平成18年度 修士論文

MOVPE成長したInGaAlAs多重量子井戸における逆バイアス時の位相変調特性の測定とキャリア空乏効果の解析

2007年2月2日　提出

指導教官　中野義昭　教授

東京大学大学院 工学系研究科
電子工学専攻　56427

大江英輝

Abstract

本研究では、通信用波長帯で動作する電圧駆動の光変調器・光スイッチの高効率化を目指し、当研究室において MOVPE 成長した半導体多重量子井戸 (MQW) における逆バイアス時の位相変調特性の評価を行った。特に、従来から研究室で作製されてきた InGaAsP MQW だけでなく、いまだ問題の多いとされる InGaAlAs MQW に対して重点的に評価を行い、InGaAsP MQW との特性の違いを追究した。

評価の結果、InGaAlAs MQW においては InGaAsP MQW とは異なり、0 V 近傍においてバイアスに対して線形かつ強度変調を伴わない高効率な位相変調が起きることが確認され、この効果は従来から知られているポッケルス効果や量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE) では説明がつかないことが判明した。

この高効率な位相変調効果の原因を調べるため、pin 接合のキャパシタンスを LCR メーターにより測定する C-V 法を導入し、pin 接合の空乏層幅および MQW に含まれるキャリア濃度の調査を行った。その結果、InGaAlAs MQW においては InGaAsP MQW とは異なり、意図的なドーピングを行わなくても MQW には高濃度のドナーが存在し、このため逆バイアスを加えると MQW のキャリア密度が変化し、高効率な位相変調が起きることが明らかにされた。

複数の文献を調査し、さらに過去に研究室で行った SIMS の結果から、この InGaAlAs MQW に含まれるドナーは主に酸素によるものであることがわかった。このようなキャリア空乏による位相変調効果は、EA 変調器として動作させた場合にチャープ特性を著しく悪化させるため、好ましいことではない。そこで、InGaAlAs における残留不純物濃度を制御することを目的として、MOVPE 成長条件に対する不純物濃度の依存性を調査した。その結果、成長温度、成長レート、V/III 比すべてにおいて依存性が見られたものの、不純物濃度はこれら成長条件以外の要因によっても大きく左右されており、成長条件の最適化だけでは高純度の Al 系結晶は得られないことがわかった。

このようなキャリア空乏による位相変調効果をむしろ積極的に利用することで、従来の QCSE やキャリア注入を用いた変調器とは異なる、特性のよい位相変調器を実現できないか検討を行った。その結果、キャリア空乏型の位相変調器は QCSE と比較して波長依存性、偏光依存性が小さく、さらにキャリア寿命による速度制限がない、低消費電力であるなど、数多くの利点を持つものの、キャパシタンスが大きいため、高速・低電圧動作の点では従来から用いられてきた QCSE による方式と比較してやや劣ることが明らかになった。このため、キャリア空乏型の位相変調器は高速変調を必要とする InP Mach-Zehnder 変調器よりもむしろ、光クロスコネクトや光 ADM (add-drop multiplexer) などの光集積素子に適しているといえる。このようなキャリア空乏型の集積光スイッチは、その数多くの利点から、将来の光ネットワークにおいて重要な役割を果たすものと期待される。

目 次

第 1 章　序 **3**
1.1 高速光通信のための光変調器 3
1.1.1 EA 変調器 4
1.1.2 InP Mach-Zehnder 変調器 6
1.2 研究の目的 7
1.3 論文の構成 7

第 2 章　変調器の設計 **10**
2.1 InGaAlAs MQW 変調器の設計指針 10
2.2 変調特性の数値シミュレーション 11
2.2.1 伝導帯のサブバンドの計算 12
2.2.2 価電子帯のサブバンドの計算 12
2.2.3 バンド間光吸収スペクトルの計算 14
2.2.4 励起子による吸収 15
2.2.5 屈折率変化の計算 17
2.2.6 光波の伝搬モードの計算 17
2.2.7 計算の精度について 22
2.2.8 計算結果 23
2.3 まとめ 24

第 3 章　変調器の作製 **29**
3.1 MOVPE 結晶成長 29
3.2 フォトルミネッセンスによる評価 32
3.3 X 線回折によるエピタキシャル層の評価 32
3.3.1 成長層の歪の評価 33
3.3.2 成長レートの見積もり 33
3.3.3 MQW の評価 34
3.4 導波路の作製 37
3.4.1 2 インチ基板の劈開 37
3.4.2 リソグラフィー 37
3.4.3 ウェットエッチング 37
3.4.4 Al_2O_3 蒸着 38

3.4.5 リフトオフ 39
3.4.6 Ti/Au 電極の蒸着 39
3.4.7 裏面研磨・電極蒸着 39
3.4.8 劈開 40
3.4.9 導波路の断面 SEM 像 40
3.5 まとめ 40

第 4 章 変調特性の測定 43
4.1 I-V 測定 43
4.2 吸収電流法による吸収スペクトルの測定 43
4.3 強度変調特性の測定 50
4.4 導波路の伝搬損失の測定 56
4.5 ファブリーペロー法による位相変調特性の測定 58
4.5.1 測定の原理 58
4.5.2 測定方法 59
4.5.3 測定時の注意点 60
4.5.4 InGaAlAs MQW の測定結果 60
4.5.5 InGaAsP MQW の測定結果 69
4.6 低バイアス時の位相変調効果の要因 75
4.6.1 ポッケルス効果 75
4.6.2 熱の効果 76
4.6.3 キャリアの効果 76
4.7 まとめ 77

第 5 章 C-V 測定 79
5.1 測定の原理 79
5.2 測定方法 79
5.3 測定結果 80
5.4 キャリア空乏に伴う位相変調効果 90
5.5 まとめ 90

第 6 章 キャリア効果の解析 93
6.1 キャリア効果の計算法 93
6.2 キャリア効果の計算結果 96
6.3 キャリア効果を積極的に利用した位相変調器の可能性 98
6.4 キャリア効果が EA 変調器のチャーピングに与える影響 103
6.5 まとめ 106

第 7 章　InAlAs 結晶成長条件の検討 **108**
7.1　ショットキー法による不純物濃度の評価 108
7.1.1　測定の原理 108
7.1.2　測定方法 109
7.2　不純物濃度の成長条件依存性の調査 111
7.3　高純度 InGaAlAs を用いた MQW の変調特性 113
7.4　不純物濃度のミスマッチの原因 120
7.5　まとめ 124

第 8 章　結論 **127**

付 録 A　クラマース・クローニッヒの関係式 **130**

付 録 B　スツルム関数 **132**

付 録 C　多重量子井戸における光吸収 **134**

付 録 D　記号 **136**

第1章　序

1.1　高速光通信のための光変調器

インターネットの普及により 1990 年代以降、情報伝送量は急速に増大してきており、一時期の停滞を経験しつつも、光ファイバの普及とともに通信用の光送受信器の需要は増加を続けてきた。各家庭までファイバを敷設する FTTH の普及により、膨大な情報量を遠距離まで送る送受信端末にはさらなる高速性が要求されるようになっており、また、データコム用に 40 Gbit/s の市場も立ち上がりつつあり、高速な電気・光変換技術の重要性は今後ますます高まっていくものと考えられる。

このような高速な電気・光変換の方式として、半導体レーザの注入電流を変調する直接変調方式、および外部変調器を利用した外部変調方式とが従来から使われてきた。直接変調 DFB レーザの最近の進展は著しいものの、レーザを高周波で直接変調した場合、チャーピングによる伝送距離の制約や、緩和振動に起因する帯域制限などの課題があり、消光比の観点からも、高速変調用の光源としては外部変調方式がとられることが多い。この外部変調方式で用いられる外部変調器として、現在のところ LN 変調器 ($LiNbO_3$ 変調器) と EA 変調器 (電界吸収型変調器) とが実用化されている。

LN 変調器は、強誘電体である $LiNbO_3$ 結晶上に Fig. 1.1 のように構成した Mach-Zehnder 干渉計において、各位相変調部にかける電圧により透過光強度を制御する干渉型の強度変調器である。素子長は大きいものの、プッシュプルで駆動することにより非常に低チャープの変調が可能であるという特徴をもつが、最近では光の振幅だけでなく位相にも情報を載せる多値変復調技術が周波数利用効率を向上させる手段として注目されており、LN 変調器は現在実用化されている唯一の光位相変調器としても多くの役割を果たしている。

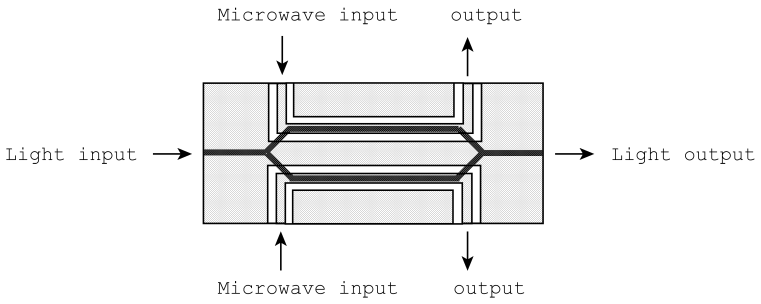


Figure 1.1: Schematic illustration of a Mach-Zehnder modulator.

これに対し、EA 変調器の最大の特徴は半導体レーザとのモノリシックな集積が可能なことであり、レーザと集積した EA-DFB 集積光源はそのコンパクトさから多くの製品が開発され、様々な通信システムで利用されるようになった。より優れた特性をもつ変調器の実現を目指し、現在でも多くのメーカーや研究機関で開発が競われている。

これら実用化されている変調器とは別に、半導体を用いた干渉型の変調器として、近年 InP Mach-Zehnder 変調器の研究報告が相次いで発表されている。すでに 40 Gbit/s 対応のものが複数報告されており、今後の製品化が期待されるデバイスである。

以下では特にこれら EA 変調器および InP Mach-Zehnder 変調器について取り上げ、その現状について詳しい解説を行うことにする。

1.1.1 EA 変調器

EA 変調器は半導体量子井戸における量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE : Quantum-confined Stark effect) を利用した光変調器であり、干渉型の LN 変調器とは異なり、光の吸収係数を電気的に制御する吸収型の変調器である。

半導体量子井戸においては、無電界時には電子・正孔の波動関数は Fig. 1.2 (a) のように左右対称に分布している。これに対し、井戸に垂直方向に電界が加えられると、電子・正孔の波動関数は Fig. 1.2 (b) のようにそれぞれ偏りを起こす。この際、ポテンシャルの傾きの影響で電子、正孔のエネルギー準位はバンドギャップを縮小する方向にシフトし、これにより吸収端が長波長側にシフトする。これが量子閉じ込めシュタルク効果とよばれる効果であり、1980 年代にベル研究所の Miller らによって見出されたものである [1]。

このように吸収端が長波長側へシフトすると、吸収端の外側において光の吸収係数が増大し、この波長での光の透過が遮断される。EA 変調器はこのような原理に基づく光変調器であり、Fig. 1.3 のように pin 接合の i 層に多重量子井戸 (MQW) を形成し、pin 接合に加える逆バイアスにより導波路の吸収係数を変化させ、透過光をスイッチングする素子である。

この EA 変調器の特徴として、20 dB 以上の高い消光比が比較的低電圧 (∼2 V) で得られること、素子長が 200 μm 程度と非常に小さく、半導体レーザとのモノリシックな集積が可

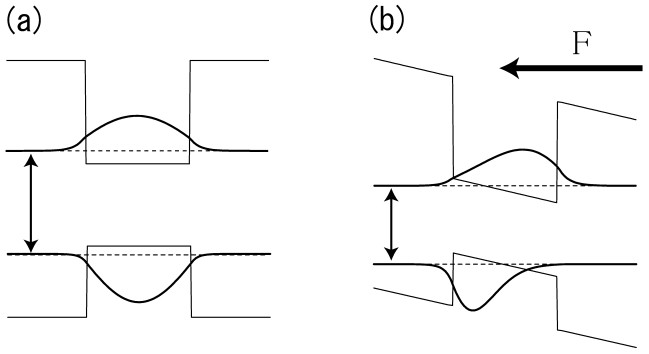


Figure 1.2: Quantum-confined Stark effect.

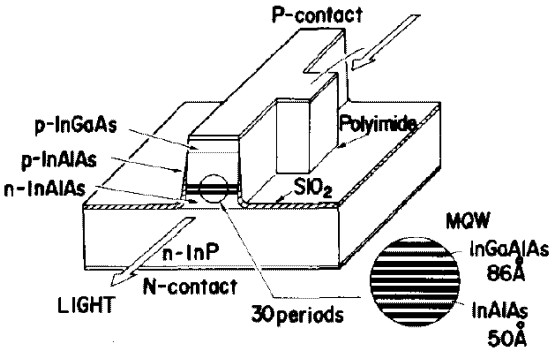


Figure 1.3: Structure of a typical electroabsorption modulator [5].

能であること、40 Gbit/s 程度の高速変調が比較的容易に実現できることなどがあげられる。

EA 変調器の材料としては、一般に InP 基板に格子整合する InGaAsP 系材料もしくは InGaAlAs 系材料が用いられる。InGaAsP 系材料では、バリアとして高 P 組成の InGaAsP が、井戸として低 P 組成の InGaAsP が用いられる。この材料系は半導体レーザ用途でもともと実績があり、MOVPE による EA 変調器の報告例は極めて多い [2]。現在では InGaAsP EA 変調器を DFB レーザと集積した EA-DFB 集積光源が、国内外の多くのメーカーで MOVPE 法により量産されるようになっている [3]。

一方、InGaAlAs 系材料では、バリアとして高 Al 組成の InGaAlAs が、井戸として低 Al 組成の InGaAlAs が用いられる。この材料系は InGaAsP 系材料と比較して伝導帯のバンドオフセットが大きいため、電界印加に伴う励起子ピークの消失が起こりにくく、広いバイアス域にわたって高い消光比が維持されるという特徴がある。このことは温度変動による吸収端シフトのバイアスによる補償を可能とし、低価格なアンクールド EA-DFB 集積光源を実現する上で特に有利である。さらに価電子帯のバンドオフセットが小さいため、電子と比較して有効質量の大きい正孔が井戸内に蓄積されにくく、InGaAsP 系材料で問題となるような高出力時のキャリアの蓄積に起因するチャーピング [4] は起こりにくいとされている。

このように InGaAlAs 系材料は InGaAsP 系材料と比較して多くの利点を持っており、1990 年前後から NTT を中心として MBE 法による開発が盛んに行われてきた [5]。しかし MBE は非常に高い真空度を必要とする装置であり、また、InGaAlAs のような四元結晶を再現性よく成長することが困難であるなどの問題もあり、1990 年代後半からは、より生産性の見込める MOVPE 法による開発が試みられるようになった [6]。しかし、MOVPE 法による InGaAlAs EA 変調器の開発はチャーピングなど克服すべき課題が多く、特性のよい Al 系 EA 変調器が実現されるようになったのは比較的最近のことである。

Al 系 EA 変調器に関して、国内で最も積極的に取り組んでいるのは日立中研である。日立中研は従来から InGaAlAs 系材料の MOVPE で実績があり [7]、1.55 μm 帯でのアンクールド EA-DFB 集積光源の実現を目指して InGaAlAs EA 変調器の開発を進めてきた。2005 年には、InGaAlAs EA 変調器を DFB レーザと butt-joint により集積し、0 ℃から 85 ℃の広い温度範囲にわたって 10 Gbit/s のビットレートで 40 km の伝送実験に成功したほか [8]、

温度無依存の 40 Gbit/s の高速変調も実現し [9]、さらに 43 Gbit/s のビットレートで 2 km の伝送実験を行うなど [10]、多くの成果をあげている。

一方、NTT のグループも Al 系 EA 変調器の開発を進めており、2006 年には進行波型電極を有する InGaAlAs EA 変調器において 0.79 V の低駆動電圧で 40 Gbit/s の高速動作を実現するなど [11]、いくつかの業績をあげている。

海外では、米国 T-networks 社が 1.55 μm 帯の InGaAlAs EA 変調器の開発に成功しており、−25 ℃から 55 ℃の温度範囲にわたって温度無依存の 10 Gbit/s, 90 km の伝送を実現したほか [12]、フランスのアルカテル・タレス III-V 研究所も、60 ℃において 10 Gbit/s, 90 km の伝送実験に成功している [13]。

このように最近になっていくつかの企業で実現され始めた MOVPE による InGaAlAs EA 変調器であるが、大学での研究例はきわめて少なく、すでに多くのメーカーで量産供給されている InGaAsP EA 変調器と比較して Al 系 EA 変調器にはどういった課題があるのか、これまで学術的な議論は十分に行われてこなかったといえる。

1.1.2 InP Mach-Zehnder 変調器

EA 変調器が半導体量子井戸における吸収係数の変化を利用した吸収型の変調器であるのに対し、InP Mach-Zehnder 変調器は半導体量子井戸における屈折率変化を利用した干渉型の変調器である。変調器の構成は LN 変調器と同様、Mach-Zehnder 型であるが、位相変調部に半導体 MQW を利用している点が異なる。

半導体 MQW においては、逆バイアスを加えると QCSE により吸収端近傍での吸収係数が変化するが、この吸収の変化は同時に屈折率の変化をも引き起こす。吸収係数の変化 $\Delta\alpha$ と屈折率変化 Δn とは、クラマース・クローニッヒの関係式とよばれる関係式によって結び付けられている。

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi}\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \tag{1.1}$$

これによると、吸収端近傍での吸収の増大により、吸収端よりも長波長の領域において、屈折率はプラス側に変化する。InP Mach-Zehnder 変調器は、この屈折率変化を利用して光のスイッチングをする干渉型の変調器である。

InP Mach-Zehnder 変調器の特徴として、EA 変調器では実現の難しいゼロチャープの強度変調が可能であること [14]、CS-RZ や DQPSK などの高度な変復調方式に対応できること、さらに LN 変調器と比較して素子長が短く (∼2 mm)、DC ドリフトが小さいことなどが挙げられる。特にレーザや SOA 等、他の半導体素子とのモノリシックな集積が可能であり、DQPSK トランスミッターを一枚の基板上に集積することも夢ではない [15]。

しかし課題も多く、光の伝搬ロスが決して小さくはないこと、p クラッドによるマイクロ波のロスが大きく、40 Gbit/s の低駆動電圧での変調が難しいこと、LN 変調器と比較して波長依存性が大きく、バイアスに対する非線形性が強いことなどが挙げられる。

この InP Mach-Zehnder を用いて最初に高速変調の報告を行ったのは、ベル研の Rolland らである [16]。彼らは 20 周期の InGaAsP MQW を i 層に含む pin 構造を作製し、波長 1.56 μm において 10 Gbit/s の変調実験を行い、明瞭なアイパターンを観測した。このときの半

波長電圧は 4.5 V であったが、近年、富士通研究所や NTT などがこの InP Mach-Zehnder に参入しており、高速化・低電圧化が進んでいる。特に富士通研究所の秋山らは、精密に設計された容量装荷型電極を用いた InP Mach-Zehnder 変調器を実現し、3.0 V の電圧振幅において 40 Gbit/s の変調実験を成功させ [17]、さらに 1.2 V の電圧振幅で 10 Gbit/s の変調実験に成功している [18]。

この InP Mach-Zehnder 変調器を半導体レーザと集積する試みも行われている。ベル研究所の Adams らは、InGaAsP MQW を i 層に用いた InP Mach-Zehnder を butt joint により DFB レーザと集積し、10 Gbit/s の変調速度において 100 km の伝送実験に [19]、さらに 2.5 Gbit/s においては 1102 km の伝送実験に成功している [20]。また、UCSB の Coldren らのグループは、dual-quantum-well の手法を用いて InP Mach-Zehnder 変調器を波長可変レーザ、SOA とともにモノリシックに集積し、40 Gbit/s の変調実験に成功している [21]。

このように報告されているものは大半が InGaAsP 系材料を用いたものであるが、InGaAlAs を材料に用いた変調器も作製されている。NTT の Tsuzuki らは、導波路に p クラッド層を用いない n-i-n 構造の Mach-Zehnder 変調器を MOVPE により作製し、2.3 V の電圧振幅で 40 Gbit/s の変調実験に成功している [22]。この変調器は、変調効率自体は比較的小さいものの (27°/V/mm)、マイクロ波の損失の原因となる p クラッド層を用いていないため、長さ 3 mm という長い位相シフト域をもちながらも 3 dB 帯域幅 40 GHz という高い性能が実現されている [23]。すでに 10 Gbit/s において 100 km の伝送実験が行われているが [24]、この変調器は従来の InP Mach-Zehnder 変調器とは異なり、QCSE による位相変調効果を利用したものではないとされている。

1.2 研究の目的

以上の背景を踏まえ、本研究は次のことを目的にしている。まず、当研究室で実際に MOVPE 法により InGaAlAs MQW 変調器を作製し、EA 変調器としての特性について詳細な評価を行うことにより、Al 系 EA 変調器の課題を明確にすることである。さらに、光位相変調器の特性改善を目指し、InGaAlAs MQW における逆バイアス時の位相変調特性について詳しい評価を行い、InGaAsP MQW との変調特性の違いを追究することである。

1.3 論文の構成

本論文は以下のように構成されている。まず、第 2 章で InGaAlAs MQW 変調器の基本的な設計指針について説明し、数値シミュレーションを用いて行った設計の結果を提示する。第 3 章では、実際に MOVPE 法で変調器を作製した際の具体的な手順を述べ、第 4 章において変調特性の測定結果を提示する。そこで明らかになった問題に対し、第 5 章で C-V 法により原因を追究し、第 6 章では数値計算によるキャリア空乏効果の検証、さらにキャリア空乏効果を利用した光位相変調器の可能性について検討を行う。さらに第 7 章では、不純物濃度の制御を目的として InAlAs 中の不純物濃度の成長条件に対する依存性を調査した結果を示し、新たに作製した InGaAlAs MQW に対する測定結果を提示する。

References

[1] D. A. B. Miller *et al.*, "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures," *Phys. Rev. B*, **32**, pp. 1043-1060, 1985

[2] H. Takeuchi *et al.*, "Very high-speed light-source module up to 40 Gb/s containing an MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser," *J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3**, pp. 336-343, 1997

[3] 産業タイムズ社, "化合物半導体最前線 2005", 2005

[4] Y. Miyazaki *et al.*, "Extremely small-chirp electroabsorption-modulator integrated distributed feedback laser diode with a shallow quantum-well absorption layer," *J. Quantum Electron.*, **38**, pp. 1075-1080, 2002

[5] K. Wakita *et al.*, "High-speed InGaAlAs/InAlAs multiple quantum well optical modulators," *J. Lightwave Technol.*, **8**, pp. 1027-1032, 1990

[6] K. Wakita *et al.*, "Polarization-independent electroabsorption modulators using strain-compensated InGaAs-InAlAs MQW structures," *Photon. Technol. Lett.*, **7**, pp. 1418-1420, 1995

[7] T. Tsuchiya, "Uncooled InGaAlAs MQW lasers for datacom applications grown by MOVPE," *CLEO2001*, pp. 42-43, 2001

[8] S. Makino *et al.*, "First demonstration of 10-Gbit/s, 40-km SMF transmission of an uncooled 1.55-μm InGaAlAs EA modulator integrated DFB laser," CLEO 2005 Digest, pp. 526-527, 2005

[9] S. Makino *et al.*, "1,550-nm uncooled EA-modulator and EA/DFB for 10/40-Gbit/s low-power-consumption transceivers," LEOS 2005 Digest, pp. 333-334, 2005

[10] K. Naoe *et al.*, "43-Gbit/s operation of 1.55-μm electro-absorption modulator integrated DFB laser modules for 2-km transmission," ECOC 2005 Digest, pp. 907-908, 2005

[11] H. Fukano *et al.*, "Very-low-driving-voltage electroabsorption modulators operating at 40 Gb/s," *J. Lightwave Technol.*, **24**, pp. 2219-2224, 2006

[12] N. C. Frateschi *et al.*, "High performance uncooled C-band, 10 Gbit/s InGaAlAs MQW electroabsorption modulator integrated to semiconductor amplifier in laser-integrated modules," *Electron. Lett.*, **40**, pp. 140-141, 2004

[13] F. Blache *et al.*, "10 Gbit/s coolerless operation of a new AlGaInAs single active layer electroabsorption modulated laser with self thermal compensation," *ECOC2006*, We1.6, 2006

[14] F. Koyama and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators," *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 87-92, 1988

[15] R. A. Griffin, "Integrated DQPSK transmitters," *OFC2005*, OWE3, 2005

[16] C. Rolland *et al.*, "10 Gbit/s, 1.56μm multiquantum well InP/inGaAsP Mach-Zehnder optical modulator," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 471-472, 1993

[17] S. Akiyama *et al.*, "40 Gb/s InP-based Mach-Zehnder modulator with a driving voltage of 3 V_{pp}," IPRM 2004, pp. 581-584

[18] S. Akiyama *et al.*, "Low-chirp 10 Gbit/s InP-based Mach-Zehnder modulator driven by 1.2 V single electrical signal," *Electron. Lett.*, **41**, pp. 40-41, 2005

[19] D. M. Adams *et al.*, "Mach-Zehnder modulator integrated with a gain-coupled DFB laser for 10Gbit/s, 100km NDSF transmission at 1.55μm," *Electron. Lett.*, **32**, pp. 485-486, 1996

[20] D. M. Adams *et al.*, "1.55μm transmission at 2.5Gbit/s over 1102km of NDSF using discrete and monolithically integrated InGaAsP/InP Mach-Zehnder modulator and DFB laser," *Electron. Lett.*, **34**, pp. 771-773, 1998

[21] A. T. Pedretti *et al.*, "40-Gb/s series-push-pull Mach-Zehnder transmitter on a dual-quantum-well integration platform," *Photon. Technol. Lett.*, **18**, pp. 1922-1924, 2006

[22] K. Tsuzuki *et al.*, "A 40-Gb/s InGaAlAs-InAlAs n-i-n Mach-Zehnder modulator with a drive voltage of 2.3 V," *Photon. Technol. Lett.*, **17**, pp. 46-48, 2005

[23] K. Tsuzuki *et al.*, "40 Gbit/s n-i-n InP Mach-Zehnder modulator with a π voltage of 2.2 V," *Electron. Lett.*, **39**, pp. 1464-1466, 2003

[24] H. Yasaka *et al.*, "High-speed InP-based Mach-Zehnder modulators for telecom applications," CSIC 2005 Digest, pp. 25-28, 2005

第2章　変調器の設計

InGaAlAs MQW 変調器を作製するにあたり、まず始めに変調器の設計を行った。EA 変調器として用いるか、位相変調器として用いるかは動作波長だけの違いであり、基本的には一つの変調器でいずれの特性の評価も可能である。2.1 節では変調器の設計の際に考慮すべきパラメータについて説明し、その後 2.2 節で変調特性の数値シミュレーションを行った結果を示す。

2.1　InGaAlAs MQW 変調器の設計指針

半導体 MQW 変調器を設計する際に考慮すべきパラメータとして、井戸幅、吸収端波長、井戸数、素子長が挙げられる。これらはいずれも変調器の特性に大きく影響するものであり、値の決定には注意が必要である。

まず量子井戸の井戸幅であるが、これは変調効率に影響する重要なパラメータである。量子閉じ込めシュタルク効果による吸収端のシフト量は 2 次の摂動論により

$$\Delta E = \frac{\pi^2 - 15}{24\pi^4}(m_e + m_h)e^2F^2\frac{L^4}{\hbar^2} \tag{2.1}$$

と求められている [1]。これによると、吸収端のシフト量は井戸幅 L の 4 乗に比例する。したがって、シュタルクシフトは井戸幅が広いほど大きくなり、特に変調器として用いるに十分なシュタルクシフトを起こすためには、ある程度の井戸幅が必要である。一般には井戸幅は 8 nm から 12 nm 程度の範囲で選ばれているが、井戸幅が広すぎると変調効率はかえって低下する。これは、幅の広い量子井戸においてはシュタルクシフトと同時に重なり積分が急速に減少し、吸収強度が低下することに起因する。この場合の吸収端シフトはバルクのフランツ・ケルディッシュ的なものとなり、量子閉じ込めフランツ・ケルディッシュ効果 [2] とも呼ばれている。

一方で、井戸幅は MQW のバンドギャップ (吸収端波長) にも影響する。MQW のバンドギャップは

$$E = E_g + \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{hh}}\right)\frac{\pi^2\hbar^2}{2L^2} \tag{2.2}$$

で与えられ、井戸幅が狭いほど吸収端波長は短波長になるが、三元の材料である InGaAs を井戸に用いた場合、井戸幅を決定することにより自動的にバンドギャップが決まってしまう。このため、量子井戸を設計する場合、一般には井戸に四元の材料である InGaAlAs を用い、井戸幅およびバンドギャップを独立に設計することが必要となる。通常の EA 変調器では、吸収端と動作波長との間の detuning が 55 nm 程度になるように設計されている。

また、素子長は変調器の帯域幅を決定するパラメータである。集中定数型の変調器の場合、変調器の 3dB 帯域幅は C を変調器のキャパシタンス、$R = 50\ \Omega$ として

$$f_{\mathrm{3dB}} = \frac{1}{\pi RC} \tag{2.3}$$

となる。C は

$$C = \frac{\epsilon WL}{t_d} \tag{2.4}$$

であり (W：導波路幅, L：素子長, t_d：空乏層幅)、素子長に反比例するため、素子長が短いほうが帯域幅は広くなるが、素子長が短くなると消光比は悪化する。進行波型の変調器の場合は、帯域幅がマイクロ波の損失で決まる点が異なるが、この場合も素子長が短いほど高速変調に有利になる点は変わらない [3]。

量子井戸の井戸数は変調器の消光比を決定する重要なパラメータである。MQW の吸収係数は井戸数に比例するため、井戸数が多いほうが消光比は大きくなる。ただし井戸数が多いと i 層の厚みが増し、量子井戸にかかる電界が弱められてしまうため、必要以上に層数を増すことは好ましくない。通常 EA 変調器を設計する際、変調器の帯域幅に応じて素子長を決め、その後、必要な消光比 (典型的には 20 dB 前後) に応じて MQW の層数が決められる。帯域幅と消光比の条件を満たしながら、動作電圧をいかに低下させるかが重要な課題である。EA 変調器の井戸数として一般に選ばれている値は 8 から 12 程度である。

InP Mach-Zehnder 変調器の場合も全く同様であるが、QCSE による位相変調効率は強度変調効率と比較して小さいため、全般に素子調は長く (∼2 mm)、井戸数も多く (20 前後) とられる傾向にある。また、InP Mach-Zehnder の場合、十分な消光比を確保するためには、強度変調を伴わない純粋な位相変調が得られる波長域を動作波長に設定することが重要であり、吸収端波長と動作波長とは通常 150 nm 程度の detuning がとられる。

2.2 変調特性の数値シミュレーション

デバイスを設計する際、デバイスの特性を数値シミュレーションにより予測することは有用であり、すでに半導体レーザや光変調器の動作特性に関する数値計算はきわめて多く報告されている。本研究においても変調器の設計にあたり、有効質量近似に基づく数値シミュレーションを行った [4]。

計算では、まず一次元のシュレーディンガー方程式をバイアス下の量子井戸のポテンシャルに対して解き、電子、正孔に対するサブバンドエネルギーおよび波動関数の計算を行った。次にこの結果をもとに、バンド間直接遷移の吸収スペクトルの計算を行った。さらに励起子の 1s 軌道の状態を変分法を用いて計算し、励起子による吸収を計算した。最後にこれら 2 つの吸収スペクトルを加え合わせ、これを MQW の吸収スペクトルとした[1]。すべての計算は MATLAB を利用して行った。計算で使用した記号で本文中において特に説明のないものについては、付録 D に一覧としてまとめた。

[1] このように、電子・正孔の相互作用を完全に無視して吸収スペクトルの計算を行い、次いで現実の吸収スペクトルに似せるため、励起子の 1s 状態のみの吸収を計算して後から加える方法は、従来から当研究室で行われてきた手法であるが、あくまでも近似計算である。

2.2.1 伝導帯のサブバンドの計算

まず初めに、伝導帯サブバンドのエネルギー準位及び波動関数の計算を行った。量子井戸において、電子の波動関数はブロッホ関数で表され、井戸に垂直な方向に z 軸をとれば

$$\psi_e = \frac{e^{jk_t\cdot\rho}}{\sqrt{\Omega}} f(z)|S\eta\rangle \quad (\eta = \uparrow \text{ or } \downarrow) \tag{2.5}$$

により表される。$|S\rangle$ はブロッホ関数の周期部分であり、伝導帯に対しては s 軌道の対称性をもつことが知られている。また、η はスピンの自由度を表す。$f(z)$ は z 方向の包絡線関数であり、次のシュレーディンガー方程式に従う。

$$\Big[-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\Big(\frac{1}{m_e(z)}\frac{\partial}{\partial z}\Big) + \frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_e(z)} + V_e(z)\Big] f(z) = E_e f(z) \tag{2.6}$$

第一項は z 方向の運動エネルギーを表す項であるが、有効質量 m_e が z の関数であることに注意する必要がある。また、$V_e(z)$ は量子井戸のポテンシャルである。

$k_t = 0$ の場合は、(2.6) を数値的に解くことにより固有関数 $f_n(z)$ および固有値 ${E_e}^{(n)}$ が求められる。一方、$k_t \neq 0$ の場合は、第二項を摂動として扱うことによりエネルギー固有値を求めることができる。この場合、固有関数は $f_n(z)$ のままであり、エネルギー固有値は

$$\frac{1}{m_{e\|}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{m_e(z)} |f_n(z)|^2 dz \tag{2.7}$$

として

$${E_e}^{(n)} + \frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_{e\|}} \tag{2.8}$$

となる。

したがって、サブバンド構造を計算するため、まず $k_t = 0$ としたうえで (2.6) の解 $f_n(z)$ および ${E_e}^{(n)}$ を求めて n 番目のサブバンドの波動関数およびエネルギー準位とし、それぞれのサブバンドの面内方向の有効質量 $m_{e\|}$ を (2.7) により計算した。実際に (2.6) 式を数値的に解く際には、(2.6) 式に適当な境界条件を課して差分化を行うことで行列の固有値問題に帰着させた。

2.2.2 価電子帯のサブバンドの計算

次に、価電子帯のサブバンドの計算を行った。伝導帯の場合と異なり、価電子帯には重い正孔と軽い正孔の 2 種類のバンドが形成されること、および量子井戸の面内方向と垂直方向とで有効質量が異なることに注意する必要がある。

伝導帯のブロッホ関数として (2.5) のようにスピンの自由度に起因する 2 つの状態が存在したのに対し、価電子帯のブロッホ関数は、重い正孔と軽い正孔の 2 つのバンドが存在することに対応して、次の 4 つの状態で記述されることが知られている。

$$\psi_h = \frac{e^{jk_t\cdot\rho}}{\sqrt{\Omega}} g(z)\Big|\frac{3}{2}, \nu\Big\rangle \quad \Big(\nu = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\Big) \tag{2.9}$$

ここで、

$$\left|\frac{3}{2},+\frac{3}{2}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\uparrow \tag{2.10}$$

$$\left|\frac{3}{2},+\frac{1}{2}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}[(X+iY)\downarrow -2Z\uparrow] \tag{2.11}$$

$$\left|\frac{3}{2},-\frac{1}{2}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}[(X-iY)\uparrow +2Z\downarrow] \tag{2.12}$$

$$\left|\frac{3}{2},-\frac{3}{2}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\downarrow \tag{2.13}$$

であり、$X,\ Y,\ Z$ はそれぞれ $p_x,\ p_y,\ p_z$ 軌道の対称性を持つ周期関数である。$\nu=\pm 3/2$ のブロッホ関数は量子井戸の面内方向に広がりを持っており、重い正孔と呼ばれる。これに対し、$\nu=\pm 1/2$ のブロッホ関数は z 軸方向に伸びた形になっており、軽い正孔と呼ばれる。

$\nu=\pm 3/2$ の重い正孔の場合、$g(z)$ の従うシュレーディンガー方程式は

$$\left[\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{m_{hh\perp}(z)}\frac{\partial}{\partial z}\right)-\frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_{hh\parallel}(z)}+V_h(z)\right]g(z)=E_h g(z) \tag{2.14}$$

であり、$\nu=\pm 1/2$ の軽い正孔の場合は

$$\left[\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{m_{lh\perp}(z)}\frac{\partial}{\partial z}\right)-\frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_{lh\parallel}(z)}+V_h(z)\right]g(z)=E_h g(z) \tag{2.15}$$

である[2]。量子井戸の面内方向の有効質量 $m_{hh\parallel}$, $m_{lh\parallel}$ と垂直方向の有効質量 $m_{hh\perp}$, $m_{lh\perp}$ とは、次のように Luttinger-Kohn のパラメータ $\gamma_1,\ \gamma_2$ によって関連付けられている。

$$m_{hh\perp}=\frac{m_0}{\gamma_1-2\gamma_2},\quad m_{lh\perp}=\frac{m_0}{\gamma_1+2\gamma_2} \tag{2.16}$$

$$m_{hh\parallel}=\frac{m_0}{\gamma_1+\gamma_2},\quad m_{lh\parallel}=\frac{m_0}{\gamma_1-\gamma_2} \tag{2.17}$$

InGaAs, InAlAs に対して $m_{hh\perp}$, $m_{lh\perp}$ の値は既知であるので、(2.16)(2.17) を用いて $m_{hh\parallel}$, $m_{lh\parallel}$ の値を算出するようにした。

(2.14)(2.15) の計算方法は伝導帯の場合と同様であり、$k_t=0$ としたうえで $g_m(z)$, ${E_h}^{(m)}$ を計算して m 番目のサブバンドの波動関数、エネルギー準位とし、次いで各サブバンドの面内方向の有効質量を

$$\frac{1}{m_{hh\parallel}} = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{m_{hh\parallel}(z)}|g(z)|^2 dz \tag{2.18}$$

$$\frac{1}{m_{lh\parallel}} = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{m_{lh\parallel}(z)}|g(z)|^2 dz \tag{2.19}$$

により算出した。

[2]正孔に対するポテンシャル $V_h(z)$ およびエネルギー E_h は、バンドギャップの方向が正になるようにとっている。このため第一項および第二項は符号が伝導帯の場合とは逆になる。

2.2.3 バンド間光吸収スペクトルの計算

以上で求めた伝導帯、価電子帯の各サブバンドの波動関数とエネルギー準位から、量子井戸の吸収スペクトルの計算を行った。光の吸収においては遷移の前後で運動量が保存されるため、価電子帯と伝導帯で面内方向の波数ベクトル k_t が一致している場合にのみ吸収が起こりうる。波数ベクトル k_t で指定される状態間の遷移による吸収係数は、フェルミの黄金率をもとにして

$$\alpha(\omega, E) = \frac{\pi e^2 |M|^2}{\epsilon_0 n_r c {m_0}^2 \omega} \frac{1}{\Omega L_z} \delta(\hbar\omega - E) \tag{2.20}$$

であることが導かれる (付録 C)。ここで、ω は入射光の角周波数、n_r は MQW の屈折率、L_z は MQW の周期であり、E は伝導帯と価電子帯のエネルギー差

$$E = {E_e}^{(n)} - {E_h}^{(m)} + \frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_{e\|}} + \frac{\hbar^2 {k_t}^2}{2m_{hh(lh)\|}} \tag{2.21}$$

である。また、M は価電子帯と伝導帯の状態間の $\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}$ の行列要素であり、

$$M = \left\langle S\eta \middle| \mathbf{e}\cdot\mathbf{p} \middle| \frac{3}{2}, \nu \right\rangle \int_{-\infty}^{\infty} f_n(z)^* g_m(z) dz \tag{2.22}$$

である。積分の前に現れる係数は (2.10-13) をもとに計算することができ、$|S\rangle, |X\rangle, |Y\rangle, |Z\rangle$ の対称性から次のように求められる。
TE 偏光に対しては

$$\left| \left\langle S\eta \middle| \mathbf{e}\cdot\mathbf{p} \middle| \frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{2} |\langle S|p_x|X\rangle|^2 \tag{2.23}$$

$$\left| \left\langle S\eta \middle| \mathbf{e}\cdot\mathbf{p} \middle| \frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{6} |\langle S|p_x|X\rangle|^2 \tag{2.24}$$

TM 偏光に対しては

$$\left| \left\langle S\eta \middle| \mathbf{e}\cdot\mathbf{p} \middle| \frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = 0 \tag{2.25}$$

$$\left| \left\langle S\eta \middle| \mathbf{e}\cdot\mathbf{p} \middle| \frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{2}{3} |\langle S|p_x|X\rangle|^2 \tag{2.26}$$

である。$|\langle S|p_x|X\rangle|^2$ は 2 元の材料に対して知られている値から内挿により算出した [1]。

(2.20) から実際に吸収スペクトルを計算する際、ディラックのデルタ関数 $\delta(x)$ は次の広がり関数 $L(x)$ で置き換えた[3]。

$$L(x) = \frac{1}{\pi\gamma} \mathrm{sech}\left(\frac{x}{\gamma}\right) \tag{2.27}$$

γ はピークの広がりを表すパラメータであり、実際の吸収スペクトルを見ながら経験的に定められるものである。計算では $\gamma = 9$ (meV) の値を用いた。

[3]広がり関数としては一般にはローレンツ関数が用いられているが、ここで用いている広がり関数はローレンツ関数と異なり、バンド端から離れるにしたがって吸収が指数関数的に減少するという性質をもつ。ローレンツ関数を用いた場合、吸収が裾をひくため、吸収端から離れた領域での吸収係数が実際よりも大きく計算されるという問題が生じるが、この関数を用いることにより、吸収端から離れた領域での吸収係数が比較的正確に求められるようになる。

量子井戸の吸収係数は、各波数ベクトル k_t について (2.20) の和をとることにより求められ、

$$\alpha_{nm}(\omega) = \sum_{k_t} \alpha(\omega, E) \tag{2.28}$$

である。ここで、連結状態密度 (joint density of states) の概念を導入する。連結状態密度とは、各サブバンドペア (n, m) において、(2.21) 式で決まる遷移エネルギーが E から $E + dE$ までの範囲に入る波数ベクトル k_t の単位エネルギーあたりの個数であり、スピンの自由度も含めれば、2 次元電子系に対して次のように表される。

$$g_{eh}(E) = \frac{\mu\Omega}{\pi\hbar^2} \times u(E - {E_e}^{(n)} + {E_h}^{(m)}) \tag{2.29}$$

ただし、$u(E)$ はステップ関数、μ は電子と正孔の面内方向の換算質量であり、

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_{e\|}} + \frac{1}{m_{hh(lh)\|}} \tag{2.30}$$

により定義される値である。この $g_{eh}(E)$ を用いれば、(2.28) は次のような積分で表される。

$$\alpha_{nm}(\omega) = \int_0^\infty \alpha(\omega, E) g_{eh}(E) dE \tag{2.31}$$

(2.31) の積分は解析的に実行することができて、

$$\alpha_{nm}(\omega) = \frac{e^2\mu|M|^2}{\epsilon_0 n_r c {m_0}^2 \hbar^2 \omega} \frac{1}{L_z} \Big[1 - \frac{2}{\pi} \arctan\Big(\exp\Big(\frac{{E_e}^{(n)} - {E_h}^{(m)} - \hbar\omega}{\gamma}\Big)\Big)\Big] \tag{2.32}$$

である。これを各サブバンドペア (n, m) および重い正孔と軽い正孔について足し合わせることで、角周波数 ω の光に対する量子井戸の吸収係数

$$\alpha(\omega) = \sum_n \sum_m \alpha_{nm}(\omega) \tag{2.33}$$

を算出した。

2.2.4 励起子による吸収

以上で計算される吸収スペクトルは、電子・正孔の相互作用がない場合の吸収スペクトルである。実際の量子井戸ではこれらの相互作用により、吸収スペクトルに励起子による吸収ピークが現れることが知られている。したがって、より実際に近い吸収スペクトルを計算したい場合には、励起子の吸収も考慮に入れるとよい。励起子の計算方法としては複数の方法が知られており、変分法によるもの [4]、k 空間で解く方法 [1]、グリーン関数による方法 [6] などがある。本研究では変分法を採用した。

励起子は電子と正孔とが相互作用しあった系であるので、励起子の状態は電子と正孔の座標あわせて 6 つの変数を持つ波動関数で記述される：

$$\Psi(x_e, y_e, z_e; x_h, y_h, z_h) \tag{2.34}$$

直線偏光の光によって生成される励起子には、次の二つの性質があることが知られている。

- 励起子の重心の運動量は 0 である。
- 励起子は角運動量をもたない。すなわち、s 状態のみが生成される。

この場合、励起子のハミルトニアンは次のようになる。

$$\begin{aligned} H &= -\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z_e}\Big(\frac{1}{m_e}\frac{\partial}{\partial z_e}\Big) + \frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z_h}\Big(\frac{1}{m_{h\perp}}\frac{\partial}{\partial z_h}\Big) + V_e(z_e) - V_h(z_h) \\ &\quad -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\Big(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\Big) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon}\frac{1}{\sqrt{\rho^2+(z_e-z_h)^2}} \end{aligned} \tag{2.35}$$

このハミルトニアンの固有状態は厳密に求めることができないため、Ψ が以下のように表されることを仮定する。

$$\Psi = f_n(z_e)g_m(z_h)\phi(\rho) \tag{2.36}$$

すなわち、励起子は n 番目の電子のサブバンドの固有状態 f_n および m 番目の正孔の固有状態 g_m から形成され、サブバンド間のカップリングはないものとする。この仮定は、隣接するサブバンドのエネルギー準位の間隔が励起子の束縛エネルギーに比べて十分大きい場合においてのみ正しい。このとき、(2.35) 式は次のように簡略化される。

$$H = {E_e}^{(n)} - {E_h}^{(m)} - \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\Big(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\Big) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon}\frac{1}{\sqrt{\rho^2+(z_e-z_h)^2}} \tag{2.37}$$

ここで、$\phi(\rho)$ を変分法により計算するために、$\phi(\rho)$ として次の形を仮定した [4]。

$$\phi(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\lambda}\exp\Big(-\frac{\rho}{\lambda}\Big) \tag{2.38}$$

λ は変分パラメータであり、励起子の面内方向のボーア半径に相当する。各 λ に対し、ハミルトニアンの期待値は次のように計算される。

$$\frac{\langle\Psi|H|\Psi\rangle}{\langle\Psi|\Psi\rangle} = {E_e}^{(n)} - {E_h}^{(m)} + E_b(\lambda) \tag{2.39}$$

$$E_b(\lambda) = \frac{\hbar^2}{2\mu\lambda^2} - \frac{e^2}{2\pi\epsilon\lambda}\int_{-\infty}^{\infty}dz_e\int_{-\infty}^{\infty}dz_h|f_n(z_e)|^2|g_m(z_h)|^2G(|z_e-z_h|) \tag{2.40}$$

ただし、積分核 $G(\gamma)$ は

$$G(\gamma) = \int_0^{\infty}\frac{\rho e^{-\rho}}{\sqrt{\rho^2+\left(\frac{2\gamma}{\lambda}\right)^2}}d\rho \tag{2.41}$$

であり、1 次のスツルム関数 $H_1(z)$ および 1 次のノイマン関数 $N_1(z)$ を用いて次のように表される (付録 B)。

$$G(\gamma) = \frac{2\gamma}{\lambda}\Big[\frac{\pi}{2}\Big\{H_1\Big(\frac{2\gamma}{\lambda}\Big) - N_1\Big(\frac{2\gamma}{\lambda}\Big)\Big\} - 1\Big] \tag{2.42}$$

各変分パラメータ λ に対して (2.39)(2.40)(2.42) によりハミルトニアンの期待値を計算し、値が最小となったところが変分法による解である。(2.42) の計算には相当の時間を要するの

で、あらかじめ複数の λ の値に対して計算を行い、データファイルに格納しておくようにした。

励起子の吸収スペクトルは (2.20) により計算されるが、行列要素 $|M|^2$ は次式により与えられることが知られている。

$$|M|^2 = \Omega|P|^2|\phi(0)|^2\left|\int_{-\infty}^{\infty} f_n(z)^* g_m(z)dz\right|^2 \tag{2.43}$$

$$P = \left\langle S\eta\middle|\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}\middle|\frac{3}{2},\nu\right\rangle \tag{2.44}$$

ν の符号の自由度があることに注意すれば、励起子の吸収スペクトルは

$$\alpha_{nm}^{\mathrm{ex}}(\omega) = \frac{2\pi e^2|P|^2|\phi(0)|^2}{\epsilon_0 n_r c {m_0}^2\omega}\frac{1}{L_z}\left|\int_{-\infty}^{\infty} f_n(z)^* g_m(z)dz\right|^2 L(\hbar\omega - E_{nm}^{\mathrm{ex}}) \tag{2.45}$$

となる。励起子は各サブバンドのペア (n, m) ごとに形成されるため、それらを足し合わせたものを最終的な吸収スペクトルとした。

$$\alpha^{\mathrm{ex}}(\omega) = \sum_m\sum_n \alpha_{nm}^{\mathrm{ex}}(\omega) \tag{2.46}$$

以上の方法で求められる励起子の状態は、あくまでも束縛状態の基底準位である 1s 状態のみであるが、実際には 2s, 3s といった高次の束縛準位や、散乱準位が存在することが知られている [7]。

2.2.5 屈折率変化の計算

2.2.3 および 2.2.4 節で述べた方法で吸収スペクトルの計算を行い、それぞれの和をとって

$$\alpha(\omega) = \alpha_B(\omega) + \alpha^{\mathrm{ex}}(\omega) \tag{2.47}$$

を MQW の吸収スペクトルとした。電界を加えることによる MQW の屈折率変化 Δn は、吸収係数の変化 $\Delta\alpha$ からクラマース・クローニッヒの関係式 (付録 A)

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2}\int_0^{\infty}\frac{\Delta\alpha(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2}d\lambda' \tag{2.48}$$

により計算を行った。この積分はコーシーの主値積分であり、分母が 0 になる範囲の積分は行わない。

2.2.6 光波の伝搬モードの計算

以上の計算で得られる吸収係数 α および屈折率変化量 Δn は MQW そのものに対する値であり、MQW をコア層に含む導波路型光変調器に対する伝搬損失および実効屈折率変化量を求めるためには、MQW 層への閉じ込め係数 Γ の値を乗ずる必要がある。そこで、閉じ込め係数を求めるため、多層スラブ導波路を仮定した場合の光波の導波モードの計算を

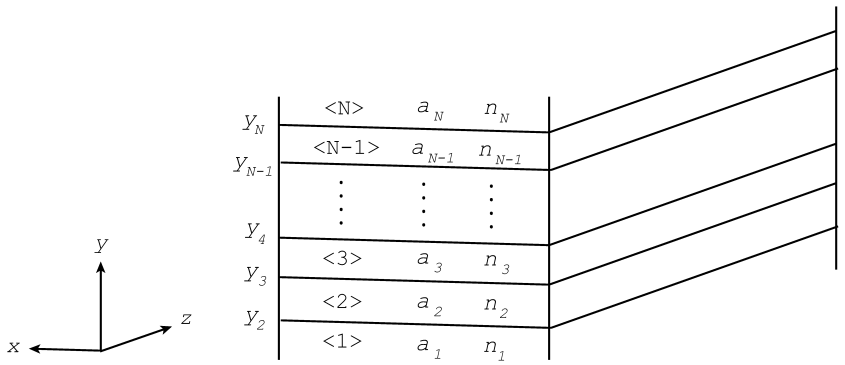


Figure 2.1: Multilayer slab waveguide.

