

修士論文

InGaAs 系高利得量子井戸半導体レーザーの開発
及び評価測定

Development and characterization measurements of
InGaAs high-gain quantum-well lasers

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

指導教員 秋山 英文 教授

学籍番号 35-176043
小松原 望

平成31年1月4日

概 要

論文の要旨を記入

目次

第1章 序論	6
1.1 研究背景	6
1.1.1 半導体レーザー	6
1.1.2 InGaAs 高利得材料	10
1.2 本研究の目的	15
第2章 試料構造と測定方法	16
2.1 はじめに	16
2.2 試料作製	16
2.2.1 試料構造	16
2.2.2 ブロードコンタクトレーザー	17
2.2.3 リッジ導波路型レーザー	17
2.2.4 マウント	19
2.3 測定方法	21
2.3.1 定常電流注入による測定実験	21
2.3.2 電流注入利得スイッチング実験	23
第3章 実験結果	24
3.1 ブロードコンタクトレーザー試料に関する測定結果	24
3.1.1 3周期	24
3.1.2 10QW	27
3.1.3 電流広がりに関する考察	27
3.1.4 外部量子効率、内部量子効率と吸収係数の計算	30
3.2 リッジ導波路型レーザーに関する実験結果	33
3.2.1 定常電流の結果	33
3.2.2 短パルス電流注入の結果	37
3.2.3 IL	37
3.2.4 3QW 試料の利得スイッチング動作	39
3.2.5 10QW 試料の利得スイッチング動作	41
3.2.6 結果の比較	43
3.3 考察	44
第4章 まとめと展望	45
4.1 本研究のまとめ	45
4.2 今後の展望	45

第 5 章 付録	46
5.1 deconvolution の計算?	46
5.2 駆動系の電気信号	46

目 次

1.1	a 利得スイッチングのメカニズム, b 過去の研究におけるパルス幅 [3]	8
1.2	パルス生成中のキャリア密度、光子密度、利得 g の時間変化 [1]	9
1.3	歪み模式図	12
1.4	単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流	13
1.5	格子定数	14
2.1	エピウエハ構造	17
2.2	ブロードコンタクレザー	18
2.3	リッジ導波路型レーザー	18
2.4	測定デバイス外観	20
2.5	定常電流注入実験の実験系回路図	21
2.6	GS 実験系	23
3.1	3MQW の IL カーブと IV カーブ	25
3.2	3MQW の閾値電流と発光効率	26
3.3	10MQW の IL 結果	27
3.4	10MQW の IL 結果	27
3.5	3MQW の閾値電流密度	28
3.6	10MQW の閾値電流密度	29
3.7	3QW 外部量子効率	30
3.8	3QW 外部量子効率の逆数	31
3.9	10QW 外部量子効率	32
3.10	10QW 外部量子効率の逆数	32
3.11	3 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ	33
3.12	3 周期 リッジ導波路型レーザーの閾値電流	34
3.13	3 周期 リッジ導波路型レーザーのスロープ効率	34
3.14	10 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ	35
3.15	10 周期 リッジ導波路型レーザーの閾値電流と閾値電流密度	36
3.16	10 周期 リッジ導波路型レーザーのスロープ効率	36
3.17	3MQW 短パルス駆動時の IL カーブ	37
3.18	10MQW 短パルス駆動時の IL カーブ	38
3.19	3MQW $L=100\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	39
3.20	3MQW $L=200\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	39
3.21	3MQW $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	40
3.22	10MQW $L=300\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	41
3.23	10MQW $L=400\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	41
3.24	10MQW $L=500\mu\text{m}$ の利得スイッチング光パルスの時間波形	42

3.25 10MQW 利得スイッチングパルスのパルス幅	43
3.26 3MQW 利得スイッチングパルスのパルス幅	43

表 目 次

2.1	定常電流印加実験に用いた機材	22
2.2	利得スイッチング実験に用いた機材	23
3.1	3QW ブロードコンタクトレーザの電流広がり	28
3.2	10QW ブロードコンタクトレーザの電流広がり	28

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 半導体レーザー

半導体レーザーの現状

半導体レーザーが実現されたのは1962年のことである。キャリアと光の閉じ込めを能率よくできるようにした2重ヘテロ構造が用いられ流ようになり実用化・発展を遂げた。光通信、光ディスク用発光デバイスの核をなす技術である。他のレーザーにと比較しても小型・軽量、大量生産可能、熱や振動(安定性)に強い、高い発振波長選択性などが主な理由である。近年では半導体からピコ秒程度の超短光パルスを発生させる技術も研究が盛んに行われており、産業への応用が期待されている。

超短パルス発生

ピコ秒オーダーの超短パルスを発生する技術は長距離光ファイバー伝送[4]に加えて、精密レーザー加工[5]や多光子励起顕微鏡を用いたバイオイメージング[6]など、応用の幅が広がってきている技術である。

半導体レーザーを用いた短パルス発生 of 代表的な方法としては利得スイッチングとモード同期法がある。利得スイッチング[6]は注入電流を変調する直接変調を用いた方法である。デバイスにナノ秒程度の電流パルスを注入すると励起パルスよりも短い、数十psの光パルスが得られるというものである。半導体内の光強度が大きくなると誘導放出によって利得が急激に減少するためである。特徴としては複雑な構造を必要とせずすべての半導体レーザーで実現可能な技術であるという点である。

一方のモード同期法はサブps程度の超短パルスを得ることができる技術である。外部共振器あるいは共振器内に過飽和吸収体を挿入するなど付加的な構造が必要となる。

本研究では比較的容易に実現できる利得スイッチングに注目する。

利得スイッチング法

利得スイッチングは光通信技術を念頭に置いた短パルス光発生 of 進歩の過程で観測された。その後電源として用いるパルスジェネレーターの進歩などにより研究が進み、報告も盛んに行われてきた。図1.1bに過去40年間に報告されてきた利得スイッチング of パルス幅がプロットされている。赤が光励起、青が電流注入を表している。電流注入 of 報告を見てみると最短でも5ps程度である。

また、応用としては利得スイッチングを利用した生物発光イメージ of 撮像 of 報告がある[7]。次に利得スイッチング of 基本的な動作について述べる。

利得スイッチング動作は半導体中のレーザー動作特性を記述するレート方程式により理解されている [7]。レート方程式はデバイス中のキャリア密度と光子密度の時間変化の振る舞いを以下のような連立方程式で表している。 n は量子井戸 1 層あたりのキャリア密度、 s は全活性層の光子密度を表す。式 (1.2) は n の時間変化を記述している。右辺第 1 項は外部から注入されるポンプキャリア、第 2 項は誘導放出、第 3 項は自然放出を表す。式 (1.2) は光子の時間変化を記述しており、第 1 項は誘導放出による増幅、第 2 項は光子寿命による減衰 (共振器寿命)、第 3 項は自然放出光による増幅を表す。

$$\frac{dn}{dt} = n_{\text{pump}}\zeta(t) - \frac{\Gamma}{m}\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{n}{\tau_r} \quad (1.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma\nu_g g(n)\frac{s}{1+\epsilon s} - \frac{s}{\tau_p} + m\beta\frac{n}{\tau_r} \quad (1.2)$$

n : 量子井戸 1 層あたりのキャリア密度 [m^{-3}]

s : 活性層全体の光子密度 [m^{-3}]

n_{pump} : 励起キャリア密度

$\zeta(t)$: 規格化された励起パルスの時間変化

Γ : 光閉じ込め係数

m : 量子井戸数

ν_g : 群速度 [m/s] = c/n_{eq} ?

$g(n)$: 利得 [cm^{-1}]

ϵ : 利得圧縮係数?

τ_r : キャリア寿命 [s^{-1}]

τ_p : 光子寿命 [s^{-1}]

β : 自然放出光係数

上式のようなレート方程式を基に短い励起パルスを印可した時の発光および利得の時間変化についてシミュレーションを行った結果を図 1.1a に示す。赤線が光励起によるインパルス励起の様子、青線が電流注入による数 ns 秒パルス励起の様子である。青線に注目すると図 1.1a 上段での励起パルスよりも短い、数十 ps 光パルスが出てくることがわかる。さらに 1 つ目のパルス後は緩和振動が起きている。これが典型的な利得スイッチング動作である。また下段には利得の時間変化が示されている。励起が始まると同時に電子密度つまり利得が増えていき、ある時刻をすぎると閾値に達し反転分布を形成する。今度は誘導放出によって一気にキャリアが放出される。このキャリアの消費が注入されるキャリアよりも大きくなるため、利得も急激に減衰し、光パルスも急峻に立ち下がる。これが利得スイッチングの理解である。

レート方程式の誘導放出の項に関わってくる利得 $g(n)$ はキャリア密度 n に比例する線形利得 $g_0(n - n_0)$ のような形で近似されてきた (g_0 は利得定数, n_0 は透明キャリア密度)。しかし chen らは $g(n)$ に非線形な項を取り入れたシミュレーションを行った。利得を式 (1.4) のように記述した。線形な項に加えて、 g_s といった利得飽和の効果を取り入れている。図 1.2 にこの時のパルス生成中のキャリア密度、光子密度および利得の時間変化を表す。時刻 0 で 2ps のインパルス励起を行った時

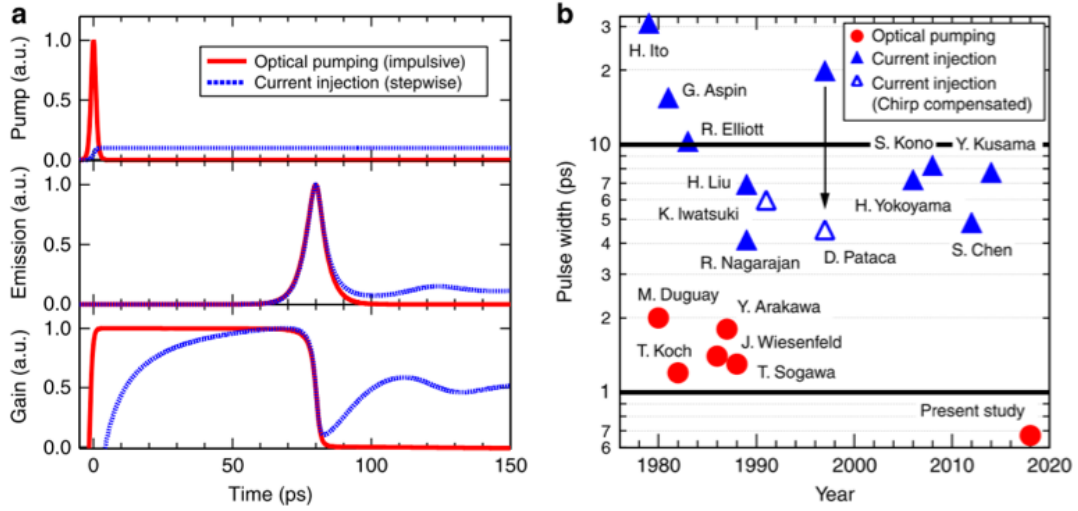


図 1.1: a 利得スイッチングのメカニズム, b 過去の研究におけるパルス幅 [3]

の光の時間波形赤の実線と破線、キャリア密度を緑の線、材料利得を青い線で表している。

$$g(n) = g_0(n - n_0) \left[1 + \frac{g_0(n - n_0)}{g_s} \right]^{-1} \quad (1.3)$$

$$\simeq \begin{cases} g_0(n - n_0) & n - n_0 \ll g_s/g_0 \\ g_s & n - n_0 \gg g_s/g_0 \end{cases}$$

すると I と II の領域つまり立ち上がりの時間領域では光子密度が小さい一方でキャリア密度が大きい、 g_s が支配的に立ち上がりを決めている。III の領域ではキャリア密度が減少し、利得が線形になってくる領域では ϵ が効いてくる。IV の領域ではキャリア密度も光子密度も小さくなっているため減衰の速さは光子の共振器寿命 τ_p によってきまる。

共振器寿命 τ_p は

$$\tau_p = \frac{n_{eff}(1/\alpha_a)/c}{1 + (\alpha_m/\alpha_a)} = \frac{n_{eff}/c}{\alpha_a + \alpha_m} \quad (1.4)$$

