電子空乏化を用いた半導体光変調器に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/30578

電子空乏化を用いた
半導体光変調器に関する研究

桑　村　有　司

平成８年10月提出

博　士　論　文

電子空乏化を用いた
半導体光変調器に関する研究

金沢大学大学院自然科学研究科

桑村　有司

目 次

第 1 章　序論 1

1.1 はじめに 1
1.2 研究の背景 3
1.3 研究の目的 4
1.4 論文の構成 6

第 2 章　半導体光変調器の物理と分類 8

2.1 光変調器と光スイッチ 8
2.2 光変調動作の分類 8
2.2.1 分類の方法 8
2.2.2 光学定数から見た分類 8
2.2.3 光の伝搬方向による分類 10
2.2.4 利用する電子のエネルギー順位による分類 11
2.2.5 電子状態の変化の方法による分類 12
2.2.6 材料による分類 12
2.2.7 制御信号による分類 13
2.3 光スイッチに利用される半導体中の物理現象 13
2.3.1 電界効果 13
2.3.2 電子数変化の効果 17
2.4 各種の半導体光変調器 19
2.4.1 導波路型 20
2.4.2 面型 24
2.5 まとめ 27

第 3 章　半導体中の電子と電磁界との相互作用 32

3.1 光吸収スペクトル計算における課題 32
3.2 密度行列の手法 33
3.2.1 電子緩和効果による双極子の減衰 33
3.2.2 電子の基本運動方程式とスペクトル形状関数 36
3.3 フランツ・ケルディッシュ効果 38
3.3.1 電子の波動関数と双極子能率の関係 38

3.3.2 電界に垂直な方向の電子状態数 39
3.3.3 電界に平行な方向の電子の波動関数と状態数 40
3.3.4 均一電界の下での光吸収係数 42
3.4 電子緩和効果 43
3.4.1 電子の緩和時間 43
3.4.2 スペクトル形状関数 44
3.5 光吸収係数の数値解析 45
3.5.1 電界のない場合 45
3.5.2 直流印加電界のもとでの吸収係数 47
3.5.3 電界印加による屈折率変化 49
3.5.4 性能指数と波長チャープ特性 49
3.6 まとめ 52

第 4 章 電子空乏化による光吸収の動作機構解析 56
4.1 まえがき 56
4.2 光吸収係数の実測値 56
4.2.1 熱平衡状態での吸収係数 56
4.2.2 電子空乏化による光吸収係数の変化についての実測 57
4.3 光吸収係数の理論解析 59
4.3.1 吸収係数の表現 59
4.3.2 電子数変化の効果 60
4.3.3 不純物原子に関するスクリーニング効果 63
4.3.4 電界効果 66
4.3.5 自由キャリヤによる吸収 67
4.3.6 合成した吸収係数 68
4.4 実験との比較および討論 69
4.5 不純物濃度による吸収係数の変化 70
4.6 むすび 70

第 5 章 半導体光変調器の設計 75
5.1 面型光強度変調器の設計 75
5.1.1 解析する構造モデル 75
5.1.2 光学特性の設計 79
5.2 まとめ 86

第 6 章 III-V 族半導体混晶の結晶成長 88
6.1 液相エピタキシャル成長法と装置の概要 88
6.2 III-V 族多元混晶 90
6.2.1 混晶の組成 90
6.2.2 混晶結晶の格子定数 91

6.2.3 混晶結晶のエネルギー・ギャップ 91
6.3 III-V 族多元系の相平衡 92
6.3.1 液相-固相平衡状態図 92
6.3.2 液相－固相平衡の熱力学解析 94
6.3.3 正則溶液近似と活動度係数 96
6.4 LPE による多元混晶の成長過程 100
6.4.1 Crystallization Path と拡散律速成長 100
6.4.2 平衡冷却法、階段形冷却法、過冷却法 102
6.4.3 成長速度 103
6.5 LPE 成長 105
6.5.1 $Al_xGa_{1-x}As$ 組成の制御：仕込み量の見積もり 106
6.5.2 キャリア濃度の制御 106
6.5.3 成長雰囲気と電気炉の温度制御 109
6.5.4 層厚の制御 109
6.6 まとめ 110

第 7 章 電子空乏化を用いた半導体光変調器 113
7.1 導波路型光変調器 113
7.1.1 素子構造と動作 113
7.1.2 素子の試作 115
7.1.3 光強度変調器 (EDAC) の特性 118
7.1.4 光位相変調器 (EDIC) の特性 121
7.1.5 変調速度の高速化 125
7.2 面型光強度変調器 136
7.2.1 光変調動作 136
7.2.2 電子数変化型 EDAC 137
7.2.3 電界効果型 EDAC 146
7.2.4 他の面型素子との特性比較 154
7.2.5 光入力制御型光変調器 155
7.3 まとめ 163

第 1 章

序論

1.1 はじめに

地球誕生以来、我々人類（生物）は太陽から降りそそがれる放射エネルギーの恵みを受け、その環境の下で進化発展してきた。人類が視覚として感知することの出来る光の波長が可視光の波長帯域にあるのは、太陽エネルギーの最大波長帯域を効率よく利用できるように人類が進化してきたためだと言われている。人間は視覚から大量の情報を得ており、その情報の伝送媒体としての光の性質や原理を一つの学問分野にまとめ、また光を利用した技術分野を作り上げた。これら光に関連する学問および技術全般を光学（オプティクス）と呼んでいる。

一方、エレクトロニクスは、知的活動の所産としての電磁気学という学問体系の応用として、前世紀の終わり頃から胎動を始めた。電子などの荷電粒子の流れ（電流）、電位（電圧）等の電気信号やコーヒーレント性の高い電波の周期信号の中に含まれる情報を増幅、演算、制御、計測、伝送、分波、変復調などの処理を時系列で行い、コミニュケーションとコンピュータを２大柱とする巨大な技術体系が作り上げられた。そして、今日の情報化時代の原動力となっている。

光エレクトロニクスは、これらのオプティクスとエレクトロニクスの学問や技術を巧みに融合した科学分野であり、学問的には光学、電磁気学、量子力学、電子物性、半導体、通信、情報工学等を基礎としている。その誕生は1960年のコーヒーレント性の高い光の発生が可能となった「ルビーレーザ発振」からと言われ、1970年の「ダブルヘテロ構造の半導体レーザの室温連続発振」を境として実用化技術への段階へ移行した[1]。本来、光を情報処理や伝送の媒体として利用する理由は、光波が持っている時間的な情報の「高速性」や空間的な情報の「超並列性」にあると言われている[2]。時間情報と空間情報の対応関係を表1.1にまとめた。光は周波数が高く、波長が短い電磁波である。「高速性」とは、時間的に高速で変化する信号や情報（大容量の情報）を光波の中に乗せることができることであり、信号（情報）を乗せた光を遠くへ伝送し光波中に含まれた高速信号を取り出したり、記憶された情報を高速で変化する光信号に読み取るなどの処理を行うことができる。この光の特徴は光による通信技術として現実しており、大容量長距離通信技術として現在社会を支える

表 1.1: 時間的な情報と空間的な情報

波の表現 : $\sum \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)\cos\{\omega t+\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\phi(\boldsymbol{r},t)\}$

	時間情報	空間情報
座標	t (sec)	$\boldsymbol{r}$=(x,y,z)
周波数	時間周波数 f=$\omega/2\pi$ ω: 角周波数	空間周波数 u_i=$k_i/2\pi$ (i=x,y,z) k_i: i 方向の伝搬定数
スペクトル	周波数スペクトル	空間周波数スペクトル
情報の表示	f の異なる多数の正弦波の和	u_iの異なる多数の平面波の和

柱にまで成長している。現在の光システムで伝送可能な情報（信号）の速度は、10Gb/s までである。光の周波数は 10^{14}〜10^{15}Hz であるので、光波の潜在能力としては 10^{13}〜10^{14}Hz の信号を乗せることが可能である。しかしながら、光に信号を乗せるための光デバイスの応答速度が伝送速度（情報の伝送容量）を決定しているのが現状であり、デバイスの高速化やさまざまな手法や方式を利用して高速化への努力が行われている[2],[3]。

一方、光の「超並列性」とは２次元および３次元信号を空間情報として光波の中に乗せることができることであり、空間情報を乗せた光をさなざまな処理、演算を行った後、変換された空間情報を光の中から取り出すことが出来る特徴を含めて言う。光の特徴は波長が 0.4〜0.8μm と短く、その空間分解能が波長オーダーであることに由来する。光の「超並列性」を利用した一例としては人間が目によって画像情報を認識出来ることが上げられるであろう。工学的な技術としてはホログラフィーや CD および DVD などの媒体に光を当て記憶された情報を再生する例が上げられるが、時間的に停止していたり（低速）、時系列信号への情報の読みだしであり、光の「超並列性」を十分生かしきった技術は現存していないと言っても過言でない。理想的には、画像情報や２次元および３次元の空間情報を光に乗せ、早い速度でさまざまな変換や演算処理できるような光並列情報処理システムや光コンピュータの実現を目指して近年多くの研究がなされてきている。図 1.1にはデジタル並列光情報処理システムの概念図を示す。アレー状光源に入力データをインプットすると、光はアレー光変調器に照射される。アレー状光変調器１および２にはデータが蓄えられているので、照射された光は変換や演算処理され、その出力結果を光検出器アレーで検出するシステムである。空間分解能を最大限にいかすことができたとすると波長 1μm の光には 1cm^{2}当たり 1×10^{8}bit オーダの情報を乗せることができ、この情報を時間的に高速で処理すると超大容量の情報処理が実現できる。

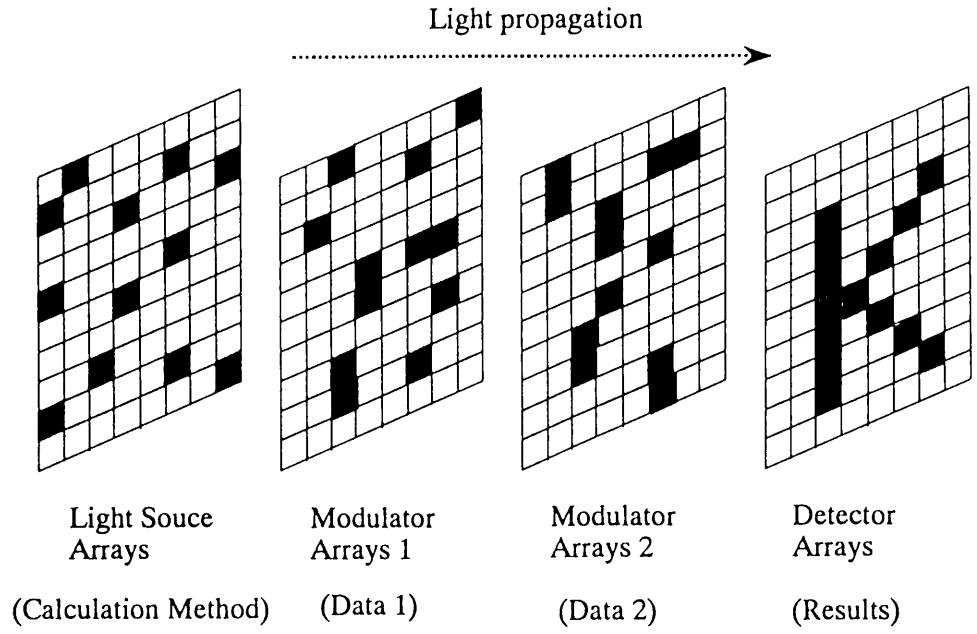


図 1.1: デジタル並列光情報処理システムの概念図

1.2 研究の背景

現在は情報化社会と言われ、今後ますます大容量の情報の処理、記憶、伝送等を敏速に行うことが社会的な要請となっている。

現在のエレクトロニクス社会は情報の時系列処理に支えられた社会と言えるであろう。近年急速に開発されているコンピュータでは、プログラムやデータを時系列に入力してさまざまな情報の処理やアルゴリズムを実現している。コンピュータ内部では与えられたプログラムに従って，時間的一つずつの手順で情報を変換し、演算、伝達、読み込み、記憶等の処理を行っていく。時間的に一つずつの手順で進むから直列の情報処理とも呼ばれている。このようにエレクトロニクスの技術は時間的に情報を処理し、演算、制御、記憶、伝送などを行っていく。ハードウエアー的観点からシステムの処理能力を高くするために、半導体デバイスの動作速度を早したり、素子サイズを小さくして LSI の集積度を増加する方向で半導体デバイスの研究開発が進められてきた。しかしながら素子の動作速度が数十 GHz、素子サイズがサブミクロンオーダまで実現された LSI においは半導体素子動作の性能的限界に達したとも言われ、さらなる高速化や高い集積化を実現するには従来の半導体素子とは異なる原理で動作する固体素子の開発が望まれるようになってきた。そこで近年、半導体材料などの既存の材料物性で決まる特性限界を克服するため、量子効果現象または原子や分子レベルの微細構造の有する人工材料を創成し、新しい機能を有するデバイス開発への努力がなされ始められてきた[4],[5]。

一方、我々人間の脳が高度の思考力や豊かな感情の世界をすばやい速度で実行している

情報処理システムであることに着目して、脳が行っている情報処理を工学的に実現しようという考え方が生まれてきた[6],[7]。脳では、直列的な情報処理と並列的な情報処理が互いにからみあい、うまく調和を取りながら情報が処理されていると言われている。脳の中では、多数のニューロンが複雑に結合してネットワークを作り、互いに相互作用を及ぼし合いながら情報処理を行っており、並列情報処理の基本原理にも従って動作する。並列処理は、直列の処理とは全く異なった基本原理に従って動作するので、従来のコンピュータとは異なった情報処理を行うことができると言われている。事実、人間の脳では”画像の認識”、”連想”、”直感”、”豊かな感情”、”学習”などなど多種多様な情報を並列的に処理している。しかしながら、1) 並列情報処理の基本原理とは何か、2) どのようなアーキテクチャーとダイナミクスで動作するか、3) どのような情報処理が可能で、4) 限界がどこにあるか等は明らかになっていない点が多く、ソフトウエアーの観点から研究されているのが現状である。工学的には、脳の並列処理を参考にして、神経細胞網の簡単な数理モデルをたてそのモデルの原理や動作の可能性、限界を追求する研究が盛んに行われている。これらの研究成果を利用して実際に並列情報処理システムを構築するために並列処理に適したデバイスの開発が望まれるようになってきている。光の分野においても高度に並列で密な結合を光によって実現できることを利用して、脳の情報処理様式に学んだ並列光コンピュータの構想が推進されている。

1.3 研究の目的

光を利用して情報処理を行うには、光波にさまざまな情報を乗せるため、光の強度や位相を変調する光変調器や光制御デバイスが必要とされる。特に光通信や光（並列）情報処理を主軸とする光エレクトロニクスの分野をより発展させるには、大容量の情報処理が容易でかつ低い消費電力で動作する光変調器や光スイッチの開発が望まれている。本論文は、上記の社会的要請に基づいて、

- 光波に時間的な情報を乗せる導波路型光変調器や、
- 光波に空間的な情報を乗せる面型光変調器

の研究、開発を行ったものである。導波路型は光通信用、面型は光並列情報処理用として開発する変調器である。光変調器の材料としては、半導体材料を用いた。

光変調器の開発に当たり、本研究では、新たに「半導体中の電子を空乏化して光吸収量を制御する」という光変調の動作原理を提案した。本研究の目的は、上記動作原理を利用して導波路型や面型光変調器を開発する事であり、光変調器としての特性限界などを明らかにする。図 1.2に提案した「電子空乏化を利用した光吸収量制御」の手法を示す。直接遷移型半導体では、伝導帯中の電子数を変えることで、価電子帯から伝導帯への電子遷移による光吸収量を制御する事ができる。図 1.2(a) に示すように、伝導帯に電子が存在する場合、電子遷移ができないため、光が吸収されず、材料は透明である。一方、図 1.2(b) に示すように、伝導帯中の電子を空乏化すると、遷移できるようになり、材料中で光は吸収されるようになる。このような 2 つの状態は、pn 接合近傍の空乏層厚を制御することで実現

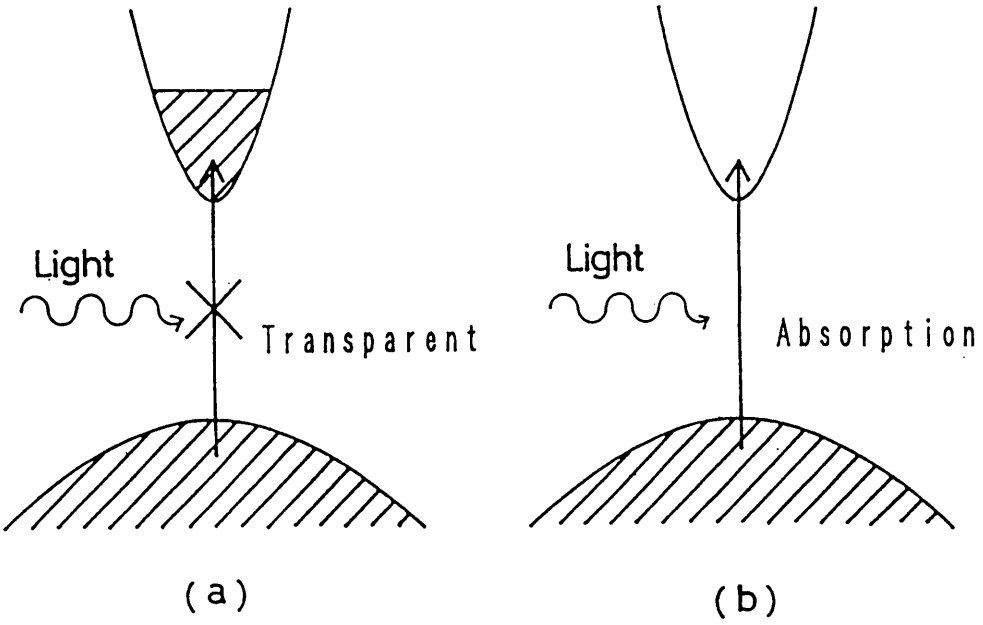


図 1.2: 電子空乏化を利用した光吸収量の制御

できる。ドナー濃度を十分添加した n^+タイプの半導体は (a) 図の電子状態、pn 接合近傍の空乏層中は (b) 図の電子状態と一致する。空乏層の層厚は pn 接合への印加電圧により変えることができるので、光の透過、遮断を制御でき光強度変調器を実現できる。なお、本原理に基づく光強度変調器を Electron Depleting Absorption Control を略して EDAC と名付けた。また、同様の原理で屈折率変化も実現でき、この原理に基づく光位相変調器については Electron Depleting Index Control を略して EDIC と呼ぶことにする。

また、半導体材料を利用した理由としては、

- 半導体のバンドギャップ E_gは、遠赤外から可視光波長帯にあり、バンド間電子遷移量を制御することにより容易に E_g近傍の光を制御する事ができる。
- 半導体中では質量の軽い電子や正孔の電荷移動でバンド間電子遷移を制御するので、素子の高速動作が期待できる。
- 光変調器や光デバイスと他の半導体電子デバイスとの集積化が容易で、多種多様な機能動作を有する光機能デバイスへの発展が容易である。

ことなどが上げられる。

1.4 論文の構成

本論文は電子の空乏化による光吸収を利用した導波路型や面型光変調器を開発した結果をまとめたものである。まず最初に第２章ではこれまでに他の研究機関で開発されてきた半導体光変調器について外観する。光変調器や光スイッチを種々の側面から分類し、半導体物性を中心に光変調の動作原理として利用される物理現象について述べ、開発されている各種の半導体光変調器の特性や性能についてまとめる。第３章では光吸収に関する理論的基礎について述べる。光吸収などに対するより正確な記述を行うため従来の密度行列を改良した解析手法を提案し、フランツ・ケルディッシュ効果の理論解析に適用した。提案した解析手法では、無電界時に観測される「テイル」状の光吸収特性やフランツ・ケルディッシュ効果の実験データをうまく説明できることを示す。本章での解析手法は光デバイスの設計および特性解析の基礎理論となるものである。第４章では電子空乏化を利用した光吸収制御法の動作機構について理論的に実験的に議論した。半導体中の電子を空乏化すると、1) 電子数変化、2) スクリーニング効果による不純準位のシフト、3) フランツ・ケルディッシュ効果が生じ、バンドーバンド間やバンドー不純物間の電子遷移が変化する。EDAC 光変調器ではこれらの３つの現象の相乗効果で光吸収が増加することを明らかにした。第５章では面型光変調器の素子構成を提案し、第４章での解析モデルを用いて面型光変調器の素子設計を行った。その結果、5V 程度の低い電圧変化で光強度が 10dB 程度消光する面型光強度変調器が実現できること示す。本研究では液相エピタキシャル結晶成長法を用いて半導体結晶を成長して素子を作製したが、第６章ではその結晶成長法について述べた。成長装置について外観した後、半導体結晶の基本的物性、熱力学を通して液相エピタキシャル成長法についての基礎的事項を述べた後、本研究で使用した成長炉での結晶成長の結果についてまとめた。第７章では本研究で開発した半導体光変調器の素子構造、作製法、様々な素子特性についてまとめた。光通信用の導波路型光変調器と並列情報処理用の面型光変調器とに分け、実現できた特性や性能についてまとめた。本研究は光に情報を乗せると言う観点から素子開発を行ってきたが、今後の研究が進べき方向や課題についても議論する。

参考文献

[1] 内田禎二："別冊サイエンス　特集：光テクノロジー（上）　光伝送・情報処理　1．光エレクトロニクスの発展", 日本経済新聞社, pp.6-15, (1988)

[2] Edited by T.Sueta and T.Okoshi:"Ultrafast and Ultra-parallel Optoelectronics", Ohmsha and John Wiley & Sons, (1995)

[3] 末田正、神谷武志　共編："超高速光エレクトロニクス", 培風館, (1991)

[4] 江崎玲於奈　監修、榊裕之　編著："超格子ヘテロ構造デバイス", 工業調査会, (1988)

[5] 難波進　編著："極微構造エレクトロニクス", オーム社, (1991)

[6] 甘利俊一："神経回路網モデルとコネクショニズム", 東京大学出版会, (1989)

[7] 甘利俊一："神経回路網の数理－脳の情報処理様式－", 産業図書, (1978)

第 2 章

半導体光変調器の物理と分類

2.1 光変調器と光スイッチ

光スイッチは光を時間的または空間的に切り替えるための素子である。時間的に光を透過、遮断するものを光シャッター、空間的に光波の伝搬方向や通路を切り替えるものを光交換器とも言う。一方、光変調器とは光に情報をのせる素子であり、光の強度を変調するものや光の位相を変えるものがある。光強度を変調すれば光強度変調器、位相を変調すれば光位相変調器と呼ばれる。光強度を 0 から 100 %まで変調できれば光シャッターとなる。また、2 筋の光を干渉させ互いの位相関係を変化させれば合成した光の伝搬方向が変化するので、光交換器になり光強度変調器ともなる。