行った [8]。計算ではまず Fig. 2.1 のように座標軸を取り、光波は z 軸方向に伝搬し、x 方向には均一であるとした。各層の屈折率および膜厚を n_i, a_i とし、電界が z 方向に $e^{-j\beta z}$ の依存性をもつとすると、TE 偏光に対しては電界の x 成分 E_x は次のように表される。

$$E_x(y) = A_i \exp\bigl[-jk_{yi}(y-y_i)\bigr] + B_i \exp\bigl[jk_{yi}(y-y_i)\bigr] \quad (y_i < y < y_{i+1}) \tag{2.49}$$

ただし k_{yi} $(i = 1, 2, \cdots, N)$ は

$$k_{yi}^2 + \beta^2 = \left(\frac{\omega n_i}{c}\right)^2 \tag{2.50}$$

により定まる y 方向の波数である。InGaAs のような吸収性の媒質に対しては n_i は複素数となるため、以下では k_{yi} および β を複素数と考えて議論する。k_{yi} の符号の取り方は自由であるが、$\langle 1\rangle$ 層および $\langle N\rangle$ 層に対しては $\mathrm{Im}\ k_{yi} > 0$ となるように選ぶものとする。境界条件により E_x および $\partial E_x/\partial y$ は連続であるから、$\langle i-1\rangle$ 層での電界 A_{i-1} および B_{i-1} が決まれば $\langle i\rangle$ 層の電界は次式により自動的に定まる。

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \quad (i = 2, 3, \cdots, N) \tag{2.51}$$

$$\begin{aligned}
C_{i1} &= \frac{k_{yi} + k_{yi-1}}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1}a_{i-1}) \\
C_{i2} &= \frac{k_{yi} - k_{yi-1}}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1}a_{i-1}) \\
C_{i3} &= \frac{k_{yi} - k_{yi-1}}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1}a_{i-1}) \\
C_{i4} &= \frac{k_{yi} + k_{yi-1}}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1}a_{i-1})
\end{aligned}$$

計算では便宜上 $a_1 = 0$, $y_1 = y_2$ とした。各層に対する行列 C_i をかけあわせ、

$$M = C_N \cdots C_3 C_2 \tag{2.52}$$

Table 2.1: Estimated refractive indices of each layer at 1.55 μm for TE (TM) mode.

Layer	Thickness (nm)	Refractive Index
p-InGaAs	200	3.60
p-InP	1000	3.17
SCH (Q1.1)	100	3.35
MQW	140	3.50 (3.45)
SCH (Q1.1)	100	3.35
n-InP	∞	3.17

とすれば

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \tag{2.53}$$

であるが、$y \to \pm\infty$ で発散しないためには $B_1 = A_N = 0$ である必要がある。すなわち、(2.52) 式において $M_{11}(\beta) = 0$ を満たす複素数 β がモードの伝搬定数であり、このとき (2.49)(2.51) により定められる電界がモードの y 方向の分布を表す。モードの実効屈折率は

$$n - j\kappa = \frac{\beta c}{\omega} \tag{2.54}$$

であり、実効屈折率の虚部 κ から伝搬損失 α を

$$\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c} \tag{2.55}$$

により算出した。また、MQW への閉じ込め係数は求められた界分布から

$$\Gamma = \frac{\int_{\mathrm{MQW}} |E_x|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_x|^2 dy} \tag{2.56}$$

により計算を行った。計算で必要となる各層の屈折率の値は、InGaAlAs に対して報告されている測定値 [9] を参考に Table 2.1 のように見積もった。

Fig. 2.2 は閉じ込め係数の MQW 膜厚依存性の計算結果である。MQW の上下に 100 nm の InGaAlAs (Q1.1) SCH 層を挿入した場合、しない場合それぞれについてプロットした。当研究室ではこれまで、閉じ込め係数を増やす目的で 100 nm の SCH 層を MQW の上下に入れて成長が行われていたが、このグラフによると、MQW への閉じ込め係数自体は SCH 層の有無によって大きな違いは生じないことがわかる。SCH 層の導入は変調効率の向上よりも、むしろ導波路の伝搬損失を低減するために必要である。Fig. 2.3 は SCH 層のある場合とない場合でのモードプロファイルを比較したものであるが、SCH 層がない場合のモードは垂直方向の広がりが大きく、p-InP や p-InGaAs への浸み出しが大きいことがわかる。

Fig. 2.4 および 2.5 は、これら p-InP, p-InGaAs に起因する導波路の伝搬損失を計算した結果である。p-InP, p-InGaAs の吸収係数はそれぞれ 10 cm^{-1}, 8000 cm^{-1} であるとした [10][11]。SCH 層が 40 nm と薄い場合には、p-InGaAs への浸み出しによる損失が大きく、

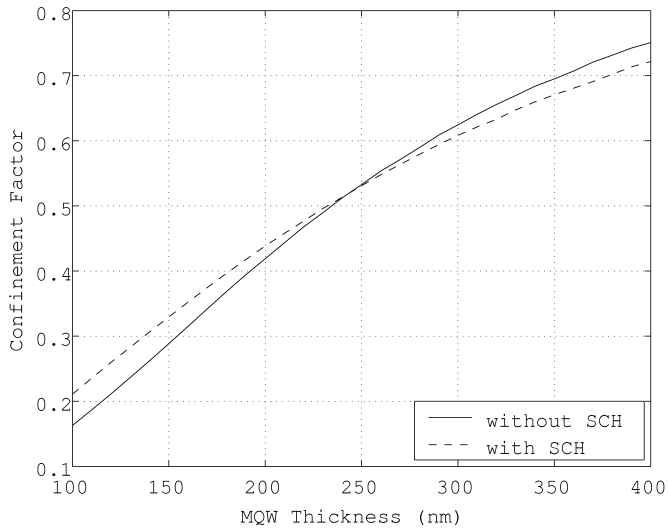


Figure 2.2: Calculated confinement factor to the MQW in an InGaAlAs MQW modulator with and without SCH layers for TE mode.

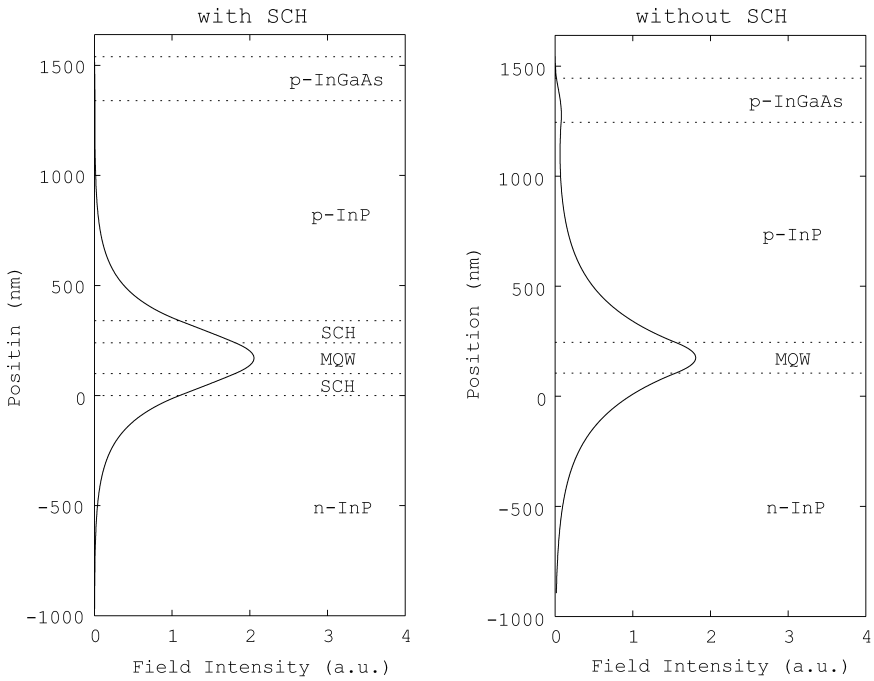


Figure 2.3: Calculated vertical field intensity distribution in a waveguide with and without SCH layers for TE mode.

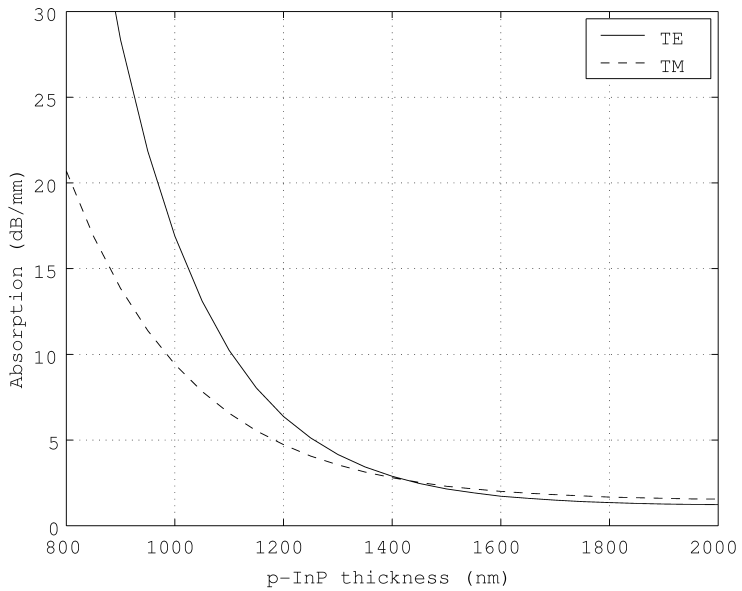


Figure 2.4: Calculated absorption coefficient of the waveguide with 40 nm SCH layers.

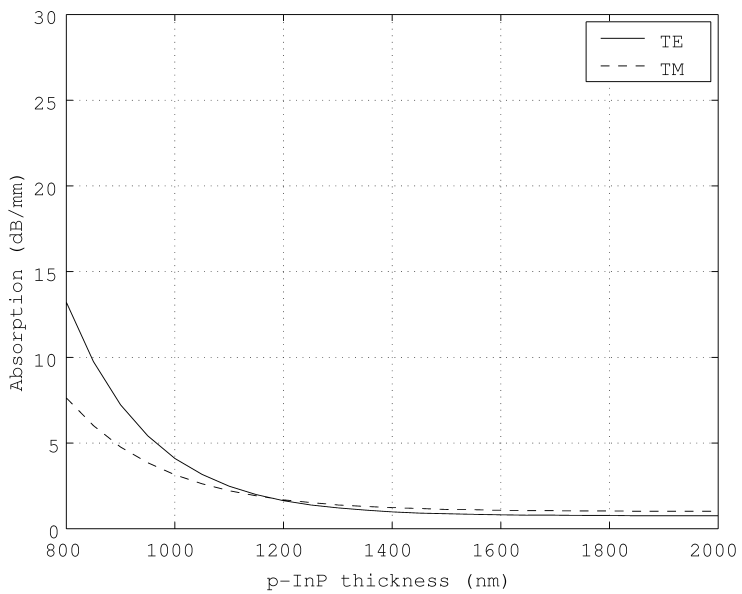


Figure 2.5: Calculated absorption coefficient of the waveguide with 100 nm SCH layers.

p-InP の厚さ 1000 nm では測定に支障をきたすほどの損失が生じる。これに対し、100 nm の SCH 層を MQW の上下に挿入した導波路では、光の浸み出しが低減されるため、伝搬損失は 4 dB/mm 程度に抑制される。これらの損失を完全に取り除くためには、さらに p クラッドの厚さを 1.5 μm 以上まで確保することが必要となる。

2.2.7 計算の精度について

以上の方法により、変調器の吸収係数及び電界を印加することによる屈折率変化を計算することが可能である。しかし、いかなる計算方法を用いても、計算の結果得られる値には様々な要因により誤差が生じることを認識しておく必要がある。

計算誤差の要因としてまず最初にあげられるのは、計算に用いているパラメータの不確定性によるものである。今回計算に利用したパラメータを Table 2.2 に示すが、これらのうちのいずれかでも実際の値と異なれば、計算される値には誤差が生じる。例えば、バンドギャップや有効質量の値にずれがある場合、吸収端の位置や、重い正孔と軽い正孔の励起子のピーク間隔が実際の吸収スペクトルと異なって計算される。また、$|\langle S|P|X\rangle|^2$ の不確定性は全体的な吸収強度の誤差につながり、その結果屈折率変化 Δn の誤差になりうる。これらの値は文献によって異なる値が記載されており、計算に用いる値によっては実際のスペクトルとの間にずれが生じることがある。

また、励起子の計算はあくまでも近似計算であるため、計算の精度には十分な注意が必要である。特に、過去に当研究室で行われた計算と同様、今回の計算では以下の 3 つの効果を無視している。

- 励起子のサブバンド間のカップリング
- 励起子の高次の準位による吸収
- 励起子ピークのブロードニング

励起子によるサブバンド間のカップリングは、サブバンド準位の間隔が励起子の束縛エネルギーである数 meV に比べて大きい場合には無視できる。しかし、結合量子井戸の場合には隣り合う量子井戸のエネルギー準位が近接するため、バリア層が広い場合には誤った結果が与えられる。

また、励起子の準位には 1s だけでなく、2s, 3s といった束縛準位や、束縛エネルギーが負の散乱準位が存在し、これら準位が関与する光学遷移の影響により、計算される吸収スペクトルと実際のスペクトルとの間には若干のずれが生じる。吸収係数の総和則によれば、励起子の吸収強度をこれらすべての準位について足し合わせた値は、変調器に加えるバイアスによって不変である [12]。しかし、我々の計算では励起子の準位として 1s の状態しか考慮しておらず、このため、見かけ上吸収係数の総和則が破られるような結果が出てくることがある [1]。このような結果は単なる計算上のエラーであり、現実のデバイスでは観測されない効果である。

電界を加えることによる励起子のピークのブロードニングは、主に井戸内で光励起されたキャリアが、一定の時定数で量子井戸から引き抜かれることに起因するものである。電

Table 2.2: Band parameters of InGaAs and InAlAs used in this calculation.

	InGaAs	InAlAs
E_g (eV)	0.73	1.43
m_e/m_0	0.041	0.075
$m_{hh\perp}/m_0$	0.377	0.57
$m_{lh\perp}/m_0$	0.051	0.095
ϵ	13.8	12.42

界を加えると、この時定数が短くなり、吸収ピークがブロードになる。この効果は伝導帯のバンドオフセットが小さい InGaAsP 系の MQW において特に顕著である。

さらに、実際に吸収スペクトルを計算する際、計算に用いるサブバンドの数にも常に注意を払う必要がある。今回の計算では、電子、重い正孔、軽い正孔それぞれについて、量子井戸の構造に応じて 4 つから 6 つのサブバンドを考慮して計算を行ったが、サブバンドの数が足りていないと致命的なエラーにつながりかねない。特に幅の広い量子井戸や、複数の量子井戸から構成される結合量子井戸について計算する場合には、井戸数が増えた分、サブバンドの数も増やさなければならない。このことに注意せずに計算され、誤った結果が与えられたものが、非対称三重結合量子井戸 [13] である。

このような計算結果そのものの誤差だけでなく、実際のデバイスでは量子井戸の効果による Δn 以外にも、ポッケルス効果やキャリア効果等による屈折率変化が現れることも考慮しなくてはならない。これらの効果は量子井戸による屈折率変調と比較して決して無視できるような大きさではなく、測定結果を解釈する際には十分な注意が必要である。

以上、考えられる誤差の要因を詳細に述べてきたが、重要なのは、計算の適用限界についてよく知った上で数値シミュレーションを行うことであって、適用限界を知らずに計算結果を過信することは、研究の方向性を誤ることになりかねない。

2.2.8 計算結果

井戸が 9.4 nm の $In_{0.53}Ga_{0.44}Al_{0.025}As$、バリアが 4.6 nm の $In_{0.52}Al_{0.48}As$ からなる MQW に対する吸収係数 α および屈折率変化 Δn の計算結果を Fig. 2.6, 2.7 に示す。TE, TM 偏光ともにバイアスを加えることによる吸収端シフトが確認され、特に TE 偏光に対しては波長 1550 nm において吸収が大きく増大し、強度変調器としての特性が期待できる。また、この吸収端シフトに伴い、吸収端よりも長波長側の領域で屈折率が+側に変化しており、波長 1600-1650 nm の範囲では強度変調を伴わない位相変調器としての特性が期待できる。

Fig. 2.8 は、10 セットの MQW を i 層に含む導波路型光変調器の、波長 1530-1580 nm における変調特性の計算結果である。pin 接合の内蔵電位は 1.2 V、i 層の厚さは 0.4 μm であると仮定した。計算によると、TE 偏光に対してはバイアス印加により吸収係数が増大し、同時に屈折率が + 側に変化する。そして吸収の大きな領域になると屈折率は − 側に変化しはじめ、負チャープ特性を示すことがわかる。このような QCSE による屈折率変化は波長

依存性が大きく、バイアスに対してはほぼ 2 乗の依存性をもつことがわかる。

2.3 まとめ

本節では、InGaAlAs MQW 変調器を設計する際の指針を説明し、さらに計算機シミュレーションを用いて変調特性の計算を行った結果についても提示した。しかし計算結果には必ずある程度の誤差が伴い、変調特性の数値シミュレーションが誤った結果を与える場合もあることを指摘した。導波モードの計算を行った結果、p-InGaAs キャップ層による伝搬損失が深刻であり、SCH 層の挿入により伝搬損失の低減を図る必要性が示された。

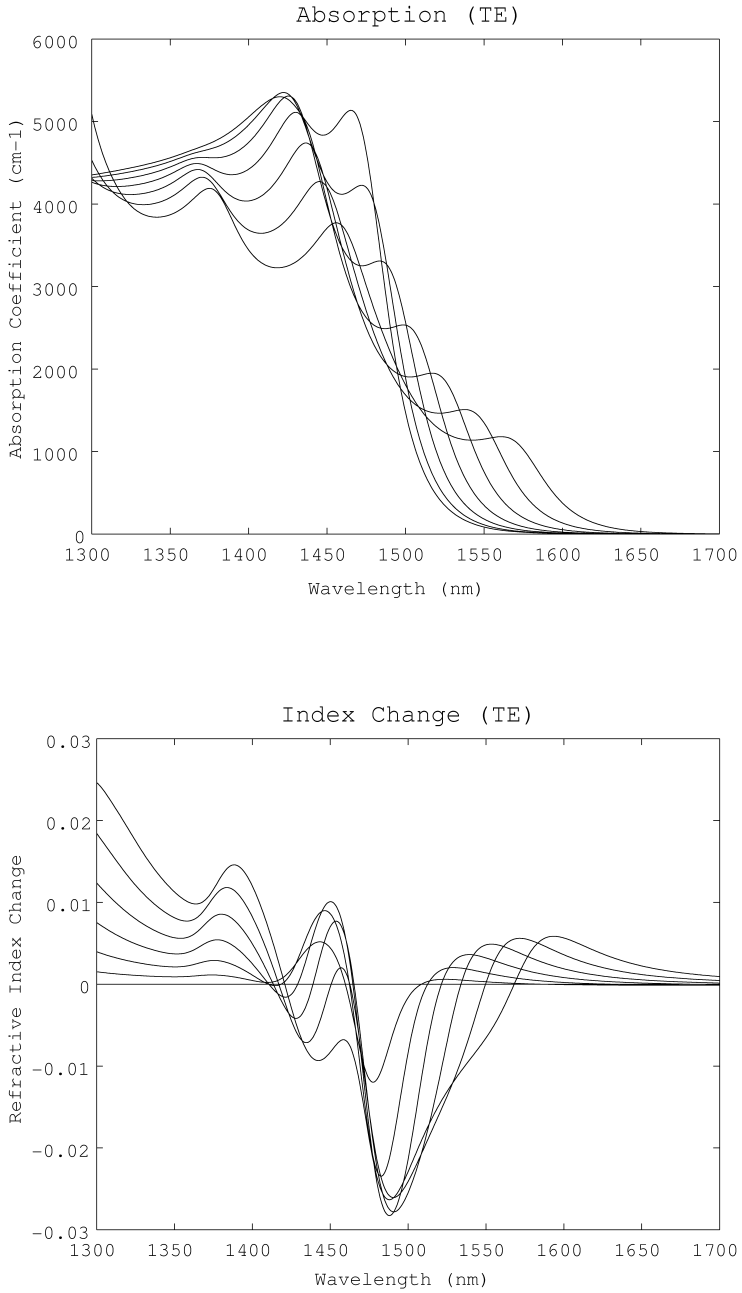


Figure 2.6: Calculated absorption coeffcient and refractive index change of $In_{0.53}Ga_{0.44}Al_{0.025}As$ (9.4 nm) / $In_{0.52}Al_{0.48}As$ (4.6 nm) multiple quantum well for TE polarization. Applied biases are from 30 kV/cm to 210 kV/cm with 30 kV/cm step.

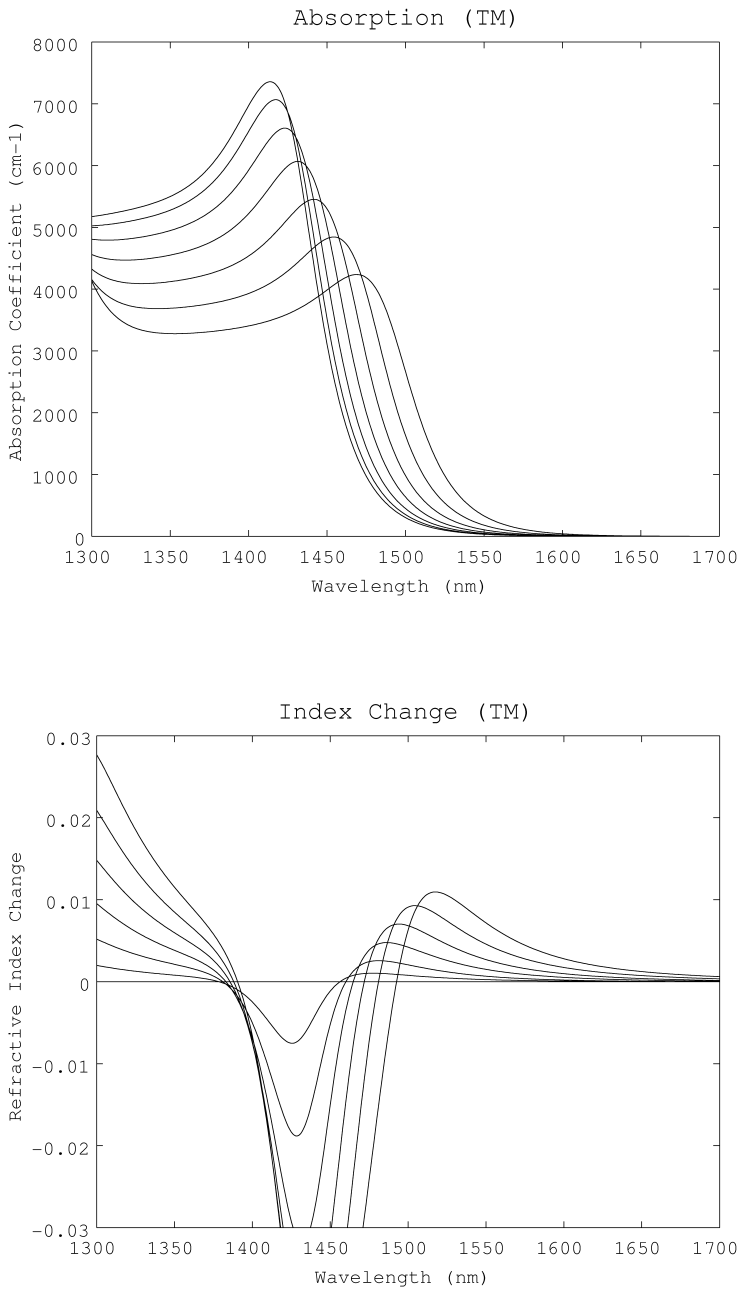


Figure 2.7: Calculated absorption coeffcient and refractive index change of $In_{0.53}Ga_{0.44}Al_{0.025}As$ (9.4 nm) / $In_{0.52}Al_{0.48}As$ (4.6 nm) multiple quantum well for TM polarization. Applied biases are from 30 kV/cm to 210 kV/cm with 30 kV/cm step.

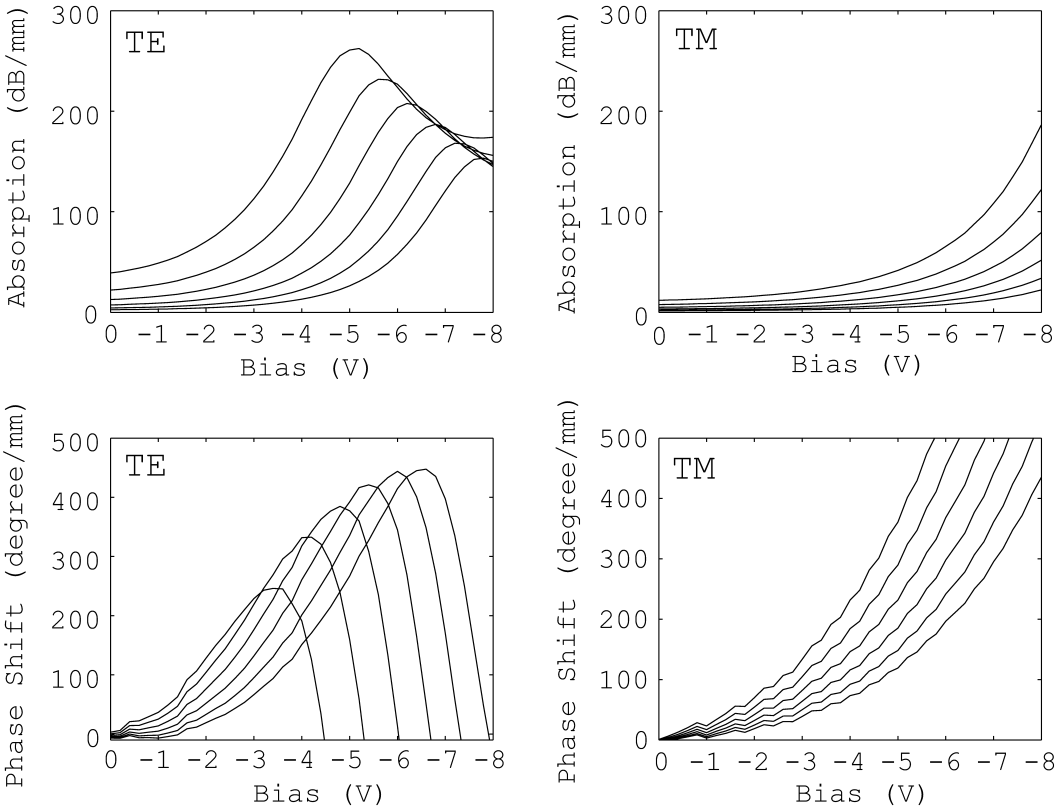


Figure 2.8: Calculated absorption coefficient and phase shift of an InGaAlAs MQW modulator for TE and TM mode (wavelength from 1530 nm to 1580 nm, 10 nm step).

References

[1] 岡本紘, "超格子構造の光物性と応用," コロナ社, 1988

[2] D. A. B. Miller and D. S. Chemla, "Relation between electroabsorption in bulk semiconductors and in quantum wells: The quantum-confined Franz-Keldysh effect," *Phys. Rev. B*, **33**, pp. 6976-6982, 1986

[3] G. L. Li *et al.*, "Ultrahigh-speed traveling-wave electroabsorption modulator—Design and analysis," *Trans. Microwave Theory Tech.*, **47**, pp. 1177-1183, 1999

[4] T. Ishikawa *et al.*, "Quantum-confined Stark effect in a parabolic-potential quantum well," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**, pp. 1466-1473, 1990

[5] 加藤正樹, "高性能電界吸収型光変調器のための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1998 年度博士論文

[6] S. L. Chuang *et al.*, "Exciton green's-function approach to opitcal absorption in a quantum well with an applied electric field," *Phys. Rev. B*, **43**, pp. 1500-1509, 1991

[7] M. Shinada and S. Sugano, "Interband optical transitions in extremely anisotropic semiconductors," *J. Phys. Soc. Jpn.*, **21**, pp. 1936-1946, 1966

[8] 池上徹彦, "半導体フォトニクス工学," コロナ社, 第 2 章, 1995

[9] S. Nojima and H. Asahi, "Refractive index of InGaAs/InAlAs multiquantum-well layers grown by molecular-beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, **63**, pp. 479-483, 1988

[10] H. C. Casey and P. L. Carter, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, pp. 82-83, 1984

[11] N. Shimizu *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, pp. 2573-2576, 1999

[12] D. A. B. Miller *et al.*, "Electric-field dependence of linear optical properties in quantum well structures: Waveguide electroabsorption and sum rules," *J. Quantum Electron.*, **22**, pp. 1816-1830, 1986

[13] 深津公良, "低電圧動作光スイッチのための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1999 年度修士論文

第3章　変調器の作製

3.1　MOVPE結晶成長

変調器に用いる InGaAlAs MQW pin 構造は、当研究室所有の AIXTRON MOVPE システム (AIX200/4) を用いて 2 インチの n-InP(001) 基板上に成長を行った。MOVPE (有機金属気相成長法) では、原料を有機金属の形で水素キャリアとともに反応炉まで気相で輸送し、高温に加熱したサセプタ上で加熱分解し、基板上に成長を行う。MBE と異なり、MOVPE では超高真空を必要とせず、2 インチ基板上にそのまま成長できるなど、量産性に優れた利点をもつが、その場観察的手法に乏しいことが課題であった。しかし当研究室では最近、RAS (Reflection Anisotropy Spectroscopy) のシステムを導入したため、成長中の基板反射率、RAS 強度などにより、成長中の表面に関してある程度の情報が得られるようになった。

成長に用いた原料の特性を Table 3.1 にまとめた。これらの原料の中で TMIn のみが室温で固体であり、このため TMIn は蒸気圧の非常に低い溶媒に溶解させたソリューション TMIn を使用している。リアクタにこれらの原料を供給するため、水素ガスによるバブリングを行っている。バブリングシステムの概要を Fig. 3.1 に示すが、バブラーから供給されるガスをそのまま用いると濃度が高くなりすぎるため、水素ガスによる希釈を行ったうえでリアクタへ供給している。バブラーへ供給する H_2 流量を source、希釈用の H_2 流量を dilute、run line へ流す流量を inject と定義すれば、リアクタへ流れる原料の流量は次式で表される。

$$\frac{P(T)}{\mathrm{press} - P(T)} \times \frac{\mathrm{source}}{\mathrm{source} + \mathrm{dilute}} \times \mathrm{inject} \tag{3.1}$$

press はバブラーの圧力、$P(T)$ は原料の飽和蒸気圧である。通常、流量を表すのに sccm の単位が用いられる。

Table 3.1: Characteristics of the MOVPE sources.

ソース	融点 (℃)	沸点 (℃)	蒸気圧 ($\log_{10} P$ [Torr])	使用温度 (℃)
TMIn	88	134	$10.52 - 3014/T$	17
TMGa	−16	56	$8.07 - 1703/T$	0
TMAl	15	127	$8.224 - 2135/T$	17
TBAs	−1	69	$7.243 - 1509/T$	17
TBP	4	56	$7.586 - 1539/T$	17
DMZn	−42	45	$7.802 - 1560/T$	−10

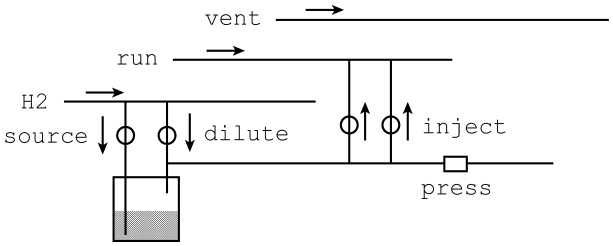


Figure 3.1: Schematic illustration of the bubbling system.

MOVPE 成長において重要なパラメータとして、成長温度、成長レート、V/III 比が挙げられる。成長温度に関しては、当研究室では InGaAsP 系材料はほとんどの場合 610 ℃で成長を行っているが、Al を含む層は一般に高温で成長したほうがよいとされており、これまで 740 ℃で成長が行われてきた [1][2]。現在では 740 ℃まで昇温しなくなっているため、今回は 720 ℃で成長を行うことにした。

成長レートに関しては、MOVPE では通常 V 族過剰の状態で成長を行うため、リアクタに供給する III 族原料の供給量によって成長レートが決まる。当研究室では TMIn の流量は固定し、TMGa や TMAl の流量を制御しながら結晶成長を行っており、このため InP と比較して InGaAs や InAlAs などの混晶は成長レートが速くなる。InGaAlAs に対する成長レートは 0.4 nm/sec 程度であり、InP に対してはこの半分程度である。

V/III 比はリアクタ内における V 族と III 族の原料の分圧比で定義されるが、これはリアクタに供給する原料の流量比に等しく、式 (3.1) により計算を行うことができる。当研究室では V 族に分解効率の高い TBAs や TBP を用いているため、AsH_3 や PH_3 を用いる場合と比べ、V/III 比の比較的低い条件で成長を行うことができる。過去の InGaAlAs 系材料の成長において V/III 比は 14 程度であり、今回もこの条件で成長を行った。

成長した変調器構造 (#4621) を Fig. 3.2 に示す。これは 10 周期の InGaAlAs MQW (9 nm InGaAlAs well, 5 nm InAlAs barrier) を i 層に含む pin 構造であり、MQW の上下に厚さ 100 nm の InGaAlAs (Q1.1) SCH を含んでいる。upper-SCH の上に成長した 3 nm の InGaAsP はエッチストップ層であり、クラッドのエッチングを活性層の直上で止めるためのものである。また、lower-SCH を成長する前に 610 ℃で InAlAs を 10 nm 成長しているが、これは 610 ℃から 720 ℃への昇温中の P 抜けに起因する表面の荒れを防ぐためである [1]。

なお、過去に当研究室で Al 系 MQW の成長を行った際、p クラッドからの Zn の拡散により MQW の disordering が起こり、吸収端波長が短波長側へシフトするという現象が報告されている。この問題は upper-SCH に 0.1%の圧縮歪を入れることで抑制することができるとされており [2]、今回の成長でも念のため upper-SCH には歪を導入することにした。それ以外の層はすべて格子整合である。

p-InGaAs (200 nm)
p-InP (1000 nm)
u-InGaAsP (3 nm)
u-InP (7 nm)
u-InGaAlAs (100 nm)
u-InGaAlAs MQW (150 nm)
u-InGaAlAs (100 nm)
u-InAlAs (10 nm)
u-InP (100 nm)
n-InP (300 nm)
n-InP substrate

Figure 3.2: Layer structure of the MOVPE grown InGaAlAs MQW pin (#4621).

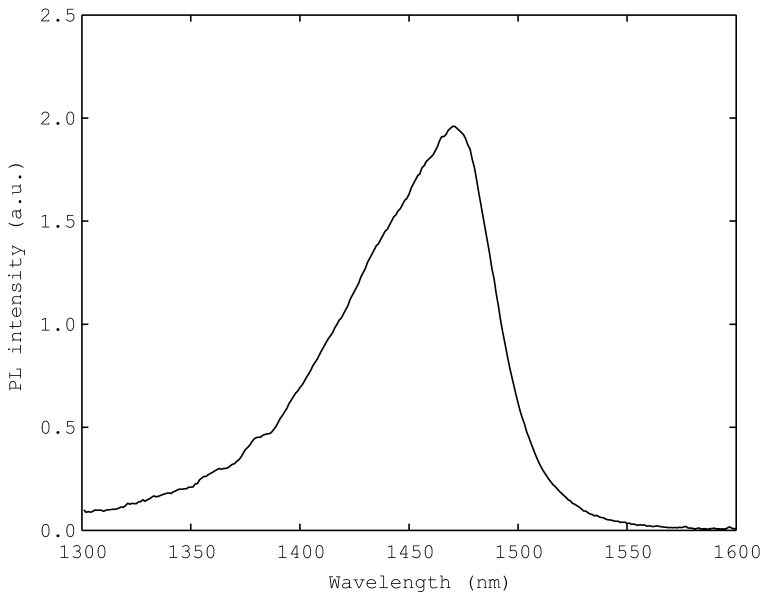


Figure 3.3: Photoluminescence spectrum of the InGaAlAs MQW (#4621).

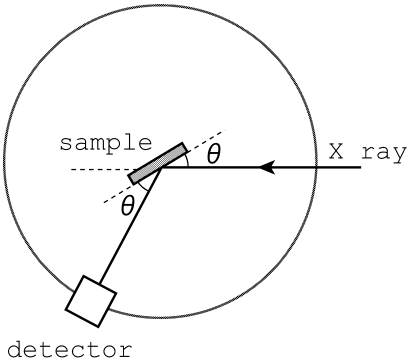


Figure 3.4: X-ray diffraction.

3.2 フォトルミネッセンスによる評価

成長後の基板の一部を劈開し、クラッドをエッチングしてフォトルミネッセンス (PL) による評価を行った。Fig. 3.3 は室温での PL スペクトルである。ピーク波長は 1470 nm、半値幅は 43 meV であり、発光強度は参照用に用いた InGaAsP MQW の 25%程度だった。また、2 インチ基板上の成長 (#4621) 以外にも複数の InGaAlAs MQW の成長を行ったが、半値幅はいずれも 40-50 meV であり、発光強度は InGaAsP MQW の 5%から 30%程度であった。特に発光強度は成長ごとのばらつきが大きく、同じ構造の MQW であっても、ある程度発光するものがあれば、発光の極めて弱い MQW もあった。特にライナーチューブ交換直後の成長で発光強度が低下しやすく、この場合、基板表面は白くなる傾向がみられた。

このように InGaAsP MQW と比較して発光強度が際立って弱いのは、Al を含む MQW において、不純物として含まれる酸素により深い準位が形成され、非発光再結合が起こっているためと考えられる [3]。PL 発光強度が極端に弱い場合には、レーザーを作製しても発振させることは困難である。

3.3 X 線回折によるエピタキシャル層の評価

MOVPE 成長したすべてのサンプルに対し、X 線回折による評価を行った。X 線回折により、成長層の歪、成長レート、MQW 1 周期分の厚さを評価した。

X 線回折 (XRD) では Fig. 3.4 のように、入射 X 線に対し、サンプル、検出器をそれぞれ θ, 2θ の角度で配置し、θ を変化させながら回折強度を測定する。このとき、ブラッグの回折条件

$$2d\sin\theta = m\lambda \tag{3.2}$$

において回折ピークが現れるため、回折角から格子間隔 d を求めることができる。d は格子間隔以外にも、MQW やエピタキシャル層の膜厚であってもよく、X 線回折によりこれらの値を知ることが可能である。

測定には Cu Kα-1 の単色 X 線を用いており、波長は

$$\lambda = 1.54056\ (\text{Å}) \tag{3.3}$$

である。したがって格子定数 $a = 5.869$ (Å) の InP に対しては、$\theta = 31.667°$ に $m = 4$ の回折ピークが現れる。

3.3.1 成長層の歪の評価

InP 上に成長した混晶半導体の格子定数は一般に InP とは異なるため、結晶は InP に格子整合するように変形して歪が入る。変形後の成長方向の格子定数を ${a_{\text{epi}}}^{\perp}$ とすれば、InP(004) 回折ピークの近くに

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{2\lambda}{{a_{\text{epi}}}^{\perp}}\right) \tag{3.4}$$

で決まる位置にエピタキシャル層による回折ピークが現れる。したがって、回折ピークの位置から逆に ${a_{\text{epi}}}^{\perp}$ を知ることができ、成長層の格子不整合度

$$\epsilon = \frac{{a_{\text{epi}}}^{\perp} - a_{\text{sub}}}{a_{\text{sub}}} \tag{3.5}$$

を求めることができる。回折ピークの基板のピークからのずれを $\Delta\theta$ とすると、成長層の z 方向の格子不整合度は次のようになる。

$$\epsilon = -\frac{\Delta\theta}{\tan\theta} = -28300\ [\text{ppm}] \times \Delta\theta\ [°] \tag{3.6}$$

Fig. 3.5 はバルクの InAlAs (300 nm) に対する測定結果であるが、回折角から格子不整合度は+900 ppm と求められた。このようにして XRD から求められる格子定数 ${a_{\text{epi}}}^{\perp}$ は、格子変形した後の格子定数であって、結晶本来の格子定数とは異なることに注意する必要がある。フリーの状態での格子定数 a_{epi} は ${a_{\text{epi}}}^{\perp}$ と

$$\frac{a_{\text{epi}} - a_{\text{sub}}}{a_{\text{sub}}} = \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{21}} \cdot \frac{{a_{\text{epi}}}^{\perp} - a_{\text{sub}}}{a_{\text{sub}}} \tag{3.7}$$

の関係にあり、結晶本来の格子不整合度は ϵ の 1/2 程度の値である。

3.3.2 成長レートの見積もり

バルクの InGaAs や InAlAs を 150 nm 程度成長したとき、Fig. 3.6 のように基板のピークの周りに細かなフリンジが現れることがあった。これは Pendellösung 振動 [4] とよばれており、この周期からエピタキシャル層の膜厚を求めることができる。

各ピークの通し番号を m とすると、隣接するピーク間隔と膜厚 t との間には

$$2t(\sin\theta_{m+1} - \sin\theta_m) = \lambda \tag{3.8}$$

の関係がある。したがって、Fig. 3.7 のように各ピークにおける $\sin\theta_m$ をプロットして傾きを求めることにより、膜厚 t が求められ、これにより成長レートを知ることができる。

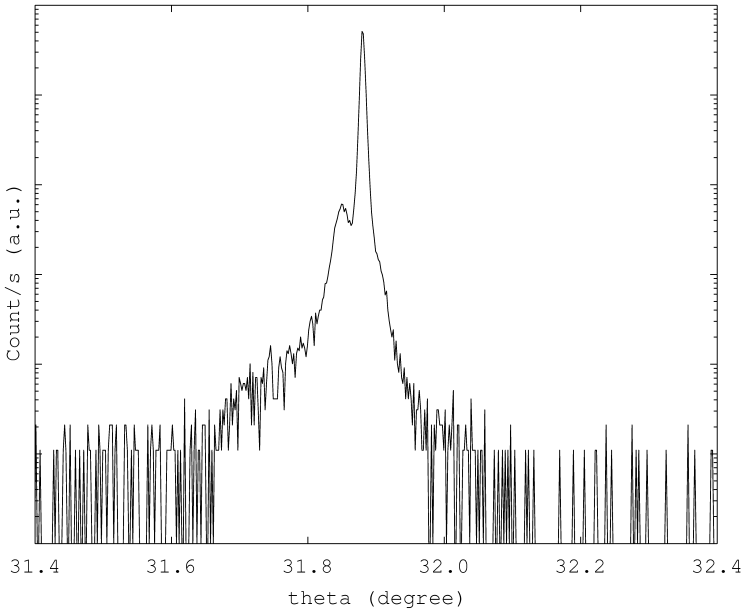


Figure 3.5: XRD spectrum of bulk InAlAs layer (#4829).

InAlAs (#4467) に対して値を算出したところ、膜厚は 158 nm、成長レートは 0.447 nm/sec であった。同様の測定を InGaAs (#4468) に対して行い、膜厚 209 nm、成長レート 0.440 nm/sec の値を得た。

3.3.3 MQW の評価

MQW に対して XRD の測定を行うと、MQW の歪および 1 周期あたりの膜厚を求めることができる。MQW の膜厚を d とすると、基板のピークの周りには

$$2d(\sin\theta_{m+1} - \sin\theta_m) = \lambda \tag{3.9}$$

で決まる角度 θ_m においてサテライトピークが現れる。Fig. 3.8 は成長した EA 変調器構造のクラッドをエッチングして XRD の測定を行った結果であり、$\sin\theta_m$ を m に対してプロットすることにより (Fig. 3.9)、膜厚が $d = 13.3$ (nm) と求められた。この値から MQW の成長レートを計算したところ、0.40 nm/sec となった。

MQW の歪量[1]は 0 次のサテライトピークの位置から式 (3.6) により求めることができるが、Fig. 3.8 の結果では基板の回折ピークとほぼ重なっており、この MQW は格子整合であるといえる。

[1]ここでいう歪量とは well と barrier の平均的な歪量であって、well, barrier それぞれの歪を個別に求めいるわけではない。それぞれの歪量を評価するためには XRD の数値シミュレーションを行う必要がある [5]。

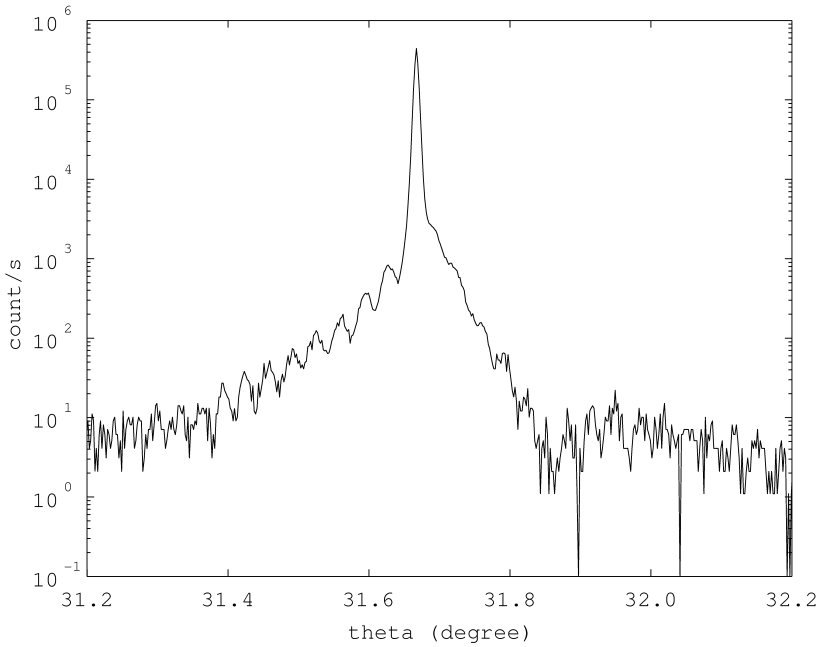


Figure 3.6: XRD rocking-curve of a bulk InAlAs layer (#4467).