とかける [2]。 α_a は平均吸収損失、 c は光速、 α_m は共振器の反射損であり、

$$\alpha_m = (1/L)\ln(1/R_m) + \alpha_d$$

である。 L は共振器長、 R は共振器のミラーの反射率、 α_d は反射鏡が有限の大きさであるために生じる回折損失である。

多重量子井戸にすることと g_s には関係があるんだっけ？ない

このように利得スイッチングには興味深い非線形性が含まれており詳細に理解を進めることは半導体レーザーそのものの理解にも繋がります。

利得スイッチング光パルスの短パルス化

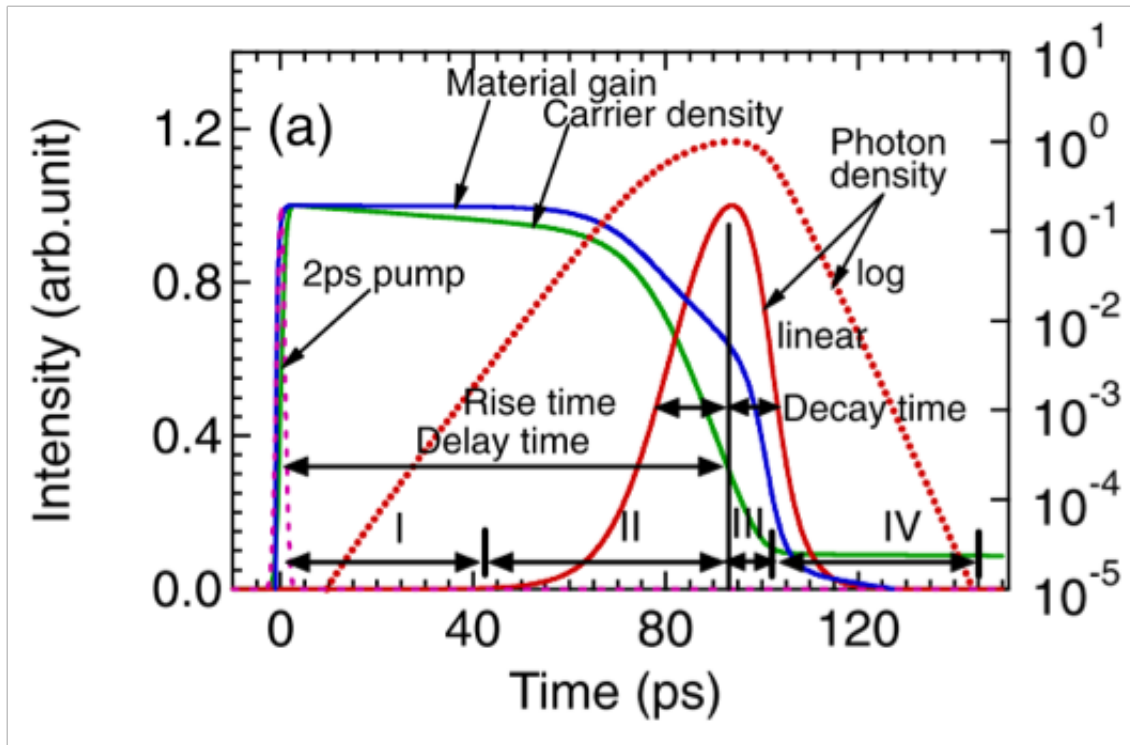


図 1.2: パルス生成中のキャリア密度、光子密度、利得 g の時間変化 [1]

1.1.2 InGaAs 高利得材料

先の節で活性層を高利得化することによる利得スイッチングパルス的高速化が見込めることについて述べた。では実際にはどのような結晶構造にするのが高利得材料となり得るのだろうか。

本研究では量子井戸の数を増やし、多重量子井戸を形成することにより高利得化を図った。本節では量子井戸の多重化とその際に生じる結晶の歪みについて述べる。

量子井戸レーザー

まず量子井戸レーザーであるが、井戸の中の電子のエネルギーが離散値をとるので発振波長の短波長化が図れる(どうしてもよくない?)、閾値電流密度の温度変化が小さい、(バンド端の状態密度が大きいことに由来)、再結合効率が大きい(キャリアが量子井戸に閉じ込められることに由来)などの特徴を有する。

量子井戸レーザーは1975年 Van der Ziel らによって MBE により始めて作られた。[Holonyらは MOCVD 法により量子井戸レーザーの作製を行い閾値電流の温度依存性が量子井戸レーザーでは抑えられることなどを指摘した]。その後 Tsang により 0.25 kA/cm^2 の程閾値電流密度をもつ量子井戸レーザーが発表され注目を集めた。近年では様々な材料の量子井戸レーザーが作られている。

多重量子井戸レーザー

量子井戸レーザーの特徴の1つとして量子井戸の厚さ、数のデザインが可能である。という点があげられる。数 m に注目する。単一量子井戸と m 周期多重量子井戸を比較した場合、透明電流は m 倍になる反面、状態密度が m に比例して大きくなることによりモード利得も m 倍になることが予想される。しかしこれは利得が線形利得であることを想定した場合であり、利得の平坦化を考えると図のように g が変化することが計算されている。[目指す利得によって適切な井戸数を選ぶ必要があることを示唆している。

M 周期多重量子井戸レーザーを単一量子井戸レーザーと比較した場合を考える。半導体レーザーの発振条件は誘導放出の利得(光閉じ込め係数かけるモード利得)が全体の損失に等しいというものであるから、

$$\Gamma g_{mod} = \alpha^{total} = \Gamma \alpha_{ac} + (1 - \Gamma) \alpha_{ex} + (1/L) \ln(1/R) \quad (1.5)$$

と書ける。 α_{ac} はキャリアが注入される活性層(active layer)の損失、 α_{ex} はクラッド層の損失の平均を表す。 L_z を量子井戸の厚さ、光波の実効的な広がり厚さを L_0 とすると、 $L_z \ll L_0$ の場合光閉じ込め係数 Γ は近似的に

$$\Gamma = ML_z/L_0 \quad (1.6)$$

と書ける。 L_0 は典型的に $0.1 \mu\text{m}$ である。一方注入電流については

$$J_M = MJ_{M=1} \quad (1.7)$$

という関係がある。注入電流密度はキャリア面密度 N を用いて

$$J_{M=1} = eN/\tau_r \quad (1.8)$$

と表せる。式 (1.7) は多重量子井戸においては単一量子井戸と比較して M 倍キャリア数まで収容が可能であり、 M 倍のモード利得が得られる。その反面必要な注入電流も M 倍になる。(透明電流密度) もし単一量子井戸のバルク利得が注入電流と線形な関係にあるならば、つまり

$$g = a(J_{M=1} - J_g) \quad (1.9)$$

と書けるならば (J_g は透明電流密度, a は係数) 単一量子井戸レーザーの閾値電流は

$$\begin{aligned} J_{M=1}^{\text{th}} &= \alpha^{\text{total}} / \Gamma + J_g \\ &= \alpha^{\text{total}} / (aL_z / L_0) + J_g \end{aligned} \quad (1.10)$$

と書ける。また多重量子井戸レーザーでは

$$J_M = \alpha^{\text{total}} / (aL_z / L_0) + MJ_g \quad (1.11)$$

となる。常に単一量子井戸レーザーの方が低い閾値電流を与えることになる。これはバルク利得が注入電流に対して線形な場合の結論である。

モード利得のずほしい

言いたいこと要は多重にするとモード利得が大きくなるため高速化に適している。

量子井戸レーザーにおける歪み効果

この説は紹介程度。

前節で多重量子井戸化することによる利点を述べたが多重化することによる別の効果についても歴史がある。

量子井戸レーザーをさらに高性能化する手法として用いられている歪み量子井戸レーザーについて述べる。量子井戸の活性層とバリア層の結晶格子定数に違いにより歪みが発生することを利用している。

一般にヘテロ結合においては格子定数が異なるために内部応力が生じる。内部に歪みを含んだまま膜を作成することができ、これを歪み超格子という。図 1.3 に模式図を示す。ヘテロ界面に平行な井戸方向の歪みを ϵ_{\parallel} 、垂直な歪みを ϵ_{\perp} とした。このとき体積変形 (静水圧変形) と軸方向変形の合成を見ると

$$\epsilon_{\text{vol}} = \Delta V / V = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} \simeq \epsilon_{\parallel} \quad (1.12)$$

$$\epsilon_{\text{ax}} = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel} = -\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \epsilon_{\parallel} - 2\epsilon_{\parallel} \quad (1.13)$$

と書ける。 C_{11} と C_{12} は弾性スティフネスと呼ばれる値で通常正四面体結晶構造の半導体では $C_{11} \simeq 2C_{12}$ の関係が成り立つ。歪みの発生により決勝内部に応力エネルギーが蓄えられる。このエネルギーが転移の発生に必要なエネルギーを超えなければ結晶は安定となる。応力エネルギーは膜厚に比例するため転位が発生しない最大の膜厚が存在する。これを臨界膜厚と呼ぶ。Matthews らは多重薄膜構造において転移の発生しない限界の層厚 H_c を理論的に次のように導いている。[10]

$$h_c = \frac{b(1 - \nu \cos^2 \alpha)}{2\pi f(1 + \nu) \cos \lambda} \left(\ln \frac{h_c}{b} + 1 \right) \quad (1.14)$$

ここで $b = a\sqrt{2}$, $f = 2\epsilon$, ν : ポアソン比, α : 転移線とバーガスベクトスのなす角, λ : すべり面と海面の光線に垂直な面の方向をすべり面の方向のなす角である。ここで歪みがある場合のバ

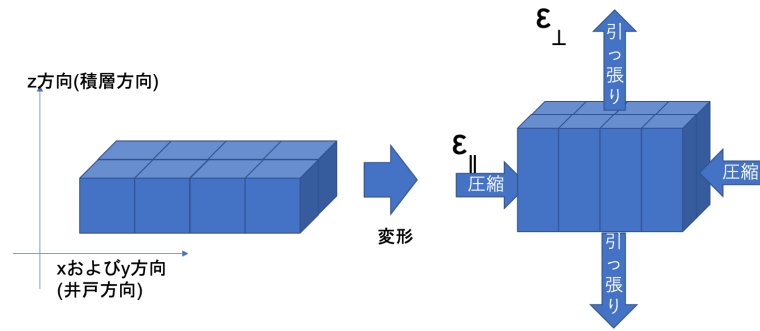


図 1.3: 歪み模式図

ンド構造の変化およびそれが及ぼすレーザー特性について定性的に述べる。

体積変形歪みは伝導帯と価電子帯のバンドたんとをシフトさせバンドギャップ E_g を $\Delta E_g = a\epsilon_{\text{vol}}$ だけ変化せさせる。 a は静水圧変形ポテンシャルと呼ばれる定数である。InGaAs だと....。一方軸性変形歪みは価電子対構造を変化させ、量子井戸レーザーの特性変化の主要因となっている。歪みがない半導体では価電子帯の頂上はヘビーホールとライトホールが縮退しているが、軸性歪みにより縮退が解けてそれぞれの頂上が上下反対方向にシフトする。バンドの分離量は $E_{ll-hl} \simeq -2b\epsilon_{\text{ax}}$ で与えられる。 b は軸性変形ポテンシャルと呼ばれる。

ここに k_{\parallel} 方向の図ほしい

圧縮歪みの場合、一番上の量子化準位の k_{\parallel} 方向のバンド構造はライトホールになっている。すると有効質量が小さく、すなわち状態密度が小さい。するとキャリア注入によるフェルミ準位の変化が大きくなり反転分布が生じやすくなる。(反転分布の条件: $E_{fc} - E_{fv} > \hbar\omega_p \geq E_g$ を達しやすくなる) したがって発振閾値ガム歪みに比べて小さくなる。引っ張り歪みの場合準位感分離が大きくなると価電子帯混合の影響が減って k_{\parallel} 方向の有効質量が小さくなる。これにより閾値を下げる事が可能である。光ファイバ通信用の 1.55 μm 帯で低い閾値電流密度が報告されている。[12] x は $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の x 。引っ張り歪みが 0, 0.9, 1.1, 1.5, 2.2 の単一量子井戸レーザーについて閾値電流が低くなることを報告した。

じゃあ 3QW の利得計算してみれば? ってなるよね

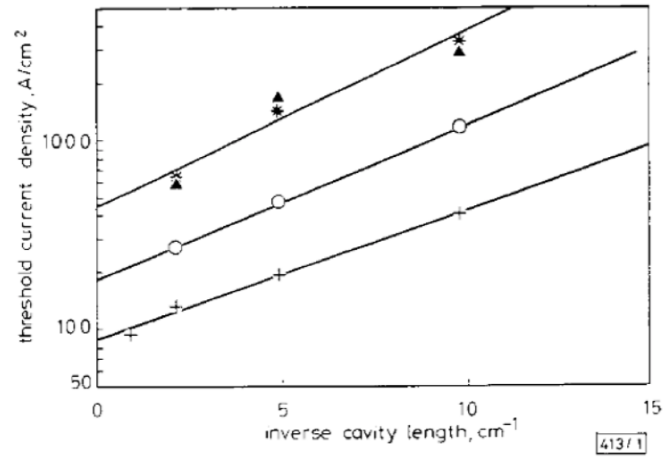


Fig. 1 Threshold current density at 20°C against inverse cavity length obtained from 50 μm wide oxide stripe lasers

- * $X = 0.53, L_z = 80 \text{ Å}$
- $X = 0.37, L_z = 100 \text{ Å}$
- + $X = 0.32, L_z = 120 \text{ Å}$
- ▲ $X = 0.22, L_z = 160 \text{ Å}$

図 1.4: 単一歪み量子井戸レーザーの閾値電流

歪み補償レーザー

歪み補償は [8] 歪み量子井戸について述べたが、活性層を厚く積むことを考える上では臨界膜厚を超えて積むことができない位以上不利となる。本研究では活性層を厚く積むことで光閉じ込め係数 Γ を大きくすることが狙いである。Yb ドープファイバーで増幅可能な波長帯域ここ調べて書く!!

