フィルタリング前よりも伸びているものの、時間帯域幅積が 0.47 となり、フーリエ限界パルスを得ている。

利得スイッチングは、共振器内の初期光子密度の揺らぎによるタイミングジッターが存在し、特に通信用途では、このジッターが問題となる。Pataca らは、シーディング (Seeding) 法を用いてタイミングジッターを軽減させた。実験結果を図 1.6 に示す。

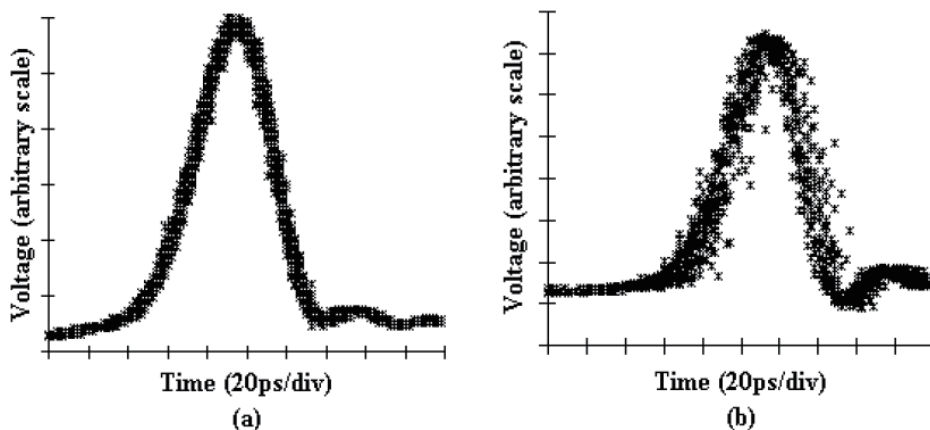


図 1.6: シーディング実験 [9]。

試料には光ファイバー出力の 1.55 μm 帯 DFB レーザーを使用している。ファイバー出口に、50/50 カプラを接続し、アイソレータを通して連続光を DFB レーザーに入力している。放出される光パルスの時間波形を、高速サンプリングオシロスコープで測定すると、タイミングジッターは、シーディング前の 3.6 ps(1.6(b)) から、シーディング後は 0.6 ps(1.6(a)) まで低減された。

利得スイッチレーザーを用いた多光子吸収顕微鏡が Yokoyama らによって提案され、実証実験が行われた [10]。図 1.7 は測定システムの概略図である。

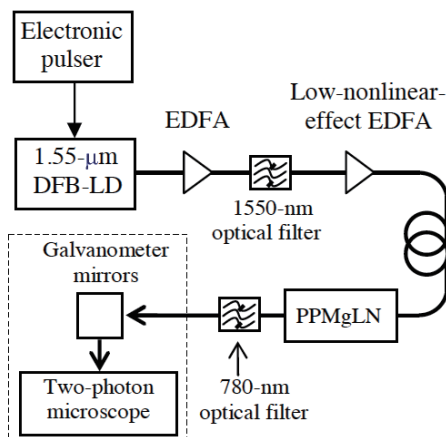


図 1.7: 利得スイッチ半導体レーザーを用いた多光子蛍光イメージング測定 [10]。

電流注入 1.55 μm の DFB 利得スイッチレーザーを種光源にして、ファイバーアンプで増幅した後、非線形結晶を用いて波長 780 nm の高強度パルスが発生させた。試料をガルバノミラーでスキャンする事で、生体組織の深部イメージングを行った。蛍光顕微鏡のように光を積分す

る場合には、利得スイッチパルスのタイミングジッターは問題にならない。このシステムの中で、振幅 5 V、パルス幅 100 ps の電気パルスを出力できるパルスジェネレータを開発し、この電気パルスで DFB レーザーを駆動する事で、パルス圧縮を用いずに直接 7 ps 以下の短パルスを発生させている。

更に、Chen らは 1.55 μm 帯電流注入 DFB レーザーを用いて、パルス圧縮を使わず、スペクトルフィルタリングのみによって直接 4.7 ps フーリエ限界パルスを発生させている [11]。図 1.8 は、実験結果である。

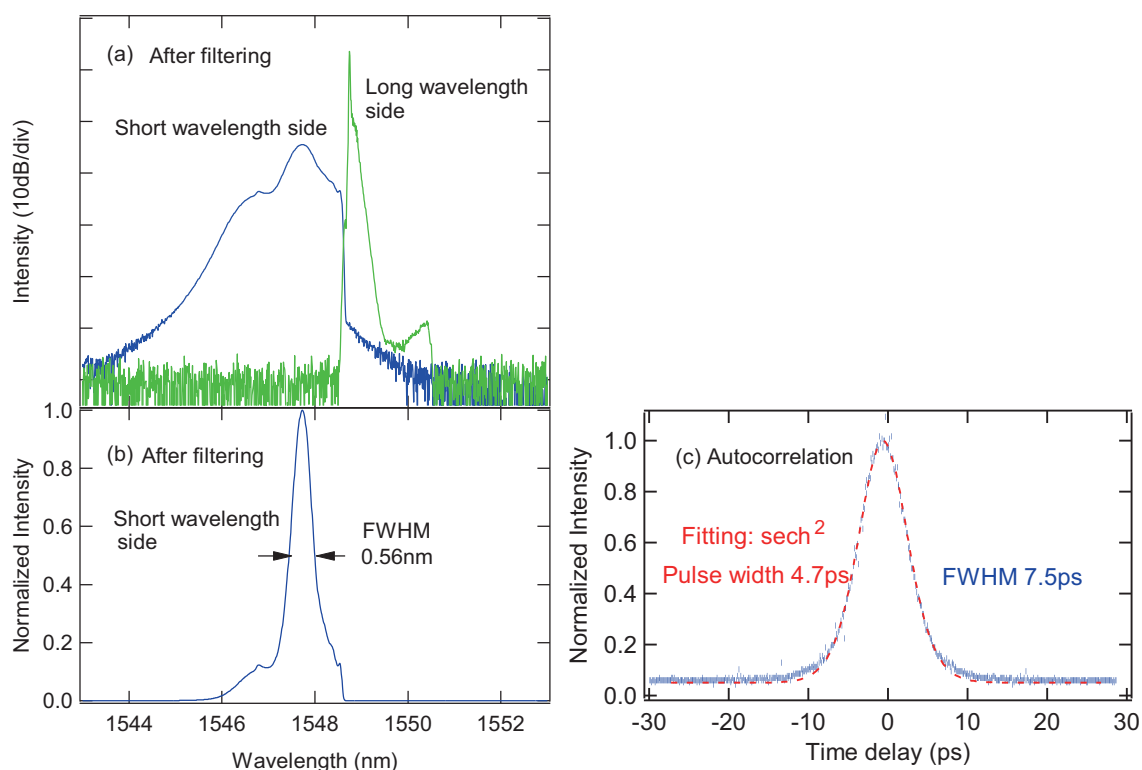


図 1.8: スペクトルフィルタリングによる直接 4.7 ps パルス発生 [11]。

また、Chen らは 1 μm のファブリ・ペロー型 2 周期 InGaAs 量子井戸レーザーを用いて、電流注入と光励起の場合で時間波形に現れる特徴を調べた [12]。図 1.9 は、各励起法で時間波形を測定した結果である。電気励起の場合、励起強度にパルス幅が依存せず、パルス幅は 40 ps で制限されていた。他方、光励起の場合は励起密度を上げると、パルス幅が 70 ps から短くなっていき 40 ps に収束していった。両実験でパルス幅が同じ値に収束した事から、これらのパルス幅は電氣的帯域が決められているのではなく、利得スイッチ動作における 2 重量子井戸の光学利得がパルス幅を制限をする事を示した。

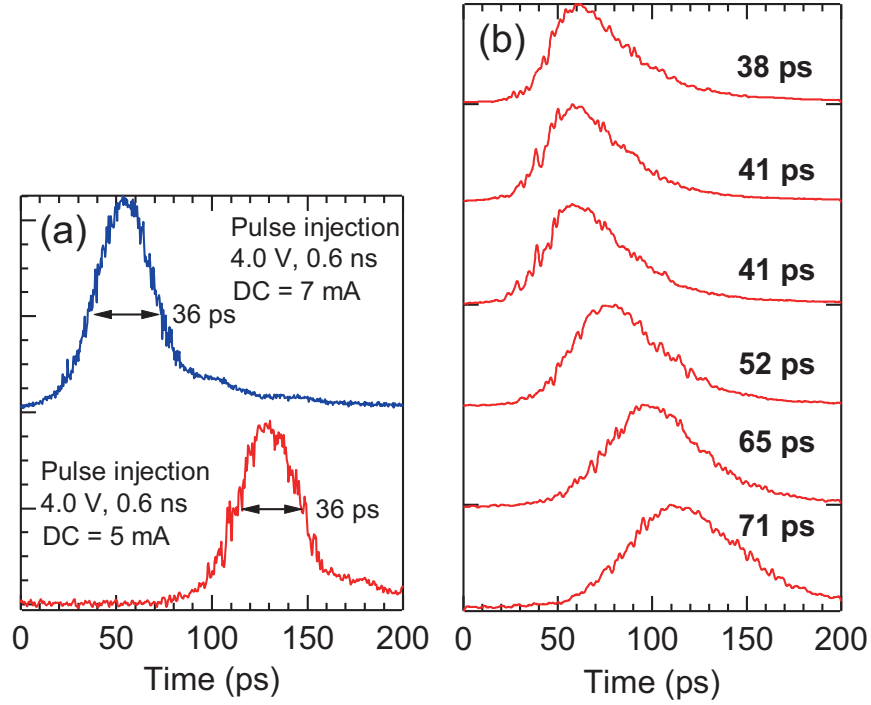


図 1.9: InGaAs GS パルスと計算結果の比較 [12]。

1.1.3 レート方程式による利得スイッチ理論

利得スイッチ実験で得られた時間波形の測定結果は、Ito らによってレート方程式を用いた数値解析が行われた [3]。現在までに、2 準位原子系レート方程式と半導体レート方程式を使って解析が行われてきた。本節では、半古典レーザー理論から出発し、レート方程式による利得スイッチ理論について説明する。

2 準位原子系レーザー理論

2 準位システムの半古典レーザー理論は、マクスウェル方程式と密度行列の運動方程式の連立方程式から次のように展開される [13]。

$$\frac{dE}{dt} = -(\kappa + i(\omega - \Omega)) E - \frac{i\omega}{2\epsilon_0} P \quad (1.1)$$

$$\frac{dP}{dt} = -(\gamma + i(\omega - \omega_0)) P - \frac{i}{\hbar} d^2 N E \quad (1.2)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} (N_0 - N) + \frac{2}{i\hbar} (P^* E - \text{c.c.}) \quad (1.3)$$

モード展開された複素電場 E と複素分極 P 、反転分布 N 、電場の角周波数 ω 、振幅減衰定数 κ 、位相緩和レート γ 、双極子モーメント d 、真空の誘電率 ϵ_0 、2 準位間の遷移角周波数 ω_0 、共振器の共鳴角周波数 Ω 、反転分布の緩和時間 τ 、ポンプされた 2 準位原子がレーザー光の摂動を受

けないでいるときの反転分布を N_0 とした。

この方程式は非線形の3連立微分方程式であり、解くのが難しくその解も複雑な振る舞いをするため、実用的には断熱近似と呼ばれる近似の元でレーザー動作を考える。位相緩和時間が、レーザー現象に対して十分短い場合に良い近似を与える。 $dP/dt \sim 0$ とすると、式 1.2 は $P = \epsilon_0 \chi E$ となる。ここで複素感受率 $\chi = \frac{d^2 N}{\epsilon_0 \hbar^2 ((\omega - \omega_0) - i\gamma)}$ である。断熱近似は分極 P が電場 E に十分速く追従するという近似である。

この近似で式 1.1 と 1.3 の分極を消去すると、以下の2準位レート方程式が得られる。

$$\frac{dS}{dt} = -2\kappa S + cG(N)S \quad (1.4)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0 - N}{\tau} - 2cG(N)S \quad (1.5)$$

ここで、 $S = 2\epsilon_0 |E|^2$ は電場強度とした。 G は強度利得定数であり、反転分布 N に比例する。

$$G(N) = \frac{\hbar\omega}{c} BN \propto N \quad (1.6)$$

ここで $B = \frac{d^2}{\epsilon_0 \hbar^2} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}$ はアインシュタインの B 係数と呼ばれる。この $G(N)$ は S が小さい場合の強度 S に対する利得定数であり、小信号利得定数と呼ばれる。

S が強い場合は、 G に S 依存性が入る。2準位系において、光強度 S が強くなると、反転分布 N が小さくなり、利得飽和が起こる。飽和領域における利得定数 $G(N, S)$ は、利得飽和が起きていないとき (すなわちレーザー光による摂動が小さい状態) の小信号利得 $G(N_0)$ を用いて、 $G(N, S) = G(N_0)/(1 + S/S_s)$ と書ける。ここで S_s は飽和強度と呼ばれ、 S に比べて大きい場合には $G(N, S) \sim G(N_0)(1 - S/S_s)$ と近似でき、 $S = 0$ のまわりで冪展開した結果と一致する。不均一広がり場合は $G(N, S) = G(N_0)/\sqrt{1 + S/S_s}$ となる。 $G(N)$ の代わりに、この $G(N, S)$ を式 1.4 と式 1.5 中で用いる事で、利得飽和領域において、反転分布動作点 N_0 のまわりのレーザー挙動を記述できる。

半導体レーザーレート方程式理論

半導体レーザーレート方程式への拡張は、2準位系レート方程式と類似している。マクスウェル方程式と、外部電場に対する半導体のミクロスコピックな分極応答を記述する半導体ブロッホ方程式 [14] の連立方程式から、断熱近似によって導かれる。断熱近似により、分極のダイナミクス [15, 16, 17, 18] を取り扱えなくなるが、例えば、GaAs の位相緩和時間は一般的に 100 fs のオーダーと考えられており、フェムト秒領域のパルス発生現象では断熱近似が破れる可能性はあるが、通常の利得スイッチング現象のような数 10 ps の時間スケールの現象については良い近似を与える。

実用的な半導体レート方程式は、次のように書かれる。

$$\frac{dS}{dt} = v_g \Gamma G(N) S - 2\kappa S + \beta \frac{N}{\tau} \quad (1.7)$$

$$\frac{dN}{dt} = J - v_g \Gamma G(N) S - \frac{N}{\tau} \quad (1.8)$$

ここで、共振器内群速度 v_g 、閉じ込め係数 Γ 、材料利得 $G(N)$ 、キャリア寿命 τ 、自然放出結合定数 β とした。 J はポンピング強度を示す。手で入れた式 1.7 の第 3 項は、自然放出光を表しており、量子論では自然に含まれる。単一発振レーザーのチャーピングを取り扱う場合には、周波数シフトの時間発展を加えた 3 連立方程式を解く [9, 19, 20]。

$G(N)$ は、利得スイッチ半導体レーザーの光学利得である。半導体中で起こる様々な光学非線形性のために $G(N)$ は様々なモデルを使って解析が行われてきた。このうち最も単純なモデルは線形モデルである。 $G(N)$ を 1 次まで展開し、1 次の展開係数を微分利得 G_0 とおいて $G(N) = G_0 \times (N - N_t)$ と記述される。ここで N_t は透明キャリア密度とした。低密度領域では良い近似となり、また数値解析が単純化されるという長所がある。

電気励起利得スイッチングの時間波形に現れる緩和振動成分は、ある条件では、顕著に現れ、ある実験ではダンプされる事が知られつつあった。Channin は、この現象を解釈するため、2 準位原子系における利得飽和効果に倣って、現象論的に、利得抑制因子をレート方程式中に導入した (論文中では利得飽和という言葉を用いている)[21]。

抑制効果を含んだ光学利得を $G(N, S)$ とすると、

$$G(N, S) = \frac{G_0 \times (N - N_t)}{1 + \epsilon S} \quad (1.9)$$

と与えられる。以降、利得抑制因子は $G(N, S) \propto 1 - \epsilon S$ や $G(N, S) \propto 1/\sqrt{1 + \epsilon S}$ の形でも導入されるようになった [22]。この利得抑制因子の物理的解釈は、後に Agrawal によってスペクトルホールバーニングとして解釈された [23]。現在までに、実験と理論双方からキャリア拡散やキャリア加熱などの解釈が与えられている [24, 25]。

高密度キャリア領域では、状態密度が有限であるため、特に低次元ナノ構造を持つ半導体において強い利得飽和が現れる。そこで Chen らは、状態密度占有による利得飽和や、その他ダイナミカルな飽和効果を含めた、飽和利得モデルを提案した。

$$G(N, S) = \frac{G_0 \times (N - N_t)}{1 + \frac{G_0(N - N_t)}{G_s}} \frac{1}{1 + \epsilon S} \quad (1.10)$$

ここで、 G_s は飽和利得と呼ばれている。

図 1.10 に線形利得モデルと飽和利得モデルを示す。

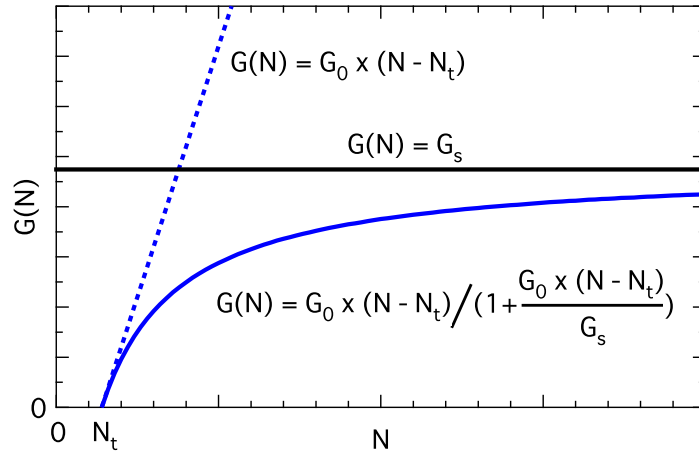


図 1.10: 線形利得モデルと飽和利得モデル。

N が N_t に比べて十分に大きいとき、 $G(N, S) \sim G_s / (1 + \epsilon S)$ となり、 S が小さいときには G_s で飽和する。 N が N_t と同程度の場合は、 $G(N, S) \sim G_0 \times (N - N_t) / (1 + \epsilon S)$ となり線形利得モデル (式 1.9) と一致する。

図 1.11 に、利得飽和と利得抑制効果を含めた場合の放出光強度の時間依存性 (a) とキャリア密度依存性 (b) を示す [26]。これは、式 (1.10) を、式 (1.7) と (1.8) に代入し、現実的なパラメータを入れて S と N について数値的に解いた結果例である。励起パルスは 2 ps のインパルスとし、時間原点を励起パルスのピーク位置としている。赤実線は規格化した放出パルス強度 S 、赤破線はこの対数プロット、緑実線はキャリア密度 N 、利得 $G(N, S)$ を表している。これらの物理量のダイナミクスを、以下の 4 つの領域に分類して考える。

領域 I $t = 0$ で 2 ps インパルス強励起を行うと、この計算例では $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ のキャリアが生成される。それに伴って、瞬間的に利得が飽和利得 ($\sim 1000 \text{ cm}^{-1}$) に達する。この初期状態から、光子 S が、誘導放出によって指数関数的に立上がる。フォトン増加のレートは飽和利得値が決めている。光子 S が小さいため誘利得抑制因子 ϵ は効かない。キャリア密度は自然放出レートが小さいため、ほぼ一定値を取る。

領域 II S の増加に伴い、誘導放出でキャリア密度が減少し利得 G も小さくなる。 S が大きくなるこの領域で、利得抑制因子が働く。

領域 III キャリアの大部分が消費されると、利得 G は線形利得領域となる。 S はまだ大きいため、利得抑制因子が働く。

領域 IV S が指数関数的に減少する。フォトンの減少レートを決めているのは、共振器寿命である。この飽和利得モデルでは、利得スイッチパルス幅は微分利得や利得抑制因子ではなく、

飽和利得によって支配的に決まる。飽和利得が十分大きい場合、共振器寿命により最短パルス幅が制限される。

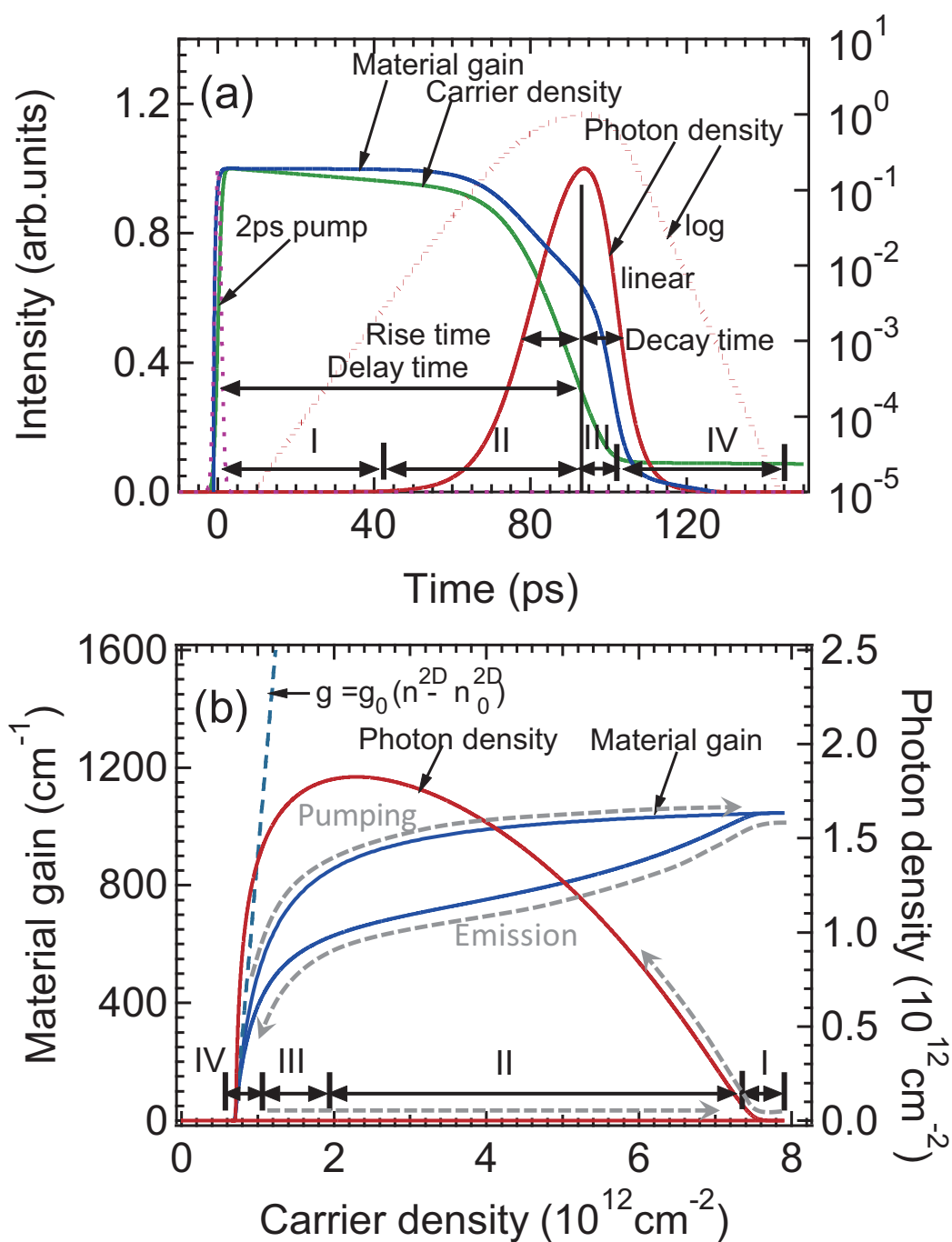


図 1.11: 飽和利得モデルを用いた利得スイッチング理論の計算結果 [26]。

1.2 課題

半導体材料の持つ高速性から、利得スイッチ半導体レーザーのフェムト秒パルス発生が期待され、1970年代から現在に至るまで、多くの実験や理論的研究が行われてきた。相互相関測定や、シングルショットストリークカメラを用いたパルス計測、あるいは相互相関波形からの推定、数値シミュレーションによって、フェムト秒パルス発生の可能性が指摘されてきた。しかし、全ての先行研究を通じて、フェムト秒パルス発生を実測した報告例は無い。フェムト秒パルスを発生させること、それを測ること、特に自己相関など、疑いない形で測定して示す事が、最重要課題である。

フェムト秒パルスを発生させる指針や機構について、各先行研究の主張は異なっている。Dugurayらは、GaAs 薄膜を使って、長さ $6\ \mu\text{m}$ の短共振器 (パルス往復時間 $0.08\ \text{ps}$) を構成し、 $1.0\ \text{ps}$ 励起パルスとの相互相関法を用いて、相関波形で $2.0\ \text{ps}$ の半値全幅を測定した。このピコ秒領域のパルス発生には、短いパルス往復時間を実現するための短共振器と、パルスのビルドアップ時間以下のインパルス励起が両方必要であると述べている。

Kochらは、埋め込み型 GaAs ダブルヘテロレーザーダイオードを光励起し、サブピコ秒励起パルスとの相互相関波形として、 $1.2\ \text{ps}$ の半値全幅を測定した。相関波形に現れた急峻なパルスの立ち下がりの説明するため、キャリアの温度分布を実効的に含めたレート方程式モデルを提案し、数値シミュレーションによって、キャリア温度のクーリングが、この立ち下がり時間を支配的に決めると説明した。

Arakawaらと Sogawaらは、光励起 GaAs 多重量子井戸レーザーを試料とし、時間分解能 $1.5\ \text{ps}$ のストリークカメラによるシングルショット測定と、デコンボリューション解析を組み合わせて、それぞれ $1.8\ \text{ps}$ 、 $1.3\ \text{ps}$ パルス発生を報告した。Arakawaらは、線形利得モデルを用いたシングルモードレート方程式解析を行い、このような $1\ \text{ps}$ パルス発生のためには、微分利得の先鋭化により、ダブルヘテロ構造よりも量子井戸構造が有利であると主張している。

1990年代以降は、Patacaらと Yokoyamaらにより、実用化に向けて、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯 DFB レーザーダイオードを用いた電流注入利得スイッチング実験が行われたが、最短パルスは $4\ \text{ps}$ から $5\ \text{ps}$ が限界であった。

Chenらは、ファブリ・ペロー型 InGaAs 2周期量子井戸レーザーを、電流注入型と光励起型の2種類で比較実験を行った。発生したパルス幅は、両試料共に約 $40\ \text{ps}$ で制限され、パルス幅が電氣的帯域ではなく、2重量子井戸の利得によって支配される事を示し、飽和利得モデルを用いたシングルモードレート方程式によって、現象が定量的に再現される事を明らかにした。この理論では、パルス幅は微分利得よりも飽和利得値によって支配的に決定される。

最重要課題である「 $1\ \text{ps}$ 以下のパルス発生」を確認するためには、多重量子井戸レーザーとバルクレーザーの両方を使って、電氣的帯域に制限されない光励起法により、利得スイッチ動作を系統的に調べる必要がある。更に、測定される現象が、レート方程式解析でどこまで再現できるかを明らかにしなければならない。線形利得モデルによると、微分利得が高い事が短パルス発生に有利である。一方で、Chenらのレート方程式理論によると、短パルス発生には、状

態密度の飽和利得が高い事が重要である。量子井戸とバルク構造の比較により、この点を明らかにする必要がある。また、パルス発生の限界を明らかにするために、バルクレザーを高密度励起したときの利得スイッチ動作が、シングルモードレート方程式で記述可能かどうかを明らかにする必要がある。パルス幅は共振器寿命の制限を受けるか、短パルス発生のメカニズムがどうなるか、などの疑問点を、パルスダイナミクス計測により明らかにする必要がある。

1.3 研究目的

利得スイッチ半導体レーザーからのフェムト秒パルス発生は、過去40年間にわたって期待され、研究が続けられてきた。これまでの様々な実験や理論的研究によって、フェムト秒パルス発生の可能性が指摘されてきたが、全ての研究を通じて、自己相関などによる明快な測定結果を示した例はない。そこで本研究は、光励起利得スイッチ半導体レーザーからフェムト秒パルスを発生させること、それを疑いない測定結果で示すことを目的とする。

フェムト秒パルス発生にあたって、各先行研究の主張は異なっている。Dugurayらは、短共振器と、パルスの往復時間よりも短い励起パルスでポンプする事が必要だと述べている。Kochらは、キャリア温度のクーリングによって、高エネルギー領域で、立ち下がり急峻なパルスを発生できる事をシミュレーションで説明した。Arakawaらは、微分利得の先鋭化によって、光励起GaAs多重量子井戸レーザーから1 psのパルス発生が可能であると結論付けている。一方、Chenらは、パルス幅は微分利得よりも飽和利得値によって支配的に決定されると述べており、各先行研究の主張は異なっている。

本研究では、1 ps以下の短パルス発生を確認するために、GaAs多重量子井戸レーザーとバルクレザーの両方を使って、電氣的帯域に制限されない光励起法により、利得スイッチ動作を系統的に調べる。測定では、パルス幅を明確に評価できる自己相関測定と、時間分解能は制限されるが、シンクロスキャンストリークカメラで、スペクトルダイナミクスの全貌を調べる。測定されるパルス幅は、微分利得が支配的に決めているのか、それとも飽和利得か、さらにパルス幅を制限するのは共振器寿命か、あるいは別の要因か、などを、測定結果とシングルモードレート方程式との比較や、パルスダイナミクス計測により明らかにする。

1.4 本論文の構成

第1章：序論 研究背景と本研究の目的について述べた。

第2章：実験方法 測定試料として使用した2種類の光励起 GaAs レーザーについて、試料構造、薄膜成長、プロセスについて説明する。次に、試料励起用として開発したモードロックファイバーレーザー光源について説明する。開発したファイバーレーザー光源は、モードロックファイバーレーザー発振器、パルス伸長器、2台のファイバー増幅器、分散補償光学系、波長変換器の複合システムとなっている。各構成要素の開発方法と性能評価の結果について説明する。後半では、測定試料を励起するための2種類のモードロックレーザー光源の性能と、組み上げた励起光学系、検出光学系、そして使用した測定システムについて説明する。

第3章：実験結果と考察 利得スイッチ半導体レーザーの実験結果を示す。前半では、GaAs 多重量子井戸レーザーを使った実験結果を説明する。まず、試料の基本測定を行った上で、ストリークカメラを用いた導波路放出光の時間分解測定と、自然放出光の時間スペクトル分解測定について説明する。この実験結果は、半導体レート方程式による解析や、自由電子近似利得計算との比較も行った。後半では、GaAs バルクレーザーの、導波路放出光の時間分解測定について説明する。ストリークカメラを用いた測定と、スペクトルフィルタリングと自己相関測定を組み合わせ、パルス計測をおこなった。得られた実験結果を基に、短パルス発生メカニズムの考察を行った。