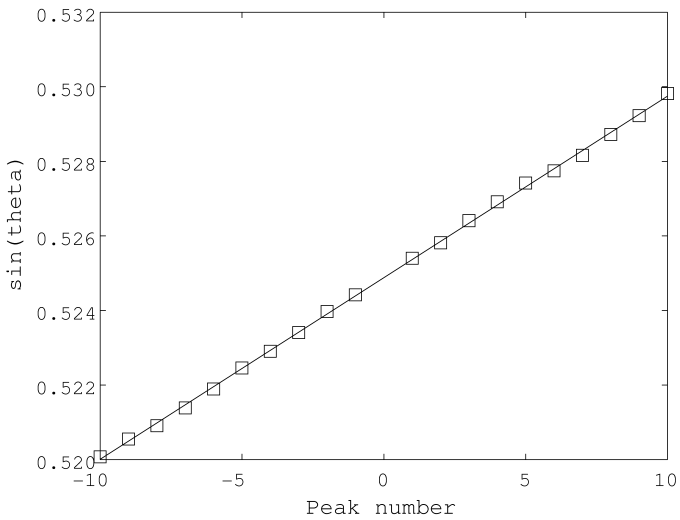


Figure 3.7: Determination of a bulk layer thickness from Pendellösung oscillation (#4467).

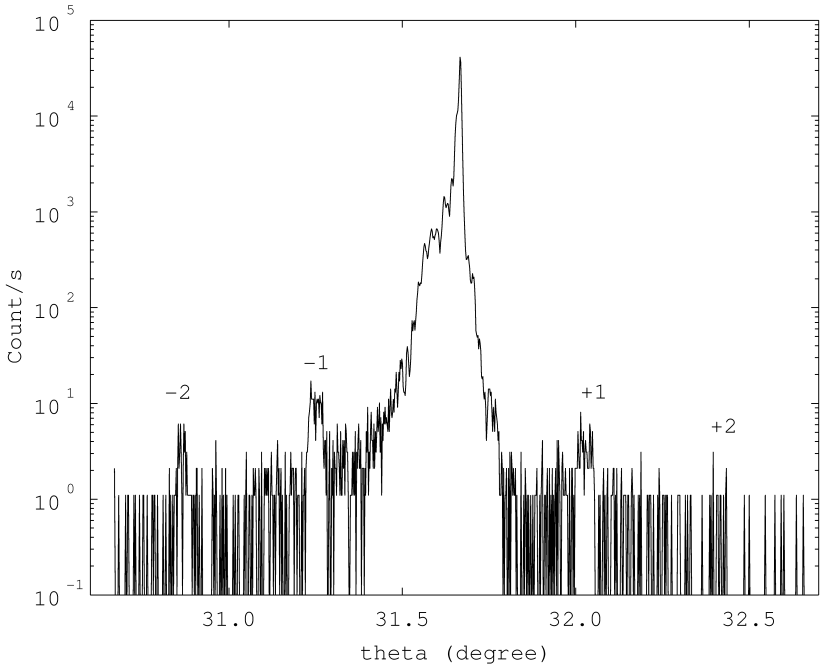


Figure 3.8: XRD spectrum of the InGaAlAs MQW (#4621).

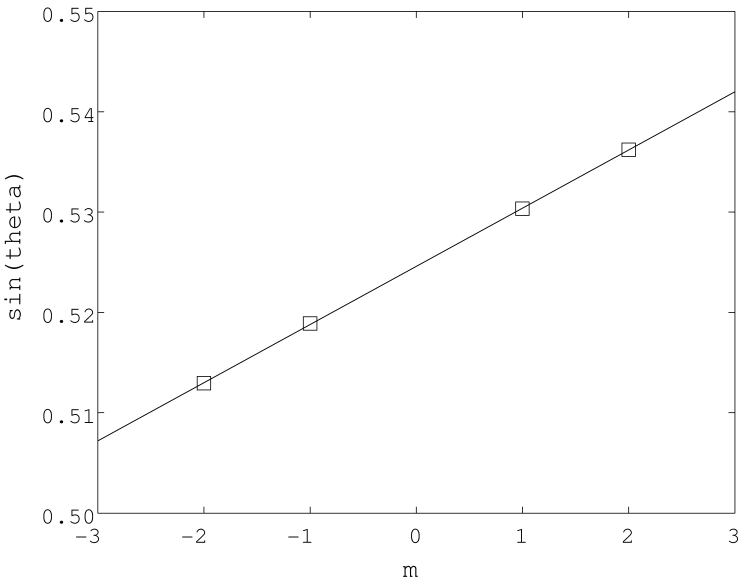


Figure 3.9: Determination of the MQW thckness (#4621).

3.4 導波路の作製

成長後の基板から導波路型の変調器を作製するため、ウェットエッチングにもとづくプロセスを行った (Fig. 3.10)。

3.4.1 2インチ基板の劈開

まず成長した 2 インチ基板の劈開を行った。劈開の際、基板の結晶方位には注意する必要がある。使用した基板は (001) 基板であるから、大きな切込みの入っている方向が $[1\bar{1}0]$ 方向、小さな切込みのある方向が [110] 方向である。導波路を $[1\bar{1}0]$ 方向に形成すれば、導波路は順メサ型となり、[110] 方向に形成すれば逆メサ型となる[2]。また、逆バイアス時の位相変調効率も結晶方位により異なり、導波路が $[1\bar{1}0]$ 方向のときはポッケルス効果が加算される分、変調効率が向上する[3]。したがって、所望の方向にパターニングを行うため、劈開した基板のどちらの方向が $[1\bar{1}0]$ 方向であるのか、覚えておく必要がある。

3.4.2 リソグラフィー

次にリソグラフィーを行い、導波路のパターニングを行った。パターニング用のマスクは、幅 2 μm の直線導波路が 300 μm 間隔で並んだものを使用した。まず基板にプライマーをスピンコーターでコーティングし、次いでレジスト S1805 のコーティングを行った。その後 120 ℃で 90 秒間プリベークした。露光はコンタクト露光用のマスクアライナを用いて行った。導波路方向が結晶方位と一致するようにアラインメントし、3.8 秒間の露光を行った。露光後、NMD-3 で 20 秒間の現像を行い、2 回の純水リンスを行った[4]。最後に 120 ℃で 5 分間のポストベークを行った。

3.4.3 ウェットエッチング

パターニングした基板に対してエッチングを行い、導波路を形成した。クラッドは組成の異なる 2 層から成るので、まず硫酸系の混合液で InGaAs キャップ層をエッチングし、次いで HCl で InP クラッドをエッチングした。

硫酸系のエッチャントは H_2SO_4, H_2O_2, H_2O を 1:1:5 の割合で混合し、5 ℃に冷却したものを使用した。このエッチャントによる InGaAs のエッチング時間は 30 秒とした。

InP クラッドは 20% HCl でエッチングした。エッチングは InGaAsP エッチストップ層に達すると停止する。エッチングの反応速度は薬液の濃度に強く依存するが、HCl は特に室温でも蒸発しやすく、すぐに濃度が変わってしまうため、ビーカーに出したら時間をおか

[2] InP において、In リッチの (111)A 面が、P リッチの (111)B 面と比べてエッチングされにくいことに起因する。Fig. 3.11 を参照。

[3] このため、低チャープな EA 変調器を作製することが目的ならば [110] 方向に、高効率な位相変調器を作製することが目的ならば $[1\bar{1}0]$ 方向に導波路を作製するとよい。

[4] NMD3 は長時間放置すると現像力が低下し、マスク幅に対して導波路幅が広くなることがある。このため、ビーカーに出したら早めに使い切ることが望ましい。

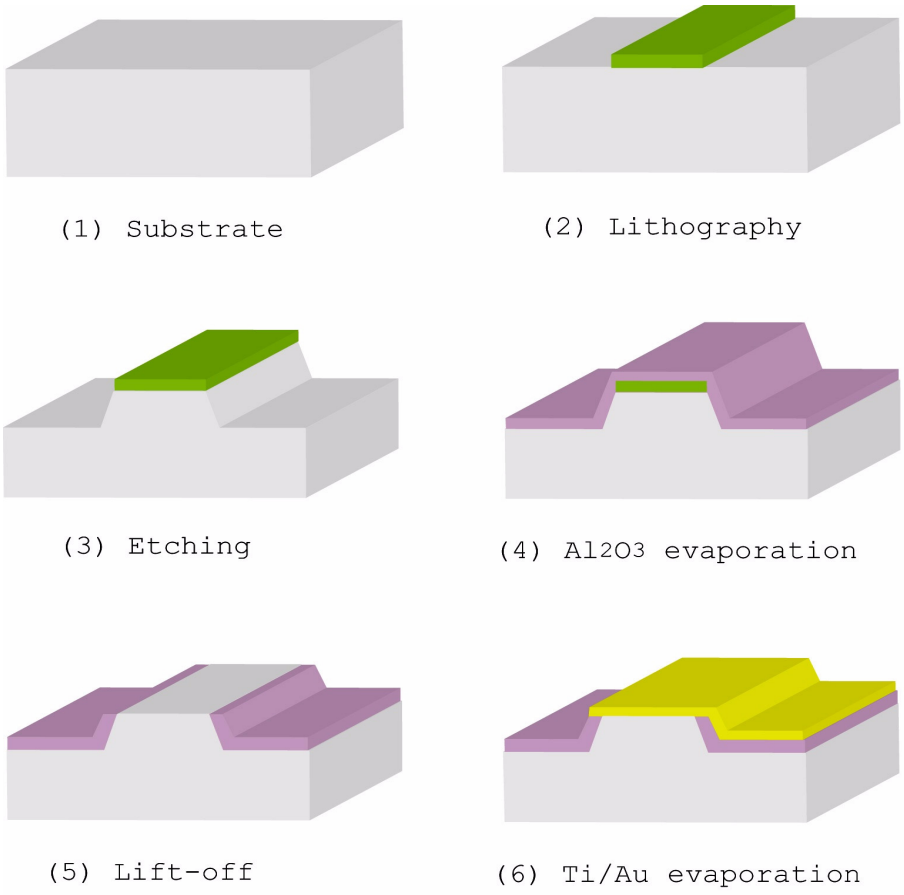


Figure 3.10: Process flow of waveguide fabrication.

ずに直ちに使い切るべきである。薬液が新鮮であれば加熱の必要はない。エッチングの進行中は泡が立ち、基板が曇った状態となるが、これが鏡面になるまでエッチングを行った。エッチングに要した時間は 5 分程度だった。エッチングが終わったら純水リンスを 2 回行い、乾燥させる目的で N_2 雰囲気下で 90 ℃のベーキングを行った[5]。

3.4.4 Al_2O_3 蒸着

エッチング後の導波路には絶縁膜として Al_2O_3 を蒸着した。蒸着には ULVAC 社製の EB 蒸着器を使用した。この Al_2O_3 は、絶縁膜としてだけではなく、酸化されやすい InGaAlAs 活性層を外気から遮断する保護層としての効果もある。したがって、エッチング終了後はそのままの状態でサンプルを長時間放置せず、直ちに Al_2O_3 蒸着の作業に入るようにした。

[5]InGaAlAs は特に酸化されやすい材料であるため、基板に少しでも水分が残っていると、プロセスの最後のアニール (400 ℃) において活性層中の Al が水蒸気と反応して酸化し、I-V 特性が劣化する。

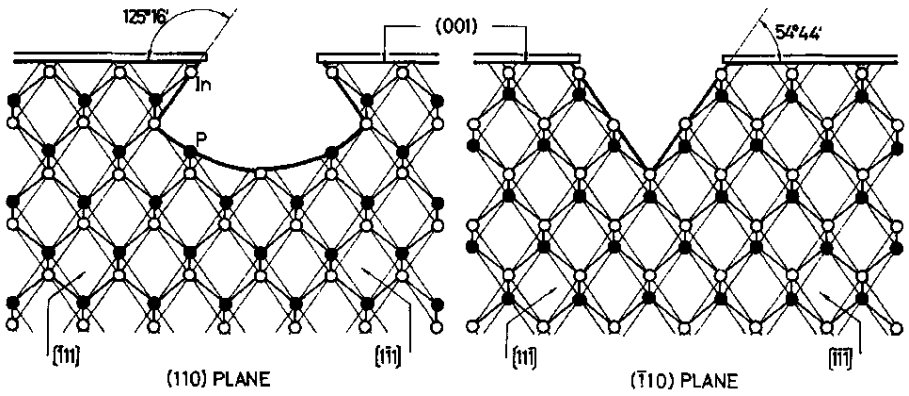


Figure 3.11: Etching of InP in HCl [6].

Al_2O_3 の蒸着量は、導波路が順メサの場合には真上から 300 nm としたが、逆メサのサンプルが含まれる場合には側面に確実に蒸着するため、±50° の角度からそれぞれ 200 nm の斜め蒸着を行った。

3.4.5 リフトオフ

導波路上の Al_2O_3 を除去し、電極形成用の窓を開けるため、リフトオフを行った。このリフトオフは、導波路上のレジストを加熱したアセトンで溶かすことにより、レジスト上の Al_2O_3 も同時に除去するプロセスである。まず基板をアセトンで 10 分間煮沸した後、2 分間の超音波洗浄を行った。これをイソプロパノールで洗浄し、光学顕微鏡および触針式段差計でリフトオフの成否をチェックした。

3.4.6 Ti/Au 電極の蒸着

リフトオフができたら、EB 蒸着により Ti/Au 電極を蒸着した。蒸着は斜め 55° から行い、逆メサのサンプルでの断線を防ぐと同時に素子分離を行った。蒸着する電極の厚さは Ti 50 nm, Au 300 nm としたが、斜め蒸着を行っているため、実際に蒸着される膜厚はこの半分程度である。

3.4.7 裏面研磨・電極蒸着

基板の厚さは 370 μm 程度あり、このままでは細かく劈開することが困難なため、裏面研磨を行った。サリチル酸フェニルで基板を固定し、研磨台上で 120 μm まで研磨を行った。膜厚をこれ以上薄くすると崩れやすくなり、ピンセットで扱えなくなる。逆に厚すぎる場

合、後で小さく劈開することが困難になる。研磨後の基板は有機洗浄の後、裏面に Au 電極の蒸着を行い、合金化させる目的で N_2 雰囲気中でアニール (400 ℃, 1 min) を行った。

3.4.8 劈開

測定用のサンプルは、劈開により基板から切り出した。劈開では基板を痛めずに端面を形成することが重要であり、劈開の仕方次第でリーク電流の大きさも変わってくる。メスで表側に切り込みを入れた後、裏返してその部分を軽く押すことにより劈開を行った。基板の側面には電極金属が付着しているため、この部分は使用しないようにした。

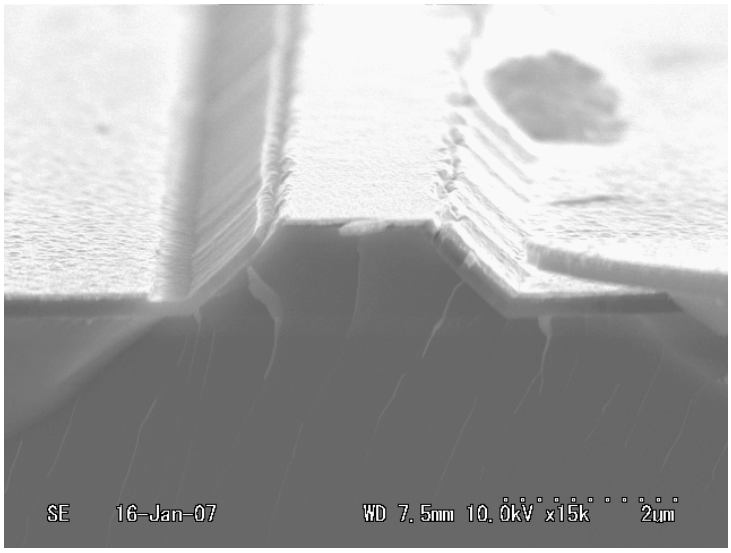
3.4.9 導波路の断面 SEM 像

導波路の断面形状を観察する目的で、SEM による観察を行った。SEM は日立ハイテクノロジーズ社の SEM-4300 である。劈開したサンプルを銀ペーストにより固定し、超高真空 (1×10^{-6} Pa) の観察室に導入して観察を行った。

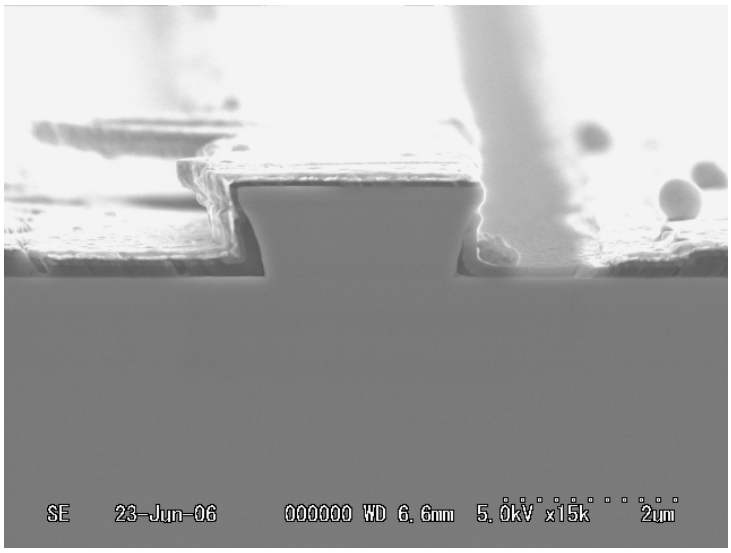
Fig. 3.12 (a) は導波路を $[1\bar{1}0]$ 方向に形成したサンプルであり、導波路形状は順メサとなっている。また、Fig. 3.12 (b) は導波路を [110] 方向に形成したサンプルであり、導波路は逆メサとなっている。

3.5 まとめ

MOVPE 法により InGaAlAs MQW を i 層に含む pin 構造の成長を行った。フォトルミネッセンスによる評価を行ったところ、InGaAsP MQW と比較して InGaAlAs MQW は全般に発光強度が弱いことが明らかになった。成長した基板に対し、ウェットエッチングによるプロセスを行い、導波路型光変調器を作製した。



(a) $[1\bar{1}0]$ direction



(b) [110] direction

Figure 3.12: SEM pictures of the fabricated waveguides.

References

[1] 深津公良, "低電圧動作光スイッチのための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1999 年度修士論文

[2] 金子慎, "光スイッチ・波長変換に向けた InGaAs/InAlAs 電界吸収型光変調器における相互吸収・相互位相変調特性," 2003 年度修士論文

[3] T. Tsuchiya *et al.*, "Low-threshold and high-temperature characteristics of 1.3-μm InGaAlAs MQW lasers grown by metalorganic vapor-phase epitaxy," *IPRM2000*, pp. 266-269, 2000

[4] R. Bhat *et al.*, "Growth of high quality AlInAs by low pressure organometallic chemical vapor deposition for high speed and optoelectronic device applications," *J. Cryst. Growth*, **108**, pp. 441-448, 1991

[5] M. Yamamoto *et al.*, "Strained-layer InGaAs/InGaAsP MQW sructures and their application to 1.67 μm lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *J. Cryst. Growth*, **107**, pp. 796-801, 1991

[6] S. Adachi and H. Kawaguchi, "Chemical ething characteristics of (001)InP," *J. Electrochem. Soc*, **128**, pp. 1342-1349, 1981

第4章　変調特性の測定

作製されたInGaAlAs MQW変調器の特性の評価を行った。まず基板全面に電極をつけたサンプルを準備し、I-V測定および吸収電流測定を行った。次に、作製した導波路型変調器に対し、I-Vおよび変調特性の測定を行った。

4.1　I-V測定

まず最初にサンプルのI-V特性の測定をおこなった。測定にはAgilent Technology社製半導体パラメータアナライザ4155Bもしくは4155Cを用いた。4155Bは当研究室所有のものであり、4155CはVDEC所有のものである。両者に大きな違いはないが、4155Bと比較して4155Cは測定可能な電流値の下限が小さい。I-V測定用のサンプルとして、導波路を形成せずに基板全面に電極をつけたもの、および導波路を形成してデバイスに加工したものについて測定を行った。

Fig. 4.1は、基板全面に電極をつけたInGaAlAs pin構造(#4621)に対する測定結果である。測定用のサンプルは500 μm角の方形に劈開したものを用いた。明確な整流性が確認され、+1 Vにおける順方向電流は45 mAであった。また、ブレークダウン電圧は−18 V前後だった。逆バイアス時のリーク電流の大きさはサンプルによって異なったが、特性のよいものでは−10 Vで数μA程度であった。

一方、Fig. 4.2は導波路を形成して長さ300 μmの変調器に加工したサンプルに対する結果である。+1 Vの順バイアスで4 mAの順電流が流れ、逆バイアス時のリーク電流は−6 Vに至るまで4155Bの検出下限の50 nA以下だった。しかし−8 V以上の逆バイアスを加えると、Fig. 4.2のようにI-V特性の劣化が観測された。このため、原則として−8 V以上のバイアスをサンプルには加えないようにした。

なお、サンプルによっては逆バイアスを加えた際、最初の数秒間、大きなリーク電流が流れるものがあった。原因は不明だが、デバイスを壊さないため、最初は−1 V程度の低いバイアスをかけて十分に放電させ、リーク電流が下がるのを確認しながら徐々にバイアスを上げていくようにした。

4.2　吸収電流法による吸収スペクトルの測定

MQWの吸収スペクトルを調べるため、吸収電流法による測定を行った。吸収電流法は、サンプルに光を照射したときの吸収電流強度を測定し、吸収電流強度の波長依存性から吸

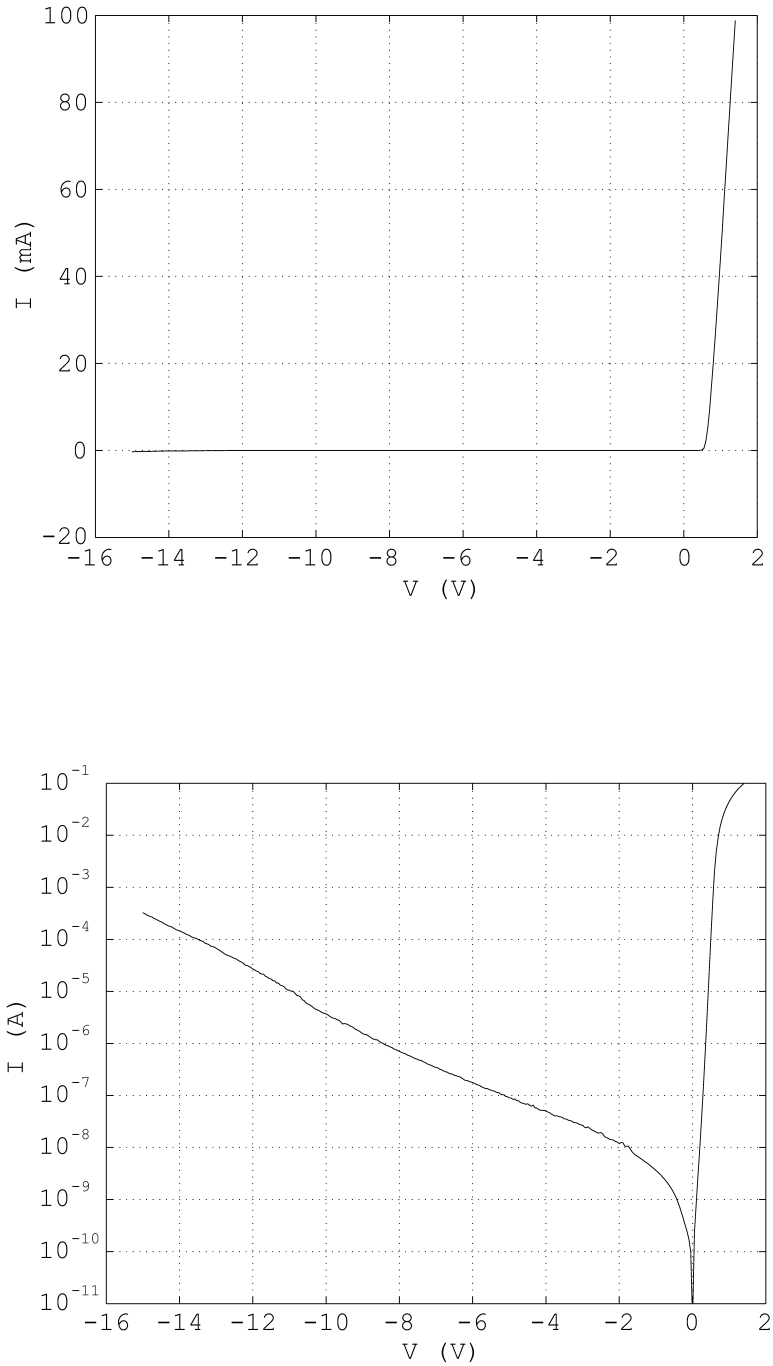
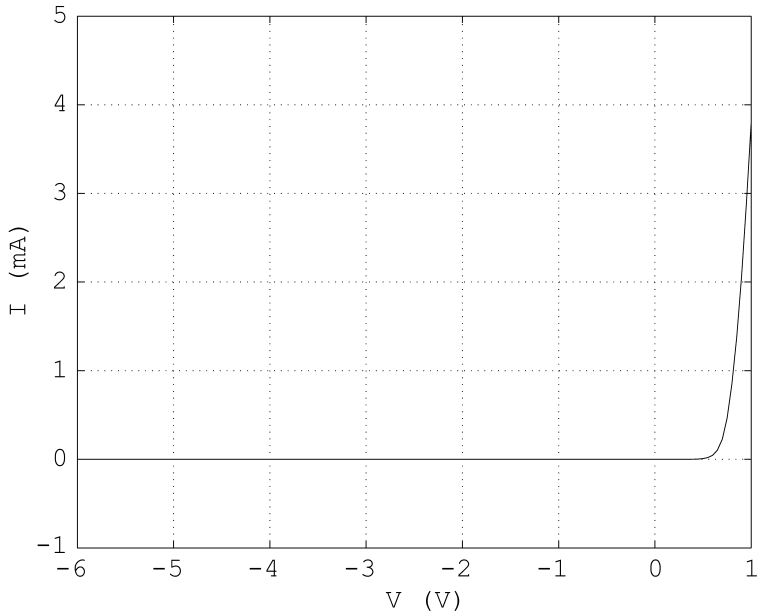


Figure 4.1: I-V characteristics of the fabricated InGaAlAs pin structure (#4621).



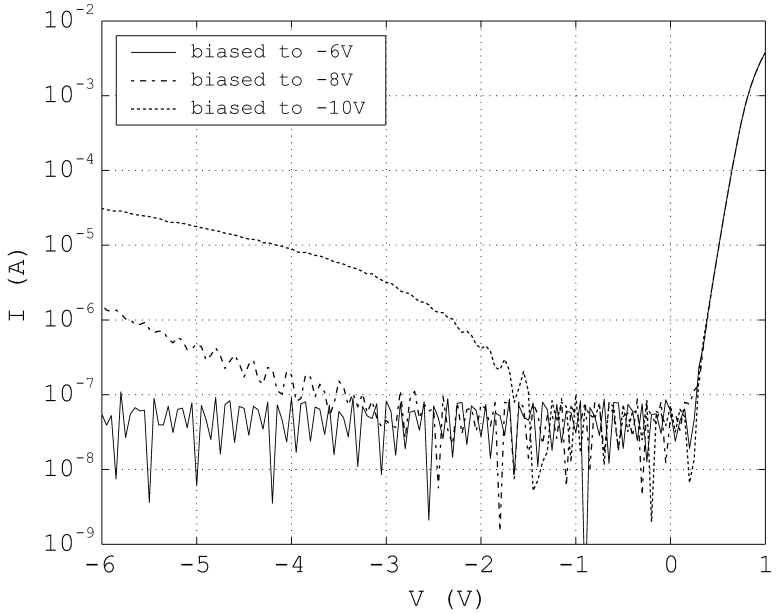


Figure 4.2: I-V characteristics of the InGaAlAs MQW waveguide modulator.

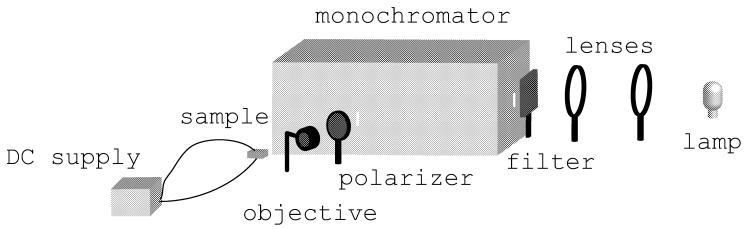


Figure 4.3: Measurement setup for the photocurrent spectroscopy.

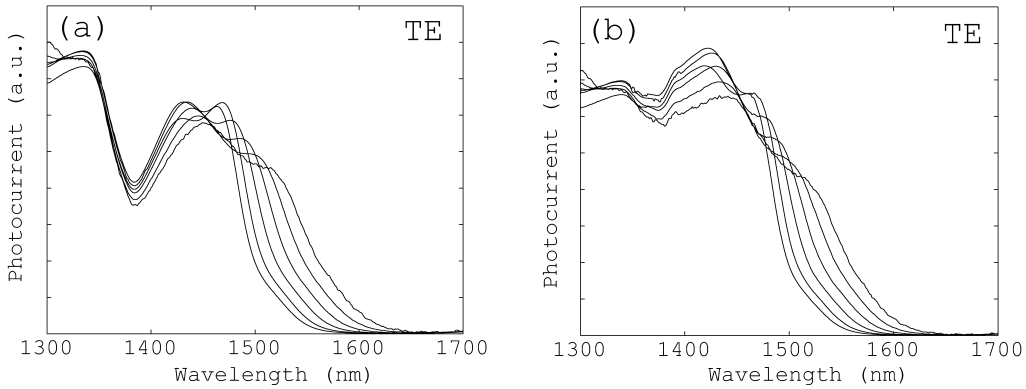


Figure 4.4: Photocurrent spectra before (a) and after (b) calibration.

収スペクトルを間接的に知る方法である。この測定に用いたサンプルは、成長後の基板に導波路を形成せず、直接 Ti/Au 電極を蒸着し、裏面研磨、裏面電極形成、アニールを行ったうえで 200 μm×200 μm 程度の大きさに劈開したものである。このサンプルを Fig. 4.3 のような測定系により評価した。

測定では白色光源からの光を 2 枚のレンズを用いて分光器に導き、分光された光を偏光フィルターを通して対物レンズによりサンプル側面に結合した。分光器から出てくる 2 倍波の影響を取り除くため、ロングパスフィルターを使用した。また、チョッパーとロックインアンプを用いた測定を行うことにより、バックグラウンドの DC 電流の影響を取り除いた。偏光フィルターはシグマ光機製の近赤外用偏光フィルターであり、波長 1000 nm から 1700 nm の範囲で 2×10^4 以上の消光比が保証されている。

サンプルのリーク電流が大きいとノイズが増えるため、測定に用いるサンプルはできる限り小さく劈開し、リーク電流が小さくなるようにした。さらに、測定前には −10 V 程度の逆バイアスを数分間加えてリーク電流の低減を図った。吸収電流測定で許容されるリーク電流の上限は 20 μA 程度であり、この電流値を超えるバイアスでの測定はできない。

吸収端が異なる複数の MQW のサンプルに対して測定を行ったところ、いずれのサンプルに対しても Fig. 4.4 (a) のように 1385 nm の位置に吸収の谷が生じることが判明した。これは測定系 (分光器もしくは白色光源) が強い波長依存性をもっていることを示唆している。

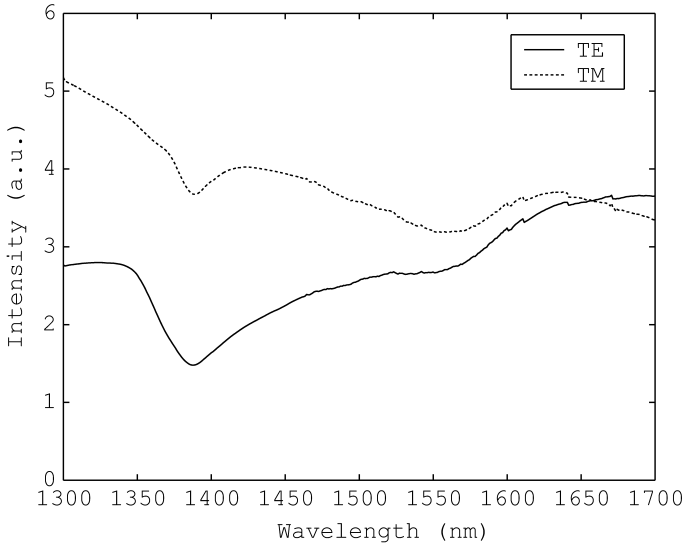


Figure 4.5: Wavelength sensitivity of the measurement system.

そこで、まず Ge フォトダイオードを用いて測定系の感度測定を行った。その結果を Fig. 4.5 に示すが、分光器から出てくる光に強い波長依存性があることが確認され、特に 1385 nm と 1562 nm の位置に大きな谷が存在することがわかった。さらに分光器の偏光依存性により、TE と TM では出射光強度も異なることが判明した。

これらの影響を取り除くため、測定で得られたデータに対しては、Fig. 4.5 の感度曲線を用いて補正を行うようにした。補正後のデータを Fig. 4.4 (b) に示すが、1385 nm の位置の谷がほぼ取り除かれ、サンプルの吸収スペクトルが正しく現れているといえる。

TM 偏光に対する測定を行ったところ、測定したいずれのサンプルに対しても、吸収スペクトルには本来ならば現れないはずの重い正孔による吸収ピークが観測された。このような現象は過去に研究室で行われた測定においても観測されているが [1]、偏光フィルターの消光比や偏光方向の調整の問題ではなく、原因は未解明である。

作製した InGaAlAs MQW (#4621) についての測定結果を Fig. 4.6 に示す。1465 nm の位置に重い正孔、1420 nm の位置に軽い正孔による励起子の吸収ピークが観測され、逆バイアスを加えることによりこれらの吸収ピークが長波長側にシフトしていく QCSE の効果が観測された。

一方、Fig. 4.7 は比較用の InGaAsP MQW (#3194) に対する測定結果である。このサンプルは 10 周期の MQW (7 nm InGaAsP well, 10 nm InGaAsP (Q1.25) barrier) を i 層に含む pin 構造であり、波長 1495 nm の位置に重い正孔、1400 nm の位置に軽い正孔による励起子の吸収ピークが観測された。このサンプルにおいても、逆バイアスを加えることにより吸収端が長波長側にシフトする QCSE が観測された。

これらの結果を見比べると、InGaAlAs MQW と InGaAsP MQW とでは、逆バイアスを印加したときの吸収スペクトルに明白な違いが現れていることがわかる。すなわち、InGaAsP

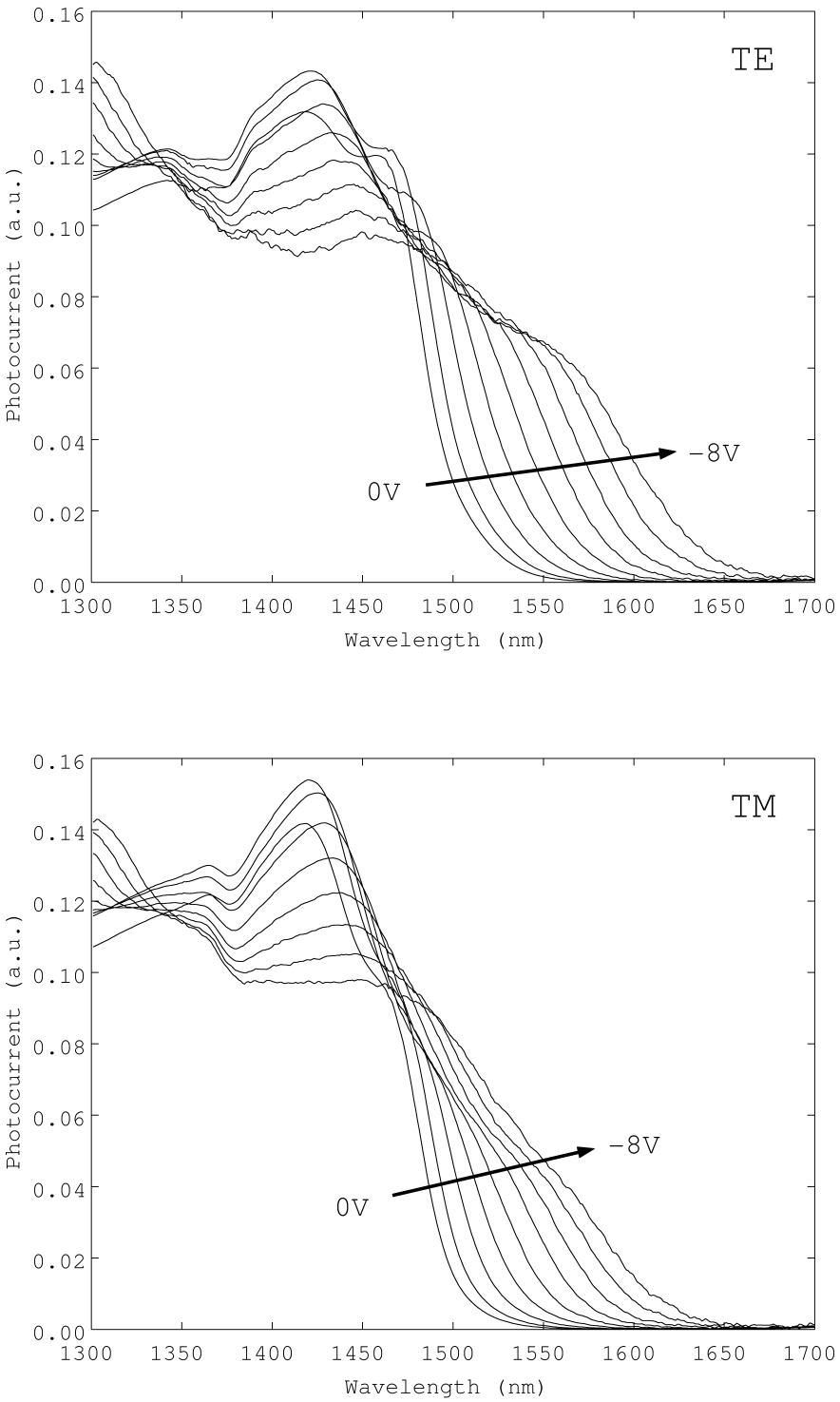


Figure 4.6: Photocurrent spectra of the InGaAlAs MQW (#4621).

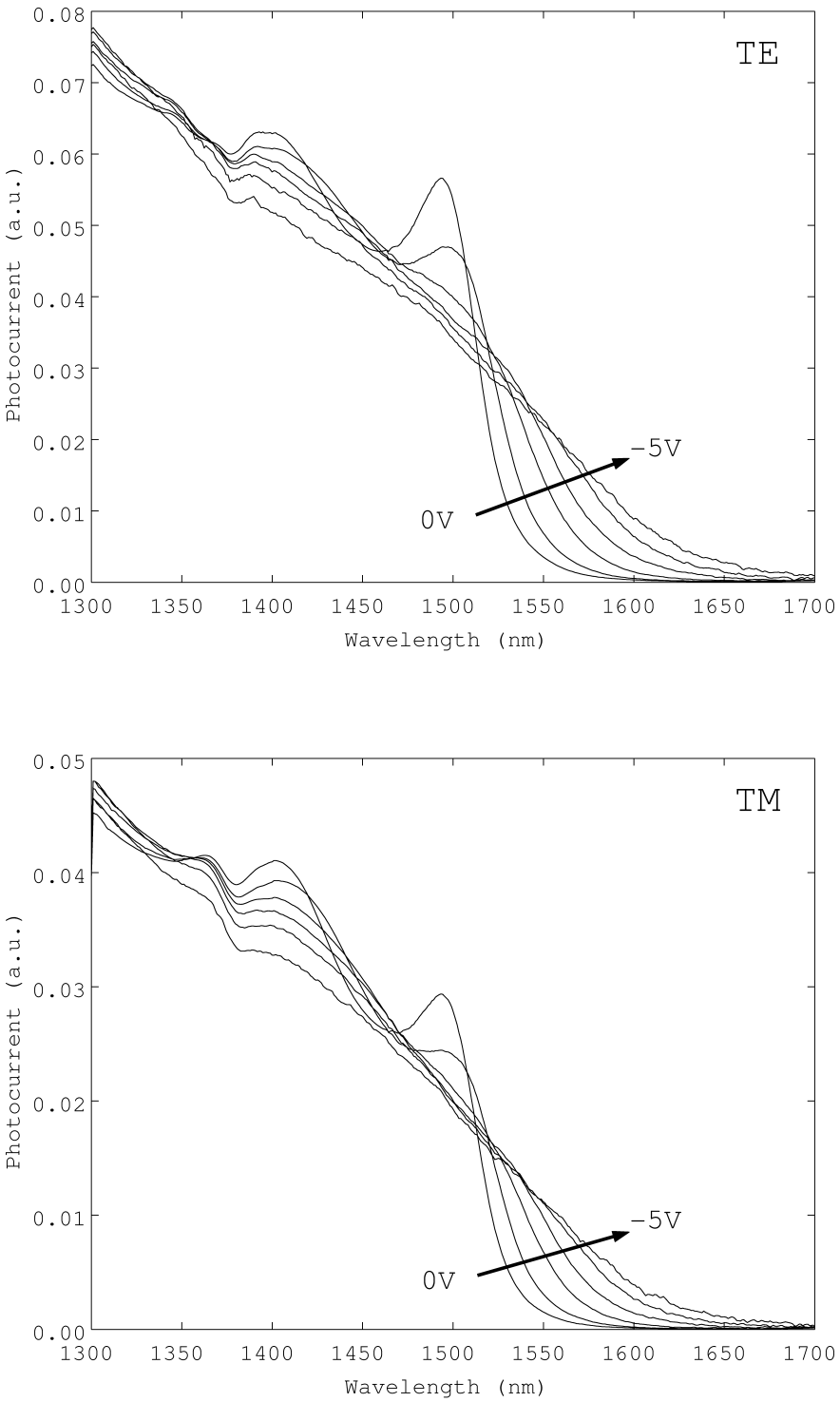


Figure 4.7: Photocurrent spectra of the InGaAsP MQW (#3194).

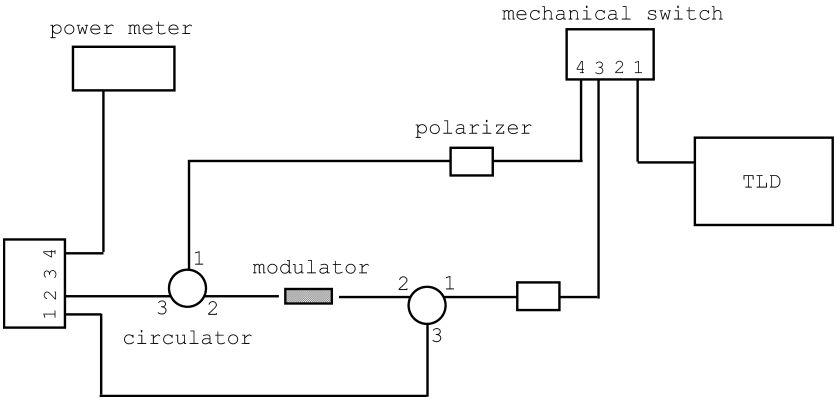


Figure 4.8: Measurement setup for waveguide modulators.