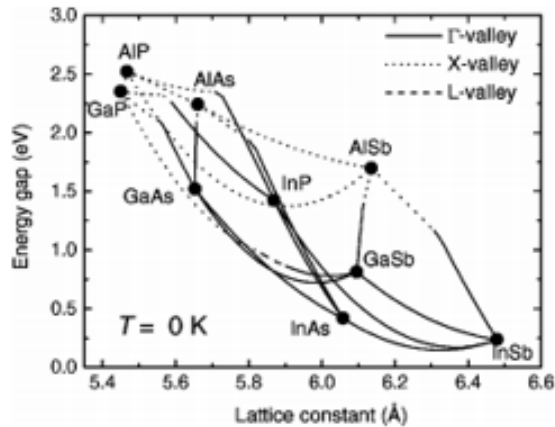


FIG. 3. Lowest forbidden gap as a function of lattice constant for non-nitride III-V compound semiconductors (points) and their random ternary alloys (lines) at zero temperature. The materials with Γ -, X -, and L -valley gaps are indicated by solid, dotted, and dashed lines, respectively.

Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys

図 1.5: 格子定数

InGaAs

1.2 本研究の目的

大きな目標としては電流注入利得スイッチングにより半導体から直接数 ps 程度の超短パルスを発生させることである。そのための工夫として本研究では多重量子井戸化を行った高利得材料のレーザーデバイスをデザイン、作製すること。およびそれに対して電流注入実験を行い発振特性を調べること、また利得スイッチング動作を試みて短パルス発生ができるかどうか試してみingことを本研究の目的とする。

第2章 試料構造と測定方法

2.1 はじめに

本研究では InGaAs/GaAs 系多重量子井戸・ファブリーペロー型の半導体レーザーをデザインし測定を行った。本章では 2.2 節でそのエピ構造とデバイス化のためのプロセスについて、2.3 節で測定手法について述べる。

2.2 試料作製

本研究では InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸レーザーおよび InGaAs/GaAsP 系 10 周期歪補償量子井戸レーザーを作製した。本 2.2 節では結晶構造のデザインと測定するためのデバイス化について述べる。エピウエハのデザインおよび結晶成長、フォトリソグラフィ加工に関しては NTT-AT 社、オプトウェル社に委託し試料を作製していただいた。この場をお借りして感謝を表す。

2.2.1 試料構造

まずはエピウエハ構造について述べる。本研究では 2 種類の試料を作製した。

(1) InGaAs/GaAs 系 3 周期歪量子井戸構造

(2) InGaAs/GaAsP 系 10 周期歪補償量子井戸構造

である。それぞれのエピ構造を図 2.1 に示す。下から n タイプ GaAs 基板、n タイプ AlGaAs クラッド層、non-GaAs SCH 層 (Separate Confinement Hetero-Structure)、活性層、non-GaAs SCH 層、p-InGaP エッチングストップ層、p-GaAs 層、p-AlGaAs クラッド層、p-GaAs ハイドロップコンタクト層となっている。バンドギャップの話して発光領域の話活性層には (1)3 周期多重量子井戸のエピウエハでは量子井戸層を $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 、バリア層を GaAs を用いた。GaAs 基板に格子整合を行った。 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 4 元混晶の格子定数はベガードの法則

$$a(x, y) = 5.8687 - 0.4176x + 0.1896y + 0.0125xy \quad (2.1)$$

で求められる [2]。これより $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 活性層の格子定数は 5.7565\AA 。GaAs バリア層の格子定数は 5.6532\AA であるので、面内歪 $-\Delta a/a$ は -0.0183 となる。InGaAs 層に圧縮歪が生じている。(2)10 周期量子井戸のエピウエハにおいては量子井戸層を同様に $\text{In}_{0.255}\text{Ga}_{0.745}\text{As}$ 、バリア層では歪補償のために $\text{GaAs}_{0.71}\text{P}_{0.29}$ を使い、GaAs 基板に格子整合を行った。(GaAsP の GaAs に対する歪は $-\Delta a/a = 0.010$ であり GaAsP には引っ張り歪が生じている)

また図 2.1 にはバンドギャップ E_g と屈折率 n の変化を模式的に表した。光は活性層と SCH 層、p-InGaAs 層、p-GaAs 層に閉じ込められると考えている。またキャリアは E_g の小さい量子井戸へ流れ込む。量子井戸で再結合がおこる。

エピウエハ完成後フォトリソグラフィによって電極パターンを形成した。それについて次節で述べていく。

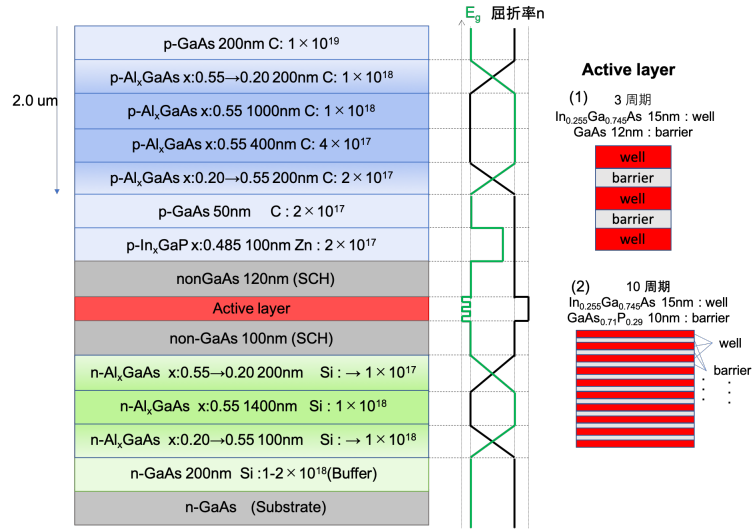


図 2.1: エピウエハ構造

2.2.2 ブロードコンタクトレーザ

ブロードコンタクトレーザとは光導波路を形成せずコンタクト電極をベタに蒸着したレーザデバイスである。リッジ形成プロセスを簡略化することで早く測定を行うことを目的とした。ウエハの評価測定のために用いた。エピウエハの n 側と p 側にコンタクト金属の蒸着を行った。p 側の原子は AuZnNi をコンタクト金属とし Ti/Au および Au 電極を使用した。基板を研磨し 120um 厚とした。その後 n 側は AuGeNi を用いて電極を蒸着した。

劈開を行いレーザデバイス化した後の模式図を図 2.2 に示す。z 方向にファブリーペロー共振器が形成される。y 方向に電流が流れ、活性層でキャリアの再結合が起きる。赤い楕円で示した。注入キャリアの量が閾値を超えると反転分布となり誘導放出がおこる。光が共振器内部を往復することで増幅され発振に至る。

共振器長は $L=500, 1000, 2000\mu\text{m}$ の 3 種類を作製した。x 方向の電流の広がり的大小を定める電極の幅を「電極パッド幅 w 」と呼ぶことにする。電極パッド幅は $w=3, 5, 10, 30, 50, 100, 300\mu\text{m}$ の 6 種類を作製した。

2.2.3 リッジ導波路型レーザ

次にリッジ導波路型レーザについて述べる。その模式図を図 2.3 に示す。エピウエハ作製後 p 側クラッド層を y 方向に活性層直上までエッチングすることで光導波路を形成した。そのとき x 方向のリッジ幅を w と呼ぶ。x 方向の光閉じ込めが大きくなるため、キャリアと光の重なりが大きくなることにより利得を大きくすることができる。商用デバイスにおいても一般的に行われている手法である。本研究でも最終的に利得スイッチング動作を試みるデバイスである。

導波路リッジの深さは 3 周期試料は実測値で $1.8\mu\text{m}$ 、10 周期試料は $1.9\sim 2.0\mu\text{m}$ である。導波路リッジ幅は $w=1.5\mu\text{m}, 2.5\mu\text{m}$ のものを作製した。AuZnNi をコンタクト金属として Ti/Au を電極とした。基板を研磨し $120\mu\text{m}$ 厚とした。n 側コンタクトは AuGeNi/Au である。共振器長 $L=100, 200, 300, 400, 500, 1000\mu\text{m}$ に劈開を行った。共振器長が $100, 200\mu\text{m}$ のものは劈開の真っ直ぐさを保つために $60\mu\text{m}$ 厚と非常に薄く研磨した。

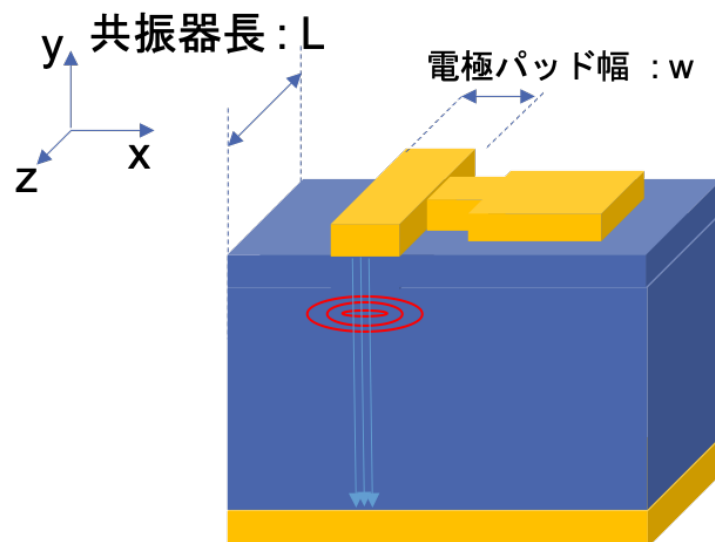


図 2.2: ブロードコンタクレザー

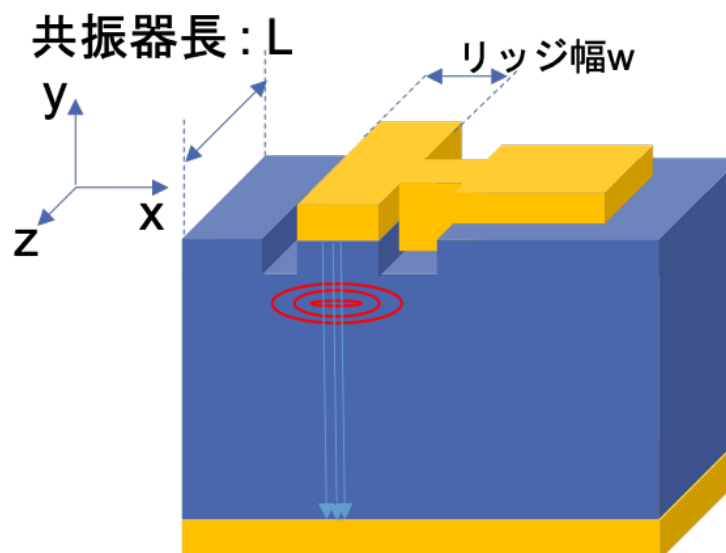


図 2.3: リッジ導波路型レーザー

2.2.4 マウント

作製したブロードコンタクトレーザーおよびリッジ導波路型レーザーに電流注入実験を行うためにマウントを行なった。

定常電流を流す実験を行うためにマウントした試料の例を図 2.4(a) に示す。写真中心の青い棒状のものがレーザーデバイス (レーザーバー) であり、合計 5 つの異なる電極パッドがついている。z 方向の共振器長は 300 μm である。誘導放出光は z 方向に放射する。レーザーは AlN 基板の全面に AnSn メッキを施したサブマウント (京セラ社製) にダイボンディングを行った。ダイボンディングは AnSu の融点よりも高い 330 $^{\circ}\text{C}$ まで加熱したサブマウントの上にレーザーバーを吸引ピンセットでおいた。レーザの端面を AlN サブマウントの淵に合わせることが後の測定で光検出器を近づけるために大事である。このとき AnSu の酸化を防ぐために N_2 雰囲気下で行った。電流注入は電極をプローバーで触ることにより行った。この状態で試料上面の p 側電極をプローバーでさわり電流を流した。n 側は AuSn メッキ AlN サブマウントを銅板などの導体に置き、その銅板から配線を行った。1 本のレーザーバーに 5 から 6 個程度の電極素子があるため 1 つの素子に対して測定が終わると次々とプローバーさわる箇所をかえていった。そうすることで速やかに測定を続けることができる。

一方、利得スイッチング動作実験 (高周波電気パルスを駆動) を行う試料は短い電気パルスが入るように Transistor Outline パッケージと呼ばれる缶状の金属にマウントを行った。京セラ社製の CAN を用いた。1 つ 1 つに分離した素子を AnSn 共晶材あるいはエポキシを用いて TO-CAN にダイボンディングし、金線をワイヤーボンディングマシンで配線した。その例を図 2.4(b) に示す。図 2.4(b) a