上記のように、光変調器と光スイッチとは使用目的や機能性から分類されるが動作原理は同じである。したがって、本論文では光変調器と光スイッチとを同義語として用いる。

2.2 光変調動作の分類

2.2.1 分類の方法

半導体を利用した光変調器は図 2.1のように種々の側面から分類される。(a) は変化する光学定数で分類した場合、(b) は素子の形状と光伝搬との方向や導波原理との関係での分類、(c) は利用する電子のエネルギー状態で分類した場合、(d) はその電子状態を変化させる要素で分類した場合、(e) は用いる材料での分類、(f) は制御信号からの分類である。これらのほかに、用途や機能性に基づいた分類や、材料の作製技術による分類が考えられる。

2.2.2 光学定数から見た分類

一般に、光と物質との相互作用を利用して光を制御する。光を制御するのは物質中の電子であり、異なるエネルギー準位への電子遷移で光との相互作用が記述される。物質の複

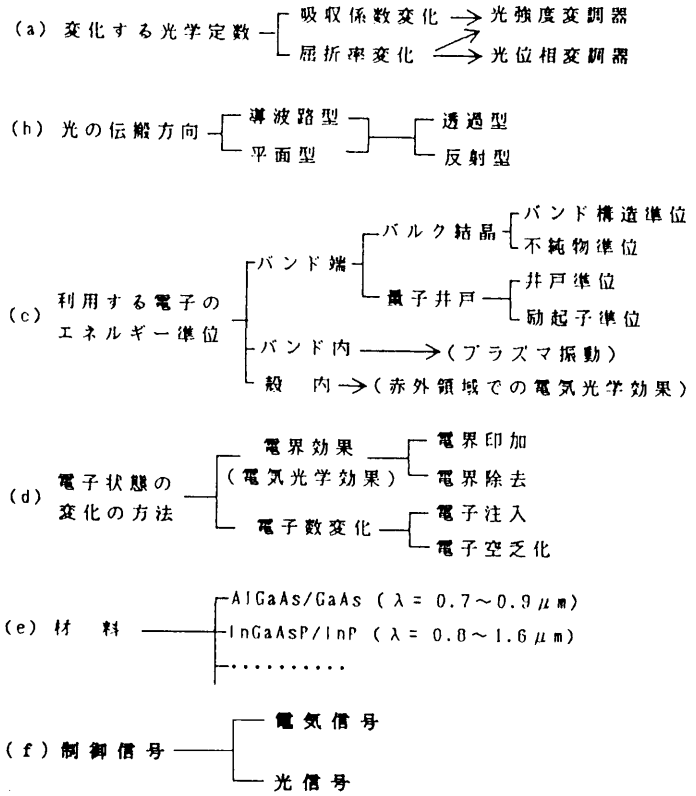


図 2.1: 光変調器の分類

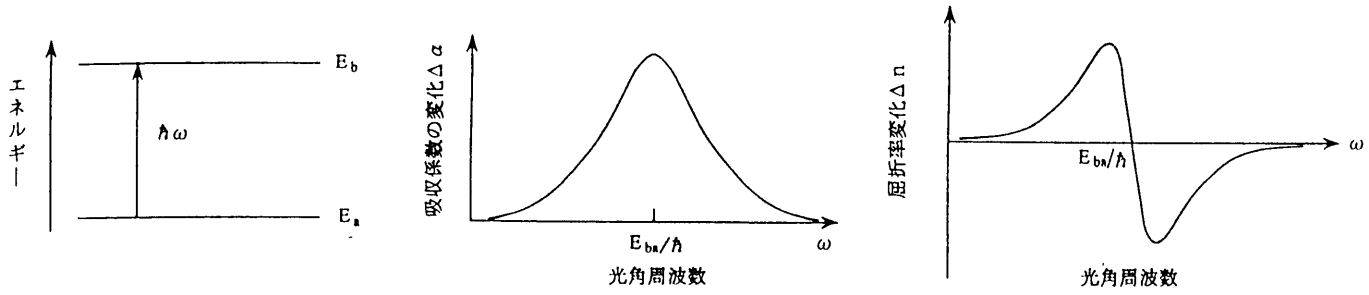
素分極率を$\chi_1(\omega) + j\chi_2(\omega)$ と明記すると、光による電子遷移の影響で誘電率は、それぞれ

$$\chi_1(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_a\sum_b |R_{ba}|^2(f_a - f_b) \quad \frac{Im\{\Phi(E_{ba} - \hbar\omega)\}}{\hbar} \tag{2.1}$$

$$\chi_2(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_a\sum_b |R_{ba}|^2(f_a - f_b) \quad \frac{Re\{\Phi(E_{ba} - \hbar\omega)\}}{\hbar} \tag{2.2}$$

と書ける。ここで、ωは光の角周波数、$\hbar$はプランク定数/2π、R_{ba}は双極子能率、f_aおよびf_bは準位 a、b に電子が存在する確率、$E_{ba}(E_b - E_a)$ は上側準位 b と下側準位 a とのエネルギー差である。$\Phi(E_{ba} - \hbar\omega)$ は **3.2.2** 節の式 (3.26) で与えるように電子散乱による双極子の時間減衰をフーリエ変換した関数で、スペクトルの広がりを与える。通常はローレンツ型関数やガウス型関数あるいはδ関数などで記述される。式 (2.1) と (2.2) 中の$\sum_a \sum_b$は下側準位 a から上側準位 b までの遷移確率について全エネルギー準位で総和することを意味している。

この電子遷移は電磁波論的には分極の振動として導入され、屈折率や光の吸収係数として記述される。分極率の実数部が屈折率に対応し、虚数部は吸収係数αに対応しており光のエネルギー損失を与える。屈折率の変化は伝搬光の位相を変化させ光位相変調器、光吸収係数の変化は光の強度を変化させ光強度変調器となる。式 (2.1) と (2.2) から R_{ba}、$f_a - f_b$、E_{ba}値を制御できると、屈折率や吸収係数が変化し、光変調器の材料として利用できる。



(a) 2 準位モデル (b) 吸収係数変化 (c) 屈折率変化

図 2.2: 2 準位モデルでの吸収係数と屈折率

さて、誘電率の実数部と虚数部にはクレーマス・クレニッヒの関係で結びついている。すなわち、吸収係数の変化$\Delta\alpha$と屈折率変化Δn の間には、

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi}\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2-\omega^2}d\omega' \tag{2.3}$$

$$\Delta\alpha(\omega) = \frac{4\omega^2}{c\pi}\int_0^\infty \frac{\Delta n(\omega')}{\omega'^2-\omega^2}d\omega' \tag{2.4}$$

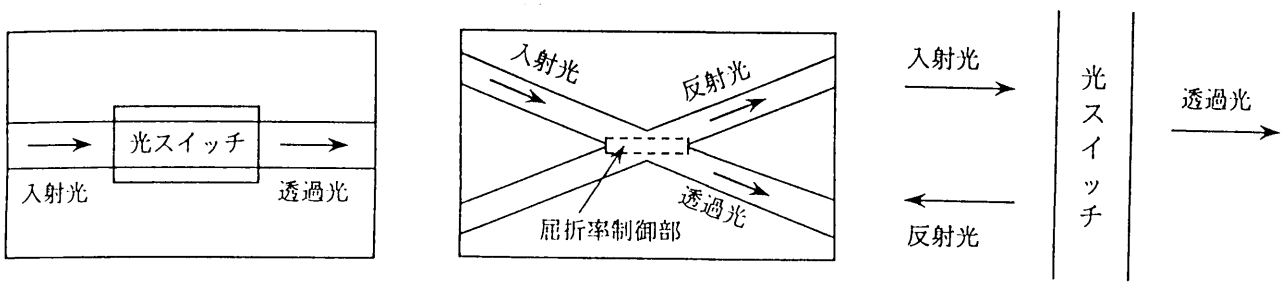
の関係がある。ここで、cは光速度である。つまり、一つの電子遷移により、吸収係数変化$\Delta\alpha$と屈折率変化Δn の両者を得ることができる。図 2.2は 2 準位での電子遷移による例である。

$\Delta\alpha$が最大になる波長をλ_{ba}とすると、屈折率変化Δn はこの波長λ_{ba}よりも長波長側または短波長側にずれた波長で最大となる。しかし、一般的に短波長側は母体での吸収が大きく、長波長側で透明となる。したがって、同じ材料で吸収型と光位相変調器を作る場合、光位相変調器の最適波長は吸収型変調器よりも長波長側となる。

2.2.3 光の伝搬方向による分類

光素子は素子の表面に沿った導波路を伝搬させる構造と表面に垂直に入射させる平面型に大きく分類される。導波路型は光通信とともに発展してきており、平面型はレンズや鏡などの光学素子として古典光学の時代から利用されている。最近では並列型の光情報処理を目的として平面型の機能素子が再び脚光を浴びている。

光出力としては素子の透過光を用いる場合と反射光を用いる場合とがある。これを図 2.3 に例示する。光の吸収係数を変化させる場合には透過型となるが、屈折率を変させる場合には透過型と反射型の両者を構成できる。光交換器の場合にはエネルギー損失がなく出力ポートを切り替える必要があり、屈折率変化を利用して透過と反射を切り替える。また、吸収係数と屈折率の両者を変化させると、反射型では光共振器構造を利用して 100 %に近い



（a）導波路、透過型　（b）導波路、透過・反射型　（c）平面型、透過・反射型

図 2.3: 光の伝搬方向による分類

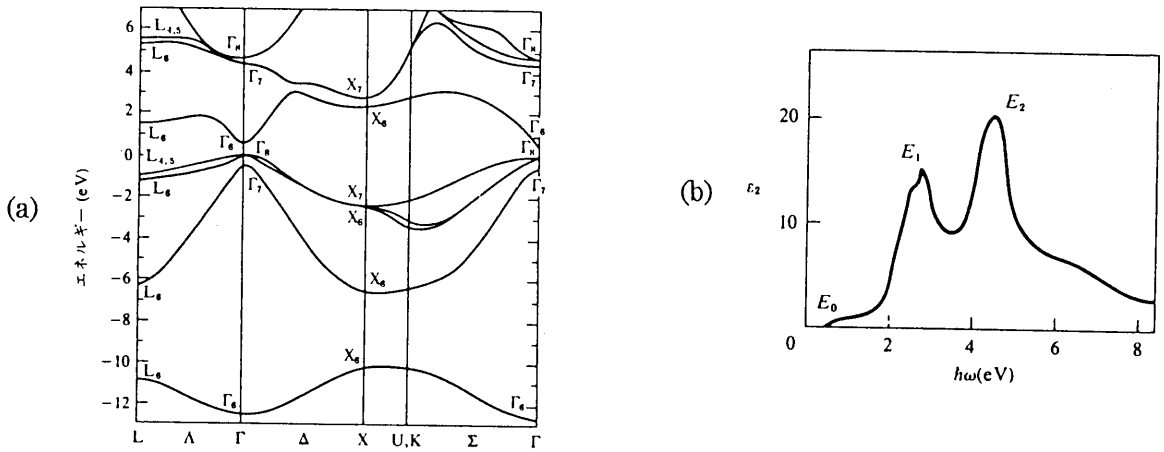


図 2.4: (a)InAs のエネルギーバンド構造と (b) 吸収スペクトル

強度変調が可能になることが理論的に示されている[1]。しかし、透過型では 100 %変調を得るには、かなりの創意工夫が必要である。

2.2.4 利用する電子のエネルギー順位による分類

半導体の特徴はエネルギー準位が図 2.4(a) のようにバンド（帯）構造を形成していることである。多くの半導体光変調器はこのバンド端近傍のエネルギー準位を利用し、価電子帯側から伝導帯側への電子遷移を外部から制御している。この時、本来のバンド構造準位でなく、不純物準位や量子井戸にした時の準位や励起子準位なども利用できる。このようなバンド端近傍の電子を利用した動作原理については後節でさらに詳しく述べる。また、伝導帯内での電子や価電子帯内での正孔は電磁波（光）によりプラズマ振動を生じ、屈折率や吸収係数を変化させる。そして、これらの定数は電子数や正孔数により制御できる。

さて、バンド構造は半導体結晶を構成する原子の最外殻軌道の電子に対してのエネルギー準位である。価電子帯中のかなり深い準位や殻内軌道にも電子は存在する。半導体結晶の屈折率が光の領域で 3〜4 と高いのは価電子帯からの電子遷移の影響である。(図 2.4(b)) また、これらの電子は原子に強く束縛されているので運動しにくいが、電磁波とある程度の相互作用を示す。外部から強い電界が印加されると結晶間隔が歪むため、電磁波との相互作用も変化する。バンドギャップより小さいエネルギーに対してこの相互作用が利用でき、これを電気光学効果と呼ぶ。電界 Fに比例して屈折率が変化する一次電気光学効果はポッケルス効果とも呼ばれる。

2.2.5 電子状態の変化の方法による分類

「半導体」を文字通り解釈すると「導体と絶縁体の中間的性質を持つ材料」となる。しかしこの解釈は適切ではない。「中間的」の意味がきわめて曖昧である。「導体の特性と絶縁体の特性とを選択して制御できる材料」と定義するほうが適切であろう。つまり、キャリヤを減少させて「絶縁体」的に利用したり、キャリヤを増加させて「導体」的に利用したりすることが半導体の特色である。

光を制御するためには電子遷移の形態を変化させればよい。一つの方法は絶縁材料的に用い印加電界を変化させる方法である。もう一つは導体として用いキャリヤ数を変化させる方法である。

真性半導体にはキャリヤ（伝導帯中の電子と価電子帯中の正孔）が少なく、絶縁材料的である。これに電界を印加し、種々の電界効果を得ることができる。電界効果は式 (2.1) や (2.2) においてエネルギー差 E_{ba}や双極子能率 R_{ba}の大きさを変化させる。この方法が現在開発されている半導体光変調器で最も多く利用されている。

半導体の pn 接合や p-i-n 接合を作ると接合面に空乏領域が生まれる。空乏領域ではイオン化した不純物原子による電界が存在する。この既存電界を利用し、外部電源よりさらに電界を強化したり除去することもできる。

キャリヤ数（電子や正孔の数）を変化させる方法は式 (2.1) や (2.2) での電子分布関数 f_b や f_aを変化させることを意味する。半導体レーザや発光ダイオードのように p-i-n 接合をつくり、順方向バイアスを印加して電子や正孔を注入する方法が比較的多く利用されている。

また、pn 接合に逆バイアスをかけると空乏層が広がる。つまり、電子や正孔を除去できる。本研究ではこの方法で光変調器を開発している。電子数変化による光変調器については後でさらに詳しく述べる。

2.2.6 材料による分類

半導体光変調器の多くは価電子帯から伝導帯への電子遷移を電界印加や電子数変化で制御するものである。そのため、直接遷移型で pn 接合やヘテロ接合が可能な材料が優れており、半導体レーザと同じ材料系が利用される。また、使用する波長によって材料や混晶比が選ばれる。つまり、GaAs を基板とした AlGaAs 系の化合物や InP を基板とした GaInAsP 系の化合物などが適している。

2.2.7 制御信号による分類

上に述べた光変調器は、特に電気信号入力により光出力を制御する電気－光制御形であるが、近年では光信号入力により異なる波長の光出力を制御する光－光制御形も開発されている。光－光制御とはいっても原理的に光と光は相互作用しないので、光と物質との相互作用を利用している。光吸収により発生した電子や正孔を利用して式 (2.2) 中の R_{ba}、$f_b - f_a$ や E_{ba}値を変える機能を一つの光素子内部に組み込んだものが多い。

2.3 光スイッチに利用される半導体中の物理現象

半導体系光スイッチ、特に電気信号入力により光出力を制御する電気－光制御スイッチに利用される主な物理現象は、

1. フランツ・ケルディッシュ(Franz-Keldysh) 効果
2. 量子閉じ込めシュタルク (Stark) 効果
3. 一次電気光学効果
4. 電子数変化（バンド・フィリング）の効果
5. 自由キャリヤ・プラズマ効果

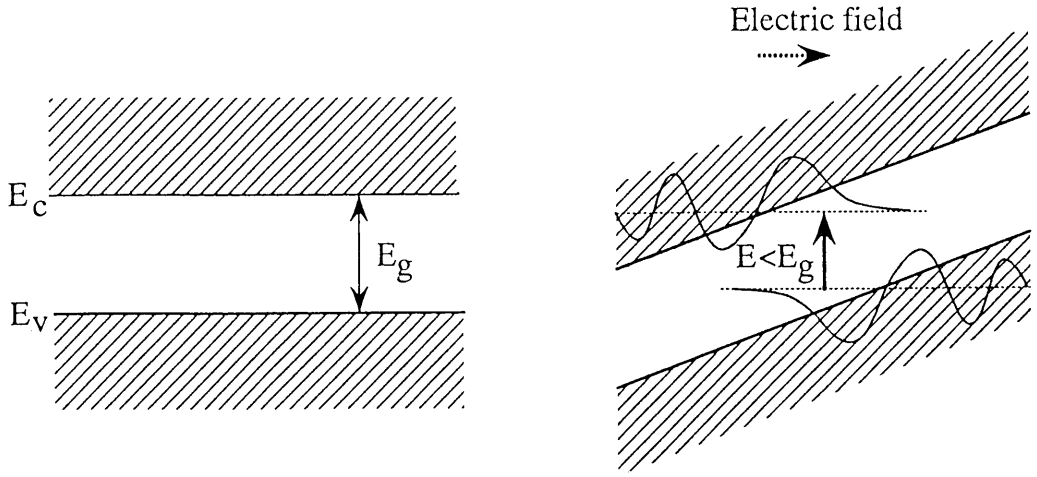
がある。1.〜3. は電界効果で、4. と 5. は電子や正孔数の変化による効果である。

これらの他に音響光学効果や熱光学効果も利用できるが、今のところほとんど利用されていない。さらに近年では、半導体中のさまざまな素励起状態の応用が検討され始められている。特に、量子井戸構造中の励起子状態への電子遷移による光吸収や屈折率変化の増強を初めとして、励起子分子、ポラリトン、ポーラロン、プラズモン等の現象を利用した理論検討がなされている。

2.3.1 電界効果

2.3.1.1 フランツ・ケルディッシュ効果

バルク結晶での電界効果はフランツ・ケルディッシュ効果とも呼ばれ、次のように理解されている。バルク半導体中の電子は広がって分布する。この半導体に電界を加えた場合、図 2.5のようにバンド端が傾斜するので価電子帯中の電子の波動関数はバンドギャップ内に染みだして分布することになる。伝導帯中の電子もバンドギャップ内に染みだす。電界を印加していない場合の本来のバンドギャップを E_gとすると、染み出した電子間のエネルギー差 E_g'は $E_g' < E_g$となる。つまり、バンドギャップよりも小さなエネルギーの光でも吸収される。図 2.6には電界を加えた場合の吸収係数の理論計算例と実測値とを示す。1×10^5v/cm 以上の電界では 1000cm^{-1}程度の吸収係数が変化する。電界によりバンドギャップ内に吸収端が伸びるが、その分だけバンド内部での吸収は減少する。吸収係数の変化に伴い、屈折



a) No electric field　　b) Under applied electric field

図 2.5: バルク半導体におけるフランツ・ケルディッシュ効果

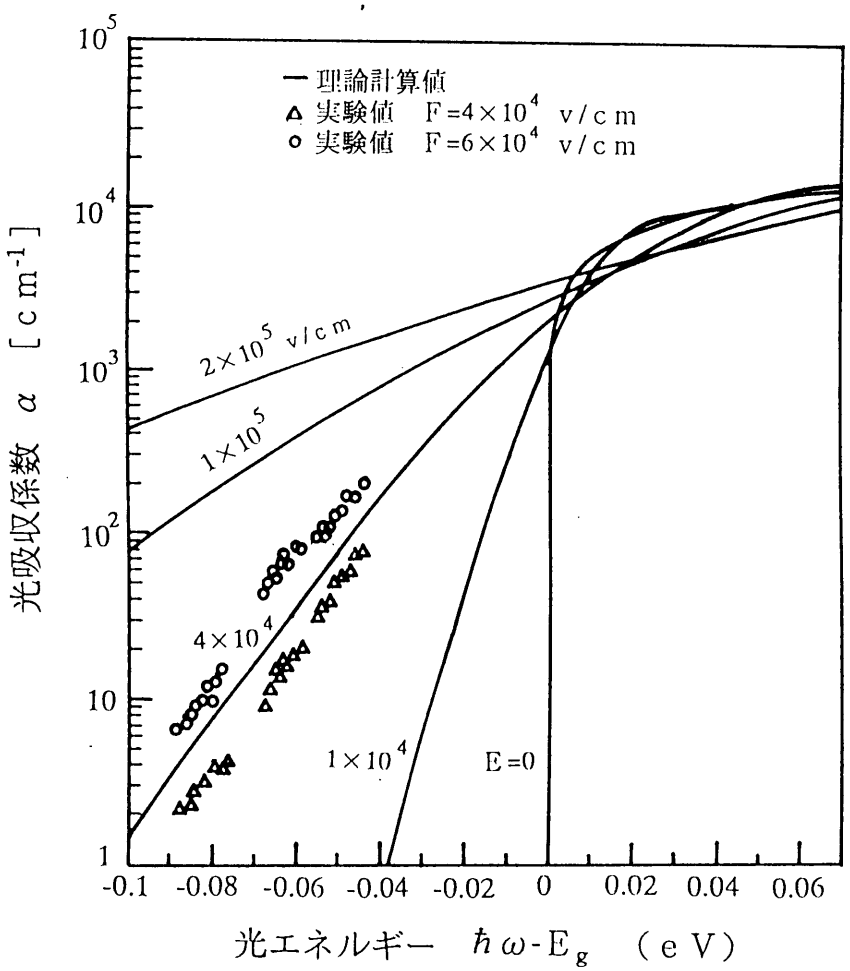


図 2.6: フランツ・ケルディッシュ効果の理論計算と実測値

率変化も変化する。3 章ではフランツ・ケルディッシュ効果についての詳細な理論解析を行う。

2.3.1.2 量子閉じ込めシュタルク効果

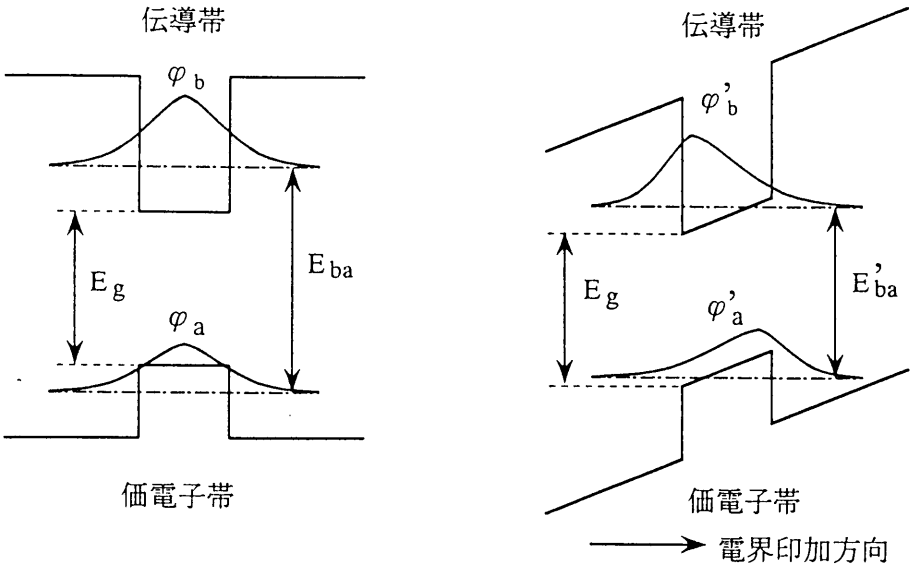
量子井戸構造での電界効果は、量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE : Quantum Confied Stark Effect)、または QCFK(Quantum Confined Franz-Keldysh Effect) 効果と呼ばれる[3]-[7]。