MQW においては、−5 V のバイアスを加えると励起子の吸収ピークは完全に消失するのに対し、InGaAlAs MQW では −8 V のバイアスにおいても励起子の吸収ピークが明確に確認できる。この違いは伝導帯バンドオフセットの違いに起因するものであり、InGaAsP MQW においては $\Delta E_c = 65$ meV であるのに対し、InGaAlAs MQW においては $\Delta E_c = 410$ meV であり、電子の井戸への閉じ込めは InGaAlAs MQW の方が圧倒的に強い。このため InGaAlAs MQW では強い電界を加えても励起子が井戸から逃げにくく、吸収ピークは高いバイアスにおいても保持される。

なお、吸収電流スペクトルにおいて、吸収電流強度と吸収係数とは本来は比例するものでない。MQW の吸収係数を α、MQW への閉じ込め係数を Γ とすると、長さ l のサンプルに対する吸収電流強度は

$$I_p \propto (1 - e^{-\alpha\Gamma l}) \tag{4.1}$$

の関係にあり、$\alpha\Gamma l$ が大きな領域では比例関係は成り立たない。しかし Fig. 4.3 の測定系では基板の側面全体に光を照射しているため、MQW への閉じ込め係数 Γ は実際には非常に小さく、比例していると考えて差し支えない。

4.3 強度変調特性の測定

EA 変調器としての変調特性を調べるため、強度変調特性の測定を行った。Fig. 4.8 が測定系のセットアップであるが、波長可変レーザーからの光を変調器の左右から入射できるように、機械式スイッチとサーキュレータとを用いた構成とした。1 段目の光スイッチで光の入射方向を切り替え、2 段目のスイッチの切り替えにより反射光、透過光をそれぞれモニターした。測定には長さ 250 μm に劈開した変調器を使用し、1/2 波長板および 1/4 波長板を用いた偏光子により偏光方向の調整を行った。強度変調特性の測定をする際、本来ならば多重反射を防ぐために導波路の両端面には AR コーティングを行うべきであるが、技術的な理由によりコーティングをせずに測定した。

測定の際の注意点として、偏光方向の調整を精密に行うこと、ファイバのアラインメントが安定している状態で測定を行うことが挙げられる。偏光方向の調整が不十分だと、例えば TE 偏光の透過光を測定している際に TM 偏光の透過光が入ることになり、バイアスをかけたときの TE 偏光に対する消光比が見かけ上劣化する[1]。また、ファイバのアラインメントが不安定だと、測定している間に入射光強度が変わってしまい、消光比を正しく求められなくなる。そこで、測定は以下のような手順で行うようにした。

1. 波長可変レーザの出力を最大にし、変調器に十分な逆バイアスをかけ、吸収電流強度が最大になるようにファイバの位置あわせを行った。
2. ファイバのアラインメントが安定してくるまで、1 時間ほど待機した。
3. 1 時間経ったら、吸収電流が最大となるように再度アラインメントの調整を行った。
4. 波長可変レーザの発振波長を測定波長にセットした。
5. TE に対する吸収が十分大きくなるようにバイアスをセットしたうえで、偏光方向を測定する方向に調整した。偏光方向はまず吸収電流強度を見ながら調節を行い、次に透過光強度を見ながら精密にセッティングを行った。吸収電流が最大になる方向が TE、最小になる方向が TM である。偏波コントローラは波長依存性があるため、この調整は波長ごとに行う必要がある。
6. バイアスを 0 V にセットし、透過光強度が最大になるように両端面のファイバの位置合わせを精密に行った。
7. バイアスを 0 V から −8 V まで上げながら、透過光強度を測定した。ファイバのアラインメントが途中でずれないよう、できるだけ短時間で測定を終えるようにした。

波長可変レーザの出力は、吸収飽和の効果を抑えるため 0 dBm とした。しかし実際に変調器に入射する光の強度は、測定系の損失や結合損失、入射端面での反射により、この値よりも小さくなっているはずである。実際に変調器に入射している光の強度は、逆バイアスを加えたときの吸収電流値から次式により見積もることができる。

$$P_{\mathrm{in}} = \frac{h\nu}{e} I_{ph} \tag{4.2}$$

例えば、レーザの出力が 8 dBm のとき、波長 1550 nm、バイアス −5 V で 1.34 mA の吸収電流が観測されたため、このときの入射光強度は+0.3 dBm であったといえる。したがって、レーザ出力が 0 dBm のときの実際の入射光強度は −7.7 dBm であり、一般に通信システムで使われるような値と比較して十分に弱い。

また、吸収端波長は温度依存性 (∼0.5 nm/K) をもつため、温度による特性の変動を防ぐために測定中は温度コントローラにより素子を 20 ℃に保つようにした。

Fig. 4.9 および Fig. 4.10 は、作製した InGaAlAs MQW 変調器に対する測定結果である。Fig. 4.9 は導波路を $[1\bar{1}0]$ 方向に形成したもの、Fig. 4.10 は [110] 方向に形成したものであり、それぞれ順メサ、逆メサの導波路になっている。いずれのサンプルに対しても、逆バイアスを加えることにより透過光強度が減少する EA 変調器としての特性が観測されたが、順メサのサンプルに対する変調効率は逆メサに対するものよりも高効率である。この

[1] TM 偏光が 1%でも混ざると、TE 偏光に対する消光比は 20 dB 以上には上がらなくなる。30 dB 以上の消光比を得るためには波長板の角度誤差を ±1° の範囲に抑えなければならない。

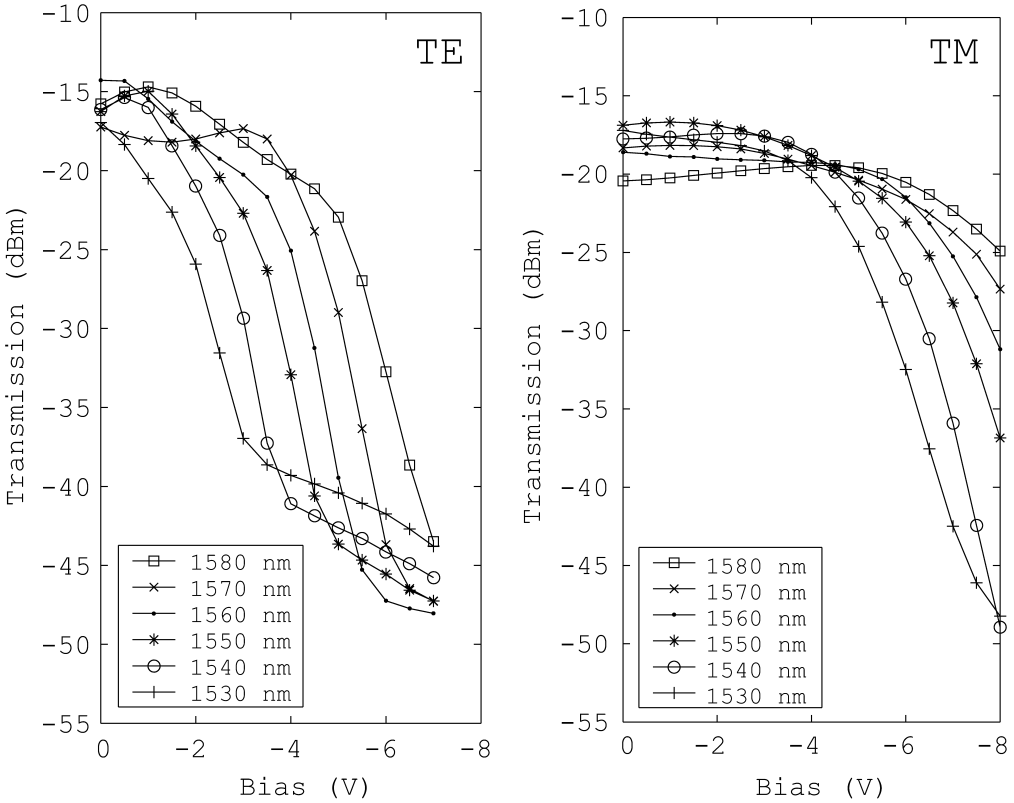


Figure 4.9: Transmission characteristics of the InGaAlAs MQW modulator (#4621, $[1\bar{1}0]$ direction).

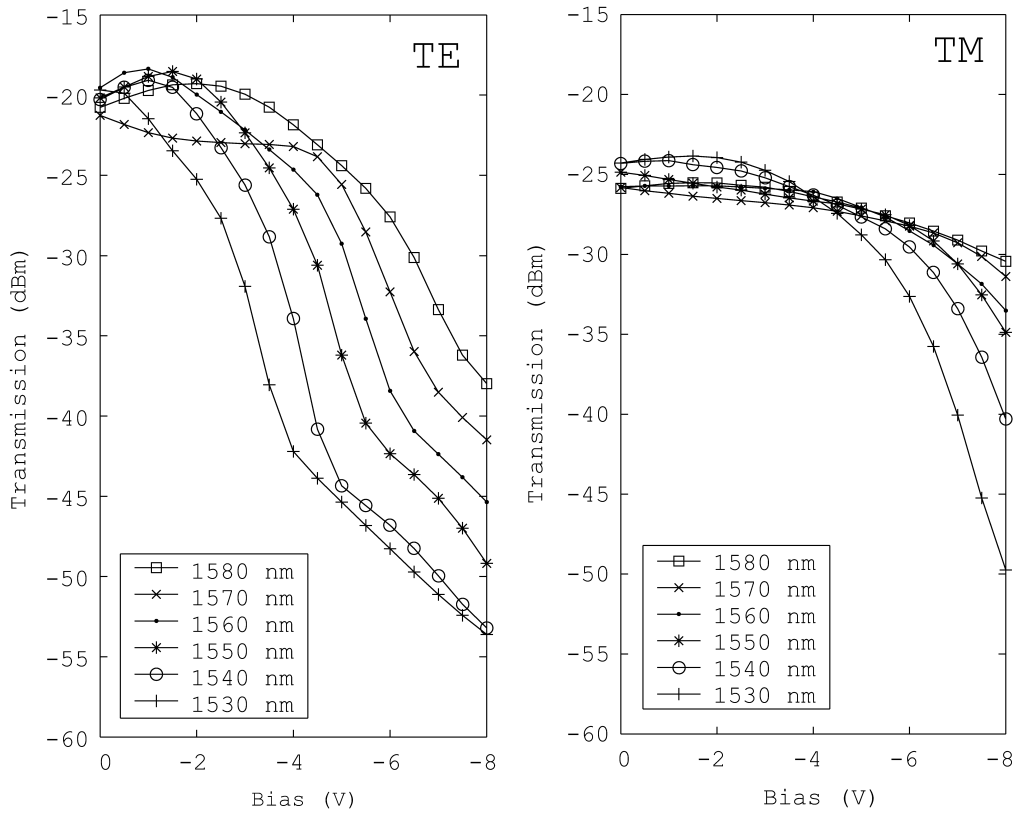


Figure 4.10: Transmission characteristics of the InGaAlAs MQW modulator (#4621, [110] direction).

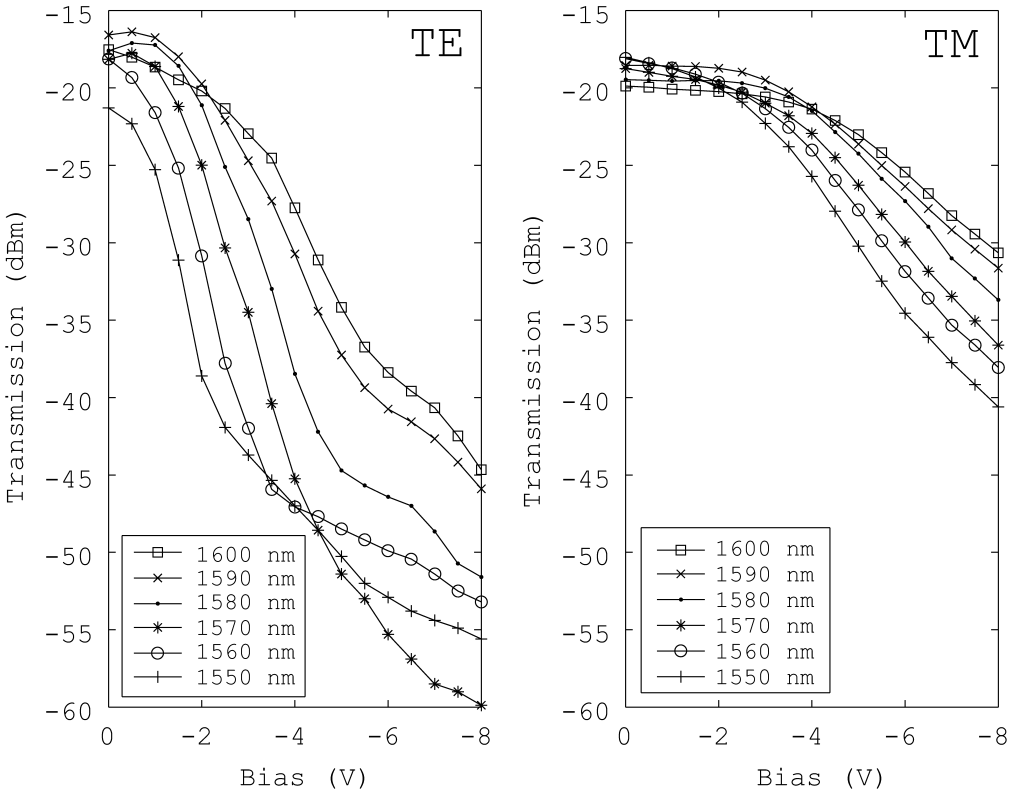


Figure 4.11: Transmission characteristics of the InGaAsP MQW modulator (#3194, $[1\bar{1}0]$ direction).

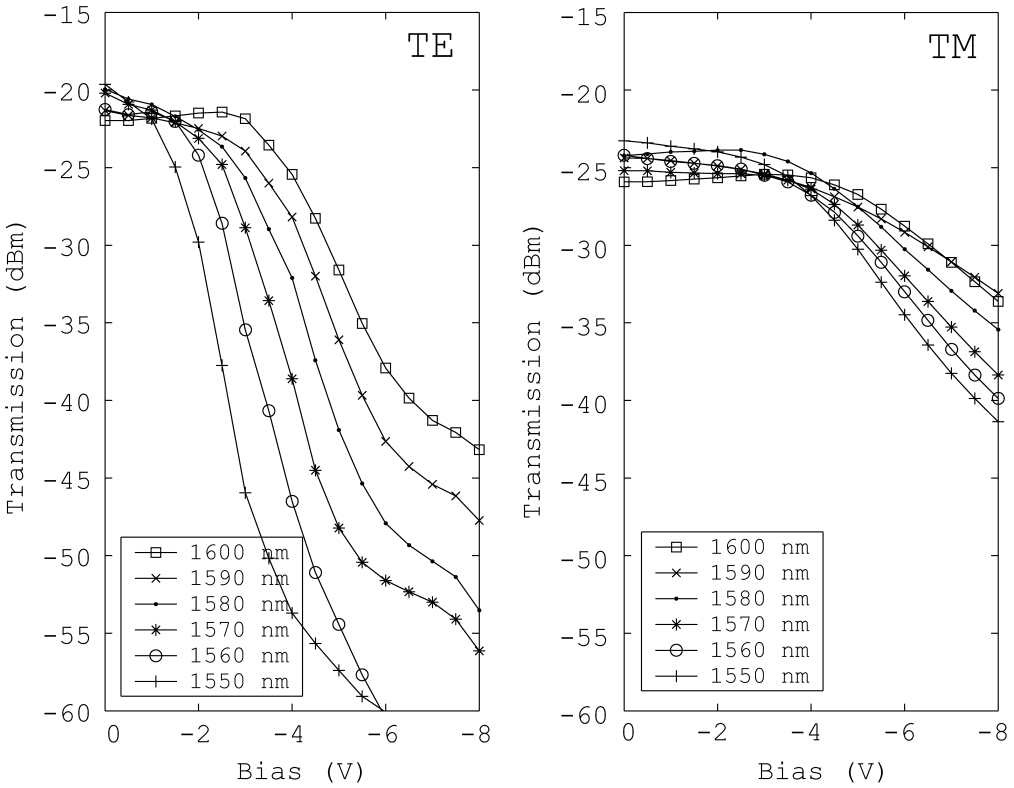


Figure 4.12: Transmission characteristics of the InGaAsP MQW modulator (#3194, [110] direction).

違いは導波路形状の違いに起因する閉じ込め係数の違いによるものではないかと思われる。すなわち、逆メサ導波路の場合には、導波路下端の幅が狭く、電界が加わる MQW の面積が狭くなっているために QCSE の効果が相対的に小さくなると考えられる。

一方、Fig. 4.11 および Fig. 4.12 は InGaAsP MQW 変調器に対する測定結果である。InGaAsP MQW 変調器においても InGaAlAs MQW 変調器と同様、逆バイアスを加えることにより 20 dB 前後の消光比が得られている。しかし、InGaAlAs MQW 変調器と比較すると消光比の波長依存性が強く、動作波長が吸収端から離れるに従い、変調効率が低下することがわかる。このことは、InGaAsP MQW においては、高いバイアスを加えることにより励起子の吸収ピークが消失し、このバイアス域において消光比が劣化することによる。

4.4 導波路の伝搬損失の測定

導波路の伝搬損失の測定を行った。伝搬損失の測定法としては、長さの異なる複数の導波路に対して透過光強度を測定するカットバック法、ファブリーペロー振動の山谷比から伝搬損失を求めるファブリーペロー法 [2] とが知られている。それぞれ一長一短があるが、一般にカットバック法は損失の大きな導波路の測定に適しているのに対し、ファブリーペロー法では損失の小さな導波路に対しても比較的正確に伝搬損失を決定することができる。測定ではファブリーペロー法を採用した。

長さ L の導波路の吸収係数を α、屈折率を n とし、端面における強度反射率を R とすると、導波路の端面から光が入射したときの強度透過率は

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{1 + R^2 e^{-2\alpha L} - 2Re^{-\alpha L}\cos\left(\frac{4\pi nL}{\lambda}\right)} \tag{4.3}$$

で与えられる。したがって、透過率は

$$\lambda = \frac{2nL}{m} \quad (m \in \mathbf{Z}) \tag{4.4}$$

のとき最大値

$$T_{\mathbf{max}} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-Re^{-\alpha L})^2} \tag{4.5}$$

をとり、

$$\lambda = \frac{2nL}{m+\frac{1}{2}} \quad (m \in \mathbf{Z}) \tag{4.6}$$

のとき最小値

$$T_{\mathbf{min}} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1+Re^{-\alpha L})^2} \tag{4.7}$$

をとる。このためファブリーペロー振動の山谷比

$$H = \frac{T_{\max}}{T_{\min}} = \left(\frac{1+Re^{-\alpha L}}{1-Re^{-\alpha L}}\right)^2 \tag{4.8}$$

を測定すれば、導波路を光が半周したときの損失が

$$-\alpha L + \log R = \log\left(\frac{\sqrt{H}-1}{\sqrt{H}+1}\right) \tag{4.9}$$

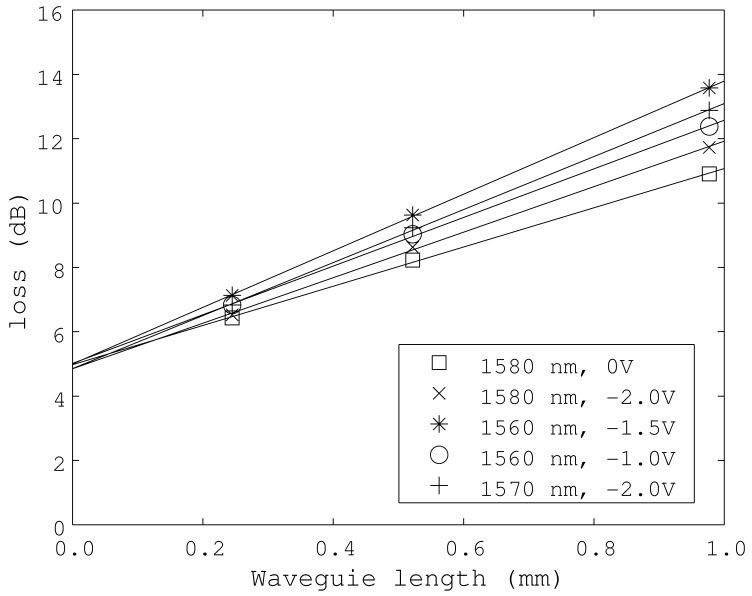


Figure 4.13: Measured loss for various waveguide lengths (#4621, TE).

により求められる。このとき端面反射率 R が既知であれば、吸収係数 α を求めることができるが、実際には端面反射率 R は測定してみなければ知ることができない。

そこで、今回の測定では、ファブリーペロー振動を長さの異なる複数の導波路に対して測定し、それぞれの導波路に対して山谷比から (4.9) を求め、長さ L に対する傾きから吸収係数 α を求める方法をとった。Fig. 4.13 は、長さの異なる 3 つの導波路に対して (4.9) を測定し、プロットしたものである。これら 3 つの点を直線で結んだとき、y 切片が端面反射率 R であり、傾きが α である。この図から、端面反射率は波長やバイアスによらず、$R = 0.32$ であることがわかった。また、吸収の最も小さい 1580 nm, 0 V の条件において、吸収係数は $\alpha = 6$ dB/mm と求められた。

一方、TM 波に対しては損失が非常に大きく、500 μm 以上の長さの導波路に対してはファブリー・ペロー振動が観測されなかった。このため、TM 波に対してはファブリーペロー法ではなく、カットバック法による損失の測定を行った。測定結果を Fig. 4.14 に示すが、伝搬損失は非常に大きくおよそ 20 dB/mm である。また、長波長になるほど損失が大きくなるという傾向が見られた。

TE モードに対しては、InGaAs キャップ層により 4 dB/mm 程度の損失が生じることが Fig. 2.4 で示されており、観測された伝搬損失の大部分はこの InGaAs によるものと考えられる。伝播損失の低減には、p-InP を厚くする、もしくはキャップ層として InGaAsP を用いるなどの対策が考えられる。一方、TM モードに対する損失は InGaAs だけでは説明できない。一つの可能性として、導波路の側面に蒸着した Ti/Au 電極による損失が考えられ、この場合は導波路をポリイミドで埋め込むなどの方法により損失を低減できると思われる。

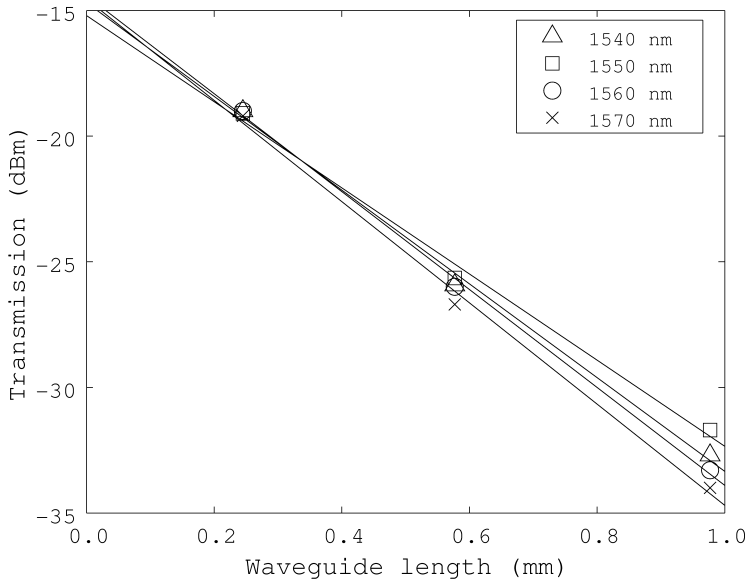


Figure 4.14: Measured transmission for various waveguide lengths (#4621, TM).

4.5 ファブリーペロー法による位相変調特性の測定

MQW の位相変調特性の測定を行うため、ファブリーペロー法を応用した手法による評価を行った。この方法は屈折率変化量だけではなく、Δn の符号をも知ることができるという利点を持ち、当研究室において相互位相変調の測定などに用いられてきた測定法である。

4.5.1 測定の原理

ファブリーペロー法において、波長を掃引しながら透過光強度を測定したときのスペクトルは (4.3) で与えられる。共振波長は (4.4) で表されるため、隣り合う共振波長の間隔は

$$\Delta\lambda = \frac{2nL}{m} - \frac{2nL}{m+1} \simeq \frac{\lambda^2}{2nL} \tag{4.10}$$

と表される。したがって屈折率 n は共振波長間隔から求めることができ、

$$n = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda L} \tag{4.11}$$

である。バイアスを加えることにより共振波長 λ における屈折率が Δn だけ変化し、それによって共振波長が $\lambda + \Delta\lambda$ に移動したとすると、cos の位相が同じである条件から

$$\frac{n}{\lambda} = \frac{n + \Delta n}{\lambda + \Delta\lambda} \tag{4.12}$$

すなわち

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tag{4.13}$$

が成り立つ。したがって、共振ピークのシフト量 $\Delta\lambda$ および共振波長間隔から求めた屈折率 n をもとに、(4.13) により Δn を算出することが可能である。

以上の議論は、屈折率 n がすべての波長域で一定であることを仮定しているが、現実の導波路では屈折率の波長依存性 (分散) の影響を考慮する必要がある。屈折率に波長依存性がある場合、共振波長の条件は

$$\lambda = \frac{2n(\lambda)L}{m} \quad (m \in \mathbf{Z}) \tag{4.14}$$

である。このとき、共振ピークの間隔は

$$\Delta\lambda = \frac{2nL}{m} - \frac{2\bigl(n - \frac{dn}{d\lambda}\Delta\lambda\bigr)L}{m+1} \simeq \frac{\lambda^2}{2n_{\mathrm{eff}}L} \tag{4.15}$$

となる。ただし n_{eff} は

$$n_{\mathrm{eff}} = n\Bigl[1 - \Bigl(\frac{\lambda}{n}\cdot\frac{dn}{d\lambda}\Bigr)\Bigr] \tag{4.16}$$

によって定義される値である。このように、分散がある場合、共振ピークの間隔から (4.15) により求めた屈折率 n_{eff} は、実際の材料の屈折率 n とは異なることに注意しなければならない。特に吸収端近傍において、これらの違いは 10%以上に達する。

このように n_{eff} が材料本来の屈折率と異なる場合、式 (4.13) はどのように修正されなければならないであろうか？共振波長 λ における屈折率が Δn だけ変化し、それによって共振波長が $\lambda + \Delta\lambda$ に移動したとする。このとき cos の位相が同じである条件から

$$\frac{n}{\lambda} = \frac{n + \Delta n + \frac{dn}{d\lambda}\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \tag{4.17}$$

が成り立つ。これを解くことにより

$$\frac{\Delta n}{n\bigl(1 - \frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}\bigr)} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tag{4.18}$$

が得られるが、(4.16) により

$$\frac{\Delta n}{n_{\mathrm{eff}}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tag{4.19}$$

である。これは (4.13) と同じ形であり、屈折率に波長依存性がある場合でも、波長依存性がないと仮定してピーク間隔から求めた屈折率 n_{eff} を式 (4.13) の n に代入することにより、材料本来の屈折率変化 Δn がピークのシフト量 $\Delta\lambda$ から求められることがわかった。

4.5.2 測定方法

測定は強度変調特性の場合と同じ構成 (Fig. 4.8) で行った。偏光方向を精密に調整し、ファイバのアラインメントを調整したうえで、波長可変レーザの発振波長を 4 nm の範囲で掃引しながらパワーモニターで透過光強度を読み取り、スペクトルを記録した。データの収集は GPIB を用いた自動測定により行った。

測定に用いる導波路の長さは、長いほうが吸収係数や屈折率変化量の測定精度が向上するが、この場合、吸収係数が増加したときにファブリーペロー振動が消えてしまい、値が読

み取れなくなるという問題が生じる。したがって測定には 250-300 μm 程度の長さに劈開した短めのサンプルを用い、できるだけ広いバイアス域に対応できるようにした。

InGaAlAs MQW に対する測定例を Fig. 4.15 に示すが、いずれの偏光に対しても、逆バイアスを加えるとファブリー・ペロー振動が長波長側にシフトしながら透過光強度が減少していく傾向が読み取れる。

このファブリー・ペロー振動から実際に α, Δn を求める際には、データ量が膨大であるため、山谷比やシフト量を逐一読み取るのではなく、(4.3) 式を用いて数値シミュレーションを行い、測定値にフィットする n, α, Δn を探すようにした。

4.5.3 測定時の注意点

ファブリーペロー法により精度の高い測定を行うため、いくつか注意しなければならないことがある。まず、ファブリーペロー法により吸収係数を測定する場合、導波路の端面が完全でないと端面反射率が変わってしまい、正確な値が算出ができなくなる。測定精度に影響しうる端面の欠陥としては、劈開面が平坦ではない場合、電極が劈開端面から飛び出ている場合などが考えられる。このため、測定前に顕微鏡でサンプルを観察することによりこれらの欠陥を判別し、欠陥のない導波路のみを測定に用いるようにした。

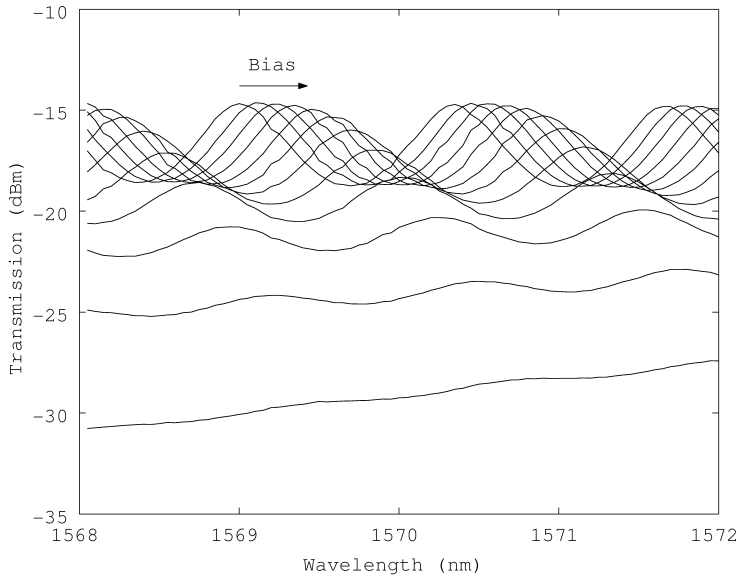
また、これまでの議論は導波路が単一モードであることを想定しているが、導波路が多モードの場合にはスペクトルが (4.3) とは異なることが考えられる。複数のモードが励振されている場合、出射側では各モードのファブリーペロー振動が加えあわされるため、測定されるファブリーペロー振動には複数のモードの干渉による歪が観測される。幅 6 μm の導波路で観測された Fig. 4.16 の波形はその一例であり、ファイバのアラインメントのわずかなずれにより高次モードが励振され、実線のような波形が観測された。こうなると吸収係数が正しく求められなくなるため、導波路は可能な限り単一モードのものを用いるべきであり、また、高次モードに結合しないようアラインメントは精密に行う必要がある。

一方、偏光方向の調整が不十分である場合にも、TE 偏光と TM 偏光の透過光スペクトルの混合による波形の歪が観測される。この場合も吸収係数が正しく求められなくなるので、偏光方向の調整は精密に行う必要がある。

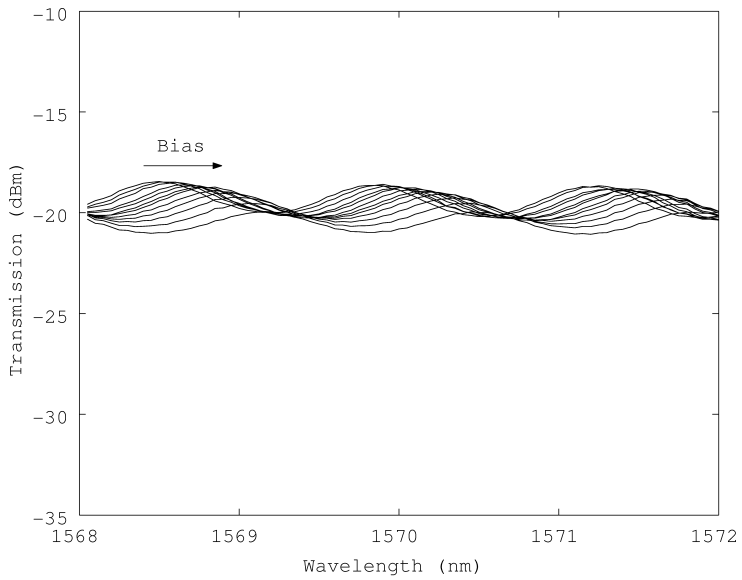
また、サンプルによっては弱い光パワーでも吸収飽和の効果が顕著に現れるものがある。Fig. 4.17 はその一例であり、レーザのパワーを 8 dBm としたときに鋸状のスペクトルが現れた。このような波形が現れるのは、スペクトルの山にあたる波長において、谷にあたる波長よりも多くのキャリアが光励起され、吸収飽和による屈折率変化が大きくなるためである。このような波形は低バイアス時に観測されやすく、観測されたら入射光強度を落として吸収飽和が起こらないようにしなければならない。

4.5.4 InGaAlAs MQW の測定結果

ファブリー・ペロー法により InGaAlAs MQW (#4621) の変調特性を測定した結果を Fig. 4.18-21 に示す。Fig. 4.18-19 は $[1\bar{1}0]$ 方向に導波路を形成したサンプルに対する測定結果で



(a) TE mode



(b) TM mode

Figure 4.15: Measured Fabry-Perot spectra of the InGaAlAs MQW (#4621). Applied biases are from +0.5 V to −5.0 V with a 0.5 V step.

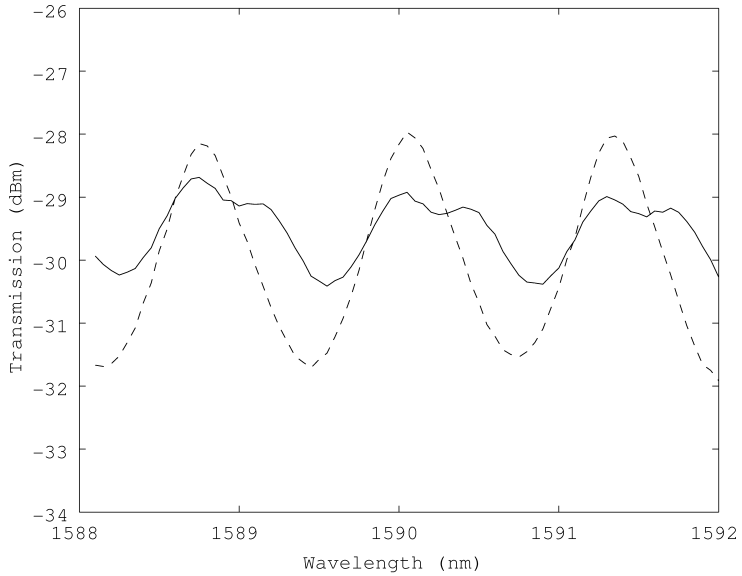


Figure 4.16: Measured Fabry-Perot spectra in a multimode waveguide.

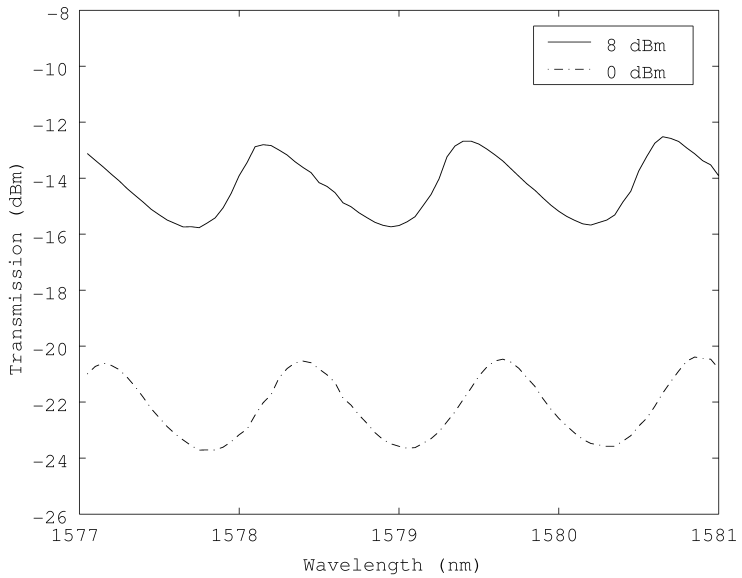
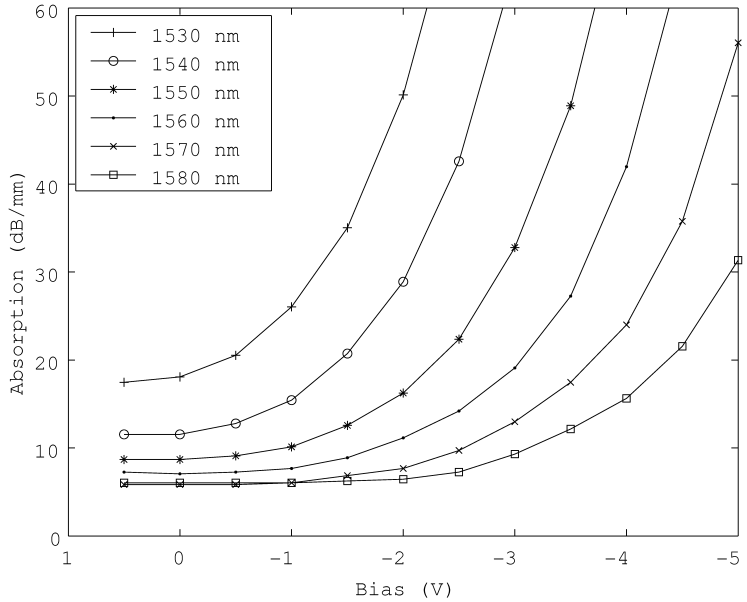
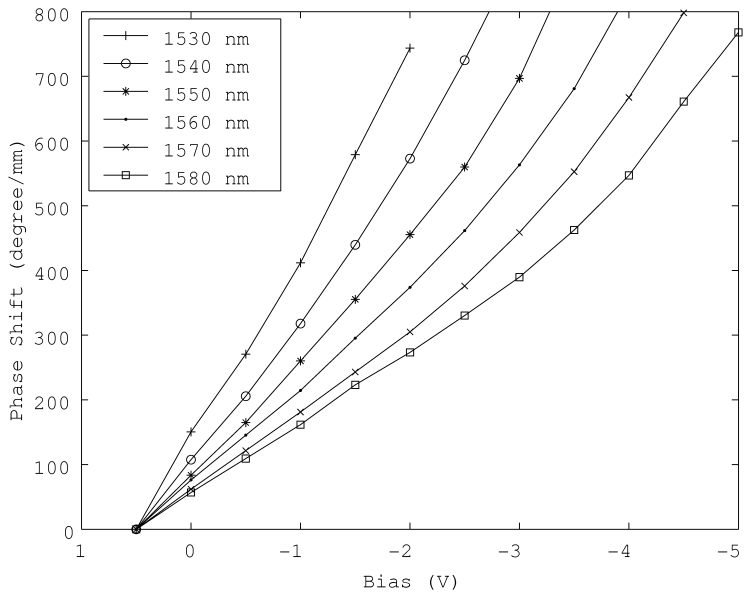


Figure 4.17: Fabry-Perot fringe with a saturation effect (#3298, 0V).

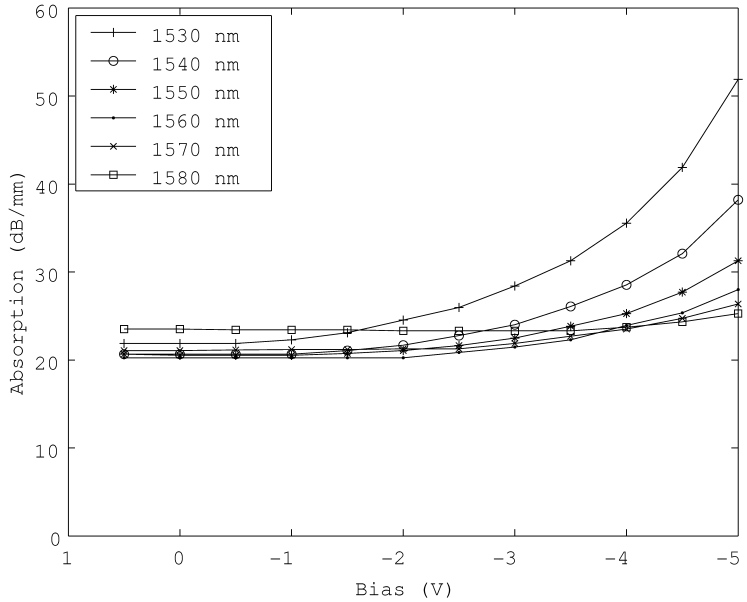


(a) Absorption coefficient

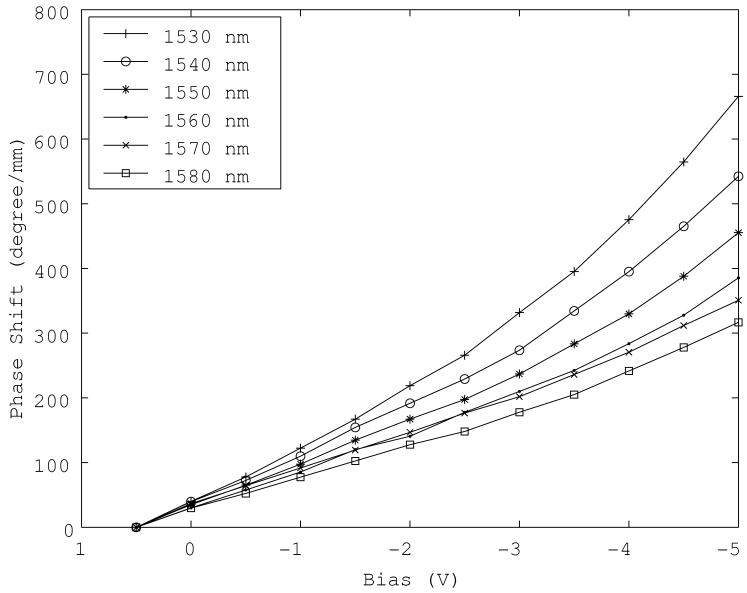


(b) Phase shift

Figure 4.18: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TE mode (#4621, $[1\bar{1}0]$ direction).

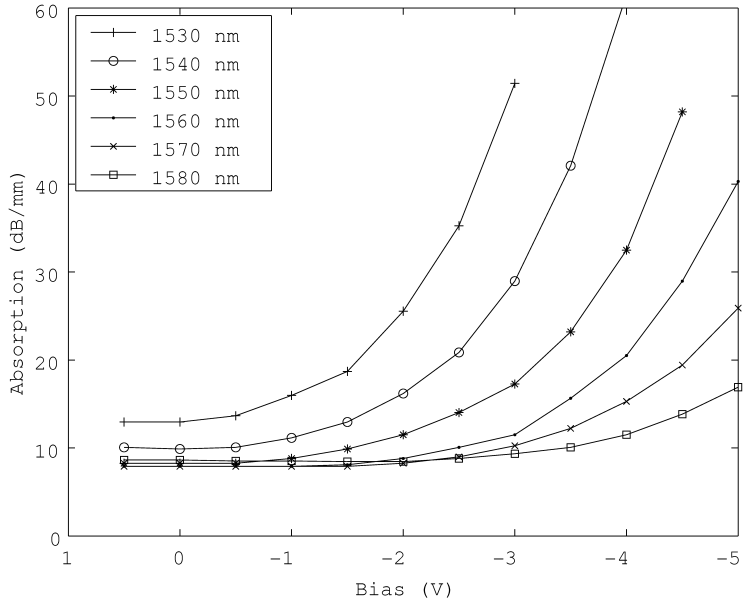


(a) Absorption coefficient

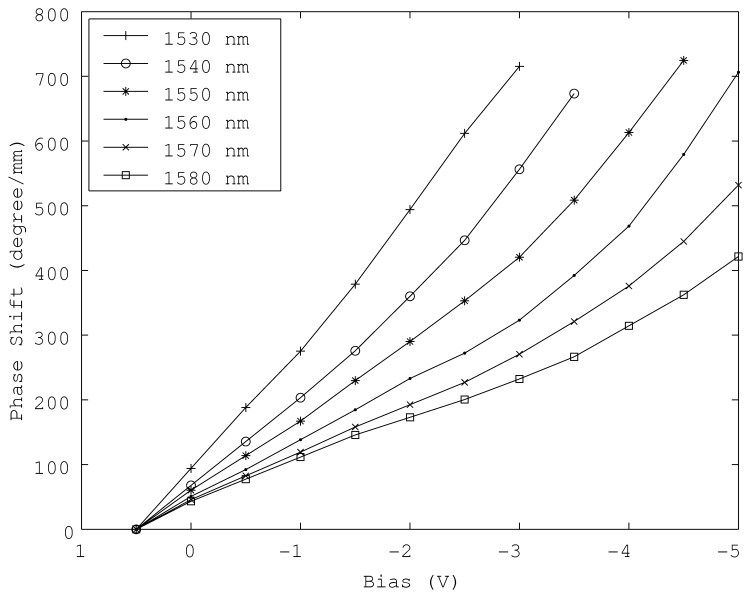


(b) Phase shift

Figure 4.19: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TM mode (#4621, $[1\bar{1}0]$ direction).

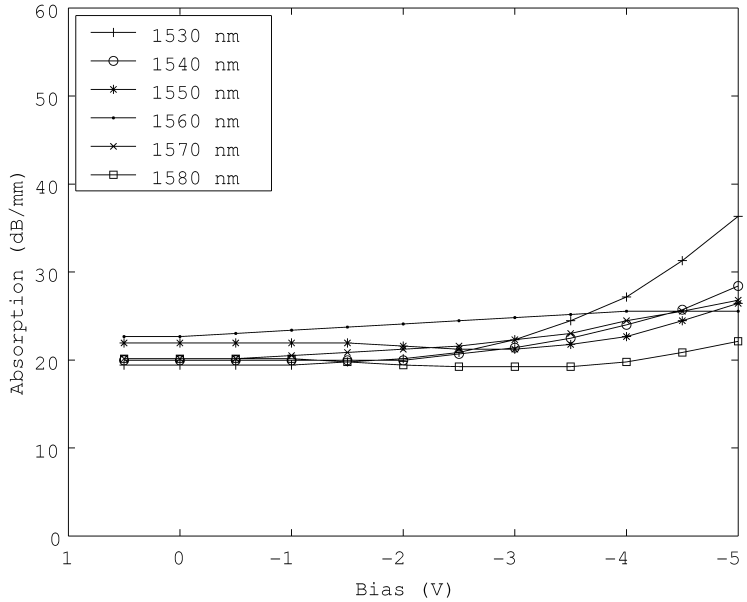


(a) Absorption coefficient

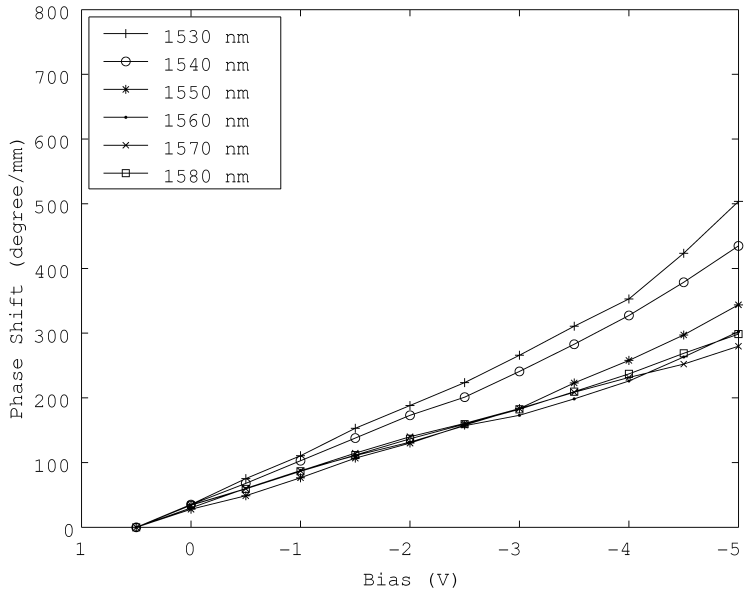


(b) Phase shift

Figure 4.20: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TE mode (#4621, [110] direction).



(a) Absorption coefficient



(b) Phase shift

Figure 4.21: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TM mode (#4621, [110] direction).

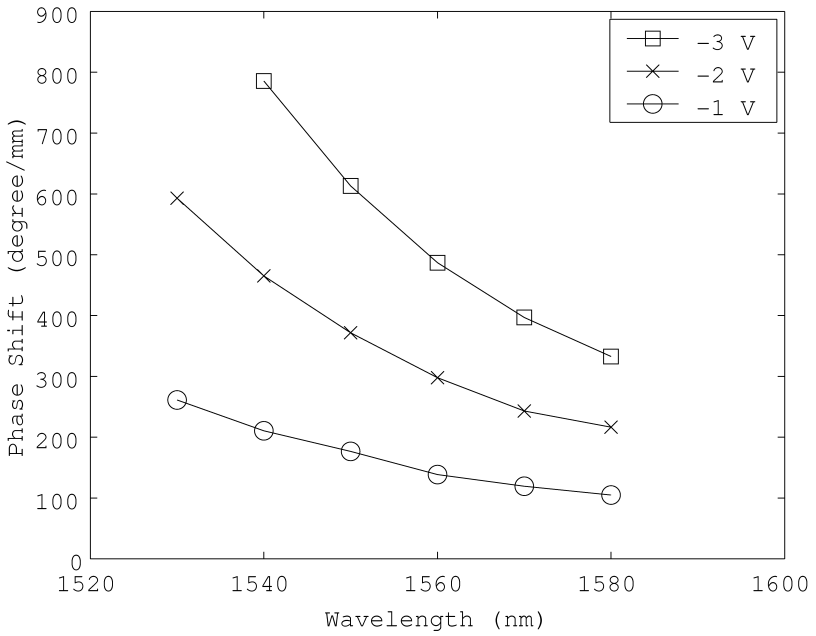


Figure 4.22: Wavelength dependence of the measured phase shift from 0 V. (#4621, [1$\bar{1}$0] direction, TE mode).