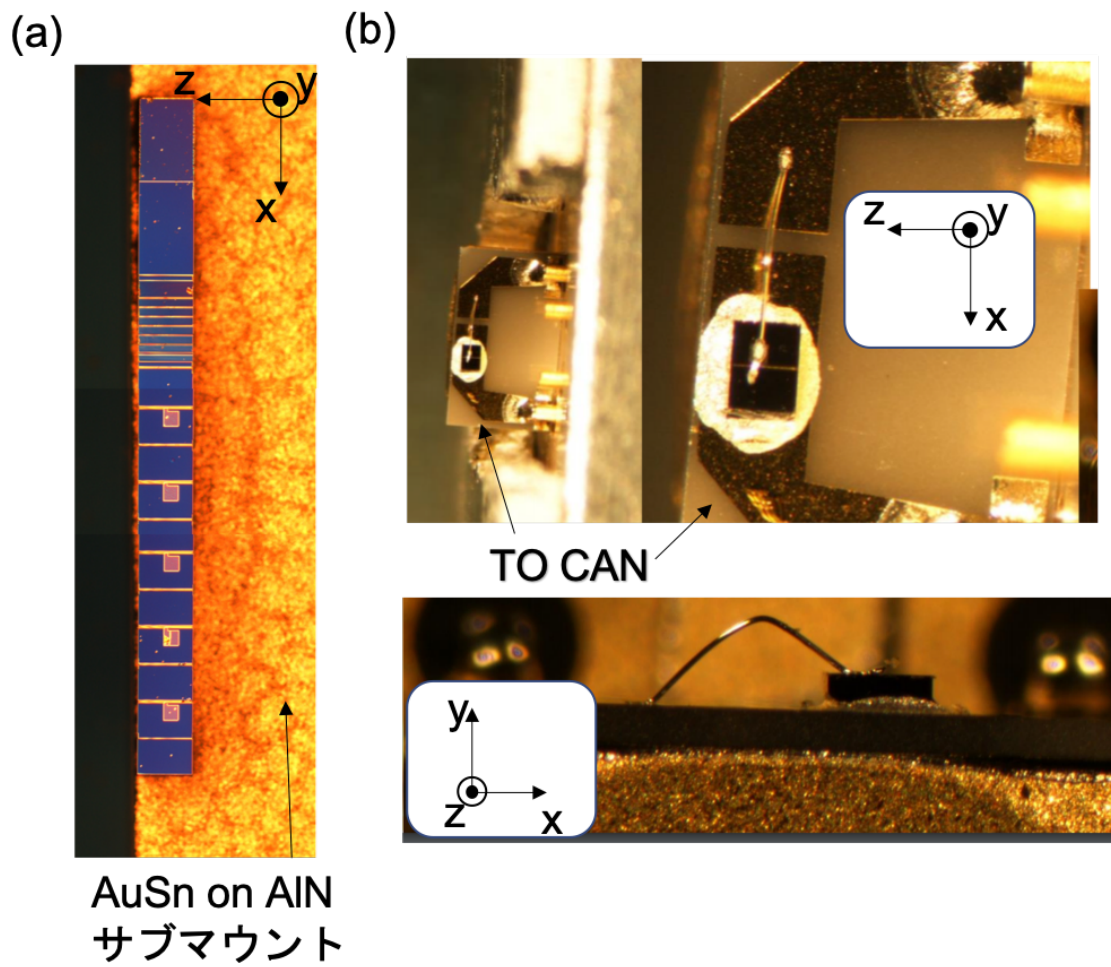


図 2.4: 測定デバイス外観

2.3 測定方法

本研究では主に2つの実験を行った。1つはエピウエハの品質を評価するための定常電流を印加する実験である。もう一つは利得スイッチング動作を起こすための短い電気パルスを印加する実験である。それぞれについて2.3.1節と2.3.2節で述べる。

2.3.1 定常電流注入による測定実験

まずエピウエハの品質を調べるために定常電流を注入する実験である。発振閾値電流や発振時の発光効率すなわち外部量子効率などの基本的な物性パラメータを見積もることができる。実験系を図2.5に示す。パルスジェネレータから数 μs パルスを数 ms 繰り返し周期で発生させ試料に注入する。ここでマイクロ秒程度のパルスは試料の中での発光過程やその他の物理現象の時間オーダーに対して十分長く、定常電流とみなすことができる。DC電流では熱の影響が大きくなってしまい試料が壊れてしまう恐れがあるため。Duty比(パルス幅と繰り返し周期の比)を1:1000程度に設定して実験を行った。試料からの発光強度を光パワーメータで測定した。また、回路に試料と直列に抵抗(22.4Ω)を入れ、そこにかかる電圧をモニタすることで流れる電流をそくていった。また回路全体の電圧と抵抗にかかる電圧の差をとることで試料にかかる電圧を算出した。

本来であればDC電流を印可することで定常発振させることが望ましい。しかし試料への熱の影響が無視できないほど大きくなってしまったため、本研究ではDC電流の代わりにマイクロ秒程度パルス電圧を印可した。マイクロ秒は半導体素子の中が定常状態になるには十分長く印可している時間の間に定常発振が起きているものとみなしていること。

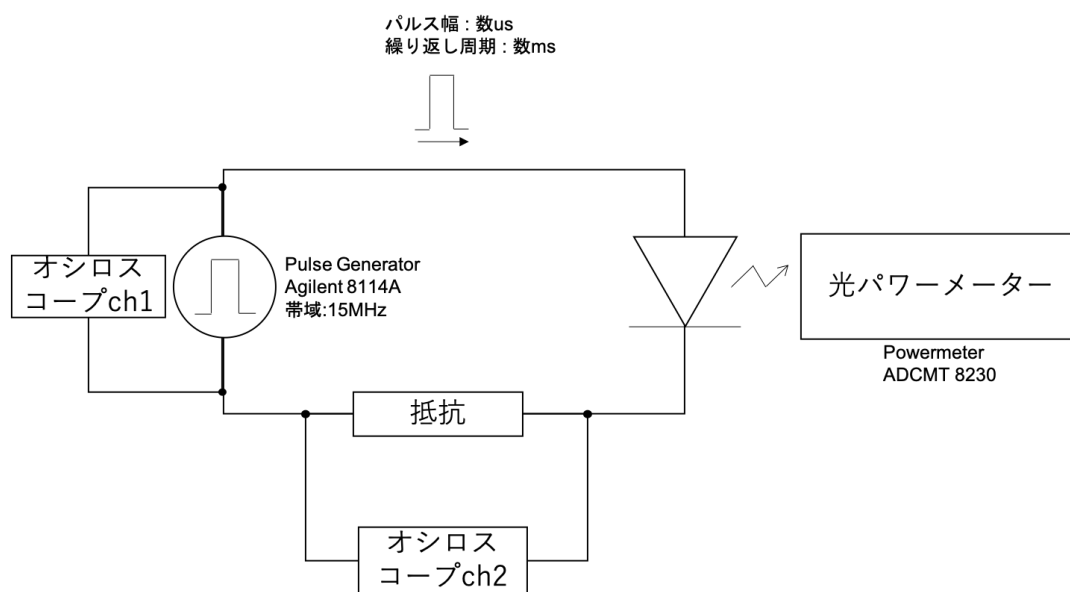


図 2.5: 定常電流注入実験の実験系回路図

ここで用いた機材を 2.1 に示す。

表 2.1: 定常電流印加実験に用いた機材

機材	型番
Pulse Generator	Agilent 8114A
Power Meter	ADCMT 8230
Oscilloscope	埋める

2.3.2 電流注入利得スイッチング実験

ナノ秒程度の短いパルス電圧を印加することで利得スイッチング動作を起こした。その実験系の回路図を図 2.6。電気パルスがパルスジェネレータから同軸ケーブルを介して試料へ印加される。パルスジェネレータで生成された電圧パルスは可変抵抗、RF アンプで増幅されデバイスへと印可される。試料からの発光は対物レンズでコリメートされ、非球面レンズで光ファイバーに集光される。その後フォトダイオードで検出しその電圧を高速サンプリングオシロスコープでモニタすることで光の時間波形を測定した。この実験で用いた機材を表 2.2 にまとめた。

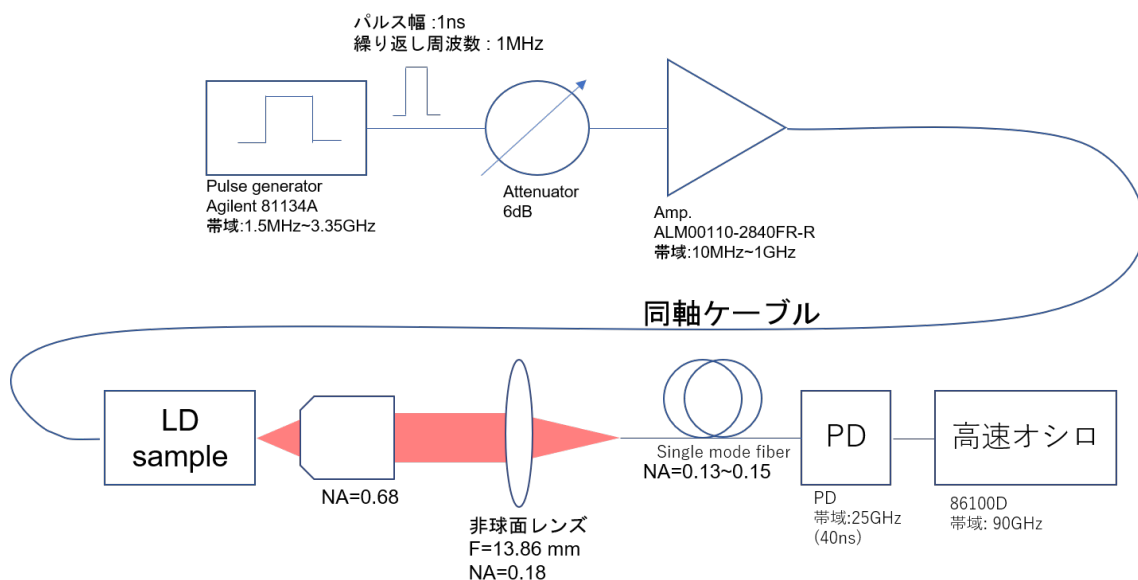


図 2.6: GS 実験系

表 2.2: 利得スイッチング実験に用いた機材

機材	型番	帯域
Pulse Generator	Agilent 81143A	1.5MHz~ 3.35GHz
Attenuator	埋める	埋める
RF Amp	ALM00110-2840FR-R	10MHz ~ 1GHz
PD	埋める	25GHz
Oscilloscope	86100D	90GHz

第3章 実験結果

本章では 3.1 節ではブロードコンタクトレーザ、3.2 節ではリッジ導波路型レーザへの電流注入実験についての実験結果を報告する。

3.1 ブロードコンタクトレーザ試料に関する測定結果

ブロードコンタクトレーザへ定常電流を流して IL カーブを得る実験を行った。様々な共振器長、電極パッド幅の試料に対して実験を行うことでウエハの基本的な物性パラメータを見積もることが目的である。

発振閾値電流を測定することに加えて、発振時の印可電流の増分に対する光出力の増大から発光量子効率 (微分外部量子効率) を見積もることが目的である。また発振閾値電流密度を算出するためにデバイス内の電流の広がりを見積もった。3 周期ウエハと 10 周期ウエハごとに節を分けている。

3.1.1 3 周期

3 周期量子井戸ブロードコンタクトレーザの結果を示す。図 3.1(a) 縦軸に発光強度 (片方の端面)、横軸に電流をとった IL カーブの結果である。また 3.1(b) は縦軸に試料にかかっている電圧、横軸に電流をとった IV カーブの結果である。共振器長 L が $L=500, 1000, 2000\mu\text{m}$ の結果をプロットした。代表としてパッド幅 $w=50\mu\text{m}$ の結果をプロットした。測定条件は $1\mu\text{s}$ パルスで 2ms 繰り返し周期である。デューティ比は 1:2000 である。

(a) を見ると各デバイスにおいて光出力強度が電流値を上げてくと増加していき、ある電流値を超えると発振が始まり発光強度が急激に増加することがわかる。その電流値を発振している時の IL カーブを直線フィッティングすることで求めた。フィッティング直線の x 切片を発振閾値電流 I_{th} とした。またフィッティング直線の傾きを発振時のスロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ とした。ここで表とか作った方がわかりやすいか？

(b) を見ると各デバイスにおいて電流が流れ始めるのが 1V 付近からであることが見て取れる。また共振器長 L が長いほど同じ電流に対する電圧が低い。これは電流が流れる面積が共振器長 L に比例して大きくなるためデバイスの抵抗値が小さくなっているためである。

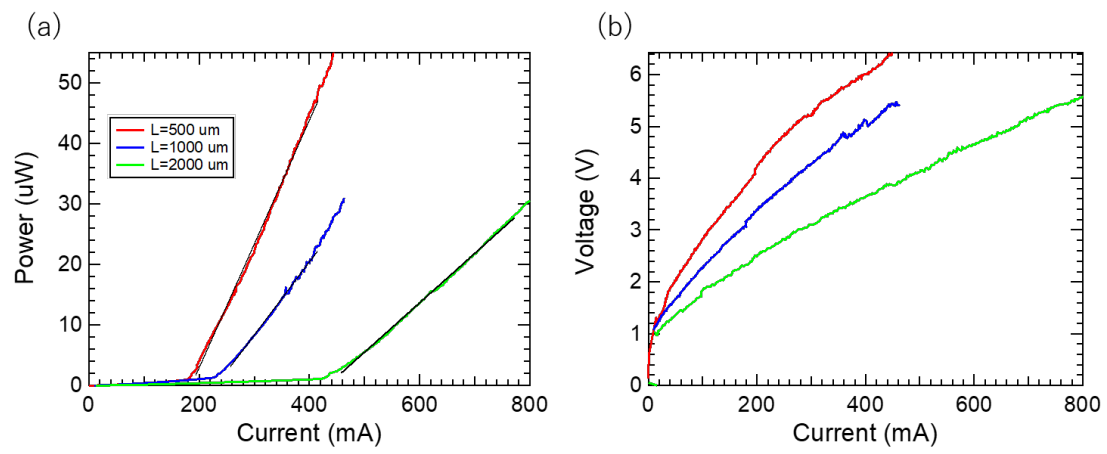


図 3.1: 3MQW の IL カーブと IV カーブ

次に様々なパッド幅に対して見積もった発振閾値電流 I_{th} の結果を図 3.2(a) に示す。発振閾値電流 I_{th} 、横軸が電極パッド幅 w である。(b) は発振時の発光効率である。先のフィッティング直線の傾きにデューティー比をかけ、さらに両端面からの発光の分で 2 倍したものをプロットした。