第4章：総括 本研究の総括、課題、展望について述べる。

第2章 実験方法

2.1 測定試料

測定試料には、ファブリ・ペロー型共振器を有する、リッジ型 GaAs 3 周期量子井戸レーザーとスラブ型利得ガイド GaAs バルクレーザーを作製して用いた。GaAs バルクレーザーは、共振器のミラーに反射防止コーティングを施した試料と、非コーティング試料の2種類を用意した。本節では、各試料の構造とプロセス内容について順に説明する。

2.1.1 リッジ型 GaAs 3 周期量子井戸レーザー

試料構造

図 2.1 にリッジ型光励起 GaAs 3 周期量子井戸レーザーの試料構造を示す。

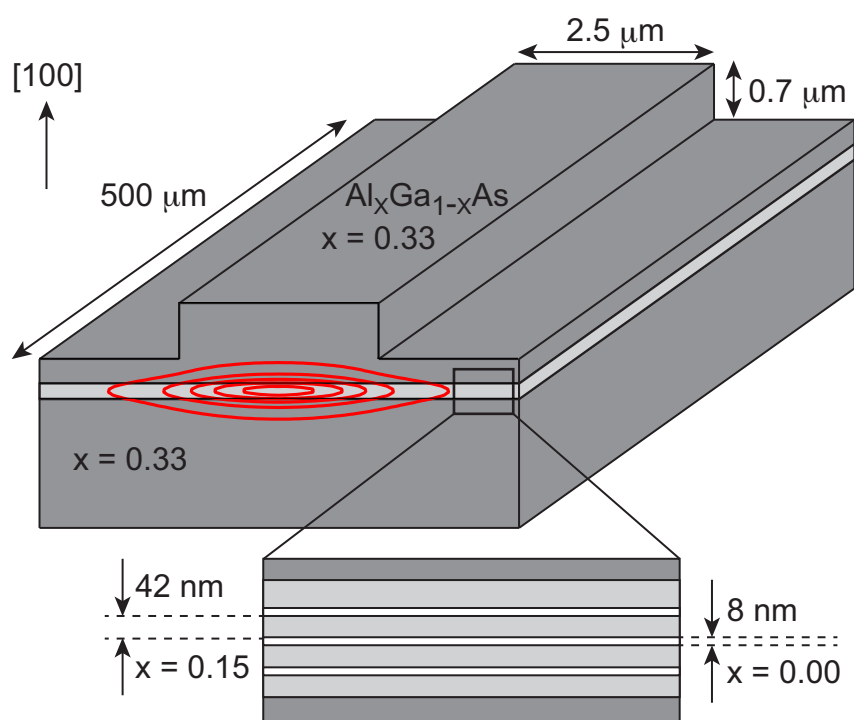


図 2.1: リッジ型非ドーパ GaAs 3 周期量子井戸レーザーの概略図。赤線は導波路放出光の空間モードの強度分布を数値計算した結果である。最大強度の 10%、30%、50%、70%、90% を等高線プロットした。

レーザーの導波路は、厚み 191 nm のコア層と、クラッド層 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ から構成される。両層の屈折率差により、コア層に積層方向 ([001] 方向) の光閉じ込めが生じる。コア層は、厚さ 42 nm の $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ バリア層と、厚さ 8 nm の GaAs 層から成る。この GaAs 量子井戸層に光励起キャリアが 2 次元的に閉じ込められる事で、活性層として機能する。温度 300 K におけるギャップエネルギーは、GaAs 量子井戸層が 1.45 eV (855 nm)、 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 層が 1.61 eV (770 nm)、 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 層が 1.83 eV (676 nm) である。光励起には、量子井戸層にキャリアをポンプする方法と、コア層のバリアと井戸全体をポンプして量子井戸層にキャリアが流し込む方法がある。量子井戸層は厚みが薄いため、3 層の GaAs 活性層における光吸収断面積は数%である。一方で、コア層の断面積は約 20% となっている。本研究では 1.7 eV (730 nm) の励起光を用いてコア層励起を行った。

図 2.1 に赤線で光導波路計算の結果を示す [27]。電場最大強度の 90%、70%、50%、30%、10% を等高線プロットした。閉じ込め係数は 0.063 となっている。閉じ込め係数は、導波路モードが活性層と重なる割合で定義され、0 から 1 の間の値を取る。試料は基板部分を研磨して削った後、試料の端面を劈開して作る。劈開によってミラー端面が構成できれば、反射率 30% のファブリ・ペロー共振器として機能する。共振器長は 500 μm とした。

薄膜成長

薄膜成長は分子線エピタキシー法により作製した。この方法は原子層レベルで薄膜成長を行う。一般に、膜成長速度の制御性が高く高品質な試料作製が行える一方で、作製に時間がかかるという特徴がある。はじめに、厚さ 500 μm の結晶方位 (100) 非ドープ GaAs 基板の上に、厚み 500 nm の GaAs 緩衝層を成膜した。この緩衝層は、基板上の不純物や残留キャリアなどが量子構造に与える影響を小さくするためである。この緩衝層上に、AlAs を 4 モノレイヤー (ML) 厚み 11.32 Å と、GaAs を 8 ML 厚み 22.64 Å を交互に 295 回繰り返して積層する事で、デジタルアロイ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ クラッド層を、厚さ 1 μm に積層した。コア層は、 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 層を 37 ML 厚み 41.88 Å と、GaAs を 7 ML 厚み 7.924 Å を交互に 3 回繰り返す事により、3 周期量子井戸を作製した。上部のクラッド層は下部クラッド層と同じ行程で作製した。最後に、厚み 100 Å の GaAs キャップ層を積層した。この層は酸化防止膜として機能する。本試料の薄膜成長は、共同研究者であるプリンストン大学の Loren Pfeiffer 博士と Ken West 博士によって行われた。

リッジ構造の形成プロセス

コア層とクラッド層の屈折率差による、積層方向の光閉じ込めだけでなく、(100) 面内方向の閉じ込め効果を生じさせるため、試料にリッジ構造を形成するプロセスを行った。図 2.2 の (a) から (f) にリッジ構造形成プロセスの概略図を示す。

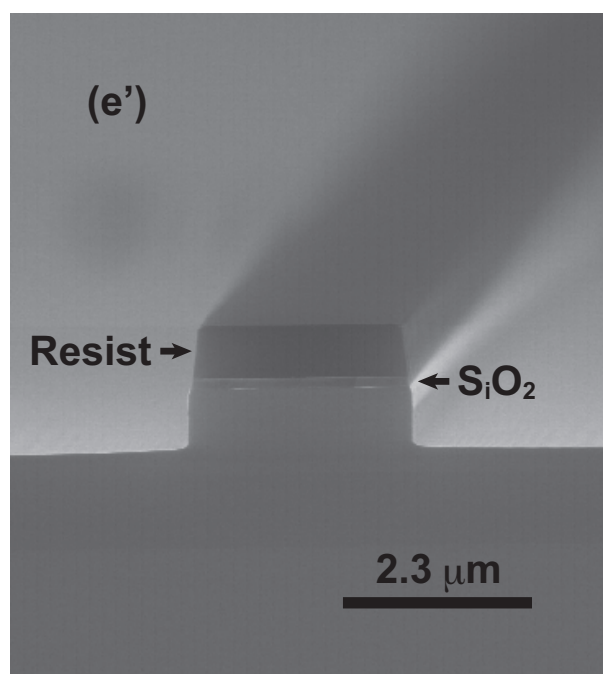
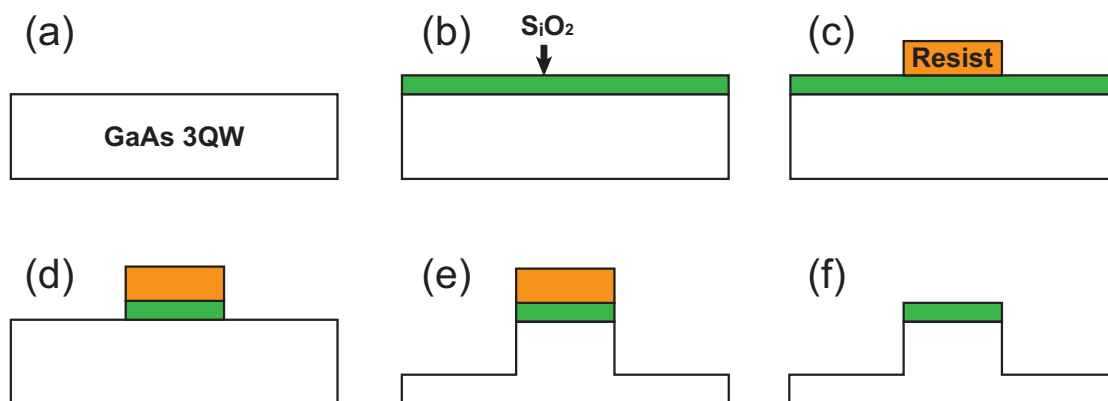


図 2.2: GaAs 3 周期量子井戸レーザーのリッジ構造作製プロセス。(a) から (f) はリッジ作製プロセスの概略図を示す。(e') は (e) の SEM 像である。

- (b) GaAs 3 周期量子井戸レーザー (a) のエピタキシャル面に、励起波長 730 nm に対する反射防止薄膜を作製した。薄膜材料には SiO₂ を用いた。膜厚は設計値を 124 nm とした。プラズマ CVD 装置により化学的成膜を行った。分光エリプソメータを用いて膜厚を計測すると 122 nm となった。

- (c) フォトリソグラフィによるレジストパターニングを行った。レジストを試料全面に塗布し、マスクをかぶせて紫外光でコンタクト露光した。露光した後に現像液で余分なレジストを除去した。
- (d) CHF_3 ガスを用いて、反応性イオンエッチングにより、 SiO_2 薄膜を除去した。
- (e) プラズマ状態の Br ガスを上部から飛ばし、化学的機械的に削った。
- (e') ドライエッチング後の断面 SEM 像である。レジストが残っている様子や SiO_2 膜が成膜されているのが確認できる。リッジ幅とリッジ深さは、それぞれ $2.5 \mu\text{m}$ と $0.7 \mu\text{m}$ とした。
- (f) レジストマスクを除去して完成

このリッジ構造により、実効的に (100) 面内方向の屈折率差が生じ、空間方向のシングルモード発振が達成された。以上のリッジ構造作製プロセスは、当研究室の望月敏光博士および NTT アドバンステクノロジー社によって行われた。

2.1.2 スラブ型利得ガイド GaAs バルクレーザー

本内容については、雑誌等で刊行予定のため、非公開とする。

2.2 モードロックファイバーレーザー光源の開発

スラブ型 GaAs バルクレーザーの強非線形領域を調べるため、モード同期チタンサファイアレーザーの倍以上高いパルスエネルギーが出せる、モードロックレーザー光源の開発を行った。本研究の作戦としては、まず、モードロック Er ファイバーレーザー光源で $1.55 \mu\text{m}$ 帯の高強度パルスを生じさせる。その後、非線形結晶による倍波変換を行い、 800 nm 帯のパルス光を生じさせる。この光を使って GaAs 試料を強励起する事にした。

$1.55 \mu\text{m}$ 帯モードロックファイバーレーザー光源の開発を行う上で、光ファイバーの群速度分散値は、最も重要な物理量の一つである。光源全体の設計作製を行うにあたり、ファイバーサプライヤから提供される群遅延分散値が、十分に信頼できるものである事を、指紋スペクトルと全点解析を組み合わせたタイムオブフライト法を開発して用いて確かめた。

2.2.1 光ファイバーの高精度群遅延分散測定

図 2.3 は、開発したタイムオブフライト法による群遅延分散測定システムの概略図である。

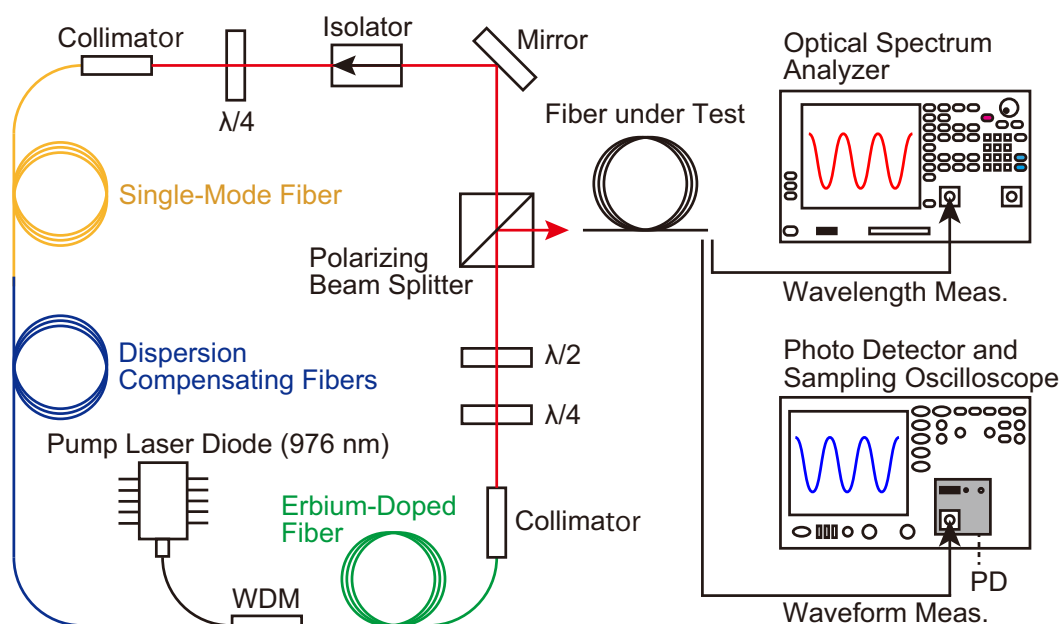


図 2.3: 群遅延分散測定システム

測定用の安定光源として、モードロックファイバーレーザーを用いた。このレーザーは、非線形偏波回転を利用した受動モードロックレーザーである。リング型共振器光学長は 30 m であり、繰り返し周波数は 10 MHz であった。共振器は、シングルモードファイバー ($\beta_2 = -21 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 13.4 m)、2種類の分散補償ファイバー ($\beta_2 = 61 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 5.0 m および、 $\beta_2 = 3.8 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 1.0 m)、Er ドープファイバー長さ 0.6 m で構成され、Er ドープファイバーは、発振波長 976 nm のレーザーダイオードでポンプしている。2種類の分散補償ファイバーは、分散値を粗調、微調するために用いた。ファイバーレーザーの平均出力強度は 4 mW であった。この共振器は、Ondrej Slezak 博士が東大物性研小林研究室へ留学中に試作したものである。

このファイバーレーザーから空間へ出力される光パルスを、長さ 2 m のシングルモードファイバーに結合させた後、被測定ファイバーに入力した。その際、被測定ファイバー中で非線形効果が起こらないように、ND(Neutral Density) フィルタを使って平均強度を $53 \mu\text{W}$ まで減光した。被測定ファイバーには、典型的なシングルモードファイバーである Corning 社の SMF-28e+ を用いた。ファイバー長は 1 km とした。被測定ファイバーへの入力パルス光と透過パルス光を、光スペクトルアナライザ (分解能 0.5 nm) および、フォトディテクター (周波数帯域 40 GHz) とサンプリングオシロスコープ (周波数帯域 50 GHz) を用いて測定した。測定は室温下で行った。

スペクトルと時間波形の測定結果

図 2.4(a) に、被測定ファイバーへの入力光スペクトルを測定した結果を示す。スペクトル範

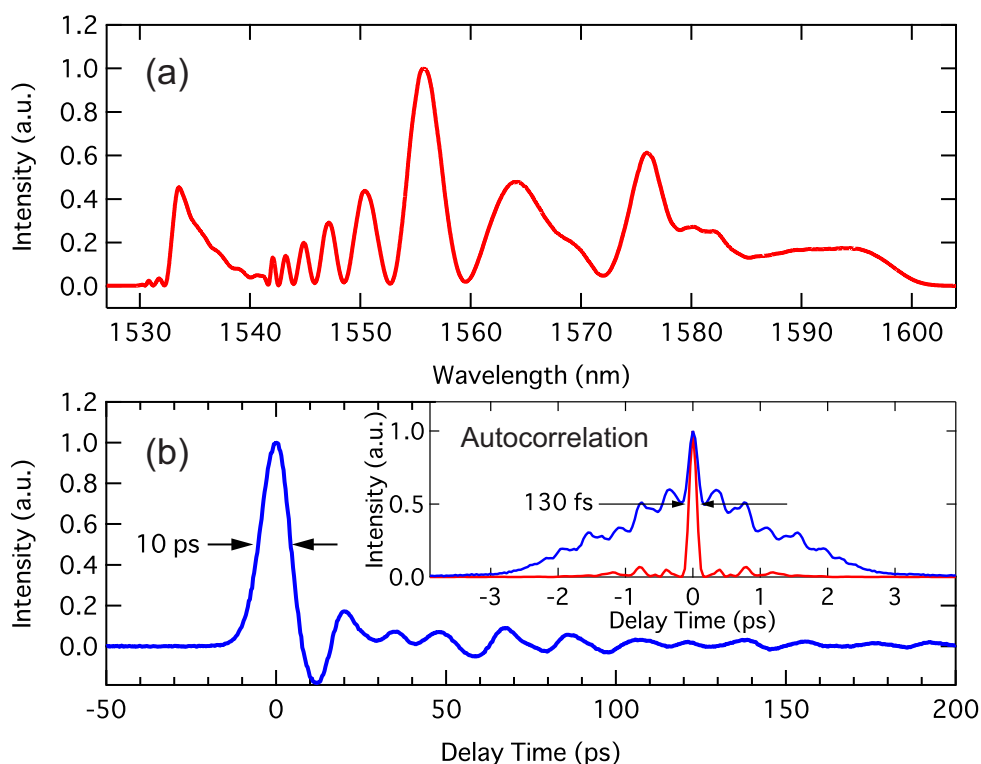


図 2.4: 被測定ファイバーへの入力光スペクトル (a) と、時間波形 (b) の測定結果。(b) 内挿図の青線は、測定した自己相関波形である。赤線は、(a) の逆フーリエ変換の絶対値自乗である。

囲は 1530 nm から 1600 nm まで広がっており、包絡線の半値全幅は 70 nm であった。繰り返し周波数 10 MHz と低く設定し、各ファイバーの長さを調節して共振器の総分散量を 0 に近づける事で、共振器内でパルスのピーク強度が大きくなった結果、非線形効果 (自己位相変調) によって、複雑かつ波長域の広いスペクトルが生じた。

図 2.4(b) の内挿図に自己相関波形を示す。青線は自己相関測定結果であり、赤線は図 2.4(a) の逆フーリエ変換の絶対値自乗である。ファイバーレーザーパルスは、フーリエ限界パルスにはなっておらず、位相の歪みによってテール成分が出ている。半値全幅は 1.59 ps であった。こ

のファイバーレーザーパルスの時間的な広がり、測定器の応答時間に比べて十分に速く、図 2.4(b) の時間波形は、測定器のインパルス応答関数と一致した。時間軸の原点は、応答関数の最大ピーク位置とした。

図 2.5 は、被測定ファイバーからの透過光スペクトル (a) と時間波形 (b) である。

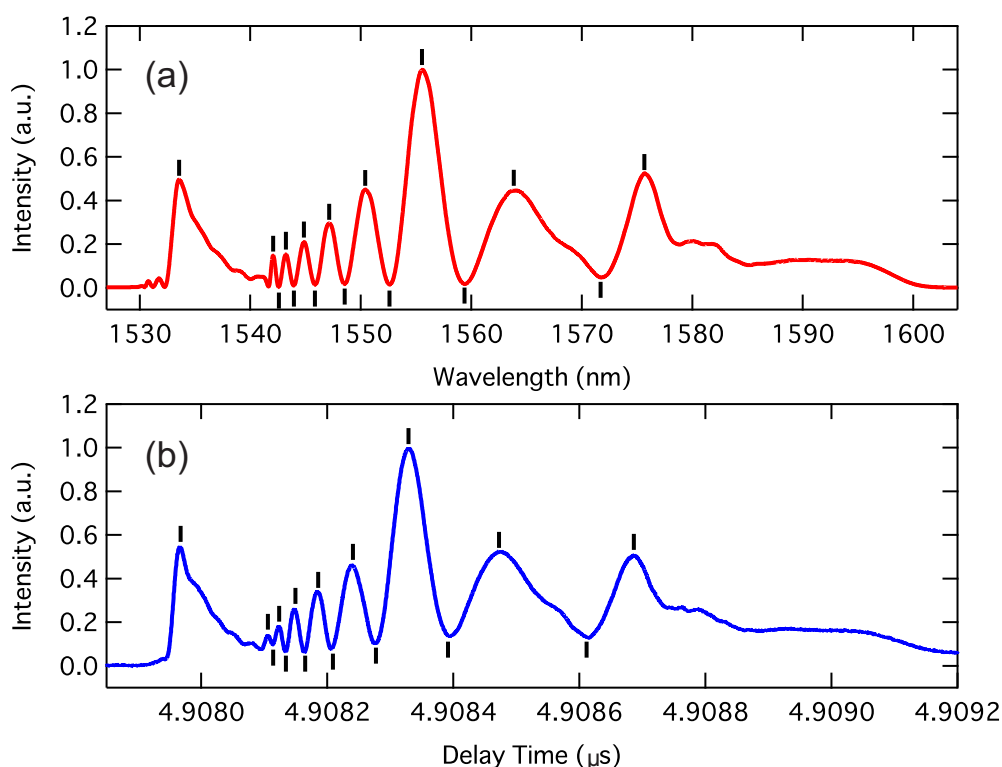


図 2.5: 被測定ファイバーからの透過スペクトル (a) と時間波形 (b)。時間波形がスペクトルの形を反映して広がっている。黒線はスペクトル及び時間波形の山と谷の位置を示している。

透過光のスペクトル波形は、入力光のスペクトル波形 (図 2.4) と等しくなっている。一方で、時間波形は入力光の時間波形と大きく異なっている。被測定ファイバーの群遅延分散により、時間波形の包絡線が 1 ns に広がった。時間波形はスペクトルの形を反映して広がっている。入力パルスに対する透過パルスの遅延時間は 5 μ s となった。図 2.5(a) と (b) を比較する事で、各波長成分の遅延時間がわかる。

最小自乗法を用いた全点解析

測定した時間波形とスペクトルから、群速度分散を決定するため、角周波数に対して冪展開した色分散モデルを用いた [28]。

$$\tau(\omega) \approx \beta_1 L + \beta_2 L(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_3 L}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_4 L}{6}(\omega - \omega_0)^3 \quad (2.1)$$

ここで、 τ はファイバー内の群遅延時間、 ω は電場の各周波数、 $\omega_0 \equiv 2\pi c/1500$ nm、 c は真空

中の光の速さとした。 β_1L 、 β_2L 、 β_3L 、 β_4L はそれぞれ1次、2次、3次、4次分散である。ここで、 β_1 、 β_2 、 β_3 、 β_4 は単位長さ当りの分散量、 L はファイバー長とした。

図2.6の青線は、透過光の時間波形(図2.5(b))を、測定器の応答関数(図2.4(b))でデコンボリューションした結果である。この波形に対して、透過光のスペクトル(図2.5(a))及び式(2.1)を用

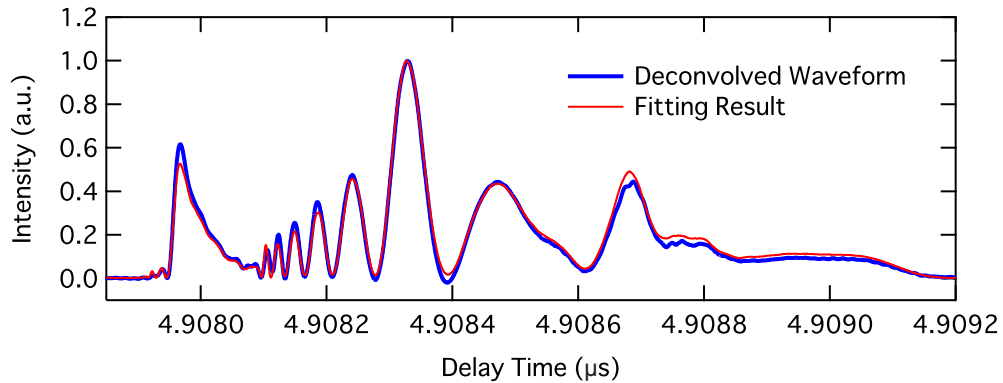


図 2.6: 最小自乗フィッティングの結果。青線は、透過光の時間波形を、測定装置の応答関数でデコンボリューションした結果である。赤線は、透過光のスペクトルと色分散モデルから計算したフィッティング曲線

いて最小自乗フィットした結果を赤線で示す。最小二乗フィットは β_1L 、 β_2L 、 β_3L 、 β_4L をフィッティングパラメータとして、図2.6の青線中に含まれた全データ点(4000点)から構成される χ^2 を最小化するパラメータセットを探した。フィッティングの結果、 $\beta_1L = 4.90823389 \pm 0.00000005 \mu\text{s}$ 、 $\beta_2L = (-21.233 \pm 0.005) \times 10^6 \text{ fs}^2$ 、 $\beta_3L = (121.1 \pm 0.5) \times 10^6 \text{ fs}^3$ 、 $\beta_4L = (-2200 \pm 80) \times 10^6 \text{ fs}^4$ となった。各パラメータの不確かさは、 χ^2 を最小化した際、誤差行列と標本分散から誤差伝搬則を用いて求めた[29, 30]。

得られた結果から単位長さ当りの分散量 β_1 、 β_2 、 β_3 、 β_4 を求めるためには、ファイバー長 L を測定する必要がある。しかし、本測定では高精度で β_1L 、 β_2L 、 β_3L 、 β_4L を測定するためには長いファイバー長を必要とするため、十分な精度を持って L を測定する事が困難であった。そこで、本測定で得られた β_1L と、ファイバー作製者により独立に測定された $\omega = \omega_0$ における $\beta_1 = 4897.4 \text{ fs/mm}$ からファイバー長を決定した。見積もられたファイバー長は $L = 1.0022 \text{ km}$ となった。 β_1 が5桁の精度で測定されているため、 L の決定精度は5桁となった。この値を用いると単位長さ当りの群遅延分散は $\beta_2 = -21.186 \pm 0.005 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、 $\beta_3 = 120.9 \pm 0.5 \text{ fs}^3/\text{mm}$ 、 $\beta_4 = -2200 \pm 80 \text{ fs}^4/\text{mm}$ となった。これらの結果を表2.1にまとめた。

表 2.1: 1550 nm における単位長さ当りの SMF-28e+ の群遅延分散

分散	全点解析 (データ点数 4000)	山と谷のみ (データ点数 16)	カタログ値 [31]
β_2 (fs ² /mm)	-21.186 ± 0.005	-21.23 ± 0.09	> -23
β_3 (fs ³ /mm)	120.9 ± 0.5	130 ± 10	< 135
β_4 (fs ⁴ /mm)	-2200 ± 80	-4000 ± 3000	N/A

本研究では、複雑なスペクトル [32, 33, 34, 35, 36, 37] と全点解析 [38] を組み合わせて、分散測定時に生じる統計揺らぎを小さくする事で、高精度な群遅延分散測定を行った。通常のタイムオブフライト法は、中心角周波数 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ を持つ3つの光パルスを順にテストファイバーに入力し、それぞれの透過光の遅延時間を測定する。角周波数に対して遅延時間をプロットしたとき、直線成分が2次分散、2次曲線の成分が3次分散、3次曲線の成分が4次分散となる。標準的なタイムオブフライト法と比較するため、図 2.5 のスペクトルと時間波形の山と谷の位置 (黒線で示す) を読み取った。この 16 点のデータに対して、式 2.1 を用いて最小自乗フィッティングを行った。フィッティングの結果、 $\beta_1 L = 4.9082343 \pm 0.0000004 \mu\text{s}$ 、 $\beta_2 L = (-21.28 \pm 0.09) \times 10^6 \text{ fs}^2$ 、 $\beta_3 L = (130 \pm 10) \times 10^6 \text{ fs}^3$ 、 $\beta_4 L = (-4000 \pm 3000) \times 10^6 \text{ fs}^4$ となった。上記と同様にしてファイバー長は $L = 1.0022 \text{ km}$ となった。この値を用いると、単位長さ当たりの分散量は $\beta_2 = -21.28 \pm 0.09 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、 $\beta_3 = 130 \pm 10 \text{ fs}^3/\text{mm}$ 、 $\beta_4 = -4000 \pm 3000 \text{ fs}^4/\text{mm}$ となった (表 2.1)。この結果を表 2.1 にまとめた。本研究の方法と従来法が、誤差範囲内で一致する事を確かめた。

結論

カタログ値との比較により、ファイバーサプライヤにより提供される分散値は 10% 以内で一致する事がわかった。また、光源開発で必要の際は、高次分散も含めて高精度に測定ができる体制が整った。

2.2.2 ファイバーレーザー光源の概要

本研究で開発したファイバーレーザー光源の概略図を図 2.7 に示す。

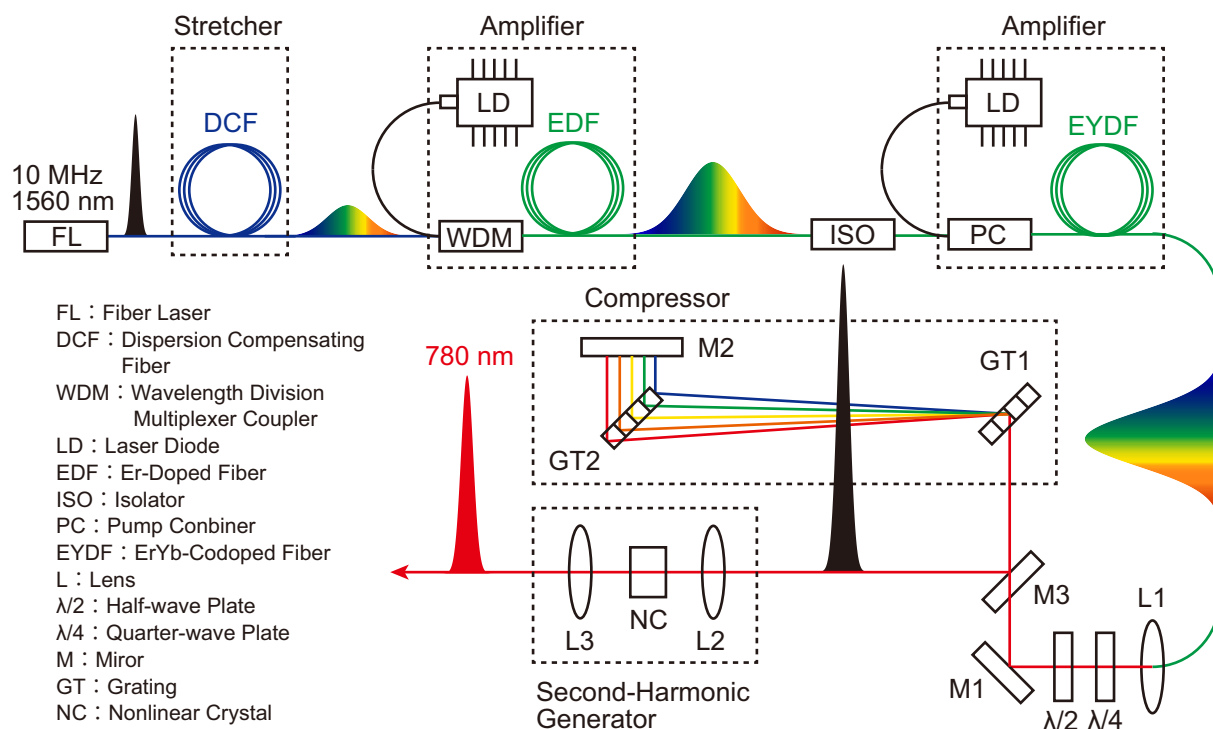


図 2.7: 開発したモードロックファイバーレーザー光源の概略図

この光源は大きく分けて、6つの構成要素から成る。

- 10MHz 繰り返しモードロック Er ファイバーレーザー発振器
- パルス幅伸長器
- Er ドープファイバー増幅器 (プリアンプ)
- ErYb 共ドープファイバー増幅器 (メインアンプ)
- パルス幅圧縮器
- 第2次高調波発生器