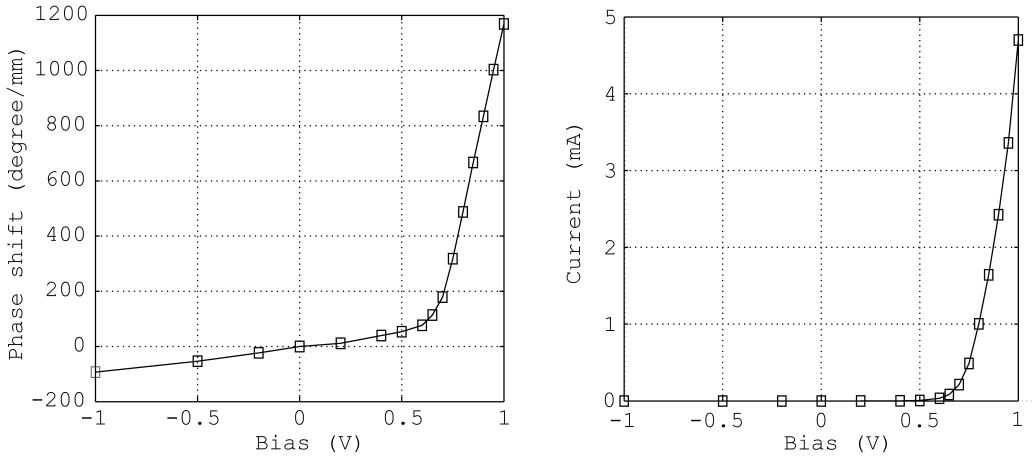
あり、Fig. 4.20-21 は [110] 方向に導波路を形成したサンプルに対する測定結果である。いずれの導波路方向に対しても、TE 偏光、TM 偏光ともに逆バイアスを加えることにより屈折率は+側に変化し、バイアスに対してほぼ線形な位相変調効果が観測された。変調効率は TE 偏光が TM 偏光よりも高効率であり、いずれの場合も吸収端波長に近いほど高効率になる傾向が見られた。

MQW に逆バイアスを加えた場合、一般には QCSE による位相変調効果が起きることが知られているが [3]、この場合の位相シフトは電界に対して 2 乗で変化する[2]。今回の測定結果によると、確かに逆バイアスを高くしていけばそのようなバイアス依存性が現れ始めるものの、0 V 近傍ではバイアスに対して完全に線形であり、この結果は QCSE だけでは説明がつかない。また、QCSE の場合、吸収端から離れるにしたがって急速に変調効率は低下するが、測定された結果では、吸収端から 115 nm 離れた波長 1580 nm において、109°/mm/V の極めて高効率な位相変調が観測されている。このことも QCSE だけでは説明がつかない現象である。

Fig. 4.22 は 0 V を基準にしたときの TE 偏光に対する位相シフト量の波長依存性をプロットしたものである。特に低バイアス時において、吸収端から離れた波長域での波長依存性が小さいことがわかる。

順方向にバイアスをかけていったときの変調特性についても測定を行った。Fig. 4.23 は

[2]量子井戸が左右対称であるため、電界に対する 1 次の成分は存在しない。



(a) phase shift (b) forward current

Figure 4.23: Measured phase shift and forward current at forward biases.

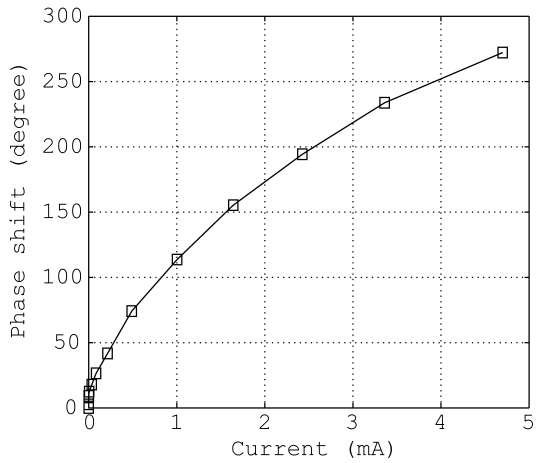


Figure 4.24: Relation between the phase shift and the forward current of the forward biased InGaAlAs MQW (233 μm waveguide).

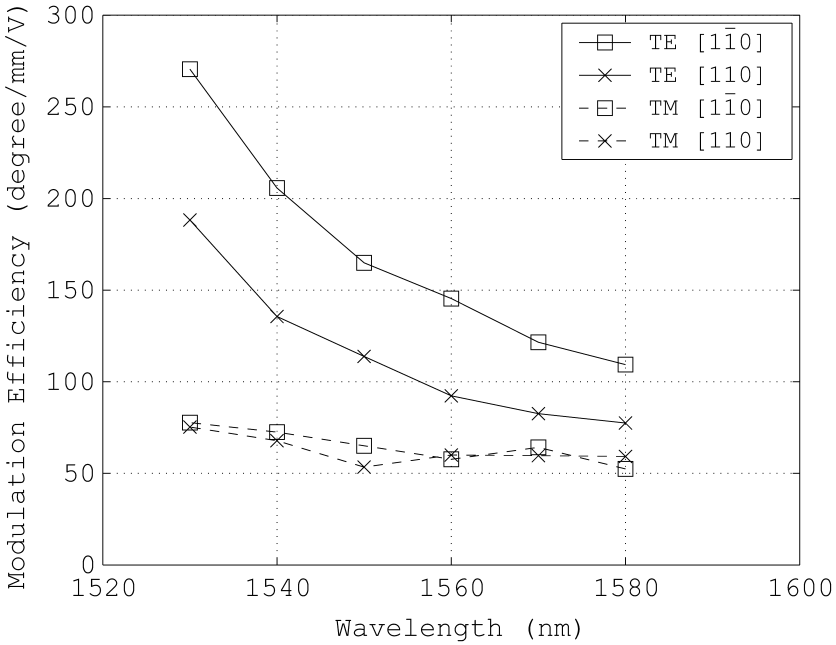


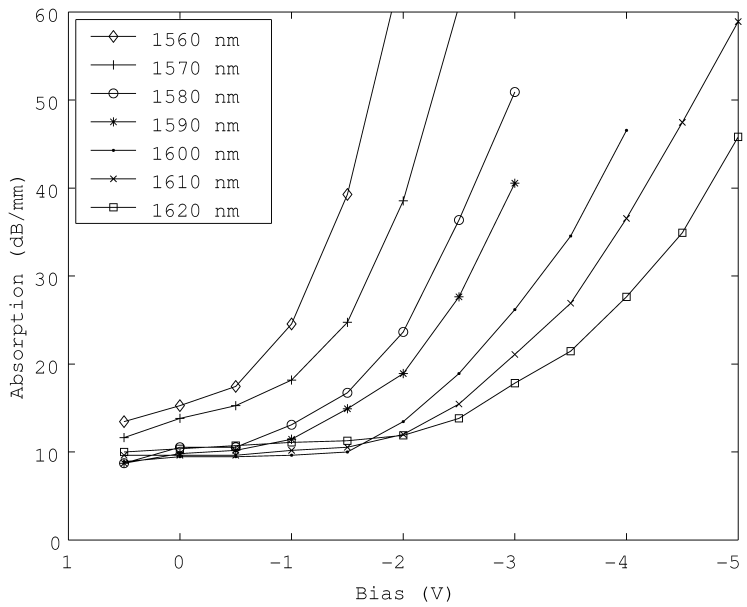
Figure 4.25: Phase modulation efficiency of the InGaAlAs MQW around 0 V (#4621).

順バイアスをかけたときの導波路の位相変調特性および順方向電流をプロットしたものであるが、+0.6 V 付近から順方向電流が流れ始め、それに伴いキャリア注入による位相変調が起こり始めることがわかる。しかし、電流がほとんど流れない+0.5 V 以下のバイアスにおいては、バイアスに対して線形な位相シフトが起きており、これはキャリア注入とは区別して考える必要がある。

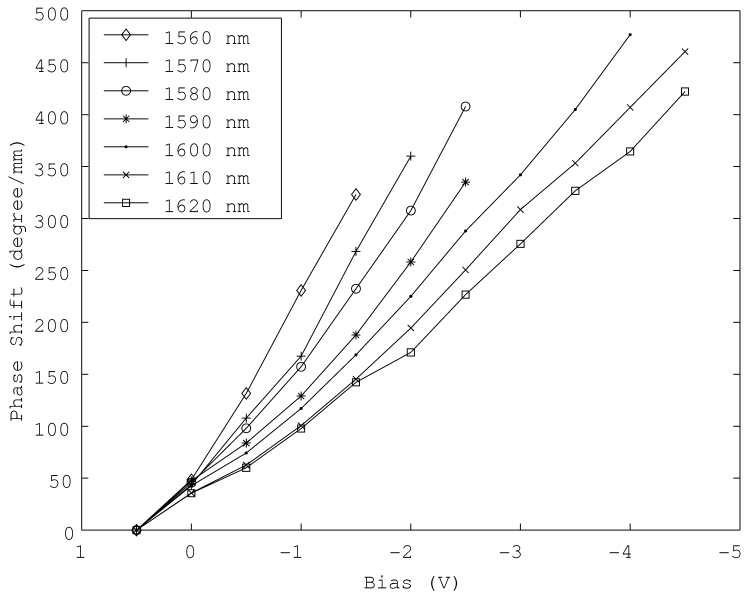
0 V 近傍での各導波路方向、偏光方向に対する位相変調効率を Fig. 4.25 にまとめた。TE 偏光に対する位相変調効率には導波路方向に対する依存性があり、[1$\bar{1}$0] 方向のときに [110] 方向よりも変調効率が向上している。これに対し、TM 偏光に対してはこのような導波路方向に対する依存性は観測されず、波長依存性も小さいことがわかる。

4.5.5 InGaAsP MQW の測定結果

比較用に InGaAsP MQW (#3194) に対しても測定を行った。Fig. 4.26-27 が [1$\bar{1}$0] 方向に導波路を形成したサンプルに対する測定結果であり、Fig. 4.28-29 が [110] 方向に導波路を形成したサンプル対する測定結果である。Fig. 4.30 のように TE 偏光に対する位相変調特性を InGaAlAs MQW (#4621) と比較した場合、InGaAsP MQW においては QCSE による 2 乗の依存性が明瞭に現れていることがわかる。0 V 近傍での位相変調効率を Fig. 4.31 にまとめたが、QCSE の小さい 0 V 近傍での位相変調効率は InGaAlAs MQW と比較して、TE、TM 偏光ともに小さいことがわかる。

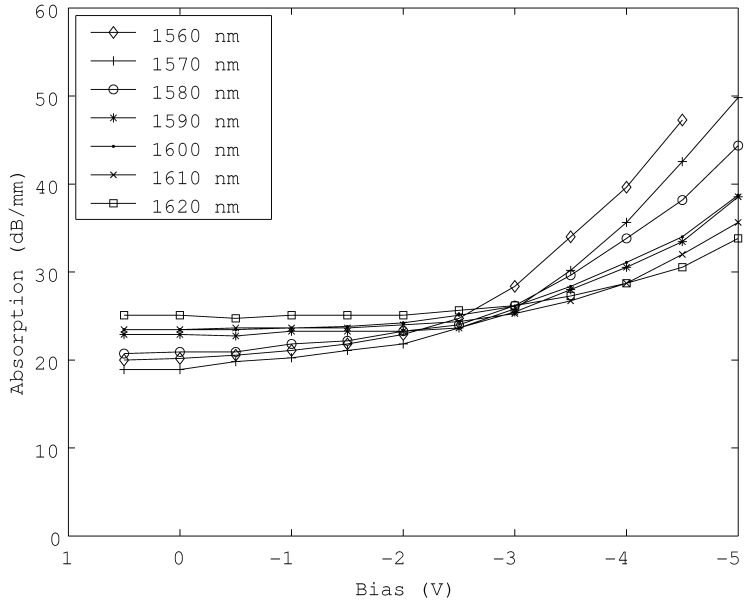


(a) Absorption coefficient

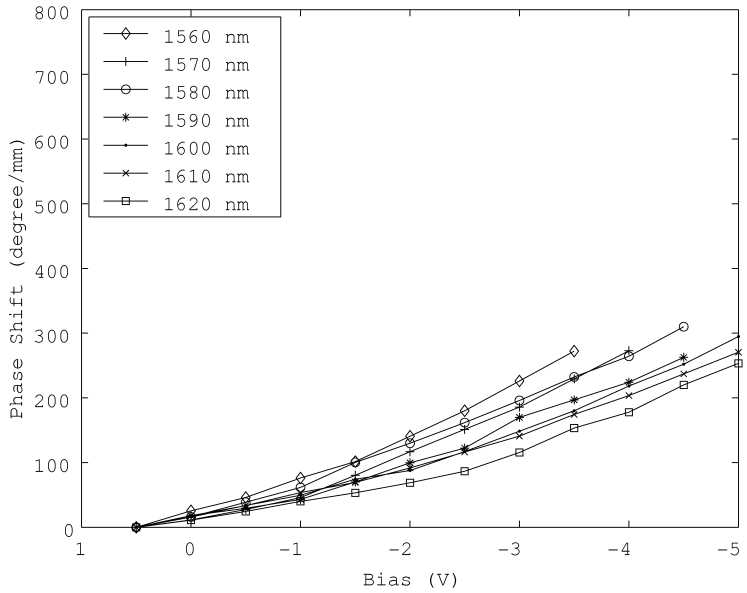


(b) Phase shift

Figure 4.26: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAsP MQW for TE mode (#3194, $[1\bar{1}0]$ direction).

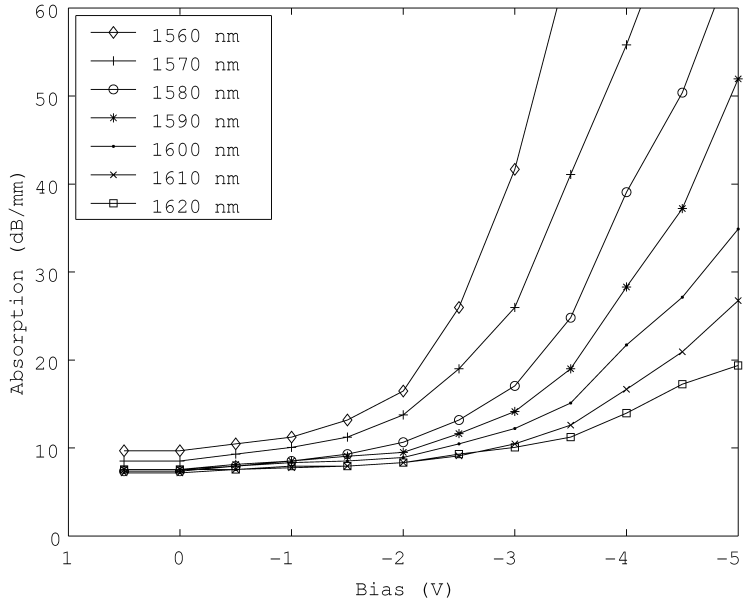


(a) Absorption coefficient

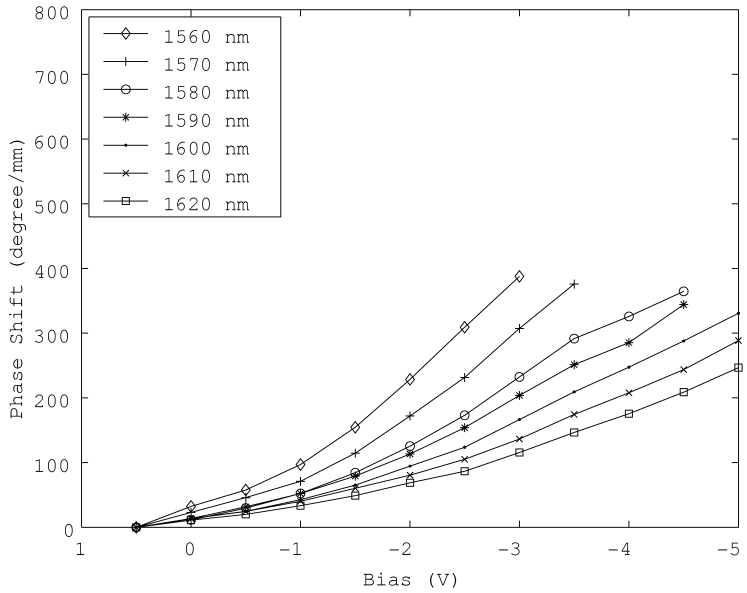


(b) Phase shift

Figure 4.27: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAsP MQW for TM mode (#3194, $[1\bar{1}0]$ direction).

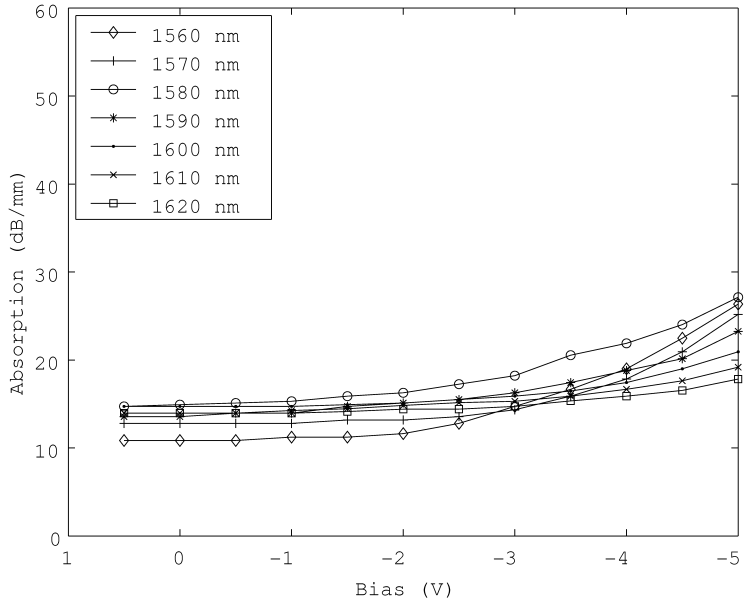


(a) Absorption coefficient

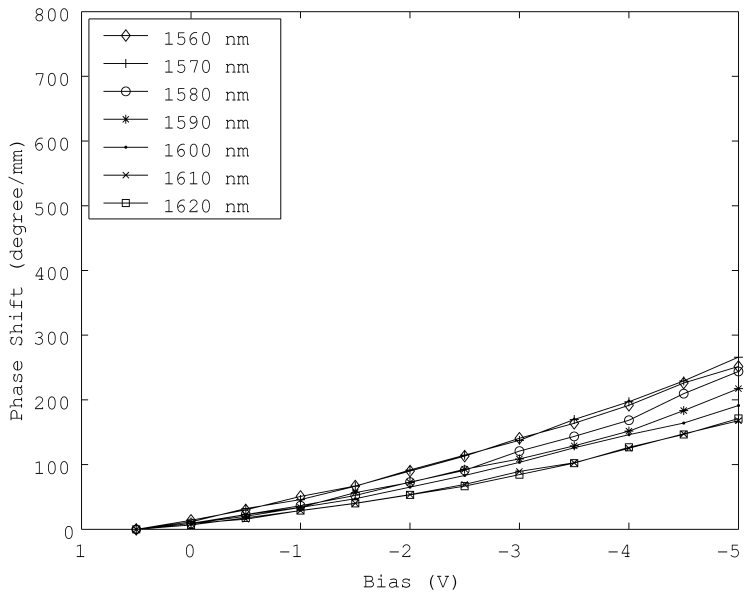


(b) Phase shift

Figure 4.28: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAsP MQW for TE mode (#3194, [110] direction).

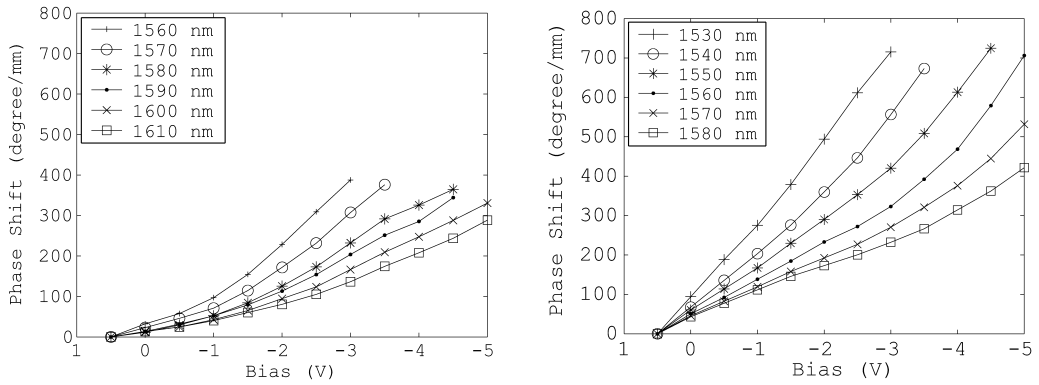


(a) Absorption coefficient



(b) Phase shift

Figure 4.29: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAsP MQW for TM mode (#3194, [110] direction).



(a) InGaAsP MQW (b) InGaAlAs MQW

Figure 4.30: Comparison of the phase modulation characteristics at the same detuning wavelengths ([110] direction, TE mode).

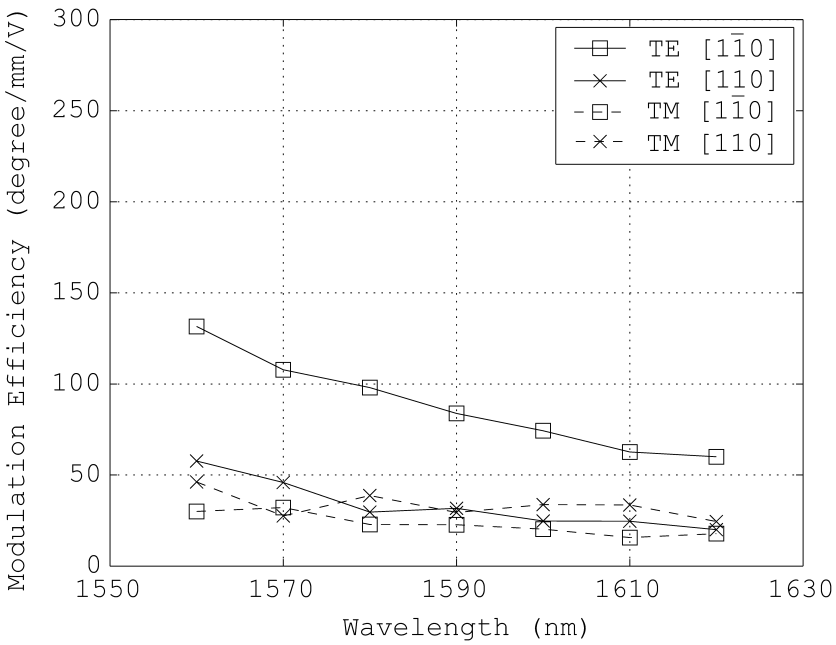


Figure 4.31: Phase modulation efficiency of the InGaAsP MQW around 0 V (#3194).

4.6 低バイアス時の位相変調効果の要因

InGaAsP MQW では電界の 2 乗で屈折率がシフトする QCSE の効果が観測されたのに対し、InGaAlAs MQW ではバイアスに対して線形かつ高効率な位相変調が起きていることが明らかになった。これらの結果から、InGaAlAs MQW では InGaAsP MQW とは異なり、0 V 近傍で QCSE 以外の効果による高効率な位相変調が起きているものと考えられる。この原因を追究するため、いくつか考えられる効果について考察を行った。

4.6.1 ポッケルス効果

まず、位相変調効果の要因としてポッケルス効果を考えた。ポッケルス効果は、媒質に電界を加えることによって屈折率が線形に変化する効果であり、屈折率楕円体 (index ellipsoid) の概念 [4] を用いると簡潔に議論することができる。

GaAs や InP などの半導体結晶は zinc-blend 型であり、$\bar{4}3m$ の対称性をもつため、電気光学テンソルの非 0 要素は $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ のみであって、電界が z 方向 ([001] 方向) にかかっているときの屈折率楕円体の式は

$$\frac{1}{{n_0}^2}(x^2 + y^2 + z^2) + 2r_{41}Fxy = 1 \tag{4.20}$$

となる。Fig. 4.32 のように座標変換

$$x = \frac{x' - y'}{\sqrt{2}}, \quad y = \frac{x' + y'}{\sqrt{2}} \tag{4.21}$$

を行うことにより、x' 方向および y' 方向の屈折率が

$$n_{x'} = n_0 - \frac{1}{2}{n_0}^3 r_{41}F \tag{4.22}$$

$$n_{y'} = n_0 + \frac{1}{2}{n_0}^3 r_{41}F \tag{4.23}$$

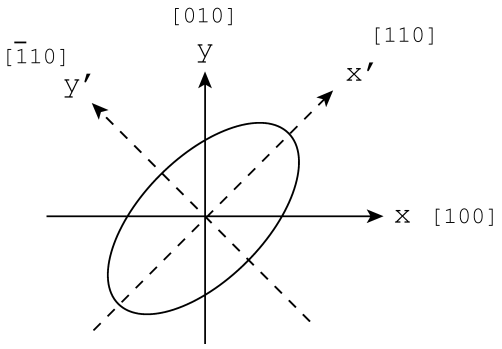


Figure 4.32: Index ellipsoid of a zinc-blend type crystal under an electric field.

と求められる。また、z 方向の屈折率は電界によって変わらず、

$$n_z = n_0 \tag{4.24}$$

である。すなわち、ポッケルス効果による屈折率変化は偏光の方向に依存し、TM 偏光に対しては効果がなく

$$\Delta n_{\mathrm{TM}} = 0 \tag{4.25}$$

TE 偏光に対しては導波路の方向に依存し、

$$\Delta n_{\mathrm{TE}} = +\frac{1}{2}{n_0}^3 r_{41} F \quad ([110] \text{ direction}) \tag{4.26}$$

$$\Delta n_{\mathrm{TE}} = -\frac{1}{2}{n_0}^3 r_{41} F \quad ([1\bar{1}0] \text{ direction}) \tag{4.27}$$

である。$r_{41} < 0$ であるため、実際の変調器では導波路が [110] 方向のときに Δn_{TE} は $-$ であり、$[1\bar{1}0]$ 方向のときに $+$ となる [5][6]。

このように、導波路の方向によって符号が反転し、TM 波に対しては効果がないことがポッケルス効果の特徴であるが、Fig. 4.25 の結果をみると、TE 波に対しては位相変調効率の導波路方向による違いは見られるものの、いずれの方向に対しても+側に変化しており、また、TM 波に対しても 60°/mm/V 程度の効率で線形な位相シフトが起きていることがわかる。TE 波に対する変調効率の違いはポッケルス効果によるものであるが、これらの結果はポッケルス効果だけでは説明がつかず、屈折率を $+$ 側にシフトさせる何らかの要因が別に存在することを意味している。

4.6.2 熱の効果

次に、発熱による屈折率変化の可能性を考えた。pin 接合に逆バイアスを加えると吸収電流 I_{ph} が流れ、この電流による発熱は変調器のバイアスを V として

$$W = I_{ph} \times (V_{bi} - V) \tag{4.28}$$

である。これによると、発熱量は I_{ph} に比例するため、入射光強度によって Δn の大きさが変わるはずである。Fig. 4.33 はバイアス -1 V において、複数の入射光強度に対してファブリーペロー振動をとったものである。これによると入射光強度を 12 dB の範囲で変化させても、屈折率の変化は全く観測されなかった。入射光強度が 8 dBm の場合は変調器に 700 μA 程度の電流が流れるが、この程度の電流では発熱による屈折率変化は起こらないといえる。したがって熱光学効果の可能性は否定される。同様の測定を+0.5 V のバイアスで行い、吸収飽和効果が起きていないことを確認した。

4.6.3 キャリアの効果

最後に可能性として考えたのは、キャリアの効果である。すなわち、何らかの理由により MQW に不純物が存在している場合、0 V において MQW にはキャリアが存在している

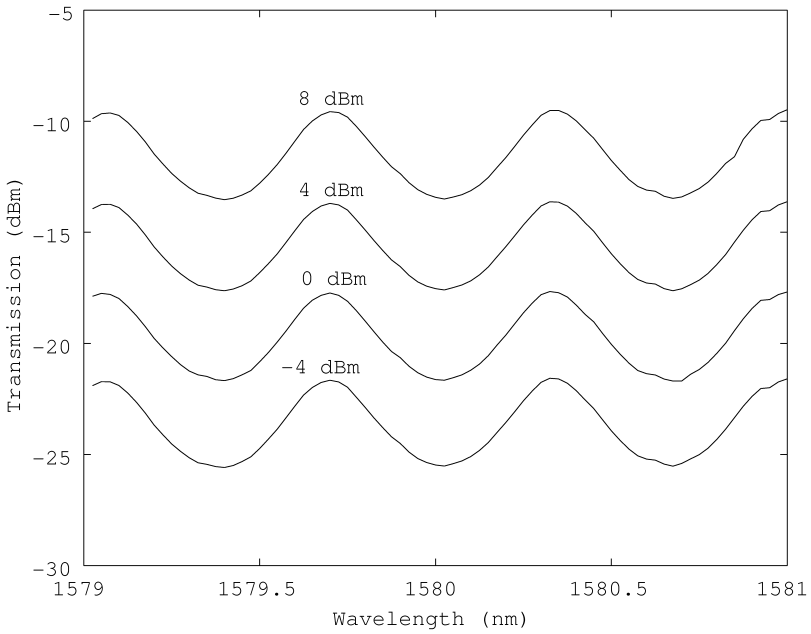


Figure 4.33: Input optical power dependence of Fabry-Perot spectra at −1 V (#4621).

はずである。この場合、逆バイアスを加えると MQW のキャリアはなくなり、バンドフィリングの効果で屈折率は+側に変化すると考えられる。このように考えたのは、以前から、InGaAlAs MQW において不純物の取り込みにより MQW がドープされ、MQW の位置と空乏層の位置とがずれているのではないかと推測されていたためである [7]。このことは pin 接合の空乏層幅を調べればわかることであるが、当研究室ではこれまで空乏層幅の評価を行ったことがなかった。

4.7 まとめ

InGaAlAs MQW 変調器および InGaAsP MQW 変調器それぞれについて、強度変調および位相変調特性の測定を行った。その結果、いずれのサンプルにおいても EA 変調器としては十分な強度変調特性が観測されたものの、InGaAsP MQW においては電界の 2 乗で屈折率が変化する QCSE の効果が観測されたのに対し、InGaAlAs MQW においては QCSE では説明しきれない、バイアスに対して線形かつ高効率な位相変調効果が観測された。この位相変調効果の要因を考察した結果、ポッケルス効果でも熱光学効果でも説明がつかないことが判明した。

References

[1] 加藤正樹, "高性能電界吸収型光変調器のための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1998 年度博士論文

[2] 池上徹彦, "半導体フォトニクス工学," コロナ社, 第 10 章, 1995

[3] K. Wakita *et al.*, "High-speed InGaAlAs/InAlAs multiple quantum well electrooptic phase modulators with bandwidth in excess of 20 GHz," *Photon. Technol. Lett.*, **4**, pp. 29-31, 1992

[4] A. Yariv, "光エレクトロニクス," 丸善, 2000

[5] J. Faist *et al.*, "Orientation dependence of the phase modulation in a p-n junction GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, **50**, pp. 68-70, 1987

[6] N. Yoshimoto *et al.*, "Design and demonstration of polarization-insensitive Mach-Zehnder switch using a lattice-matched InGaAlAs/InAlAs MQW and deep-etched high-mesa waveguide structure," *J. Lightwave. Technol.*, **17**, pp. 1662-1669, 1999

[7] 深津公良, "低電圧動作光スイッチのための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1999 年度修士論文

第5章　C-V測定

InGaAlAs MQW 変調器において観測された高効率な位相シフトの要因として、空乏層広がりに伴うキャリア効果が疑われた。これを実際に検証するためには、各バイアスにおける pin 接合の空乏層幅を測定する必要がある。このための手法として、pin 接合のキャパシタンスを LCR メーターにより測定する C-V 法を導入した。

5.1　測定の原理

pin 接合において、空乏層幅 t と単位面積当たりのキャパシタンス C との間には

$$C = \frac{\epsilon}{t} \tag{5.1}$$

の関係がある。したがって、空乏層幅 t は接合容量 C を測定することにより知ることができる。単位面積当たりのキャパシタンスは LCR メーターを用いることで測定が可能である。

さらに、C-V 法を用いると、空乏層幅だけでなく活性層のキャリア濃度についても知ることができる。バイアスが V から $V + dV$ まで変化した際の空乏層幅の変化を dt とすると、

$$dt = -\frac{C}{eN} dV \tag{5.2}$$

であるから

$$dV = -\frac{eN\epsilon}{2} dC^{-2} \tag{5.3}$$

の関係が成り立つ。ここで N は空乏層端におけるキャリア濃度であり、n 側のキャリア濃度 N_D および p 側のキャリア濃度 N_A により

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \tag{5.4}$$

で定義される量である。したがって、測定された C-V 特性から $1/C^2$ の微分を計算すれば

$$N = -\frac{2}{e\epsilon}\left[\frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right)\right]^{-1} \tag{5.5}$$

が求められ、N_A, N_D のいずれかが既知であれば、(5.4) から他方を求めることができる。

5.2　測定方法

測定は VDEC 所有の LCR メーター HP4284A を用いて行った。この LCR メーターは、サンプルに高周波の信号を加えてインピーダンスを測定し、そのインピーダンスから L, C,

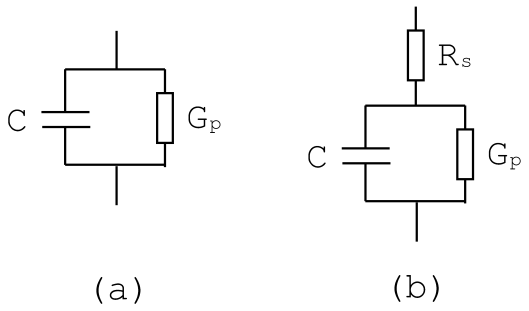


Figure 5.1: Equivalent circuit of a pin diode (a) without and (b) with a series resistance.

R 等のパラメータを算出する測定器である。この際、被測定物として Fig.5.1 (a) の等価回路を仮定し、キャパシタンス C および並列コンダクタンス G_p を算出している。ここで出てくる C が pin ダイオードの接合容量である。測定周波数は 1 MHz、信号振幅は 30 mV とした。

測定用のサンプルは光吸収電流の測定に用いたものと同じであり、基板の両面に電極を蒸着し、500 μm の方形に劈開したものを用いた。単位面積当たりのキャパシタンスを求める必要があるので、サンプルの面積を顕微鏡によりできるだけ正確に読み取った。

いくつかのサンプルについて測定を行ったところ、サンプルのリーク電流が測定値に大きな影響を与えていることが判明した。例えば Fig. 5.2 は、InGaAsP MQW に対するキャパシタンス C の測定結果であるが、逆バイアスを上げていくと、あるところから急激に C が下がっていき、サンプルによっては C が負の値をとるものもあった。これはリーク電流によって C の測定値が影響を受けているためであり、順バイアスを加えたときにも同様の傾向が見られた。

リーク電流の異なる多数のサンプルに対して測定を行った結果、電流値が 50 μA を超えるあたりからこのようなエラーが起こり始めることが明らかになった。そこで、C-V の測定を行ったら必ずそのサンプルについて I-V の測定も行い、リーク電流が 50 μA を超えない範囲のデータのみを有効なデータとして扱うことにした。また、可能な限り高いバイアスまで測定を行うため、一枚の基板からは複数のサンプルを劈開し、リーク電流の少ないサンプルのみを測定に用いるようにした。

5.3 測定結果

InGaAlAs MQW (#4621)

作製した InGaAlAs MQW pin 構造 (#4621) に対して測定を行った結果を Fig. 5.3 に示す。(a) が測定された単位面積当たりのキャパシタンス、(b) は (5.1) により算出した空乏層幅、(c) は $1/C^2$ プロットであり、(d) が (5.5) により求めたキャリア濃度である。あわせてサンプルの層構造および I-V 特性を Fig. 5.4 に示した。

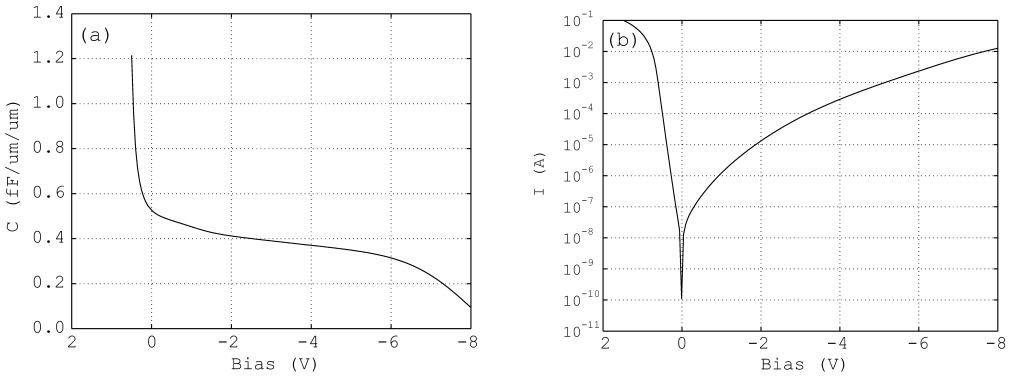


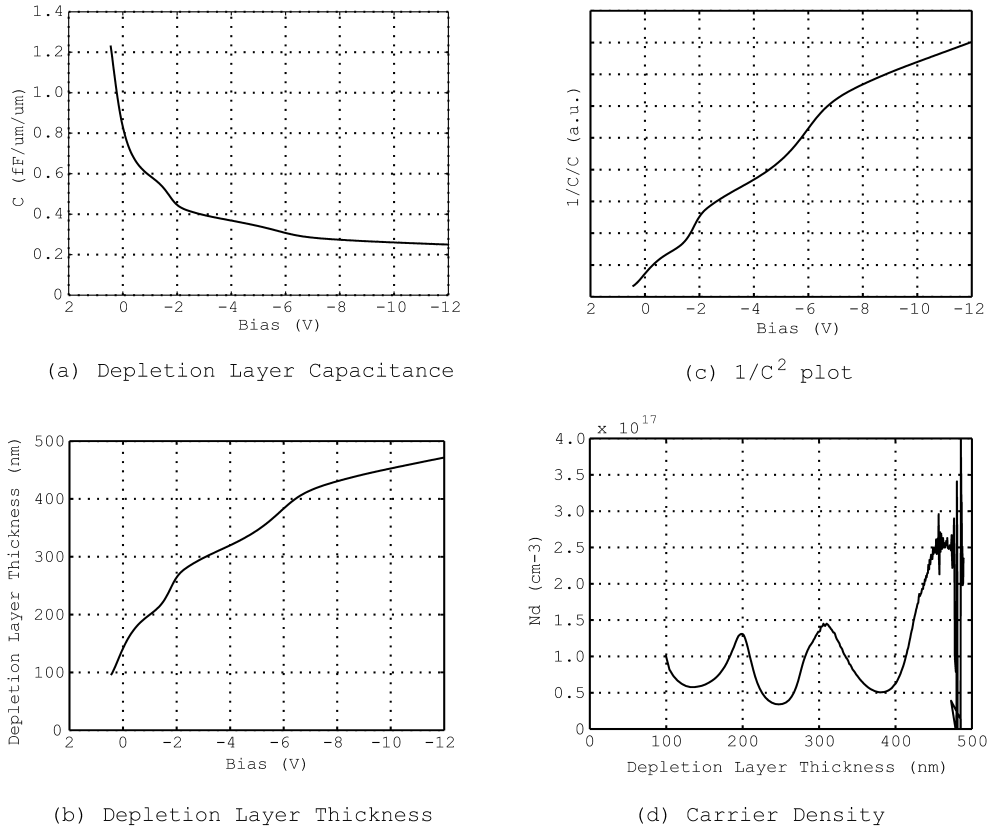
Figure 5.2: Measured (a) C-V and (b) I-V characteristics of the InGaAsP pin with leakage current (#3194).

まず、空乏層幅を見ると、i 層膜厚の設計値が 450 nm であるのに対し、0 V において空乏層幅は 140 nm しかないことがわかる。そして逆バイアスを加えていくと、空乏層幅は緩やかに増加していき、−10 V 前後でようやく i 層全体が空乏する。理想的な pin 接合の場合にはバイアスによって空乏層幅は変わらないはずであるが、このサンプルでは空乏層幅がバイアスの 1/2 乗で増加しており、これはむしろ pn 接合的なバイアス依存性である。すなわち、ノンドープのはずの i 層は、実はかなりの濃度の n 型もしくは p 型となっていると考えられる。実際、(d) のキャリア密度を見ると、i 層には 8×10^{16} cm^{-3} 程度の濃度でキャリアが存在していることが確認できる。

(d) において、キャリア濃度はいくつかのピークを生じているが、これはヘテロ界面に蓄積しているシートキャリアによるものである。したがって、このピークを生じている部分が、各エピタキシャル層の境界である。吸収電流強度が −1 V 以上の逆バイアスで変化しなかったことを考えれば、MQW は −1 V でほぼ空乏しているはずであり、したがって (d) において $t = 200$ nm よりも左側の領域が MQW である。さらに Fig. 5.4 (a) の層構造をもとにして考えれば、200 nm から 310 nm までは lower SCH、310 nm から 460 nm までは i-InP であり、460 nm よりも右側の領域が n-InP である。このように、逆バイアスを加えることにより空乏層が p 側から n 側へと広がっていくということは、接合界面は p 層と i 層の間に位置しており、したがって i 層は n 型になっていると判断できる。

InGaAlAs MQW (#4583)

次に、#4621 とほぼ同じ時期に作成された InGaAlAs MQW pin 構造 (#4583) に対する結果を Fig. 5.5 に示す。このサンプルの量子井戸形状以外の#4621 との違いは、MQW 層の厚さであり、#4621 が 140 nm であるのに対し、#4583 は 190 nm である。Fig. 5.5 (d) の結果を Fig. 5.3 (d) と比較すると、#4621 において 200 nm の位置にあったピークが#4583 においては 250 nm に移動しているが、これは MQW の厚さの違いを反映した結果である。



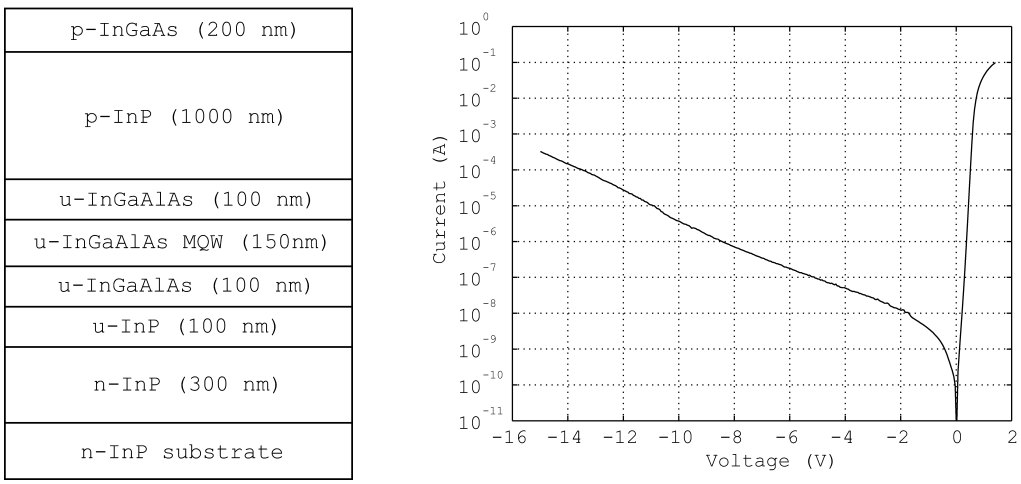
(a) Depletion Layer Capacitance

(c) $1/C^2$ plot

(b) Depletion Layer Thickness

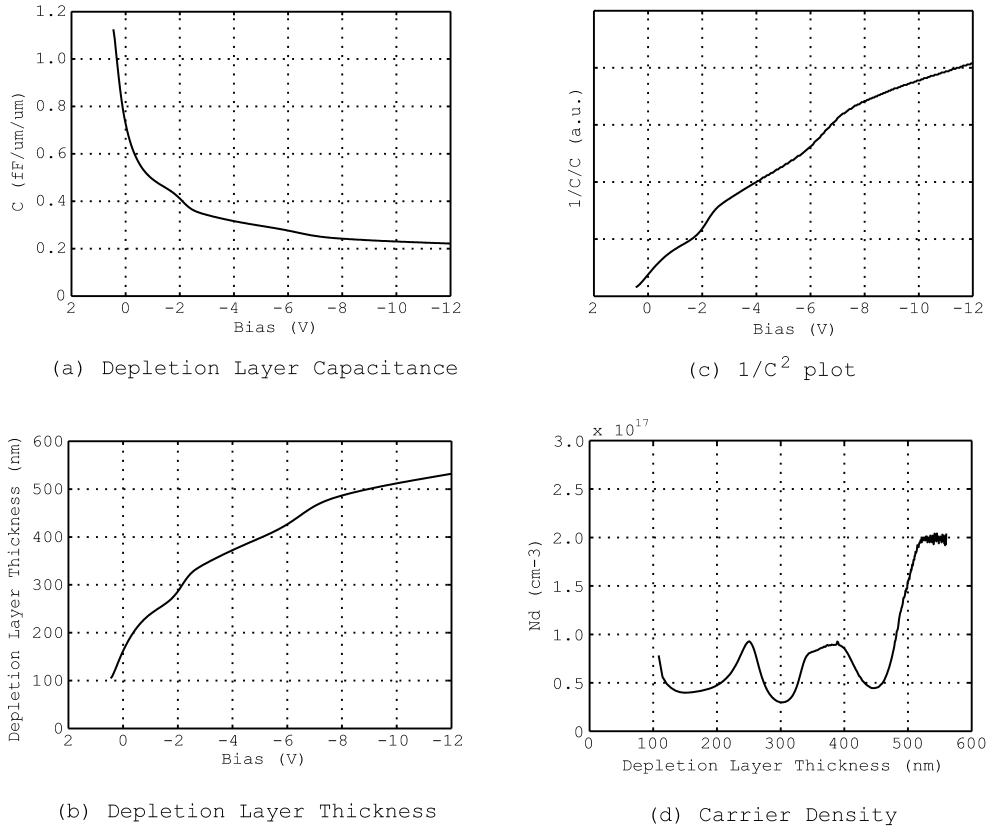
(d) Carrier Density

Figure 5.3: C-V results of the InGaAlAs MQW (#4621)



(a) (b)

Figure 5.4: (a) Layer structure and (b) I-V characteristics of #4621.



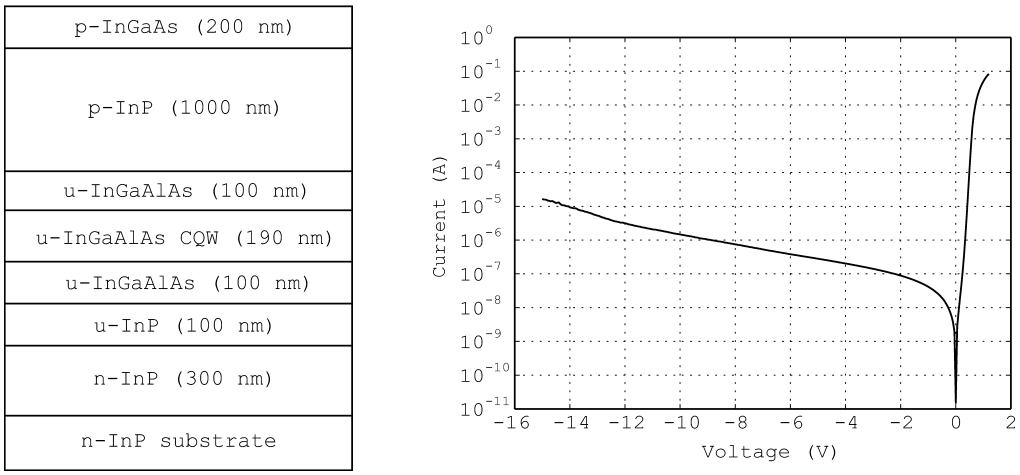
(a) Depletion Layer Capacitance

(c) $1/C^2$ plot

(b) Depletion Layer Thickness

(d) Carrier Density

Figure 5.5: C-V results of the InGaAlAs pin (#4583).



(a) (b)

Figure 5.6: (a) Layer structure and (b) I-V characteristics of #4583.