電界がかかっていない量子井戸構造では図 2.7(a) のように伝導帯と価電子帯中の電子と正孔が存在する。この時の伝導帯電子と価電子帯正孔とのエネルギー差を E_{ba} と置こう。電界が印加されると図 2.7(b) のようにポテンシャルが傾斜する。電子の準位は下端側 b′へ移動し、正孔は上端側 a′へ移動する。したがって電子と正孔とのエネルギー差 $E_{b'a'}$ よりも小さくなり、光吸収端が低エネルギー側に移る。ただし、電子波動関数φ_bとφ_aの分布位置がずれるため、双極子能率 R_{ba}あるいは遷移行列要素の大きさが小さくなり、光吸収の大きさ自身は減少する[3],[4]。図 2.7に示したような自由キャリヤに対する電界効果は QCFK(Quantum Confined Franz-Keldysh Effect) と呼ばれている。

量子井戸構造で注目されるもう一つの特性は励起子による光吸収である。励起子とは電子と正孔が互いに対になって存在する状態をさして呼ぶ。励起子状態では相互にクーロン引力が働くため個々の粒子が単独に存在する場合よりも相対エネルギーが低くなる。つまり、励起子を形成している電子は伝導帯端よりも低いエネルギーになっている。バルク半導体では励起子の束縛エネルギーは 4.2meV(GaAs) であり、室温の熱エネルギーよりも小さく安定に存在できない。このため励起子状態からの緩和速度が早く、III-V 族半導体の室温での光吸収スペクトルには励起子による光吸収ピークが明確に観測できなかった。しかしながら量子井戸構造では電子や正孔の運動がポテンシャル障壁のために制限されているため束縛エネルギーが増加し、室温でも励起子の存在が顕著になる。その結果、図 2.8のように励起子準位での光吸収が明確になる。電界を印加すると励起子準位の移動が確認される。図 2.8は電界を印加しない場合と印加した場合での光吸収の波長特性である[5]。励起子準位での光吸収は 8000cm^{-1}にも達する。こうした垂直電界下での量子井戸中の励起子のふるまいを QCSE(Quantum Confied Stark Effect) 効果と呼ぶ。なお、QCSE 効果では 10^{-2} のオーダーの屈折率変化を得ることができる。

2.3.1.3 一次電気光学効果

閃亜鉛鉱型やウルツァイト型結晶構造の化合物半導体では、印加電界に比例して屈折率が変化する。この効果はポッケルス効果とも呼ばれ、非中心対称性を有する結晶で見られる。印加された電界により原子間隔が歪むために原子に束縛されている深い準位や殻内軌道の電子分布が移動して屈折率の変化を生ずる。一般に一次電気光学効果は屈折率変化に異方性があり、印加する静電界の方向と結晶内部を伝搬する光の電界方向に注意を要する。閃亜鉛鉱型半導体でおいては、印加する静電界 F_zを [001] 方向、光の進行方向 [$\bar{1}$10]、光の



（a）印加電界なし （b）印加電界有り

図 2.7: 量子井戸構造での電子分布と電界による変化

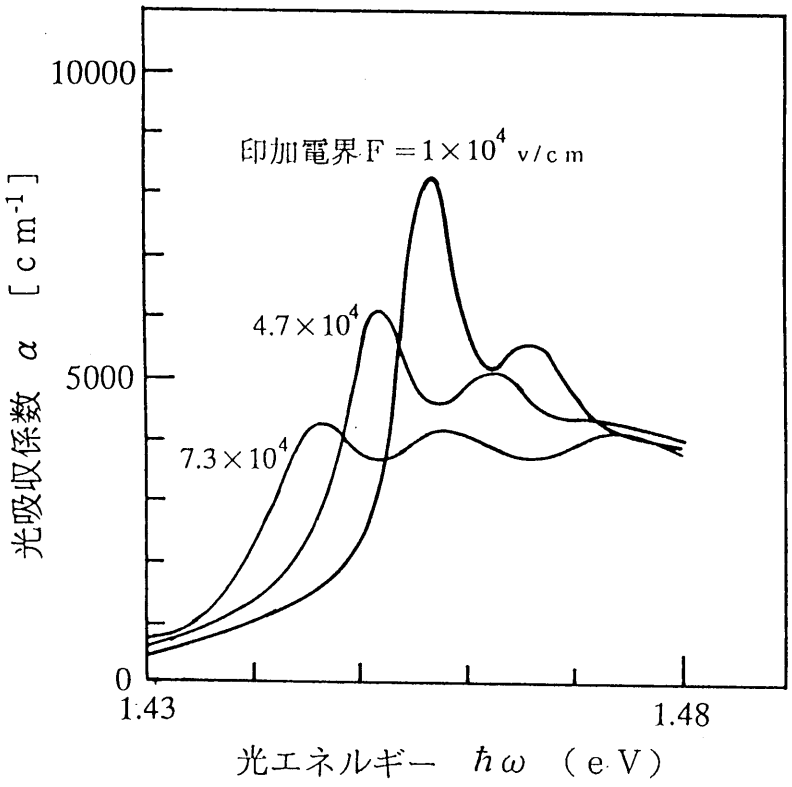


図 2.8: QCSE 効果の実測例

表 2.1: GaAs と InP の一次電気光学係数

半導体	波長 (μ m)	一次電気光学係数 γ_{41} (pm/V)	屈折率 n	半波長電圧 (kV)
GaAs	1.06	-1.17	3.48	10.8
	1.21	-1.25	3.43	12.0
	1.31	-1.28	3.41	12.9
	1.50	-1.36	3.38	14.3
InP	1.06	-1.32	3.29	11.4
	1.21	-1.49	3.23	12.0
	1.31	-1.53	3.20	12.9
	1.50	-1.63	3.17	14.4

電界方向 [110] に設定した場合、屈折率変化Δn は、

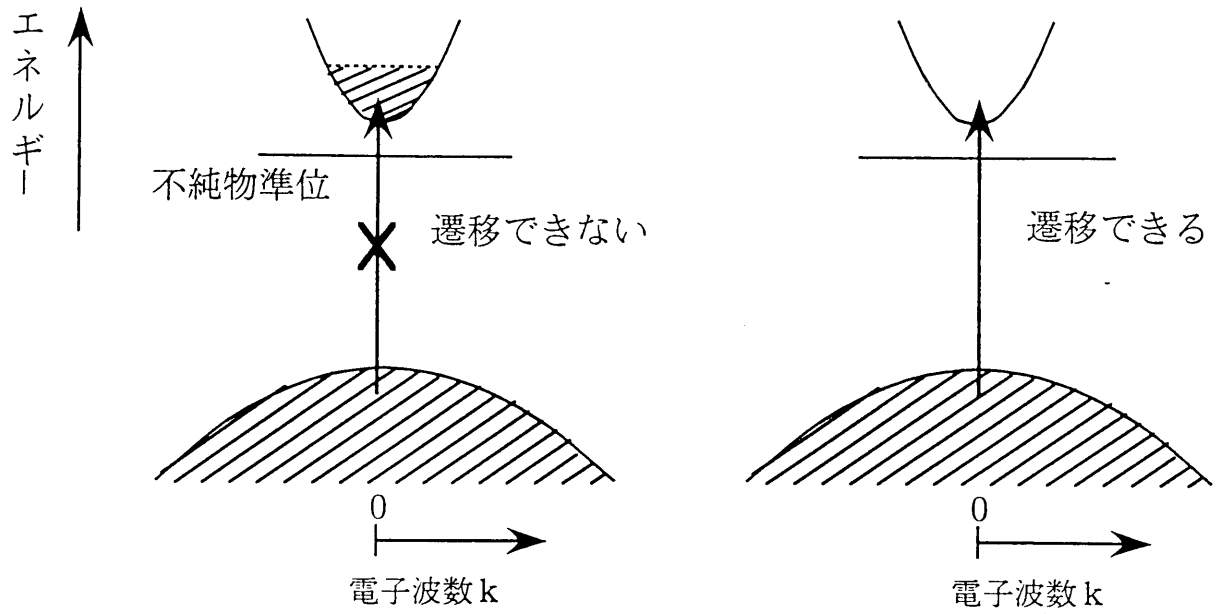
$$\Delta n = -\frac{n^3}{2}\gamma_{41}F_z \tag{2.5}$$

である。ここで、γ_{41}は一次電気光学係数で、GaAs と InP 結晶におけるγ_{41}係数値を表 2.1に示す。GaAs の場合、波長 1.06μm で F_zが 1×10^5V/cm とすると屈折率変化Δn は 2.47×10^{-4} が得られる。屈折率変化値はそのものは大きくはないが、光吸収の少ない波長で広い波長帯域で使用できるので動作原理として広く用いられている。

2.3.2 電子数変化の効果

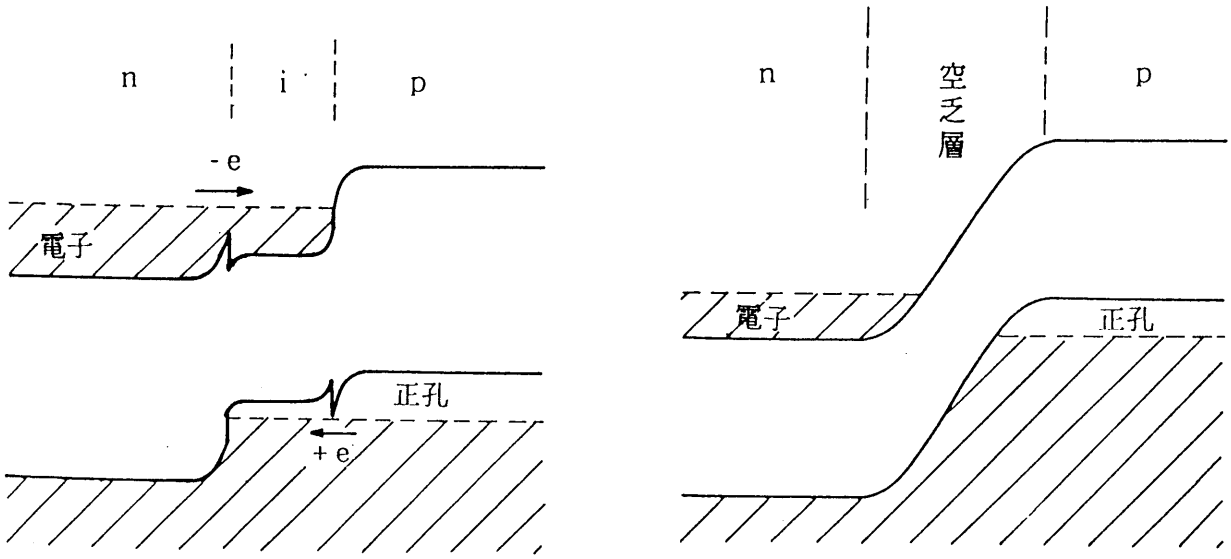
直接遷移型半導体中では、伝導帯中の電子数や価電子帯中の正孔数を変化して光吸収係数や屈折率を制御することができる。図 2.9には電子数の違いによる光吸収の変化を示した。図 2.9(a) のように伝導帯中に電子が存在すると価電子帯側から伝導帯側へ電子は遷移できないので、光は吸収されない。一方、図 2.9(b) のように伝導帯中の電子が存在しない場合は電子遷移が可能となり、光が吸収される。この効果は式 (2.2) 中の f_b値を 1 から 0 に変えるのと等価である。また、式 (2.1) において f_b値を 1 から 0 に変えると屈折率が増加する。つまり、伝導帯中の電子数を制御すれば光吸収や屈折率を変えることができる。さらに f_a値、言い換えると価電子帯中の正孔の数を制御しても同様の変化を得ることができる。

電子数の制御方法には 2 種類の方法がある。一つは図 2.10(a) のように、ダブルヘテロ接合の p-i-n 構造において順方向に電圧を印加し、電子と正孔を注入する方法である[8],[9]。印加電圧がゼロの時は光が吸収され、電子や正孔が注入すると光吸収がなくなる。つまり、半導体レーザを低注入で動作している場合に対応する。電子や正孔をさらに増やせば光発光が増加し、光の増幅利得も大きくなる。この方法は光を増幅することもできるので優れているように思われるが、電子や正孔を注入すると光吸収が大きい場合でも自然放出光が



（a）熱平衡状態のn形半導体　　（b）空乏化したn形半導体

図 2.9: 電子数変化による電子遷移の変化



(a) 電子注入による手法　　(b) 電子空乏化による手法

図 2.10: 電子数変化の方法

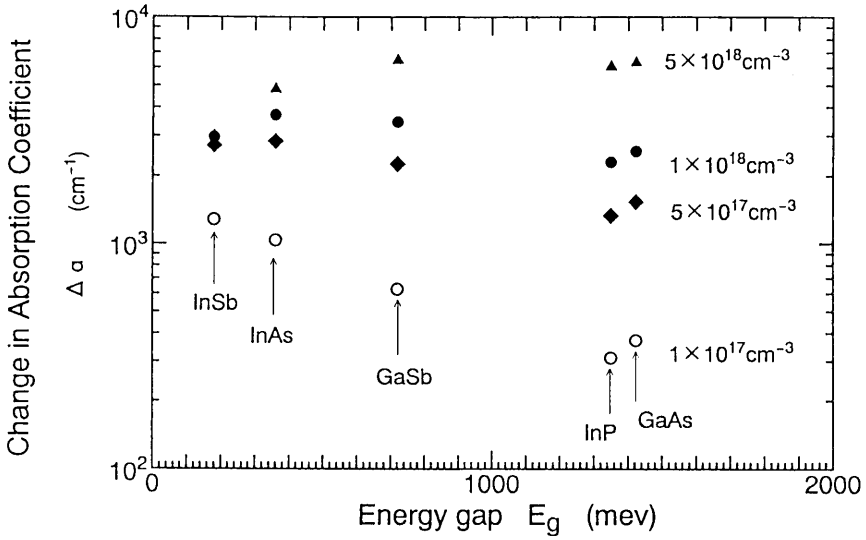


図 2.11: 様々な n 型半導体での電子数変化による吸収係数の変化

発生する。つまり自然放出光が光信号への雑音光として障害になる。さらに注入した電子や正孔を消滅（再結合）させるのに時間がかかるため、高速応答は期待できない。

第 2 の方法は、図 2.10(b) のように p-n 接合に対して逆方向にバイアスする方法である。バルクの n 型半導体では熱平衡状態ですでに伝導電子が存在する。したがって図 2.9(a) の電子状態となり、光は吸収されない。一方、電子を空乏化すると図 2.9(b) の電子状態となり、光が吸収される。p 側についても同様に空乏化により光吸収が増加する。つまり、空乏層内部でのみ光は吸収するので、逆バイアスを印加して空乏層を広げると光吸収量は増える。図 2.11には n 型 III-V 族半導体の伝導帯中の電子を空乏化した時に期待できる光吸収係の数変化量である。図 2.11中の○、◆、●、▲印はドナー濃度がそれぞれ 1×10^{17}、5×10^{17}、1×10^{18}、$5\times10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$の電子濃度の半導体を空乏化したときの吸収係数変化である。一般に電子の有効質量が軽い材料の方が少ない電子数変化で、フェルミ順位を大きく移動できるので、吸収係数の変化量は大きい。本研究では主にこの電子数変化の効果を利用して導波路型と面型の光変調器を開発した。電子数変化による吸収係数や屈折率変化量については詳細な理論解析は 4 章で行う。

2.4 各種の半導体光変調器

光変調器の性能は、

- 消光比（光透過／遮断の光強度比）
- 動作電力（動作に必要な電圧）
- 動作速度（変調帯域）
- 挿入損失（光透過状態での光損失：光出射／入射の強度比）

表 2.2: 各種の導波路型素子の特性

			動作原理	動作電圧	変調帯域	素子構造	文献
吸収		バルク	F-K 効果	2〜3V	23GHz	図 2.12(a)	[11],[12]
		MQW	QCSE 効果	1〜3V	40GHz	図 2.12(b)	[13],[14]
屈折率変化	マッハチェンダー型	バルク	電気光学効果	5V	-	図 2.12(c)	[15],[16]
		MQW	QCSE 効果	2V	-	-	[17],[18]
		進行波型	電気光学効果	6V	36GHz	図 2.12(d)	[19]
	反射型	MQW	QCSE 効果	8V	-	図 2.12(e)	[20]
		バルク	キャリヤ注入	50mA	-	図 2.12 (f)	[21]
	方向性結合器	進行波型	電気光学効果	10V	9.1GHz	図 2.12(g)	[22]
	$LiNbO_3$	進行波型	電気光学効果	5V	70GHz	-	[23],[24]

- チャーピング特性
- 安定性 (温度特性、ドリフト、寿命)
- 機能性
- 集積度
- 作製の容易さ

などの観点から評価できる。

2.4.1 導波路型

表 2.2に各種の導波路型光変調器の原理、特性および構造についてまとめて示した。導波路型では低い電圧で駆動し、変調帯域が広い素子が望まれる。半導体光変調器の動作電圧としては数 V、変調帯域は数十 GHz 程度であろう。使用の目的や方法により多種の光変調器が開発されている。

吸収係数の変化を用いる吸収型は構造が簡単で作製が容易であるため、導波路型素子の構造としてよく利用される[11]-[14]。素子構造は図 2.12(a)(b) のような p-i-n 接合構造で、i 層内部の電界強度を制御する[12],[13]。動作電圧は 3V 程度と低く、20GHz 程度の高速変調素子が実用化段階にある。このタイプの素子は等価回路としてコンデンサ C と見なすことができ、集中形として取り扱うことができる。ここで、変調器を駆動する回路として、素子に並列に負荷抵抗 R を挿入した場合には、変調帯域 f_cは、

$$f_c = \frac{1}{\pi CR} \tag{2.6}$$

で決定される†。素子容量を低減したMQW構造では、40GHzまでの変調動作が報告されている[14]。

一方、屈折率変化を利用した素子では図2.13(a)に示す進行波動作のものもある。電極を変調波に対する伝送線路として用いるもので、光波と変調波とが同一の方向に伝搬しながら分布定数回路的に結合し、変調が行われる。2つの波の進行速度が等しい場合、原理的には変調帯域の制限はない。しかしながら一般的には光波と変調波域での誘電率の違いや導波路構造の違いで、光波と変調波とは違った速度で伝搬するので、帯域制限f_tは、

$$f_t = \frac{1.4c}{\pi|n_m - n_0|L} \tag{2.7}$$

となる。ここで、cは真空中の光速、n_mは変調波に対する実効的な屈折率、n_0は光波の等価的な屈折率である。

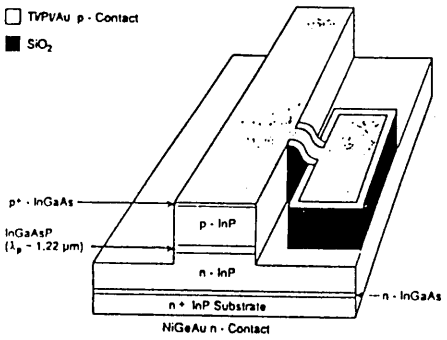
一般に屈折率変化を利用したものは光の位相を変化できるが、光の干渉を利用したり、全反射構造を用いると光の強度変調器や光交換器ともなる。図2.12(c)と(d)は光の干渉を利用したマッハツェンダー型の光強度変調器である[16],[19]。図2.13(b)のように導波路(1)の光をY型に分岐して導波路(2)と(3)に分け、再び導波路(4)に合流する。この時、(2)または(3)の導波路中の屈折率を変えると光の位相が変化するので、右側のY分岐で合流すると2つの光の位相が同位相とき光強度が強くなり、逆位相のとき光の強度が減少する。電気光学効果を利用した進行波動作では36Hzの高速変調が報告されている。また、$LiNbO_3$材料を用いたものでは5Vで70GHzの素子特性も報告されている[23]。

一方、光交換器としては方向性結合器がある。図2.13(c)には方向性結合器の動作を示す。二つの導波路を非常に接近させると、光が両者の導波路にまたがって分布する。そして、光分布の中心は二つの導波路を蛇行する。結合している部分の長さを等価的に変えると、出射側の導波路を選択できる。上側または下側の導波路の屈折率を制御すると結合状態が変わり、導波路(1)からの光を導波路(3)あるいは(4)に切り替えることができる。進行波動作では動作電圧は10V、動作速度としては9.1GHzの素子特性が報告されている[22]。(図2.12(g))

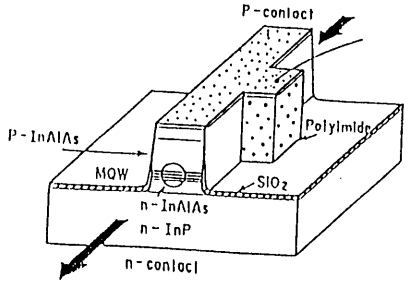
もう一つの光交換器として全反射型があり、その動作原理を図2.13(d)に示す。屈折率の異なる媒質n_1とn_2 ($n_1 > n_2$) の境界にn_1側から光を入射する。入射角が臨界角$\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$のとき境界面で光は全反射し、透過光はゼロとなる。このとき、n_2の屈折率をΔn_2だけ高くすると臨界角がθ_c'まで高くなるので、光は全反射できず、光は透過するようになる。図2.12(e)と(f)はこの動作を光交換器として利用した素子で、図2.12(e)中の導波路Port2またはPort3への光の切り替えが可能となる[20],[21]。

また近年、光通信用の高速光変調器ではチャーピング特性が重要視されている。チャーピング特性とは、単一波長の光を強度変調したときその波長線幅が広がってしまう現象をさして言う。この現象は光の強度変調をかけると同時に位相変調がかかるために生ずる。

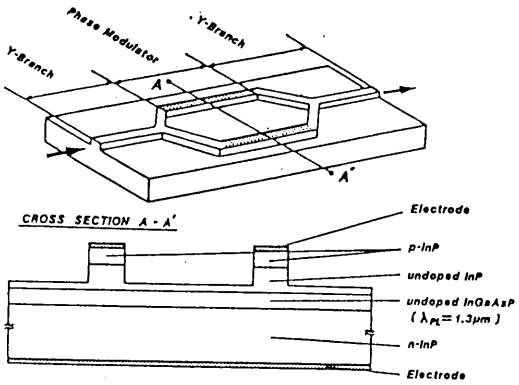
†変調器の変調帯域は駆動回路により異なる。一般的には帯域は駆動回路のCR時定数で決定される。入力インピーダンスがRの高周波電源を用い、変調器に対して並列に抵抗Rを挿入した回路で駆動する場合、CとRによって決まる変調帯域を電圧が直流値の$1/\sqrt{2}$に低下する周波数で定義すると、(2.6)式となる。なお、変調波がデバイスを通過するのに長い時間がかかる場合や光がデバイスを通過する間に変調電圧が時間的に変化してしまう場合などには、変調波の通過時間τ_mや光の通過時間τ_0なども考慮する必要がある。