以下、順に各要素の開発および性能評価の結果について説明する。

2.2.3 10 MHz 繰り返しモードロック Er ファイバーレーザー発振器

10 MHz 繰り返しの Er ファイバーレーザー発振器の開発を行った。共振器の基本的な構成は、図 2.3 に示したのと同様である。共振器の総分散量が 0 の状態から、シングルモードファイバーの長さを長く、逆に分散補償ファイバーの長さを短くして、共振器内の非線形効果を小

小さくする事でスペクトル線幅を調整した。2次線形分散は $\beta_2 L = -0.065 \text{ ps}^2$ だけ小さくなるようにした。分散量を $\beta_2 L = -0.45 \text{ ps}^2$ まで減らした共振器も設計したが、後段で問題が発生した。これについては本節の最後で説明する。共振器の構成は、シングルモードファイバー ($\beta_2 = -21 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 14.0 m)、2種類の分散補償ファイバー ($\beta_2 = 61 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 4.1 m および、 $\beta_2 = 3.8 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 1.0 m)、Er ドープファイバー長さ 0.6 m として、Er ドープファイバーは、発振波長 976 nm のレーザーダイオードでポンプした。

ファイバーレーザー光は空間出力とし、アイソレータを通して共振器への戻り光を防いだ上で、ビームスプリッターを用いて2系統に分けた。一方は、シングルモードファイバー長さ 1 m に結合して後段のシステムに使用した。光の平均強度は 2 mW となった。もう一方は、InGaAs の PIN フォトダイオード (浜松ホトニクス社製 G8376-05) で受光し、トリガー用の電気信号として使用した。

図 2.8(a)(b) に作製したファイバーレーザー光のスペクトルと、自己相関波形を示す。スペクトルの縦軸は対数プロットした。測定にはシングルモードファイバー長さ 1 m に加えて、シングルモードファイバー 2 m を繋いで延長し、光スペクトルアナライザーおよび、自己相関器に光を運んだ。

スペクトルの中心波長は 1560 nm となった。1556 nm と 1566 nm にピークを持つダブルピーク構造であり、包絡線の半値全幅は 16 nm (1.97 THz) であった。パルス幅の評価は、光ファイバー入力の偏光無依存自己相関測定器 (HAC-200 アルネアラボラトリ社製) を使用した (この自己相関測定器は Si の 2 光子吸収を利用する。一般に、非線形結晶を用いた測定に比べて感度が低い一方で、入射光の偏光に無依存な測定が可能である)。自己相関波形の半値全幅は、1.28 ps となった。パルスの波形を Sech^2 型と仮定すると、パルス幅は 830 fs となった。時間帯域幅積は 1.64 であった。 Sech^2 型フーリエ限界パルスの時間帯域幅積は 0.315 であり、この 5 倍程度となっている。

繰り返し周波数の調整

このファイバーレーザーを、利得スイッチング実験で使用する測定器ストリークカメラと接続し、シンクロスキャンモードで高 S/N 測定するためには、繰り返し周波数を 80.85 MHz の 0.2%、即ち $80.85 \pm 0.16 \text{ MHz}$ の範囲に調整する必要がある。ファイバーレーザーの基本周波数は 10 MHz なので、この第 8 次高調波をストリークカメラのトリガーとして用いる。そのため、基本周波数を $10.106 \pm 0.020 \text{ MHz}$ の範囲に調整する必要がある。そこで、ファイバーレーザー共振器の分散値を設計値に固定しながら、共振器を構成している光ファイバーの長さを cm オーダーで微調整する事で、繰り返し周波数を範囲内に収めた。繰り返し周波数は、ファイバーレーザーの光トリガー用電気信号を、周波数カウンターで測定した。調整の結果、繰り返し周波数は 10.1058 MHz となった。

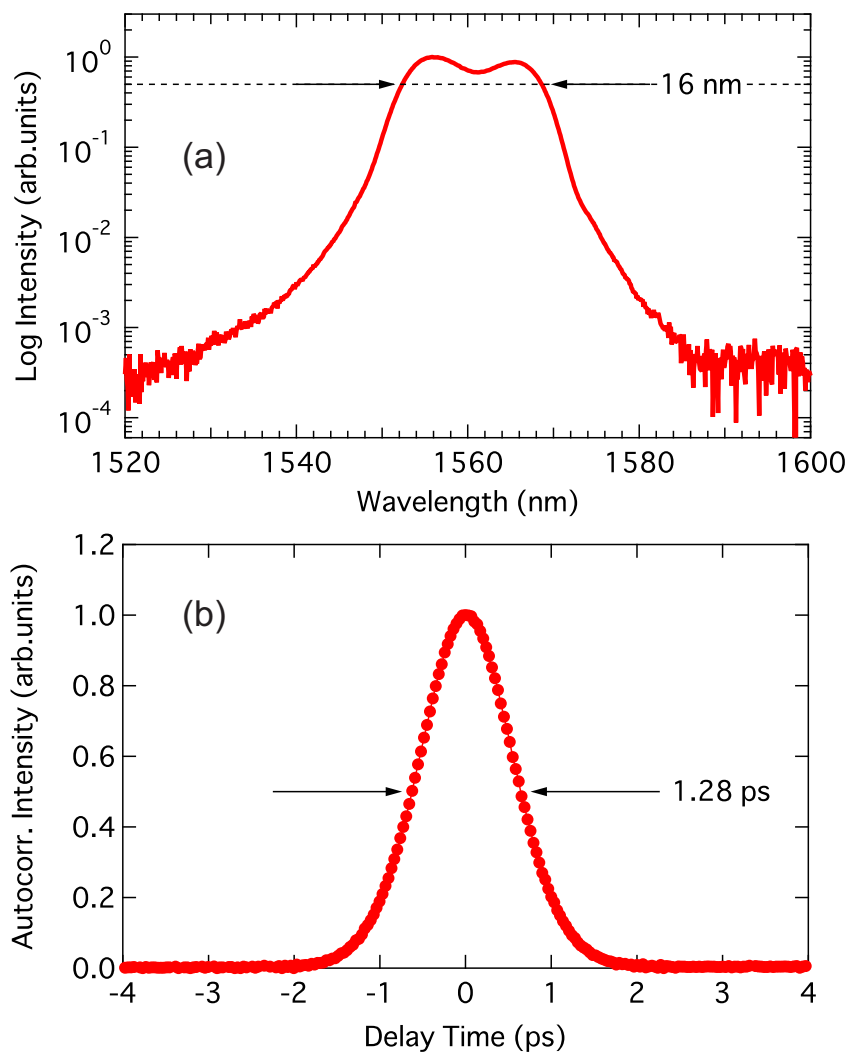


図 2.8: Er ドープファイバーレーザーの波長スペクトル (a) と自己相関波形 (b) の測定結果。

考察：測定されたパルス幅

自己相関測定で見積もられたパルス幅 830 fs は、検出器の前の計 3 m 分のシングルモードファイバーの分散の影響を受けている。シングルモードファイバーの 2 次分散値は $\beta_2 = -21 \text{ fs}^2/\text{mm}$ なので、分散パラメータは $D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = 16 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$ である。ここから光ファイバーの 2 次分散によるパルスの時間広がり は $770 \text{ fs} (= 16 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km} \times 0.003 \text{ km} \times 16 \text{ nm})$ と見積もられる。測定されたパルス幅が負の分散で広がっているとすると、シングルモードファイバー 3 m が支配的な寄与を与えている。

2.2.4 パルス幅伸長器

フェムト秒パルスは尖頭値が高いため、ファイバーアンプで光を増幅すると非線形現象を引き起こし、スペクトル形状が変化してしまう。そこで、増幅前に分散によりチャープをさせて、パルスエネルギーを保ったまま尖頭値を小さくする。増幅後に分散を補償する事により、非線形効果を回避しつつ、高強度の短パルス発生ができる。この増幅方法はチャープパルス増幅と呼ばれている。

図 2.9(a) は、パルス幅伸長後のパルスの時間波形である。比較のため、内挿図にストレッチ前の時間波形も示す。時間波形の測定には、高速フォトダイオード (周波数帯域 40 GHz) とサンプリングオシロスコープ (周波数帯域 50 GHz) を組み合わせて使用した。

パルス幅の伸長には、分散補償ファイバー ($\beta_2 = 61 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、長さ 100 m) を使用した。このファイバーに光を通すと、ストレッチ後はパルス幅が 88 ps に伸ばされている事がわかった。時間波形に現れているテール成分は、測定装置の時間応答によるものと推察される。ストレッチ前のパルス幅は、測定装置の時間分解能よりも十分に短いため、内挿図の波形は、測定装置のインパルス応答関数と一致した。

図 2.9(b) は、パルス伸長前 (黒) と伸長後 (赤) のスペクトル測定の結果である。分散補償ファイバー中で起こる非線形効果によって、スペクトル波形にわずかに変化が生じている。ストレッチファイバーの出口で平均出力強度を測定すると、1.2 mW であった。

考察：設計値との比較

分散補償ファイバーの分散パラメータ (カタログ値が $-47 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$ であり、タイムオブフライト測定で $-48 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$) から予想されるパルス幅は、 $48 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km} \times 0.1 \text{ km} \times 16.0 \text{ nm} = 77 \text{ ps}$ である。これは、測定されたパルス幅よりも 10% 小さな値となっている。この差は、分散補償ファイバー中で起こった非線形現象、自己位相変調による影響である。

本研究では当初、パルス幅伸長器としてシングルモードファイバー ($\beta_2 = -21 \text{ fs}^2/\text{mm}$) を使って設計していた。実際にシングルモードファイバー長さ 100 m を用いてパルスストレッチを行うと、ファイバー中で生じた非線形分散と、ファイバーの線形分散がバランスしてしまい、数ピコ秒にしかパルス幅が広がらなかった。

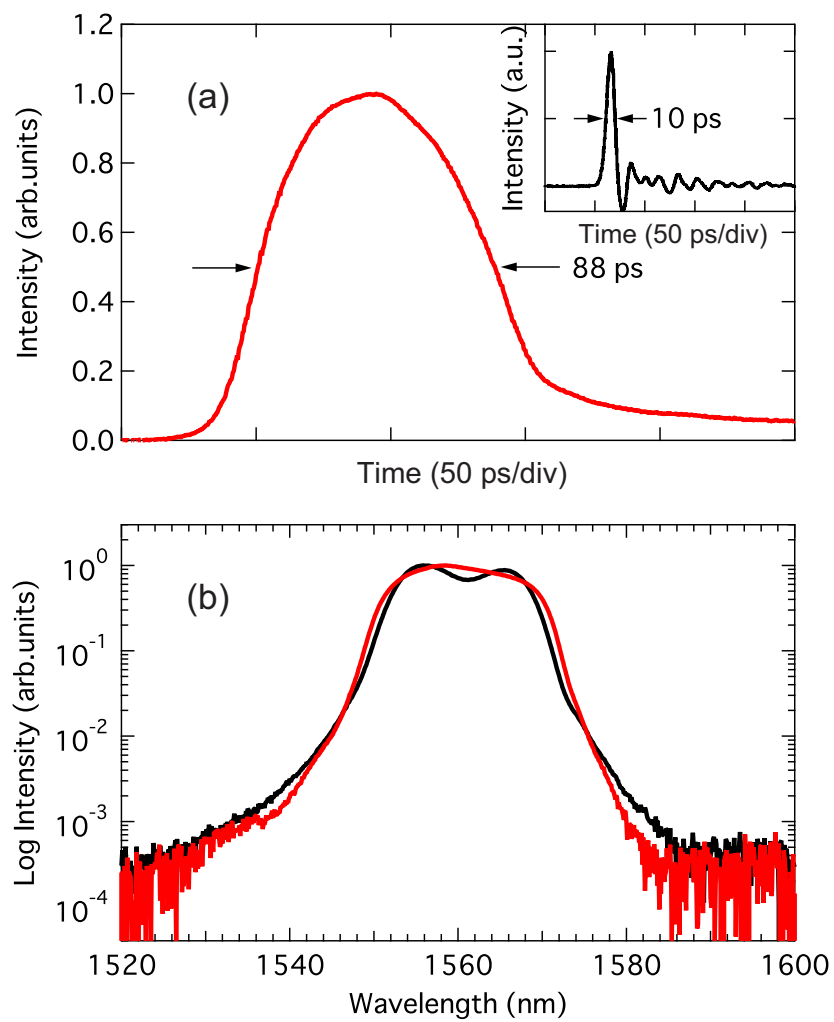


図 2.9: パルス伸長後の時間波形 (a)。内挿図は伸長前の時間波形であり、測定装置の応答関数と一致する。(b) は伸長後 (赤) と伸長前 (黒) のスペクトルである。

2.2.5 Er ドープファイバー増幅器

シングルクラッド Er ドープファイバーを使用し、ファイバーアンプを構築した。Er ドープファイバーのコア径は $8\ \mu\text{m}$ 、クラッド径は $125\ \mu\text{m}$ である。ポンプ光源には、発振波長 $976\ \text{nm}$ のレーザーダイオード (LD) を用いた。この LD はシングルモードファイバー出力となっている。パルス伸長器から伸びた分散補償ファイバーを、WDM カプラへの入力であるシングルモードファイバーと接続した。WDM カプラのもう片側の入力には、LD から伸びたファイバーを融着して、信号光とポンプ光とを結合した (前方励起配置)。WDM カプラの出力ファイバーに、Er ドープファイバーを融着した。

図 2.10 に増幅結果を示す。(a) は、入力強度 $1\ \text{mW}$ に対するファイバーアンプの出力強度特性である。出力強度は、LD 電流値が $0.2\ \text{A}$ 以上で線形に増加し、 $0.5\ \text{A}$ で平均出力強度は $29\ \text{mW}$ となった。このとき、ポンプ LD の強度は $250\ \text{mW}$ であった。(b) から (e) に赤線で、各ポンプ LD の電流値における、出力スペクトルを示す。比較のために黒破線で入力光のスペクトルも示す。ポンプ強度が小さい場合 (e) には、スペクトル中心が $1570\ \text{nm}$ となっている。ポンプ強度を上げていくとスペクトル範囲は短波長領域へと広がっていった。ポンプ LD の電流値は $0.5\ \text{A}$ で固定し、後段のシステムへ増幅した光パルスを導いた。

考察：スペクトル形状のポンプ強度依存性

ポンプ LD の電流値を変化させると、図 2.10(b) から (e) に示すように、スペクトル形状が変化する。増幅器への入力光は、パルス幅伸長器によりチャープしている。分散補償ファイバーにより正の分散でチャープさせているため、長波長成分が短波長成分に比べて時間的に速く増幅器に入力される。弱励起の状態では、この長波長成分の増幅で反転分布が消失し、遅れて入力される短波長成分は吸収を受ける。一方でポンプ強度が十分であれば、短波長成分も増幅されるため、入力光スペクトルと同程度にスペクトル域が広がると考えられる。

2.2.6 インライン型アイソレータによる増幅器の保護

後段のファイバー増幅器により更に増幅を行う場合、後段で増幅された光パルスの戻り光により前段の増幅器、特にポンプ LD が破壊される恐れがある。そこで、前段と後段の増幅器の間にインライン型のアイソレータを挿入した。アイソレータの入口と出口で、平均強度は $29\ \text{mW}$ から $22\ \text{mW}$ に減光した。スペクトルの測定も行ったが、入口と出口で変化は見られなかった。

2.2.7 ErYb 共ドープファイバー増幅器

ErYb 共ドープダブルクラッドファイバーを用いて、光増幅器を構成した。ファイバーのコア径は $10\ \mu\text{m}$ 、クラッド (第 1 クラッド) 径は $128\ \mu\text{m}$ 、コーティング (第 2 クラッド) 径は $260\ \mu\text{m}$ である。コア層には、Er と Yb が共ドープされている。ポンプ用光源には、中心波長 $976\ \text{nm}$

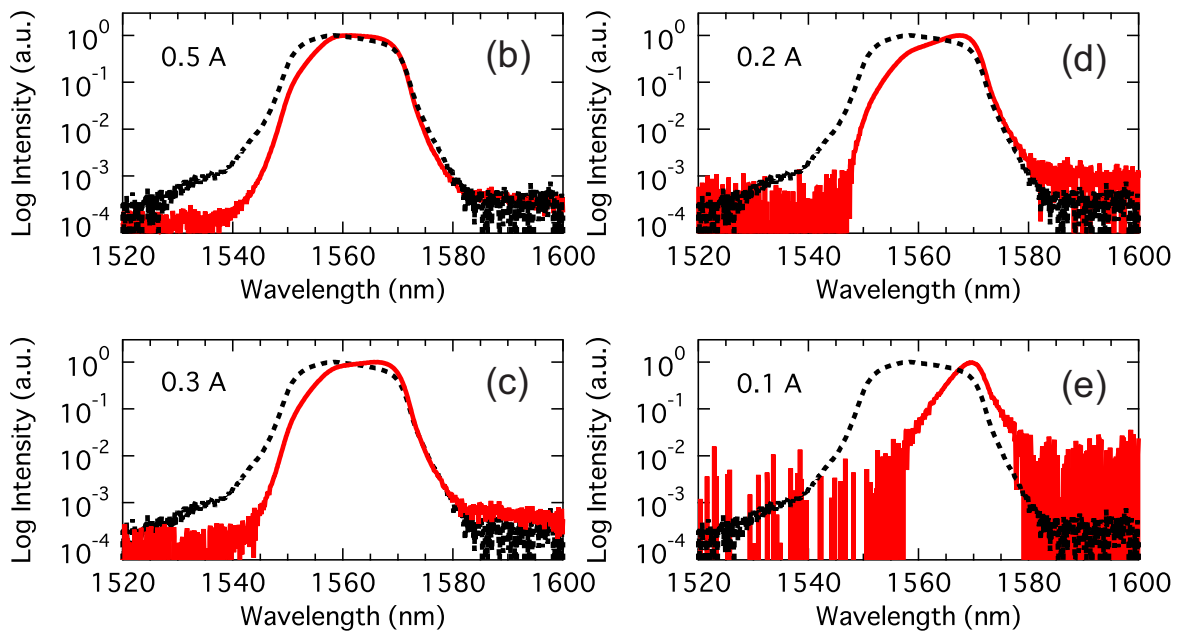
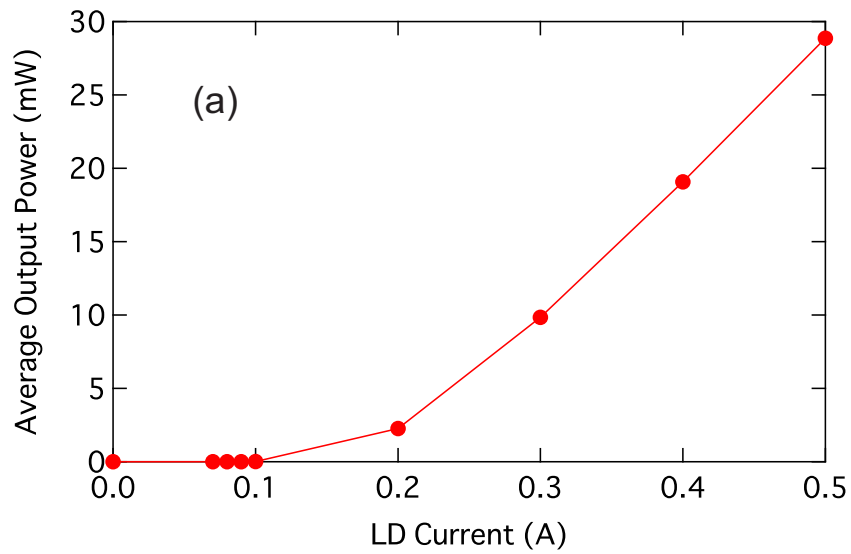


図 2.10: Er ドープシングルクラッドファイバーを用いた光増幅結果。(a) は入力強度 1 mW に対する増幅器からの出力強度である。(b) から (e) は各ポンプ LD の電流値におけるスペクトルである。赤線は出力光スペクトル、黒破線は入力光スペクトルである。縦軸は規格化して示した。

のレーザーダイオードを用いた。このレーザーダイオードの出力はマルチモード光ファイバー出力となっている。

まず、ポンプコンバイナの入力側であるシングルモードファイバーに、インラインアイソレータから伸びたシングルモードファイバーを接続した。次に、ポンプコンバイナのもう片側の入力マルチモードファイバーと、ポンプLDから伸びたマルチモードファイバーを融着した(前方励起配置)。そして、ポンプコンバイナの出力側のダブルクラッドファイバーを、ErYb共ドーピングダブルクラッドファイバーと融着した。

ダブルクラッドファイバー同士の融着は以下のようにして行った。まず、それぞれのダブルクラッドファイバーのコーティング層を剥いだ。劈開して端面を出した後、融着を行った。クラッド(第1クラッド)への光の閉じ込めは、空気との屈折率差を利用するため、コーティング層が剥がれた部分に指や埃が触れないようにして、両ファイバーを固定した。

ポンプコンバイナにより、ダブルクラッドファイバーのコア部分に信号光が結合され、第1クラッド層にポンプ光が結合される。シングルクラッドと比べ、ポンプ光とドーパントとの重なりが小さくなるため、ドーピングファイバー全体が均一に励起される。

図2.11に増幅結果を示す。(a)は、入力強度22 mWに対する増幅器の出力強度である。ポンプLDの電流値を上げると、0.5 A以上で出力強度が線形に増加した。電流値5.15 Aにおいて、出力強度は820 mWとなった。このときのポンプLDの強度は4 Wであった。

(b)から(g)に各電流値におけるスペクトルを示す。赤線は増幅器からの出力光、黒破線は入力光のスペクトルである。増幅率が小さい場合(g)には、スペクトル中心が1570 nm付近にある。増幅率を上げていくと、スペクトル幅が広がりながら、中心波長が短波長側にシフトした。また、電流値2 Aから3 Aの間で、1536 nmに新しいピークが生じた。このピークは増幅率を上げると1560 nmのメインピークに対して強度が増加していった。高増幅状態(b)(c)において、縦軸がメインピークに対して1/1000まで増加した。増幅した光は光ファイバー中から空間へ出し、コリメートレンズとミラーを使って後段の分散補償光学系へ運んだ。

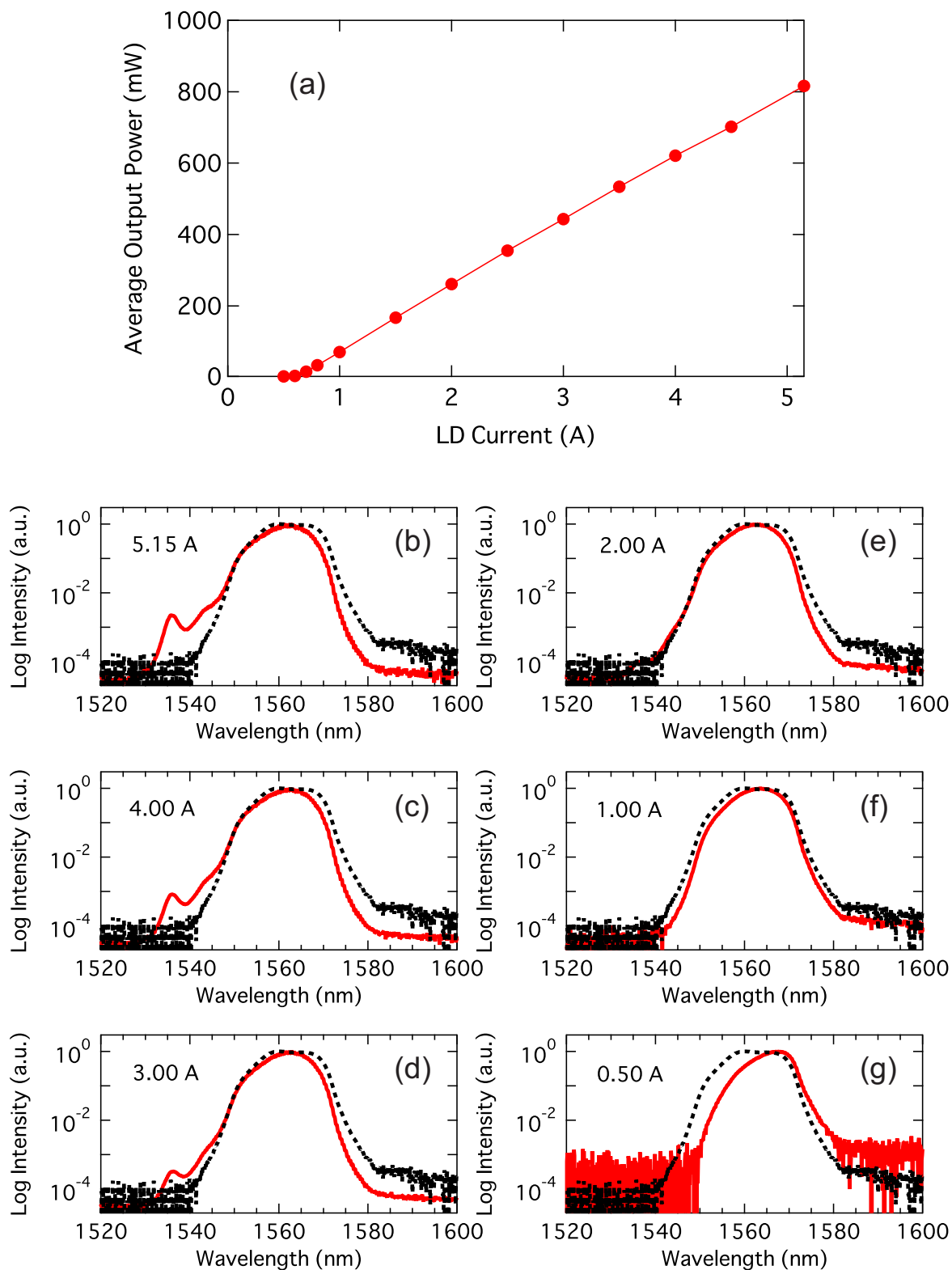


図 2.11: ErYb 共ドープダブルクラッドファイバーを用いた光増幅結果。(a) は入力強度 22 mW に対する増幅器からの出力強度である。(b) から (g) は各ポンプ LD の電流値におけるスペクトルである。赤線は出力光スペクトル、黒破線は入力光スペクトルである。縦軸は規格化して示した。

考察：スペクトル形状のポンプ強度依存性

ポンプ強度が小さく、ドープファイバーの反転分布が小さい場合 (g)(f)(e) には、スペクトル中心が、長波長側から短波長側にシフトしていき、スペクトル幅が広がっていく様子が見られた。これは、前段の Er シングルクラッドファイバー増幅器に見られた現象と同様に、チャープした信号光の長波長成分の増幅時に、反転分布が消費され、短波長成分が吸収を受けるためである。一方で、ポンプ強度が大きい場合 (d)(c)(b) には、前段の増幅器では見られなかった、新しいピークが 1536 nm の位置に生じている。図 2.12(a) は、石英ファイバー中における Er のエネルギー準位である [28]。 $4I_{13/2}$ と $4I_{15/2}$ 間の光学遷移 (中心波長 1.53 μm) に強い振動子強度を持っている。1536 nm に見られたピークは、Er の発光が誘導放出で増幅される事で生じた ASE 成分だと考えられる。

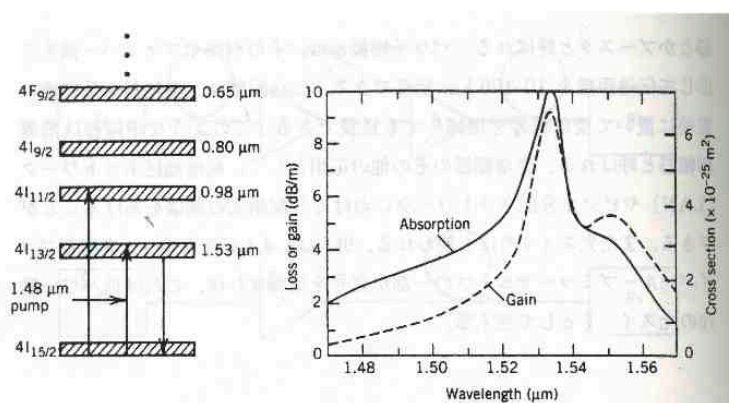


図 2.12: 石英ファイバー中の Er のエネルギー準位と、酸化ゲルマニウムを同時にドープした Er ドープファイバーで構成した増幅器の利得吸収スペクトル [28]。

2.2.8 パルス幅圧縮器

回折格子を用いて、2次分散の補償を行った。パルス幅圧縮器の概略図を 2.13 に示す。使用したのは2枚の透過型回折格子であり、偏光方向に無依存で回折効率は90%以上である。回折格子のサイズは横19 mm、縦14 mmとした。溝本数は940 gr/mm、リトロー角は47°である。ファ