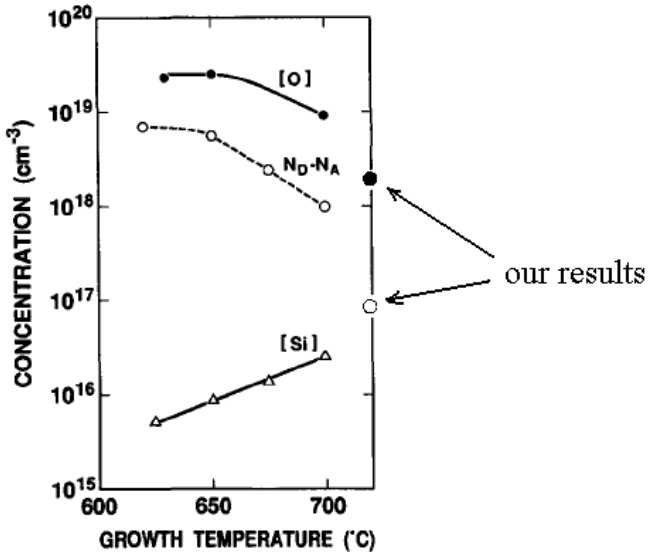


Figure 5.7: Measreued oxygen [O] and silicon concentrations [Si] and $N_d - N_a$ in undoped InAlAs layers grown by MOVPE [1].

また、このピークと n-InP との間隔は 260 nm であり、#4583 と#4621 とで同じである。以上の結果は i 層が n 型になっていることを裏付けるものである。

このように i 層全域にわたって均一に n 型になっているということは、i 層に存在する不純物は p クラッドや n クラッドなどから拡散してきたドーパントではなく、InGaAlAs 中に高濃度で含まていれる残留不純物であるといえる。この不純物として考えられるのが酸素である。

実は MQW のバリアとして用いている InAlAs は、MBE により成長した場合には高純度のものが得られるのに対し、MOVPE により成長した場合には残留不純物の影響で高濃度の n 型になりやすいことが、すでに複数の論文で報告されている [1][2]。特に東芝の成塚らは、複数の成長温度で MOVPE 成長した InAlAs 中のドナー濃度を詳しく調査し、ドナー濃度と InAlAs 中の酸素濃度との間には強い相関関係があることを指摘している (Fig. 5.7)。我々の研究室においても過去に SIMS による測定を行っており、InGaAlAs MQW において、やや古いデータで 8×10^{18} cm^{-3}[3]、比較的最近のデータでも 3×10^{18} cm^{-3} という高濃度の酸素原子が検出されていることから、InGaAlAs MQW が高濃度の n 型になった原因は、酸素がドナーとなっているためであると考えられる。

InGaAsP pin (#4719)

以上は InGaAlAs を i 層に含むサンプルであったが、Al を含まない InGaAsP の pin 構造 (#4719) についても同様の測定を行った。このサンプルは#4621 とほぼ同時期に当研究室

で成長したバルクの InGaAsP pin 構造である。Fig. 5.8 (d) によると、t=270 nm の位置でキャリア濃度が鋭いピークをもっているが、これは InGaAsP/InP 界面のシートキャリアである。膜厚の設計値とのずれがやや大きいが、このピークの左側が u-InGaAsP (Q1.25)、右側が u-InP であると考えられる。

i 層に Al が含まれていないため、i 層のキャリア濃度は低く、u-InGaAsP では 5×10^{15} cm^{-3}、u-InP においては 1×10^{15} cm^{-3} である。このようにキャリア濃度が低いため、厚さが 700 nm と厚いにもかかわらず、i 層は −0.3 V 程度のバイアスで完全に空乏している。

InGaAsP MQW (#3194)

このサンプルは以前に当研究室で成長を行った InGaAsP MQW pin 構造であり、第 4 章で InGaAlAs MQW との比較用に示したサンプルである。このサンプルに対して C-V の測定を行った結果を Fig. 5.10 に示すが、キャリア濃度は 1×10^{16} cm^{-3} 程度であり、InGaAlAs MQW と比較して少ない。t=250 nm の位置におけるキャリア濃度のピークが InGaAsP MQW の 1 層目であると考えられ、この部分は −0.4 V のバイアスで空乏している。

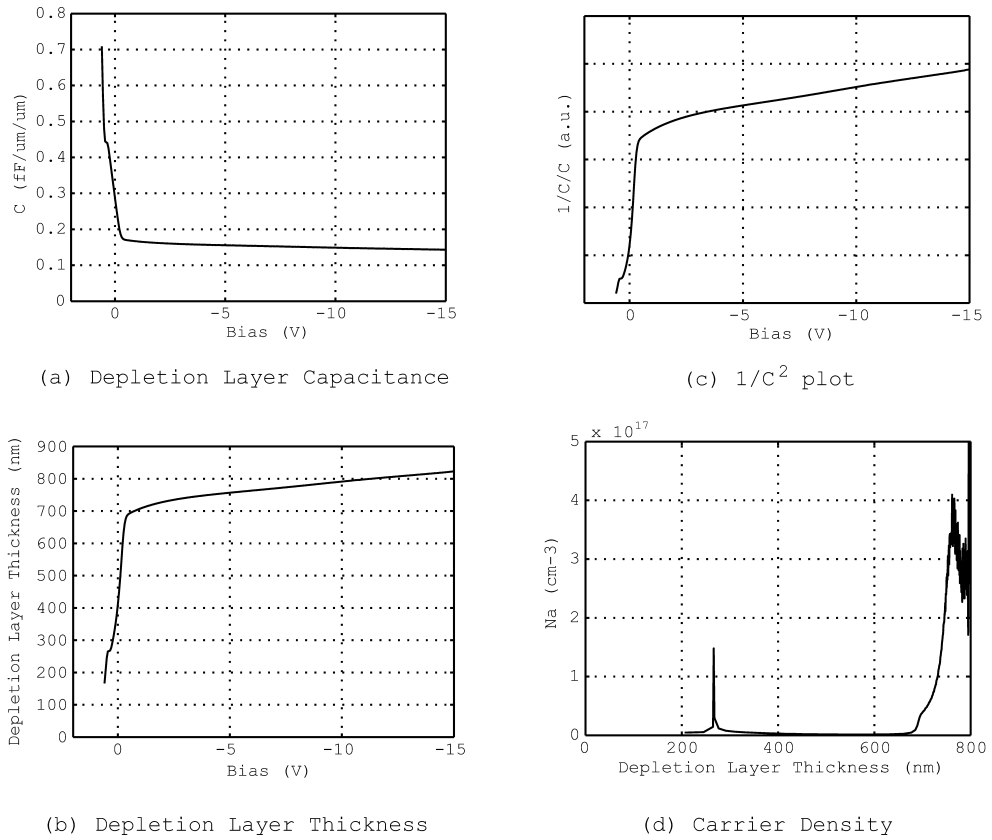
InGaAlAs MQW (#3298)

このサンプルは、以前に当研究室で作製された InGaAlAs MQW pin 構造であり、15 セットの MQW (7 nm InGaAs well, 9 nm InAlAs barrier) を i 層に含んでおり、MQW と p-clad との間には 290 nm のノンドープ層が挿入されている。Fig. 5.12 (d) によれば、このサンプルにおいても i 層には 6×10^{16} cm^{-3} 前後の高濃度のキャリアが存在している。すなわち、InGaAlAs MQW が高濃度の n 型になるのは、#4621 や#4583 だけの一時的な問題ではなく、当研究室で MOVPE 成長した InGaAlAs MQW において恒常的な現象である。

このサンプル (#3298) の問題点として、逆バイアスを加えても QCSE が観測されなかったこと、さらに 0 V では吸収電流が一切観測されず、逆バイアスを印加すると Fig. 5.14 のように吸収電流強度が増大していくことが指摘されていた。このように 0 V で吸収電流が観測されないのは、0 V において MQW は完全に空乏層の外にあり、MQW で光が吸収されても、生成されたキャリアが吸収電流に寄与しないためである。実際、Fig. 5.12 (b) によると、0 V における空乏層幅は 260 nm であり、i 層の厚さ 590 nm と比較して明らかに短い。逆バイアスを加えると MQW の一部が空乏し始め、その部分で光励起されたキャリアは吸収電流として観測されるようになる。バイアスを上げることにより空乏層幅が広がれば、吸収電流に寄与する井戸数が増え、吸収電流強度は増大する。

Fig. 5.15 は、各バイアスにおける吸収電流強度を、空乏層幅に対してプロットしたものである。このように、空乏層幅が 270 nm 以上の領域では、空乏層幅の増加分と吸収電流の増加分とが比例しており、上記の解釈を裏付ける結果となった。また、この結果によると、MQW の 1 層目は p-clad から 270 nm の距離にあると判断できる。

Fig. 5.12 (d) のキャリア濃度分布によると、キャリア濃度は t=270 nm において大きなピークを生じているが、このピークが MQW の 1 層目に対応する。このようなピーキング



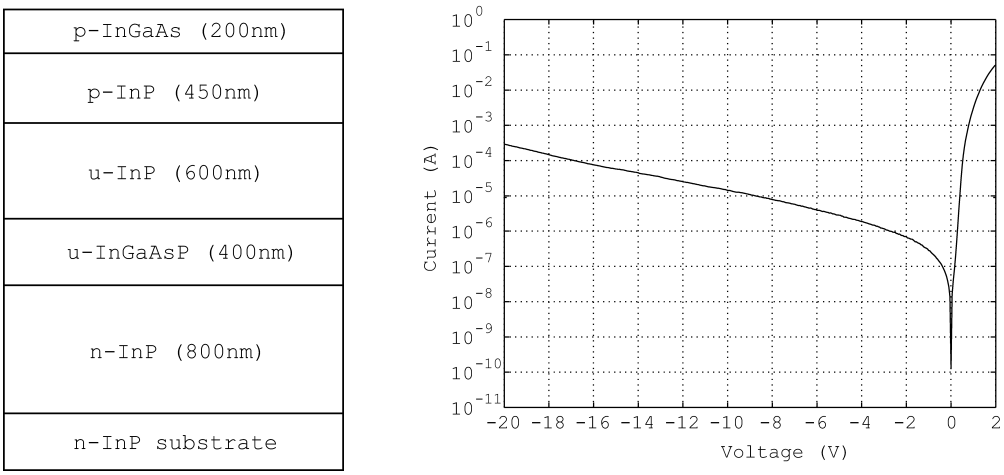
(a) Depletion Layer Capacitance

(c) $1/C^2$ plot

(b) Depletion Layer Thickness

(d) Carrier Density

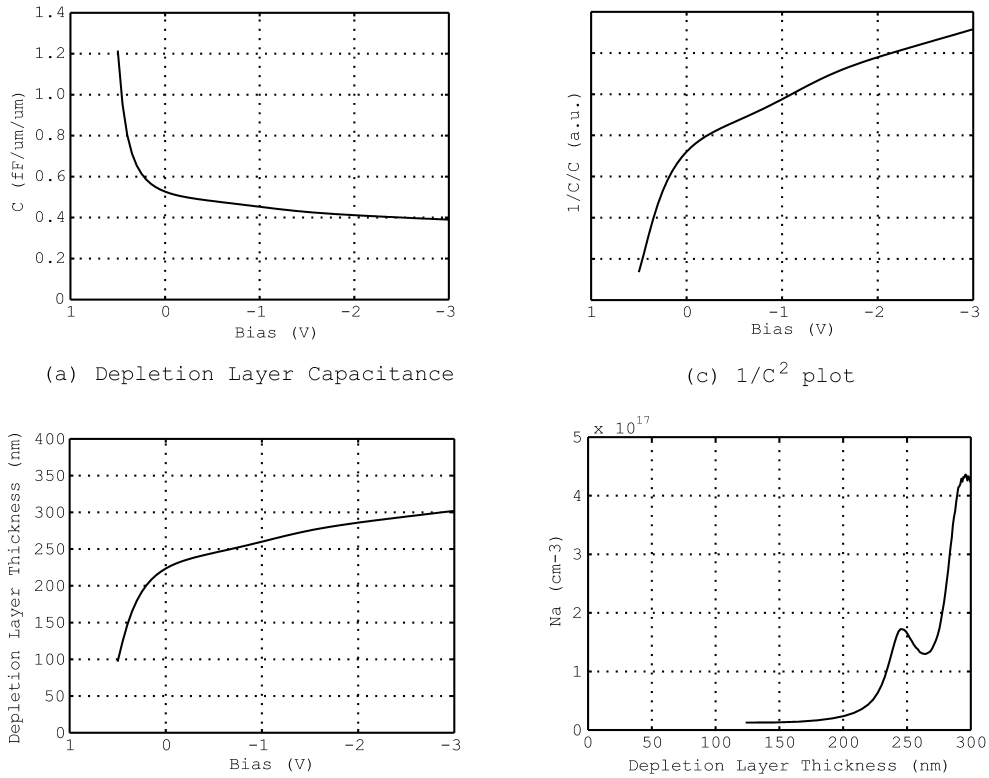
Figure 5.8: C-V results of the bulk InGaAsP pin (#4719).



(a)

(b)

Figure 5.9: (a) Layer structure and (b) I-V characteristics of #4719.



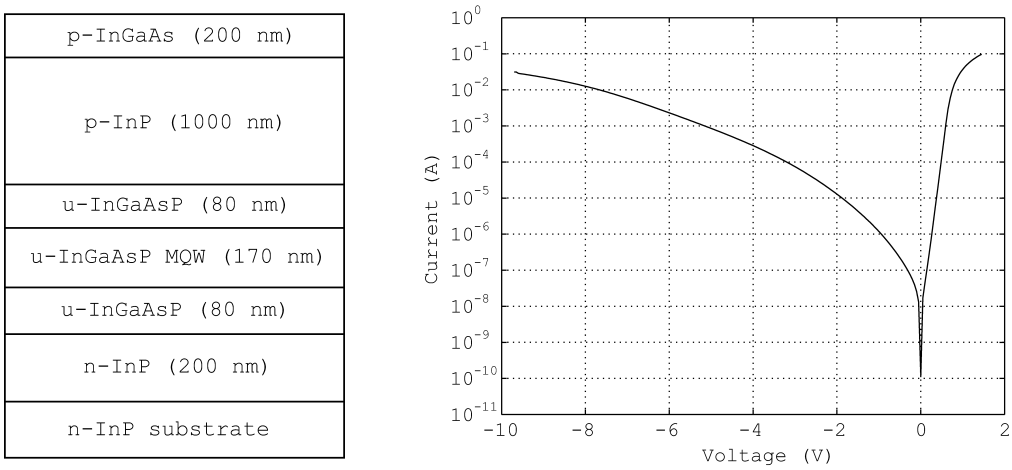
(a) Depletion Layer Capacitance

(c) $1/C^2$ plot

(b) Depletion Layer Thickness

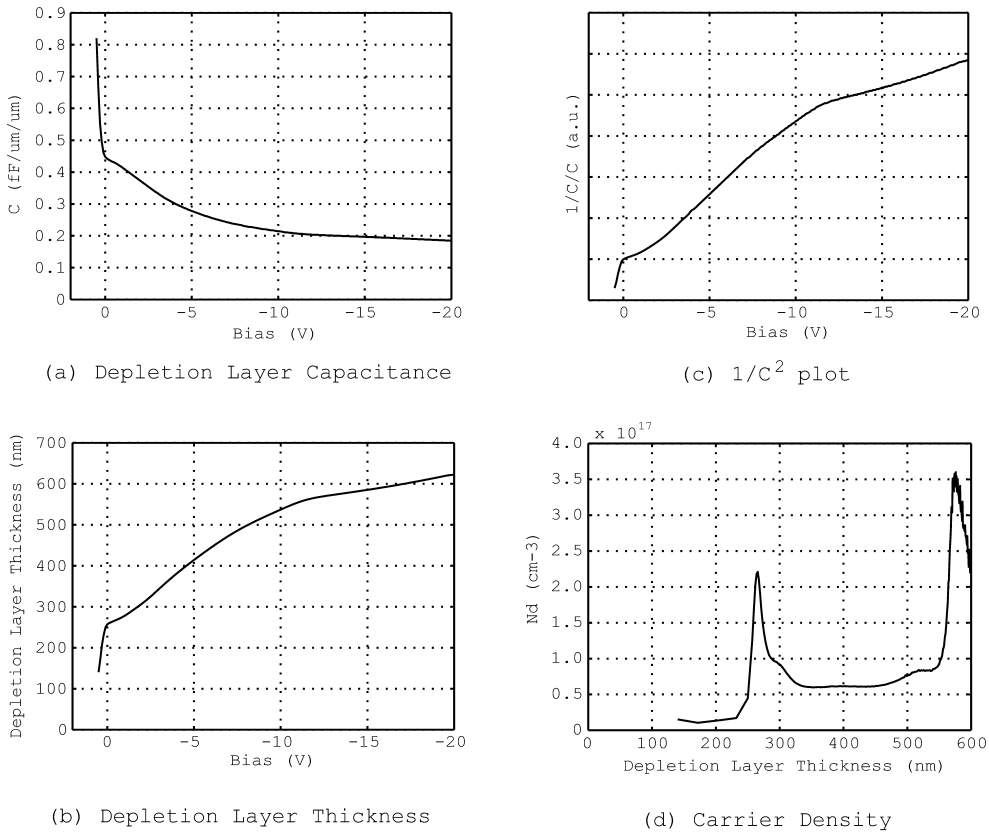
(d) Carrier Density

Figure 5.10: C-V results of the InGaAsP MQW (#3194).



(a) (b)

Figure 5.11: (a) Layer structure and (b) I-V characteristics of #3194.



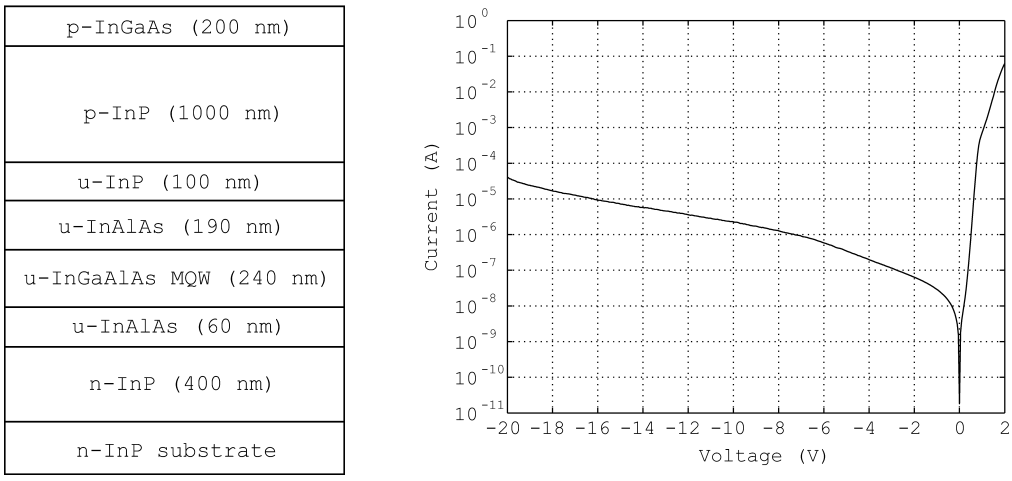
(a) Depletion Layer Capacitance

(c) $1/C^2$ plot

(b) Depletion Layer Thickness

(d) Carrier Density

Figure 5.12: C-V results of the InGaAlAs MQW (#3298).



(a)

(b)

Figure 5.13: (a) Layer structure and (b) I-V characteristics of #3298.

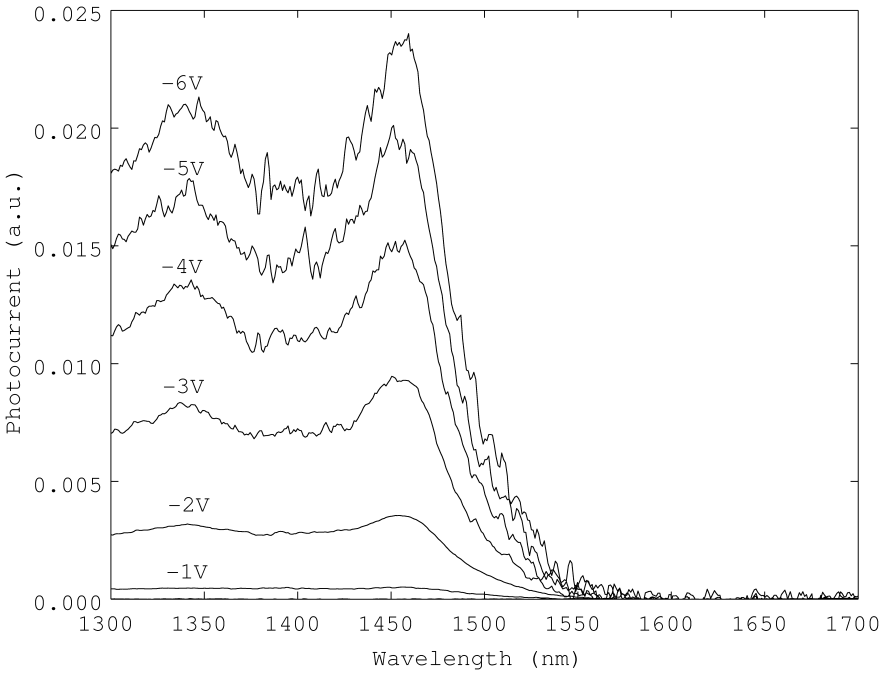


Figure 5.14: Photocurrent spectra of the InGaAlAs MQW (#3298).

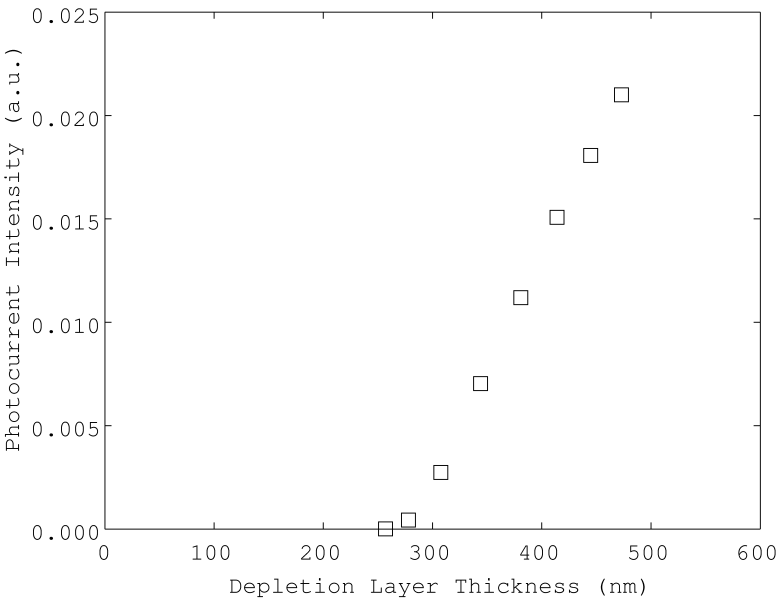


Figure 5.15: Relation between photocurrent intensity and depletion layer thickness.

は、バンドの曲がりの影響で MQW の端に位置する量子井戸には他の層よりも多くのキャリアが蓄積していることを示している。

5.4 キャリア空乏に伴う位相変調効果

以上の測定結果から、Al を含む InGaAlAs MQW は残留不純物の影響で高濃度の n 型になっており、0 V において MQW の一部は空乏層の外側に位置していることが判明した。このように空乏層の外にある MQW において、キャリアがどのように分布しているかを議論しておくことは、逆バイアス下でのキャリアの振る舞いを理解するうえで有用である。

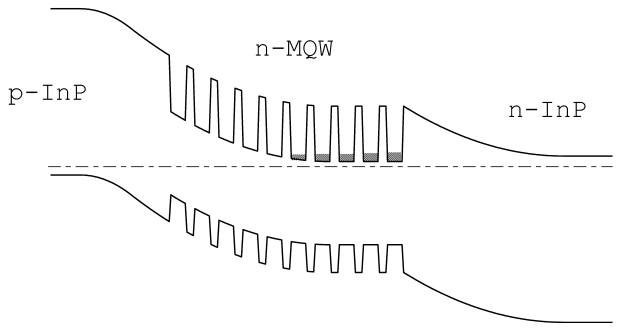
まず、MQW にキャリアが存在する場合、すべてのキャリアはポテンシャルの低い井戸に蓄積しており、ポテンシャルの高いバリアにはキャリアが存在することができない。一方、MQW にキャリアを供給するドナーは、Al 組成の低い InGaAlAs 井戸層ではなく、バリアである InAlAs に集中的に存在しているはずである。このドナー準位は井戸の基底準位よりも高エネルギーであるため、完全にイオン化している。したがって、井戸は負に帯電し、バリアは正に帯電するというように、n 型 MQW 内では分極が生じており、この点が通常の n 型のバルクとは異なっている。特に、最も外側に位置する量子井戸は、この部分でバンドの曲がりが存在するため、他の井戸よりも多くのキャリアが蓄積する。

このことを踏まえると、バイアスを変化させたときの MQW のバンド図を Fig. 5.16 のように描くことができる。バイアス 0 V においては、MQW の一部は空乏層の外側にあるため、この部分の量子井戸には (a) のようにキャリアが蓄積している。このときのフェルミ準位もあわせて描いてある。一方、逆バイアスを加えると井戸に蓄積していたキャリアは空乏していき、(b) のようなバンド図になる。

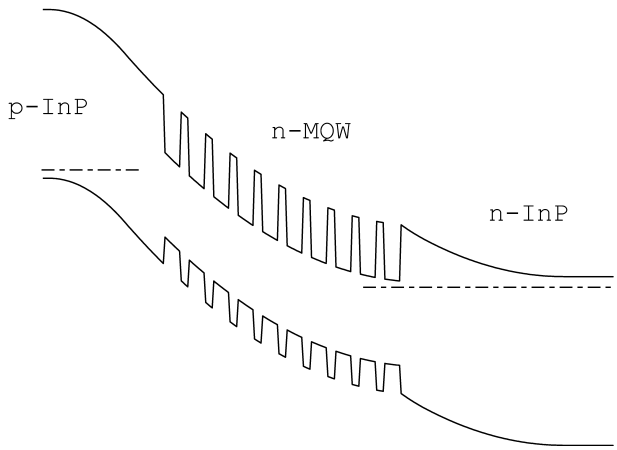
このように量子井戸中のキャリア濃度がバイアスによって変化するわけであるから、このときに MQW の屈折率が + 側に変化するはずである。実際にどれほどの屈折率変化が起こりうるのかは、第 2 章で示した数値シミュレーションを多少修正することにより、見積もりを行うことができる。

5.5 まとめ

InGaAlAs MQW 変調器の空乏層幅を評価する目的で C-V 測定を行った。その結果、MOVPE 成長した InGaAlAs MQW は残留不純物の影響で $8 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ 程度の高濃度の n 型になっており、このため 0 V において MQW の一部は空乏層の外にあり、逆バイアスを加えると空乏層が広がり MQW のキャリア密度が変化することが明らかになった。これに対し、Al を含まない InGaAsP 系材料に含まれる不純物濃度は $1 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ 以下であり、バイアス 0 V で MQW はほぼ空乏していることがわかった。



(a) Band diagram at 0 V.



(b) Band diagram at -2 V.

Figure 5.16: Schematic illustrations of the band diagrams of a pn junction with an n-type MQW. Part of the MQW is full of electrons at 0 V, whereas most of the quantum wells are depleted at -2 V.

References

[1] S. Naritsuka *et al.*, "Electrical properties and deep levels of InAlAs layers grown by metalorgaic chemical vapor deposition," *J. Cryst. Growth*, **131**, pp. 186-192, 1993

[2] F. W. Reier *et al.*, "Doping characteristics of undoped and Zn-doped In(Ga)AlAs layers grown by low-pressure metalorganic vapour phase epitaxy," *J. Cryst. Growth*, **135**, pp. 463-468, 1994

[3] 深津公良, "低電圧動作光スイッチのための InGaAs/InAlAs/InP 変調ポテンシャル量子井戸に関する研究," 1999 年度修士論文

第6章　キャリア効果の解析

前章までの議論から、InGaAlAs MQW に逆バイアスを加えると量子井戸のキャリア濃度が変化し、屈折率変化が起きることが示された。このキャリア効果による屈折率変調の大きさを見積もるため、第 2 章で説明した量子井戸の吸収スペクトルの計算法を発展させ、キャリア濃度変化による屈折率変化量の数値計算を行った。

6.1　キャリア効果の計算法

キャリア濃度の変化に起因する屈折率変化量は、バンドフィリング効果のみを考慮したモデルにより計算を行った。計算ではまず MQW にキャリアが存在するときの吸収スペクトルの計算を行い、次いでキャリアが存在しない場合の吸収係数との差をり、これをクラマース・クローニッヒ変換することで屈折率変化量を算出した。

MQW に一定の濃度のキャリアが存在する場合、面内波数 k_t の電子、正孔対の状態として Fig. 6.1 のように 4 通りの状態が考えられる。case 1 の場合、伝導帯の準位に電子が存在するため、光が入射しても光学遷移は起こらない。case 2 の場合、遷移する先が空いているため、価電子帯の電子は光を吸収して伝導帯へ遷移する。case 3 の場合、伝導帯の電子は誘導放出により価電子帯に遷移し、光子が放出される。case 4 場合は伝導帯、価電子帯いずれにも電子が存在しないため、何も起こらない。熱平衡状態においては、それぞれの確率は順に次のように表される。

$$p_1 = f_U f_L \tag{6.1}$$

$$p_2 = (1 - f_U) f_L \tag{6.2}$$

$$p_3 = f_U (1 - f_L) \tag{6.3}$$

$$p_4 = (1 - f_U)(1 - f_L) \tag{6.4}$$

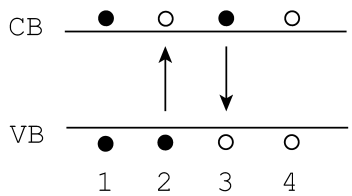


Figure 6.1: Possible states of the conduction band and the valence band at a specified k_t.

f_U, f_L はそれぞれ伝導帯、価電子帯におけるフェルミ分布関数の値であり、それぞれのエネルギー準位を E_U, E_L として

$$f_U = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_U-E_f}{kT}\right)}, \quad f_L = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_L-E_f}{kT}\right)} \tag{6.5}$$

である。したがってキャリアが存在する場合の吸収係数は、存在しない場合の吸収係数に次のファクターを乗じたものとなる。

$$f_L - f_U \tag{6.6}$$

以上のことを踏まえて、まず励起子の効果を考慮しない場合の吸収スペクトルの計算を行った。波数 k_t における伝導帯と価電子帯のエネルギー差が E であるとき、伝導帯、価電子帯それぞれのエネルギー準位は

$$E_U = {E_e}^{(n)} + \frac{m_{h\|}}{m_{e\|}+m_{h\|}}(E - {E_e}^{(n)} + {E_h}^{(m)}) \tag{6.7}$$

$$E_L = {E_h}^{(m)} - \frac{m_{e\|}}{m_{e\|}+m_{h\|}}(E - {E_e}^{(n)} + {E_h}^{(m)}) \tag{6.8}$$

である。エネルギー差が E から $E+dE$ の間に含まれる状態数が $g_{eh}(E)dE$ であるから、価電子帯の m 番目のサブバンドから伝導帯の n 番目のサブバンドへの遷移による吸収スペクトルは、(2.31) に対応して次のようになる。

$$\alpha_{nm}(\omega) = \int_0^\infty \alpha(\omega, E) g_{eh}(E)(f_L - f_U)dE \tag{6.9}$$

これを各 (n, m) のペアに対して計算して和をとることで、バンド間遷移の吸収スペクトル

$$\alpha_B(\omega) = \sum_{n,m} \alpha_{nm}(\omega) \tag{6.10}$$

を計算した。

次に、キャリアが存在する場合の励起子による吸収スペクトルの計算を行った。励起子による吸収の場合、式 (6.5) のエネルギー準位 E_U, E_L はそれぞれ

$$E_U = {E_e}^{(n)} + E_b \tag{6.11}$$

$$E_L = {E_h}^{(m)} \tag{6.12}$$

となる。$E_b < 0$ はサブバンド (n, m) 間で形成される励起子の束縛エネルギーである。各 (n, m) のペアに対して f_U, f_L を計算し、(2.45) で求めた $\alpha_{nm}^{\mathbf{ex}}(\omega)$ を用いて

$$\alpha_{\mathbf{ex}}(\omega) = \sum_{n,m} \alpha_{nm}^{\mathbf{ex}}(\omega)(f_L - f_U) \tag{6.13}$$

を励起子の吸収スペクトルとした。最後に、バンド間遷移 (6.10) および励起子吸収 (6.13) の和をとって

$$\alpha_c(\omega) = \alpha_B(\omega) + \alpha_{\mathbf{ex}}(\omega) \tag{6.14}$$

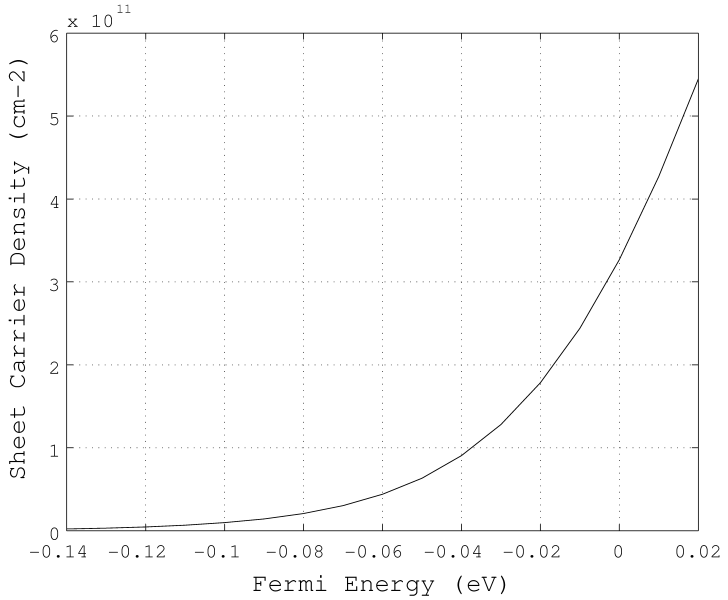


Figure 6.2: Relation between the Fermi-energy and the sheet carrier concentration in an n-type InGaAlAs quantum well. 0 eV indicates the first conduction subband energy of the quantum well.

をキャリアが存在するときの量子井戸の最終的な吸収スペクトルとした。

以上の計算で必要となるフェルミ準位 E_f の値は、量子井戸のシートキャリア密度から計算を行った。まず、量子井戸が n 型である場合について説明する。2 次元電子系の状態密度は電子の面内有効質量を $m_{e\|}$ として

$$D(E) = \frac{m_{e\|}}{\pi\hbar^2} \tag{6.15}$$

であるから、フェルミ準位が E_f であるときの n 番目の伝導帯サブバンドに存在する電子濃度は

$$\begin{aligned} N_n &= \int_{E_e{}^{(n)}}^{\infty} \frac{m_{e\|}}{\pi\hbar^2} \times f(E)dE \\ &= \frac{m_{e\|}kT}{\pi\hbar^2} \log\Big[1 + \exp\Big(-\frac{E_e{}^{(n)} - E_f}{kT}\Big)\Big] \end{aligned} \tag{6.16}$$

である。したがって、伝導帯に存在する電子の総数は各サブバンドについて (6.16) を足し合わせた

$$N = \sum_n N_n \tag{6.17}$$

で与えられる。これを実際に計算してグラフにプロットしたものが Fig. 6.2 であるが、このようにフェルミ準位とキャリア濃度の間には 1 対 1 の対応があるので、キャリア濃度から逆にフェルミ準位を算出することができる。

今回作製した MQW にどれほどのキャリアが存在しているかは、次式によって見積もることができる。

$$(\text{シートキャリア密度}) = (CV \text{ で求めたキャリア濃度}) \times (\text{MQWの周期}) \tag{6.18}$$

これによると、#4621 の MQW には 1 量子井戸あたり $1.1 \times 10^{11}(\mathrm{cm}^{-2})$ 程度のキャリアが蓄積していることになる。したがって Fig. 6.2 により、フェルミ準位は伝導帯の基底準位よりも 35 meV 程度低エネルギー側に位置しているといえる。

量子井戸が p 型である場合についても同様にして計算を行った。各サブバンドに存在する正孔の密度は

$$P_m = \int_{-\infty}^{{E_h}^{(m)}} \frac{m_{h\|}}{\pi\hbar^2} \times (1 - f(E))dE \tag{6.19}$$

$$= \frac{m_{h\|}kT}{\pi\hbar^2} \log\Big[1 + \exp\Big(-\frac{E_f - {E_h}^{(m)}}{kT}\Big)\Big] \tag{6.20}$$

で与えられるが、価電子帯に対しては重い正孔と軽い正孔それぞれのサブバンドについて計算を行う必要がある。これらのサブバンドについて P_m を足し合わせることで、正孔のシートキャリア密度が求められる。

$$P = \sum_m P_n \tag{6.21}$$

以上の手続きでキャリアが存在する場合の吸収スペクトルを求め、量子井戸が空乏化したときの屈折率変化を、吸収スペクトルの差から Kramers-Kronig 変換により計算した。すなわち、キャリアが存在するときの吸収係数を $\alpha_c(\omega)$、キャリアが存在しないときの吸収係数を $\alpha_0(\omega)$ として

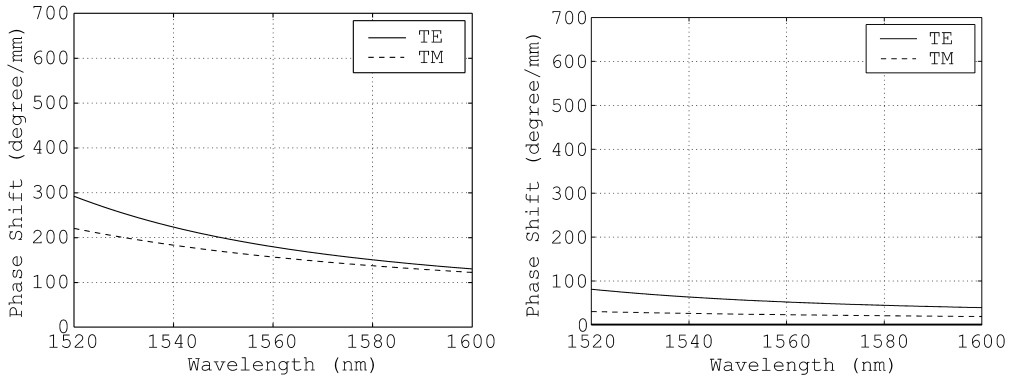
$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\alpha_0(\omega') - \alpha_c(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \tag{6.22}$$

が求める屈折率変化量である。

6.2 キャリア効果の計算結果

Fig. 6.3 (a) は、吸収端波長 1465 nm の 10 周期 InGaAlAs MQW (#4621) に対する計算結果である。MQW は 8×10^{16} cm^{-3} の n 型であり、逆バイアスの印加により Fig. 5.16 のように、MQW の半分にあたる 5 周期の量子井戸が空乏したと仮定した。Fig. 6.4 の測定結果と比較すると、TM 偏光に対する位相変化量は一致が良いものの、TE 偏光に対しては測定値の波長依存性が強く、特に吸収端近くの波長での位相変化量が計算よりも大きいことがわかる。これは、実際の変調器ではキャリア効果以外にも、QCSE による位相変調効果が加算されるためである。

一方、Fig. 6.3 (b) は、MQW が同濃度の p 型であるとした場合の計算結果である。MQW が p 型の場合、位相変化量は n 型の場合よりも小さく、さらに偏光依存性も大きいことがわかる。この違いは価電子帯のバンド構造に起因するものであり、n 型の場合には一つのキャリアにより HH→CB と LH→CB の両方の遷移が禁止されるのに対し、p 型の場合にはこの



(a) n-type (b) p-type

Figure 6.3: Calculated refractive index changes in an n-doped InGaAlAs MQW (a) and p-doped InGaAlAs MQW (b). Sheet carrier concentration of 1.1×10^{11} cm^{-2} in each well and depletion of 5 sets of the 10 quantum wells are assumed for both cases.

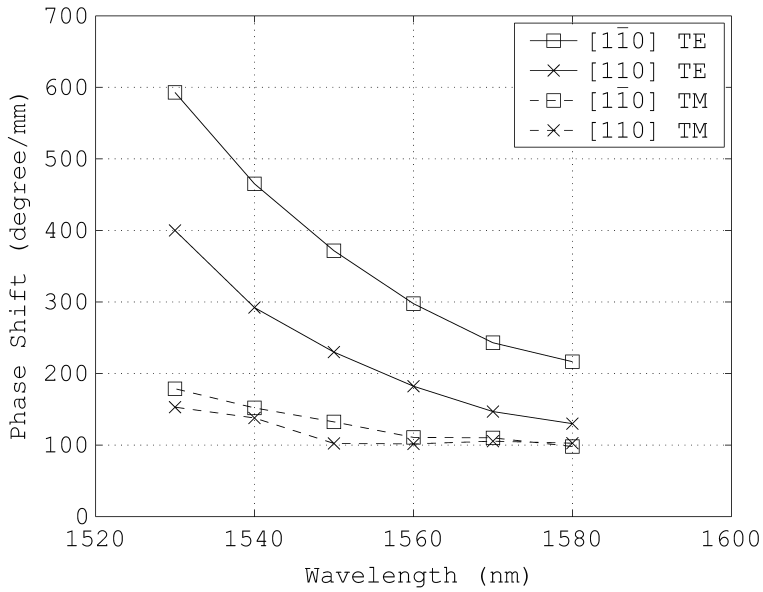


Figure 6.4: Measured phase shift in the InGaAlAs MQW modulator from 0 V to −2 V (#4621).

うちの一方の遷移しか禁止できないためである。また、重い正孔の有効質量が大きいため、重い正孔のサブバンドエネルギー間隔は Fig. 6.5 のように kT と同程度の大きさであり、p 型 MQW の場合にはキャリアの一部は高次のサブバンドにも分散してしまい、バンド端近傍の屈折率変化を支配する基底準位間の遷移に影響を与えにくいことも一因である。

以上の結果から、InGaAlAs MQW (#4621) において観測された高効率な位相変調効果は、n 型にドープされた MQW のキャリア空乏によるものであると考えることで、説明できることが示された。

6.3 キャリア効果を積極的に利用した位相変調器の可能性

これまでの結果から、当研究室で MOVPE 成長した InGaAlAs MQW は残留不純物の影響で高濃度の n 型となり、逆バイアス印加時に、キャリア空乏の影響で高効率な位相変調が起きることが明らかになった。このような逆バイアス時のキャリア効果は、強度変調器としての EA 変調器のチャープ特性を著しく悪化させるが、本節ではむしろこの効果を積極的に利用して高特性な光素子を実現できないか検討してみたい。

実はキャリア空乏による屈折率効果を利用した位相変調器自体は、すでに 1980 年代から複数の研究報告がなされている。UCSB の Alping らは、コア層に n-GaAs ($N_d = 2 \times 10^{17}$ cm^{-3}) を用いた n-AlGaAs/n-GaAs/p-AlGaAs ダブルヘテロ構造を LPE によって成長し、波長 1.06 μm において 56°/V/mm の位相変調効率を観測している [1]。同じく UCSB の Mendoza らは、数値計算に基づく詳細な設計を行ったうえで、波長 1.06 μm において 96°/V/mm の位相変調効率をもつ高効率なキャリア空乏型の位相変調器を実現している [2]。これらはいずれも GaAs を活性層に用いた短波長帯の変調器であるが、長波長帯の変調器に関する報告は限られている。InGaAsP (Q1.25) をコア層に用いた PpnN 型の位相変調器が報告されているが、変調効率は波長 1.55 μm において 34°/V/mm であった [3]。

これらの値と比べると、今回観測された 109°/V/mm ($\lambda = 1.58\mu$m) という値は非常に大きい。このように高効率な位相変調が観測されたのは、動作波長が吸収端に近いため、バンドフィリングにより高効率な位相変調が起きていること、さらに MQW を用いているため、バルクの場合とは異なり、QCSE による位相変調効果がキャリア効果に加算されているためと考えられる。以下では、このようなキャリア空乏による高効率な位相変調効果を利用した InP Mach-Zehnder 変調器および光スイッチング素子の可能性について考察する。

InP Mach-Zehnder 変調器への応用可能性

InP Mach-Zehnder 変調器は低チャープな強度変調器としてのみならず、集積化可能な DQPSK 送受信機としての可能性もあり、近年盛んに研究開発がなされている光素子である。従来から InP Mach-Zehnder 変調器に用いられてきた位相変調効果は、ほとんどが QCSE である。これは InP Mach-Zehnder 変調器においては通常 40 Gbit/s 前後の高速変調が要求され、キャリア寿命による帯域制限のあるキャリア注入効果や、効果の小さなポッケルス効果による位相変調では、このような高速変調に対応することが困難なためであった。し

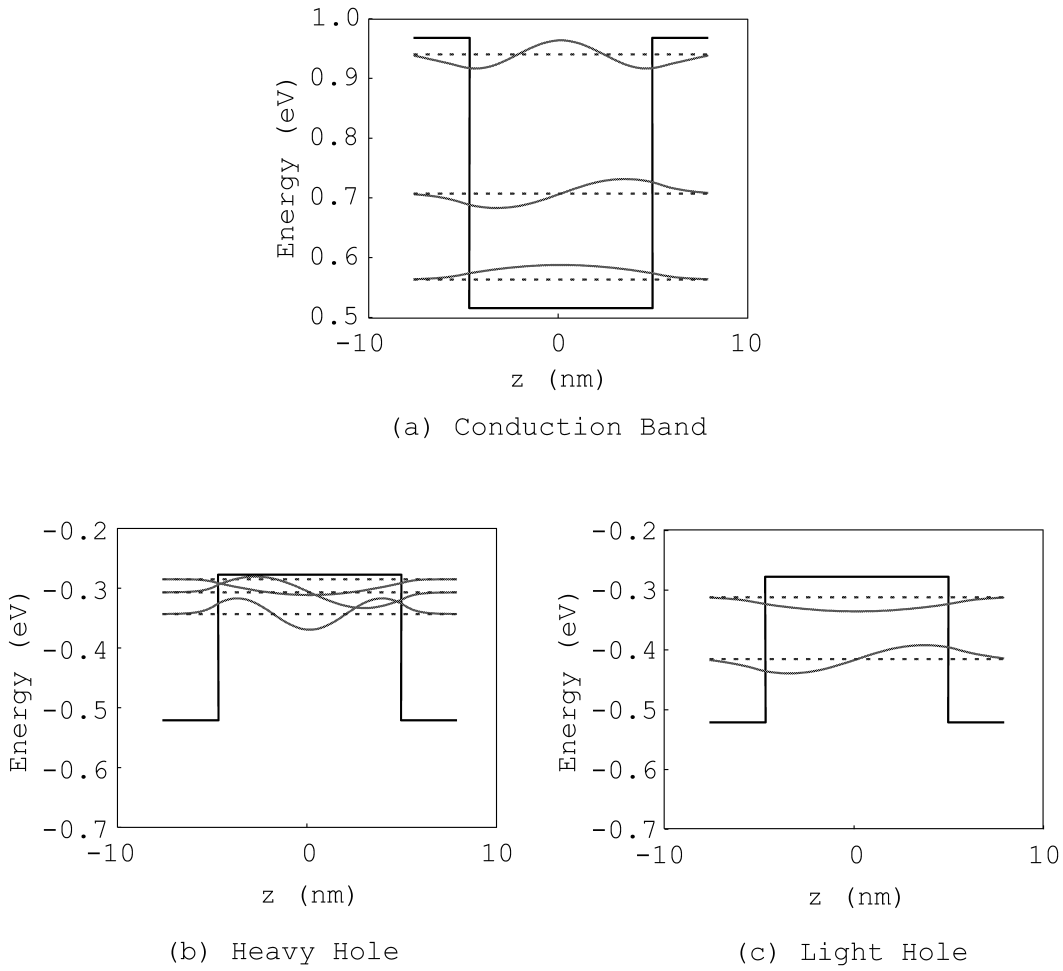


Figure 6.5: Calculated energy levels and wave functions of conduction band, heavy hole and light hole subbands in the InGaAlAs quantum well (#4621).