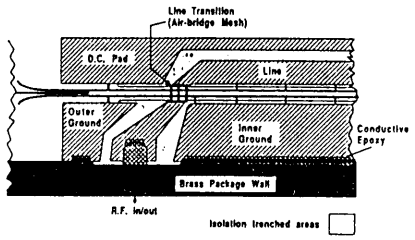
(a)InGaAsP/InP バルク構造変調器



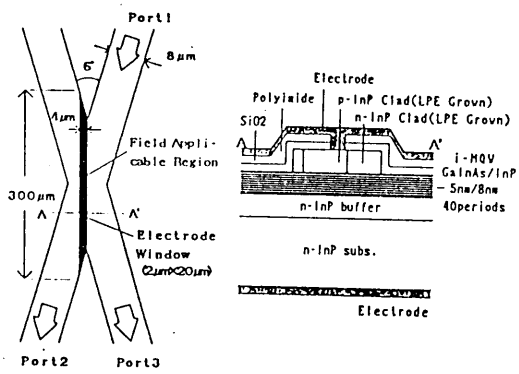
(b)InGaAlAs/InAlAs MQW 構造変調器



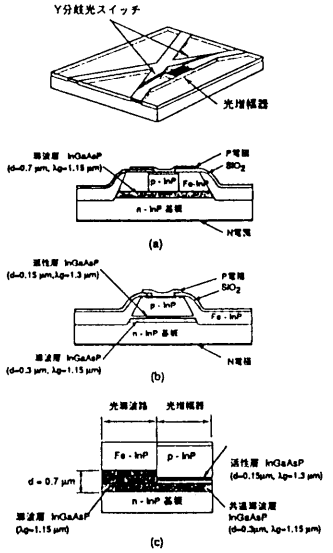
(c)InGaAsP/InP：M-Z 型変調器



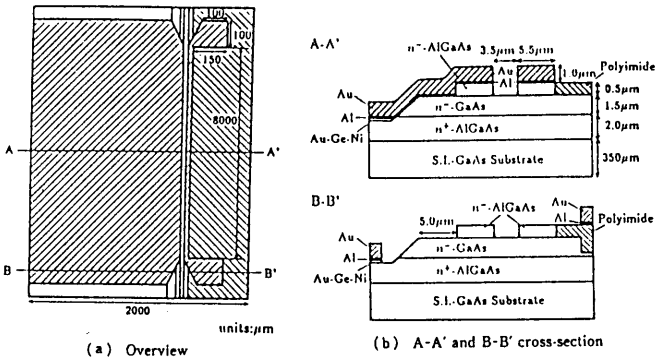
(d)進行波型 M-Z 変調器



(e)全反射型 InGaAs/InP MQW 構造変調器



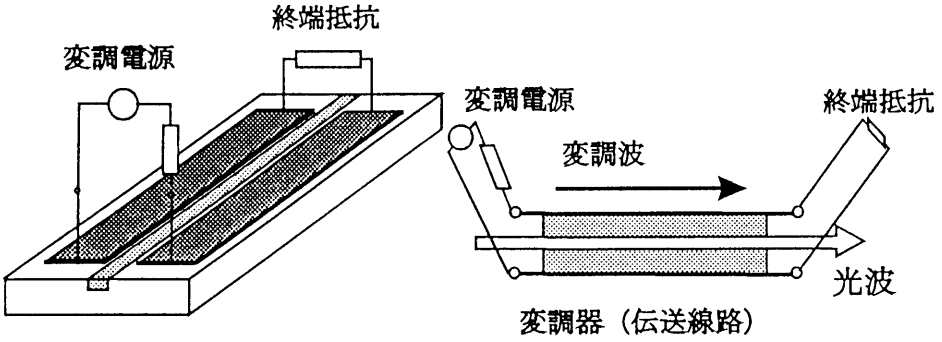
(f)全反射キャリヤ注入型変調器



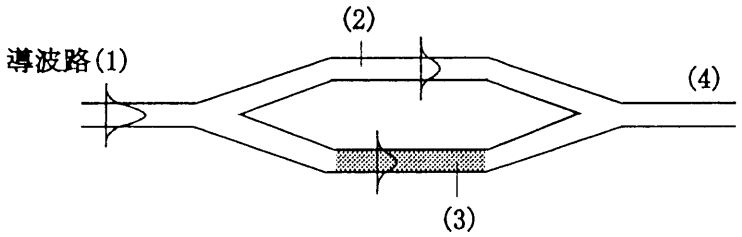
(a) Overview (b) A-A' and B-B' cross-section

(g)進行波型方向性結合器

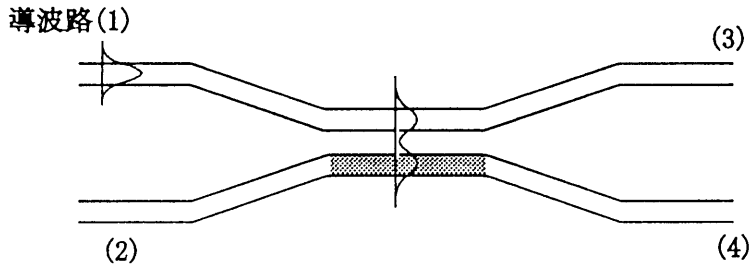
図 2.12: 各種の導波路型光変調器の素子構造



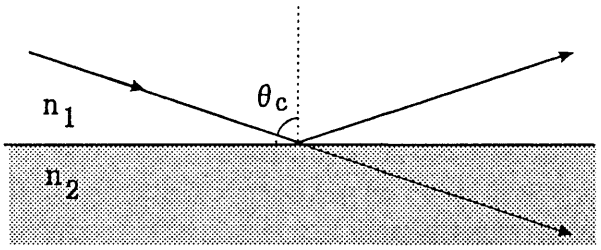
(a)進行波型



(b)マッハ・チェンダー型



(c)方向性結合型



(d)全反射型

図 2.13: 屈折率変化を利用した光強度変調器の動作

表 2.3: 各種の面型素子の特性

形状	共振器			動作原理	消光比	電圧	素子構造	文献
透過	無し	吸収	バルク	F-K 効果	9dB	7V	図 7.39	[25], [2]
				電子数変化	4〜5dB	5V	図 7.28	
			MQW	QCSE 効果	7dB	20V	図 2.14(a)	[27]
反射	無し	吸収	MQW	QCSE 効果	20dB	30V	図 2.14(b)	[28]
	有り	吸収-屈折率	ASFP	QCSE 効果	20〜30dB	2〜10V	図 2.14(c)	[29],[30], [31],[32]
		屈折率	FP	QCSE 効果	15dB	8V	図 2.14(c)	[33]

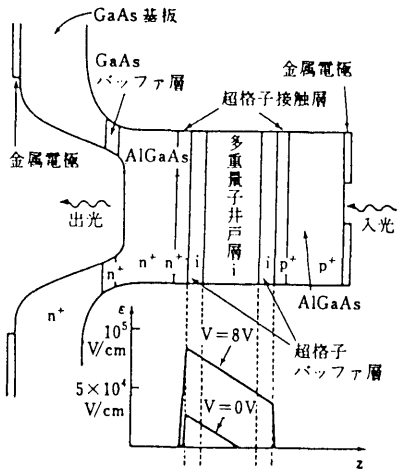
物理的には、式 (2.3) のクレーマス・クロニッヒの関係より吸収係数$\Delta\alpha$を変化させると同時に屈折率Δn も変化してしまうのが原因である。MQW 構造を用いて$\Delta n/\Delta\alpha$が小さくなるような動作点に素子設計したり、位相変調を補償する構造を付加するなどチャーピングを小さくおさえる工夫がされている。

2.4.2 面型

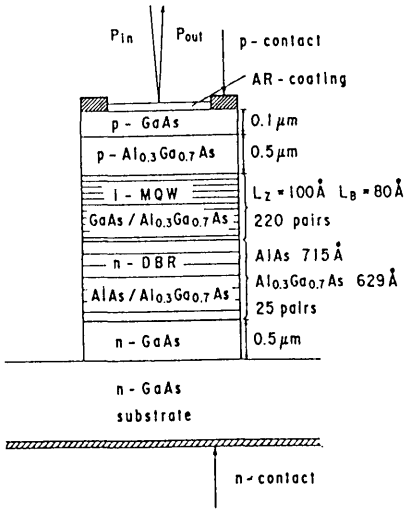
面型構造は 1985 年に Wood らにより p-i-n MQW 構造で QCSE 効果による光吸収を利用した素子の動作確認が行われて以来、本格的に開発が始められた。表 2.3に各種の面型光変調器の原理、特性および構造についてまとめて示した。面型素子では物質と光との相互作用長を長く取りにくいので、大きな吸収係数や屈折率の変化が得られる QCSE 効果を動作原理とした素子がほとんどである。また、動作電圧を低くするため共振器構造を利用した素子構造が多い。

図 2.14(a) は p-i-n MQW 構造で QCSE 効果による光吸収を利用した透過型素子である[27]。QCSE 効果では光吸収や屈折率変化が大きいが、多数の井戸層に高い電界を印加する必要があり、駆動電圧が 20V と高い。図 2.14(b) は同じ原理ではあるが、裏面に反射鏡を設けて光の伝搬距離を長く (2 倍) することで消光比を高くした反射型構造である[28]。消光比は 20dB と大きいが、駆動電圧が 30V と高い。

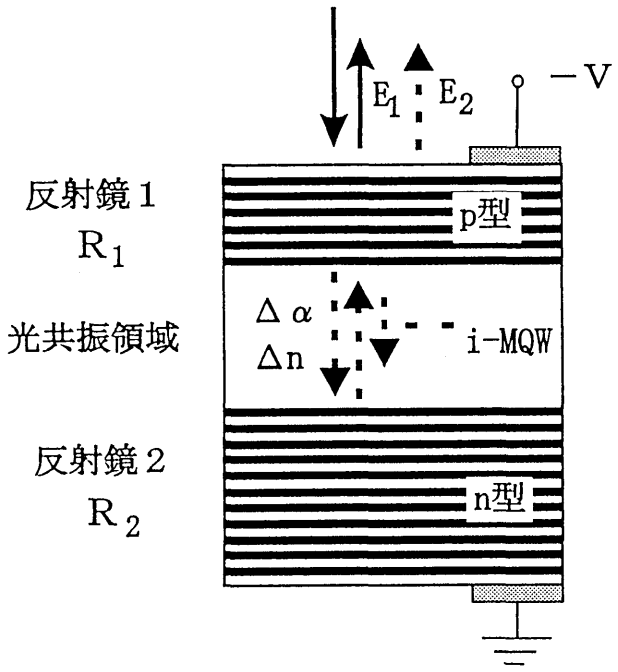
光共振器構造を利用したタイプには共振器の 2 つの端面の反射率をほぼ等しくした FP 型と非対称にした ASPF 型がある。図 2.14(c) に光共振器の素子構造を示す。両構造とも i-MQW 層内部の屈折率や光吸収を変えて光入射面での反射率を制御する。FP 型では 2 つの反射鏡 R_1と R_2の反射率をほぼ等しくして、共振器内部の屈折率をΔn だけ変えると光の干渉条件が変化し、光入射端面での電力反射率が変化するものである。また、ASPF 型では裏面での反射率 R_2を 100 %、表面での反射率 R_1を 70〜80 %と高くしておく。素子の表面で一回反射した光の電界強度 E_1と共振器内部を多重反射して表面に出射してくる光の電界強度 E_2との干渉を利用して、表面で反射される光の強度を制御しようとするものである。反射率をゼロとするには電界強度 E_2-E_1をゼロにすればよい。電界強度 E_2は共振器内



(a)透過形状
光吸収型



(b)反射形状
光吸収型



(c)光共振器を利用した反射形状
ASFPおよびFP構造

図 2.14: 各種の面型素子の構造

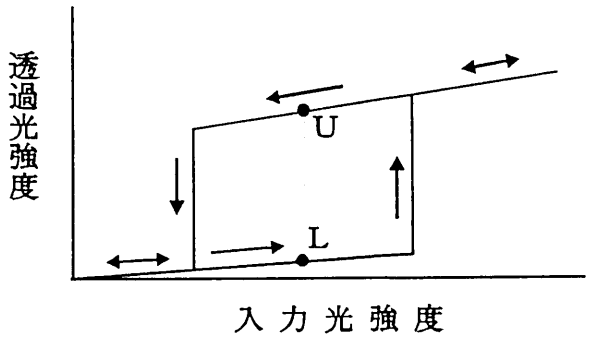
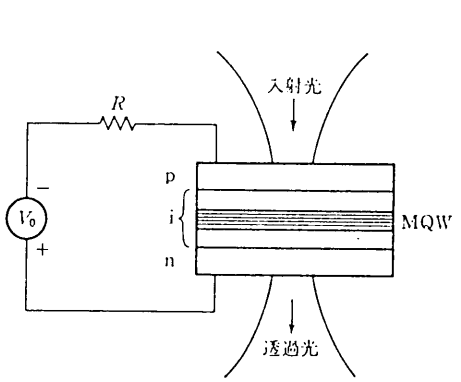


図 2.15: 光双安定現象における履歴曲線



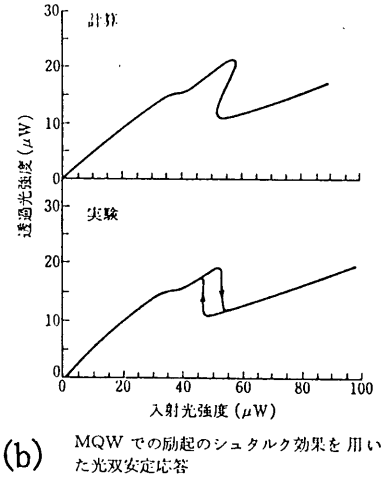


図 2.16: MQW 中の励起子効果を利用した光双安定システムと光双安定応答

部 (i-MQW 層) の光吸収係数変化$\Delta\alpha$で制御できるので、反射率を変えることができる。両構造とも光共振器内部の光の多重反射で光と物質との相互作用長を実効的に長くして、低い駆動電圧での素子動作を実現している。AFSP 型では 2V の電圧で 23dB の消光を得た報告や 30dB の高い消光を確認した報告がある[31],[32]。しかしながら集積度、挿入損失、使用可能な波長幅、使用温度幅、使いやすさなどの問題点もあるように思われる。

以上のように面型素子では反射型素子の開発が多く、低い動作電圧で動作する透過型の半導体光変調器が存在しない。透過型では素子を透過した光を他の面型素子に入射して多段に処理することが容易であるので、光コンピュータ等の情報処理形態に向いていると思われる。そこで、本論文では低い駆動電圧で動作する透過型の面型半導体光変調器の開発を行う。

一方、光並列演算や光機能素子として光双安定素子の開発も盛んである。光双安定現象とは図 2.15のように入力光強度の変化に対して出力光強度が履歴現象を示す現象である。同じ入力光に対してＬとＵの２の状態があり、光記憶としも利用できる。この光双安定現象は、物質の非線形光学応答と光出力のフィードバックの２つの効果を複 合させると生ずるものである。フィードバックの仕方によって、純光学型と光・電気混成型がある。純光学型では光共振器からの光出力光を物質にフィードバックして物質の非線形光学応答を増

大させる方法であり、混合型では光出力を電気信号に変換し増幅して物質に電界効果としてフィードバックする方法である。また、物質の非線形光応答のちがいによって吸収飽和型と分散型がある。吸収飽和型は誘電率の虚数部、分散型では実数部の光強度に対する非線形性を利用する。図 2.16は光双安定システムの一例であり、多重量子井戸中の励起子のシュタルク効果 (QCSE) を利用した SEED 素子である[34]。

上記の他にもさまざまな光機能を持つデバイスが開発されている[35],[36]。

2.5 まとめ

半導体光変調器について構造や動作原理の観点から種々に分類し、その原理や特徴を説明した。光変調器は光通信や光情報処理の基幹素子として期待されているが、本格的に使用されているものは少ない。光通信では、波長チャープの少ない数十〜数百 GHz 以上の高速変調素子が望まれている。また、光並列情報処理用では、低い消費電力で高い集積度の変調器の開発が重要であろう。1000 × 1000 以上の素子を 2 次元配列した並列処理用光変調器やこれらの変調器と電子デバイスを集積化した半導体空間光変調器や光機能 IC 等の開発が重要となる。並列光情報処理や光コンピュータにおける光演算や情報処理の手法や方式が確立されていない現在、開発すべき光デバイスの機能形態は必ずしも明らかではないが、ソフトとハードのお互いの進展が夢の光技術へ向けての原動力となるであろう。

参考文献

[1] R.H.Yan, R.J.Simes and L.A.Coldren: "Surface normal electroabsorption relection modulators using asymmetric Fabty-Perot structures", IEEE J. Quantum Electron. **QE-27** pp.1922-1931 (1991)

[2] G.E.Stillman, C.M.Wolfe, C.O.Bozler and J.A.Rossi: "Electroabsorption in GaAs and its application to waveguide detectors and modulators", Appl. Phys. Lett., **28** pp.544-546 (1976)

[3] 山西正道: "電界による量子井戸構造の光学特性変化と光デバイスへの応用", 応用物理, **55** pp.210-218 (1986)

[4] 山西正道: "超格子ヘテロ構造デバイス (13 章)", 江崎玲於奈, 榊裕之　監修編著（工業調査会）pp.475-509 (1988)

[5] D.A.B.Miller, D.S.Chemla and T.C.Damen: "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum- well structures", Phys. Rev., **B-32** pp.1043-1060 (1985)

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

[7] D.A.B.Miller, J.S.Weiner and D.S.Chemla: "Eletric-field dependence of linear optical properties in quantum well structures: Waveguide electroabsorption and sum rules", IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** pp.1816-1830 (1986)

[8] K.Ishida, H.Nakamura, H.Matsumura, T.Kadoi and H.Inoue: "InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change", Appl. Phys. Lett., **50** pp.141-142 (1987)

[9] B.R.Bennett, R.A.Soref and J.A.D.Alamo: "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP", IEEE J.Quantum Electron., **QE-26** pp.113-122 (1991)

[10] J.G.Mendoza-Alvarez, L.A.Coldren, A.Alping, R.H.Yan, T.Hausken, K.Lee and K.Pedrotti: "Analysis of depletion edge translation lightwave modulators", IEEE J. Lightwave Technol., **6** pp.793-808 (1988)

[11] H.Soda, K.Nakai, H.Ishikawa, and H.Imai: "High-speed GaInAsP/InP buried-heterostructure optical intensity modulator with semi-insulating InP burying layers", Electron. Lett. **23** pp.1232-1234 (1987)

[12] G.Mak, C.Rolland, K.E.Fox and C.Blaauw: "High-speed bulk InGaAsP-InP electroabsorption modulators with bandwidth in excess og 20 GHz", IEEE Photonics Tech. Lett., **2** pp.730-733 (1990)

[13] K.Wakita, I.Kotaka, O.Mitomi, H.Asai, Y.Kawanura and M.Naganuma: "High-speed InGaAs/InAlAs multiple quantum well optical modulators with bandwidths in excess of 40 GHz at 1.55 μm", CLEO'90, Anaheim, CA, CTuC4, (1990)

[14] K.Wakita, I.Kotaka, O.Mitomi, H.Asai, Y.Kawanura and M.Naganuma: "High-speed InGaAs/InAlAs multiple quantum well optical modulators", IEEE J. Lightwave Technol., **8** pp.1027-1031 (1990)

[15] P.Buchmann, H.Kaufmann, H.Melchior and Guekos: "Broadband Y-branch electro-optic GaAs waveguide interferometer", Appl. Phy. Lett., **46** pp.462-464 (1985)

[16] H.Takeuchi, K.Kasaya and K.Oe: "Low-switch-voltage InGaAsP/InP waveguide interferometric modulator for integrated optics", IEEE Photonics Tech. Lett., **1** pp.227-229 (1989)

[17] J.E.Zucker, K.L.Jones, T.Y.Chang, N.Sauer, B.Tell, K.Brown-Goebeler, M.Wegener and D.S.chemla: "Compact low-voltage InGaAs/InAlAs multiple quantum well waveguide interferometers", Electron. Lett., **26** pp.2029-2031 (1990)

[18] 佐野博久、井上宏明、 田中滋久、石田宏司: "InGaAs/InAlAs MQW 光変調器", 電子情報通信学会技術研究報告 **OQE91-57 ED91-67** pp.69-74 (1991)

[19] R.G.Walker: "High-speed III-V semiconductor intensity modulators", IEEE J. Quantum Electron., **27** pp.654-667 (1991)

[20] T.Kikugawa, K.G.Ravikumar, K.Shimomura, A.Izumi, K.Matsubara, Y.Miyamoto, S,Arai and Y.Suematu: "Switching operation in OMVPE grown GaInAs/InP MQW intersectional optical switch structures", IEEE Photonics Tech. Lett., **vol.1** pp.126-128 (1989)

[21] 小泉真理、桐原俊夫、金武達郎、井上宏明: "キャリヤ注入型半導体光スイッチ", 光学 **24 巻** pp.324-329 (1995)

[22] 林秀樹、多田邦雄、高橋芳浩、石川卓哉: "GaAs 系進行波方向性結合器光変調器の設計、試作、実験", 電気情報通信学会論文誌 **J73-C-I** pp.627-635 (1990)

[23] 野口一人、宮澤弘、三富修: "70 GHz 帯 Ti:$LiNbO_3$広帯域光変調器", 1993 年信学全秋大会 **C-175** (1993)

[24] 皆方誠: "$LiNbO_3$光スイッチ", 光学 **24 巻** pp.330-336 (1995)

[25] Y.Kuwamura, M.Yamada and M.Suzumi: "Panel-type semiconductor optical modulator using electron depleting absorption control", Jpn. A. Appl. Phys **vol.32** part 1, pp.578-582 (1993)

[26] M.Yamada and Y.Kuwamura: "Ultrafast and ultra-parallel optoelectronics; Section 7.4", Edited by T.Sueda and T.Okoshi, Ohmsha, John Wiley & Sons, pp.400-409 (1995)

[27] T.Y.Hsu, W.Y.Wu and U.Efron: "Amplitude and phase modulation in a 4-μm-thick GaAs/GaAlAs quantum wells in a p-i-n diode structure", Electron. Lett., **vol.24**, pp.603-605 (1988)

[28] C.Amano, S.Matsuo, T.Kurokawa and H.Iwamura: "20 dB contrast GaAs/AlGaAs multiple quantum-well nonresonant modulators", IEEE Photonics Tech. Lett., **vol.4** pp.31-33 (1992)

[29] K.K.Law, M.Whitehead, J.L.Merz and L.A.Coldren: "Simultaneous achievement of low insertion loss, high contrast and low operating voltage in asymmetric Fabry-Perot reflection modulator", Electron. Lett., **vol.27** pp.1863-1865 (1991)

[30] M.Whitehead, A.Rivers and G.Parry: "Low voltage multiple quantum well reflection modulator with ON:Off ratio > 100:1", Electron. Lett. **vol.25** pp.984-985 (1989)