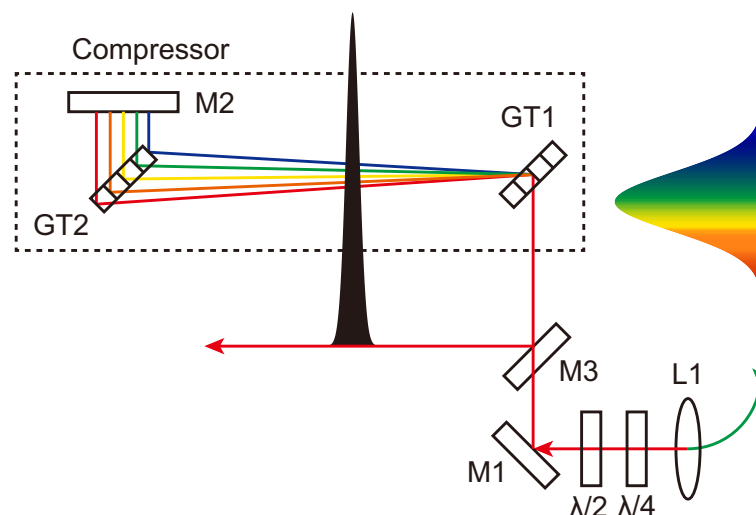


図 2.13: パルス幅圧縮器周辺の概略図

イバー増幅器からの光をレンズ (L1) でコリメートした後、ミラー (M1) から回折格子 (GT1) へ光を導入した。回折光をもう一方の回折格子 (GT2) へ導入し、ミラー (M2) で打ち返した。ミラーの角度は下方方向に傾いており、最初の光路の下側を通って戻る。戻り光をミラー (M3) で反射させて、圧縮された光パルスを取り出した。

図 2.14(a)(b) は、分散補償後のパルス光を、長さ 2 m のシングルモードファイバーに結合させ、自己相関波形とスペクトルを測定した結果である。ErYb 共ドープファイバー増幅器のポンプ LD の電流値は 5.15 A とした。(a) 自己相関波形の半値全幅は 0.69 ps となった。測定時には、自己相関波形の時間幅が最短になるように、回折格子ペアの距離を変えて分散補償量を調整した。この時のグレーティング間の距離は 240 mm であった。自己相関波形の半値全幅から、パルス波形を Sech^2 型と仮定するとパルス幅は 450 fs となった。(b) の赤線は分散補償後、黒線は分散補償前のスペクトルを示している。分散補償を行うと、1544 nm よりも短波長側と、1580 nm よりも長波長側の成分がカットされている。スペクトルの半値全幅は 11 nm (1.36 THz) であり、時間帯域幅積は 0.61 となった。入力平均強度 800 mW に対して、分散補償後の平均強度は 610 mW まで減光した。パルスエネルギーは 61 nJ、ピーク強度は 140 kW となった。

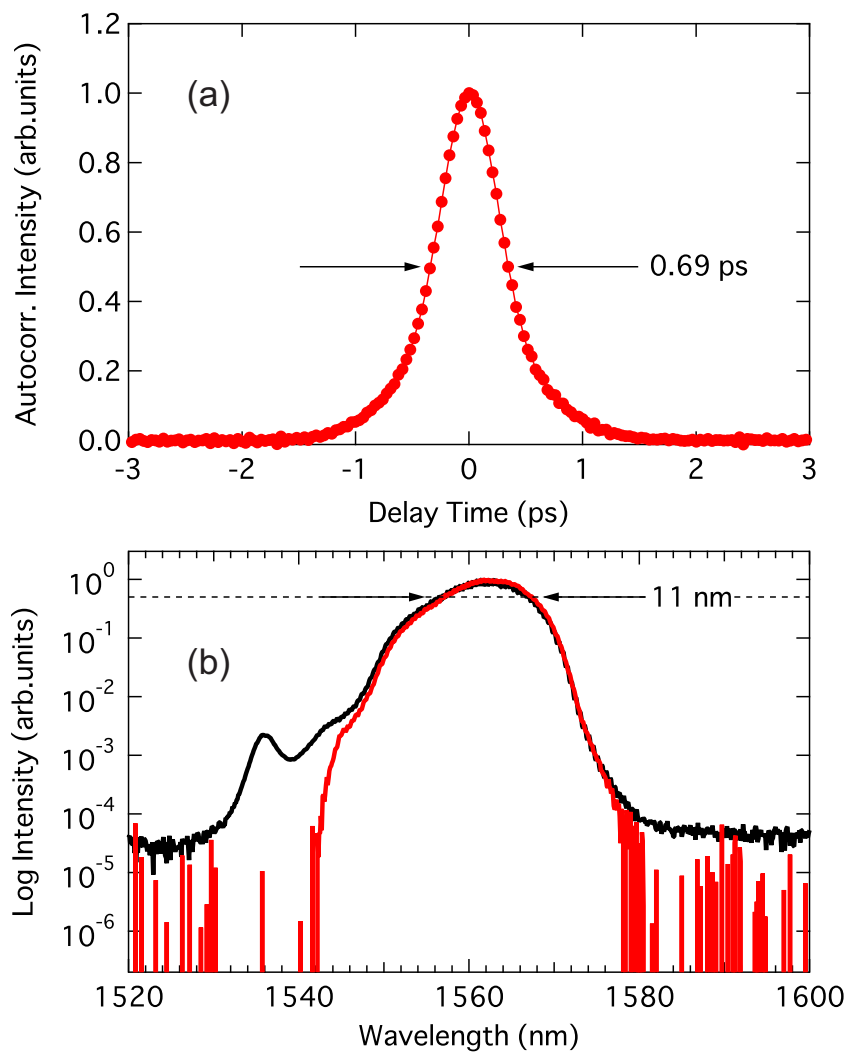


図 2.14: 分散補償後のパルスの自己相関波形 (a) とスペクトル (b)

2.2.9 第2次高調波発生器

第2次高調波を発生させるため、非線形結晶に焦点距離 50 mm のレンズを用いて、圧縮された光パルスを集光した。非線形結晶には、このフェムト秒パルス用に最適設計された、MgO 添加周期分極反転ニオブ酸リチウム (PPLN) 結晶を用いた。図 2.15 は、1560 nm の基本波強度に対して第2次高調波 (SH) 強度をプロットした結果である。

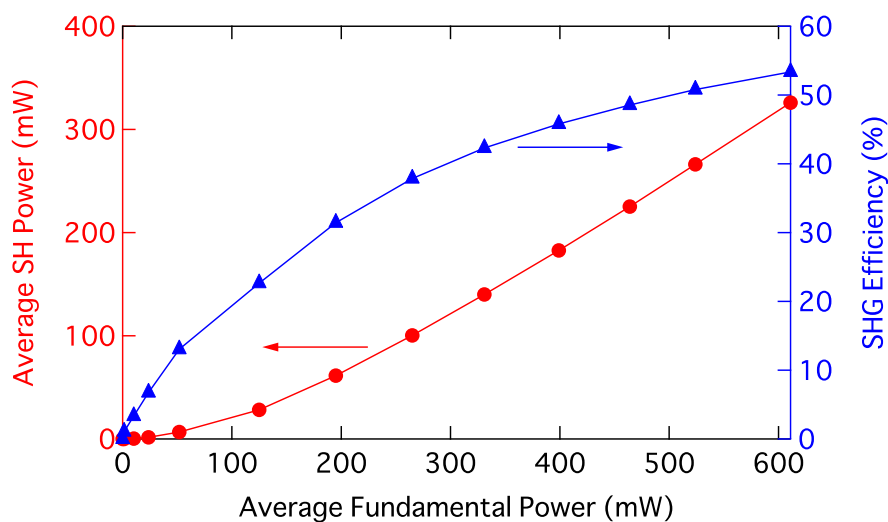


図 2.15: 基本波 1560 nm の平均強度に対する、第2次高調波の平均強度 (赤) と波長変換効率 (青)。

ここで、SHG 信号強度が最大になるように、パルス圧縮器の分散補償量を再調整した。加えて、位相整合を取るために、1/2 波長板と 1/4 波長板を用いて入射パルスの偏光を調整した (2.13 参照)。発生した第2次高調波の強度を Si 検出器で測定した。

基本波の平均入射強度に対して、SH 光の平均出力強度は超線形に増加している。SH 光の強度は最大で 330 mW となった。パルスエネルギーは 33 nJ と見積もられる。波長変換効率は 53% に達した。平均強度 330 mW における SH 光のスペクトルと自己相関波形を、光スペクトルアナライザーと、自己相関器 (FR-103HS) を用いて測定した。図 2.16 に測定結果を示す。波長中心は 780 nm で、シングルピークのスペクトルとなった。スペクトル幅は 2.1 nm であった。自己相関波形の半値全幅は 0.55 ps となった。この結果より、時間波形を Sech^2 型と仮定すると、パルス幅は 360 fs となった。ピーク強度は 90 kW、時間帯域幅積は 0.37 であった。

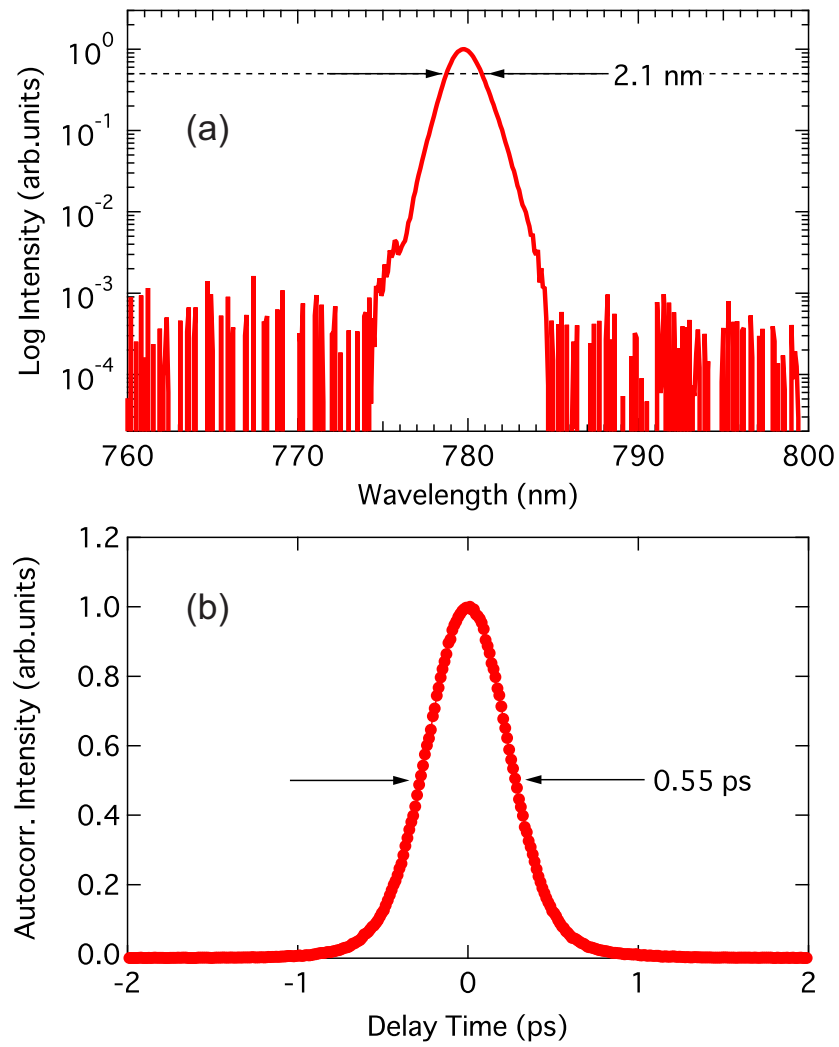


図 2.16: 第2次高調波のスペクトル (a) と自己相関波形 (b)

2.2.10 まとめと将来展望

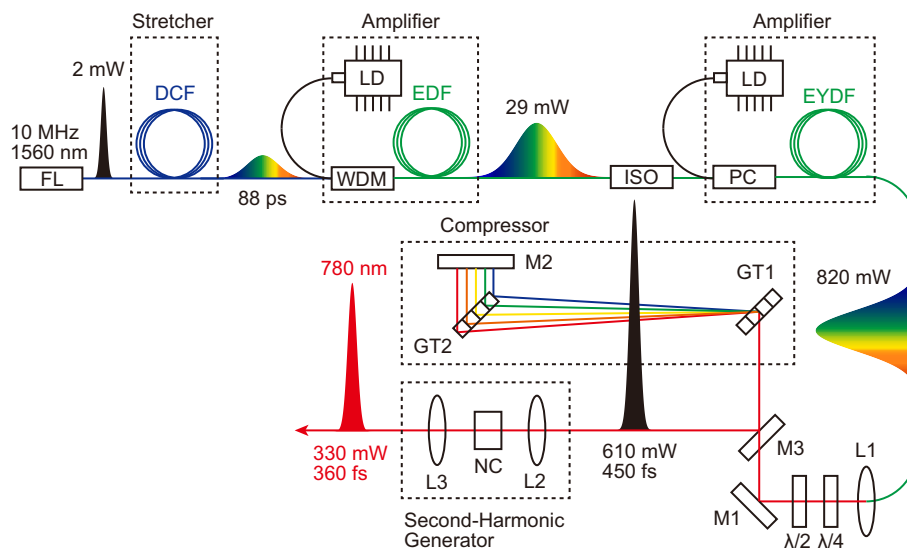


図 2.17: ファイバーレーザー光源の各段階における結果

表 2.2: チャープパルス増幅後の基本波と第2次高調波

基本波	本研究	文献値 [39]
最大平均強度	0.82 W	1.2 W
繰り返し周波数	10 MHz	5 MHz
パルスエネルギー	82 nJ	240 nJ
分散補償後の最大平均強度	0.61 W	N/A
パルス幅	450 fs	N/A
ピーク強度	140 kW	N/A
中心エネルギー	0.795 eV (1560 nm)	0.795 eV (1560 nm)
スペクトル幅	5.34 meV (10.5 nm, 1.29 THz)	N/A
時間帯域幅積	0.58	N/A
倍波		
波長変換効率	53%	40%
最大平均強度	0.33 W	0.5 W
繰り返し周波数	10 MHz	5 MHz
パルスエネルギー	33 nJ	100 nJ
パルス幅	360 fs	380 fs
ピーク強度	90 kW	260 kW
中心エネルギー	1.589 eV (780 nm)	1.589 eV (780 nm)
スペクトル幅	4.28 meV (2.1 nm, 1.03 THz)	N/A
時間帯域幅積	0.37	N/A

本研究結果と合わせて、IMRA グループにより報告された光源の性能も表にまとめた [40, 41,

39]。報告された光源は、フェムト秒 Er ファイバーレーザー光を、チャープパルス増幅しているが、増幅後のチャープパルスは、PPLN 結晶の中でパルス圧縮と第2次高調波発生を同時にやっている。第2次高調波のパルスエネルギーは、5 MHz 繰り返しで 100 nJ であった。

波長 1550 nm のフェムト秒モードロックファイバーレーザーパルスに対して、PPLN 結晶を用いれば、20 % を超える波長変換効率で第2次高調波発生が可能である事は既に報告されていたが [42]、この光源では変換効率が 40 % に達している。本研究では、変換効率は 50 % 以上であるが、パルス圧縮器を使用した際に強度損失が 80% あるので、パルス圧縮を含めた変換効率は 40 % となり、先行研究と同程度である。

モードロックファイバーレーザー光源は、繰り返し周波数やパルス強度を、被測定物に対して適切に設計できる柔軟性がある。測定に最適な繰り返し周波数の発振器を構築し、パルス光を増幅する事で、単純で安定した高強度パルスが得られるため、半導体励起用の光源として非常に有用なツールになり得る。また、光源を作製した後でも増幅器を追加するなどの改良を加えやすく、長期にわたって使用できる将来性がある。将来の展望として、開発した光源に更なる改良を加え、10 MHz 繰り返しで 100 nJ 級のパルスエネルギーが出せる光源を目指す。

2.2.11 考察：ファイバーレーザー共振器の群速度分散

上述の光源に使用したファイバーレーザーは、共振器の総分散量が 0 の状態から、線形 2 次分散量を $\beta_2 L = -0.065 \text{ ps}^2$ だけ減らした設計で作製した。ここでは、 β_2 をより大きく減少させた場合について説明する。

図 2.18 は分散量を $\beta_2 L = -0.45 \text{ ps}^2$ だけ減少させた場合の、ファイバーレーザー光のスペクトルである。波長分解能は 0.5 nm で測定した。

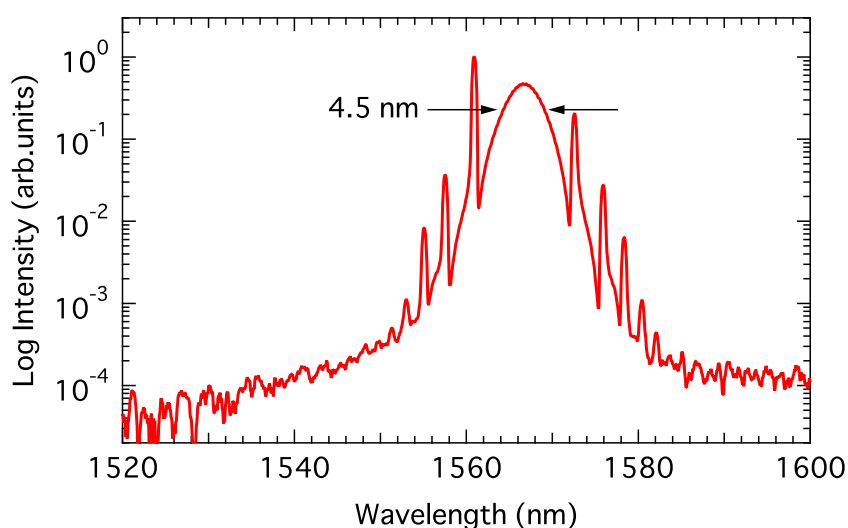


図 2.18: 強負分散ファイバーレーザーの出力スペクトル

緩やかな包絡線上に、スパイク上の構造が現れている。この構造はケリーサイドバンドと呼ばれ、リング共振器に内在する利得と損失により、巡回するソリトンが周期的な摂動を受ける事

で発生する [28, 43, 44]。このファイバーレーザー光をシード光として、同様のシステムでチャープパルス増幅を行うと、増幅された基本波のスペクトルは、図 2.19 のようになる。

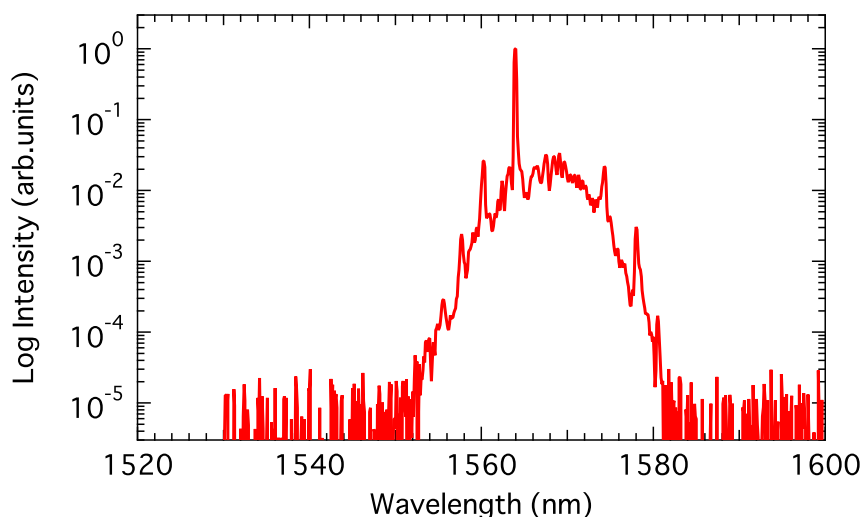


図 2.19: チャープ増幅後の基本波スペクトル

1564 nm の擬 CW 成分が成分が成長し、メインピークの強度に対して 2 桁弱強度が上昇している。この増幅した基本波を、MgO 添加周期分極反転ニオブ酸リチウム結晶に集光し、第 2 次高調波を発生させた。図 2.20 は第 2 次高調波のスペクトルである。

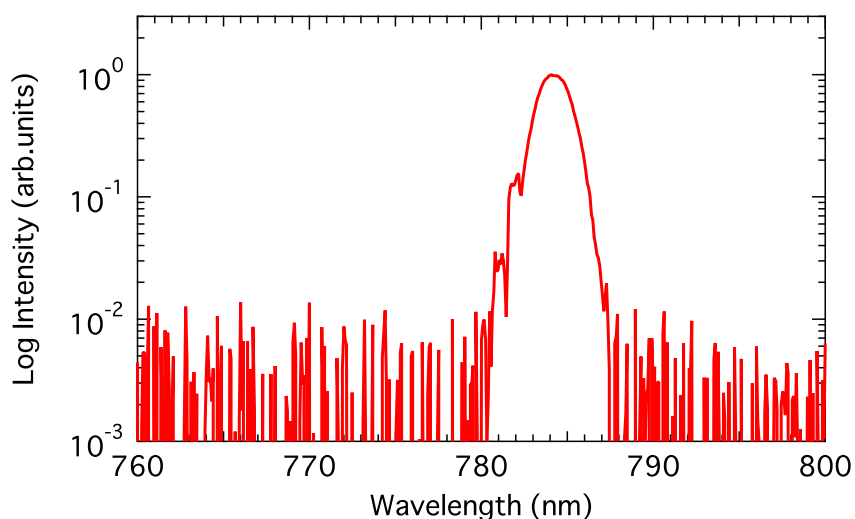


図 2.20: 第 2 次高調波のスペクトル

図 2.19 に見られた擬 CW 成分は、平均強度が高いがピーク強度は低いため波長変換がされていない。図 2.21 は、基本波の平均入力強度に対する第 2 次高調波の平均出力強度である。波長変換効率は、10%程度に留まっている。以上の結果から、800 nm/1550 nm 帯チャープパルス増幅システムを開発する際には、ファイバーレーザー共振器のスペクトルにケリーサイドバンド構造が出ないように、共振器の総分散量を設計する必要がある事がわかった。

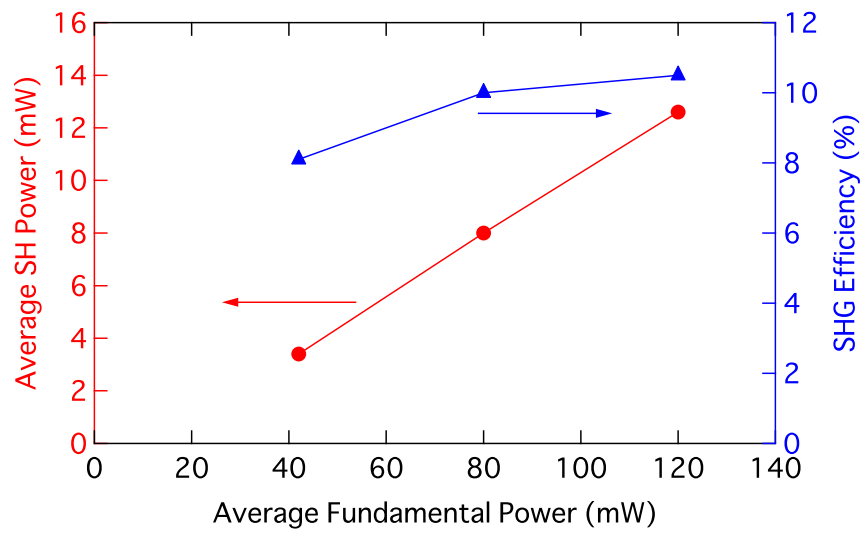


図 2.21: 第 2 次高調波の強度と波長変換効率

2.3 測定光学系の構築

2.3.1 概要

測定試料である GaAs 3 周期量子井戸レーザーと、GaAs バルクレーザーの利得スイッチング動作を調べるために、本研究では 2 種類の励起用パルス光源を使用した。また、試料に励起光を導くための励起光学系、試料からの光を検出器に導くための検出光学系を構築した。本節で、これらの励起光源、励起光学系と測定光学系、測定の実験配置について順に説明する。

2.3.2 励起光源

パルス励起用の光源として、モードロックファイバーレーザー光源と、モードロックチタンサファイアレーザー発振器を用いた。表 2.3 に、これらのレーザー出力特性を示す。

表 2.3: 測定で使用したモードロックパルス光源の出力特性

	ファイバーレーザー光源	チタンサファイアレーザー
最大出力平均強度	0.33 W	1 W
繰り返し周波数	10 MHz	80 MHz
パルスエネルギー	33 nJ	10 nJ
パルス幅	0.36 ps	2 ps
ピーク強度	90 kW	0.6 kW
中心エネルギー	1.589 eV (780 nm)	1.589 eV (780 nm)
スペクトル幅	4.28 meV (2.1 nm, 1.03 THz)	0.65 meV* (0.32 nm, 0.16 THz)
時間帯域幅積	0.37	0.315*

モードロックチタンサファイアレーザー発振器は、汎用的に用いられている商用レーザー発振器である。発振中心波長が 1.24 eV(700 nm) から 1.77 eV(1000 nm) の範囲で可変であり、本研究では 1.70 eV(730 nm) と 1.59 eV(780 nm) の 2 波長で使用した。表中の (*) は Sech² 型のフーリエ限界パルスとした場合の計算値である。

2.3.3 測定光学系と検出器

図 2.22 に、本研究用に組み上げた測定光学系の概略図を示す。

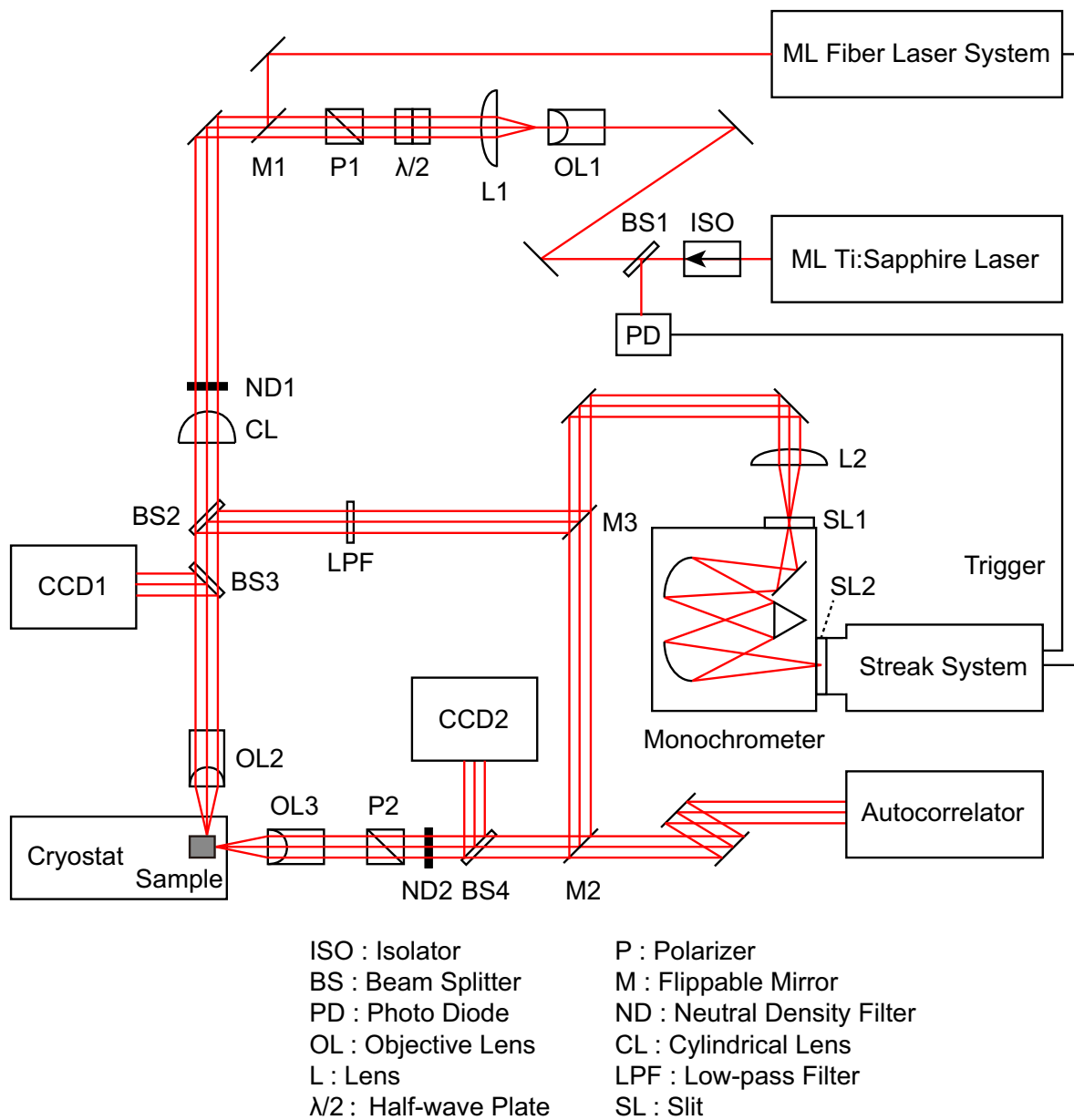


図 2.22: 測定光学系の概略図

励起光学系

チタンサファイアレーザー発振器の出口にアイソレータ (ISO) を挿入し、共振器への戻り光を防いだ上で、光を2系統に分けた。一方はPIN フォトダイオード (PD) に入力し、ストリークカメラ用の外部トリガーとして用いた。もう一方は、対物レンズと平凸レンズを組み合わせ、ビーム径を1 mm から数 cm に広げたあと、半波長板 ($\lambda/2$) と偏光子 (P1) を組み合わせ、半波長板を回転させる事で励起光強度を制御した。偏光子の方向は垂直偏光 (共振器方向と垂直) とした。偏光子の窓は1 cm \times 1 cm の正方形になっており、ビーム径が同形に切り出されて出力される。後段に、シリンドリカルレンズ (CL) を挿入する事で、点状励起とフィラメント状励起を切り替えられる。ガラス厚補正機構付対物レンズ (OL2)(NA 0.4) を用いて試料に集光した。

フリップミラー (M1) を挿入する事で、励起光源をファイバーレーザー光源に切り替える事ができる。ファイバーレーザー光源のビーム径は数 mm であった。ファイバーレーザー光源の励起強度は、粗調用として ND フィルタ (ND1) を用いた。微調整の際は、2 段目のファイバー増幅器 (メインアンプ) のポンプ強度を調整した。励起光の偏光方向は垂直偏光となっている。対物レンズ (OL2) の集光位置における、スポット径とフィラメント状励起の強度一様性については後述する。

試料のマウントと位置調整

測定試料は、ペーパーボンドで GaAs 基板と Cu ブロックとを張り付け、この Cu ブロックを、銀ペーストでクライオスタットのコールドフィンガーに貼り付けた。クライオスタットの位置を励起光の集光位置に3軸 (xyz) ステージで制御して合わせた。集光は、励起光の散乱イメージを CCD カメラ (CCD1) で確認できる。