かし QCSE は波長依存性の大きな効果であり、様々な方法で駆動電圧の波長依存性を補償する試みがなされてきた [4]。

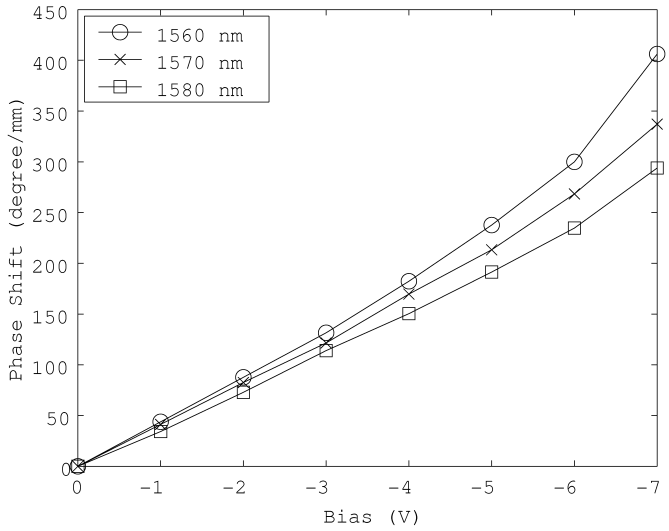
これに対し、キャリア空乏効果を利用すれば、従来の QCSE 型の変調器と比較して波長依存性の小さな InP Mach-Zehnder 変調器を実現することができる。しかし、キャリア空乏効果を利用した変調器は一般に空乏層幅が 150 nm 程度と狭く、キャパシタンスが大きいために変調速度の点では QCSE に劣ることが予想される。例えば、空乏層幅が 180 nm[1]、変調効率が 100°/mm/V の変調器の場合、駆動電圧を 3 V_{pp} にするためには素子長 600 μm が必要となるが、この場合の変調帯域幅は (2.3) により 8.1 GHz と求められる。この値は比較的高速ではあるが、QCSE 型の変調器の場合、半波長電圧 4.5 V において 3 dB 帯域幅 15.5 GHz の値が報告されており [5]、(変調帯域幅)/(半波長電圧) で決まる性能では QCSE 型のものと比べてやや劣ると考えられる。

キャパシタンスを減らすための方法として、例えば n-MQW と p クラッド層との間に i 層を挿入することが考えられる。このようにすればクラッドと MQW との間に pin 接合が形成されるため、高速変調に十分な空乏層幅を実現できる。Fig. 6.6 は、そのような構造を持つ pin 型の位相変調器に対する変調特性の測定結果である。このサンプルは過去に研究室で作製した InGaAlAs MQW pin 構造 (#3298) であるが、MQW と p-クラッド層との間に 290 nm の i 層が挿入されており (Fig. 5.13)、さらに MQW の幅が狭かったことにより QCSE による吸収端シフトがほとんど観測されなかったサンプルである (Fig. 5.14)。

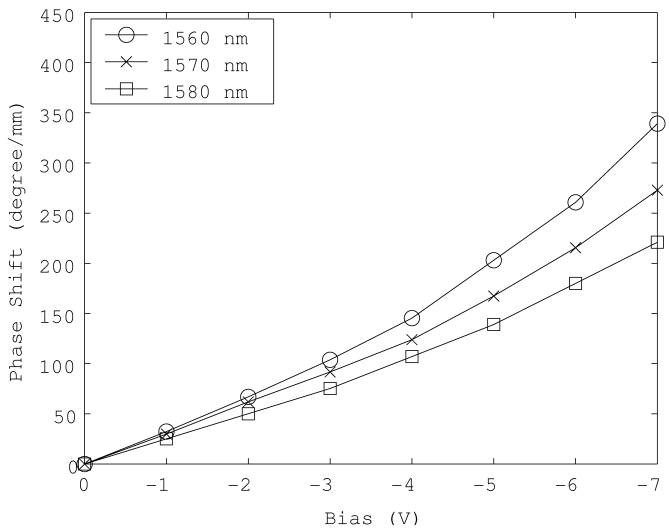
これらの測定結果によると、#3298 の位相変調特性はバイアスに対して強い線形性を持っており、波長依存性も小さいことがわかる。すなわち、測定したバイアス領域では QCSE は重要な役割を果たしておらず、観測された屈折率変化は主にキャリア効果によるものである。0 V 近傍での位相変調効率を Fig. 6.7 (a) に、0 V における吸収係数を (b) にプロットした。位相変調特性の導波路方向に対する依存性は、#4621 の場合と比較して小さくなっている。これは、電界がかけられる領域と光が閉じ込められる領域とがずれているため、ポッケルス効果の影響が小さいためである。

このように、pin 構造を採用することで低容量のキャリア空乏型位相変調器を実現できるのであるが、1580 nm における TE 偏光に対する位相変調効率は、#4621 の 3 分の 1 程度の 34°/mm/V である。これは、キャパシタンスが小さいため、一定のキャリア密度を変化させるのに必要な電圧振幅が#4621 と比較して大きくなったためである。この変調器をバイアス 0 V から −5 V の範囲で駆動することを想定すると、空乏層幅の平均値が 340 nm であるから、3 dB 帯域幅は (2.3) により 10 GHz と求められる。駆動電圧 5 V_{pp} は InP Mach-Zehnder 変調器としてはやや大きいが、この程度の動作電圧は LN 変調器と比較した場合には必ずしも高いわけではない。むしろ、波長依存性の小ささやバイアスに対する線形性など、キャリア空乏型変調器は QCSE 型では実現できない特性を持っており、これらの性質を積極的に生かした応用は可能であると考えられる。また、進行波型電極や n-i-n 構造を採用することにより、さらに低電圧化を図ることは可能である。

[1]キャリア空乏型の変調器の場合、空乏層幅はバイアスの関数であるため、ON 状態と OFF 状態とで空乏層幅は大きく異なる。簡単な考察により、MQW のキャリア濃度が均一である場合には、3 dB 帯域幅は ON 状態と OFF 状態の空乏層幅の平均値により決定されることが示される。

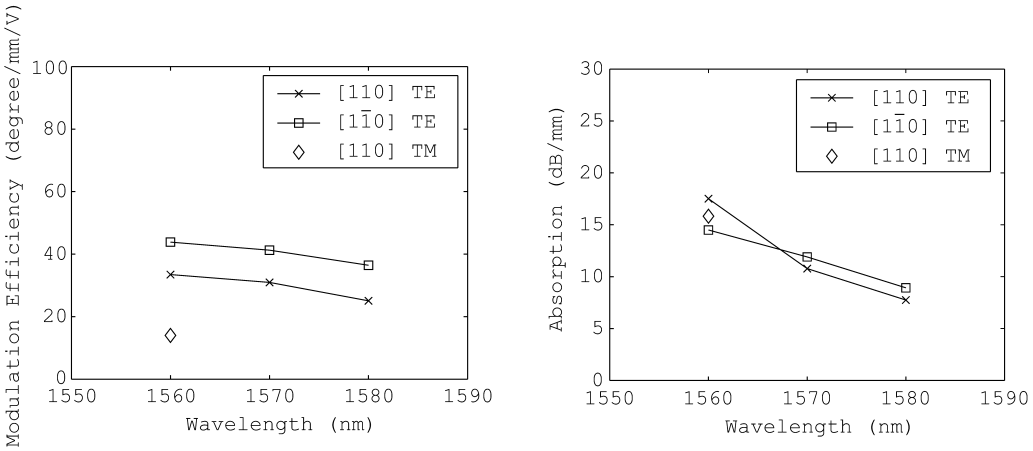


(a) $[1\bar{1}0]$ direction (TE)



(b) [110] direction (TE)

Figure 6.6: Measured phase shift in the InGaAlAs MQW (#3298).



(a) modulation efficiency

(b) absorption coefficient

Figure 6.7: Measured modulation efficiencies and absorption coefficients at 0 V (#3298).

光スイッチング素子への応用可能性

次に、光スイッチング素子としての適性について検討してみたい。光の経路をコントロールする空間光スイッチ [6] や、それらを組み合わせた光クロスコネクト [7]、光 ADM (add-drop multiplexer) [8] などの光集積デバイスでは、一般には光変調器ほどの高速性は要求されず、数百 ps のスイッチング時間をもつキャリア空乏型の位相変調器は魅力的である[2]。逆バイアス時のキャリア効果を用いることの利点を Table 6.1 にまとめたが、キャリア注入による屈折率変調と比較して電流注入がないため、変調器自体の消費電力がないこと、キャリア寿命による速度制限がなく、スイッチング速度はキャリア寿命よりも高速な RC 時定数により決まることが挙げられる。また、QCSE を利用する方式と比較して波長・偏光依存性が小さく、バイアスに対する線形性が強いことが特徴である。実現可能な屈折率変化量は $\Delta n \sim$0.001 であり、QCSE と同程度、キャリア注入型の 10 分の 1 程度である。

光集積素子として用いる場合、光の伝搬損失に対する要求は一般に光変調器よりも格段に厳しい。今回作製した InGaAlAs MQW (#4621) では、InGaAs キャップ層による吸収により動作波長における伝搬損失が数 dB/mm と大きいが、p-InP 膜厚の最適化により導波損失は大幅に減らせるものと考えられる。また、吸収の抑制のみならず、波長依存性を低減するためにも、吸収端波長を動作波長から十分に離すことが必要である。

このようなキャリア空乏型スイッチにおいては、バイアス 0 V で量子井戸にキャリアが蓄積しているため、自由キャリア吸収に起因する伝搬損失が懸念される。MQW に存在するキャリアによって実際にどれほどの吸収が生じるかは、逆バイアスを加えて MQW を完全に空乏した際に観測された吸収係数の変化量から見積もることができ、#4621 の場合は Fig. 6.8 により 1 dB/cm 程度である。一般にキャリアによる吸収は正孔の価電子帯間吸収

[2]Smit らのグループによる光クロスコネクトでは、n 型のバルク InGaAsP(Q1.3) をコア層に用いたキャリア空乏型の Mach-Zehnder 光スイッチが使われている [9]。

Table 6.1: Characteristics of various types of phase modulators.

	QCSE	Pockels effect	Carrier injection	Carrier depletion
Switching voltage	Small	Large	Power dissipation	Small
Switching speed	∼50 ps	∼50 ps	∼1 ns	∼100 ps
Polarization dependence	Yes	Yes	No	No
Wavelength dependence	Large	Small	Small	Small

によるものが支配的であって、p-InP に対しては $p = 3.1 \times 10^{17}$ cm^{-3} の濃度で 24 dB/cm の値が報告されている [10]。これに対し、電子による吸収は正孔によるものと比較して 10 分の 1 程度と小さいため、本節で取り上げるような n 型 MQW を用いた光素子においては、p 型 MQW の場合と比較してキャリアに起因する損失はほとんど問題にはならない。逆に言えば、キャリア空乏型のスイッチング素子では損失を抑制するためにコア層は n 型とすることが好ましい。

また、このようなネットワークノードにける光集積素子としては、広波長域にわたって偏光無依存であることも重要な要件である。キャリア効果による屈折率変化は、Fig. 6.3 に示したとおり偏光方向にはほとんど依存しないものの、実際に作製されたデバイスではポッケルス効果や QCSE が加え合わされるため、TE 偏光に対する変調効率が TM 偏光よりも大きくなる。偏光無依存化のためには、導波路を [110] 方向に形成することによりポッケルス効果と QCSE の偏光依存性を相殺すること、さらに歪量子井戸の導入により TM 偏光に対する QCSE を高効率化することが必要となる。

6.4 キャリア効果が EA 変調器のチャーピングに与える影響

不純物を含む MQW において、逆バイアス時に高効率な位相変調が起きることがわかったが、このような位相変調効果は強度変調器としての EA 変調器においてチャーピングを引き起こすため、好ましいものではない。ここでは、いかにして EA 変調器におけるキャリア効果を抑制できるかについて議論したい。

まず、キャリア効果に起因するチャーピングを抑制する上で最もストレートな方法は、MQW の不純物濃度を低減することである。InGaAlAs 中の不純物濃度を低減することは簡単ではないが、どれほどまで低減できれば EA 変調器の動作に支障がないかを検討することは有用である。Fig. 6.8, 6.9 は、不純物濃度が $N_d = 3 \times 10^{16}$ cm^{-3} および $N_d = 8 \times 10^{15}$ cm^{-3} の場合の InGaAlAs EA 変調器構造のバンド図である。キャリア効果が起こらないためには、10 周期の量子井戸の基底準位がいずれも伝導帯の擬フェルミ準位から十分に離れ

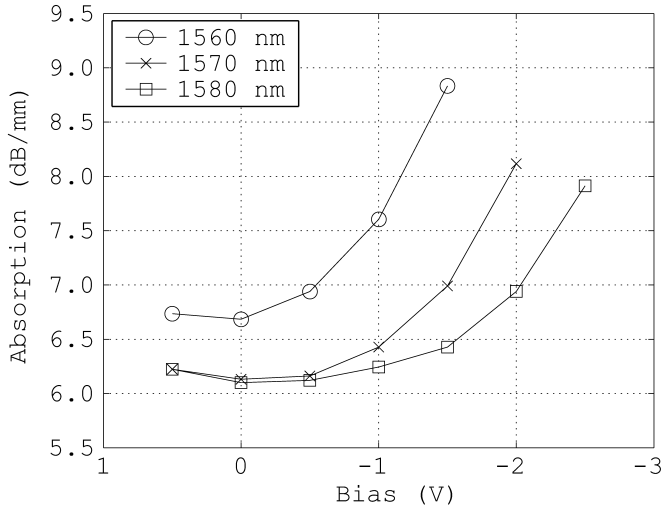


Figure 6.8: Absorption coefficients of the InGaAlAs MQW modulator around 0 V (#4621, $[1\bar{1}0]$ direction). Absorption coefficients were precisely determined from measureing a relatively long waveguide (977 μm) by the Fabry-Perot method.

ている必要があるが、不純物濃度が $N_d = 3 \times 10^{16}$ cm^{-3} の場合の計算結果によると、-1 V の逆バイアスをかけた状態においても量子井戸の一部がフェルミ準位にかかっており、キャリア効果のない状態で動作させるためには -1.5 V 以上の高い逆バイアスを加えなければならない。

これに対し、不純物濃度が $N_d = 8 \times 10^{15}$ cm^{-3} の場合では、バイアス -0.2 V において、すでにフェルミ準位が量子井戸から 0.18 eV ほど離れており、-0.2 V 以上の逆バイアス域において、低チャープな変調動作が可能である。したがって、低チャープな InGaAlAs EA 変調器を作製するためには不純物濃度を最低でも 10^{15} cm^{-3} 台まで低減する必要があり、不純物濃度がこの値を超える場合には、高い DC オフセットを加えた状態でない限り低チャープな強度変調は実現することができない。

一方で、キャリア効果を抑制するためには不純物濃度の低減のみならず、n クラッドと MQW との間にある程度の厚さのアンドープスペーサー層を挿入することが必要である。すなわち、MQW と n クラッドとが近接している場合、ポテンシャルの低い MQW に n クラッドからキャリアが流れ込み、バイアスを変化させた際にキャリア効果が発生することが考えられる。Fig. 6.10 はスペーサー層の厚さが 20 nm の場合のバンド図であるが、80 nm のスペーサー層が挿入されている Fig. 6.9 と異なり、-0.2 V のバイアスにおいてフェルミ準位が左端の量子井戸と重なっており、量子井戸にキャリアが存在していることがわかる。したがって、光の閉じ込めの観点からだけでなく、キャリア効果の抑制の観点からも、n クラッド側にはある程度の膜厚の SCH 層を挿入した方がよい。

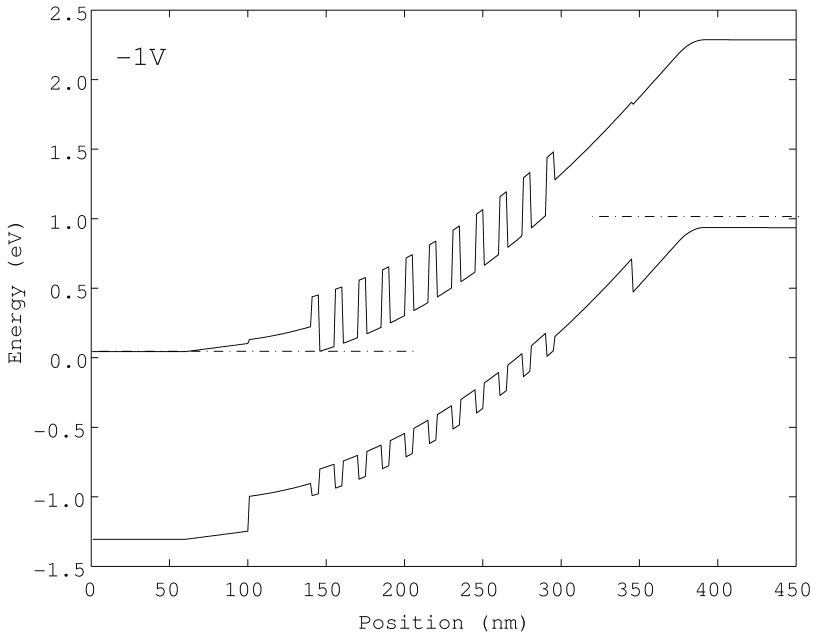


Figure 6.9: Band diagram of an InGaAlAs EA modulator ($N_d = 3 \times 10^{16}$ cm^{-3}).

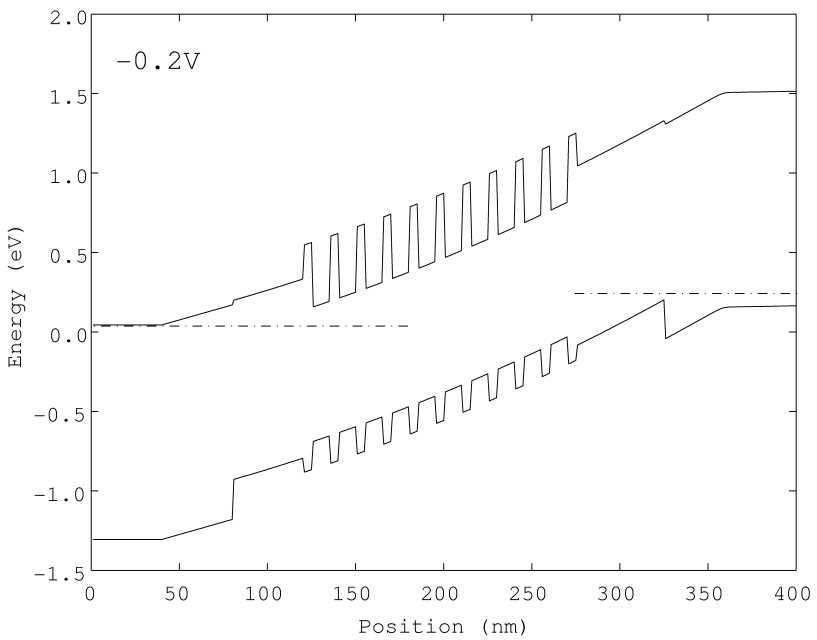


Figure 6.10: Band diagram of an InGaAlAs EA modulator ($N_d = 8 \times 10^{15}$ cm^{-3}).

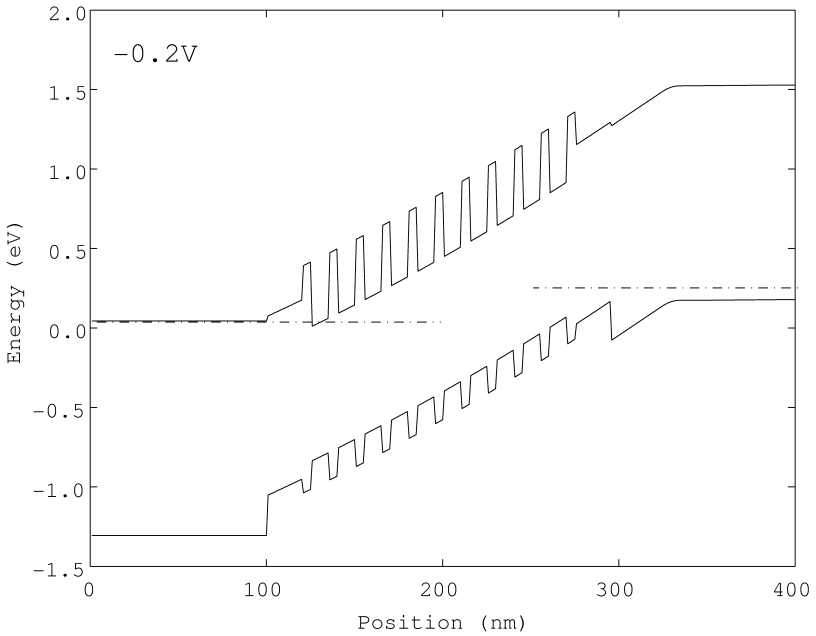


Figure 6.11: Band diagram of an InGaAlAs EA modulator without enough SCH layers ($N_d = 8 \times 10^{15}$ cm^{-3}). It reveals that carrier spills into the MQW layer.

6.5 まとめ

残留不純物が存在する MQW が空乏する際の屈折率変化量を見積もるため、本章では逆バイアス時のキャリア効果の数値計算を行った。その結果、量子井戸が n 型の場合、キャリア効果による実効屈折率変化は $\Delta n \sim 1 \times 10^{-3}$ にも及ぶことが明らかになった。これに対し、MQW が p 型の場合は、価電子帯の大きな状態密度の影響でキャリア効果は n 型のときよりも小さくなることがわかった。このため、MQW が n 型になりやすい Al 系 EA 変調器は、キャリア効果の影響で高チャープになる傾向がある。低チャープな EA 変調器を実現するためには MQW の不純物濃度を低減することが重要であるが、キャリア効果を考慮した活性層の設計も必要であることを説明した。このようなキャリア空乏による屈折率効果をむしろ積極的に利用することで、バイアスに対して線形かつ QCSE と比較して波長・偏光依存性の小さな光位相変調器を実現することができる。キャパシタンスが大きいために (変調帯域)/(駆動電圧) の性能では QCSE 型の変調器に若干劣るものの、波長依存性の小ささは InP Mach-Zehnder 変調器には魅力的であり、また、光クロスコネクトや光 ADM など、数百 ps のスイッチング時間の集積型光スイッチング素子としては最適であると考えられる。

References

[1] A. Alping *et al.*, "Highly efficient waveguide phase modulator for integrated optoelectronics," *Appl. Phys. Lett.*, **48**, pp. 1243-1245, 1986

[2] J. G. Mendoza *et al.*, "Analysis of depletion edge translation lightwave modulators," *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 793-808, 1988

[3] H. S. Park *et al.*, "Investigation of the modulation efficiency of InGaAsP/InP ridge waveguide phase modulator at 1.55 μm," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, pp. 4378-4382, 2003

[4] S. Akiyama *et al.*, "Wide-wavelength-band (30 nm) 10 Gbit/s operation of InP-based Mach-Zehnder modulator with constant driving voltage of 2 V_{pp}," *Photon. Technol. Lett.*, **17**, pp. 1408-1410, 2005

[5] C. Rolland *et al.*, "10 Gbit/s, 1.56μm multiquantum well InP/inGaAsP Mach-Zehnder optical modulator," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 471-472, 1993

[6] A. Sneh *et al.*, "Polarization-insensitive InP-based MQW digital optical switch," *Photon. Technol. Lett.*, **9**, pp. 1589-1591, 1997

[7] C. G. P. Herben *et al.*, "A compact integrated InP-based single-phasar optical cross-connect," *Photon. Technol. Lett.*, **10**, pp. 678-680, 1998

[8] C. G. M. Vreeburg *et al.*, "First InP-based reconfigurable integrated add-drop multiplexer," *Photon. Technol. Lett.*, **9**, pp. 188-190, 1997

[9] C. G. P. Herben, "Compact integrated cross connects for wavelength-division multiplexing networks," PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2000

[10] H. C. Casey and P. L. Carter, "Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP," *Appl. Phys. Lett.*, **44**, pp. 82-83, 1984

第7章　InAlAs結晶成長条件の検討

これまでの測定から、当研究室でMOVPE成長したInAlAs中には高濃度の不純物が含まれ、InGaAlAs MQW変調器をEA変調器として動作させた場合、キャリア効果により高チャープ特性を示すことが明らかになった。この不純物濃度を制御するうえで、不純物濃度の結晶成長条件への依存性を調査することは有効であると考えられる。

V族にAsH_3を用いて成長を行った場合のInAlAs中の不純物濃度については、すでに複数の報告があり、一般に高成長温度、高V/III比の場合に高純度の結晶が得られるとされている。これに対し、当研究室ではV族にTBAsを用いており、この場合の不純物濃度の成長条件依存性に関する報告はない。また、当研究室ではこれまでInGaAlAs系材料の結晶成長条件の検討が十分に行われてこなかったこともあり、成長条件が適切ではなかった可能性も考えられた。そこで、成長温度、成長レート、V/III比を変化させ、InAlAs中の不純物濃度の成長条件依存性の調査を行うことにした。

7.1　ショットキー法による不純物濃度の評価

結晶中のキャリア濃度を測定する方法としては、ホール測定がよく知られている。しかし、膜厚の薄いInAlAsエピタキシャル層に対する測定ではInAlAs/InPヘテロ界面に蓄積しているシートキャリアの影響を受けやすいうえ、酸素のような深いドナー準位に対しては正確な値が得られないという問題が指摘されている[1]。そこで、不純物濃度の評価法としてショットキー法(C-V法[2])を採用することにした。

ショットキー法では、n-InP基板上にMOVPE成長したInAlAs上に直接Ti/Au電極を蒸着する。この電極はn型のInAlAsに対してショットキー性を示すため、電極側に負バイアスを加えた場合、電流は流れない。したがって、電極とInAlAsの間に形成されるキャパシタンスをLCRメーターにより測定することができ、このキャパシタンスのバイアス依存性をみることによって不純物濃度を決定する。このショットキー法は、伝導帯のエネルギー準位が高いGaAsやInAlAsに対してのみ可能であって、InPやInGaAsのようにショットキー電極を形成できない半導体に対しては測定することができない。

7.1.1　測定の原理

金属と半導体とを接触させると、仕事関数の違いによりFig. 7.1のようにショットキー障壁が形成される。障壁高さをϕ_b、拡散電位をV_D、ショットキーダイオードに加える電圧を

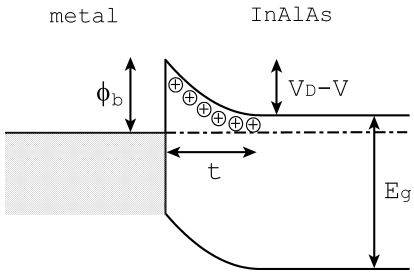


Figure 7.1: Band diagram of a metal/InAlAs Schottky diode.

V、半導体のドナー濃度を N_d とすると、空乏層幅は

$$t = \left[\frac{2\epsilon}{eN_d}(V_D - V)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7.1}$$

であり、単位面積当たりのキャパシタンスは

$$C = \left[\frac{e\epsilon N_d}{2(V_D - V)}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7.2}$$

となる。したがって $1/C^2$ を V で微分することで、N_d は

$$N_d = -\frac{2}{e\epsilon}\left[\frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right)\right]^{-1} \tag{7.3}$$

と求められる。

7.1.2 測定方法

まず MOVPE 法により所望の条件下で n-InP 基板上に InAlAs の結晶成長を行った。成長条件は成長温度 720 ℃、成長レート 0.44 nm/s、V/III 比 14.1 を基本とし、これらの条件一つを変えたときのキャリア濃度の変化を調査した。成長膜厚は、空乏層端が InP 基板に達しないよう 300 nm とした。

次に、成長後の InAlAs 上に EB 蒸着により Ti/Au 電極を蒸着した。InAlAs 上には表面の酸化を防ぐ目的で 5 nm 程度の InP 層の成長を行っているため、電極をつける直前にこれをウェットエッチングにより除去した。エッチングは 20% HCl で 10 秒間行った。純水リンスを 2 回行い、N_2 ブローで完全に乾燥させ、すぐに EB 蒸着室へ導入した。蒸着する電極の厚さは、Ti 25 nm, Au 120 nm とした。

蒸着後の基板は厚さ 120 μm まで裏面研磨を行い、裏面電極をつけたうえで 400 ℃で 1 分間アニールを行った。これをおよそ 500 μm 角の方形に劈開し、I-V および C-V の測定を行った。C-V 測定は pin 構造の場合と同様、VDEC 所有の LCR メーター 4284A を用いて行った。

典型的な I-V 特性を Fig. 7.2 に示すが、立ち上がり電圧は+0.3 V 前後、ブレークダウン電圧はおよそ −3 V であった。

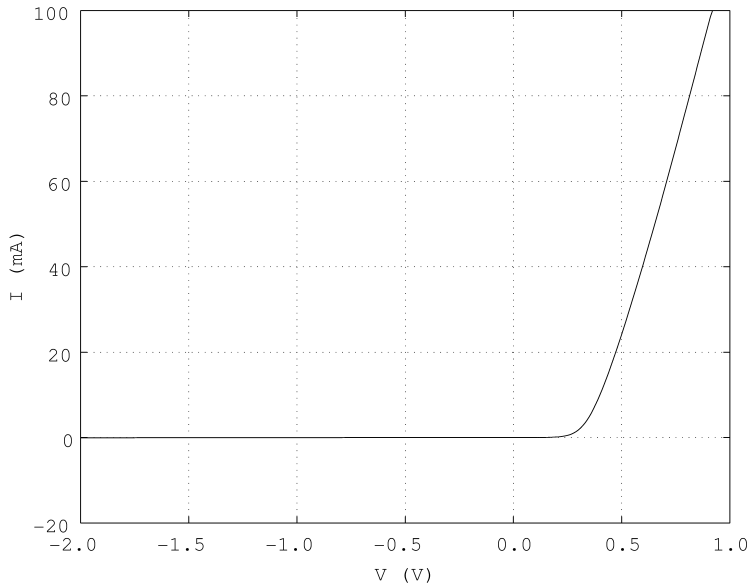


Figure 7.2: Typical I-V characteristics of an InAlAs Schottky diode (#4829).

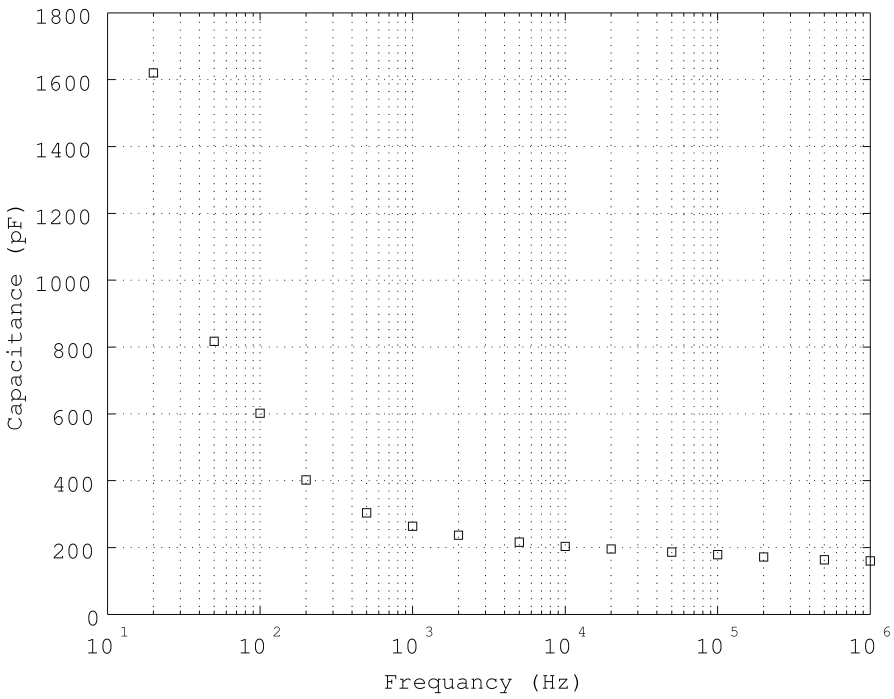


Figure 7.3: Frequancy dependence of the capacitances of the InAlAs Schottky diode (#4829).

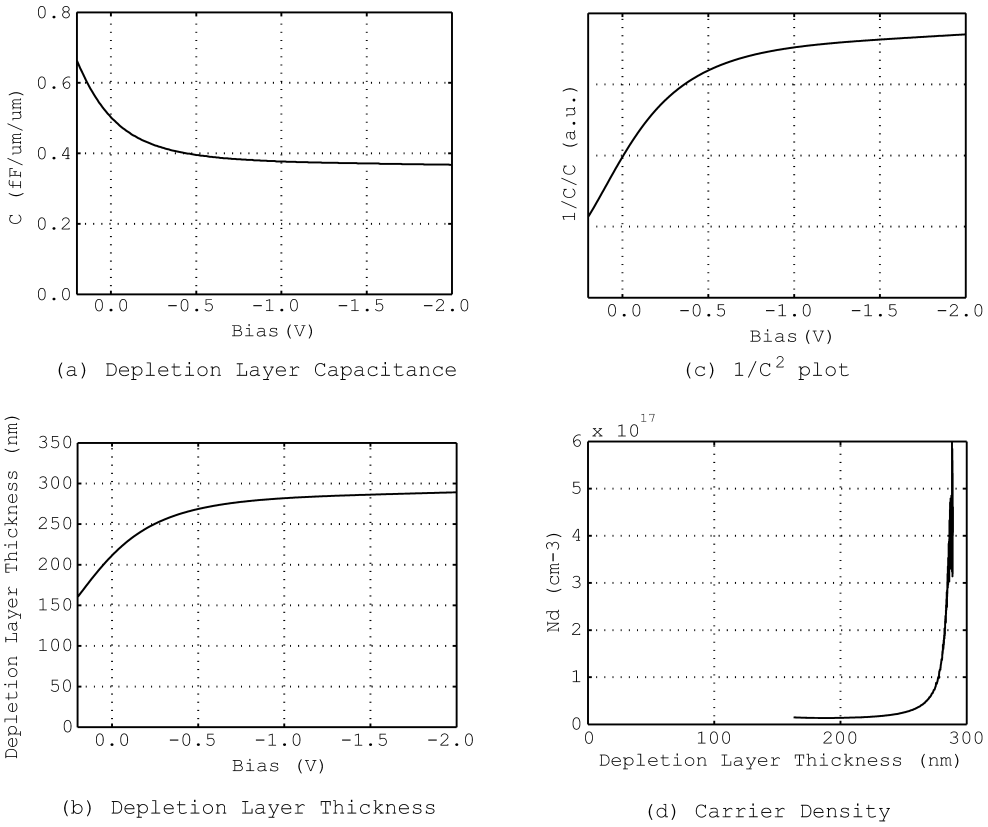


Figure 7.4: Typical C-V results of an InAlAs Schottky diode (#4853).

キャパシタンスの測定を行ったところ、pin 構造の場合と異なり、測定周波数に対する大きな依存性が観測された (Fig. 7.3)。このように低周波のときにキャパシタンスが大きくなるのは、表面準位もしくは表面近傍の深い準位からの充放電によるものではないかと考えられる。この影響を取り除くため、測定周波数は 1MHz とした。

測定結果の一例を Fig. 7.4 に示す。(a) が測定された単位面積当たりのキャパシタンス、(b) はキャパシタンスから算出した空乏層幅、(c) は $1/C^2$ のプロットであり、キャリア濃度の分布が (d) である。キャリア濃度は InAlAs 層内でほぼ均一であり、空乏層端が InAlAs/InP 界面に達すると、界面のシートキャリアの影響で急激に増大していることがわかる。

7.2 不純物濃度の成長条件依存性の調査

以上の方法で InAlAs 中のキャリア濃度の成長温度、成長レート、V/III 比に対する依存性の調査を行った。まず、成長温度が 720 ℃ (#4467)、680 ℃ (#4410)、610 ℃ (#4371) の 3 つのサンプルに対する InAlAs ショットキーダイオードの I-V 特性を Fig. 7.5 に示す。

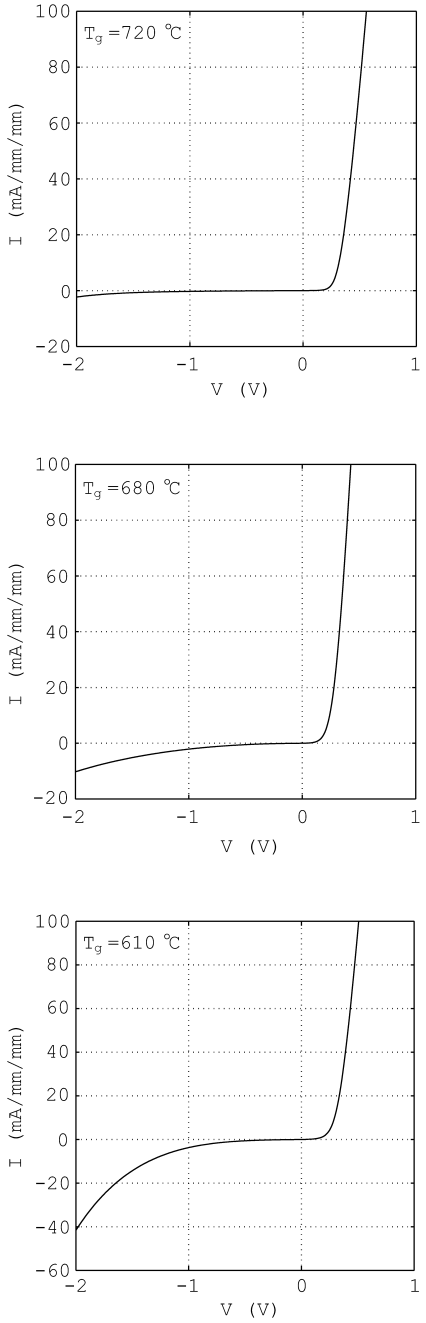


Figure 7.5: I-V characteristics of the InAlAs Schottky diodes with different growth temperatures.

これらのサンプルはいずれもリーク電流が大きいが、特に低温成長したサンプルほどリークが大きくなる傾向が見られた。Fig. 7.6 はこれらのサンプルの N_d を C-V で評価した結果であるが、低温成長したサンプルほど多くの不純物が含まれるという結果になった。

次に、成長レート依存性を調べるため、成長レートの異なる 2 つのサンプルに対して測定を行った結果を Fig. 7.7 に示す。#4829 は通常の成長レートで 300 nm 成長したもの、#4830 は成長レートを半分に落として成長を行ったものである。TBAs の流量を変えずに III 族の流量のみを半分にしたため、#4829 では V/III 比が実効的に 2 倍になっている。この結果から、成長レートを下げると不純物濃度は著しく増大することがわかる。すなわち、不純物は TMIn や TMAl などの III 族の原料に起因するのではなく、TBAs もしくはキャリアガスに含まれているものが結晶中に取り込まれていると判断できる。

#4467 と#4830 の不純物濃度を比べると、成長条件は全く同じであるにもかかわらず、N_d の値は#4830 において大きく低下している。このように結晶の純度が向上した理由は不明だが、可能性として考えられるのは、この間に TBAs のソース交換が行われたため、交換前と交換後の TBAs の純度が異なっていた可能性がある。また、この間の数回にわたるメインテナンスにより、リアクタのリークが低減され、酸素の混入が減った可能性も考えられる。いずれにせよ、InAlAs 中の不純物濃度は結晶成長条件以外にも、そのときの MOVPE の状況によっても大きく左右されていることが判明した。

V/III 比に対する依存性の調査も行った。Fig. 7.8 は V/III 比の異なる 3 つのサンプルに対する不純物濃度の評価結果である。V 族に AsH_3 を用いた場合、不純物濃度は V/III 比に対して強い依存性を持ち、V/III 比を上げることにより純度が向上することが知られているが [3][4]、Fig. 7.8 の結果によると、V 族に TBAs を用いた成長においては、不純物濃度の V/III 比に対する依存性は小さいことがわかる。N_d の値は全般に低く、V/III 比 25.3 のサンプルにおいては $N_d = 1.4 \times 10^{16}$ cm^{-3} であり、以前の 1/10 程度にまで不純物濃度が低減されていた。

Fig. 7.9 は、V/III 比の異なるそれぞれのサンプルについて表面を顕微鏡により観察した結果である。V/III 比が 8.2 のサンプルでは、結晶表面に多数の孔が存在していることがわかる。これは InAlAs を高温で成長したため、成長中もしくは成長後の降温中に As が結晶表面から抜けたためと考えられる。一方、V/III 比が 25.2 の条件で成長したサンプルでは、このような孔は全く見られず結晶表面は完全な鏡面となっていた。

測定された不純物濃度と、ショットキーダイオードのリーク電流との関係を Fig. 7.10 にプロットした。不純物濃度の高いサンプルほど逆バイアス時のリーク電流が大きくなる傾向がみられる。

7.3 高純度 InGaAlAs を用いた MQW の変調特性

InAlAs 中の不純物濃度が以前と比べて低減していることが判明したため、再度 InGaAlAs MQW を i 層に含む pin 構造の成長を行った (#4886)。成長を行った層構造を Fig. 7.11 に示す。このサンプルでは、#4621 から以下のような改善を加えた。

- u-InP 層、u-InGaAlAs SCH 層を薄くした。これにより i 層膜厚が 440 nm から 330

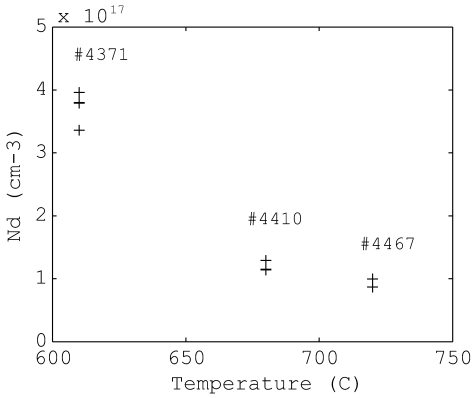


Figure 7.6: Temperature dependence of donor density in InAlAs.

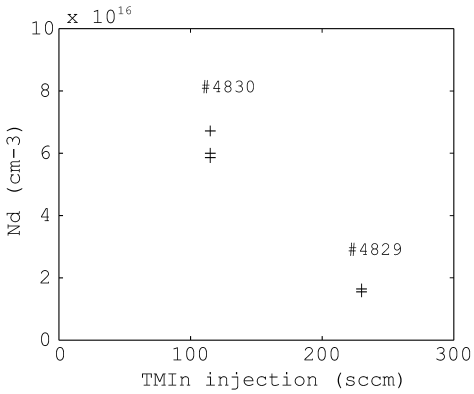


Figure 7.7: Growth rate dependence of donor density in InAlAs.

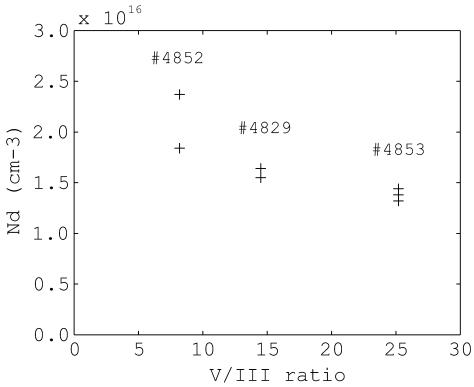
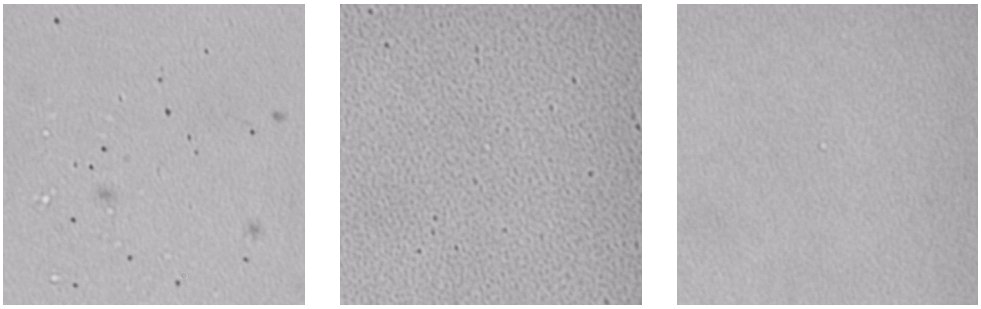


Figure 7.8: V/III ratio dependence of donor density in InAlAs.



(a) V/III = 8.2 (b) V/III = 14.1 (c) V/III = 25.2

Figure 7.9: Surface morphology of the MOVPE grown InAlAs with various V/III ratios (30 μm $\times$ 30 μm area).

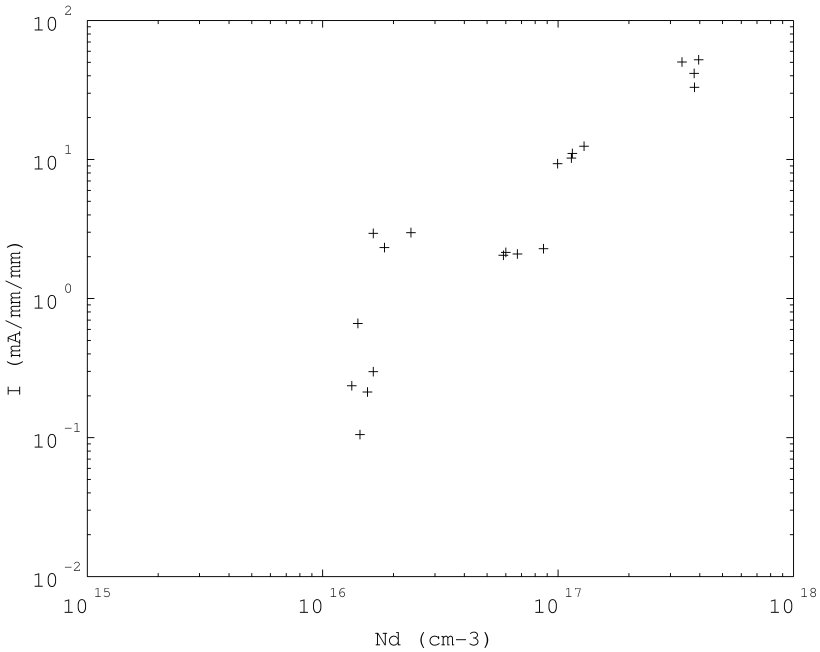


Figure 7.10: Measured leakage current of the InAlAs Schottky diodes at -2 V.

p-InGaAs (200 nm)
p-InP (1000 nm)
u-InP (30 nm)
u-InGaAlAs (50 nm)
u-InGaAlAs MQW (150nm)
u-InGaAlAs (40 nm)
u-InP (40 nm)
n-InP (300 nm)
n-InP substrate

Figure 7.11: Layer structure of the fabricated InGaAlAs MQW pin (#4886).

nm にまで縮小され、変調効率の向上が期待される。

- n-InP 層のドーピング濃度を 1.7 倍にした。これは、C-V 測定の結果、n-InP 層のドーピング濃度が不十分であることがわかったためである。

また、V/III 比の向上が不純物濃度の低減、結晶性の向上にある程度有効であることがわかったため、V/III 比を前回の 1.8 倍の 25.3 にして成長を行った。

I-V 測定の結果を Fig. 7.12 に示すが、#4621 と比べると逆バイアス時のリーク電流がやや大きく、−15 V でブレークダウンした。これは i 層の厚さを薄くしたため、i 層にかかる電界強度が強まったことによると考えられる。また、C-V 測定の結果を Fig. 7.13 に示すが、キャリア濃度は 3.6×10^{16} cm^{-3} であり、MQW は −1 V のバイアスでほぼ空乏しているとみられる。キャリア濃度は以前のサンプル (#4621) の半分程度にまで低減されたが、高純度のバルク InAlAs (#4853) と比べ、3 倍の値である。

Fig. 7.14 は吸収電流測定を行った結果である。0 V における吸収端波長は 1470 nm であり、逆バイアスを加えることにより吸収端がシフトする QCSE が観測された。Fig. 7.15 は吸収端のシフト量を#4621 と比較した結果であるが、シフト量は前回のサンプルと比較して増大し、−8 V のバイアスで 180 nm のシフトが観測された。これは i 層の膜厚を縮小したため、i 層に効率的に電界がかかるようになったためである。また、Fig. 7.16 は波長 1300 nm の入射光に対する吸収電流強度をプロットしたものであるが、今回のサンプルではキャリア濃度がある程度低減されたため、吸収電流強度の立ち上がりは#4621 と比べて急峻である。

次に、[1$\bar{1}$0] 方向に導波路を作製して変調特性の測定を行った。Fig. 7.17 は長さ 233 μm の導波路に対する強度変調特性の測定結果であるが、波長 1510 nm から 1580 nm の広波長域にわたって 20 dB 前後の高い消光比が得られている。変調効率は#4621 と比較して大き

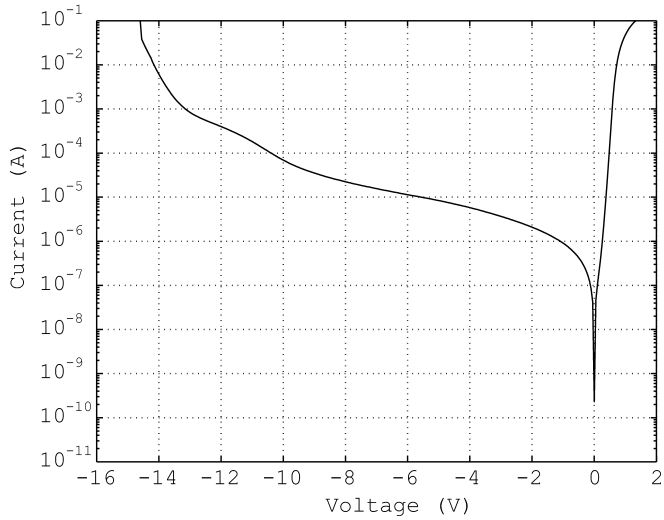


Figure 7.12: I-V characteristics of #4886.