[31] D.S.Gerber, R.Droopad and G.N.Maracas: "A GaAs/AlGaAs asymmetric Fabry-Perot reflection modulator with very high contrast ratio", IEEE Photon. Technol. Lett. **vol.5** pp.55-58 (1993)

[32] M.R.Stead, R.P.Leavitt and G.J.Simonis: CLEO'94 Technical Digest, **8** pp.59-60 (1994)

[33] R.H.Yan, R.J.Simes and L.A.Coldren: "Analysis and design of surface-normal Fabry-Perot electro-optic modulators", IEEE J. Quamtum Electron., **vol.25** pp.2272-2280 (1989)

[34] D.A.B.Miller, D.S.Chemla, T.C.Damen, A.C.Gossard, W.Wiegmann, T.H.Wood and C.A.Burus: "Novel bybrid optically bistable switch, The quantum well self-electro-optic effect device", Appl. Phy. Lett., **45**, pp.13-15 (1984)

[35] 稲場文男 編: "光コンピュータ", オーム社, (1985)

[36] Edited by Jurgen Jahns and Sinh H.Lee: "Optical Computing Hardware", Academic Press, INC. (1994)

第 3 章

半導体中の電子と電磁界との相互作用

3.1 光吸収スペクトル計算における課題

直接遷移形半導体中では価電子帯から伝導帯への電子遷移を電界印加により制御し、材料中の吸収係数や屈折率を変えることができる。バルク半導体でのこの電界効果はフランツ・ケルディッシュ効果ともよばれ、現在開発されている半導体光変調器など多くの光デバイスの動作原理として利用されている[1]-[8]。しかし、フランツ・ケルディッシュ効果についての本来の理論的特性[10]-[22]は実験データとは一致せず、実験的データによる修正が必要となっていた[8]。理論解析と実験データとの最大の違いは、バンドギャップより低エネルギー側で印加電圧の有無にかかわらず absorption tail が観測されることであった[9]。この裾引き特性は半導体結晶に混入した不純物原子が作る準位が関与した電子遷移による吸収特性であるなどと解釈されていた。

一方、半導体レーザの研究においても利得特性や自然放出の特性でバンドギャップよりも低エネルギー側に同様の裾引き特性が観測されていた。Kane[23]は、不規則に分布した不純物がイオン化して作るポテンシャルゆぎがガウス形の状態密度の裾引きを作る事を示し、Halperin と Lax[24]、Stern[26]らはさらに量子論的な修正を行った。しかし、これらの理論解析では多数の不純物がドープされた半導体を想定しており、不純物をドープしていない半導体でも吸収端近傍にテイル状の利得スペクトルが観測されているという事実を説明することができなかった。

一方、山田ら[27][28]は、不純物が存在せず正常なバンド構造となっている場合でも電子の衝突散乱による電子波動の緩和効果のために利得や自然放出スペクトルがバンドギャップ内部まで裾を引く事を示した。さらに山西ら[29][30]は電子散乱メカニズムを再検討し、スペクトル広がりの関数形状がローレンツ形とガウス形の間になることを指摘した。近年特に開発が進められている量子井戸構造半導体レーザでもテール状の吸収がみられる事から、その原因が電子緩和効果によっている事が理解され、多くの理論研究がなされてきた[30]-[33]。

半導体レーザでは密度行列の運動方程式に電子緩和効果を導入する手法が広く用いられており、本論文ではこの手法を基本として光吸収特性を解析する。**3.2** 節では密度行列の

導出について再吟味を行い、光吸収の表現式を導出する。**3.3** 節では **3.2** 節で求めた吸収係数の基本式を適用して半導体結晶に電界を加えた場合の光吸収係数を理論解析する。**3.4** 節では電子散乱とスペクトル形状関数について議論し、**3.5** 節では GaAs 結晶を例として光吸収スペクトルの数値計算を行う。なお、本論文では半導体中の価電子帯から伝導帯への帯間電子遷移による光吸収だけを取り扱い、励起子や自由キャリヤ吸収など他の効果については考慮していない。

3.2 密度行列の手法

3.2.1 電子緩和効果による双極子の減衰

半導体中でのバンド構造を与えるようなハミルトニアンを主ハミルトニアン H_0 とし、この主ハミルトニアンに対する一つの電子のエネルギー固有値と固有状態を各々 E_n および $|n>$ とする。半導体中の i 番目の電子に時間的に不規則な摂動 $H_r(t)$ が時間 $t = t_i$ から加わるものとすると、i 番目の電子に対するハミルトニアンは、

$$H = H_0 + H_r(t) \tag{3.1}$$

であり、その波動関数を

$$|\Psi^{(i)}(t)>=\sum_n C_n^{(i)}(t) \mid n> \tag{3.2}$$

とする。$C_n^{(i)}(t)$ は係数である。$\Psi^{(i)}(t)$ の時間変化はシュレディンガー方程式により決定される。

$$j\hbar\frac{d \mid \Psi^{(i)}(t)>}{dt} = H(t) \mid \Psi^{(i)}(t)> \tag{3.3}$$

密度行列 $w(t)$ は、波動関数と i 番目電子の抽出確率 $p^{(i)}$ を用いて

$$w(t) = \sum_i \mid \Psi^{(i)}(t) > p^{(i)} < \Psi^{(i)}(t) \mid \tag{3.4}$$

で定義される[34]。$\sum_i$ は電子集団内での総和を示し、$\sum_i p^{(i)} = 1$ と規格化されている。個々の電子はゆらぎを与える摂動 $H_r(t)$ により散乱を受け、電子波動や双極子振動が減衰する。この減衰過程を電子集団について取り扱うため、式 (3.4) のように統計的処理を行い、電子緩和過程を描く。

この時、密度行列 $w(t)$ の運動方程式は式 (3.3) から次式のように与えられる。

$$\frac{dw(t)}{dt} = \frac{1}{j\hbar}\left[\,(H_0 + H_r(t))\,,\, w(t)\,\right] \tag{3.5}$$

記号′が相互作用表示を表すものとし、式 (3.5) を相互作用表示に書き直すと、

$$\frac{dw'(t)}{dt} = \frac{1}{j\hbar}\left[\,H_r'(t)\,,\, w'(t)\,\right] \tag{3.6}$$

となる。ここで、

$$w'(t) = \exp[-\frac{H_0 t}{j\hbar}]w(t)\exp[\frac{H_0 t}{j\hbar}] \tag{3.7}$$

$$H'_r(t) = \exp[-\frac{H_0 t}{j\hbar}]H_r(t)\exp[\frac{H_0 t}{j\hbar}] \tag{3.8}$$

である。相互作用表示は光や物質相互におけるエネルギー移動を記述する表示であり、光振動周期よりも充分長い時間での変化が物理的な意味をもつ。時間が $t \to t+\Delta t$ に進んだ時の $w'(t)$ の変化は、式 (3.6) より遂次近似を用いて 2 次摂動項まで解くと、

$$\begin{aligned} w'(t+\Delta t) - w'(t) &= \frac{1}{j\hbar}\int_t^{t+\Delta t} [\, H'_r(\xi_1)\ ,\ w'(t)\,]\, d\xi_1 \\ &- \frac{1}{\hbar^2}\int_t^{t+\Delta t}\int_t^{\xi_2} [\, H'_r(\xi_2)\ ,\ [\, H'_r(\xi_1)\ ,\ w'(t)\,]\,]\, d\xi_1 d\xi_2 \end{aligned} \tag{3.9}$$

と求まる。価電子帯および伝導帯中の一つのエネルギー準位を $\mid v >$、$\mid c >$とし、密度行列の非対角要素を $w'_{vc}(t)$ で明記すると、半導体中の双極子のふるまいは非対角要素 w'_{vc}で決まるので、式 (3.9) の左側から$< v \mid$、右側から $\mid c >$をかけると、次式が求まる。

$$\begin{aligned} w'_{vc}(t+\Delta t) - w'_{vc}(t) &= \frac{1}{j\hbar}\int_t^{t+\Delta t} f_1(\xi_1) w'_{vc}(t) d\xi_1 \\ &- \frac{1}{\hbar^2}\int_t^{t+\Delta t}\int_t^{\xi_2} f_2(\xi_1,\xi_2) w'_{vc}(t) d\xi_1 d\xi_2 \end{aligned} \tag{3.10}$$

ここで、$f_1(\xi_1)$ は 1 次摂動項

$$f_1(\xi_1) =< v \mid H'_r(\xi_1) \mid v > - < c \mid H'_r(\xi_1) \mid c > \tag{3.11}$$

であり、$f_2(\xi_1,\xi_2)$ は 2 次摂動項は、

$$\begin{aligned} & f_2(\xi_1,\xi_2) \\ &= \{< v \mid H'_r(\xi_2)H'_r(\xi_1) \mid v > + < c \mid H'_r(\xi_2)H'_r(\xi_1) \mid c >\} \\ &- \{< v \mid H'_r(\xi_2) \mid v >< c \mid H'_r(\xi_1) \mid c > + < v \mid H'_r(\xi_1) \mid v >< c \mid H'_r(\xi_2) \mid c >\} \end{aligned} \tag{3.12}$$

である。式 (3.10) 中の 1 次摂動項は双極子の振動数の変化 (エネルギー準位のシフト) を与え、2 次摂動項は双極子の減衰の速さ (エネルギー準位のぼけ) を与える。不純物原子を添加した為に生ずる不純物準位は 1 次摂動項として導入される。本章で注目しているのは、$H_r(t)$ が時間的に不規則なゆらぎを与える場合であり、時間的にゆらいでいるので、式 (3.10) について粒子全体での統計平均をとる。統計平均を $\overline{\quad}$ で表すと、式 (3.10) の 1 次摂動項は、摂動 $H'_r(t)$ の統計平均が$\overline{< n \mid H'_r \mid n >} = 0$ であり、0 となる。したがって、2 次摂動項式 (3.12) のみが残る。なお、半導体結晶においては式 (3.12) の 3 項目及び 4 項目は数量的に小さいと言われている。

式 (3.10) の 2 次摂動項中の積分変数ξ_1とξ_2は、充分小さな時間増分Δt に対して$t < \xi_1 < \xi_2 < t + \Delta t$ である。しかしながら、摂動が$t = t_i$から始まると仮定したので、統計平均は$t_i < t < \xi_2$で行う必要がある。そこでまず、

$$\overline{f_2(\xi_1, \xi_2)} = \int_{t_i}^{\xi_2} \overline{f_2(t, \xi_2)} \delta(t - \xi_1) dt \tag{3.13}$$

と変形する。$\xi_2 - t_i$は相関が定義できるだけの時間差があるので、2 次摂動を与えるモデルとして、

$$\frac{1}{\hbar^2} \overline{f_2(t, \xi_2)} = A \exp\left(-\frac{\xi_2 - t}{\tau_b}\right) \tag{3.14}$$

を仮定する。ここでA はゆらぎの振幅、τ_bはゆらぎの相関時間である。したがって

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\hbar^2} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{\xi_2} \overline{f_2(\xi_1, \xi_2)} d\xi_1 d\xi_2 \\ &= \frac{1}{\hbar^2} \int_t^{t+\Delta t} \int_t^{\xi_2} \int_{t_i}^{\xi_2} \overline{f_2(s, \xi_2)} \delta(s - \xi_1) ds d\xi_1 d\xi_2 \\ &= \frac{1}{\hbar^2} \int_t^{t+\Delta t} \int_{t_i}^{\xi_2} \overline{f_2(s, \xi_2)} ds d\xi_2 \end{aligned} \tag{3.15}$$

と書ける。式 (3.14) を式 (3.15) に代入し、新しい変数τを$\tau = \xi_2 - s$ で定義して式 (3.15) の 2 重積分をτとξ_2との積分変数に書き換えると、

$$\begin{aligned} \text{式 (3.15)} &= \int_t^{t+\Delta t} \int_0^{\xi_2 - t_i} A \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_b}\right) d\tau d\xi_2 \\ &= \Delta t \int_0^{t - t_i} A \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_b}\right) d\tau \end{aligned} \tag{3.16}$$

を得る。

したがって、式 (3.10) について統計平均を行った結果は、

$$\overline{w'_{vc}(t + \Delta t)} - \overline{w'_{vc}(t)} = -\Delta t \int_0^{t - t_i} A \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_b}\right) d\tau \overline{w'_{vc}(t)} \tag{3.17}$$

と書くことができる。式 (3.17) 両辺をΔt で割ると、次式の運動方程式となる。

$$\frac{d\overline{w'_{vc}(t)}}{dt} = -\gamma(t, t_i) \overline{w'_{vc}(t)} \tag{3.18}$$

ここで、$\gamma(t, t_i)$ は、

$$\gamma(t, t_i) = \int_0^{t - t_i} A \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_b}\right) d\tau = \frac{1}{\tau_a} \left\{1 - \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau_b}\right)\right\} \tag{3.19}$$

であり、τ_aは、

$$\frac{1}{\tau_a} = A \tau_b \tag{3.20}$$

である。τ_aはバンド内緩和時間[27]に対応する。

式 (3.19) を式 (3.18) に代入して解を求めると、密度行列の行列要素$\overline{w'_{vc}(t)}$は時間 t_iから

$$\overline{w'_{vc}(t)} = \overline{w'_{vc}(t_i)} \exp\left\{-\frac{\tau_b}{\tau_a}\left(\frac{t-t_i}{\tau_b} + e^{\frac{t-t_i}{\tau_b}} - 1\right)\right\} \tag{3.21}$$

にしたがって減衰していくことがわかる。

3.2.2 電子の基本運動方程式とスペクトル形状関数

前節の議論のように電子散乱の緩和率（式 (3.19)）が時間的に変化するような場合、外部からの電磁界に対する密度行列の応答を運動方程式の形で明記することができない。そこで本節では単位インパルス$\delta(t-t_i)$ に対する密度行列要素の応答を$\overline{w_{vc}(t,t_i)}$で示し、連続的な電磁界に対しては、インパルス応答の重ね合わせに表現する。

初期時間 $t = t_i$に外部からの単位インパルス$\delta(t-t_i)$ 電界が加わるものと仮定する。インパルス$\delta(t-t_i)$ に対する$\overline{w_{vc}(t,t_i)}$の応答を決定する運動方程式は、前節で議論した電子緩和効果を含めて、

$$\frac{d\overline{w_{vc}(t,t_i)}}{dt} = -\frac{1}{j\hbar}(\overline{w_{cc}} - \overline{w_{vv}})R_{vc}\delta(t-t_i) + \left\{j\omega_{cv} - \gamma(t,t_i) - \frac{1}{\tau_s}\right\}\overline{w_{vc}(t,t_i)} \tag{3.22}$$

と書ける。ここで、$\overline{w_{cc}}$および$\overline{w_{vv}}$は行列$\overline{w}$の対角要素、R_{vc}は双極子能率の行列要素、ω_{cv}は伝導帯および価電子帯のエネルギー固有値 E_cと E_vのエネルギー差に対応する角周波数 $(E_c - E_v)/\hbar$、τ_sは自然放出による電子の寿命時間である。式 (3.22) の第 1 項目が外力と$\overline{w_{vc}}$との相互作用である。第 2 項目の括弧中のそれぞれの項は、$\overline{w_{vc}(t,t_i)}$の共鳴周波数、電子緩和効果、自然放出作用を表す。初期時間 $t = t_i$から現象が始まると仮定したので式 (3.22) の解は、

$$\overline{w_{vc}(t,t_i)} = -\frac{1}{j\hbar}(\overline{w_{cc}} - \overline{w_{vv}})R_{vc} \exp\left\{j\omega_{cv}(t-t_i) - \int_{t_i}^{t}\gamma(\xi_1,t_i)d\xi_1 - \frac{(t-t_i)}{\tau_s}\right\} \tag{3.23}$$

と求まる。

駆動力が、複素振幅 E_ω、角周波数ωの連続的な電界 $E(t)$

$$E(t) = E_\omega e^{j\omega t} + E^*_\omega e^{-j\omega t} \tag{3.24}$$

の場合での分極に対する密度行列を$\rho_{vc}(t)$ とすると、$\rho_{vc}(t)$ はさまざまな初期時間 t_iから始まる$\overline{w_{vc}(t,t_i)}$の重ね合わとして求めることができる。つまり、

$$\begin{aligned}\rho_{vc}(t) &= \int_{-\infty}^{t}\overline{w_{vc}(t,t_i)}(E_\omega e^{j\omega t_i} + E^*_\omega e^{-j\omega t_i})dt_i \\ &\approx -\frac{1}{j\hbar}(\rho_{cc} - \rho_{vv})R_{vc}\Phi(\omega)E_\omega e^{j\omega t}\end{aligned} \tag{3.25}$$

であり、$\Phi(\omega)$ がスペクトル関数

$$\Phi(\omega) = \int_0^\infty \exp\{j(\omega_{cv} - \omega)\tau - \Gamma(\tau)\}d\tau \tag{3.26}$$

で、$\Gamma(\tau)$ は、

$$\Gamma(\tau) = \int_{t-\tau}^{t} \gamma(\xi_1, t-\tau)d\xi_1 + \frac{\tau}{\tau_s} \tag{3.27}$$

と定義される。

電子緩和過程が式 (3.19) で与えられる場合には、$\Gamma(\tau)$ は、

$$\Gamma(\tau) = \frac{\tau_b}{\tau_a}\left(\frac{\tau}{\tau_b} + e^{-\frac{\tau}{\tau_b}} - 1\right) + \frac{\tau}{\tau_s} \tag{3.28}$$

となる。

さて電子と正孔とが作る分極を Pとすると、

$$\begin{aligned} P &= N_t Tr(\rho R) = N_t \sum_{c,v}(\rho_{cv}R_{vc} + \rho_{vc}R_{cv}) \\ &= j\frac{N_t}{\hbar}\sum_c\sum_v(\rho_{vv} - \rho_{cc})|R_{cv}|^2\{\Phi(\omega)E_\omega e^{j\omega t} - \Phi(\omega)^* E_\omega^* e^{-j\omega t}\} \end{aligned} \tag{3.29}$$

と求められる。ここで、N_tは伝導帯と価電子帯とを含めた電子密度である。

分極率を$\chi(\omega)$ とすると

$$P = \varepsilon_0\{\chi(\omega)E_\omega e^{j\omega t} + \chi^*(\omega)E_\omega^* e^{-j\omega t}\} \tag{3.30}$$

と書け、結果として分極率$\chi(\omega)$ は、

$$\chi(\omega) = j\frac{N_t}{\varepsilon_0\hbar}\sum_c\sum_v(\rho_{vv} - \rho_{cc})|R_{cv}|^2\Phi(\omega) \tag{3.31}$$

と求まる。

帯間遷移による光吸収係数α_{vc}は、材料の屈折率を n_rとして Maxwell の方程式より

$$\begin{aligned} \alpha_{vc} &= \frac{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{n_r}\omega Im\{\chi(\omega)\} \\ &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\omega}{n_r}N_r\sum_c\sum_v(\rho_{vv} - \rho_{cc})|R_{cv}|^2 S(\hbar\omega - E) \end{aligned} \tag{3.32}$$

で与えられる。ここで、$S(\hbar\omega - E)$ がスペクトル形状関数であり、次式のように定義した。

$$\begin{aligned} S(\hbar\omega - E) &\equiv \frac{1}{\hbar}Re\{\Phi(\omega)\} \\ &= \frac{1}{\hbar}Re\left\{\int_0^\infty \exp\{j(\omega_{cv} - \omega)\tau - \Gamma(\tau)\}d\tau\right\} \end{aligned} \tag{3.33}$$

本論文の特徴はこのスペクトル形状関数を導入している事であり、バンドギャップ内部への光吸収の裾引きを理論的に与えている。

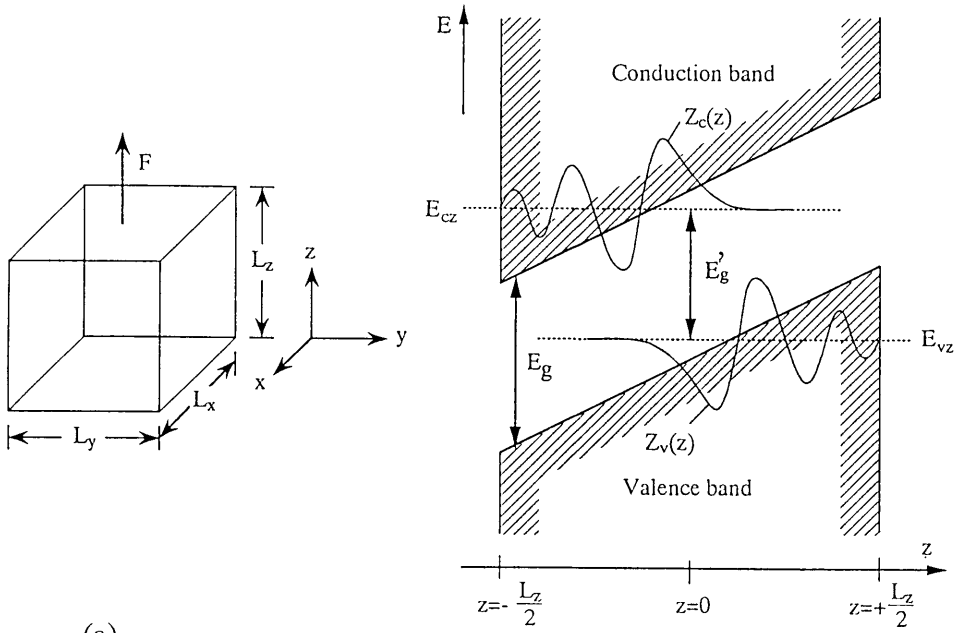


図 3.1: フランツ・ケルディッシュ効果の解析モデル. (a) 各辺の長さがそれぞれ L_x、L_y、L_zの半導体中に電子が閉じ込められ、直流電界 Fは z 方向に印加する. (b)z 方向に静電界が加わった時の電子の波動関数 $Z_c(z)$、$Z_v(z)$.