垂直検出光学系

導波路放出光は垂直検出光学系により測定される。ガラス厚補正機構付対物レンズ (OL3)(NA 0.5) を用いてコリメートした。偏光子 (P2) を挿入して、量子井戸面内方向 (TE モード) の偏光を選択した。GaAs バルクレーザーを測定する際は、この偏光子を取り去り、適宜この位置にバンドパスフィルターを挿入した。ND フィルタ (ND2) を適宜挿入し、検出器のダイナミックレンジに適した光量に調整した。導波路端面の発光イメージを CCD カメラ (CCD2) で確認できる。この時、ビームスプリッタ (BS4) は上下動できるようになっており、測定時に信号光の光量を増やしたい場合は取り外した。フリップミラー (M2) を挿入する事で、ストリークカメラと自己相関測定器の切り替えができる。ストリークカメラで測定する場合、レンズ (L2) を用いて分光器のスリット (SL1) に結像した。

反射検出光学系

自然放出光は反射検出光学系により測定される。対物レンズ (OL2) によりコリメートされた信号は、ローパスフィルタ (LPF) を通して励起光を減光した後、フリップミラー (M3) を挿入してストリークカメラで測定した。

シンクロスキャンストリークカメラ

シンクロスキャンストリークカメラの前段には、分光器が設置されている。分光器の回折格子は3種類、溝本数 50 gr/mm、150 gr/mm、1200 gr/mm を使用した。逆分散はそれぞれ 57.9 nm/mm、19.2 nm/mm、2.20 nm/mm である。本測定ではスリット (SL1) 幅を 50 μm に固定したので、波長分解能はそれぞれ 3 nm、1 nm、0.1 nm である。分光された信号は、ストリークカメラのスリット (SL2) に結像される。このスリット幅を狭めるほど、ストリークカメラの時間分解能が向上するが、信号光量が制限される。本研究ではこのスリット幅は 20 μm に固定した。ストリークカメラには、80.85 MHz の発振器が導入されており、この周波数の外部トリガーを入力する事でシンクロスキャン測定を行う。外部トリガーには、モードロックレーザーからの光パルスをフォトダイオードで受光し、その電気信号を使用した。チタンサファイアレーザーの場合は、遅延ユニットを通してストリークカメラに入力した。モードロックファイバーレーザー光源の場合は、電気信号を 80 MHz のバンドパスフィルターを通した後、RF 増幅器で増幅し、遅延ユニットを通して入力した。時間分解能は、モードロックチタンサファイアレーザーとの組み合わせで 1.3 ps であった。このモードロックレーザーは、内部の光学素子を変更する事で、パルス幅 170 fs を出力できる。このパルスをストリークカメラに入力すると、時間波形の半値全幅は 1.3 ps となった。以上の測定結果から、時間分解能が 1.3 ps である事がわかった。ファイバーレーザー光源との組み合わせでは 2.6 ps となった。時間分解能の評価方法については後述する。

自己相関測定器

ピコ秒以下の光パルスをジッターフリーで時間分解評価するために、自己相関測定法を使用した。測定には、商用の自己相関測定器 (Femtochrome 社の FR-103HS) を用いた。ビームスプリッターで分割された2つのパスの一方に遅延を付けた後、両信号を BBO 結晶に入射し、発生する第2次高調波を光電子増倍管で検出した。入射光は、BBO 結晶に対して非共軸で集光している。片方だけで発生する第2次高調波が検出されない配置にしているため、バックグラウンドフリーな測定となっている。インコヒーレント光の自己相関波形は、平坦な裾上にコヒーレントスパイクが現れる。自己相関器からの信号を、DC 結合でオシロスコープ (DSO5054A) に入力することで、この裾の有無を含めて測定を行った。

2.3.4 ストリークカメラとファイバーレーザー光源の接続

モードロックファイバーレーザー光源とストリークカメラを同期させて、シンクロスキャンモードでレーザー光源の出力を、時間スペクトル分解測定した。図 2.23 に測定系と、測定のタイミングチャートを示す。

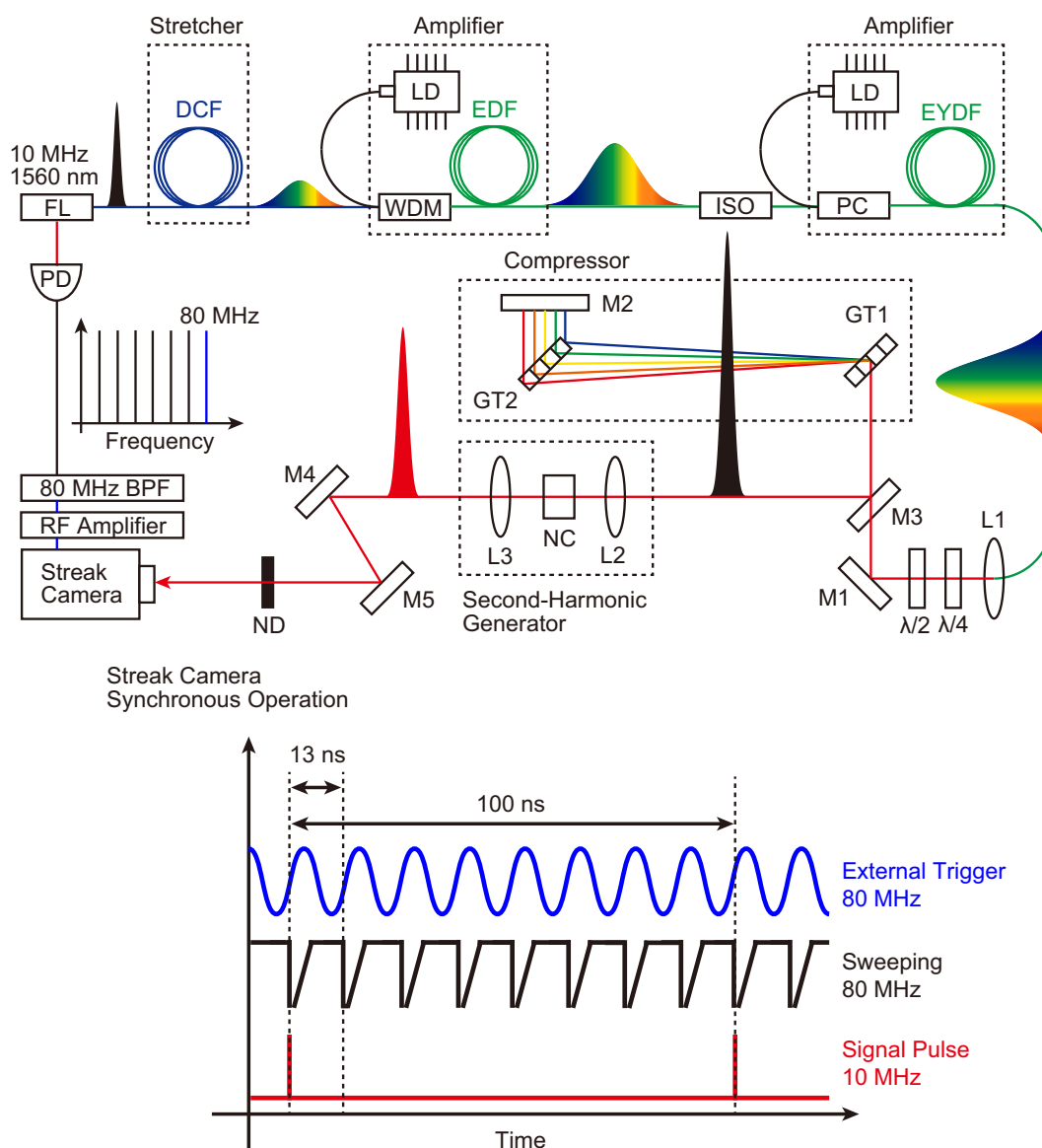


図 2.23: モードロックファイバーレーザー光源とストリークカメラの接続

ストリークカメラのトリガーには、Er ファイバーレーザーの光トリガーを用いた。Er ファイバーレーザーの繰り返し周波数 10 MHz の 8 倍高調波を、80 MHz のバンドパスフィルタを用いて取り出した。取り出した RF 信号は、RF アンプにより増幅して、ストリークカメラに入力した。図 2.24(a) にレーザー光源の出力を測定した結果を示す。(b) は波長積分した時間波形である。時間原点をピーク位置にとっている。測定された第 2 次高調波の時間半値全幅は 2.7 ps となった。ファイバーレーザー光源のパルス幅は 360 fs であり、測定装置の応答に比べて十分に短いため、この時間幅が装置の時間分解能である。

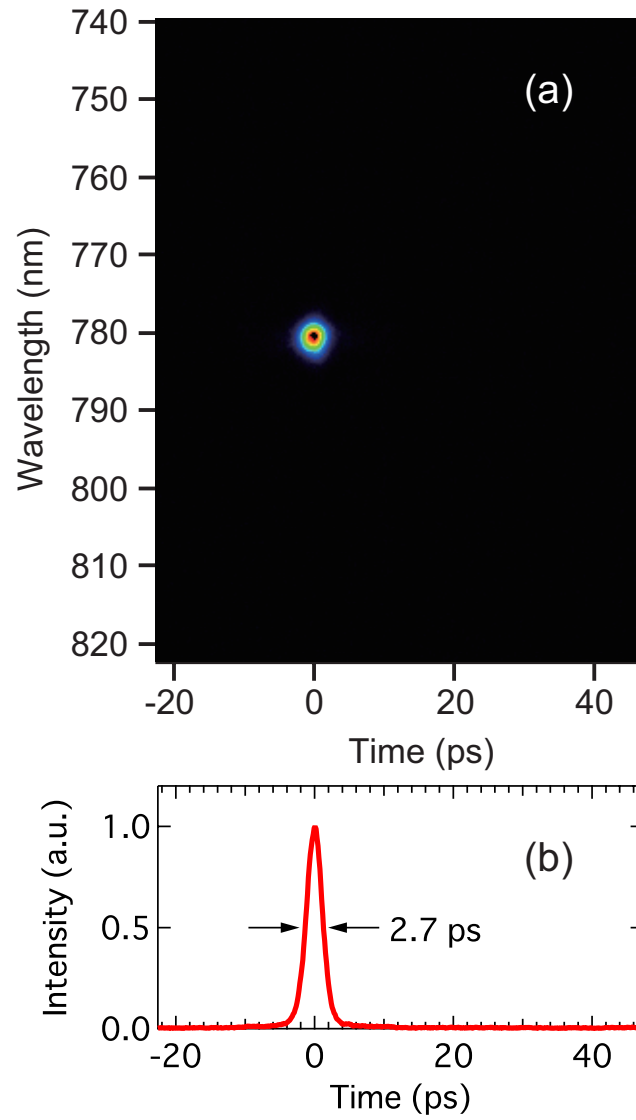


図 2.24: 第2次高調波の時間分解スペクトル (a) と、波長積分時間波形 (b)

このストリークカメラは測定時間範囲を切り替える事ができる。本結果は最速で測定したが、GaAs バルクレーザーを測定する場合は、信号の長いテールも測定するために、測定時間範囲を広げて測定した。この場合の時間分解能は 3.4 ps であった。

考察

ストリークカメラの公称値として、最大時間分解能は 1 ps となる。ファイバーレーザー光源との接続では、分光器と組み合わせた場合の時間分解能が 2.7 ps、分光器を取り外すと 2.6 ps となった。この時間分解能を決めているのは、ファイバーレーザー光源のタイミングジッターか、外部トリガーのタイミングジッターである。しかしながら、モードロック共振器および光増幅時に伴うタイミングジッターが 3 ps あるとは考えづらく、分解能を制限している支配的な要因は、外部トリガーのタイミングジッターだと推察される。

2.3.5 スポット径とフィラメント励起の一様性の測定

図 2.25 の (a)(b) に、チタンサファイアレーザー発振器とファイバーレーザー光源を対物レンズ (OL2) で集光したスポット径の測定結果を示す。また (c)(d) にフィラメント励起の空間一様性を示す。測定方法と測定結果を順に説明する。

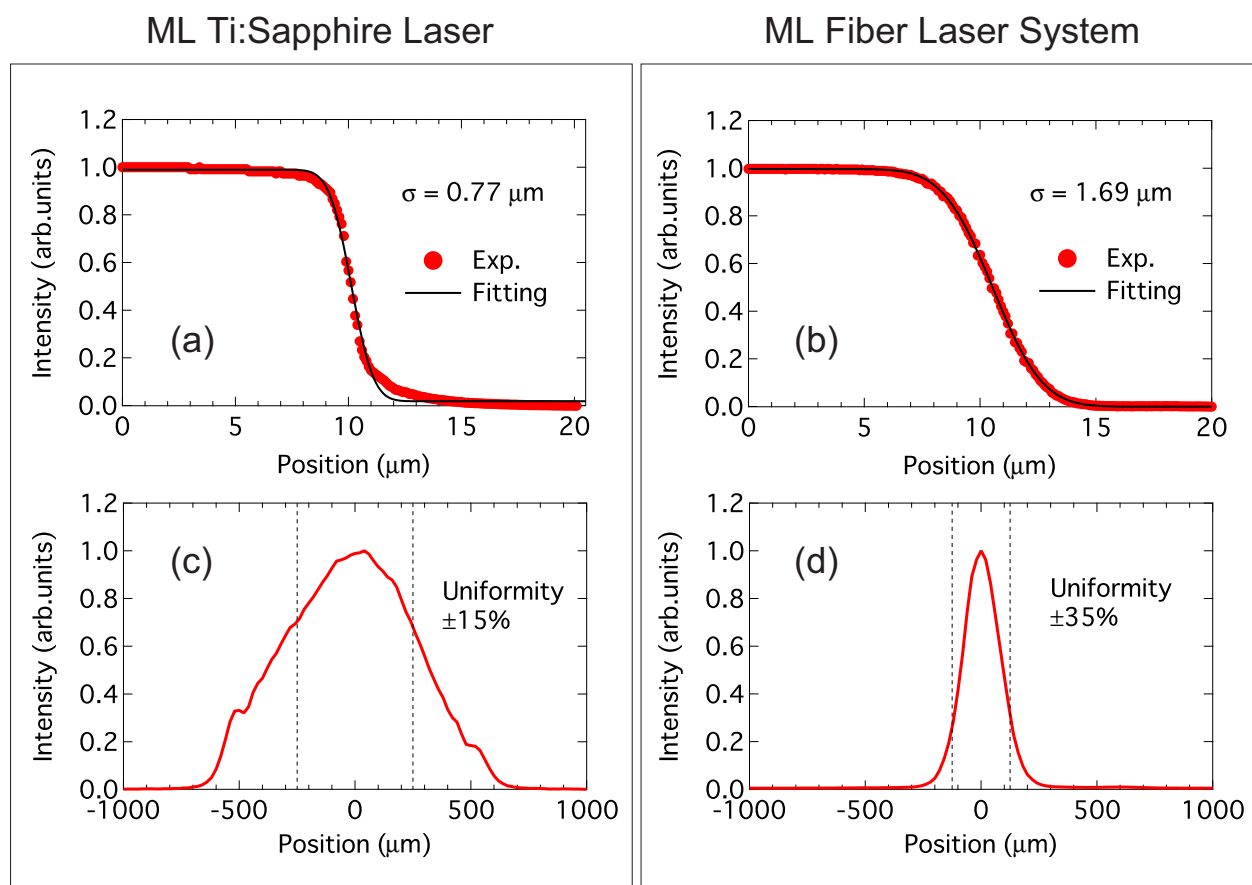


図 2.25: スポット径とフィラメント励起の一様性の測定結果

スポットサイズ (a)(b) について、シリンドリカルレンズ (CL) を外したうえで、対物レンズ (OL2) の分散補償値を 1.5 とし、レーザー光を集光した。厚さ 1.5 mm の板ガラス (クライオスタットの窓材と同様) を、対物レンズ (OL2) の後ろに置き、CCD (CCD1) で見てビームのフォーカス位置にナイフエッジを置いた。その後ろにパワーメータを設置し、ナイフエッジを自動ステージで動かしながら、ビームパワーの変化を測定した。ナイフエッジは水平方向に、 $0.1 \mu\text{m}$ ステップで動かした。赤点は測定結果であり、黒線は誤差関数でフィッティングした結果である。レーザーをガウスビームを仮定すると、チタンサファイアレーザー発振器は $2\sigma = 1.54 \mu\text{m}$ となった。ファイバーレーザー光源では $2\sigma = 3.38 \mu\text{m}$ であった。チタンサファイアレーザーは、対物レンズ (OL2) の前で $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ に広がっているため、回折限界近くまで集光されている。一方で、ファイバーレーザー光源からのビーム径は数 mm であるため、回折限界まで集光されていない。

次にシリンドリカルレンズ (CL) を入れて、フィラメント状にビームを集光した。板ガラス (クライオスタットの窓材と同様) は取り外した。2 枚のナイフエッジを $50 \mu\text{m}$ 間隔でマウントに設置し、フィラメント状のビームを、この間の領域で切り出した。マウントは自動ステージに接続して、水平方向に $20 \mu\text{m}$ ステップで動かしながら、ビームパワーを測定した。黒破線に囲まれた領域が、試料に入射する。この領域の強度平均値に対して、最大最小を不均一性の値として示す。チタンサファイアレーザーの場合、均一性は $\pm 15\%$ となった。ファイバーレーザー光源の場合、均一性は $\pm 35\%$ となった。この均一性は、励起強度とトレードオフとなっている。対物レンズ (OL2) の前でビーム径をより広げる事で、均一性は高くなり、励起強度は小さくなる。フィラメント励起の一様性は、実験開始時と終了時に毎回測定をした。

第3章 実験結果と考察

リッジ型 GaAs 3 周期量子井戸レーザーとスラブ型 GaAs バルクレーザーを、チタンサファイアレーザー発振器とファイバーレーザー光源を用いて測定した。本章では、これらの実験結果および考察について説明する。

3.1 GaAs 量子井戸レーザーの基礎評価

利得スイッチング実験にあたり、300 K 環境下で GaAs 3 周期量子井戸レーザーの基礎測定を行った。励起光源には、モードロックチタンサファイアレーザーと連続発振チタンサファイアレーザーとを用いた。励起光は 1.7 eV(730 nm) とし、コアバリア層と量子井戸層を励起した。まず、これらの測定結果について説明する。

3.1.1 フィラメント状パルス励起を用いた導波路放出光スペクトルの測定

図 3.1 に測定結果を示す。測定光源にはモードロックチタンサファイアレーザー発振器を用いた。励起パルスはフィラメント状に集光し、リッジ上を一様に励起した。平均励起強度は 171 mW とした。試料から放出された導波路放出光を、垂直配置で検出した。放出光スペクトルは 75 cm のモノクロメータで測定した。この測定器のエネルギー分解能は 0.1 meV である。

図 3.1(a) は、測定した導波路放出光のスペクトルである。スペクトル中心は 1.448 eV であり、包絡線の半値全幅は 13 meV となった。スペクトル上にはフリンジ構造が見られた。内挿図に 1.440 eV から 1.4456 eV の範囲を拡大して示す。各エネルギー位置で、フリンジ間隔を測定すると図 3.1(b) が得られた。測定されたフリンジ間隔は 1.441 eV から 1.445 eV の範囲で、平均値は 0.30 meV となった。

ファブリ・ペロー型共振器では、導波路放出光のスペクトルにはこのような振動構造が現れる。このフリンジ間隔をフリースペクトルレンジ (FSR) と呼ぶ。共振器長を L 、群屈折率を n_g とすると、 FSR は次のように与えられる。

$$FSR = \frac{hc}{2n_g L} \quad (3.1)$$

ここで、 h はプランク定数、 c は真空中における光の速さである。この式に $FSR = 0.30$ meV を代入すると、 $n_g = 4.13$ を得た。ここから、試料導波路における群速度は $v_g = c/n_g = 7.26 \times 10^{-3}$ cm/ps となった。

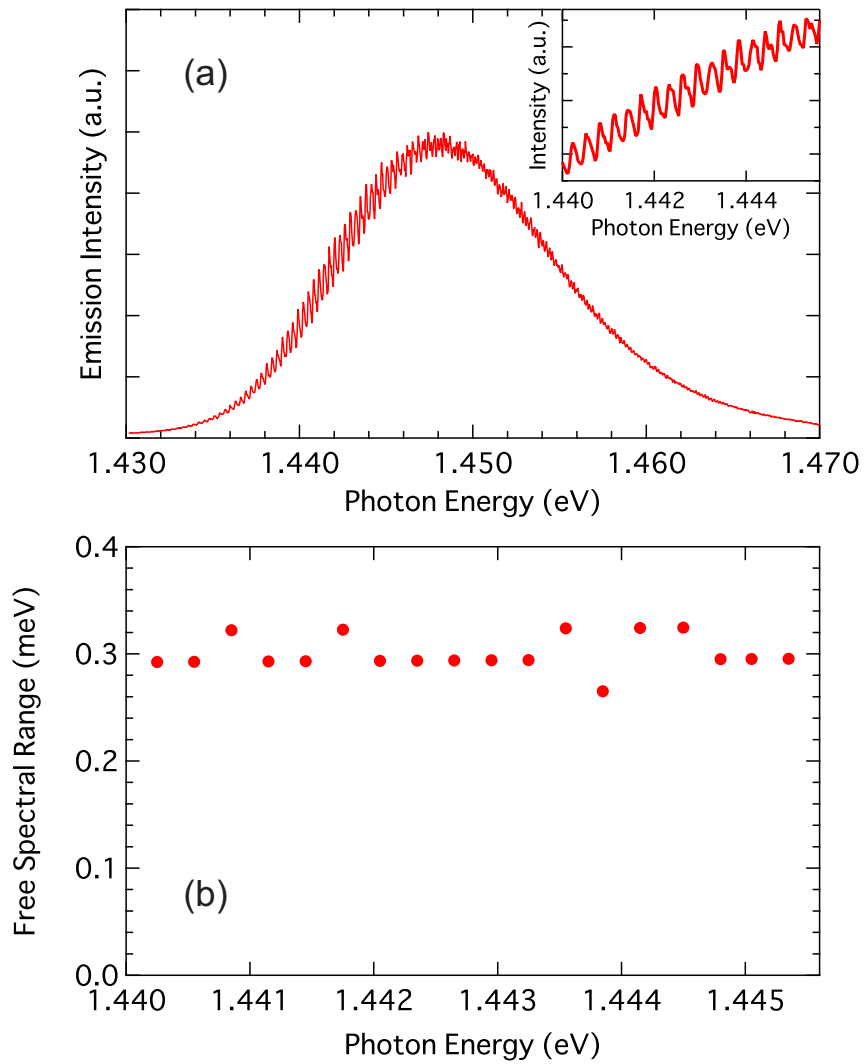


図 3.1: (a) 導波路放出光スペクトルと (b) フリンジ間隔。

3.1.2 点状連続励起を用いた導波路放出光スペクトルの測定

図 3.2 に赤線で測定結果を示す。測定には、連続発振チタンサファイアレーザーを用いた。励起光は点状に集光し、導波路の出口から 100 μm のリッジ上を励起した。励起強度は 2 mW とした。測定は垂直配置とし、導波路放出光をモノクロメータで測定 (分解能 0.1 meV) した。

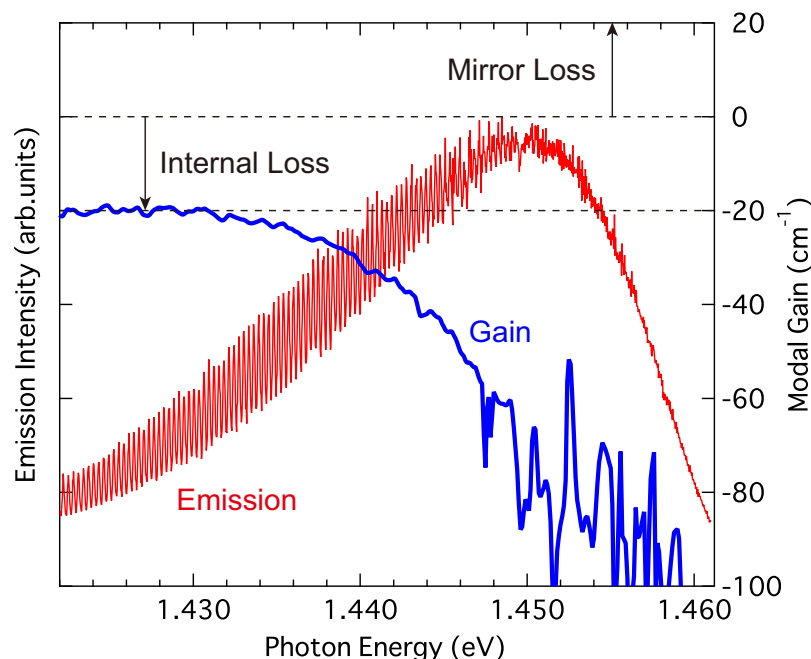


図 3.2: 点状励起での導波路放出光スペクトルと、フリッジ解析により導出した利得スペクトル。

スペクトル中心は 1.45 eV であり、中心位置から低エネルギー側で顕著なフリッジ構造が見られた。

フリッジ解析による利得スペクトルの導出

ここで、光学利得の基本事項を整理する。レーザー試料のネット利得 g_{net} は、材料利得 G と閉じ込め係数 Γ を用いて

$$g_{\text{net}} = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} - \alpha_{\text{m}} \quad (3.2)$$

と与えられる。ここで、共振器の内部損失 α_{int} 、ミラー損失 α_{m} とした。ミラー損失は、共振器両端面の反射率を R 、共振器長を L としたとき

$$\alpha_{\text{m}} = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (3.3)$$

となる。本試料では、共振器端面の反射率 R は 0.3 であり、共振器長 L が 500 μm であるため、ミラー損失は 20 cm^{-1} となる。式 3.2 のうち、ミラー損失を除いた部分はモード利得 g_{mod} と呼ばれる。

$$g_{\text{mod}} = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} \quad (3.4)$$

Cassidy 法によるフリンジ解析 [45, 46] では、 FSR の光強度の積分値 I_{sum} と、最小値 I_{min} を用いて利得値を導出する。 I_{sum} と I_{min} は、モード利得 g_{mod} を用いて次のように与えられる。

$$I_{\text{sum}} = FSR \frac{A(1-R)^2 e^{g_{\text{mod}}L}}{(1 + Re^{g_{\text{mod}}L})(1 - Re^{g_{\text{mod}}L})} \quad (3.5)$$

$$I_{\text{min}} = \frac{A(1-R)^2 e^{g_{\text{mod}}L}}{(1 + Re^{g_{\text{mod}}L})^2} \quad (3.6)$$

ここで、 $p = I_{\text{sum}}/(FSR \times I_{\text{min}})$ とおくと、モード利得は p を用いて

$$g_{\text{mod}} = \frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{p-1}{R(p+1)} \right\} \quad (3.7)$$

と書ける。この式を用いると、測定した導波路放出光スペクトルから p 、すなわち I_{sum} 、 I_{min} 、 FSR を求めれば、モード利得スペクトルが得られる。

図 3.2 に青線で、導出した利得スペクトルを用いた。1.45 eV よりも高エネルギー側に見られる大きな吸収は、電子と重い正孔の光学遷移である。低エネルギー側では、バンドギャップ以下においてエネルギー依存性の無い吸収がある。透明領域であっても、共振器内の不純物による光の散乱などにより損失が生じる。これが内部損失であり $\alpha_{\text{int}} = 20 \text{ cm}^{-1}$ となった。単位時間あたりに共振器から光が失われるレート、すなわち共振器寿命は

$$\tau_p = \frac{1}{v_g \times (\alpha_{\text{int}} + \alpha_m)} \quad (3.8)$$

と与えられる。式 3.8 に、ミラー損失 $\alpha_m = 20 \text{ cm}^{-1}$ 、内部損失 $\alpha_{\text{int}} = 20 \text{ cm}^{-1}$ および、群速度 $v_g = 7.26 \times 10^{-3} \text{ cm/ps}$ を代入すると、 $\tau_p = 3.4 \text{ ps}$ が得られた。

3.1.3 点状パルス励起を用いた自然放出光の時間分解測定

図 3.3 に自然放出光の時間分解測定結果を示す。共振器の中央部分をリッジ上に点状に集光した。測定光源にはモードロックチタンサファイアレーザーを用いた。750 nm (1.65 eV) ローパスフィルタを試料から検出器の間に挿入して、励起光を減光した。検出器にはストリークカメラを用いた。励起密度は $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ (励起強度 1.8 mW) と $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ (励起強度 0.2 mW) とした。縦軸は規格化して、対数プロットを示した。時間原点は、励起パルスのピーク位置とした。自然放出光は指数関数的に減衰している事がわかる。励起密度を $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ から $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ に増加すると、減衰が速くなった。黒線は単一指数関数でフィッティングした結果である。減衰の時定数は、励起密度 $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ と $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ の場合で、それぞれ 4.1 ns と 1.9 ns となった。この時定数は、輻射再結合と非輻射緩和の両方を含んだキャリア寿命である。

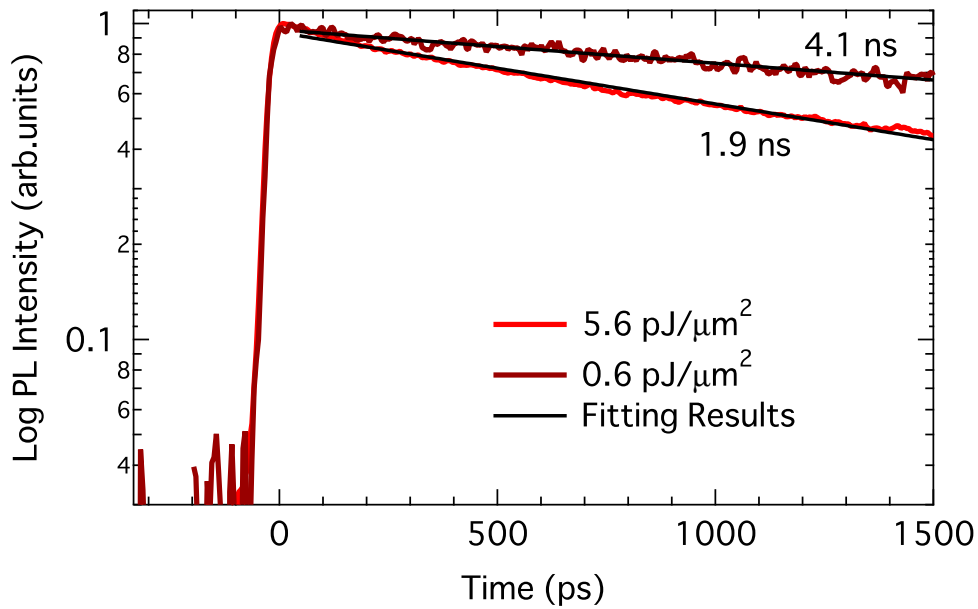


図 3.3: 自然放出光の時間分解測定

自然発光の減衰時間を決める支配的要因は、以下に示す3つの密度領域で変化する。低密度極限では、励起キャリアが格子欠陥や不純物準位にトラップされて非輻射緩和が生じ、自然発光の減衰時間はこの非輻射緩和レートによって支配的に決まる。励起密度を大きくすると、不純物準位がキャリアで飽和することで輻射再結合が優勢となり、数 ns までキャリア寿命が長くなる。更に励起密度を上げると、オージェ過程などの多体散乱によって非輻射緩和の割合が大きくなるため、再び自然発光の減衰時間が短くなる。