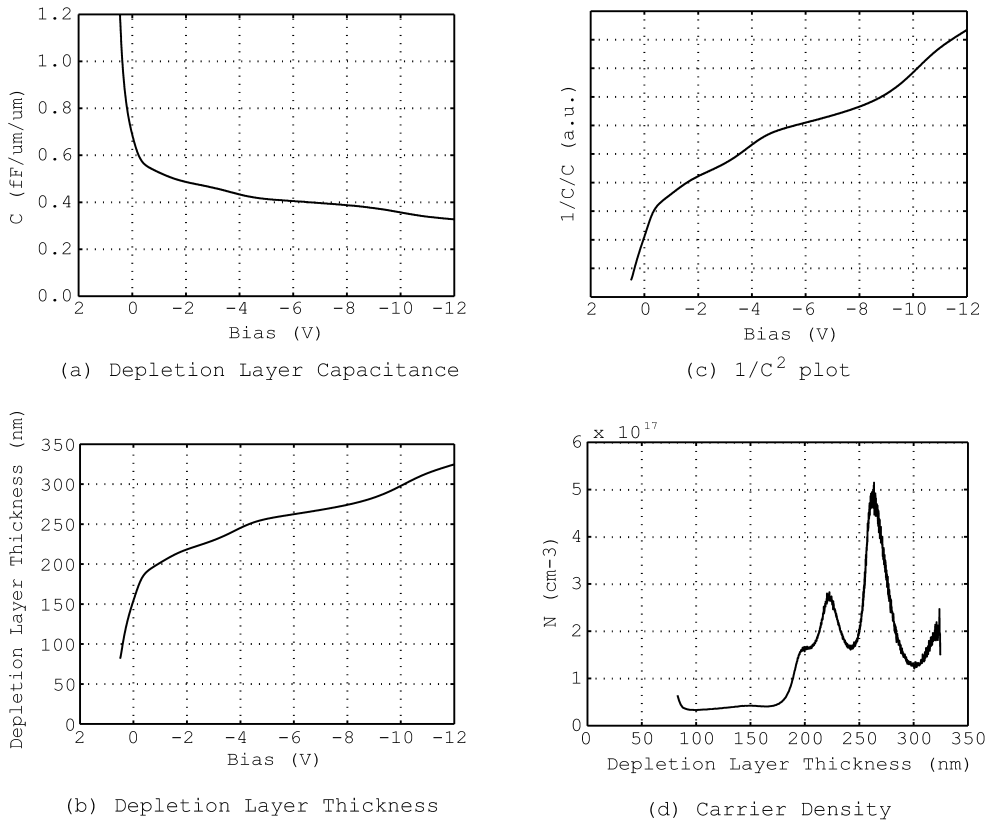


Figure 7.13: C-V results of the InGaAlAs pin (#4886).

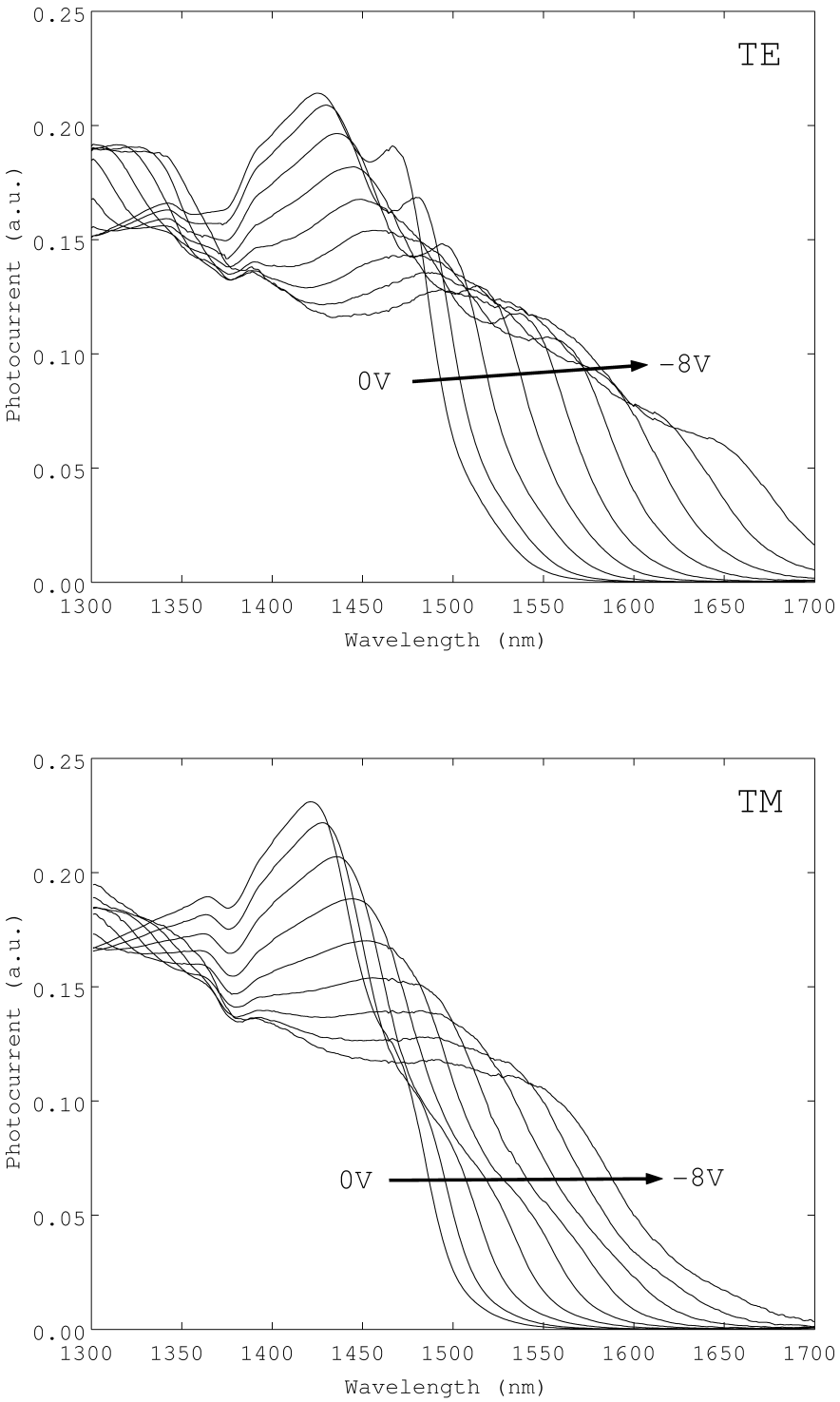


Figure 7.14: Photocurrent spectra of the InGaAlAs MQW (#4886).

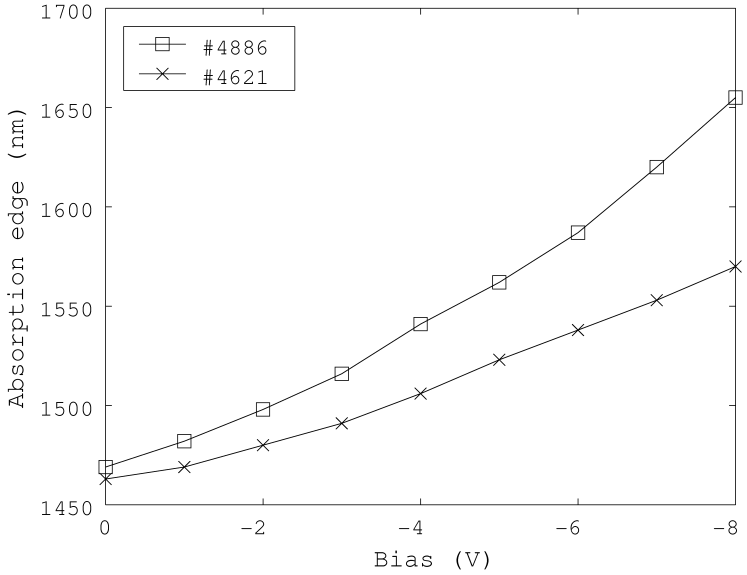


Figure 7.15: Measured Stark-shift in #4621 and #4886.

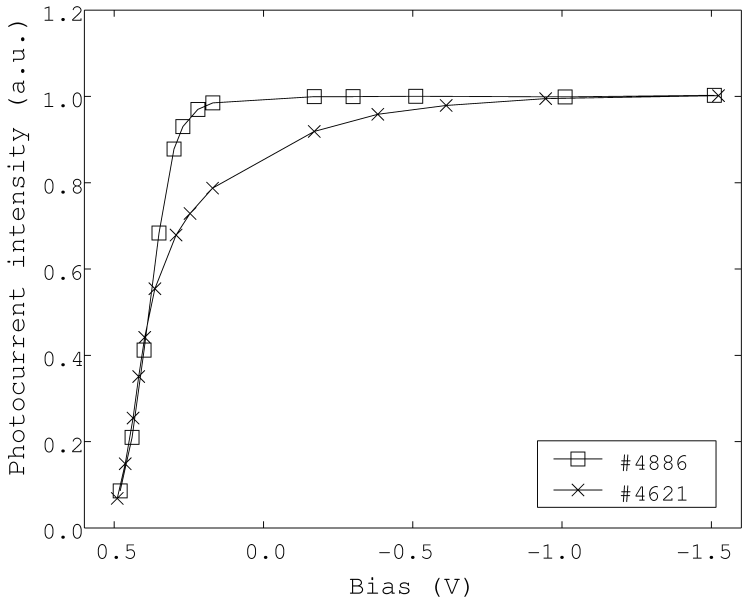


Figure 7.16: Bias dependence of the photocurrent intensity in #4621 and #4886.

く向上した。しかし強度変調が起こり始めるバイアスが全般に高く、作製された導波路に対して吸収電流測定を行ったところ、吸収端波長が 1430 nm にまで短波長化されていた。このように導波路を作製することにより吸収端波長が短波長化する現象は今回初めて観測されたものであり、原因は不明であるが、基板面内の不均一性に起因している可能性がある。

ファブリー・ペロー法で変調特性の測定を行った結果を Fig. 7.18-19 に示すが、このサンプルでも#4621 と同様、0 V 近傍でキャリア効果による高効率な位相変調が起きている。ただし、−2 V 近くまでキャリア効果によると思われる線形な位相シフトが観測された#4621 とは異なり、不純物濃度の低減された#4886 では、キャリア効果が支配的なのは −1 V 程度までである。

0 V 近傍での位相変調効率を Fig. 7.20 にまとめた。変調効率の波長依存性は小さく、吸収端波長である 1430 nm から 150 nm 離れた 1580 nm においても、87°/mm/V の高効率な位相シフトが観測された。

Fig. 7.21 は、バイアス 0 V および −2 V における位相変調効率を比較したものである。0 V においてはキャリア効果が支配的であり、位相変調効率の波長依存性は小さいのに対し、MQW が完全に空乏し、QCSE が支配的となる −2 V においては、位相変調効率の波長依存性は極めて大きく、動作波長が吸収端から離れるに従って変調効率は急速に低下していくことがわかる。

7.4 不純物濃度のミスマッチの原因

今回作製した InGaAlAs MQW (#4886) では、不純物濃度が#4621 の 8×10^{16} cm^{-3} から 3.6×10^{16} cm^{-3} にまで低減されたが、バルク InAlAs (#4853) の 1.4×10^{16} cm^{-3} と比較して増えるという結果になった。InGaAlAs MQW は InAlAs と比べて Al の組成が小さいため、本来ならば不純物濃度は InAlAs と比べて減るはずであるので、この結果は矛盾しているといえる。

この後、確認のため再度#4853 と同じ条件でバルク InAlAs の成長 (#4902) を行ったが、不純物濃度は 1.8×10^{16} cm^{-3} であり、大きな違いは観測されなかった。#4902 の直後に#4886 とほぼ同じ条件で InGaAlAs MQW pin 構造の成長 (#4903) を行ったので、それに対する C-V の評価を行った。その結果、#4903 の不純物濃度は 4.2×10^{16} cm^{-3} であり、#4886 と大きな違いは見られなかった。

以上のように、バルク InAlAs では比較的高純度の結晶が得られるにもかかわらず、MQW の pin 構造にすると不純物濃度が増えるという現象が、再現性よく確認された。このようになる理由として、以下のような原因が考えられる。

1. バルク InAlAs の成長時には TBAs.Inject1 のみを用いたのに対し、pin 構造の成長時は TBAs.Inject1 および TBAs.Inject2 の両方を用いている。
2. 膜厚 300 nm が十分ではなく、ショットキー法による測定値が正確ではない。

まず、最も可能性として考えられるのが、1 の理由である。当研究室ではほとんどの成長では TBAs.Inject1 のみが使用されており、TBAs.Inject2 の使用頻度は少ない。したがって、

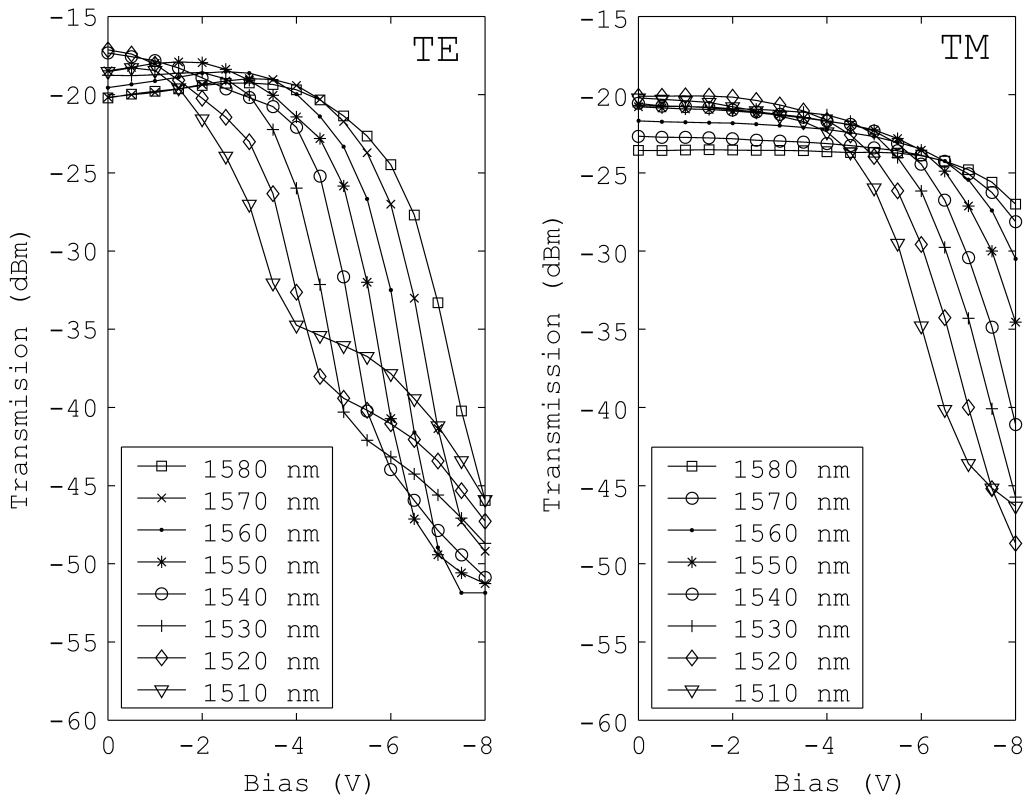
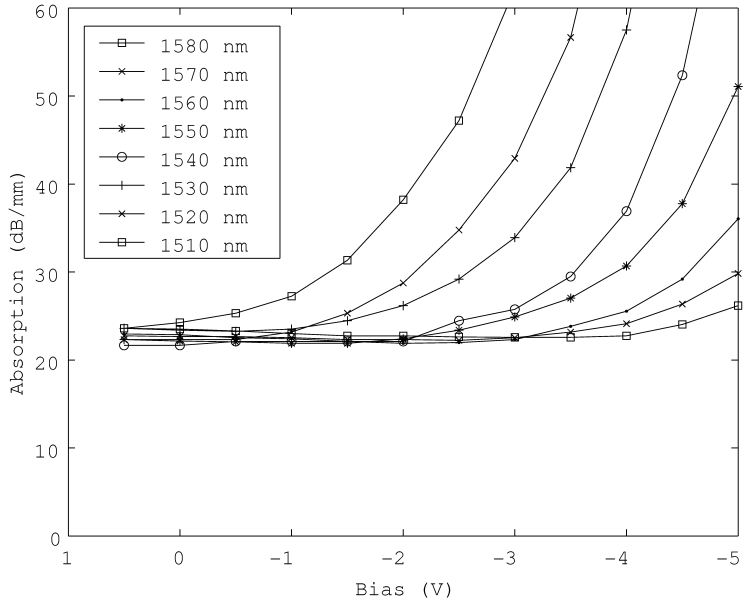
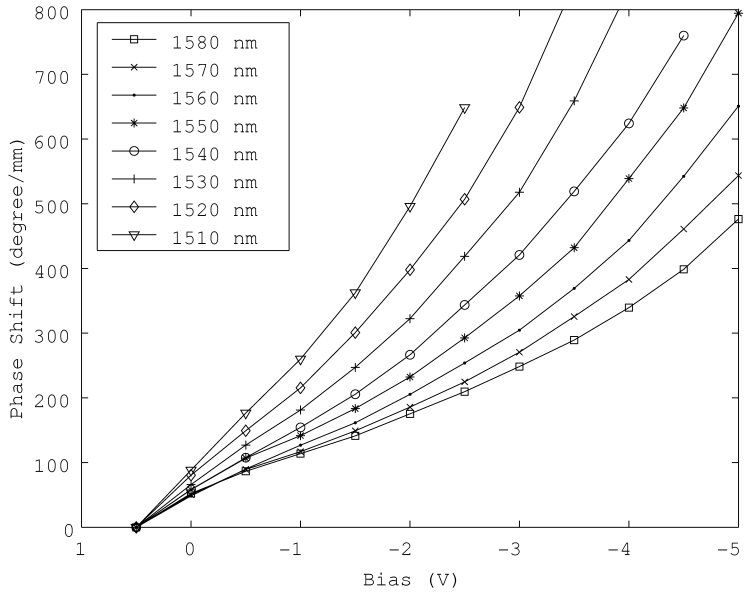


Figure 7.17: Intensity modulation characteristics of the InGaAlAs MQW modulator (#4886, [1$\bar{1}$0] direction).

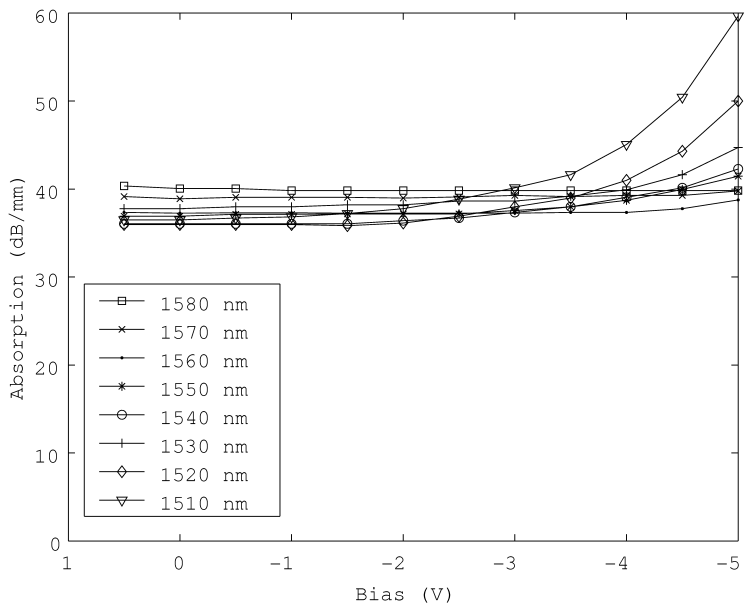


(a) Absorption coefficient

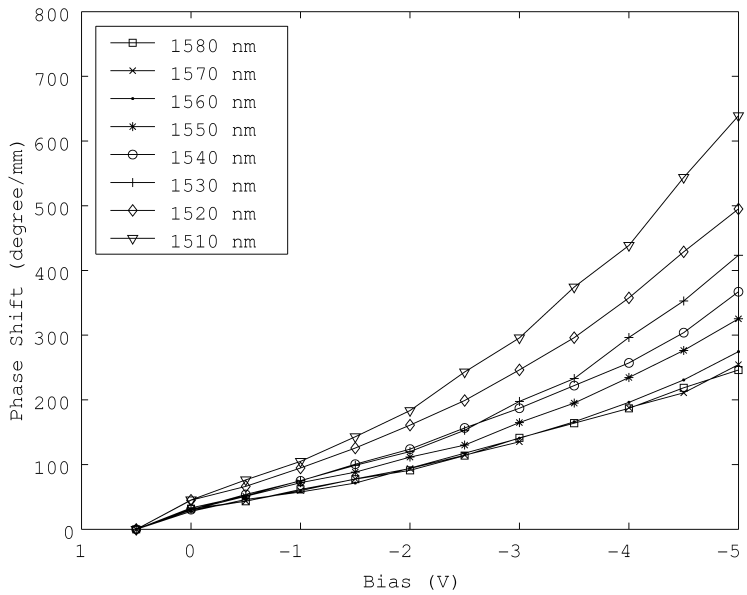


(b) Phase shift

Figure 7.18: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TE mode (#4886, $[1\bar{1}0]$ direction).



(a) Absorption coefficient



(b) Phase shift

Figure 7.19: Measured absorption coefficient and phase shift of the InGaAlAs MQW for TM mode (#4886, $[1\bar{1}0]$ direction).

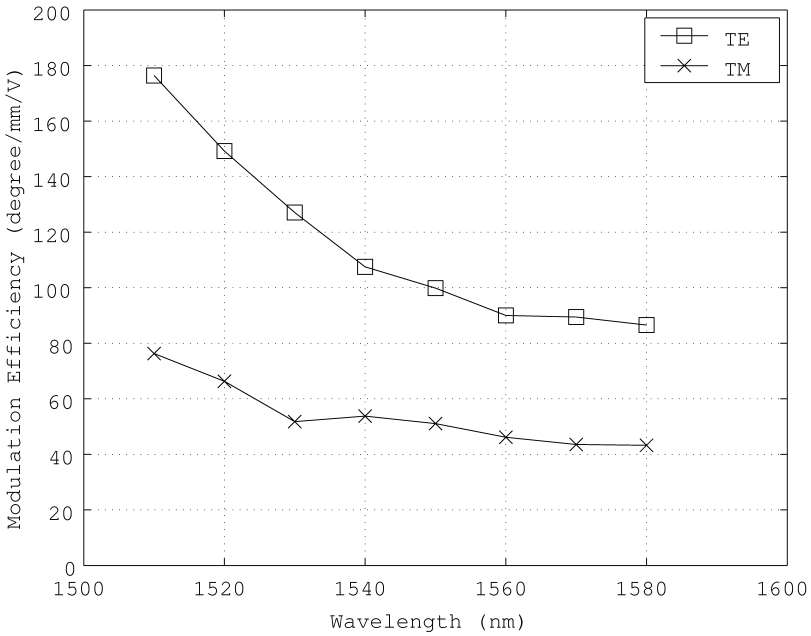


Figure 7.20: Summary of the phase modulation efficiency of the InGaAlAs MQW around 0 V (#4886, [1$\bar{1}$0] direction).

いったんラインが大気に暴露されると、配管の内側に付着した不純物が長期間にわたって残留し続け、このラインを通った原料の純度が低下している可能性が考えられる。

もう一つ考えられるのが 2 の理由であり、膜厚が十分でないとバンド端不連続の影響で InAlAs 中のキャリアが InAlAs/InP ヘテロ界面に逃げてしまい、見かけ上ショットキー法で測定される不純物濃度が低く見える可能性がある。通常 InAlAs に対するショットキー法では膜厚 1.5 μm 程度まで成長するのが一般的であり、0.3 μm は十分でなかった可能性がある。いずれにしても現時点では何が原因であったのか判断が難しく、今後の調査により明らかにしていく必要がある。

7.5 まとめ

MOVPE 成長した InAlAs 中に含まれる不純物濃度の制御を目的として、ショットキー法により不純物濃度の成長条件依存性の調査を行った。その結果、不純物濃度は成長温度、成長レート、V/III 比すべてに対して依存性が見られ、特に成長レートに対する依存性が大きいことが明らかになった。しかし同時に、結晶中の不純物濃度は成長条件以外の要因によっても大きく左右されていることがわかり、成長条件の最適化だけでは高純度の InGaAlAs MQW を得ることはできないことが明らかになった。再度 InGaAlAs MQW の pin 構造の成長を行ったところ、キャリア濃度は以前の半分以下の 3.6×10^{16} cm^{-3} にまで低減されたも

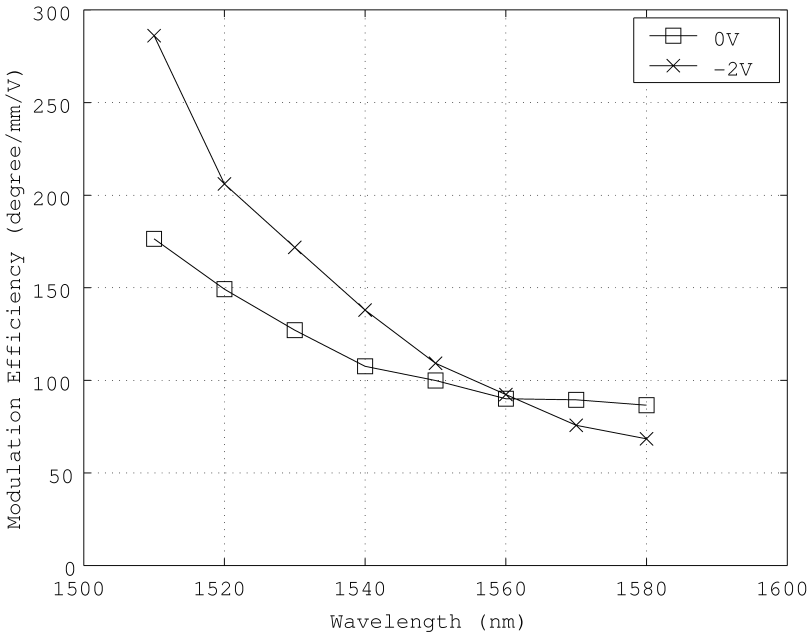


Figure 7.21: Wavelength dependence of the phase modulation efficiency of the InGaAlAs MQW at 0 V and −2 V (#4886, [1$\bar{1}$0] direction).

のの、この濃度はキャリア効果の抑制には不十分であり、測定の結果、逆バイアス時のキャリア効果により吸収端から 150 nm 離れた波長において、強度変調を伴わない 87°/mm/V の高効率な位相変調効果が観測された。

References

[1] R. Bhat *et al.*, "Growth of high quality AlInAs by low pressure organometallic chemical vapor deposition for high speed and optoelectronic device applications," *J. Cryst. Growth*, **108**, pp. 441-448, 1991

[2] 河東田隆, "半導体評価技術," 産業図書, pp. 232-237, 1989

[3] F. W. Reier *et al.*, "Doping characteristics of undoped and Zn-doped In(Ga)AlAs layers grown by low-pressure metalorganic vapour phase epitaxy," *J. Cryst. Growth*, **135**, pp. 463-468, 1994

[4] T. Tsuchiya *et al.*, "Low-threshold and high-temperature characteristics of 1.3-μm InGaAlAs MQW lasers grown by metalorganic vapor-phase epitaxy," *IPRM2000*, pp. 266-269, 2000

第8章　結論

低チャープなEA変調器や高効率InP Mach-Zehnder変調器の実現に向けて、MOVPE成長したInGaAsP MQWおよびInGaAlAs MQWにおける逆バイアス時の変調特性の詳細な評価を行った。その結果、いずれのサンプルに対しても逆バイアスを印加することにより20 dB以上の強度変調が観測され、EA変調器として十分な特性が示されたものの、MOVPE成長したInGaAlAs MQWにおいてはInGaAsP MQWとは異なり、吸収端から離れた波長1580 nmにおいて、バイアス0 V付近で109°/mm/Vというきわめて高効率な位相変調効果が観測された。さらにこの位相変調効果は、従来からよく知られているポッケルス効果やQCSEでは説明しきれないことが明らかになった。

このようなInGaAlAs MQWにおいて観測された高効率な位相変調効果の原因を調べるため、C-V法を導入し、空乏層幅およびMQW中のキャリア濃度の測定を行った。その結果、ノンドープのはずのInGaAlAs MQWは、実は8×10^{16} cm^{-3}の高濃度のn型になっており、このため、逆バイアスを加えることにより量子井戸中のキャリアが空乏し、MQWのキャリア密度が大きく変化することが明らかになった。

さらに、このキャリア空乏の際に起きる屈折率変化量を見積もるため、キャリア効果を考慮した数値シミュレータを開発し、計算を行ったところ、MQWが8×10^{16} cm^{-3}のn型の場合、キャリア空乏により$\Delta n = 1 \times 10^{-3}$程度の高効率な位相変調が起きることが示された。以上の結果から、InGaAlAs MQWにおいて観測された高効率な位相変調効果は、よく知られているQCSEやポッケルス効果によるものではなく、MQWのキャリア空乏に起因するバンドフィリングによるものであることを示した。

MOVPEにより成長したInGaAlAs MQWがこのように高濃度のn型になる原因として、InAlAs中に含まれる残留不純物、特に酸素がドナーとなっていることが疑われた。この不純物濃度を減らし、高純度のInGaAlAs MQWを得るため、ショットキー法を用いて不純物濃度の成長条件依存性の調査を行った。その結果、不純物濃度は成長温度、成長レート、V/III比すべてにおいて依存性がみられ、特に成長レートに対する依存性が大きいことがわかった。しかしこれら結晶成長条件以外にも、MQW中の不純物濃度を左右する要因が存在し、成長条件の最適化だけでは高純度のInGaAlAs MQWは得られないことが明らかなった。

新たに成長を行ったInGaAlAs MQW pin構造において、MQW中のキャリア濃度が3.6×10^{16}cm^{-3}まで低減されたため、再度変調器を作製して位相変調特性の評価を行った。しかし、キャリア効果が抑制されることはなく、吸収端から150 nm離れた波長1580 nmにおいて、強度変調を伴わない87 °/mm/Vの高効率な位相変調が観測された。

このような逆バイアス時のキャリア空乏に起因する位相変調効果は EA 変調器のチャープ特性を著しく悪化させるため、MQW が n 型になりやすい Al 系 EA 変調器において、u-InGaAlAs MQW 層の不純物濃度の低減が極めて重要であることを指摘したほか、低チャープな EA 変調器の実現には、不純物濃度の制御以外にもキャリア効果を考慮した活性層の設計が必要であることを説明した。

一方、このようなキャリア空乏に起因する位相変調効果をむしろ積極的に利用した InP Mach-Zehnder 変調器および光スイッチング素子の可能性について考察を行い、キャリア効果を用いることにより、QCSE では実現の難しい、バイアスに対して線形かつ波長・偏光依存性の小さな光位相変調器を実現できることを説明した。これらキャリア空乏型の位相変調器は全般にキャパシタンスが大きく、(変調帯域幅)/(駆動電圧) で決まる性能では従来の QCSE による方式と比べてやや劣るものの、集中定数型であっても 10 GHz 近い帯域幅の InP Mach-Zehnder 変調器を実現できることを説明した。さらに、光クロスコネクトや光 ADM などの集積型光スイッチング素子への応用可能性について検討を行い、キャリア空乏型位相変調器は他の方式を用いるものと比較して数多くの利点を持っており、集積型光スイッチとしては特に適していることを説明した。

以上のように、本研究では不純物を含む MQW に逆バイアスを加えたときの位相変調特性において、すでによく知られている QCSE やポッケルス効果だけではなく、空乏層広がりに起因するキャリア効果が重要な役割を果たしており、この逆バイアス時のキャリア効果を制御・活用することが、高性能な光変調器や光集積素子を実現するうえで重要であることを明らかにした。

謝辞

本研究を進めるにあたり、中野・杉山研究室の多くの方々にお世話になりました。助手の清水大雅氏には、変調器のプロセスから測定方法まで多くのことを教えていただき、また、様々な場で助言をいただきました。特に研究成果を前向きに評価し、多くの学会発表を薦めてくださいました。博士課程の雨宮氏には、同じ研究グループのメンバーとして多くのことを指導していただいただけでなく、さまざまな機会に励ましの言葉をいただきました。また、度重なる MOVPE 装置のトラブルにもかかわらず、結晶成長を必要とする本研究を支障なく進めることができたのは、博士課程の塩田氏をはじめとした方々の献身的なメインテナンスによるものです。さらに、修士課程の武田氏には、本研究で重要な役割を果たした C-V 測定について教えていただきました。これら多くの方々の協力なくして本研究は成し遂げることはできなかったものであり、この場を借りて感謝いたします。

付 録A　クラマース・クローニッヒの関係式

クラマース・クローニッヒの関係式は、光半導体の解析によく使われる関係式であるが、この関係式について誤解をしている人が少なくない。また、複数の表式が教科書や論文で混在して使われているため、それらの間の関係がわかりにくくなっていることも事実である。そこで、ここではクラマース・クローニッヒの関係式について整理しておくことにする。

まず、任意の線形システムに対しては周波数応答関数 $\chi(\omega)$ を定義することができ、周波数 ω の入力 $Ae^{j\omega t}$ に対するシステムの応答は $\chi(\omega)Ae^{j\omega t}$ で表される。以下では $\chi(\omega)$ の実部と虚部を次のように表すことにする。

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \tag{A.1}$$

このとき、システムが安定であるならば (すなわち有限の大きさの入力に対して出力が発散しないならば)、複素関数論により以下のクラマース・クローニッヒの関係式 (A.2)(A.3) が導かれる。

$$\chi''(\omega) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\chi'(\omega')}{\omega'-\omega}d\omega' \tag{A.2}$$

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\chi''(\omega')}{\omega'-\omega}d\omega' \tag{A.3}$$

積分はコーシーの主値積分であり、分母が 0 になる範囲の積分は行わない。この式は近似を一切含まない厳密な式であって、すべての線形システムに対して正しく成り立つ式である。ここで次のことを仮定する。

$$\chi'(-\omega) = \chi'(\omega) \tag{A.4}$$

$$\chi''(-\omega) = -\chi''(\omega) \tag{A.5}$$

この仮定は、複素関数の実部を実在の物理量とみなす考え方において、常に正しい。この場合、$[-\infty, 0]$ の区間の積分を $[0, \infty]$ の区間の積分に書き換えることにより、次のクラマース・クローニッヒの関係式 (A.6)(A.7) を導くことができる。

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi}\int_{0}^{\infty}\frac{\chi''(\omega')\omega'}{\omega'^2-\omega^2}d\omega' \tag{A.6}$$

$$\chi''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi}\int_{0}^{\infty}\frac{\chi'(\omega')}{\omega'^2-\omega^2}d\omega' \tag{A.7}$$

以下では特に $\chi(\omega)$ を誘電体の電気感受率と考え、議論を進めることにする。すなわち、周波数 ω の電界 $Ee^{j\omega t}$ に対し、分極が

$$Pe^{j\omega t} = \epsilon_0 \chi(\omega) E e^{j\omega t} \tag{A.8}$$

により表されるとする。このとき、誘電体の複素屈折率 $n - j\kappa$ と χ との間には次の関係が成り立つ。

$$n - j\kappa = \sqrt{1 + \chi} \tag{A.9}$$

もともとの屈折率が n_0 であったところから χ が変化すれば、(A.9) にしたがって n, κ が変化する。このとき χ の変化量が

$$\Delta\chi' \ll {n_0}^2, \quad \Delta\chi'' \ll {n_0}^2 \tag{A.10}$$

の条件を満たすとき、これら微小変化量の間には

$$\Delta n = \frac{\Delta\chi'}{2n_0}, \quad \Delta\kappa = \frac{\Delta\chi''}{2n_0} \tag{A.11}$$

の関係がある。したがって (A.6) を屈折率変化 Δn および吸収係数

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} \tag{A.12}$$

の変化量 $\Delta\alpha$ を用いて表すことができ、その結果が

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \tag{A.13}$$

である。また、周波数ではなく波長での表現も可能であり、この場合 (A.13) を変形することにより

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda' \tag{A.14}$$

が導かれる。

このようにクラマース・クローニッヒの関係式には 4 通りの表現法があり、また、$\chi(\omega)$ の虚部の符号の取り方によっても表記が異なるため、混同せぬよう十分な注意が必要である。

付 録B　スツルム関数

本節では、励起子の状態を変分法により計算する際の式 (2.41) に現れるスツルム関数の定義およびその性質について紹介する。まずスツルム関数の定義であるが、$\nu(\geq 0)$ 次のスツルム関数は

$$H_\nu(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (z/2)^{\nu+2n+1}}{\Gamma(n+\frac{3}{2})\Gamma(\nu+n+\frac{3}{2})} \tag{B.1}$$

により定義される複素関数である。特に $\nu = 1$ の場合は

$$H_1(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(-1)^n z^{2n+2}}{\pi(2n+1)!!(2n+3)!!} \tag{B.2}$$

である。スツルム関数に対しては次のような積分表示式が知られている。

$$H_\nu(z) = \frac{2(z/2)^\nu}{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu+\frac{1}{2})} \int_0^1 (1-t^2)^{\nu-\frac{1}{2}} \sin zt \ dt \tag{B.3}$$

一方、ノイマン関数 $N_\nu(z)$ に対する積分表示式によれば、

$$\begin{aligned} &\frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}{z^\nu} N_\nu(z) \\ &= \frac{1}{2^{\nu-1}} \Big[\int_0^1 \sin zt \ (1-t^2)^{\nu-\frac{1}{2}} dt - \int_0^\infty e^{-zt} (1+t^2)^{\nu-\frac{1}{2}} dt \Big] \end{aligned} \tag{B.4}$$

である。これら (B.3)(B.4) により、次式が導かれる。

$$\int_0^\infty e^{-zt} (1+t^2)^{\nu-\frac{1}{2}} dt = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu+\frac{1}{2})}{2(z/2)^\nu} \big[H_\nu(z) - N_\nu(z) \big] \tag{B.5}$$

特に $\nu = 1$ とすると

$$\int_0^\infty e^{-zt} (1+t^2)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{\pi}{2z} \big[H_1(z) - N_1(z) \big] \tag{B.6}$$

であり、左辺を部分積分することにより

$$\int_0^\infty \frac{te^{-zt}}{\sqrt{1+t^2}} dt = \frac{\pi}{2} \big[H_1(z) - N_1(z) \big] - 1 \tag{B.7}$$

が導かれる。(B.7) 式により、(2.40) に現れる定積分は次のように表現される。

$$\int_0^\infty \frac{te^{-t}}{\sqrt{t^2+z^2}} dt = z \Big[\frac{\pi}{2} \Big\{ H_1(z) - N_1(z) \Big\} - 1 \Big] \tag{B.8}$$

以上で (2.41) 式が証明された。$H_1(z)$ の計算には (B.2) 式を用いる。(B.2) により計算を行った $H_1(z)$ および定積分 (B.8) をプロットしたグラフを Fig. B.1 に示す。

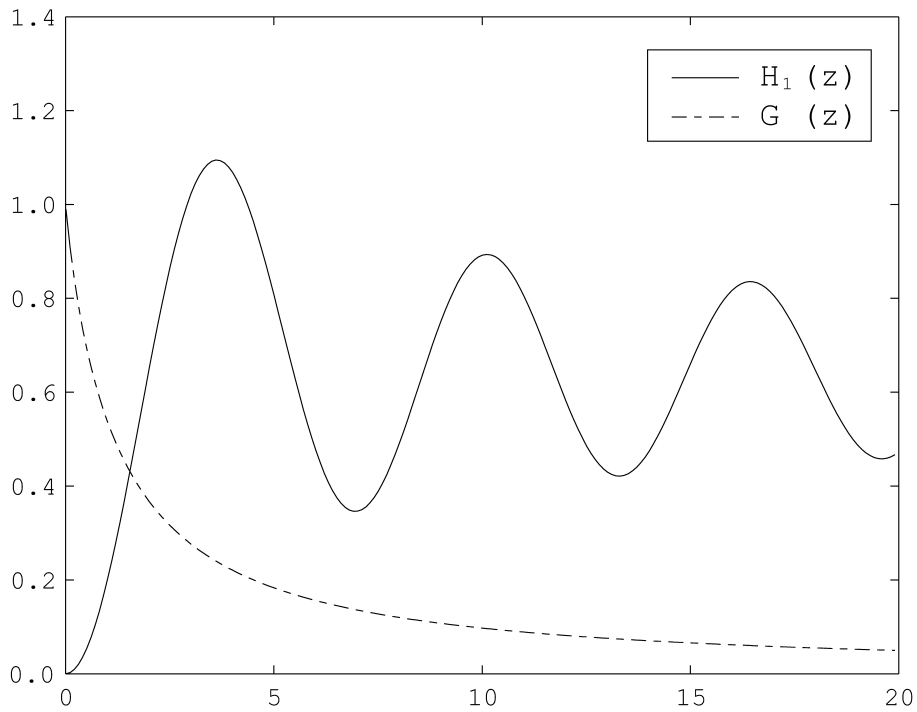


Figure B.1: Plot of $H_1(z)$ and $G(z)$.

付 録C　多重量子井戸における光吸収

本節では MQW を伝搬する光に対する吸収係数の式 (2.20) の導出を行う。
量子井戸の面内方向にベクトルポテンシャル

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A_0}\cos(\omega t - kx) \tag{C.1}$$

で表される光が伝搬している場合、価電子帯に存在している電子は電磁界から時間に依存する次のような摂動を受ける。

$$H'(t) = -\frac{e}{m_0}\mathbf{A}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{p} \tag{C.2}$$

この $H'(t)$ を次のように分解すると、

$$H'(t) = H'e^{-j\omega t} + (H')^* e^{j\omega t} \tag{C.3}$$

$$H' = -\frac{eA_0}{2m_0}e^{jkx}(\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}) \tag{C.4}$$

フェルミの黄金率により、価電子帯と伝導帯のエネルギー準位間隔が E である場合の単位時間当たりの遷移確率が

$$W = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{ab}|^2\delta(\hbar\omega - E) \tag{C.5}$$

と求められる。H_{ab} は伝導帯、価電子帯間の H' の行列要素であり、伝導帯、価電子帯の波動関数をそれぞれ ψ_e, ψ_h として

$$H_{ab} = \langle\psi_e|H'|\psi_h\rangle \tag{C.6}$$

で定義される。光学遷移行列要素を

$$M = \langle\psi_e|e^{jkx}(\mathbf{e}\cdot\mathbf{p})|\psi_h\rangle \tag{C.7}$$

により定義すれば、(C.5) は

$$W = \frac{\pi e^2 {A_0}^2}{2{m_0}^2\hbar}|M|^2\delta(\hbar\omega - E) \tag{C.8}$$

と表される。光波の波数 k は一般に電子に対するものよりも数桁小さいため、通常 (C.7) における e^{jkx} の項は無視することができ、M は $\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}$ に対する行列要素とみなすことができる。

光の吸収係数は、単位時間・単位体積あたりに MQW で消費されるエネルギー P および MQW に入射する単位面積当たりの電磁界エネルギー S を用いて

$$\alpha = \frac{P}{S} \tag{C.9}$$

と表すことができる。S は (C.1) で表される電磁波に対するポインティングベクトルの時間平均に等しく、

$$S = \frac{\epsilon_0 n_r c \omega^2 {A_0}^2}{2} \tag{C.10}$$

であり、また、P は ΩL_z の体積領域で単位時間当たり $W \times \hbar\omega$ のエネルギーが消費されることから

$$P = \frac{W \times \hbar\omega}{\Omega L_z} \tag{C.11}$$

である。したがって、周期 L_z の多重量子井戸に対する吸収係数は次のようになる。

$$\alpha = \frac{\pi e^2 |M|^2}{\epsilon_0 n_r c {m_0}^2 \omega} \frac{1}{\Omega L_z} \delta(\hbar\omega - E) \tag{C.12}$$

以上で (2.20) が証明された。

付 録D　記号

本論文で使用した記号を Table D.1 にまとめた。

Table D.1: List of symbols used in this thesis.

${E_e}^{(n)}$	伝導帯の n 番目のサブバンドのエネルギー準位
${E_h}^{(m)}$	価電子帯の m 番目のサブバンドのエネルギー準位
$f_n(z)$	伝導帯の n 番目のサブバンドの波動関数
$g_m(z)$	価電子帯の m 番目のサブバンドの波動関数
m_0	電子の質量 (9.1×10^{-31} kg)
m_e	伝導帯の電子の有効質量
$m_{hh\perp}$	重い正孔の有効質量
$m_{lh\perp}$	軽い正孔の有効質量
$m_{e\parallel}$	電子の面内有効質量
$m_{hh\parallel}$	重い正孔の面内有効質量
$m_{lh\parallel}$	軽い正孔の面内有効質量
μ	電子と正孔対の面内方向の換算質量
Ω	量子井戸の面積
k_t	電子・正孔の面内波数ベクトル
ρ	面内座標ベクトル (x, y) もしくはその絶対値
L_z	MQW の周期
Γ	光の MQW への閉じ込め係数
n_r	MQW の屈折率
c	光速度 (3.0×10^8 m/s)
ϵ_0	真空の誘電率 (8.854×10^{-12} F/m)
e	電子の素電荷 (1.6×10^{-19} C)
$\mathbf{p}$	運動量演算子 (p_x, p_y, p_z)
$\mathbf{e}$	偏波方向の単位ベクトル
k	ボルツマン定数
T	絶対温度
F	電界強度
$\hbar$, h	プランク定数

本論文に関連する発表

1. 大江英輝, 雨宮智宏, 清水大雅, 中野義昭, ”InGaAs/InAlAs 二重結合量子井戸を用いた小型・低電圧電気光学位相変調器,” 電子情報通信学会研究会, 2006
2. 大江英輝, 清水大雅, 中野義昭, ”InGaAs/InAlAs 結合量子井戸を用いた電気光学位相変調器の作製と評価,” 第 67 回秋季応用物理学会学術講演会, 2006
3. 大江英輝, 清水大雅, 中野義昭, ”不純物を含む MQW における逆バイアス時のキャリア効果と位相変調器への応用可能性,” 第 54 回春季応用物理学会学術講演会, 2007
4. H. Ohe, H. Shimizu and Y. Nakano, ”Carrier-depletion-type multiple quantum well optical phase modulators operating at the 1.55 μm wavelengh range,” *Europian Conference on Integrated Optics*, 2007