3.3 フランツ・ケルディッシュ効果

3.3.1 電子の波動関数と双極子能率の関係

フランツ・ケルデッシュ効果は式 (3.32) などにおける双極子能率 $|R_{cv}|^2$を変化させる効果である。フランツ・ケルディッシュ効果自身の解析は、従来まで発表されてきた手法[18]に基づいている。解析モデルを図 3.1に示す。各辺の長さが L_x、L_y、L_zの領域に価電子帯または伝導帯中の電子が存在しているとする。静電界 Fを z 方向にかけると電子状態 $|c>$ や $|v>$が変形し、双極子能率 R_{cv}が変化する。j 番目のバンド帯中の電子波動関数を$\Psi_j(\mathbf{r})$ とすると、$\Psi_j(\mathbf{r})$ は結晶の格子点ごとに繰り返される周期関数 $u_{j\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ とゆるやかに変化する $X_j(x)$、$Y_j(y)$、$Z_j(z)$ の積で書くことができる。

$$\Psi_j(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y L_z}} X_j(x) Y_j(y) Z_j(z) u_{j\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \tag{3.34}$$

ここで、jが c の時は伝導帯中の電子、jが vの時は価電子帯中の電子を表すものとする。

そして双極子能率は、

$$|R_{cv}|^2 = |<\psi_c(\mathbf{r})|e\mathbf{r}|\psi_v(\mathbf{r})>|^2 \simeq |R_0|^2 |I_x|^2 |I_y|^2 |I_z|^2 \tag{3.35}$$

となる。ここで、$I_l(l = x, y, z)$ は、

$$|I_x|^2 = \left| \int_{-\frac{L_x}{2}}^{\frac{L_x}{2}} X_c^*(x) X_v(x) dl \right|^2 \tag{3.36}$$

であり、I_y、I_zも同様に示される。また、R_0は、

$$|R_0|^2 = | < u_c(\mathbf{r}) | e\mathbf{r} | u_v(\mathbf{r}) > |^2 \tag{3.37}$$

である。

光吸収の計算には電子遷移可能なすべての準位間で作られる双極子能率 $|R_{cv}|^2$についての総和をとる必要があり、

$$\sum_c \sum_v |R_{cv}|^2 = \sum_{n_{cx}} \sum_{n_{cy}} \sum_{n_{cz}} \sum_{n_{vx}} \sum_{n_{vy}} \sum_{n_{vz}} |R_0|^2 |I_x|^2 |I_y|^2 |I_z|^2 \tag{3.38}$$

となる。ここで、n_{jl}は jバンド帯中の l方向 $(l = x, y, z)$ の n 番目の電子状態を表す。

3.3.2 電界に垂直な方向の電子状態数

印加電界に垂直な方向の電子波動関数の包絡曲線 $X_j(x)$、$Y_j(y)$ はそれぞれ

$$X_j(x) = \sqrt{\frac{2}{L_x}} \sin[k_{jx}(x + \frac{L_x}{2})] \tag{3.39}$$

$$Y_j(y) = \sqrt{\frac{2}{L_y}} \sin[k_{jy}(y + \frac{L_y}{2})] \tag{3.40}$$

と書ける。ここで、k_{jx}や k_{jy}はそれぞれ x および y 方向の電子波数ベクトルである。境界条件

$$X_j(\pm\frac{L_x}{2}) = Y_j(\pm\frac{L_x}{2}) = 0 \tag{3.41}$$

を式 () に適用すると、

$$k_{jx} L_x = n_{jx}\pi \qquad (n_{jx} = 1, 2, 3, \cdots) \tag{3.42}$$

$$k_{jy} L_y = n_{jy}\pi \qquad (n_{jy} = 1, 2, 3, \cdots) \tag{3.43}$$

となる。ここで n_{jx}や n_{jy}はそれぞれ x 方向や y 方向の n 番目の電子状態である。式 (3.39) と式 (3.40) を式 (3.36) に代入すると、$L_x = L_y \to \infty$ の条件で次式を得る.

$$|I_x|^2 = \frac{1}{L_x^2} \frac{\sin^2\{(k_{cx} - k_{vx})L_x\}}{(k_{cx} - k_{vx})^2} \simeq \frac{\pi}{L_x} \delta(k_{cx} - k_{vx}) \tag{3.44}$$

$$|I_y|^2 = \frac{1}{L_y^2} \frac{\sin^2\{(k_{cy} - k_{vy})L_y\}}{(k_{cy} - k_{vy})^2} \simeq \frac{\pi}{L_y} \delta(k_{cy} - k_{vy}) \tag{3.45}$$

式 (3.38) 中の状態和$\sum_{n_{cx}}\sum_{n_{cy}}\sum_{n_{vx}}\sum_{n_{vy}}|I_x|^2|I_y|^2$は、式 (3.44) と (3.45) を使って

$$\begin{aligned}\sum_{n_{cx}}\sum_{n_{cy}}\sum_{n_{vx}}\sum_{n_{vy}}|I_x|^2|I_y|^2 &= \left(\frac{L_x}{\pi}\right)\left(\frac{L_y}{\pi}\right)\\ &\quad\int\int\int\int\delta(k_{cx}-k_{vx})\delta(k_{cy}-k_{vy})dk_{cx}dk_{cy}dk_{vx}dk_{vy}\\ &= \frac{L_xL_y}{2\pi}\int_0^{k_\parallel}k_\parallel dk_\parallel = \frac{L_xL_yM_{vc}}{2\pi\hbar^2}\int dE_\parallel \end{aligned} \tag{3.46}$$

で与えられる。ここで、

$$k_\parallel^2 = k_{cx}^2 + k_{cy}^2 \tag{3.47}$$

$$E_\parallel = \frac{\hbar^2}{2m_c}(k_{cx}^2+k_{cy}^2) + \frac{\hbar^2}{2m_v}(k_{vx}^2+k_{vy}^2) \tag{3.48}$$

や

$$1/M_{vc} = 1/m_c + 1/m_v \tag{3.49}$$

の記号を使用した.

3.3.3 電界に平行な方向の電子の波動関数と状態数

静電界 Fに平行な方向の電子波動関数の包絡線関数 $Z_j(z)$ は、有効質量近似のもとで次のシュレディンガー方程式により求めることができる。

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m_j}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \pm eFz\right\}Z_j(z) = E_{jz}Z_j(z) \tag{3.50}$$

ここで、m_jは jバンド中の電子の有効質量、E_{jz}は z方向のエネルギー固有値である。また、式 (3.50) 中の＋符号は伝導帯電子、－符号は価電子帯正孔に対して用いることとする。バルク結晶の場合、結晶の境界位置 $z = \pm L_x/2$ を$\pm\infty$ とみなし、境界条件を

$$Z_j\left(\pm\frac{L_z}{2}\right) \simeq Z_j(\pm\infty) = 0 \tag{3.51}$$

で近似する。

式 (3.50) 中の変数 zを次式で定義される新しい変数ξ_j、

$$\xi_j \equiv \left(\frac{2m_jeF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}}\left[-\frac{E_{jz}}{eF} \pm z\right], \tag{3.52}$$

で変数変換すると、式 (3.50) は、

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial\xi_j^2} - \xi_j\right\}Z_j(\xi_j) = 0 \tag{3.53}$$

と書き換えられる。式 (3.51) の片方の境界条件 ($Z_c(\infty) = 0$、$Z_v(-\infty) = 0$) を用いて式 (3.53) の解を求めると、

$$Z_j(z) = a_j Ai(\xi_j) \tag{3.54}$$

となる。

残りの境界条件 ($Z_c(-\infty) = 0$、$Z_v(\infty) = 0$) を式 (3.54) に適用すると、$L_z \to \infty$ の条件において

$$\sin\left[\frac{2}{3}\left(\frac{2m_j eF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_{jz}}{eF}+\frac{L_z}{2}\right)^{\frac{3}{2}}+\frac{\pi}{4}\right] \simeq 0 \tag{3.55}$$

となり、次式より z方向のエネルギー固有値 E_{jz}が求められる。

$$n_{jz} = \frac{2}{3\pi}\left(\frac{2m_j eF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_{jz}}{eF}+\frac{L_z}{2}\right)^{\frac{3}{2}}+\frac{1}{4} \quad (n_{jz} = 1, 2, 3, \cdots) \tag{3.56}$$

また、式 (3.54) の規格化を行うと、規格化定数 a_jは、

$$a_j \simeq \sqrt{\pi}\left(\frac{2}{L_z}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\frac{2m_j eF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{12}} \tag{3.57}$$

となる。

一方、z 方向の単位エネルギー当りの状態数は、式 (3.56) から $L_z \to \infty$ の条件において

$$\begin{aligned}\frac{dn_{jz}}{dE_{jz}} &= \frac{1}{\pi}\left(\frac{2m_j eF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_{jz}}{eF}+\frac{L_z}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{eF} \\ &\simeq \frac{1}{\pi\hbar}\left(\frac{m_j L_z}{eF}\right)^{\frac{1}{2}}.\end{aligned} \tag{3.58}$$

と求めることができる。$L_z \to \infty$ に対する$\sum_{n_{cz}}\sum_{n_{vz}}|I_z|^2$を計算するため、$n_{cz}$と n_{vz}に関する総和を積分$\int\int dE_{cz}dE_{vz}$で置き換える。

$$\begin{aligned}\sum_{n_{cz}}\sum_{n_{vz}} &= \int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}\int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}\frac{dn_{cz}}{dE_{cz}}\frac{dn_{vz}}{dE_{vz}}dE_{cz}dE_{vz} \\ &= \left(\frac{1}{\pi\hbar}\right)^2\frac{L_z}{eF}(m_c m_v)^{\frac{1}{2}}\int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}\int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}dE_{cz}dE_{vz}\end{aligned} \tag{3.59}$$

式 (3.54) を式 (3.36) に代入し、

$$I_z = a_c a_v \int_{-\frac{L_z}{2}}^{\frac{L_z}{2}} Ai^*(\xi_c)Ai(\xi_v)dz \tag{3.60}$$

エアリー関数 $Ai(Z)$ の定義式

$$Ai(Z) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}\cos\left(\frac{t^3}{3}+Zt\right)dt, \tag{3.61}$$

を使って、式 (3.60) を計算すると、$L_z \to \infty$ の条件において、I_zは、

$$I_z \simeq \pi\sqrt{\frac{2}{L_z}}\left[\frac{(\hbar M_{vc})^2}{2eF}\right]^{\frac{1}{6}}\frac{1}{(m_c m_v)^{\frac{1}{4}}}Ai\left[-\left\{\frac{2M_{vc}}{(\hbar eF)^2}\right\}^{\frac{1}{3}}(E_{cz}+E_{vz})\right] \tag{3.62}$$

と求まる。式 (3.59) と式 (3.62) を使って、$\sum_{n_{cz}}\sum_{n_{vz}}|I_z|^2$を計算すると

$$\begin{aligned}\sum_{n_{cz}}\sum_{n_{vz}}|I_z|^2 &= \frac{1}{E_f^2}\int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}\int_{-\frac{eFL_z}{2}}^{\infty}\left|Ai(-\frac{E_{cz}+E_{vz}}{E_f})\right|^2 dE_{cz}dE_{vz}\\ &\simeq \frac{eFL_z}{E_f^2}\int_{-eFL_z}^{\infty}\left|Ai(-\frac{E_z}{E_f})\right|^2 dE_z\end{aligned} \tag{3.63}$$

となる。ここで、$1/M_{vc}=1/m_c+1/m_v$の関係にある換算質量を M_{vc}で明記すると、E_fは $E_f=\left\{\frac{(\hbar eF)^2}{2M_{vc}}\right\}^{\frac{1}{3}}$であり、$E_z$は $E_z=E_{cz}+E_{vz}$と定義した。

3.3.4 均一電界の下での光吸収係数

ここでは真性半導体を考えているので、価電子帯および伝導帯準位での電子の存在確率をそれぞれ$\rho_{vv}\approx 1$ や$\rho_{cc}\approx 0$ で近似する。式 (3.32) の光吸収係数α_{vc}は式 (3.38) を使って、

$$\alpha_{vc}=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\omega}{n_r}\frac{2}{L_xL_yL_z}\sum_{n_{cx}}\sum_{n_{cy}}\sum_{n_{cz}}\sum_{n_{vx}}\sum_{n_{vy}}\sum_{n_{vz}}|R_0|^2|I_x|^2|I_y|^2|I_z|^2S(\hbar\omega-E) \tag{3.64}$$

と書ける。式 (3.64) 中の z 方向の状態和については式 (3.63) で、xy 平面内での状態和については式 (3.46) で計算した。そこで、両式を式 (3.64) に代入すると、電界 Fのもとでの帯間遷移による光吸収係数$\alpha_{vc}(F,\omega)$ は次式のように求まる。

$$\begin{aligned}\alpha_{vc}(F,\omega) &= \frac{\omega}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{M_{vc}}{\pi\hbar^2}\frac{eF}{E_f^2}\int_0^{\infty}\int_{-eFL_z}^{\infty}|R_0|^2S(\hbar\omega-E)\left|Ai\left(-\frac{E_z}{E_f}\right)\right|^2 dE_z dE_{\|}\\ &= \frac{\omega}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{M_{vc}}{\pi\hbar^2}\frac{eF}{E_f^2}\int_{-\infty}^{\infty}|R_0|^2S(\hbar\omega-E)\\ &\quad\left\{\frac{E-E_g}{E_f}\left|Ai\left(-\frac{E-E_g}{E_f}\right)\right|^2+\left|Ai'\left(-\frac{E-E_g}{E_f}\right)\right|^2\right\}dE\end{aligned} \tag{3.65}$$

ここで、Eは $E=E_z+E_{\|}+E_g$、$Ai'(z)$ は Airy 関数の微分を意味する。式 (3.65) は多くの文献[10]-[18]でのフランツ・ケルディッシュ効果の理論式とほぼ同じであるが、スペクトル形状関数 $S(\hbar\omega-E)$ が挿入されているのが本論文の特色である。

GaAs 結晶では光吸収に寄与する機構として重い正孔帯と軽い正孔帯から伝導帯への電子遷移による吸収が存在する。そこで、添え字$v=h$ で重い正孔、$v=l$で軽い正孔を示すものとし、両バンド帯からの電子遷移を合成した吸収係数$\alpha(F,\omega)$ は、

$$\alpha(F,\omega)=\alpha_{hc}(F,\omega)+\alpha_{lc}(F,\omega) \tag{3.66}$$

表 3.1: バンド内電子緩和効果の発生メカニズムと電子の緩和時間

伝導帯電子の散乱		価電子帯正孔の散乱	
(a) 電子－電子の衝突	$\sim 10^{-12}$秒	(e) 正孔－正孔の衝突	$\sim 10^{-13}$秒
(b) 電子－不純物の衝突	$>10^{-12}$秒	(f) 正孔－不純物の衝突	$>10^{-12}$秒
(c) 電子－正孔の衝突	$\sim 10^{-13}$秒	(g) 正孔－電子の衝突	$\sim 10^{-13}$秒
(d) 電子－格子振動の衝突	$\sim 10^{-12}$秒	(h) 正孔－格子振動の衝突	$\sim 10^{-12}$秒

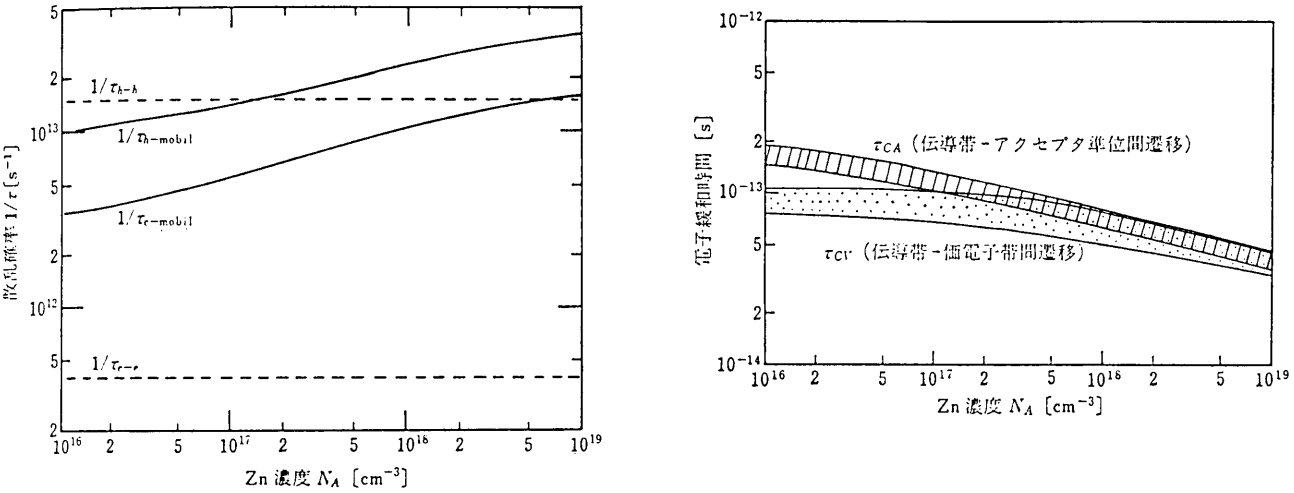


図 3.2: 不純物濃度と電子緩和時間

と書くことができる。電界を加えていない時の吸収係数は$\alpha(0,\omega)$ であるので、電界 Fをかけた時の吸収係数変化$\Delta\alpha(F,\omega)$ は、

$$\Delta\alpha(F,\omega) = \alpha(F,\omega) - \alpha(0,\omega) \tag{3.67}$$

と書ける。

3.4 電子緩和効果

3.4.1 電子の緩和時間

電子や正孔のバンド内緩和時間は、表 3.1に掲げたような散乱過程の平均衝突時間から求められる。各散乱過程については幾多の理論的および実験的研究がなされている。表 3.1 中 (b)〜(d) と (f)〜(h) の散乱過程は、半導体中の輸送現象で移動度μとして測定されているものである。つまり、$\mu = e\tau/m^*$の関係から平均衝突時間τを知ることができる。(a) と (e) の散乱過程は、多体問題の解析手法により理論的な推定がなされている。

電子－電子散乱による衝突時間をτ_{e-e}、正孔－正孔散乱による散乱時間をτ_{h-h}、そして電子と正孔の移動度がら求められる散乱時間をそれぞれ$\tau_{e-mobil}$、$\tau_{h-mobil}$と記すと、伝導帯中

での緩和時間τ_cと価電子帯中での緩和時間τ_vは、

$$\frac{1}{\tau_{e-mobil}} < \frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-mobil}} \tag{3.68}$$

$$\frac{1}{\tau_{h-mobil}} < \frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_{h-h}} + \frac{1}{\tau_{h-mobil}} \tag{3.69}$$

と書ける。バンド間電子遷移におけるバンド内電子緩和時間τ_aは、

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_v}\right) \tag{3.70}$$

と求められるので、$\tau_{e-mobil}$と$\tau_{h-mobil}$として実験値、τ_{e-e}とτ_{h-h}として近似計算値を用いると、GaAs 結晶でのバンド内電子緩和時間τ_aは、図 3.2のように推定される。

3.4.2 スペクトル形状関数

スペクトル形状関数 $S(\hbar\omega - E_{cv})$ は双極子の時間応答を周波数領域へフーリエ変換した関数の実数部として **3.2.2** 節の式 (3.33) で定義されていた。式 (3.28) を式 (3.33) に代入するとスペクトル形状関数 $S(\hbar\omega - E_{cv})$ は次式のように書ける。

$$S(\hbar\omega - E_{cv}) = \frac{1}{\hbar} Re\left\{\int_0^\infty e^{-j(\omega-\omega_{cv})t - \frac{t}{\tau_s} - \frac{\tau_b}{\tau_a}\left(e^{-\frac{t}{\tau_b}} + \frac{t}{\tau_b} - 1\right)} dt\right\} \tag{3.71}$$

この関数形状の解析的な記述は困難であり、近似的取り扱いや数値解により特性を吟味する必要がある。

式 (3.71) の括弧内の積分を $I_0(a_1, a_2)$

$$I_0(a_1, a_2) = \int_0^\infty dt e^{-a_1 t - a_2\left(e^{-\frac{t}{\tau_b}} + \frac{t}{\tau_b} - 1\right)} \tag{3.72}$$

と書くと、関数 $I_0(a_1, a_2)$ は次式のような連分数[37]

$$I_0(a_1, a_2) = \cfrac{1}{a_1 + \cfrac{a_2(1/\tau_b)^2}{a_1 + \frac{1}{\tau_b} + \cfrac{2a_2(1/\tau_b)^2}{a_1 + 2\frac{1}{\tau_b} + \cfrac{3a_2(1/\tau_b)^2}{\cdots}}}} \tag{3.73}$$

を使って展開することができるので、式 (3.71) は、

$$S(\hbar\omega - E_{cv}) = \frac{1}{\hbar} Re\left\{I_0\left(j\frac{\hbar\omega - E_{cv}}{\hbar} + \frac{1}{\tau_s}, \frac{\tau_b}{\tau_a}\right)\right\} \tag{3.74}$$

となる。

$S(\hbar\omega - E_{cv})$ の関数形状はτ_aやτ_bのパラメータに依存する。$\tau_b/\tau_a \gg 1$ のとき、$S(\hbar\omega - E_{cv})$ の関数形状はガウス形になり、

$$S(\hbar\omega - E_{cv}) = \sqrt{\pi}\frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{\tau_a\tau_b}{2}} e^{-\left[\frac{\hbar\omega - E_{cv}}{\hbar}\sqrt{\frac{\tau_a\tau_b}{2}}\right]^2} \tag{3.75}$$

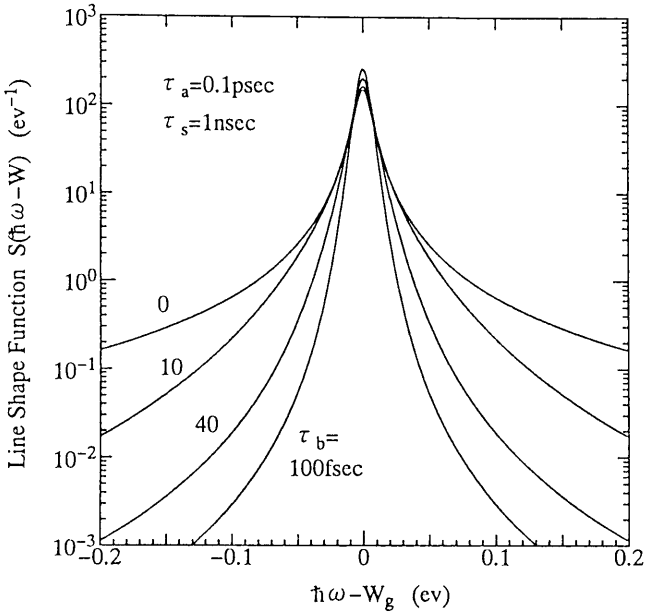


図 3.3: スペクトル形状関数 $S(\hbar\omega - W)$

$\tau_b/\tau_a \ll 1$ のとき、$S(\hbar\omega - E_{cv})$ はローレンツ形となる。

$$S(\hbar\omega - E_{cv}) = \frac{\hbar/\tau_a}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + (\hbar/\tau_a)^2} \tag{3.76}$$

$S(\hbar\omega - E_{cv})$ の数値計算は式 (3.73) と式 (3.74) を用いて行った。図 3.3には、τ_aを 0.1psec と固定し、τ_bをパラメータとして 0 から 100fsec まで変化させたときの $S(\hbar\omega - E_{cv})$ の関数形状を示す。$\tau_b \to 0$ の条件で関数形状はローレンツ形 (式 (3.76))、τ_b =100fsec ではガウス形に近くなる。

3.5 光吸収係数の数値解析

3.5.1 電界のない場合

電界がない場合、式 (3.32) より

$$N_t \sum_c \sum_v = g_{cv}(E_{cv})dE_{cv} = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3}\left(\frac{2m_c m_v}{m_c + m_v}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_{cv} - E_g} dE_{cv} \tag{3.77}$$

であり、吸収係数$\alpha_{vc}(0,\omega)$ は、

$$\alpha_{vc}(0,\omega) = \frac{\omega}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{E_g}^{\infty} |R_0|^2 g_{cv}(E_{cv}) S(\hbar\omega - E_{cv}) dE_{cv} \tag{3.78}$$