本試料は高品質で不純物濃度が非常に小さく抑えられており、欠陥や不純物による非輻射緩和が支配的な領域は、本測定では観測されなかった。励起密度 $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ の場合は輻射再結合が優勢な領域であり、キャリア寿命 4.1 ns は主に輻射再結合レートによって決まっている。励起密度を $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ から $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ まで大きくすると、キャリア寿命は 4.1 ns から 1.9 ns に減少している。 $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起の場合は多体散乱効果による非輻射緩和が増える事で、減衰時間が短くなったと考えられる。

以上の基礎測定結果を表 3.1 にまとめた。これらの結果に基づいて GaAs 3 周期量子井戸レーザーの利得スイッチ現象を解析する。

表 3.1: 300 K における GaAs 3 周期量子井戸レーザーの基礎評価まとめ

物理量	測定値
群速度	$7.26 \times 10^{-3} \text{ cm/ps}$
共振器寿命	3.4 ps
キャリア寿命	$\sim 3 \text{ ns}$

3.2 GaAs量子井戸レーザーの利得スイッチ動作

モードロックチタンサファイアレーザーを用いて、300 K環境下における利得スイッチ GaAs 量子井戸レーザーの測定を行った。チタンサファイアレーザー光は 1.7 eV(730 nm) とし、コアバリア層と量子井戸層を励起した。

3.2.1 低密度領域における利得スイッチング実験

GaAs 3周期量子井戸レーザーを、モードロックチタンサファイアレーザー発振器を使って、共振器全体をファイラメント上に一様励起した。試料端面から放出される利得スイッチパルスを垂直検出配置で測定した。

図 3.4 は、励起密度に対する、ファセットあたりの試料からの平均出力強度である。光強度測

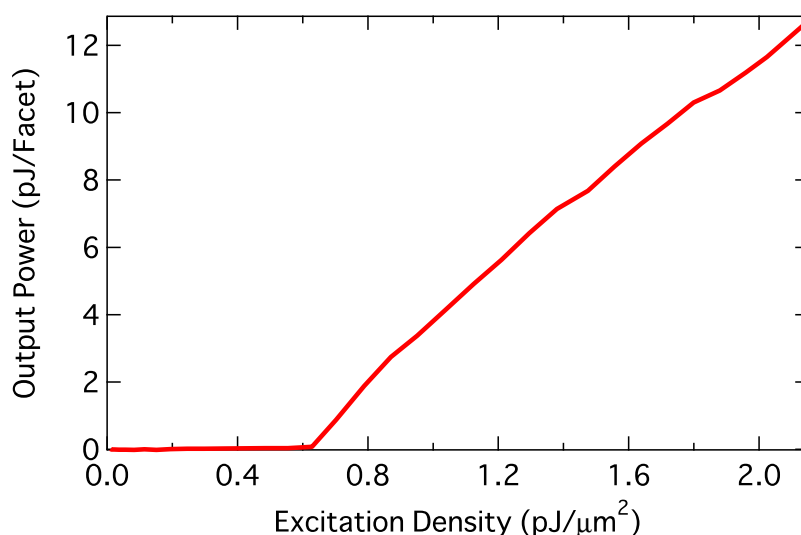


図 3.4: GaAs 3周期量子井戸レーザーの発振特性

定には Si 検出器を用いた。励起密度を増加させると 0.63 pJ/μm²(励起強度 40 mW) の位置で、出力強度が閾値を持って急激に増加した。更に励起密度を増加させると、出力強度は線形に増加していった。2.15 pJ/μm²(励起強度 134 mW) の励起で出力強度は、ファセットあたり 12.7 pJ(1 mW) であった。この入出力強度特性は IL 曲線と呼ばれ、レーザー発振の有無を判断する指標として使用される。発振閾値 0.63 pJ/μm² 以上でレーザー発振が実現される事がわかった。

次に、ストリークカメラへ光を導入して時間分解測定を行った。図 3.5(a) は、利得スイッチパルスのエネルギー積算時間波形の励起密度依存性である。赤線は放出パルスの時間波形である。黒線は、励起パルスの導波路端面での散乱光の時間波形を示している。時間原点は励起パルスの散乱光のピーク位置とした。

パルス幅(時間波形の FWHM で定義する)と遅延時間(励起パルスのピーク位置と、利得スイッチパルスのピーク位置の間隔で定義する)は、発振閾値付近である 0.74 pJ/μm² 励起の場合、それぞれ 71 ps と 123 ps となった。この励起パルスは、誘導放出光出口の共振器端面での

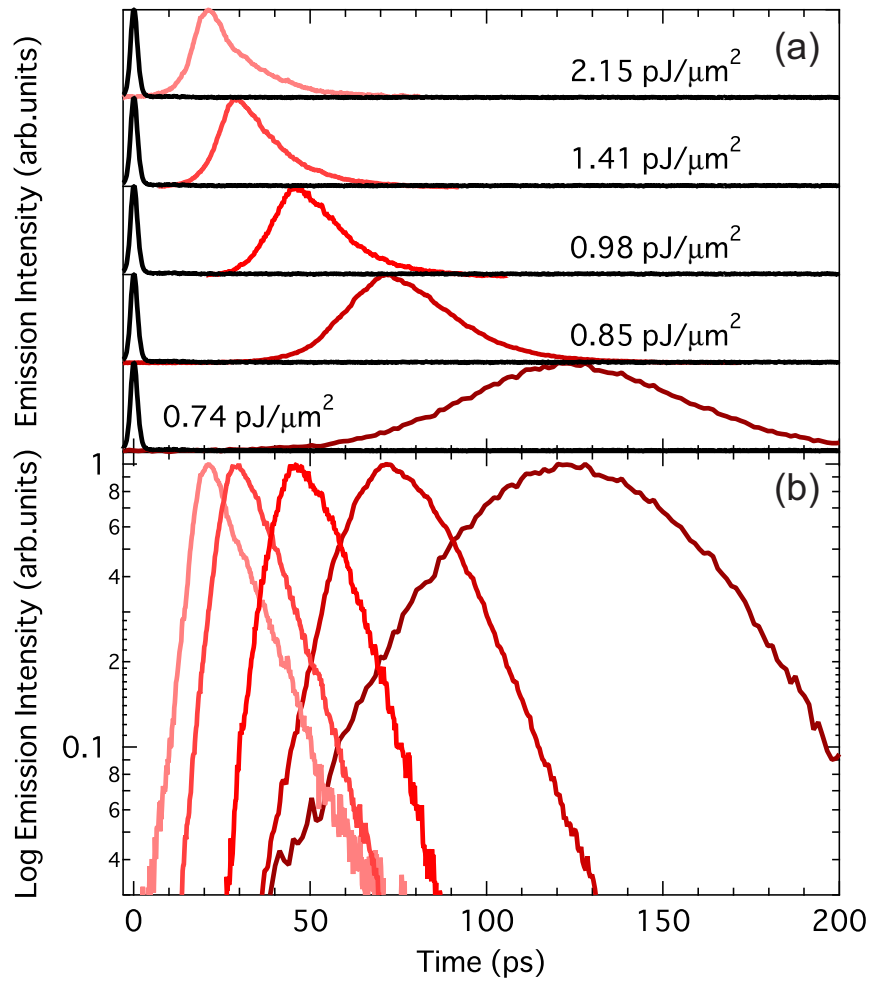


図 3.5: 試料環境温度 300 K における、GaAs 3 周期量子井戸レーザーからの利得スイッチパルスエネルギー積算時間波形。線形プロット (a) と対数プロット (b)。黒線は励起パルスの散乱光の時間波形、赤線は導波路放出光の時間波形である。

散乱を見ている。しかし、試料表面の散乱や、もう一方の共振器端面での散乱、試料をマウントしている銅ブロックの散乱の可能性もあるので、その不確定性を含んでいる事に注意が必要がある。

励起密度を上げていくとパルス幅と遅延時間が減少する傾向が見られた。2.15 pJ/μm² 励起の場合、パルス幅と遅延時間はそれぞれ、14 ps と 21 ps となった。この結果から、パルスエネルギーが 12.7 pJ/Pulse であったので、ピーク強度は 1 W である。パルス幅と遅延時間の励起密度依存性を図 3.6(a) に赤点で示す。赤点を繋ぐ線はアイガイドである。励起密度が 1.0 pJ/μm² を超えるとパルス幅と遅延時間の変化は小さくなり、一定値に収束していった。

図 3.5(b) は、図 3.5(a) に示した利得スイッチパルスの時間波形の縦軸を対数プロットした結果である。各励起密度において、時間波形の立ち上がりが指数関数型となった。図 3.6(b) の赤点はパルスの立ち上がりの時定数の逆数 τ_{rise}^{-1} を、各励起密度に対してプロットした結果である。

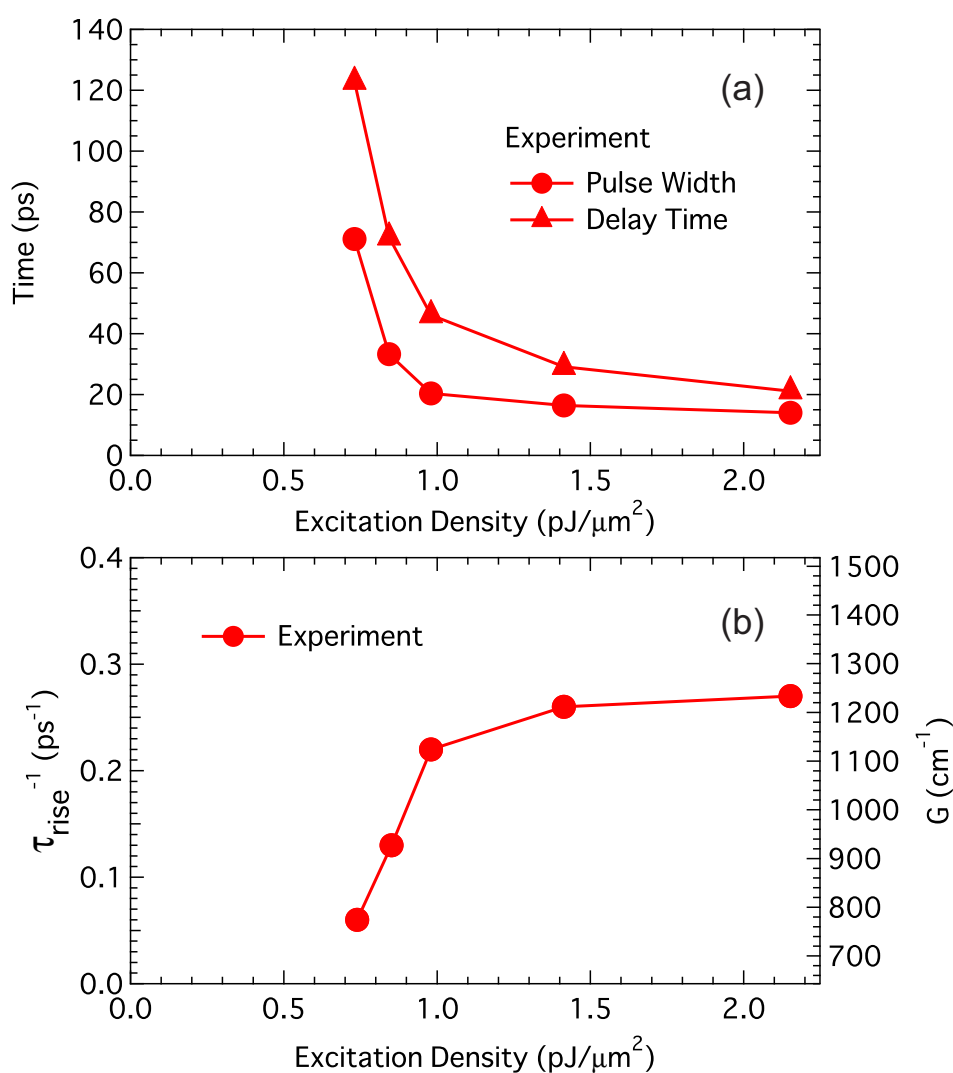


図 3.6: (a) パルス幅と遅延時間の励起密度依存性。赤点が実験結果であり、赤線はアイガイドである。(b) 利得スイッチパルスの立ち上がりの時定数の逆数。赤点が実験結果であり、赤線は赤点を線形内挿した結果である。

τ_{rise}^{-1} は、 $0.74 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ と $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起でそれぞれ 0.06 ps^{-1} 、 0.27 ps^{-1} となった。 $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起において、利得スイッチパルスのタイミングジッターは 2.5 ps であり、この見積もりにおいて、タイミングジッター影響は無視できる。発振閾値付近では励起密度に対して線形に増加する。励起密度を更にあげると、一定値に収束していく傾向が見られた。

3.2.2 フォトディテクターとサンプリングオシロスコープを用いたパルス波形の測定

図 3.7(a) に測定した時間波形を示す。

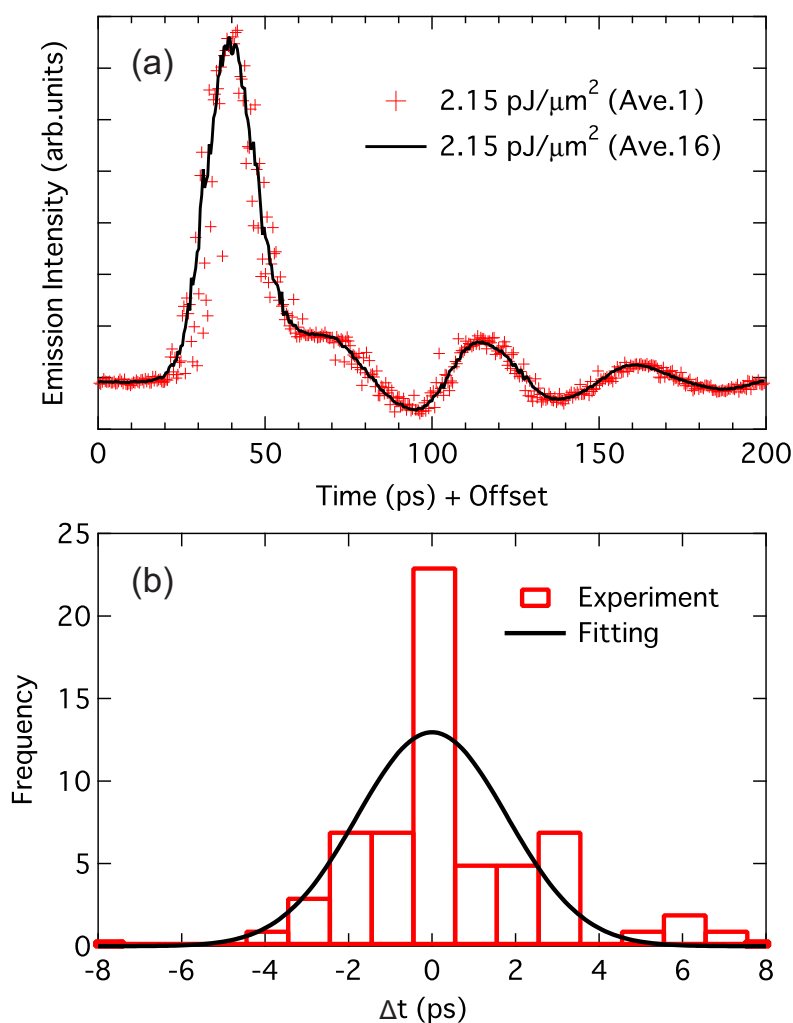


図 3.7: 高速フォトディテクターとサンプリングオシロスコープによる時間波形の測定結果 (a) と、時間波形から利得スイッチパルスのタイミングジッターを評価した結果 (b)。

測定条件は、上述のストリークカメラを用いた測定と同条件として、測定装置をストリークカメラの代わりに高速フォトディテクター (New Focus Model 1004 帯域幅 40 GHz) と、サンプリングオシロスコープ (Agilent DCA-X 86100D 帯域幅 50 GHz) を用いた。励起密度は $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ とした。サンプリングオシロスコープのトリガーには、チタンサファイアレーザーの光

トリガーを使用した。フォトディテクターの入力光ファイバーであるため、780 nm シングルモードファイバー長さ 2 m に、試料からのコリメート光を対物レンズ (C560TME-B NA 0.18) を用いて結合した後、フォトディテクターに光を導入した。赤点と黒点はそれぞれ、サンプリングオシロスコープの積算回数を 1 と 16 に設定した場合の時間波形である。パルス幅は 18 ps となった。

時間波形の測定結果から、利得スイッチパルスのタイミングジッターを評価するため、図 3.7(a) において、黒線に対する赤点の時間方向の差を Δt とし、 Δt のヒストグラムを作成した。この解析には、時間軸上で 30 ps から 60 ps の領域内にある赤点を使用した。図 3.7(b) に赤線で解析結果を示す。ヒストグラムのビン幅は 1 ps としている。この結果に対して、ガウス関数 (黒線) でフィッティングを行うと、 $\sigma = 2.54$ ps となった。

3.2.3 測定結果の解析

初期利得の抽出

得られた測定結果を解析するために、半導体レーザーレート方程式を用いた。この方程式はインパルス励起の下で、量子井戸一層あたりの 2 次元表面キャリア密度 n 、2 次元表面光子密度 s を用いて以下のように与えられる。

$$\frac{dn}{dt} = n_0\delta(t) - \frac{1}{m}v_g\Gamma\frac{G(n)}{1+\epsilon s}s - \frac{n}{\tau_c} \quad (3.9)$$

$$\frac{ds}{dt} = v_g\Gamma\frac{G(n)}{1+\epsilon s}s - \frac{s}{\tau_p} + m\beta\frac{n}{\tau_c} \quad (3.10)$$

ここで、 n_0 は励起直後の初期キャリア密度、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数、量子井戸数 m 、群速度 v_g 、閉じ込め係数 Γ 、材料利得 $G(n)$ 、利得抑制因子 ϵ 、キャリア寿命 τ_c 、共振器寿命 τ_p 、自然放出結合定数 β とした。

利得スイッチパルスの立ち上がりにおいて、キャリア寿命が利得スイッチングの継続時間に比べて長い場合、キャリア密度は時間的に一定と見なす事が出来る。式 (3.10) より、利得スイッチパルスの立ち上がりは時間について指数関数型となり、その時定数 τ_{rise} と、初期利得 $G(n_0)$ の間には

$$\tau_{\text{rise}}^{-1} = v_g \{ \Gamma G(n_0) - v_g^{-1} \tau_p^{-1} \} = v_g g_{\text{net}} \quad (3.11)$$

の関係が成り立つ。 g_{net} は試料のネット利得である。この関係式を用いると、利得スイッチパルスの立ち上がりの時定数を測定すれば、 $G(n_0)$ が $G(n)$ の形や ϵ に依存せずに、実験から得られるはずである。

図 3.6(b) の右軸は、測定で得られた時間波形の立ち上がりの時定数 τ_{rise} から、式 (3.11) を用いて初期利得を見積もった結果である。 v_g と τ_p には表 3.1 の結果 ($v_g = 7.26 \times 10^{-3}$ cm/ps、 $\tau_p = 3.4$ ps) を用いた。励起密度をあげると利得値が飽和し、 2.15 pJ/ μm^2 励起において 1200 cm^{-1} となった。

タイミングジッターがパルスの立ち上がりに与える影響

利得スイッチパルスのタイミングジッターが、パルスの立ち上がりに与える影響を調べるため、3種類の時定数 τ を持つ単一指数関数に対して、ガウス関数で畳み込み操作を行った。図3.8に結果を示す。縦軸は対数とした。

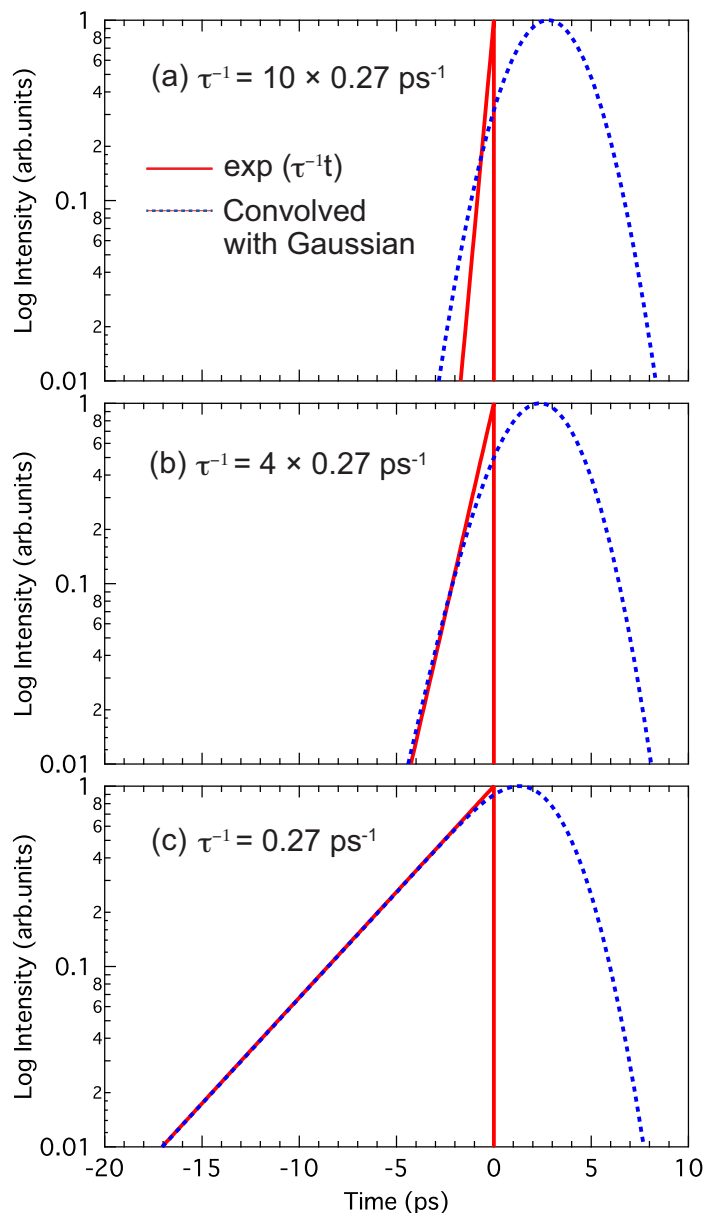


図 3.8: 利得スイッチパルスのタイミングジッターが、立ち上がり時間に与える影響

赤線は、時定数 $\tau^{-1} =$ (a) $10 \times 0.27 \text{ ps}^{-1}$ 、(b) $4 \times 0.27 \text{ ps}^{-1}$ 、(c) $1 \times 0.27 \text{ ps}^{-1}$ を持つ単一指数関数である。青破線は、これらの関数を $\sigma = 2.54 \text{ ps}$ のガウス関数で畳み込んだ時間波形である。 $\tau^{-1} = 4 \times 0.27 \text{ ps}^{-1}$ から $\tau^{-1} = 10 \times 0.27 \text{ ps}^{-1}$ の間で、赤線と青線の立ち上がりに顕著な差が表れる。一方で、 $\tau^{-1} = 0.27 \text{ ps}^{-1}$ の場合、立ち上がりの時定数は、畳み込んだ前後で変化が見られなかった。実験結果では $\tau^{-1} < 0.27 \text{ ps}^{-1}$ なので、結果の解析へのジッターの影響はほとんど無い。

時間波形の計算

各励起密度で得られた初期利得 $G(n_0)$ を直線で内挿した関数を $G(n)$ とし、レート方程式 (3.9)(3.10) を、2次元表面キャリア密度 n と2次元光子密度 s について数値的に解いた。図 3.9 と図 3.10 に計算結果を示す。黒線は励起パルス、青線は利得スイッチパルスである。計算に使用したパラメータは、閉じ込め係数 $\Gamma = 0.063$ 、キャリア寿命 $\tau_c = 3$ ns、自然放出結合定数 $\beta = 10^{-5}$ とした。利得抑制因子は $\epsilon = 0$ とおいた。

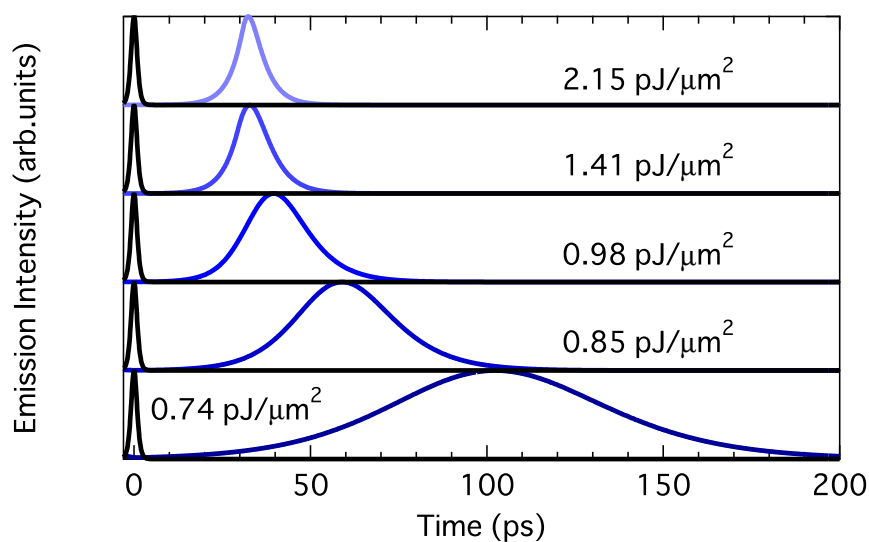


図 3.9: レート方程式を用いた利得スイッチパルスの時間波形シミュレーション。黒線が励起パルスの時間波形、青線は利得スイッチパルスの時間波形の励起密度依存性を示している。

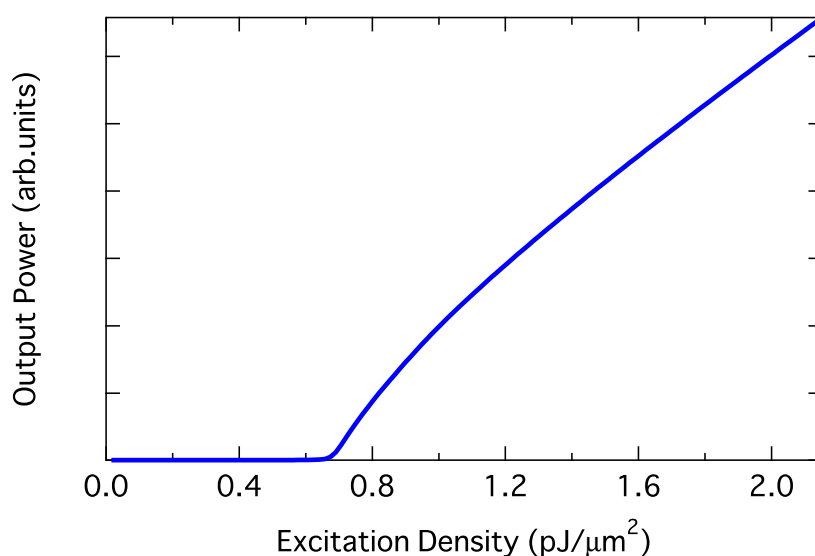


図 3.10: レーザー発振特性の計算結果。

励起密度 $0.74 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ において、パルス幅と遅延時間はそれぞれ 71 ps 、 102 ps となった。励起密度 $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ の場合は、パルス幅と遅延時間は 8 ps 、 32 ps となった。

図3.11に、計算した利得スイッチパルスのパルス幅と遅延時間の励起密度依存性を青線で示す。

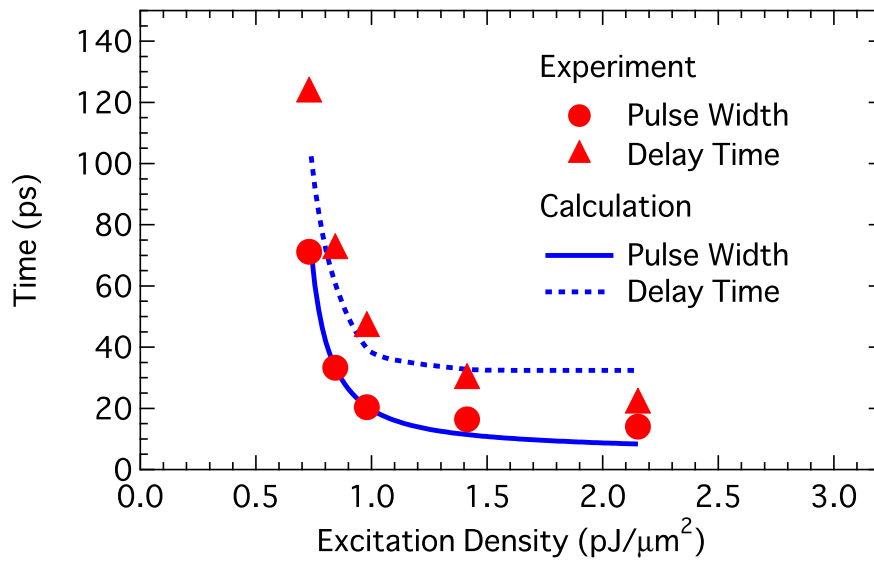


図 3.11: 実験結果とレート方程式計算との比較。

計算でを使用した $G(n)$ は測定で得られた $G(n_0)$ に基づいて仮定した利得曲線であるが、実験結果を再現する事がわかった。

利得計算との比較

実験で得られた初期利得値と、定常状態を仮定した利得計算(自由電子近似計算 [14]) との比較を行った。図 3.12 の青実線はキャリア温度 300 K における計算結果である。ここで、キャリア密度(上軸)は、発振キャリア密度が励起密度(下軸)の $0.63 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ の位置に合うようにスケールした。