図 3.2(a) を見ると、パッド幅 w が 50 μm より大きい領域では閾値電流 I_{th} はパッド幅 w に対して線形に増加していることがわかる。一方パッド幅 w が小さい領域では線形に変化していない。

この原因は電流がパッド幅 w に対して無視できないほど広がってしまっているためだと考えられる。このことについて 3.1.3 節で述べる。

図 3.2(b) を見るとそれぞれの共振器長で概ね横ばいの値を持っている。

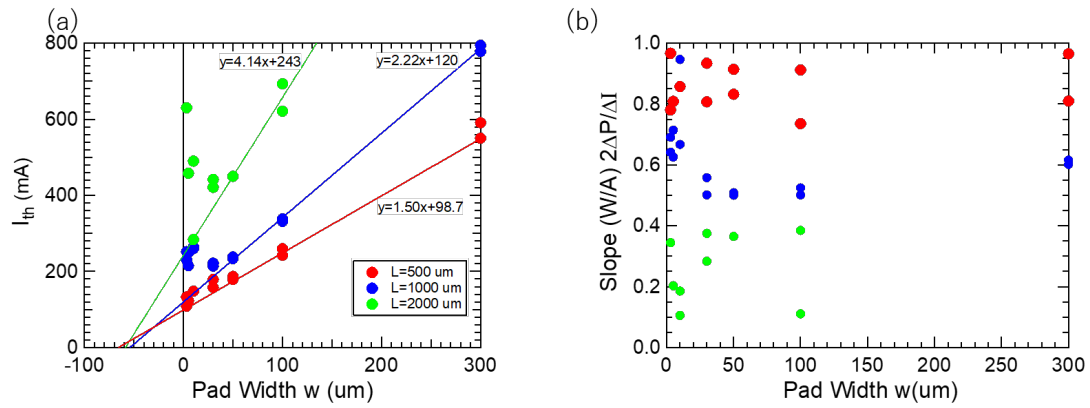


図 3.2: 3MQW の閾値電流と発光効率

3.1.2 10QW

次に10周期量子井戸ブロードコンタクトレーザーについての結果を示す。図3.3に(a)ILカーブおよび(b)IVカーブを示す。 $w=50\mu\text{m}$ を代表としてプロットした。色分けは共振器長を表す。駆動条件は2 μs パルスを2ms繰り返し周期で印可した。デューティー比は1:1000である。次に3.2

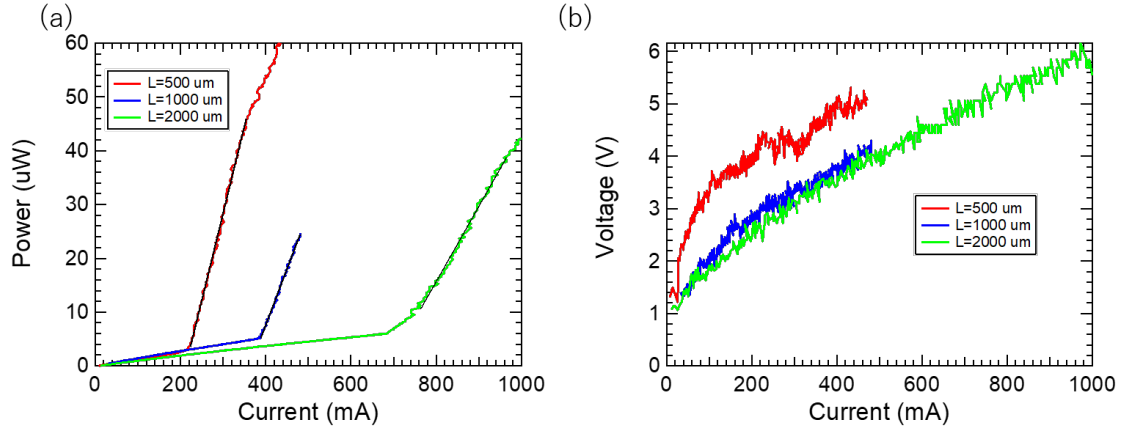


図 3.3: 10MQW の IL 結果

(a) に 3.3 (a) の IL カーブの発振時の直線フィッティング結果から閾値電流 I_{th} および (b) スロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ をプロットした。傾きはデューティー比 1:1000 と両端面からの発光を換算していることに注意されたい。

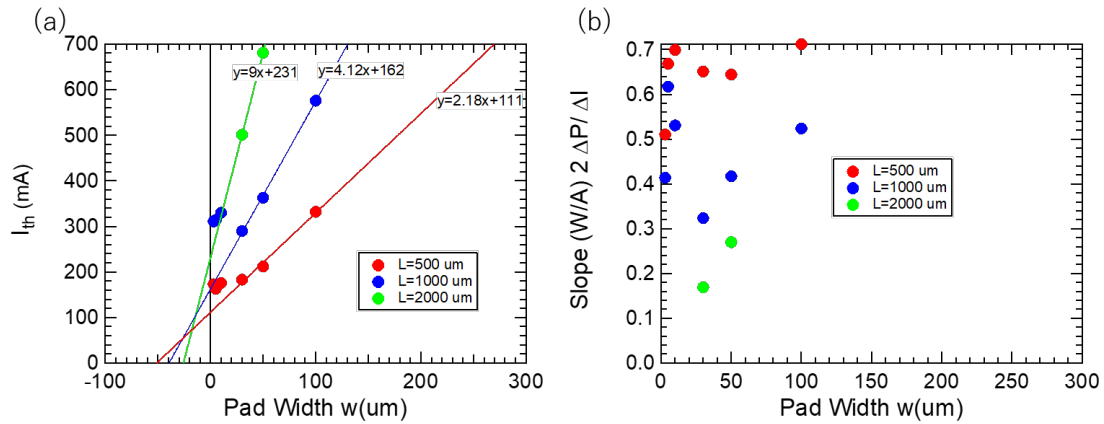


図 3.4: 10MQW の IL 結果

3.1.3 電流広がりに関する考察

3.1.1 節と 3.1.2 節で IL カーブから閾値電流を見積もった。この値から閾値電流密度 J_{th} を求めることが大切である。レーザーの基本的な特性を知る上で閾値電流密度が大切なパラメータであるからである。発振閾値電流 I_{th} を電流が流れた面積で割れることで閾値電流密度 J_{th} が求まる。本体閾値電流電流は電流を流す面積に比例して大きくなる。面積とは電極パッド幅 w と共振器長 L の積で表される。しかし図 3.1 (a) や 3.3(a) を見るとそうになっていない。そこで発振閾値電流 I_{th}

が線形に増加する領域をフィッティングした直線の x 切片を含めたパッド幅を有効的なパッド幅と
 考えて閾値電流密度を算出した。まずは有効パッド幅を見積もった。フィッティング関数の x 切片
 の絶対値が実質的なパッド幅の増分 w' である。その値を表に示した。

表 3.1: 3QW ブロードコンタクトレーザの電流広がり	
共振器長 L (um)	パッド幅の増分 (電流の広がり) w' (um)
500	65.8
1000	54.1
2000	58.7

表 3.2: 10QW ブロードコンタクトレーザの電流広がり	
共振器長 L (um)	パッド幅の増分 (電流の広がり) w' (um)
500	51.1
1000	39.5
2000	25.7

この表の値 w' と閾値電流 I_{th} (mA) から式 (3.1) の関係を用いて閾値電流密度 J_{th} (kA/cm²) を算
 出した。

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{(w + w')L} \quad (3.1)$$

その結果を示す。図 3.2 に 3 周期の結果、3.4 に 10 周期の結果をプロットした。

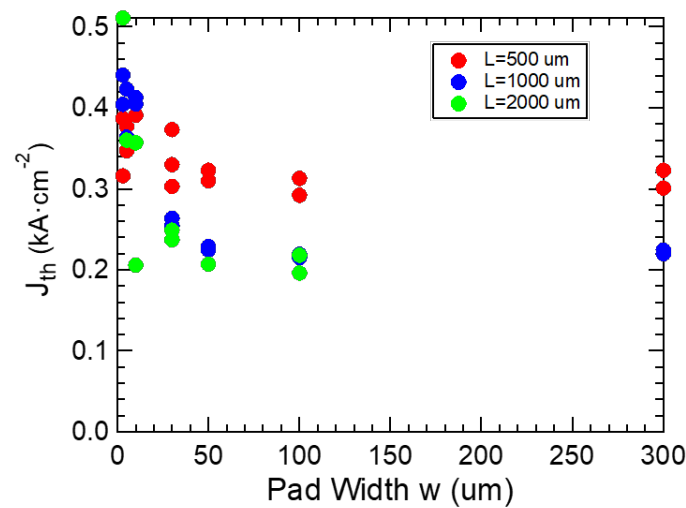


図 3.5: 3MQW の閾値電流密度

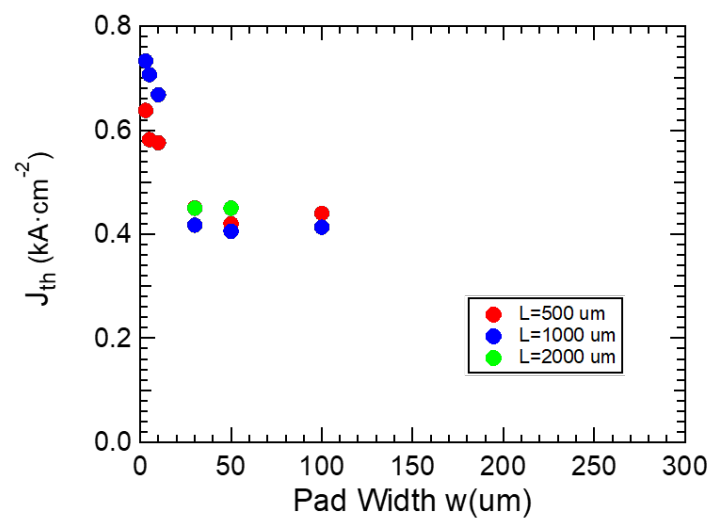


図 3.6: 10MQW の閾値電流密度

3.1.4 外部量子効率、内部量子効率と吸収係数の計算

次に IL カーブの発振時の傾きに相当するスロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ から試料の内部量子効率および吸収係数を算出した。まずはスロープ効率 $\Delta P/\Delta I$ (W/A) から外部微分量子効率 η_d を算出した。式 (3.2) の関係を用いた。

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} 2 \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad (3.2)$$

e は電気素量、 h はプランク定数、 ν は発振周波数であり、1050nm とした。 η_d はキャリアの注入数に対する取り出せる光子の数の割合である。結果を図 3.7 に示す。縦軸を η_d 横軸をパッド幅 w としてプロットした。色分けが共振器長の違いを表している。 $L=500\mu\text{m}$ では 0.7 程度、 $L=1000\mu\text{m}$ では 0.4 程度、 $L=400\mu\text{m}$ では 0.3 程度の値を持っている。 η_d は共振器長 L を用いて式 (3.3) と書

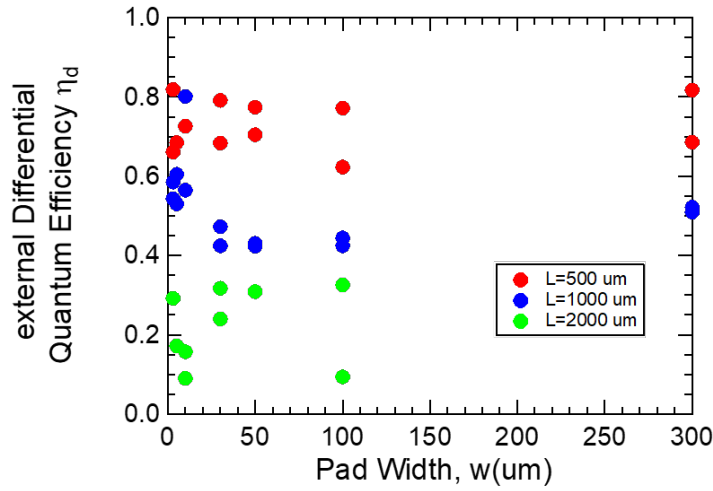


図 3.7: 3QW 外部量子効率

き表される。

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_{\text{int}}}{\ln(1/R)\eta_{\text{int}}} + \frac{1}{\eta_{\text{int}}} \quad (3.3)$$

α は共振器内の内部損失、 R は共振器のミラーロス、 η_{int} は内部微分量子効率である。 R は半導体デバイスの屈折率と空気の屈折率の差から 0.32 と仮定できる。見積もった η_d の逆数を共振器長に対してプロットし直線フィッティングを行なった。これを図 3.8 に示す。例としてパッド幅 $w=100\mu\text{m}$ の結果を示す。式 3.3 よりこのフィッティング直線の y 切片から内部量子効率 η_{int} を見積もると $\eta_{\text{int}}=0.96$ と計算できる。また、直線の傾きから内部ロス α_{int} を見積もると $\alpha_{\text{int}}=11.8$ (/cm) と計算できる。