となる。

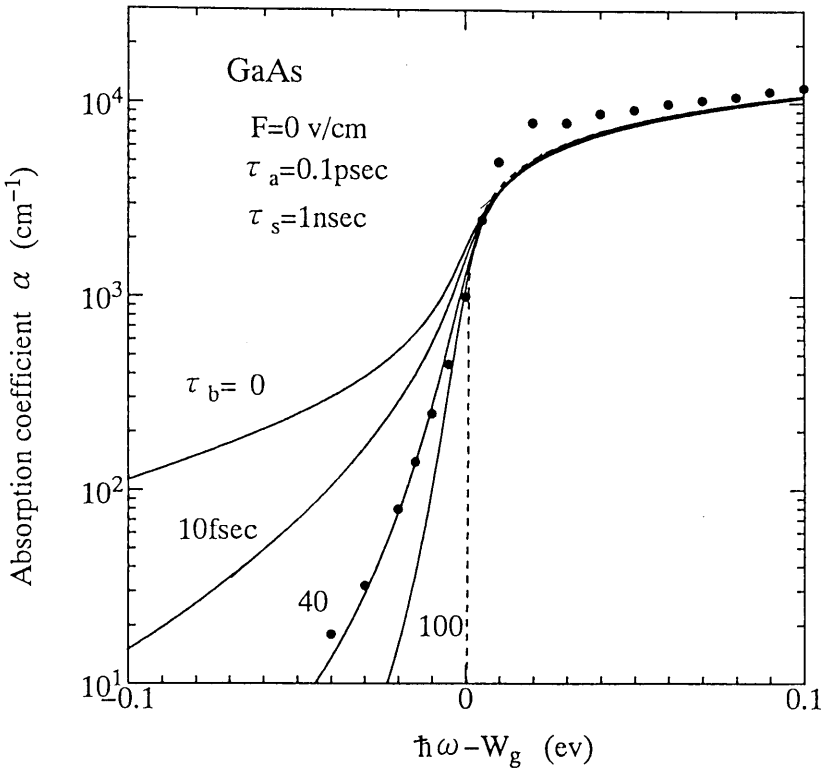


図 3.4: GaAs 結晶の光吸収端近傍での吸収係数．黒丸印は H.C.Casey らによる実測値．点線は電子緩和効果を考慮しない理論計算で、$S(\hbar\omega - W) = \delta(\hbar\omega - W)$ を用いた．実線は電子緩和効果を考慮した理論計算で、$S(\hbar\omega - W)$ として式を用い$\tau_a = 0.1$psec、τ_s=1nsec と固定しτ_bをパラメータとして $0 \to \infty$ まで変化した．$\tau_b = 40$fsec の実線は実験値と一致する．

帯間電子遷移に寄与する価電子帯としては重い正孔帯と軽い正孔帯があるので、式 (3.78) を式 (3.66) に代入して光吸収係数$\alpha(0,\omega)$ を数値計算する。

数値計算に用いた GaAs 結晶の材料定数は、$n_r = 3.6$、$m_c = 0.067m_0$、$m_h = 0.45m_0$、$m_l = 0.082m_0$、$E_g = 1.42$ev、$|R_0|^2 = 5.79 \times 10^{-57}(E_g/E_{cv})^2$ C^2 m^2 である。

計算結果を図 3.4中に曲線を使って示した。図 3.4中の点線は電子緩和を考慮していない場合で、実線は電子緩和を考慮した場合である。図 3.4からわかるように電子緩和効果を考慮すると E_gより低エネルギー側にテイル状の吸収特性が現れるようになる。裾引き特性の形状はスペクトル形状関数により決まる。図 3.4中の実線は形状関数として前節の式 (3.71) を用いた場合である。$\tau_a = 0.1$psec、$\tau_s = 1$nsec を固定してτ_b値を 0→100fsec まで変化させた。実験値との比較からτ_b値を 40fsec に選ぶと、計算結果は実測された吸収特性をうまく説明することができることがわかった。以後の節において電子緩和効果を考慮した理論計算では、スペクトル形状関数として式 (3.71) を用い、パラメータとしては$\tau_a = 0.1$psec、$\tau_b = 40$fsec、$\tau_s = 1$nsec を使用するものとする。

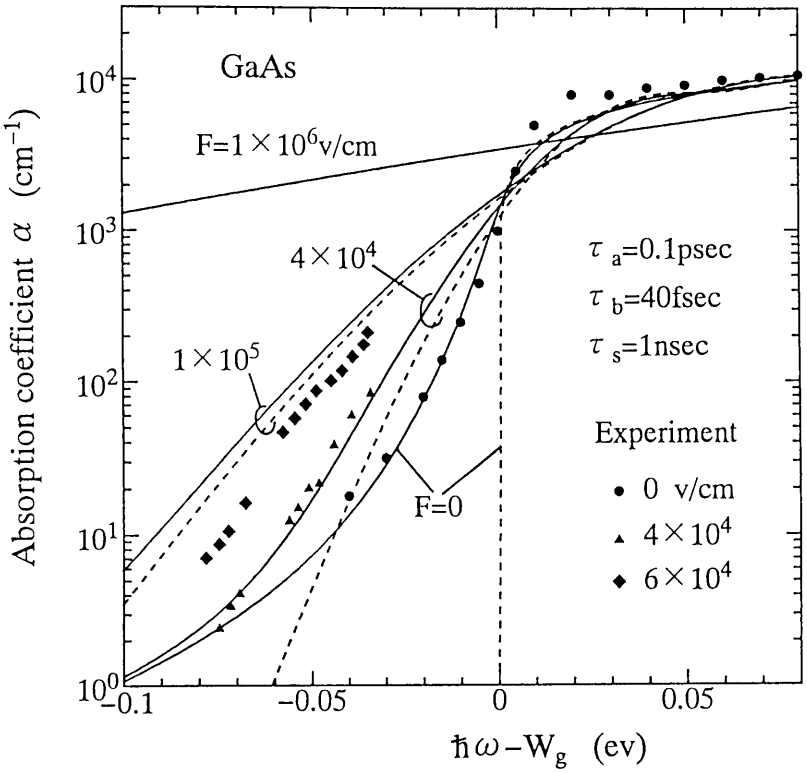


図 3.5: さまざまな静電界 Fのもとでの GaAs 結晶の吸収係数．点線は電子緩和効果を考慮しない理論曲線、実線は電子緩和効果を考慮した理論曲線．実線の理論曲線は $S(\hbar\omega - W)$ として式を用い$\tau_b = 40$fsec、$\tau_a = 0.1$psec、$\tau_s = 1$nsec とした．各点印は実験値で、●、▲および◆印はそれぞれ $F = 0$、4×10^4v/cm、6×10^4v/cm である．実線の理論曲線は実験値と一致する．

3.5.2 直流印加電界のもとでの吸収係数

図 3.5には電界を加えた GaAs 結晶での吸収係数の理論計算と実測値を示す。図 3.5中の実線と点線はそれぞれ電子緩和効果を含めた場合と含めていない場合の理論計算である。電界が存在する場合には、バンドギャップ E_gよりも低いエネルギーの光も吸収するようになり、その光吸収端は電界が強くなるほど低エネルギー側へと移動する。しかしながら、印加する電界強度が弱いときには実線と点線の$\alpha(F,\omega)$ 値に差がみられ、その差は電界強度が弱いほど大きくなる。また、電子緩和効果のためにバンドギャップ内部への裾引きが大きくなるため、光吸収端よりも低エネルギー側において実線の$\alpha(F,\omega)$ 値が点線の値より大きくなっている。図 3.5中の各点印は Stillman や Casey らにより測定された真性 GaAs 結晶での吸収係数の実測値[1]である。電子緩和効果を考慮した実線は実験値とほぼ一致しており、フランツ・ケルディッシュ効果の理論解析においても電子緩和効果を考慮する必要があることがわかる。特に吸収係数変化$\Delta\alpha(F,\omega)$ の計算では図 3.4中の実線と点線との差分が加算されるので両者の誤差はいっそう大きくなる。

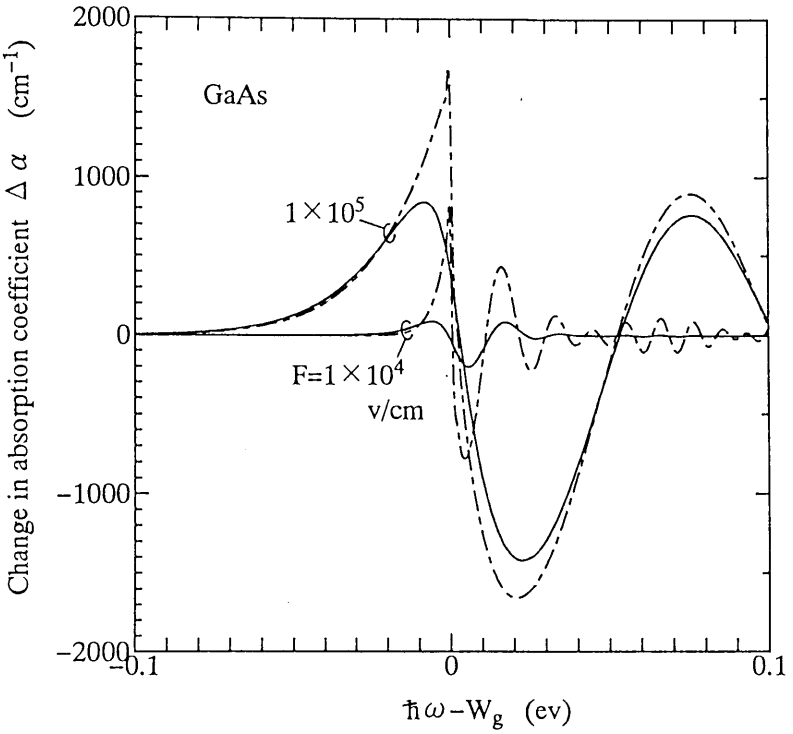


図 3.6: さまざまな静電界 Fのもとでの吸収係数変化．点線は電子緩和効果を考慮しない理論曲線、実線は電子緩和効果を考慮した理論曲線．

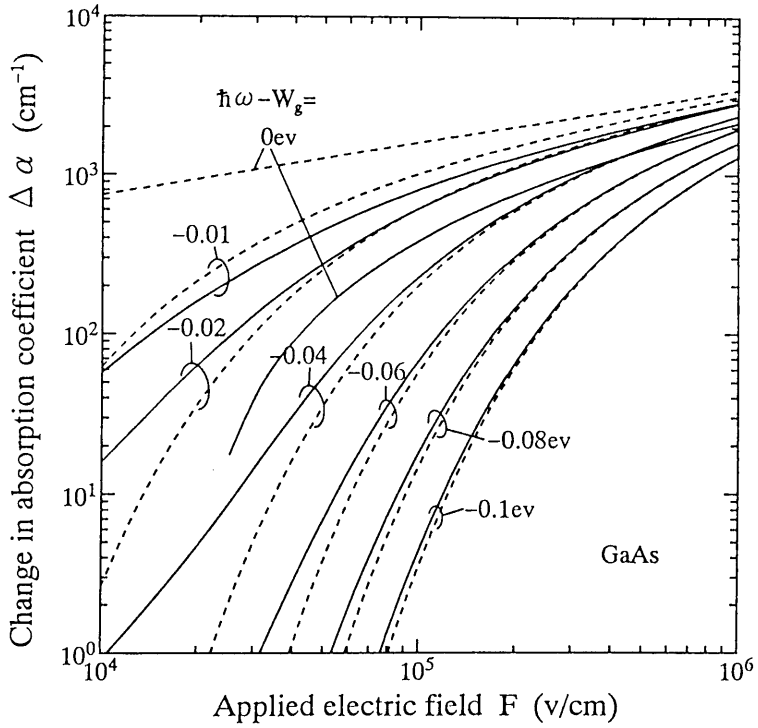


図 3.7: 印加電界強度に対する吸収係数変化．点線は電子緩和効果を考慮しない理論曲線、実線は電子緩和効果を考慮した理論曲線．

図 3.6や図 3.7には電界印加による吸収係数変化の光エネルギー依存性と電界強度依存性の理論計算をそれぞれ示す。図 3.6からわかるように電子緩和効果を考慮すると$\Delta\alpha(F,\omega)$のスペクトル形状がなめらかになり、そのピークでの値は小さくなる。特に$F = 1\times10^5$v/cm以下の電界強度では、電子緩和を考慮した場合 (実線) の$\Delta\alpha(F,\omega)$のピーク値は考慮しない場合 (点線) の 1/2〜1/10 程度まで低くなる。また、E_gよりも高いエネルギー領域では$\Delta\alpha(F,\omega)$値が増加と減少を交互に繰り返す振動が見られるが、電界強度を$F = 1\times10^4$v/cmまで弱くすると電子緩和を考慮した理論計算ではその振動はほとんど消えてしまう。

3.5.3 電界印加による屈折率変化

2.2.2 節でも述べたように分極率や誘電率の実部と虚部はクラーマス・クローニッヒの関係式 (2.3) で結び付いている。電界による屈折率変化を$\Delta n(F,\omega)$としてもう一度明記すると、

$$\Delta n(F,\omega) = \frac{c}{\pi}\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(F,\omega')}{\omega'^2-\omega^2}d\omega' \tag{3.79}$$

と書ける。式 (3.65) と式 (3.67) より電界を加えたときの吸収係数変化が求まるので、式 (3.79) を使って屈折率変化$\Delta n(F,\omega)$を計算することができる。

図 3.8と図 3.9には電界を加えたときの屈折率変化Δnの光エネルギー依存性と電界強度依存性をそれぞれ示す。電子緩和効果を考慮した理論計算では考慮しない場合より屈折率変化量Δnが小さくなる。図 3.8中の黒丸は変調分光法により S.F.Pond らにより実測された屈折率変化[20]であるが、電子緩和効果を考慮した実線の理論計算値は実験値とほぼ一致した。

3.5.4 性能指数と波長チャープ特性

2 章で述べたようにフランツ・ケルディッシュ効果は吸収型光変調器の動作原理としてよく利用される。吸収型で消光比を大きく、挿入損失を少なくするには$\Delta\alpha(F,\omega)/\alpha(0,\omega)$(材料の性能指数) 値が大きい波長領域に素子の動作点を設定するとよい。図 3.10には、$\Delta\alpha(F,\omega)/\alpha(0,\omega)$値の波長依存性を実線で、$\Delta\alpha(F,\omega)$値を波線で示した。図 3.10中の (I)、(II)、(III)、(IV) および (V) はそれぞれ電界強度が 1×10^4、3×10^4、1×10^5、3×10^5、1×10^6 V/cm の場合である。$\Delta\alpha$のピーク $E_{\Delta\alpha_{peak}}$は電界強度に依存せず E_gより 10mev 程度低エネルギー側にあるが、$\Delta\alpha(F,\omega)/\alpha(0,\omega)$ のピーク $E_{\Delta\alpha/\alpha_{peak}}$は $E_{\Delta\alpha_{peak}}$と一致せず、それより低いエネルギー側にある。また、電界強度が強くなるにしたがい $E_{\Delta\alpha/\alpha_{peak}}$は E_gより 10〜100mev 低いエネルギー側へと移動していく。

一方、**3.5.3** 節で述べたようにフランツ・ケルディッシュ効果においても屈折率変化が生じる。そのため、フランツ・ケルディッシュ効果を利用した光強度変調器においても僅かに位相変調がかかり、波長λがまったく変化しない光を強度変調しても、変調された光の波長が次式のように変化してしまう。

$$\Delta\lambda = -\frac{\alpha_{MOD}}{2}\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{1}{P}\frac{dP}{dt} \tag{3.80}$$

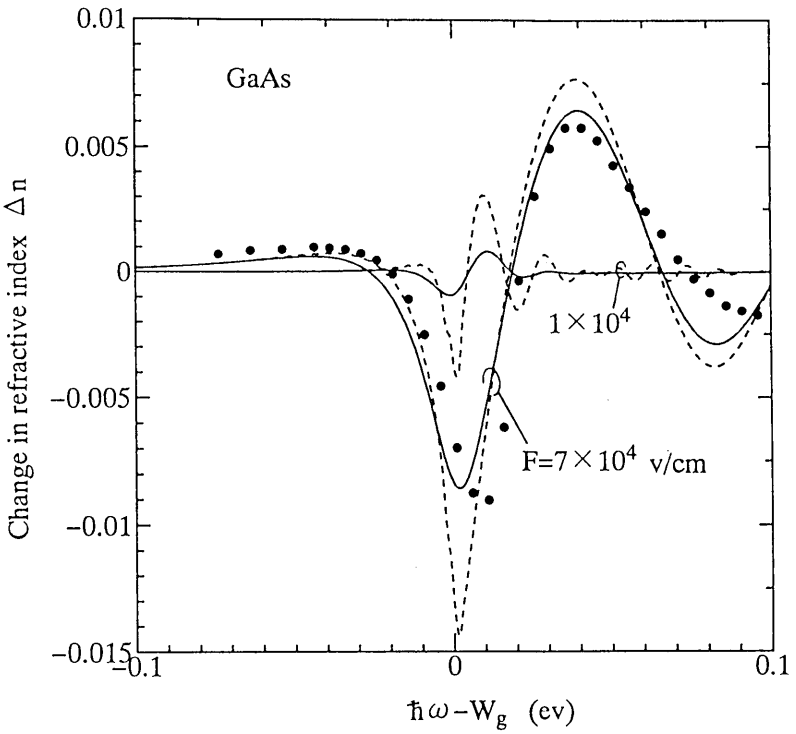


図 3.8: 電界印加に伴う屈折率変化．点線は電子緩和効果を考慮しない理論曲線、実線は電子緩和効果を考慮した理論曲線．●印は $F = 7 \times 10^4$v/cm での屈折率変化の実験値．

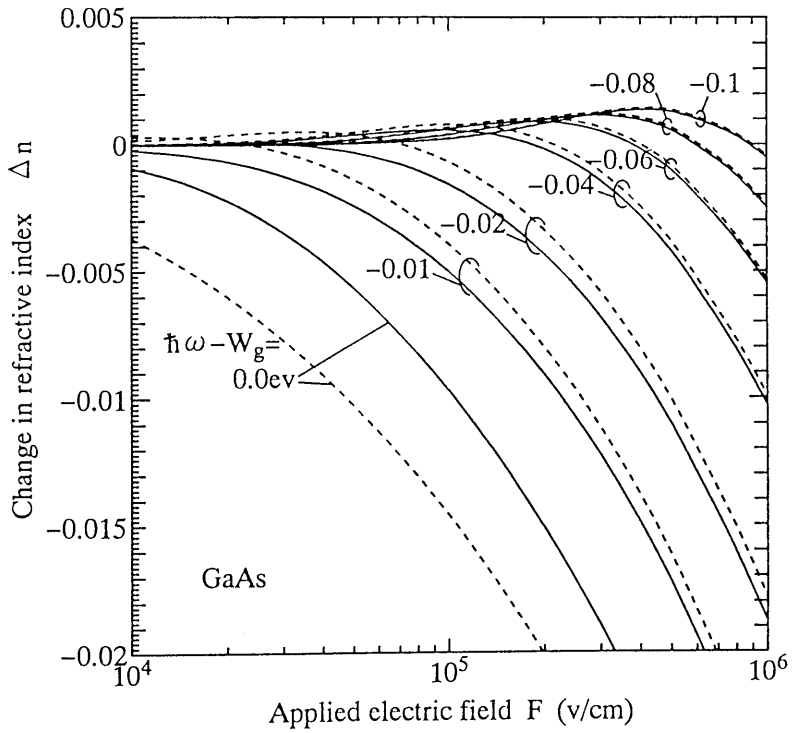


図 3.9: 印加電界強度に対する屈折率変化．点線は電子緩和効果を考慮しない理論曲線、実線は電子緩和効果を考慮した理論曲線．

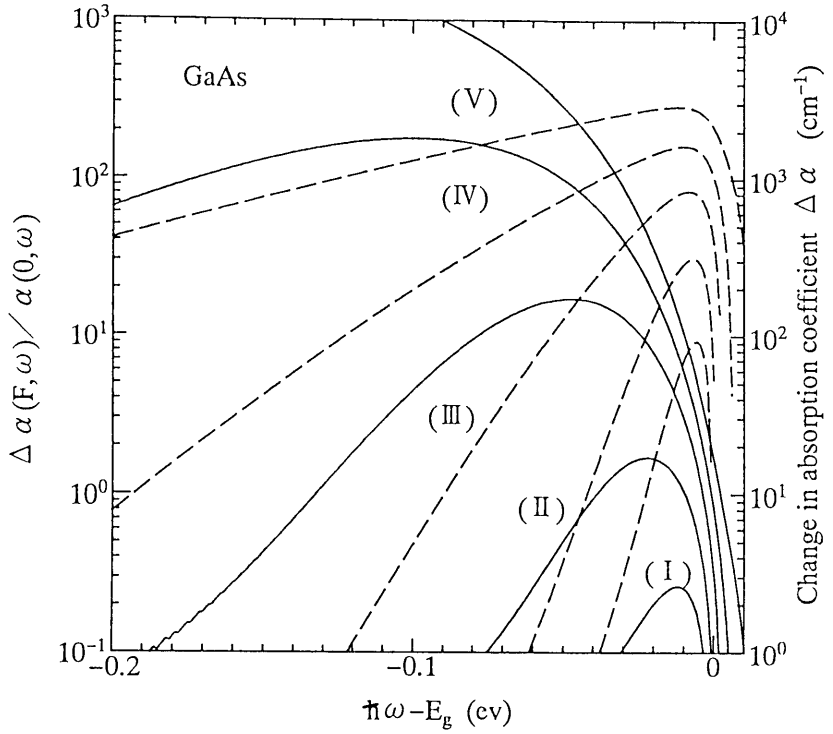


図 3.10: $\Delta\alpha(F,\omega)/\alpha(0,\omega)$ の光エネルギー依存性

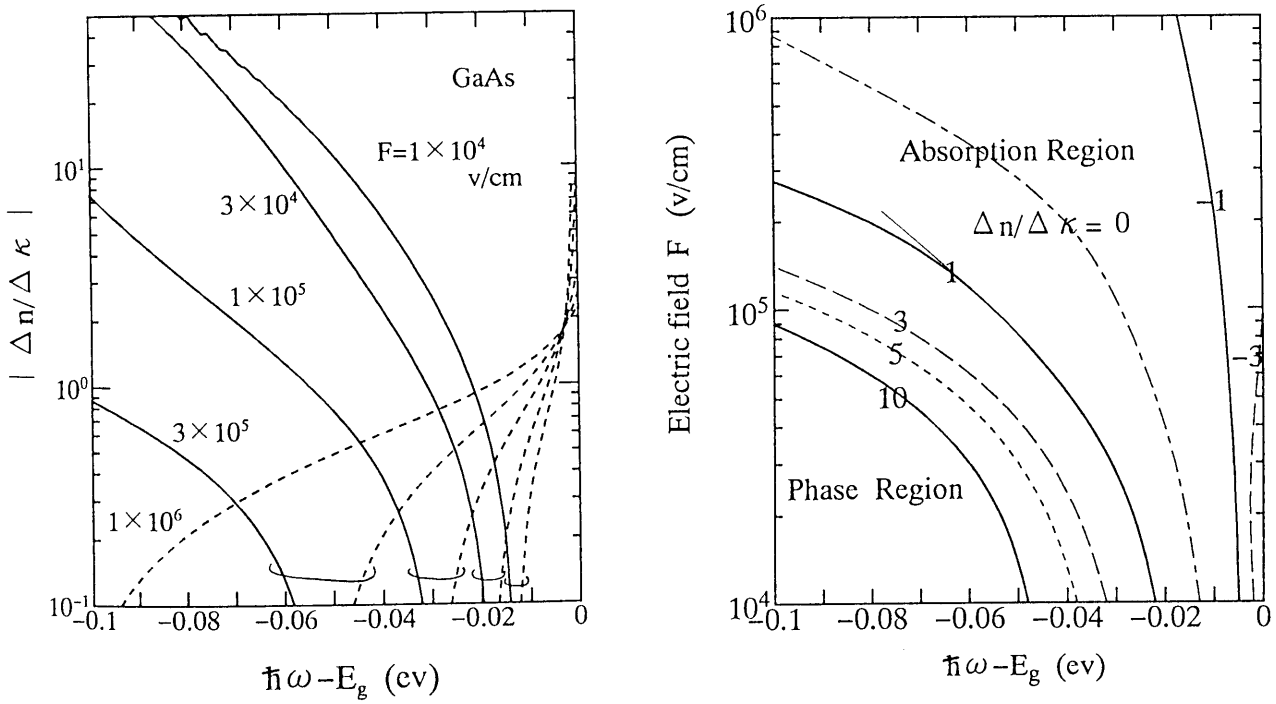


図 3.11: α_{MOD}パラメータ

ここで、$\Delta\lambda$は波長の変化幅、Pは光出力、α_{MOD}は電界印加時の複素屈折率の実数部の変化Δn と虚数部の変化$\Delta\kappa$の比$\alpha_{MOD} = \Delta n/\Delta\kappa$である。波長チャープを低く押さえるにはできるかぎりα_{MOD}値を 0 に近づけてやればよい。図 3.11には$\Delta n/\Delta\kappa$値の電界強度および波長依存性を示した。図 3.11には $|\Delta n/\Delta\kappa|$ 値が 1 より小さい領域を"Absorption Region"、$\Delta n/\Delta\kappa$値が 10 よりおおきい領域を"Phase Region"として表示した。フランツ・ケルディッシュ効果では、$\Delta\alpha/\alpha$や$\Delta\alpha$値が大きい動作領域では $|\Delta n/\Delta\kappa| < 1$ であり、光吸収型の動作原理として適している。