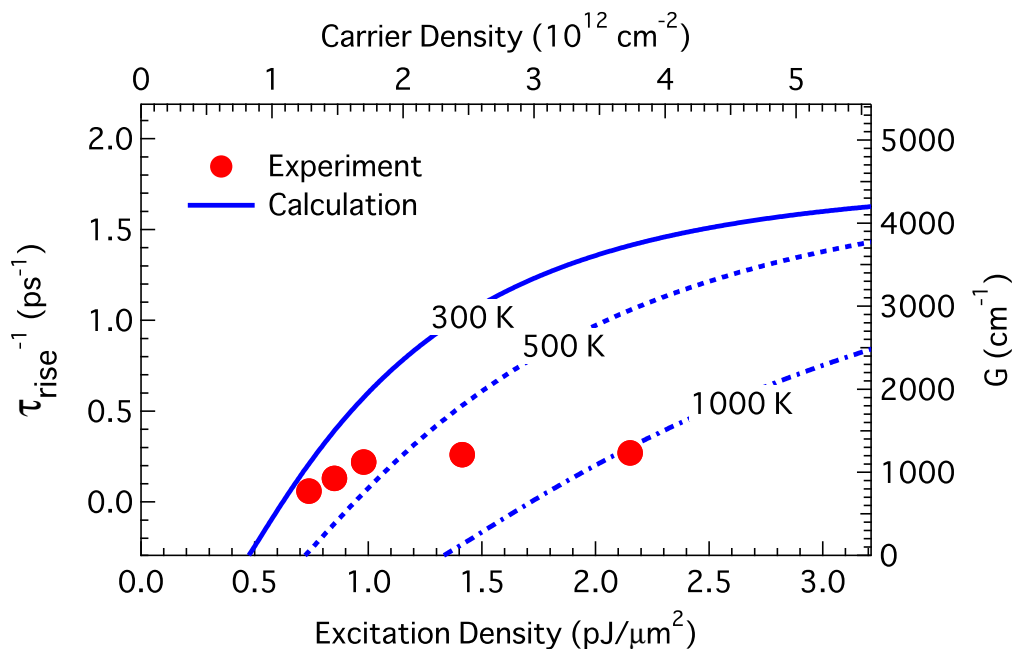


図 3.12: 利得計算との比較

2次元状態密度を反映した利得飽和が高密度領域で現れており、その飽和利得値は 4600 cm^{-1} と計算された。測定した飽和利得 1200 cm^{-1} は、計算結果の $1/4$ 程度であった。利得スイッチング中の動的効果によって、定常状態の状態密度飽和よりも強い利得飽和が起こっている事がわかる。

図 3.12(a) の青点線と青破線で、キャリア温度 500 K、1000 K の場合で計算した結果を示す。励起密度が $0.98 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ における実験結果の赤点 ($n_0 = 1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $G(n_0) = 1100 \text{ cm}^{-1}$) は、500 K での計算結果に近くなっている。この結果は励起直後の初期キャリア温度が約 500 K になっている事を示唆している。同様に、励起密度が $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ における実験結果の赤点 ($n_0 = 3.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $G(n_0) = 1200 \text{ cm}^{-1}$) は、1000 K での計算結果に近く、初期キャリア温度は約 1000 K と見積もられた。励起直後のキャリアが、ホットな温度分布になっているとすると、測定された飽和利得値を説明できる。

3.2.4 自然放出光の時間スペクトル分解測定

チタンサファイアレーザー光を、試料のリッジ上に点状に集光し、反射測定配置で自然放出光をストリークカメラを用いて時間分解スペクトルを測定した。励起光をカットするため、750 nm(1.65 eV)のロングパスフィルタを、試料と検出器の間に挿入した。図 3.13 に測定した自然放出スペクトルの励起密度依存性を示す。

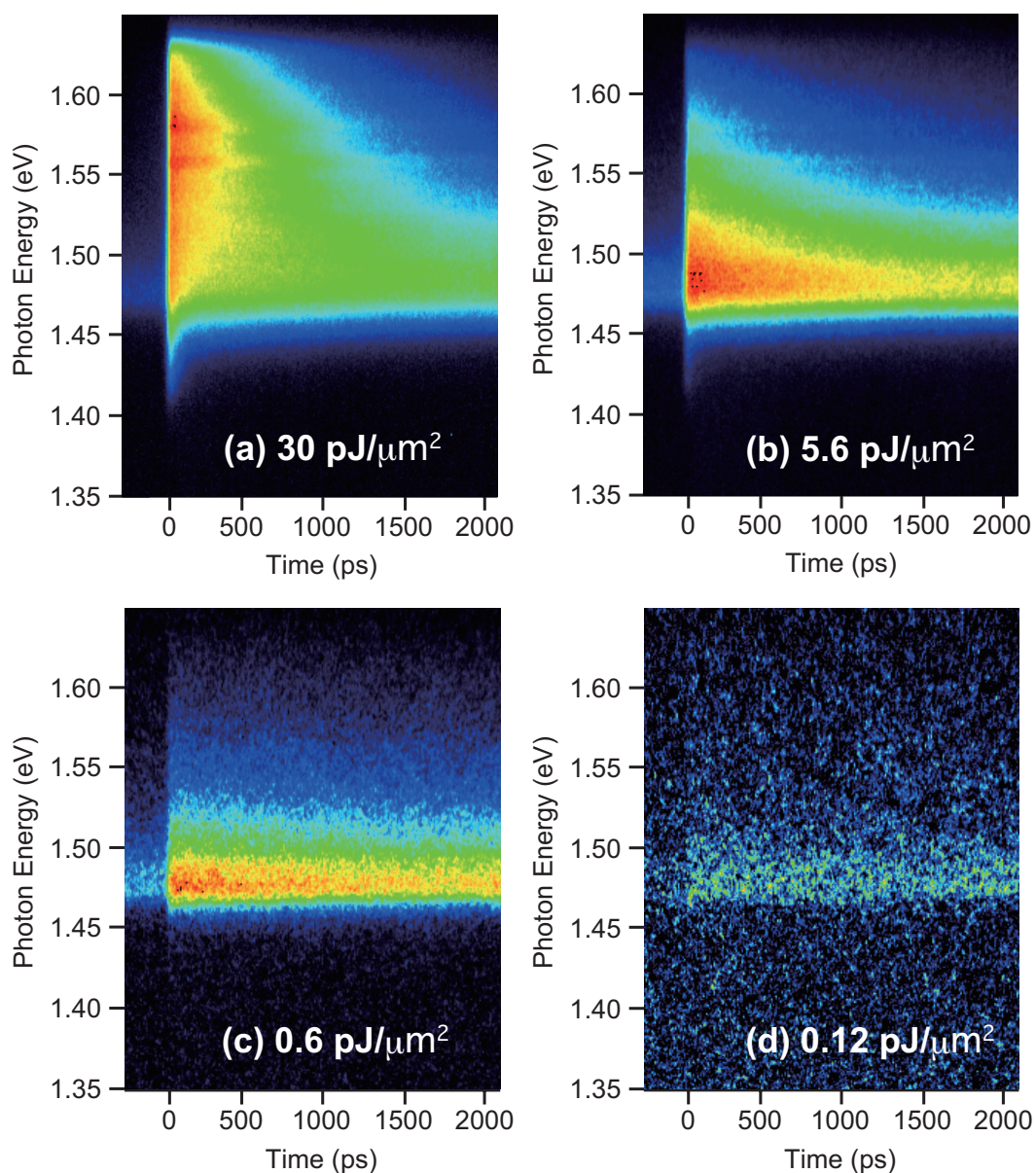


図 3.13: 自然放出光の時間スペクトル分解測定。

点状励起の励起密度 (b) $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ (励起強度 1.8 mW) と (c) $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ (励起強度 0.2 mW) は、それぞれフィラメント励起の場合の利得飽和領域と発振閾値励起密度に相当する。

続いて図 3.14(a) に、 $t = 50$ ps におけるエネルギースペクトルを励起密度 $5.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ と $0.6 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ の場合で示す。時間積分範囲は 0 から 100 ps までとした。また、(b) には $t = 12$ ns におけるスペクトルを示す。縦軸は規格化して対数表示で示した。

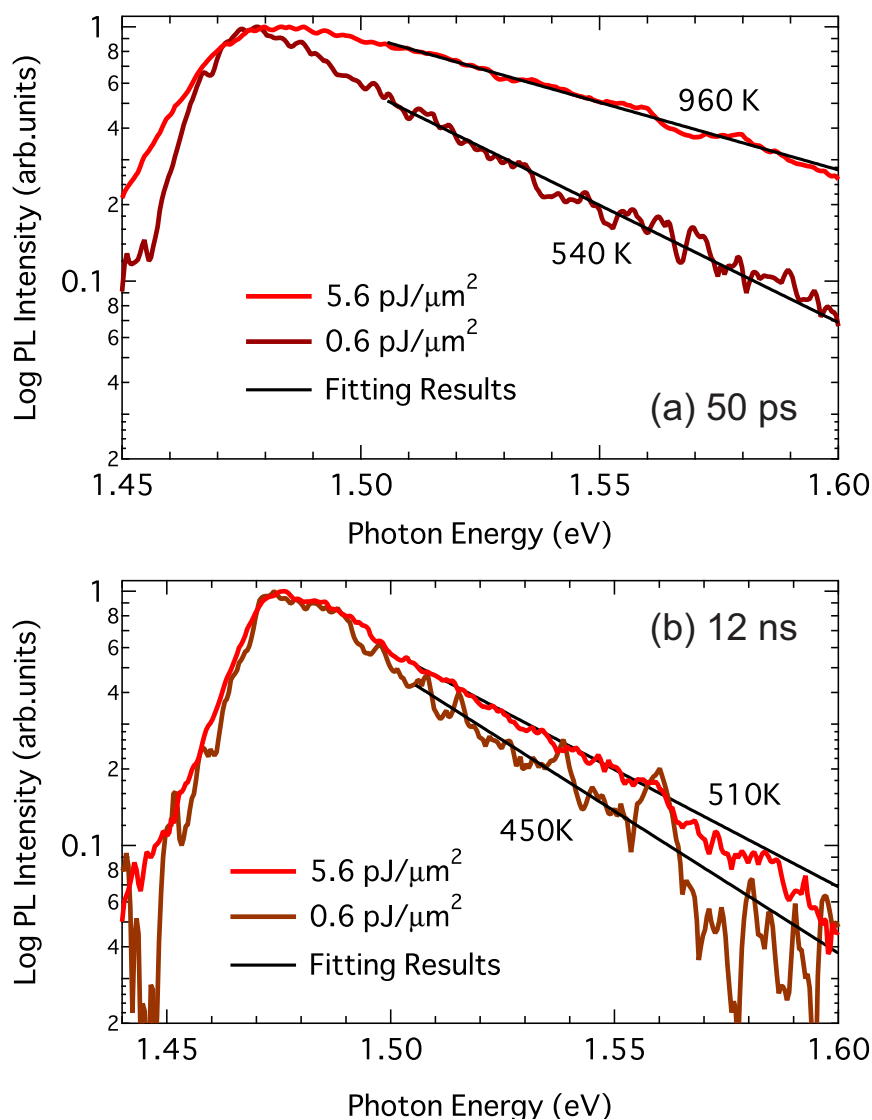


図 3.14: 自然放出光の瞬時スペクトル

(a) と (b) いずれも発光中心は 1.48 eV であった。自然放出スペクトルの高エネルギーの裾野が直線、すなわち指数関数型となっている。(a) と (b) どちらも励起密度が高い方が、直線の傾きが緩やかになっている。

3.2.5 キャリア温度の見積もり

自然放出スペクトルの高エネルギー側の裾野を、ボルツマン因子でフィッティングし (図 3.14 黒線)、キャリア温度と、その時間変化を見積もった [47, 48]。図 3.15 に結果を示す。

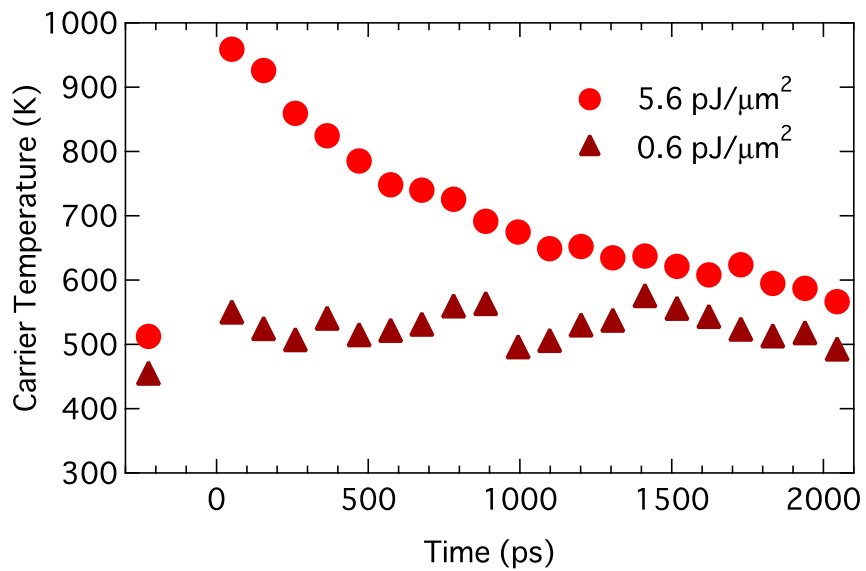


図 3.15: キャリア温度の時間変化

5.6 pJ/μm² 励起の場合、0.6 pJ/μm² 励起の場合に比べて、 $t = 0$ の前後で優位な温度上昇が見られた。初期キャリア温度は約 1000 K となり、励起初期におけるホットキャリアの存在を支持する結果となった。温度上昇後は、100 ps のスケールでキャリアが冷却される。10 ns 後には、キャリア温度は格子温度と等しくなっていると予想されるが、5.6 pJ/μm² 励起、0.6 pJ/μm² 励起いずれの場合も、約 500 K と見積もられた。この原因は、自然放出光の信号強度が弱くなり S/N 比が低下した事で、ノイズが混ざった信号を解析する際に生じる不確かさ、あるいは、本方法によるキャリア温度の決定精度の限界だと考えられる。

3.2.6 高密度領域における利得スイッチング実験

前述の低密度領域から励起を強くして、高密度領域での時間波形を測定した。図 3.16(a) に紫線で、励起密度 $3.23 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 、 $4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ でのエネルギー積算時間波形を示す。比較のため、赤線で低密度領域における時間波形も示す。励起密度 $3 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 以上の高密度領域では、励起密度を上げると遅延時間は短くなったが、逆にパルス幅は長くなった。また、時間波形に振動成分が観測された。

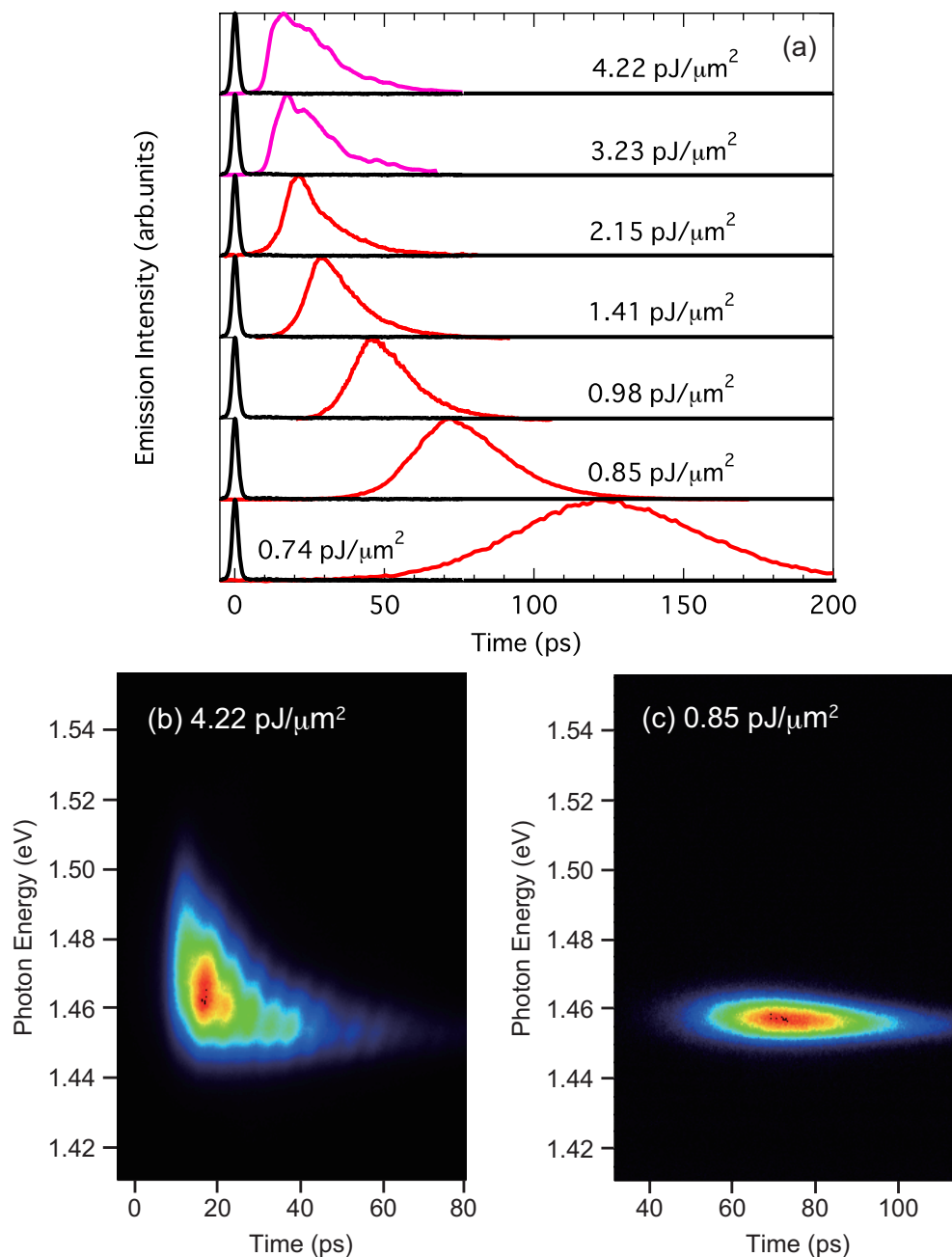


図 3.16: 低密度から高密度領域におけるエネルギー積算時間波形 (a)。高密度領域 (b) と低密度領域 (c) におけるエネルギー分解時間波形。

図 3.16(b) は、 $4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起における利得スイッチパルスの時間波形を、スペクトル分解した結果である。比較のため、図 3.16(c) に、低密度領域 (励起密度 $0.85 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$) における、典型的な利得スイッチパルス時間波形のスペクトルも示す。低密度領域では、スペクトル幅が細くてエネルギー依存性が小さい。これに対して $4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起の場合は、以下の特徴が見られた。

- スペクトル線幅の広がり：
高エネルギー方向へ顕著な広がりが現れている。スペクトルが高エネルギー方向に 40 meV 広がっている。低エネルギー方向への広がりは 10 meV となっている。
- 放出継続時間のエネルギー依存性：
高エネルギー側では低エネルギー側に比べて放出光の継続時間が短い。逆に低エネルギー側では長い裾野を持つ。
- ストリーク像の明暗構造：
ストリーク像に明暗構造が現れている。

図 3.17 に測定したレーザー発振特性を示す。

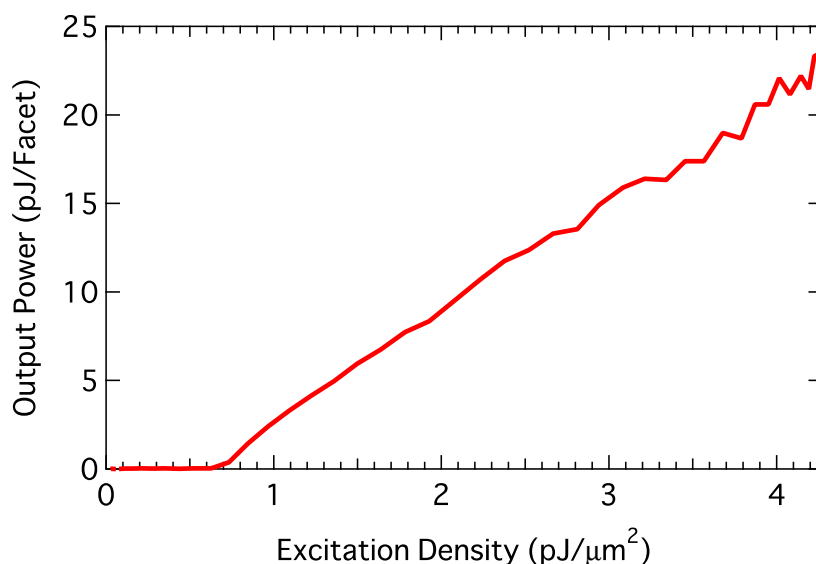


図 3.17: 高密度領域を含めたレーザー発振特性

$4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起において平均出力強度はファセットあたり 23 pJ となった。

図 3.18 と図 3.19 に、各励起密度における時間スペクトル分解結果を示す。ストリークカメラ前段に設置されている分光器の回折格子を、 $150 \text{ gr}/\text{mm}$ の場合と $50 \text{ gr}/\text{mm}$ の場合で測定した。図 3.19 は、励起パルスの散乱光を測定ウィンドウ内に入れて測定しているため、パルスの遅延時間がわかる。図 3.18 は、より高いエネルギー分解能で測定しているため、パルスダイナミクスが見やすくなっている。これらのストリーク像を見ると、励起密度 $2 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ を超えた領域で徐々に明暗構造が見え始め、 $3 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ を超える高密度域では、顕著な構造が確認できる。

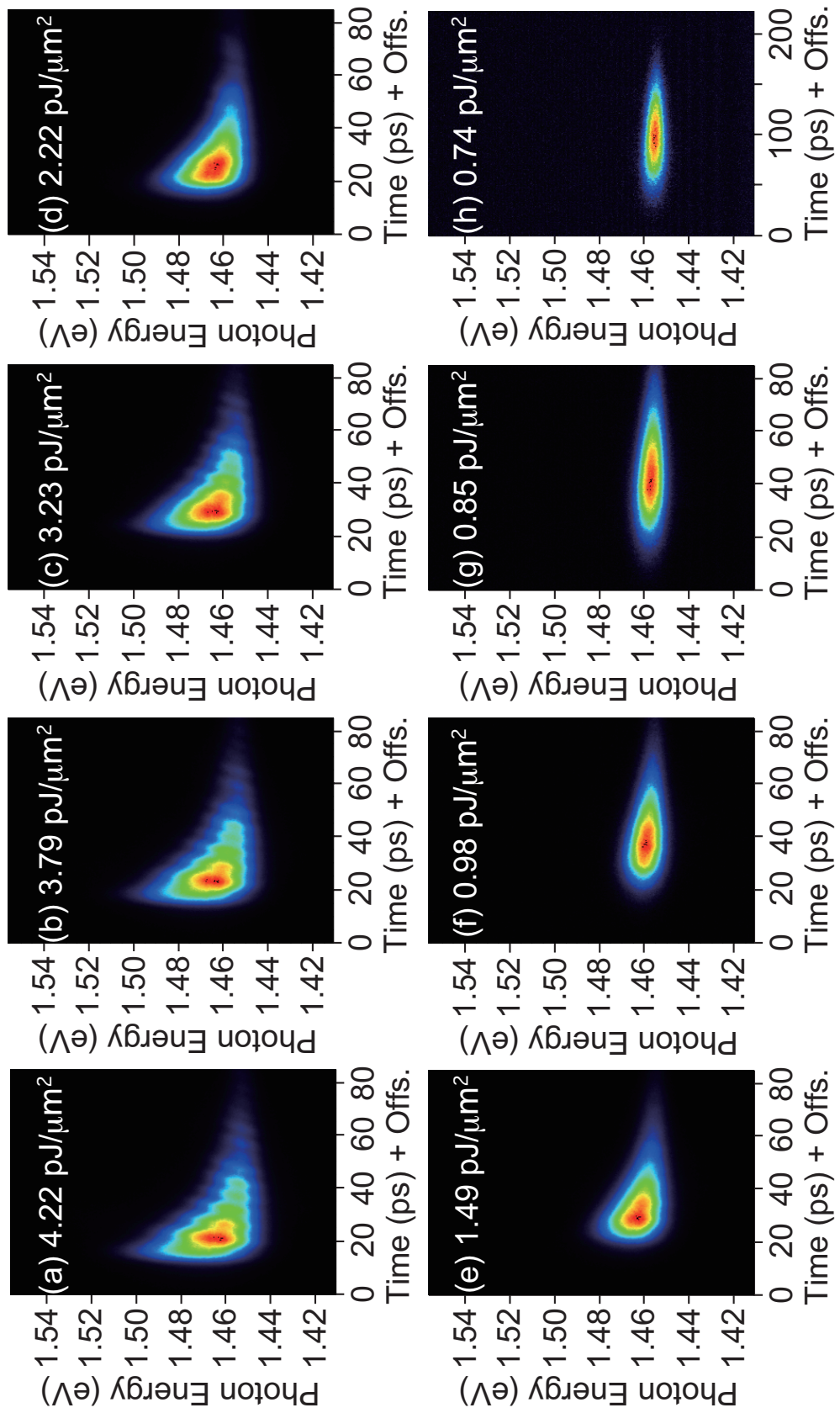


図 3.18: 回折格子 150 gr/mm を用いた励起密度依存性の測定結果

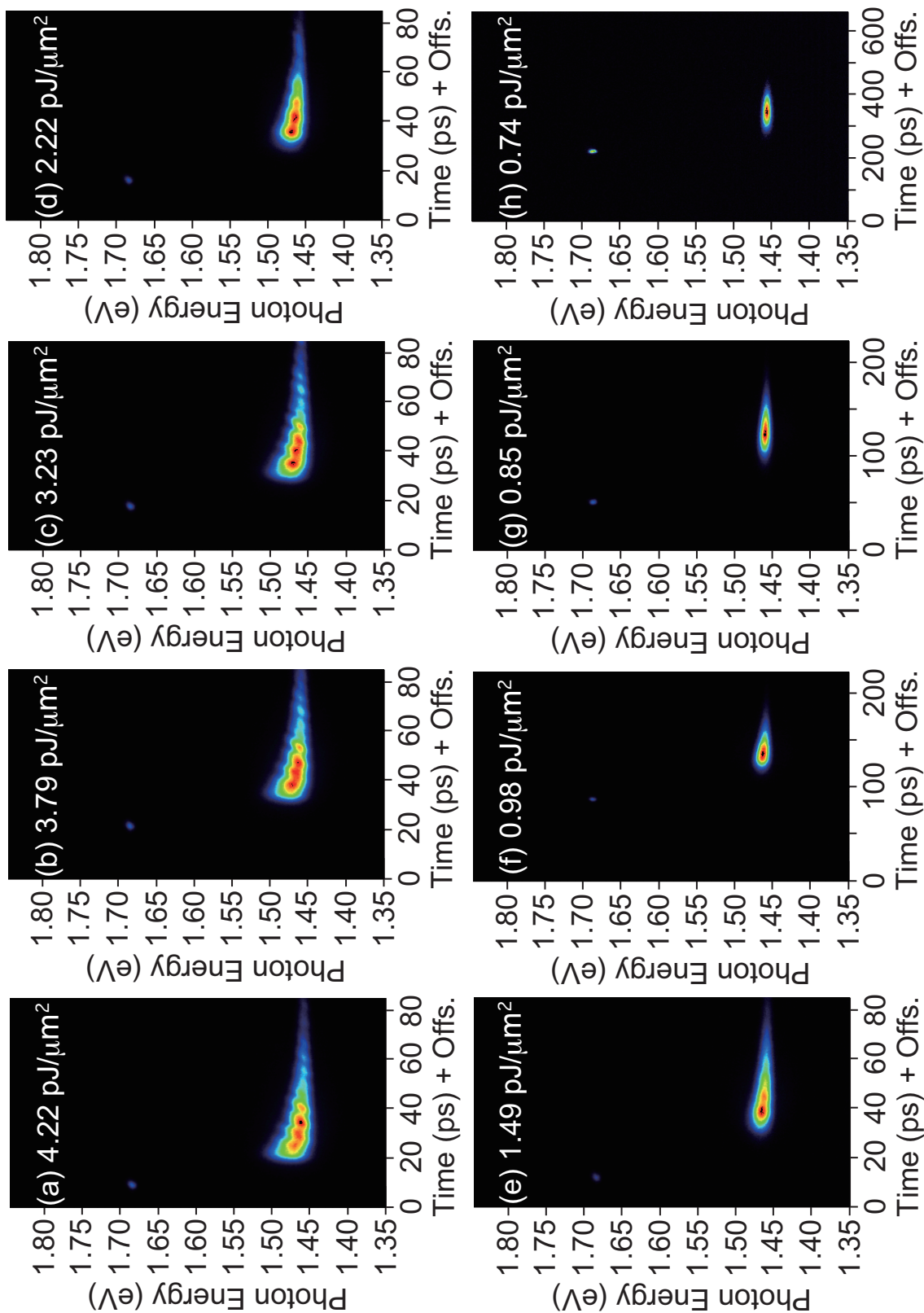


図 3.19: 回折格子 50 gr/mm を用いた励起密度依存性の測定結果

高密度領域 $4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起の特徴を更に調べるため、図 3.16(b) をエネルギー方向にスライスし、その中で特徴的な時間波形を図 3.20 に示す。青線と赤線は、それぞれ 1.50 eV 、 1.45 eV 位置の時間波形である。黒線はエネルギー積算時間波形である。

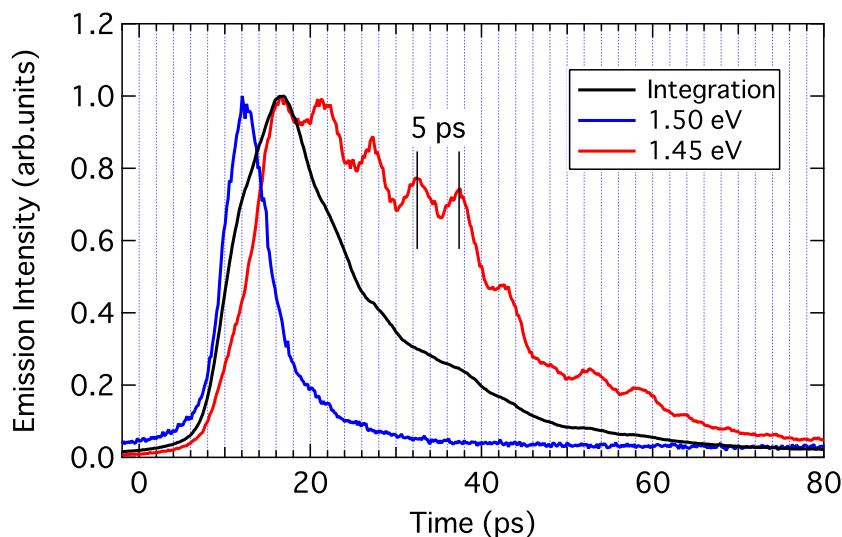


図 3.20: 高密度領域における利得スイッチパルスのエネルギースライス時間波形。

パルス幅は青線が 6 ps 、赤線が 36 ps (波形の包絡線に対する値) となった。遅延時間は青線が 12 ps 、赤線が 16 ps であった。パルス幅と遅延時間は高エネルギー成分ほど速くなっている。赤線上に見られる振動成分の周期は 5 ps であった。