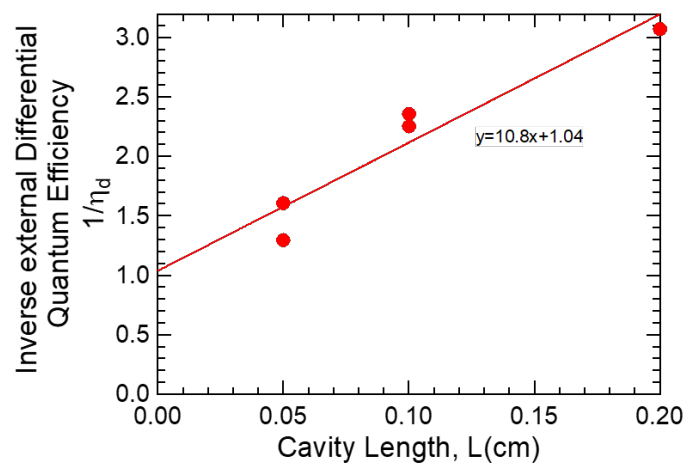


図 3.8: 3QW 外部量子効率の逆数

同様の解析を 10QW についても行った。こちらは $w=50\mu\text{m}$ の結果を示している。10 周期に関しては $\eta_{\text{int}}=0.94, \alpha_{\text{int}}=18.0$ (/cm) となった。

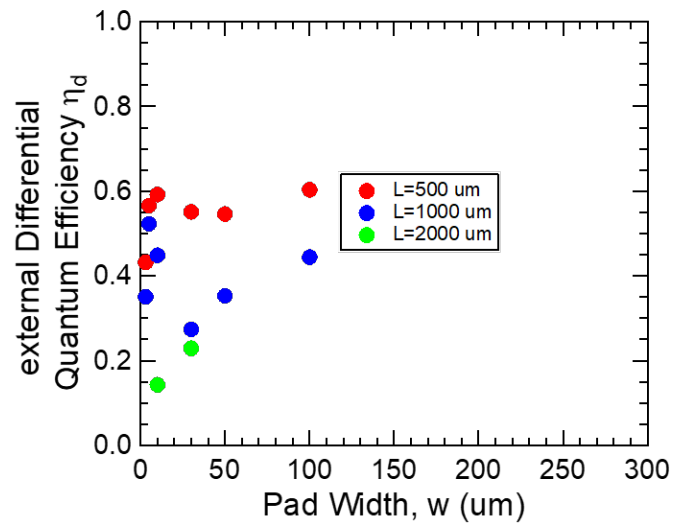


図 3.9: 10QW 外部量子効率

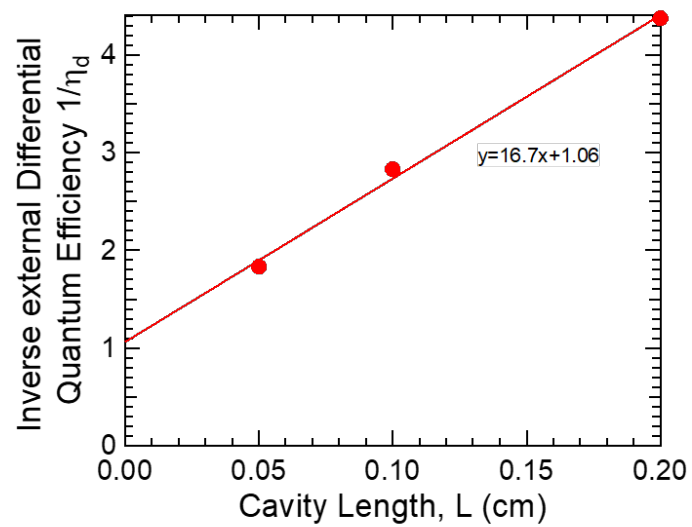


図 3.10: 10QW 外部量子効率の逆数

3.2 リッジ導波路型レーザーに関する実験結果

3.2.1 定常電流の結果

作製したリッジ導波路型レーザーのついて定常電流を流し、発光測定を行った。その結果を示す。2マイクロ秒パルスで2ミリ秒周期で注入した。デューティー比は1:1000である。まずは3周期の結果

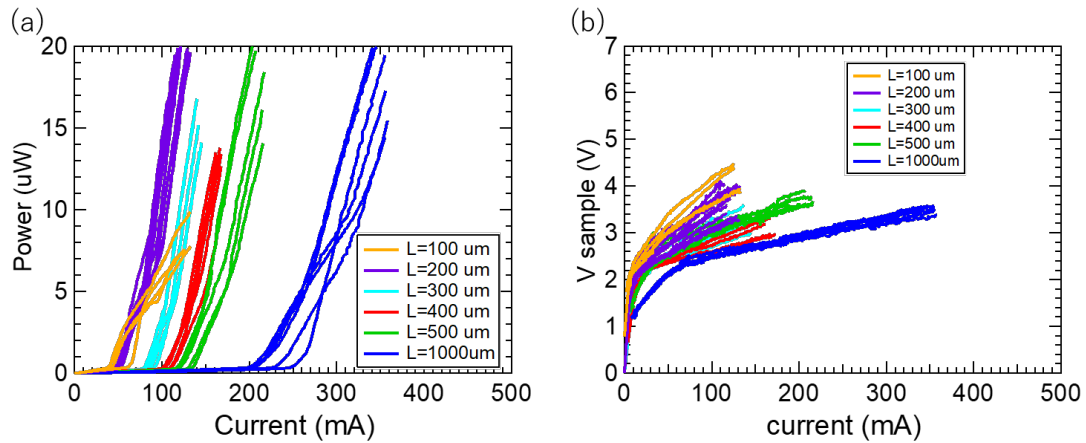


図 3.11: 3 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

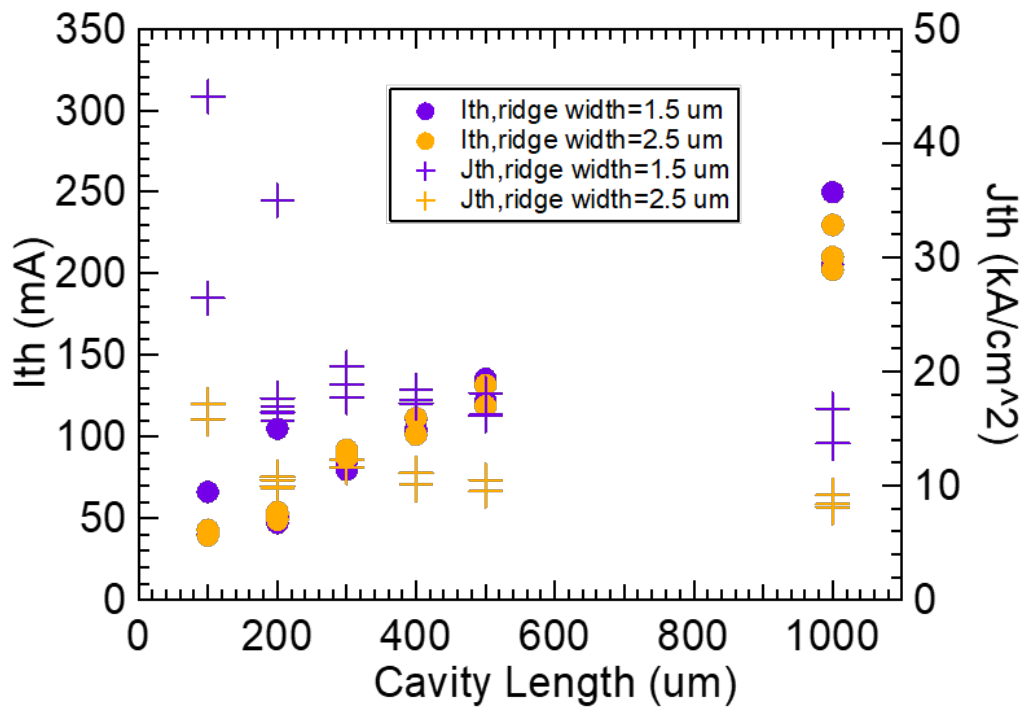


図 3.12: 3 周期 リッジ導波路型レーザーの閾値電流

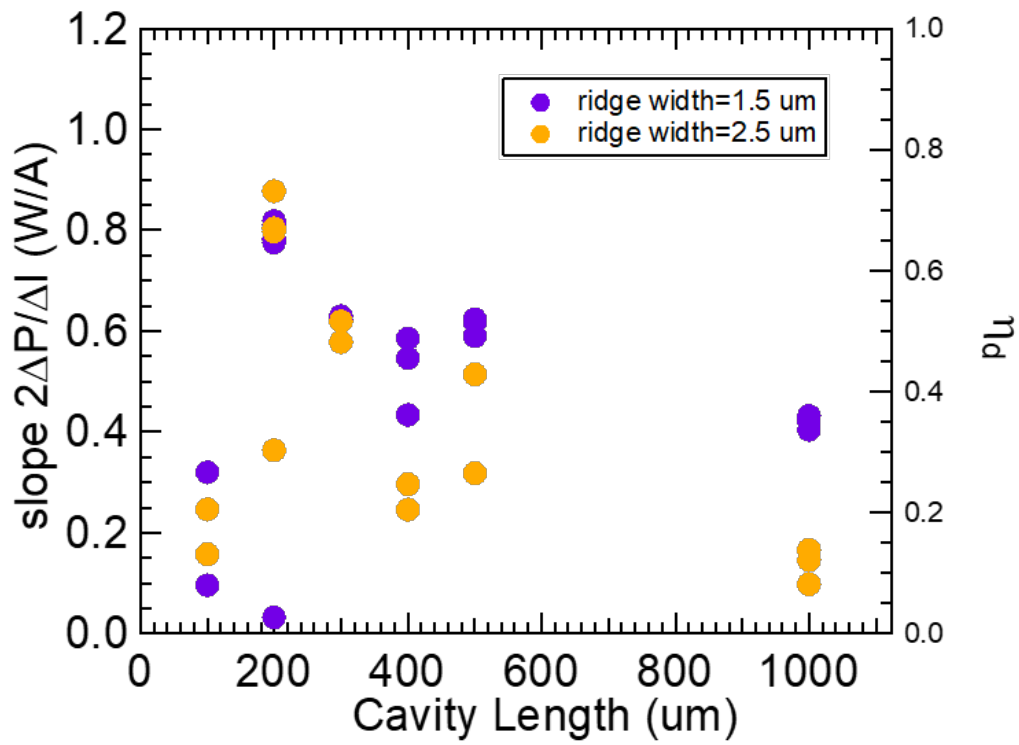


図 3.13: 3 周期 リッジ導波路型レーザーのスロープ効率

次に 10 周期の結果を示す。IL カーブから閾値電流と発進時の傾きを出した。それを示す。

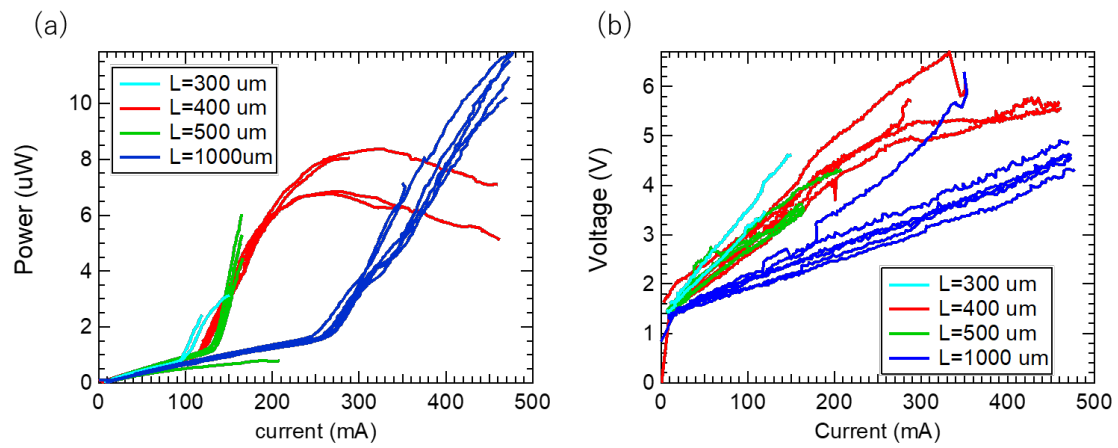


図 3.14: 10 周期 リッジ導波路型レーザーの IL カーブおよび IV カーブ

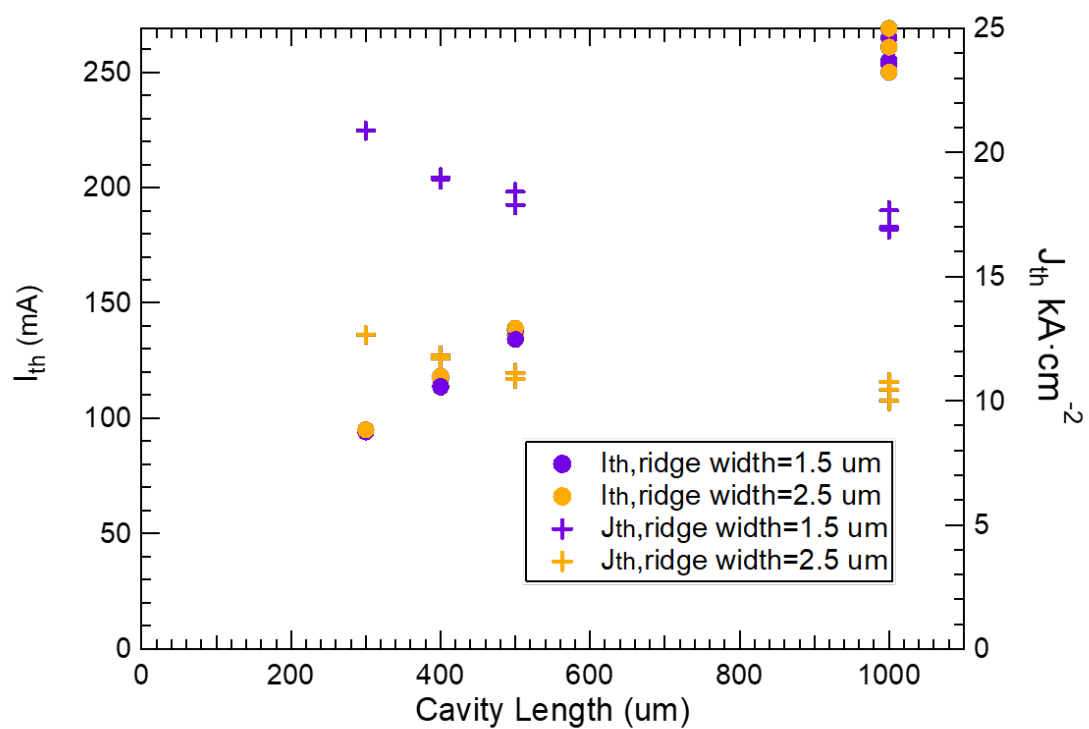


図 3.15: 10 周期 リッジ導波路型レーザーの閾値電流と閾値電流密度

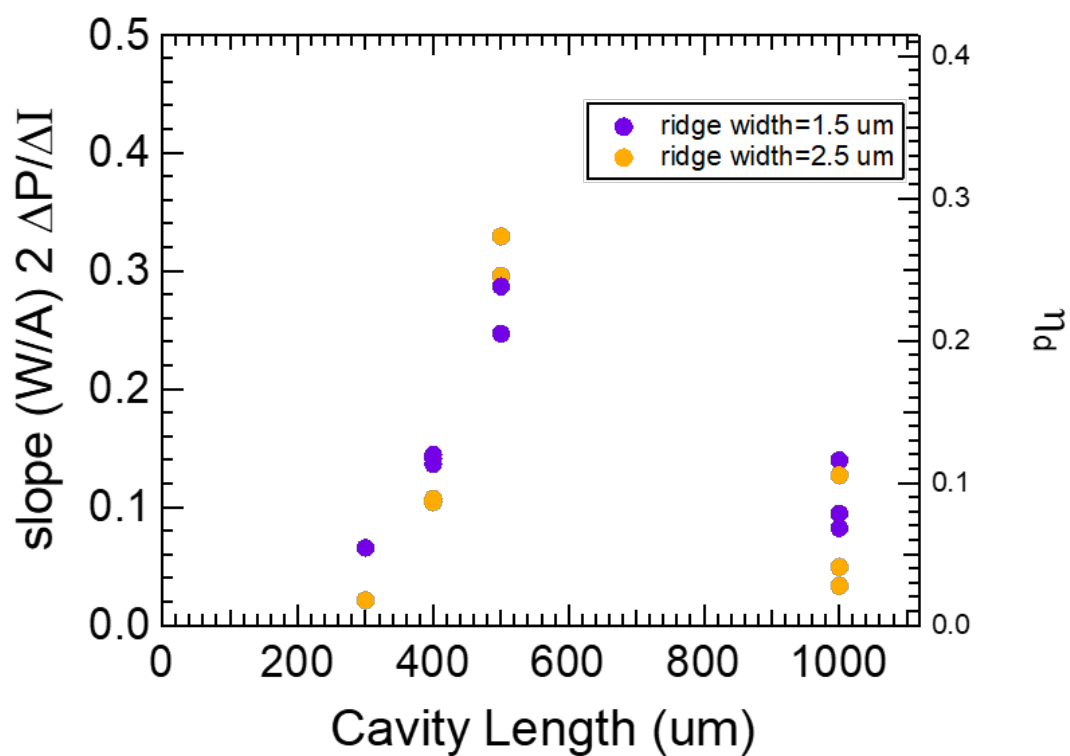


図 3.16: 10 周期 リッジ導波路型レーザーのスロープ効率

3.2.2 短パルス電流注入の結果

リッジ導波路型レーザーに関して電流注入利得スイッチング実験を行った。その IL と時間波形を示す。

3.2.3 IL

10 周期と 3 周期一個づつ

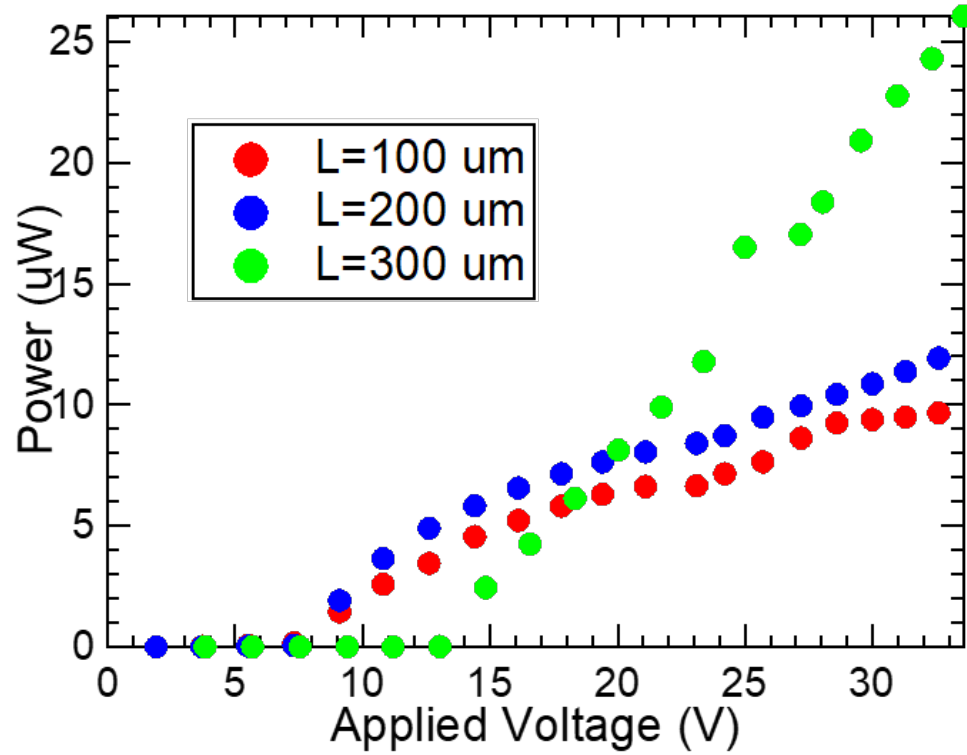


図 3.17: 3MQW 短パルス駆動時の IL カーブ

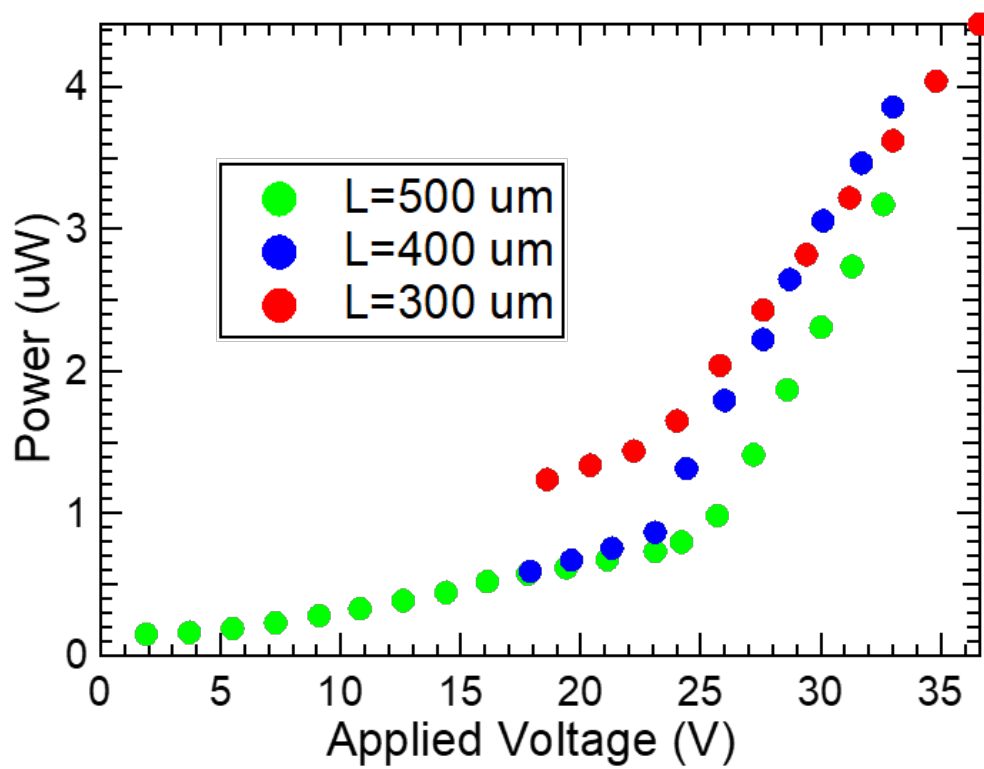


図 3.18: 10MQW 短パルス駆動時の IL カーブ

3.2.4 3QW 試料の利得スイッチング動作

時間波形を示す。図 3.19(a) に 3 周期量子井戸レーザーの励起強度を変えたときの時間波形を示す。図 3.19(b) には強度を規格化したプロットをしめす。これらを見ると励起強度を大きくするに従ってピーク強度が高くなっていき、また立ち上がりが早くなっていることがわかる。