振動成分の考察

振動の要因として考えられるのは、共振器内のパルス往復である。共振器内のパルスの往復時間は 14 ps であり、振動成分の周期である 5 ps と比べて3倍程度のずれがある。利得スイッチ現象では、瞬時的にキャリアが強励起されるため、共振器内の屈折率が変調されて共振器長が実効的に変化する。しかし、現在測定している密度領域では、屈折率の変調は高々1%程度である。従って、この振動成分の周期は、共振器内の光往復時間とは一致しない。

近年、NoeらやCongらにより、InGaAs半導体中において自発的に分極が形成される現象を報告している [17, 49]。試料を 4 K まで冷却し、 17.5 T の磁場を印加すると、 0.75 mW 以上の高密度領域で超蛍光が起こるとい報告である。本測定で得られた図 3.16(b) と比べて、スペクトル形状に類似した特徴が見られる。本測定からは関連の有無には迫れないが、4光波混合測定や半古典論による数値解析との比較が、分極効果を調べる上で有望な手法として期待される。

3.2.7 GaAs 量子井戸レーザー実験の結論

80 MHz モードロックチタンサファイアレーザー発振器を用い、300 K 環境下において、光励起 GaAs 3 周期量子井戸レーザーの利得スイッチング実験を行った。レーザー発振閾値は $0.63 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ となり、最短パルス幅は、励起密度 $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ において 13 ps であった。Arakawa らと Sogawa らの 4 周期量子井戸レーザー実験では、レーザー発振閾値の 1.5 から 2 倍の密度密度で、1 ps のパルスが発生が結論されているが、本研究では、その様な結果は確認できなかった。シングルショットストリークカメラの測定は、光パルス 1 ショットごとの測定ができるが、ダイナミックレンジが狭く、信号と雑音の分離が難しい事が知られている。この先行研究では、信号光の強度が少ない領域で、雑音を含む波形を測定していた可能性がある。

励起密度 $3 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 以下の領域で、最短パルス幅は、励起密度 $2.15 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ において 13 ps であった。このときの平均出力強度は $12.7 \text{ pJ}/\text{Facet}$ であり、ピーク強度は 1 W であった。パルスのタイミングジッターは 2.5 ps となった。測定した利得スイッチパルスの時間波形の立ち上がりから、初期利得を抽出した。得られた利得値は、励起密度に対してサブリニアに増加した後、一定値に収束していった。各励起密度で測定した初期利得を線形内挿し、シングルモードレート方程式で時間波形を計算すると、測定した時間波形を再現した。抽出した利得値と、定常状態を仮定した利得計算との比較は、初期利得が、キャリア温度の上昇によって、2次元状態密度の飽和利得の 1/4 程度に収束している事を示唆する。自然放出光の過渡スペクトルの測定は、この解釈をサポートする結果となった。以上から、キャリア加熱効果を含める事で、レート方程式によって現象が定量的に再現できる事がわかった。

一方で、励起密度 $3 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 以上の強励起領域では、導波路放出スペクトルのエネルギー依存性が顕著化し、ストリーク像に明暗構造が現れた。出力平均強度は、 $4.22 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$ 励起の場合で $23 \text{ pJ}/\text{Facet}$ となった。明暗構造の周期は、共振器内のパルス往復時間とは対応しなかった。これらの特徴は、シングルモードレート方程式では説明できず、分極や、バンド内のキャリアダイナミクスを含めた考察が必要である。

3.3 GaAsバルクレーザーからの利得スイッチ光パルス発生

本節については、雑誌等で刊行予定のため、非公開とする。

第4章 結論と展望

4.1 結論

光励起 GaAs ダブルヘテロバルクレーザを 5 K 環境下において、モードロックファイバーレーザ光源で強励起し、スペクトルの高エネルギー成分を光学フィルタで抽出する事で、フェムト秒パルス発生が実現された。それを、半値全幅 1.0 ps の自己相関波形を測定することで、初めて明確に示した。パルス幅は、元の時間波形が Sech^2 型の場合、670 fs と見積もられた。

高密度領域では、試料環境温度 5 K から 300 K の範囲で、シングルモードレート方程式では解析できない、特徴的なスペクトルが観測された。300 K 環境下では 1.2 ps のパルスが発生し、2 ps パルス励起下では、励起パルスの幅に制限されず、880 fs パルスが発生した。パルス幅 670 fs が、共振器内のワンパス時間 3.3 ps 以下となっている事から、共振器内で局所的に短パルス成分が発生している事がわかった。また、パルスの遅延時間が 3 ps であった事から、共振器端面付近で局所的に発生したパルス成分が、ワンパスで増幅放出されており、共振器によるフィードバックが効かないと考えられる。この点で、通常の利得スイッチレーザパルスとは異なっている。

本研究で観測した波長依存の短パルス発生は、各光子エネルギーごとの光強度と、キャリア分布の時間変化を考えることで解釈できる。 $t = 0$ の強い光励起により、試料の活性層に高密度のキャリアが発生し、バンドの底から 50 meV の範囲に電子と正孔が分布し、反転分布による利得を生じる。 $t \sim 3$ ps の間に、自然放出光を種として誘導放出が起き、光パルスが成長する。その結果、各光子エネルギーごとに利得スイッチ動作が起きて、バンド内のキャリアを大きく消費する。利得スイッチ動作により、バンドの底のキャリア密度が透明キャリア密度にまで下がると、緩和が可能になる。具体的には、光学フォノン放出による 100 fs オーダーのキャリア緩和と、キャリア間散乱による熱化が同時に起きると考えられる。両者の寄与で、高エネルギー側で吸収が生じ、低エネルギー側では利得が生成する。この結果、高エネルギー側ではパルスが高速に立ち下がり、一方低エネルギー側ではパルスが長く持続する。

GaAs 3 周期量子井戸レーザからの出力パルス幅は、300 K 環境 2 ps 励起下において、弱領域で最短 13 ps、高密度領域では短波長側で最短 6 ps となった。高密度領域では時間分解スペクトル中に、シングルモードレート方程式では説明できない複雑な明暗構造が観測された。弱領域では、キャリア加熱効果を考慮すれば、シングルモードレート方程式は利得スイッチ動作を定量的に再現する。パルス波形の立ち上がり測定し初期利得を抽出すると、キャリア加熱により利得値が一定値に飽和する。パルス幅は微分利得ではなく、この飽和利得値によって

支配的に決まる。

利得スイッチ動作による短パルス発生には初期利得が大きい程有利である。活性層が厚い試料は、高密度励起する事によって高い初期利得が得られると期待できる。特にバルクレーザーでは、利得スイッチパルスの高初期利得に応じた急峻な立ち上がりと、利得から吸収への高速変化による立ち下がりによって、フェムト秒パルス発生が可能である。

4.2 展望

本研究では、光励起利得スイッチ半導体レーザーからのフェムト秒パルス発生に初めて成功した。更なる進展、展開、発展のために、以下に示す3つのポイントが挙げられる。

4.2.1 更なる短パルス化と短パルス限界

次の最重要課題は、利得スイッチ半導体レーザーの短パルス限界を解明する事である。そのためには、励起密度をより大きくした場合に、利得スイッチパルスがどこまで短パルス化されるかを調べる事が有効である。本研究で得られたフェムト秒パルスの立ち上がり時間と立ち下がり時間は、利得スイッチ動作による誘導放出と緩和(光学フォノン放出やキャリア間散乱)によって支配的に決まる事がわかった。励起密度が大きくなると、より大きな初期利得が生じるため、パルスの立ち上がり時間が速くなると推察される。緩和にキャリア間散乱が支配的に寄与すれば、パルスの立ち下がり時間も速くなるので、より短いパルスが得られると考えられる。パルスダイナミクスが100 fs以下になると、自発的な分極形成と緩和による新しいパルス形成メカニズムの発見が期待できる。また、パルス計測だけでなく自然放出光を測定をすることで、キャリアの時空間変化も実験的に調べられると予想される。これらの基礎測定を通してパルス発生メカニズムをより詳しく理解する事で、利得スイッチングによる短パルス限界に迫る事ができると考えられる。

4.2.2 電流注入化と光励起の実用化

利得スイッチ半導体レーザーを多分野へ応用する際には、光励起ではなく電流注入法が用いられている。電流注入の場合、半導体素子周辺の電子回路によって周波数帯域が10 GHz程度に制限されるため、一般的に100 ps以上の長パルスによって駆動される。利得スイッチングによる短パルス発生では、パルスが誘導放出で成長するまでの間に高利得状態を作る事が重要であり、長パルス励起でも大電流駆動をすればフェムト秒パルス発生ができる可能性がある。他方、光励起の場合は、励起光のビーム成形や集光などのアラインメントを伴うが、電子回路による帯域制約が無いという利点がある。このアラインメントが簡素化さらには不要になれば、光励起利得スイッチフェムト秒レーザーの実用化にも期待できる。

4.2.3 新材料を用いたデバイス開発と光増幅

AlGaAsは他の半導体材料と比べて、欠陥の少ない高品質な試料を作製しやすく、利得スイッチングの基礎的な振る舞いを理解する上では有利である。一方で、InGaAsやInGaAsPを用いたレーザー試料では、放出光を半導体増幅器だけでなく希土類ドープファイバー増幅器によって増幅出来るため、弱信号でも低雑音であれば容易に増幅して測定できる利点がある。ファイ

バー増幅器を使った信号光の強度増幅は応用面でも重要である。特に、本研究で得られたようなフェムト秒パルスはスペクトル幅が広いため、チャープパルス増幅法と相性が良く、通信や分光技術への応用に加えて、高強度が必要な多光子顕微鏡やレーザー加工などへの利用が期待できる。

研究発表

論文

本文に含まれる論文

1. Takashi Ito, Ondrej Slezak, Masahiro Yoshita, Hidefumi Akiyama, Yohei Kobayashi, "High-precision group-delay dispersion measurements of optical fibers via fingerprint-spectral wavelength-to-time mapping", *Photon. Res.* 4, 13 (2016).
2. Takashi Ito, Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Toshimitsu Mochizuki, Changsu Kim, Hidefumi Akiyama, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, "Transient hot-carrier optical gain in a gain-switched semiconductor laser", *Appl. Phys. Lett.* 103, 082117 (2013).

本文に含まれない論文

1. Shaoqiang Chen, Takashi Ito, Akifumi Asahara, Hidekazu Nakamae, Takahiro Nakamura, Masahiro Yoshita, Changsu Kim, Baoping Zhang, Hiroyuki Yokoyama, Tohru Suemoto, and Hidefumi Akiyama, "Transient gain analysis of gain-switched semiconductor lasers during pulse lasing", *Appl. Opt.* 54, 10438 (2015).
2. Akifumi Asahara, Shaoqiang Chen, Takashi Ito, Masahiro Yoshita, Wenjie Liu, Baoping Zhang, Tohru Suemoto, and Hidefumi Akiyama, "Direct generation of 2-ps blue pulses from gain-switched InGaN VCSEL assessed by up-conversion technique", *Scientific Reports* 4, 6401 (2014).
3. Hidekazu Nakamae, Takahiro Nakamura, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Changsu Kim, Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, and Hidefumi Akiyama, "Gain switching of a double-core-waveguide semiconductor laser via traveling-wave optical pumping", *Appl. Phys. Express* 7, 062701 (2014).
4. Shaoqiang Chen, Takashi Ito, Akifumi Asahara, Masahiro Yoshita, Wenjie Liu, Jiangyong Zhang, Baoping Zhang, Tohru Suemoto, and Hidefumi Akiyama, "Spectral dynamics of picosecond gain-switched pulses from nitride-based vertical-cavity surface-emitting lasers", *Scientific Reports* 4, 4325 (2014).

5. Shaoqiang Chen, Akifumi Asahara, Takashi Ito, Jiangyong Zhang, Baoping Zhang, Tohru Suemoto, Masahiro Yoshita, and Hidefumi Akiyama, "Gain-switching dynamics in optically pumped single-mode InGaN vertical-cavity surface-emitting lasers", Optics Express 22, 4196 (2014).
6. Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Aya Sato, Takashi Ito, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama, "Dynamics of short-pulse generation via spectral filtering from intensely excited gain-switched 1.55- μm distributed-feedback laser diodes", Optics Express 21, 10597 (2013).
7. Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama, "Gain-switched pulses from InGaAs ridge-quantum-well lasers limited by intrinsic dynamical gain suppression", Optics Express, 21, 7570 (2013).
8. Shaoqiang Chen, Aya Sato, Takashi Ito, Masahiro Yoshita, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama, "Sub-5-ps optical pulse generation from a 1.55- μm distributed-feedback laser diode with nanosecond electric pulse excitation and spectral filtering", Optics Express 20, 24843 (2012).
9. Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Hidefumi Akiyama, Hiroyuki Yokoyama, Kenji Kamide, and Tetsuo Ogawa, "Analysis of gain-switching characteristics including strong gain saturation effects in low-dimensional semiconductor lasers", Jpn. J. Appl. Phys. 51 (2012).

国内会議

1. 伊藤隆, 中前秀一, 中村考宏, 挾間優治, 金昌秀, 小林洋平, 吉田正裕, 秋山英文, "利得スイッチ半導体レーザーによるフェムト秒パルス発生と評価", 第76回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 2015/09/13, 13p-2G-9.
2. 中前秀一, 伊藤隆, 中村孝弘, 挾間優治, 金昌秀, 吉田正裕, 秋山英文, 小林洋平, 横山弘之, "利得スイッチ半導体レーザーをシード光に用いた強励起での時間分解分光", 日本物理学会 2015 年秋季大会, 関西大学千里山キャンパス, 2015/09/16, 16aCF-7.
3. 中村考宏, 伊藤隆, 中前秀一, 金昌秀, 挾間優治, 吉田正裕, 大里啓孝, 秋山英文, Peter Vasil'ev, "マルチセクション半導体レーザーの作製評価と光短パルス発生", 日本物理学会 2015 年秋季大会, 関西大学千里山キャンパス, 2015/09/18, 18pPSA-44
4. 伊藤隆, 中前秀一, 中村考宏, 挾間優治, 金昌秀, 小林洋平, 吉田正裕, 秋山英文, "利得スイッチ半導体レーザーにおけるフェムト秒パルス発生のメカニズム", 日本物理学会 2015 年秋季大会, 関西大学千里山キャンパス, 2015/09/18, 18pPSA-43

5. 伊藤隆, 中前秀一, 陳少強, 中村考宏, 金昌秀, 望月敏光, 小林洋平, 吉田正裕, 秋山英文, ”利得スイッチ半導体レーザーのサブピコ秒パルス発生における共振器効果”, 日本物理学会 2015 年春季大会, 早稲田大学早稲田キャンパス, 2015/03/24, 24aCP-15.
6. 中前秀一, 中村考宏, 伊藤隆, 望月敏光, 金昌秀, 吉田正裕, 秋山英文, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, ”二次元電子ガスの空間不均一性の光学測定”, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 中部大学春日井キャンパス, 2014/09/07, 7aAV-2.
7. 伊藤隆, 吉田正裕, 秋山英文, 小林洋平, ”指紋スペクトルを用いた光ファイバーの高信頼度色分散測定”, 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会, 北海道大学札幌キャンパス, 2014/09/17, 17a-S8-1.
8. 関口文哉, 吉田正裕, 伊藤隆, 望月敏光, 金昌秀, 秋山英文, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, 島野亮, ”励起子共鳴励起条件下でのバルク GaAs の励起子モット転移”, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 中部大学春日井キャンパス, 2014/09/08, 8aAJ-11.
9. 伊藤隆, 中前秀一, 陳少強, 吉田正裕, 望月敏光, 金昌秀, 小林洋平, 秋山英文, ”利得スイッチ GaAs バルクレーザーの高密度領域における光インパルス応答特性”, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 中部大学春日井キャンパス, 2014/09/07, 7aAJ-1.
10. 伊藤隆, 吉田正裕, 小林洋平, 秋山英文, ”1.55 μm 帯 10 MHz 繰り返しチャープパルス増幅ファイバーレーザー光の第 2 次高調波発生”, 第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 青山学院大学相模原キャンパス, 2014/03/18, 18a-F7-5.
11. 関口文哉, 吉田正裕, 伊藤隆, 望月敏光, 金昌秀, 秋山英文, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, 島野亮, ”バルク GaAs の電子正孔プラズマ相における励起子発光”, 日本物理学会第 69 回年次大会, 東海大学湘南キャンパス, 2014/03/29, 29pCK-6.
12. 中前秀一, 伊藤隆, 中村考宏, 望月敏光, 金昌秀, 陳少強, 吉田正裕, 秋山英文, ”半導体レーザーの利得スイッチングにおける空間的な非一様性の影響”, 日本物理学会第 69 回年次大会, 東海大学湘南キャンパス, 2014/03/27, 27aAU-13.
13. 伊藤隆, 中前秀一, 陳少強, 吉田正裕, 望月敏光, 金昌秀, 小林洋平, 秋山英文, Loren N. Pfeiffer, Ken W. West, ”ファイバーレーザーパルス光源を用いた GaAs 量子井戸レーザーの高密度励起”, 日本物理学会第 69 回年次大会, 東海大学湘南キャンパス, 2014/03/29, 29pCK-7.
14. S. Chen, T. Ito, A. Asahara, M. Yoshita, J. Zhang, B. Zhang, H. Akiyama, and T. Sue-moto, ”Generation dynamics of picosecond gain-switched pulses from InGaN VCSELs”, 日本物理学会 2014 年春季大会, 東海大学湘南キャンパス, 2014/03/27, 27pCK-7.

15. 中前秀一, 中村考宏, 伊藤隆, 望月敏光, 金昌秀, 陳少強, 吉田正裕, 秋山英文, ”縦型光励起ダブルコア半導体レーザーの利得スイッチング”, 日本物理学会 2013 年秋季大会, 徳島大学常三島キャンパス, 2013/09/25, 25pDD-5.
16. 伊藤隆, 吉田正裕, 小林洋平, 秋山英文, ”1.55 μm 帯 10 MHz 繰り返しチャープパルス増幅ファイバーレーザー光源の開発”, 第 60 回応用物理学会春季学術講演会, 神奈川工科大学, 2013/03/28, 28a-D2-9.
17. 伊藤隆, 吉田正裕, 小林洋平, 秋山英文, ”1.55 μm 帯 Er ファイバーレーザー光のチャープパルス増幅”, 日本物理学会第 68 回年次大会, 広島大学, 2013/3/28, 28pPSA-40.
18. 横山冬矢, 吉田正裕, 伊藤隆, 陳少強, 望月敏光, 秋山英文, ”半導体レーザーの大電流利得スイッチング動作による光パルス発生”, 日本物理学会 2012 年秋季大会, 横浜国立大学, 2012/09/18, 18aFB-8.
19. 伊藤隆, 陳少強, 吉田正裕, 望月敏光, 金昌秀, 秋山英文, L. Pfeiffer, K. West, ”GaAs 量子井戸レーザーの利得スイッチパルスから評価した光学利得とキャリアの非平衡性”, 日本物理学会 2012 年秋季大会, 横浜国立大学, 2012/09/18, 18aFB-9.
20. 陳少強, 佐藤綾耶, 伊藤隆, 吉田正裕, 秋山英文, 横山弘之, ”利得スイッチ 1.55 μm DFB-LD からのサブ 5 ps 幅光パルスの発生”, 第 73 回応用物理学会学術講演会, 松山大学文京キャンパス, 2012/09/11, 11p-C5-10.
21. 伊藤隆, 陳少強, 吉田正裕, 福田圭介, 望月敏光, 金昌秀, 丸山俊, 秋山英文, L. Pfeiffer, K. West, ”半導体レーザーの利得スイッチングにおける非平衡キャリアによる光学利得”, 日本物理学会第 67 回年次大会, 関西学院大学西宮上ヶ原キャンパス, 2012/03/24, 24pPSA-22.
22. 伊藤隆, 陳少強, 吉田正裕, 横山冬矢, 金昌秀, 望月敏光, 福田圭介, 丸山俊, 井原章之, 秋山英文, 横山弘之, L. Pfeiffer, K. West, ”リッジ型光励起量子井戸レーザーにおけるレーザー発振特性と利得の定量的評価”, 日本物理学会 2011 年秋季大会, 富山大学五福キャンパス, 2011/9/21, 21pPSA-46.
23. S. Chen, M. Yoshita, T. Ito, T. Yokoyama, C. Kim, T. Mochizuki, K. Fukuda, S. Maruyama, H. Akiyama, H. Yokoyama, L. Pfeiffer, and K. West, ”Wavelength-dependent short pulses generated by gain switching in optically pumped ridge quantum-well lasers”, 日本物理学会 2011 年秋季大会, 富山大学五福キャンパス, 2011/09/22, 22aTM-6.

参考文献

- [1] 横山弘之. 半導体レーザーによる高機能超短光パルス光源. *電子情報通信学会論文誌 C*, 97(1):1–8, 2014.
- [2] Hiromasa Ito, Hiroyuki Yokoyama, Shigeru Murata, and Humio Inaba. Picosecond optical pulse generation from an rf modulated algaas dh diode laser. *Electronics Letters*, 15(23):738–740, 1979.
- [3] Hiromasa Ito, Hiroyuki Yokoyama, Shigeru Murata, and Humio Inaba. Generation of picosecond optical pulses with highly rf modulated algaas dh laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(5):663–670, 1981.
- [4] MA Duguay, TC Damen, J Stone, JM Wiesenfeld, and CA Burrus. Picosecond pulses from an optically pumped ribbon-whisker laser. *Applied Physics Letters*, 37(4):369–370, 1980.
- [5] Jay M Wiesenfeld and J Stone. Picosecond pulse generation in optically pumped, ultrashort-cavity, ingaasp, inp, and ingaas film lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(1):119–132, 1986.
- [6] TL Koch, LC Chiu, Ch Harder, and A Yariv. Picosecond carrier dynamics and laser action in optically pumped buried heterostructure lasers. *Applied Physics Letters*, 41(1):6–8, 1982.
- [7] Y Arakawa, T Sogawa, M Nishioka, M Tanaka, and H Sakaki. Picosecond pulse generation (≈ 1.8 ps) in a quantum well laser by a gain switching method. *Applied physics letters*, 51(17):1295–1297, 1987.
- [8] T Sogawa, Y Arakawa, M Tanaka, and H Sakaki. Observation of a short optical pulse (≈ 1.3 ps) from a gain-switched quantum well laser. *Applied physics letters*, 53(17):1580–1582, 1988.
- [9] DM Pataca, P Gunning, ML Rocha, JK Lucek, R Kashyap, K Smith, DG Moodie, RP Davey, RF Souza, and AS Siddiqui. Gain-switched dfb lasers. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMoe)*, 1(1):46–63, 1997.
- [10] Hiroyuki Yokoyama, Hengchang Guo, Takuya Yoda, Keijiro Takashima, Ki-ichi Sato, Hirokazu Taniguchi, and Hiromasa Ito. Two-photon bioimaging with picosecond optical pulses from a semiconductor laser. *Optics express*, 14(8):3467–3471, 2006.

- [11] Shaoqiang Chen, Aya Sato, Takashi Ito, Masahiro Yoshita, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama. Sub-5-ps optical pulse generation from a 1.55- μm distributed-feedback laser diode with nanosecond electric pulse excitation and spectral filtering. *Optics express*, 20(22):24843–24849, 2012.
- [12] Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama. Gain-switched pulses from ingaas ridge-quantum-well lasers limited by intrinsic dynamical gain suppression. *Optics express*, 21(6):7570–7576, 2013.
- [13] 霜田. レーザー物理入門, 1983.
- [14] Weng W Chow and Stephan W Koch. *Semiconductor-laser fundamentals: physics of the gain materials*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [15] Kosuke Yoshioka, Eunmi Chae, and Makoto Kuwata-Gonokami. Transition to a bose-einstein condensate and relaxation explosion of excitons at sub-kelvin temperatures. *Nature Communications*, 2:328, 2011.
- [16] Hui Deng, Gregor Weihs, Charles Santori, Jacqueline Bloch, and Yoshihisa Yamamoto. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. *Science*, 298(5591):199–202, 2002.
- [17] G Timothy Noe II, Ji-Hee Kim, Jinho Lee, Yongrui Wang, Aleksander K Wójcik, Stephen A McGill, David H Reitze, Alexey A Belyanin, and Junichiro Kono. Giant superfluorescent bursts from a semiconductor magneto-plasma. *Nature Physics*, 8(3):219–224, 2012.
- [18] Peter P Vasil’ev. Conditions and possible mechanism of condensation of e–h pairs in bulk gaas at room temperature. *physica status solidi (b)*, 241(6):1251–1260, 2004.
- [19] Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Aya Sato, Takashi Ito, Hidefumi Akiyama, and Hiroyuki Yokoyama. Dynamics of short-pulse generation via spectral filtering from intensely excited gain-switched 1.55- μm distributed-feedback laser diodes. *Optics express*, 21(9):10597–10605, 2013.
- [20] Shaoqiang Chen, Takashi Ito, Akifumi Asahara, Masahiro Yoshita, Wenjie Liu, Jiangyong Zhang, Baoping Zhang, Tohru Suemoto, and Hidefumi Akiyama. Spectral dynamics of picosecond gain-switched pulses from nitride-based vertical-cavity surface-emitting lasers. *Scientific reports*, 4, 2014.
- [21] DJ Channin. Effect of gain saturation on injection laser switching. *Journal of Applied Physics*, 50:3858–3860, 1979.

- [22] Akihisa Tomita and Akira Suzuki. A new density matrix theory for semiconductor lasers, including non-markovian intraband relaxation and its application to nonlinear gain. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(6):1630–1641, 1991.
- [23] Govind P Agrawal. Spectral hole-burning and gain saturation in semiconductor lasers: Strong-signal theory. *Journal of applied physics*, 63(4):1232–1235, 1988.
- [24] Jian Huang and Lee W Casperson. Gain and saturation in semiconductor lasers. *Optical and quantum electronics*, 25(6):369–390, 1993.
- [25] Amnon Yariv, Pochi Yeh, 多田邦雄, 神谷武志, and 石川卓哉. **ヤリールーヴ-イエー光エレクトロニクス: 基礎編**. 丸善, 2010.
- [26] Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Takashi Ito, Toshimitsu Mochizuki, Hidefumi Akiyama, Hiroyuki Yokoyama, Kenji Kamide, and Tetsuo Ogawa. Analysis of gain-switching characteristics including strong gain saturation effects in low-dimensional semiconductor lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 51(9R):098001, 2012.
- [27] 岡本勝就. **光導波路の基礎**. コロナ社, 1992.
- [28] G. P. アグラワール著 小田垣孝 山田興一 共訳. **非線形ファイバー光学 原書第2版**. 吉岡書店, 1997.
- [29] P. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill, 1969.
- [30] 粟屋隆. **データ解析 アナログとデジタル 改訂版**. 学会出版センター, 1992.
- [31] Corning Inc. *SMF-28e+ Optical Fiber: Product Information - PI1463*. Corning Inc., 2013.
- [32] Hao Chi and Jianping Yao. Fiber chromatic dispersion measurement based on wavelength-to-time mapping using a femtosecond pulse laser and an optical comb filter. *Optics Communications*, 280(2):337–342, 2007.
- [33] Johan Hult, Rosalynne S Watt, and Clemens F Kaminski. Dispersion measurement in optical fibers using supercontinuum pulses. *Journal of lightwave technology*, 25(3):820–824, 2007.
- [34] Véronique Pagé and Lawrence R Chen. Measuring chromatic dispersion of optical fiber using time-of-flight and a tunable multi-wavelength semiconductor fiber laser. *Optics communications*, 265(1):161–170, 2006.

- [35] J-N Maran, Radan Slavík, Sophie LaRochelle, and Miroslav Karásek. Chromatic dispersion measurement using a multiwavelength frequency-shifted feedback fiber laser. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 53(1):67–71, 2004.
- [36] PV Kelkar, F Coppinger, AS Bhushan, and B Jalali. Time-domain optical sensing. *Electronics Letters*, 35(19):1661–1662, 1999.
- [37] Kazuo Mori, T Morioka, and M Saruwatari. Group velocity dispersion measurement using supercontinuum picosecond pulses generated in an optical fibre. *Electronics Letters*, 29(11):987–989, 1993.
- [38] YC Tong, LY Chan, and HK Tsang. Fibre dispersion or pulse spectrum measurement using a sampling oscilloscope. *Electronics Letters*, 33(11):983–985, 1997.
- [39] ME Fermann, A Galvanauskas, and M Hofer. Ultrafast pulse sources based on multi-mode optical fibers. *Applied Physics B*, 70(1):S13–S23, 2000.
- [40] Martin E Fermann, Almantas Galvanauskas, and Gregg Sucha. *Ultrafast lasers: Technology and applications*, volume 80. CRC Press, 2002.
- [41] A Galvanauskas, ME Fermann, MA Arbore, MM Fejer, and JD Minelly. Robust high-power and wavelength-tunable femtosecond fiber system based on engineerable ppln devices. *vn-tim Optics*, page 265, 1998.
- [42] MA Arbore, MM Fejer, ME Fermann, A Hariharan, A Galvanauskas, and D Harter. Frequency doubling of femtosecond erbium-fiber soliton lasers in periodically poled lithium niobate. *Optics letters*, 22(1):13–15, 1997.
- [43] SMJ Kelly, K Smith, KJ Blow, and NJ Doran. Average soliton dynamics of a high-gain erbium fiber laser. *Optics letters*, 16(17):1337–1339, 1991.
- [44] James P Gordon. Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear schrödinger equation. *JOSA B*, 9(1):91–97, 1992.
- [45] Daniel T Cassidy. Comparison of rate-equation and fabry-perot approaches to modeling a diode laser. *Applied optics*, 22(21):3321–3326, 1983.
- [46] Daniel T Cassidy. Technique for measurement of the gain spectra of semiconductor diode lasers. *Journal of applied physics*, 56(11):3096–3099, 1984.
- [47] K Leo, WW Rühle, HJ Queisser, and K Ploog. Reduced dimensionality of hot-carrier relaxation in gaas quantum wells. *Physical Review B*, 37(12):7121, 1988.

- [48] A Amo, MD Martín, L Viña, AI Toropov, and KS Zhuravlev. Interplay of exciton and electron-hole plasma recombination on the photoluminescence dynamics in bulk gaas. *Physical Review B*, 73(3):035205, 2006.
- [49] Kankan Cong, Yongrui Wang, Ji-Hee Kim, II G Timothy Noe, Stephen A McGill, Alexey Belyanin, and Junichiro Kono. Superfluorescence from photoexcited semiconductor quantum wells: Magnetic field, temperature, and excitation power dependence. *Physical Review B*, 91(23):235448, 2015.