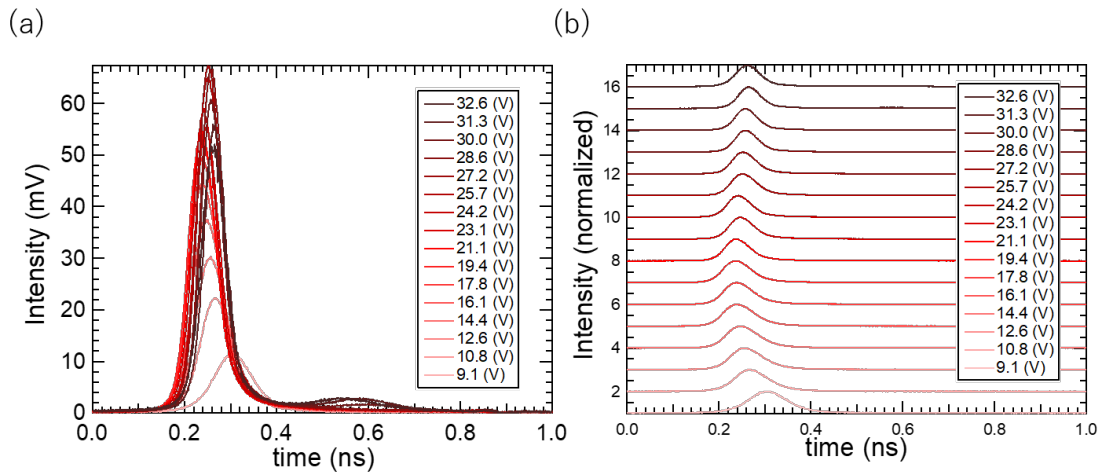


図 3.19: 3MQW L=100um の利得スイッチング光パルスの時間波形

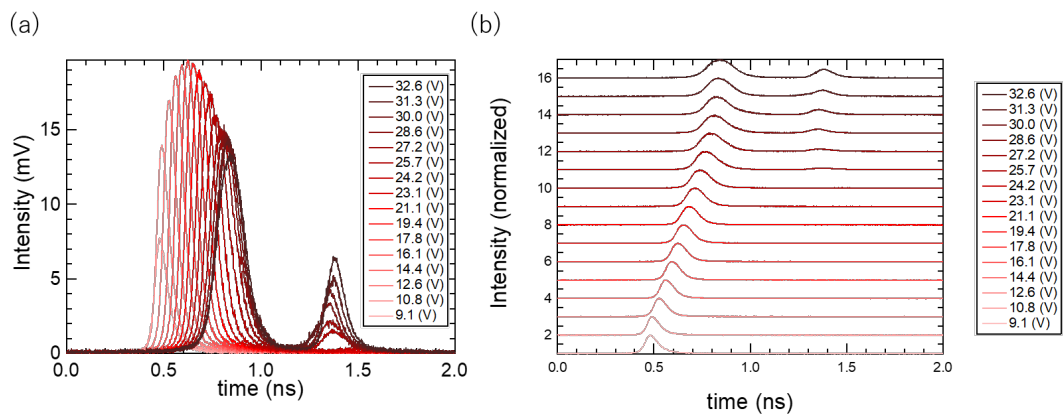


図 3.20: 3MQW L=200um の利得スイッチング光パルスの時間波形

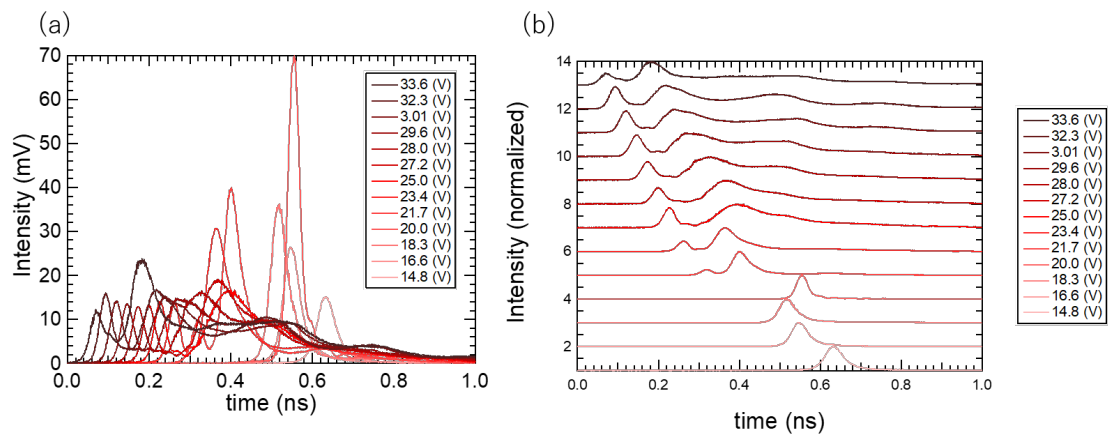


図 3.21: 3MQW L=300um の利得スイッチング光パルスの時間波形

3.2.5 10QW 試料の利得スイッチング動作

L=300,400,500

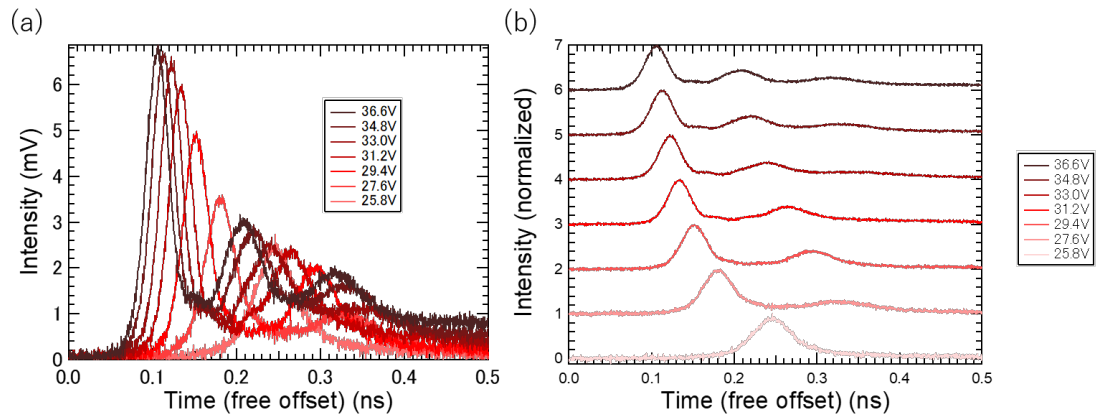


図 3.22: 10MQW L=300um の利得スイッチング光パルスの時間波形

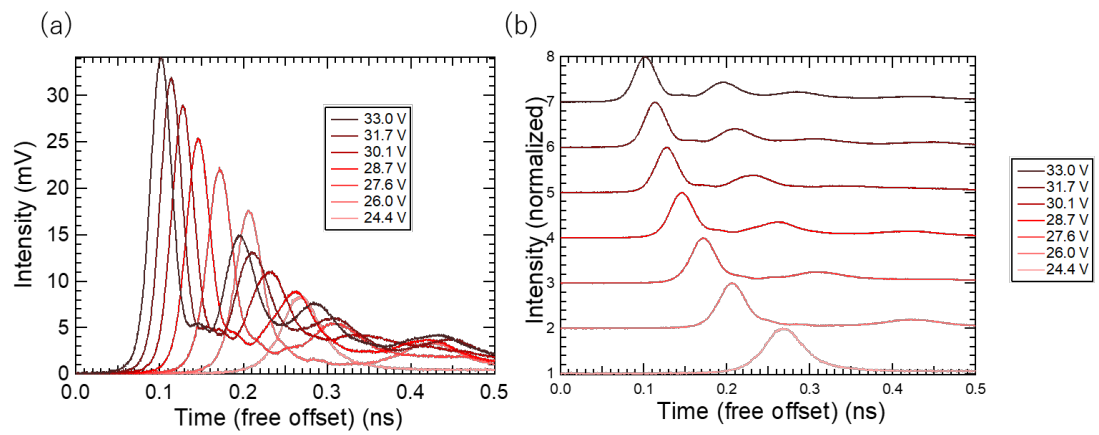


図 3.23: 10MQW L=400um の利得スイッチング光パルスの時間波形

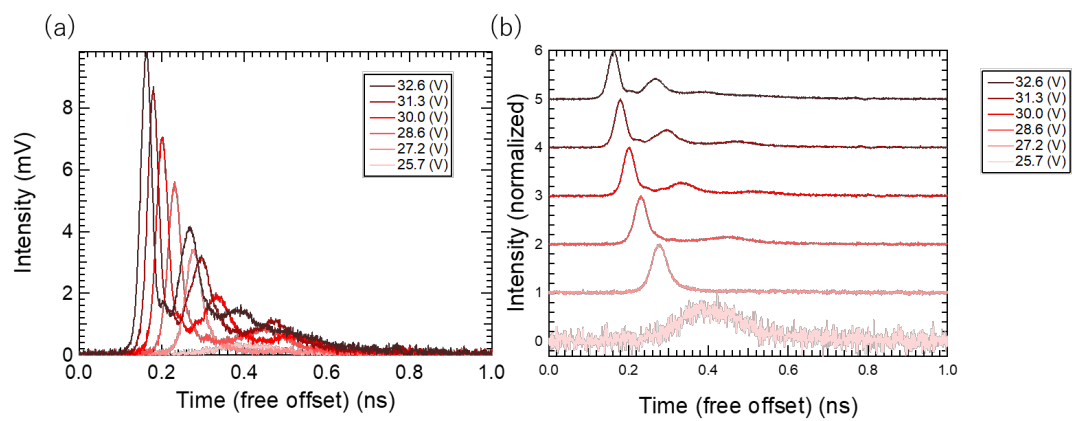


図 3.24: 10MQW L=500um の利得スイッチング光パルスの時間波形

3.2.6 結果の比較

FWHM をまとめた。でコンボリューション後の値を示した。

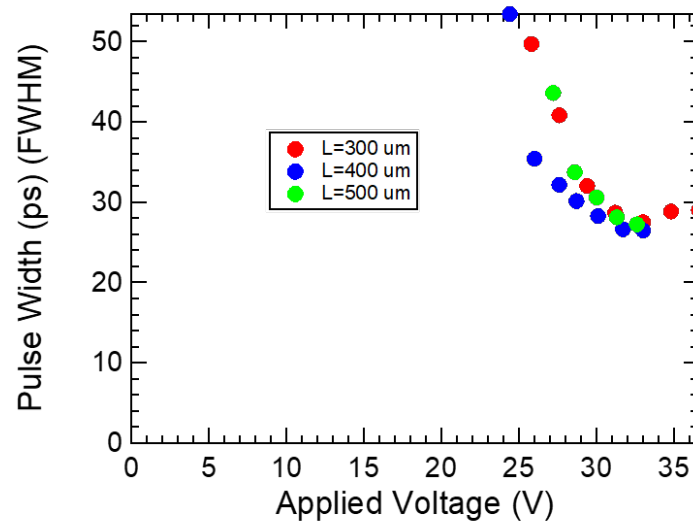


図 3.25: 10MQW 利得スイッチングパルスのパルス幅

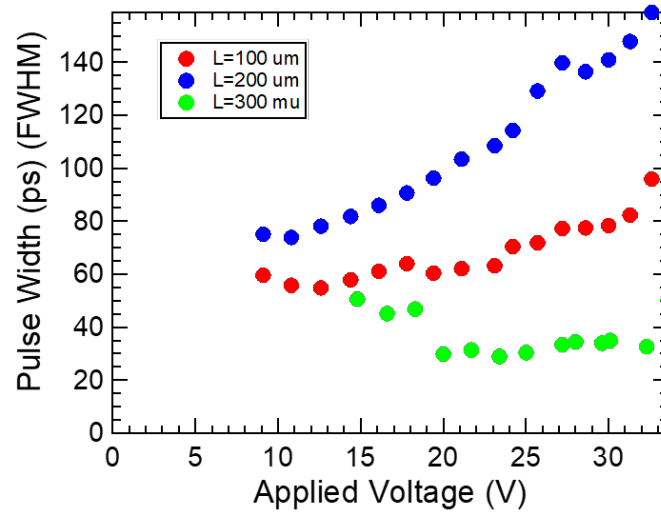


図 3.26: 3MQW 利得スイッチングパルスのパルス幅

3.3 考察

第4章 まとめと展望

4.1 本研究のまとめ

4.2 今後の展望

第5章 付録

5.1 deconvolution の計算?

5.2 駆動系の電気信号

関連図書

- [1] 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* , Vol 5,098001, 2012.
- [2] 伊賀健一 (1994) 『半導体レーザ』, オーム社
- [3] Takashi Ito , Hidekazu Nakamae, Yuji Hazama, Takahiro Nakamura, Shaoqiang Chen, Masahiro Yoshita, Changsu Kim, Yohei Kobayashi and Hidefumi Akiyama. Femtosecond pulse generation beyond photon lifetime limit in gain-switched semiconductor lasers .*Communications Physics*, DOI: 10.1038/s42005-018-0045-0, 2018.
- [4] A. Hasegawa and Y.Kodama, Signal transmission by optical solitons in monomode fiber, *Proc. IEEE*,vol.69, No.9, 1145-1150, (1981)
- [5] B.N. Chichkov, C.momma, S.Nolte,F. von Alvensleben, A. Tünnermann, Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A*vol.63,109-115, 1996.
- [6] Hiromasa Ito, Shigeru murata, Hiroyuki Yokoyama and Humio Inaba. 高周波変調にもとづく AlGaAs 半導体レーザーからの超短光パルス発生, 応用物理, 第 50 巻, 第 1 号, 18-28, (1981)
- [7] K. Y. Lau. Gain awitching of semiconductor Injection lasers, *Alli. Phys. Lett.* , vol.53, 257,1987.
- [8] 河村力 (1996) 『セラミックス基礎講座 6 結晶と電子』、内田老鶴圃
- [9] 御子柴宣夫 (1982) 『半導体工学シリーズ 2 半導体の物理』、培風館
- [10] J.W.Matthews : J.Crystal Growth, vol.27,118,(1974)
- [11] 小長井誠, 『半導体超格子入門』 1987, 培風館
- [12] P.J.Thijs, J.J.M.Binsma, L.F. Tiemejier, and T. van Dorgen ,*Electron . Lett.*vol 28, issue 9, 829,(1992)

謝辞

秋山英文教授には2年間の修士課程を通して物理への向き合い方だけではなく、人としての生き方を教えていただいたように思う。先生の下で過ごすことができたことを誇りに思う。

挟間優治助教授は居室での席が近かったことも合間って研究室生活を意義のあるものにしていただいたと感じている。初歩的な質問にも丁寧に答えてくださりありがとうございました。

秋山研究室メンバーの同期である柴田桂成氏は本質的な物理への探究心を持った人物であり、日々の会話の中で多大なる刺激をもらうことのできる有意義な毎日を送ることができた。

また先輩である中村考宏氏からはもっとも多くのことを学ばせていただいた。実験具体的な手法から半導体プロセスまでありとあらゆる場面で学ばせていただいた。

特任研究員の金昌秀氏には劈開、電極の蒸着やエッチングプロセスと一緒にやっていただいた。非常に丁寧な作業姿からは物事に取り組む姿勢を感じた。

中前秀一氏にはレーザー動作に関する基礎物理の議論をしていただいたことが記憶に新しい。陶仁春氏はときを同じくして秋山研究室に所属したメンバーの一人であり、日常生活から利得スイッチング実験まで一緒に学ぶことが多かった。陶氏の研究への真摯な態度の日常生活での気の利いた冗談はとても心地の良いものであった。

薄倉淳子氏とは日常会話で気分を明るくしていただいた。廣瀬修平氏は数少ない後輩であり、日々のたわいもない雑談がどれほど励みになったであろうか。

その他秋山研究室で共に過ごしたOB,OGのみなさまには感謝をしている。

伊藤隆氏

NTT...の奥哲氏はレーザー開発の中枢をになっていただいた。あまりにも豊富な経験をそれゆえのプロセスにおけるポイントの押さえ方からは一緒に作業を行うだけでも学ぶところが非常に多かった。素人の質問にも懇切丁寧に説明をしていただき大変理解が深まったことは言うまでもない。また試料提供をしていただいたNTT-ATの職員の方々、およびオプトウェル社の職員の方々にも感謝の意を示したい。最後にときおり進路や学業の相談に乗ってくれた父と多忙の中実家で日々の生活を支えてくれた母に感謝の意を表して締めとしたい。