3.6 まとめ

電子緩和効果がフランツ・ケルディッシュ効果に与える影響を含め、光吸収率や屈折率についての理論解析を示した。

- 光吸収などに対するより正確な記述を行うため、ゆらぎの 2 次相関が指数関数的に減衰するモデルで電子緩和効果を導入し、電磁界に対するインパルス応答の重ね合わせて連続的な電磁界に対する双極子のふるまいを記述した。
- 電界印加がなくてもバンド端よりも低エネルギー側で観察される「テイル」状の吸収は、電子緩和効果によるものである事を示した。
- 電界印加によるフランツ・ケルディッシュ効果について、本理論は実験データをかなり正確に記述できる事を示した。

参考文献

[1] G. E. Stillman, C. M. Wolfe, C.O. Bozler, and J.A. Rossi: "Electroabsorption in GaAs and its application to waveguide detectors and modulators", Appl. Phys. Lett. **28** pp.544-546 (1976)

[2] "Electroabsorption in InGaAsP-InP double heterostructures", N. K. Dutta and N. A. Olsson: Elecrton. Lett. **20** pp.634-635 (1984)

[3] Y. Noda, M. Suzuki, Y. Kushiro, and S. Akiba: J. Lightwave Technol. **LT-4** (1986) 1445.

[4] T. E. Van Eck, L. M. Waipita, W. S. C. Chang, and H. H. Wieder: "Franz-Keldysh electrorefraction and electroabsorption in bulk InP and GaAs", Appl. Phys. Lett. **48** pp.451-453 (1986)

[5] A. Alping and L. A. Coldren: "Electrorefraction in GaAs and InGaAsP and its application to phase modulators", J. Appl. Phys. **61** pp.2430-2433 (1987)

[6] H. Soda, K. Nakai, H. Ishikawa and H. Imai: "High-speed GaInAsP/InP buried-heterostructure optical intensity modulator with semi-insulating InP burying layers", Electron. Lett. **23** pp.1232-1234 (1987)

[7] J. G. Mendoza, L. A. Coldren, A. Alping, R. H. Yan, T. Hausken, K. Lee, and K. Pedrotti: "Analysis of depletion edge translation lightwave modulators", IEEE J. Lightwave Technol. **6** pp.793-807 (1988)

[8] B. R. Bennett and R. A. Soref: "Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs, and InSb", IEEE J. Quantum Electron. **QE-23** pp.2159-2166 (1987)

[9] T. S. Moss and T. D. F. Hawkins: Infrared Phys., **1** p.111 (1962)

[10] W. Franz: Z. Naturtorsch. **Teil A 13** p.484 (1958)

[11] L. V. Keldysh: "The effect of astrong electric field on the optical properties of insulating crystals", Sov. Phys. JETP **34** pp.788-790 (1958)

[12] K. Tharmalingam: "Optical absorption in the presence of a uniform field", Phys. Rev. **130** pp.2204-2206 (1963)

[13] J. Callaway: "Optical absorption in an electric field", Phys. Rev. **134** pp.A998-A1000 (1964)

[14] B. O. Seraphin and N. Bottka: "Franz-Keldysh effect of the refractive index in semiconductors", Phys. Rev. **139** pp.A560-A565 (1965)

[15] B. O. Seraphin and N. Bottka: "Band-structure analysis from electro-reflectance studies", Phys. Rev. **145** pp.628-636 (1966)

[16] D. E. Aspnes: "Electric-field effects on optical absorption near thresholds in solids", Phys. Rev. **147** pp.554-566 (1966)

[17] D. E. Aspnes: "Electric-field effects on the dielectric constant of solids", Phys. Rev. **153** pp.972-982 (1967)

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

[19] E. G. S. Painge and H. D. Rees: "Absorption edge of GaAs and its dependence on electric field", Phys. Rev. Lett. **16** pp.444-446 (1966)

[20] S. F. Pond and P. Handler: "Flatband electroreflectance of Gallium Arsenide.I. Experimental results", Phys. Rev. B **6** pp.2248-2256 (1972)

[21] S. F. Pond and P. Handler: "Flatband electroreflectance of Gallium Arsenide.II. Comparison of theory and experiment", Phys. Rev. B **8** pp.2869-2878 (1973)

[22] D. E. Aspnes and A. A. Studna: "Schottky-barrier electroreflectance: Application to GaAs", Phys. Rev. B **7** pp.4605-4624 (1973)

[23] E. O. Kane: "Thomas-Fermi approach to impure semiconductor band structure", Phys. Rev. **131** pp.79-80 (1963)

[24] B. I. Halperin and M. Lax: "Impurity-band tails in the high-density limit.I. Minimun counting methods", Phys. Rev. **148** pp.722-740 (1966)

[25] G. Lasher and F. Stern: "Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors", Phys. Rev. **133** pp.A553-A563 (1964)

[26] H. C. Casey, Jr. and F. Stern: "Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs", J Appl. Phys. **47** pp.631-643 (1976)

[27] M. Yamada and Y. Suematsu: "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers", J. Appl. Phys. **52** pp.2653-2664 (1981)

[28] M. Yamada and H. Ishiguro: "Estimation of the intra-band relaxation time in undoped AlGaAs injection laser", Japan. J. Appl. Phys. **20** pp.135-142 (1981)

[29] M. Yamanishi: "Theory of electron relaxation times in semiconductor lasers", Tech. Rep. Opt. Quantum Electron., IEICE, Japan, **OQE 80-103** pp.19-24 (1981) in Japanese

[30] M. Yamanishi and Y. Lee: "Phase dampings of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron. **QE-23** pp.367-370 (1987)

[31] M. Asada: "Intraband relaxation time in quantum-well lasers", IEEE J. Quantum Electron. **QE-25** pp.2019-2026 (1989)

[32] T. Ohtoshi and M. Yamanishi: "Optical line shape functions in quantum-well and quantum-wire structures", IEEE J. Quantum Electron., **27** pp.46-53 (1991)

[33] M. Takeshima: "Theory of the carrier-carrier and carrier-phonon interactions under double injection into undoped quantum wells and its application to a laser problem", Phys. Rev. B **36** pp.8082-8093 (1987)

[34] For Example D. Marcuse: *Principles of Quantum Electrons*, (Academic Press, INC., 1980)

[35] N. Bloembergen: *Nonlinear Optics*, (New York: Benjamin, 1965)

[36] A. Tomita and A. Suzuki: "A new density matrix theory for semiconductor lasers, Including Non-Markovian intrabad relaxation and its application to nonlinear gain", IEEE J. Quantum Electron. **27** pp.1630-1641 (1991)

[37] T. Takagahara, E. Hanamura, and R. Kubo: "Stochastic models of intermediate state interaction in second order optical processes -Stationary response.II-", J. Phys. Soc. Japan. **43** pp.811-816 (1977)

[38] E. Hanamura: "Stochastic theory of coherent optical transients", J. Phys. Soc. Japan. **52** pp.2258-2266 (1983)

第 4 章

電子空乏化による光吸収の動作機構解析

4.1 まえがき

4 章では電子空乏化を用いた半導体光変調器中の光吸収動作機構について理論的および実験的に検討する。不純物を添加した直接遷移型半導体中では、電子を空乏化すると光吸収量が増加する。光吸収増加の機構としては、キャリヤ数減少による吸収率増加が考えられるが、その他に内部での電界効果や不純物準位の関与などの諸物理が吸収率増加に寄与している可能性がある。そこで、EDAC 光変調器中の光吸収機構について実験と理論とを詳細に比較検討し、電子の空乏化に伴う光吸収増加のメカニズムをより明らかにすることを目的とする。電子空乏化された領域では、1) 伝導帯電子数や価電子帯正孔数の減少、2) スクリーニング効果の減少による不純物エネルギー準位の移動、3) 内部電界強度の増加により、バンドーバンド間電子遷移確率が増大することを議論する。これらの 3 つの現象の相乗効果で変調器中の光吸収量が増大する。

4.2 光吸収係数の実測値

4.2.1 熱平衡状態での吸収係数

不純物を添加した n 形 GaAs 結晶の吸収係数αはこれまで詳細に調べられている。一例として H.C.Casey らによる実測値を図 4.1に点印で示す[1]。ノンドープの場合にはバンドギャップ付近で$\alpha \approx 10000cm^{-1}$になっているが、キャリヤ濃度（電子濃度）が高い材料ほど小さくなる。図 4.1中の実線は **4.3** 節で示す理論解析による計算結果であり、バンドギャップ E_{g0}より高エネルギー側での特性をほぼ説明している。本図の実験データは、GaAs などの直接遷移型半導体においてキャリヤ数を変化させると光吸収係数を制御できることを示唆しており、EDAC 光変調器の動作原理を示している。

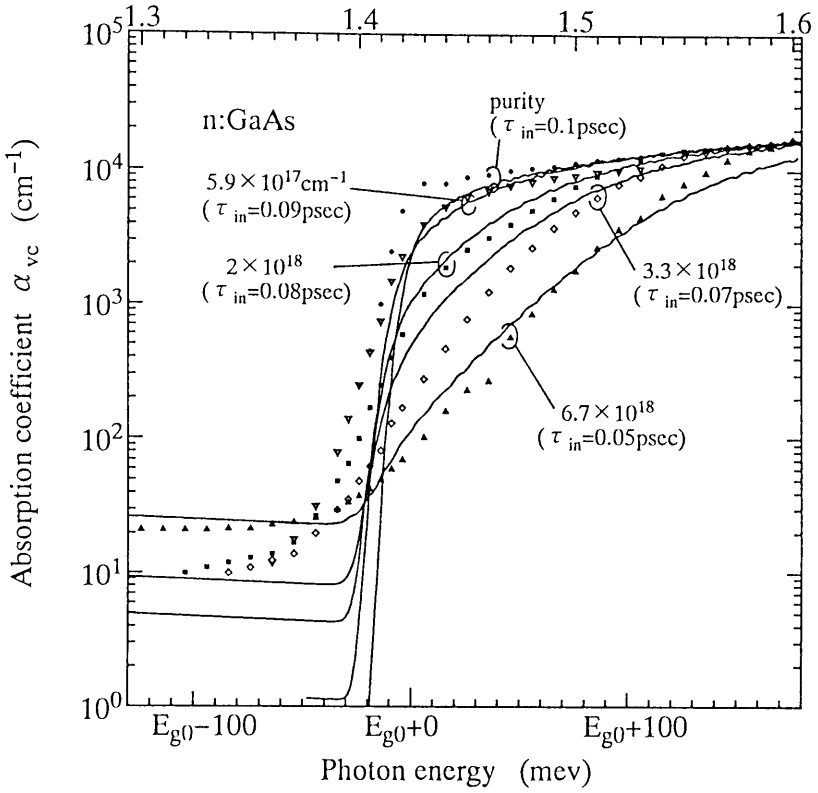


図 4.1: n 形 GaAs の光吸収係数

4.2.2 電子空乏化による光吸収係数の変化についての実測

EDAC 素子は、p-n 接合面への印加電圧を変化して空乏層厚を変化させ、接合面近傍でのキャリヤを空乏化することで吸収係数を変化させる光変調器である。この吸収係数の変化を詳細に測定するため、図 4.2に示すような p-n-p-n 接合構造の素子を新たに試作し、光吸収係数変化の大きさを見積もった。今回は、n^+-GaAs 層での光吸収係数変化のみを評価するため、p 形層をバンドギャップの大きな AlGaAs とした。pn 接合を有する半導体の場合、外部印加電圧の有無によらず半導体中に熱平衡領域と空乏化領域が存在する。そこで熱平衡領域での吸収係数をα、空乏層での吸収係数をα'、n 形層の全層厚を L_n、p 形での吸収係数をα_p、p 形層の全層厚を L_pと置くと、無バイアス状態での透過光強度 T_{on}は、

$$T_{on} = T_0 \exp\left[-\sum_i \int_{x_i}^{x_i+l_i} \alpha' dx - \alpha\,(L_n - \sum_i l_i) - \alpha_p L_p\right] \tag{4.1}$$

と書ける。

ここで T_0は入射光強度であり、i は接合面の番号、x_iは i 番目の pn 接合面の位置、l_iは i 番目の n 側空乏層幅を表す。逆バイアスを印加すると空乏層が広がり吸収量が増加する。逆バイアス状態での透過光強度 T_{off}は、(4.1) 式の l_iの代わりにこの時の空乏層厚 l_i'を代入

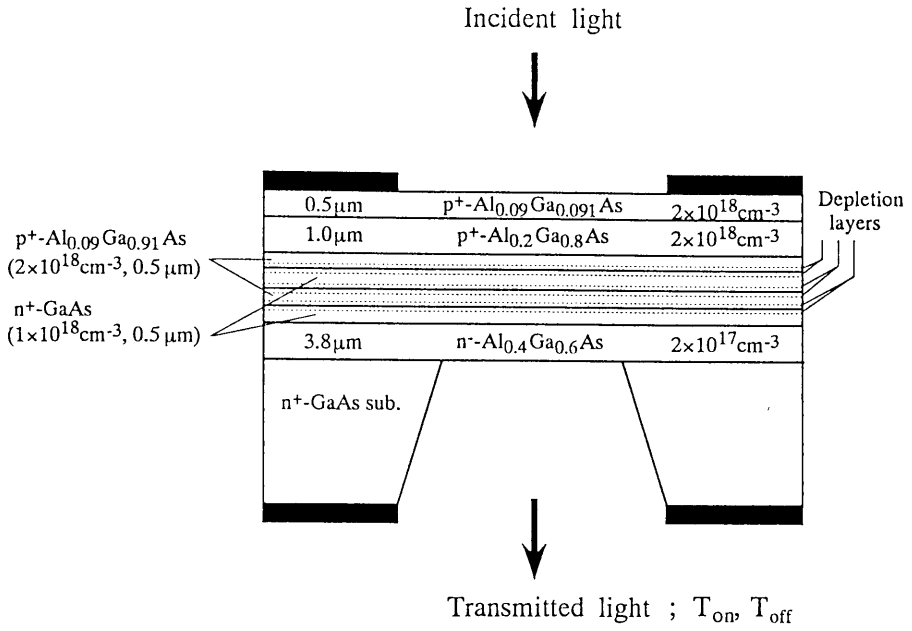


図 4.2: 光吸収変化を測定した素子の断面構造

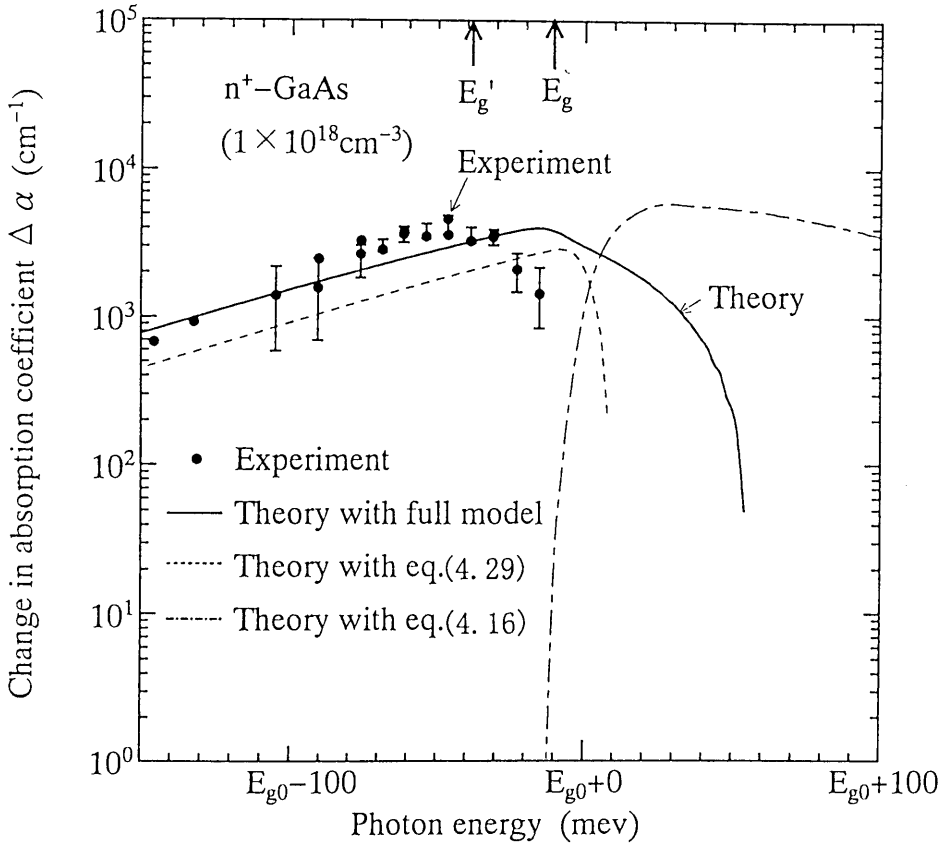


図 4.3: 光吸収係数変化の光エネルギー依存性

して求められる。そして空乏化した時の平均吸収係数変化$\Delta\alpha$は

$$\Delta\alpha = \overline{\alpha' - \alpha} = \frac{\sum_i \left(\int_{x_i}^{x_i + l_i'} \alpha' dx - \int_{x_i}^{x_i + l_i} \alpha' dx \right)}{\sum_i (l_i' - l_i)} - \alpha = \frac{\ln(T_{on}/T_{off})}{\sum_i \Delta l_i} \tag{4.2}$$

となる。ここで、Δl_iは$l_i' - l_i$である。空乏層での吸収係数α'は、後述のように内部電界の関数であり、一定値ではない。したがって (4.2) 式中段の式を$\int_{l_i}^{l_i'} \alpha' dx$ と簡略化する事はできない。

実験では無バイアス時の透過光強度T_{on}及び逆バイアス時の透過光強度T_{off}を実測した。素子に0〜-7V の電圧を印加した時、入射光エネルギー 1.3776ev における透過光強度の変化率$(T_{on} - T_{off})/T_{on}$は、約 3.6 %であった。また、無バイアスから逆バイアス電圧を印加した時の素子静電容量の変化量を実測し、n 側の空乏層変化幅$\sum_i \Delta l_i$を見積もった。図 4.3には同一基板上の 2 つの素子から実験的に推定した$\Delta\alpha$値を黒丸印で示した。なお、図 4.3中の誤差棒は$\Delta\alpha$値の推定精度を表し、測定に用いた光の波長選択分解能は約 3mev 以下であった。また、図 4.3中のE_{g0}は真性 GaAs 結晶のバンドギャップエネルギーであり 1.424ev である。$\Delta\alpha$の最大値はE_{g0}より 45mev 程度低いエネルギー側で発生し、$\Delta\alpha$値は 4000〜5000cm^{-1}であった。実線は理論計算値であり、次節でその内容を示す。

4.3 光吸収係数の理論解析

4.3.1 吸収係数の表現

不純物を含む半導体中では、連続したエネルギー準位である伝導帯や価電子帯の他に、不純物原子が作るエネルギー準位が存在する。この準位は、不純物濃度が低い時には水素原子に類似した離散準位であるが、濃度が高くなると不純物バンドと呼ばれる連続準位となり、伝導帯や価電子帯と重なり合ってくる。GaAs 結晶の場合、n 形では$1 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$以上、p 形では$1 \sim 4 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$以上から不純物バンドを作ることが知られている[3]。本論文では、不純物濃度の高い場合を取り扱っており、**4.3.3** 節で議論するように不純物によって等価的にバンド端準位が移動するものとして不純物の影響を導入する。また、不純物によりテイル準位が形成されるとも言われるが、これを電子ー不純物間衝突によるバンド内電子緩和効果として考慮し、スペクトル形状関数の変化として導入する[2]。

GaAs 結晶では光吸収に寄与する機構として帯間電子遷移による吸収と自由キャリヤ吸収が存在するので、熱平衡状態での吸収係数αは、

$$\alpha = \alpha_{hc} + \alpha_{lc} + \alpha_e \tag{4.3}$$

と書くことができる。ここで、α_{hc}やα_{lc}はそれぞれ重い正孔や軽い正孔帯から不純物バンドを含めた伝導帯への電子遷移による吸収係数であり、α_eは伝導帯電子による自由キャリヤ吸収である。熱平衡状態での吸収係数αは電子数や不純物濃度で決まり、結晶内で一定値となる。

一方、空乏化状態を記号′で表すと空乏化状態での吸収係数α'は、

$$\alpha' = \alpha'_{hc} + \alpha'_{lc} \tag{4.4}$$

で記述できる。ここでα'_{hc}やα'_{lc}は電界や不純物の影響によるバンド構造変形を考慮した場合の帯間遷移による吸収係数であり、空乏層内部で一定値にはなっていない。

不純物バンドを含めた伝導帯端のエネルギーをE_c、価電子帯端のエネルギーをE_vとし、伝導帯電子と価電子帯正孔の有効質量をそれぞれm_c、m_jとすると各帯中のエネルギー準位は、

$$E_b = E_c + \hbar^2 k^2 / 2m_c \tag{4.5}$$

$$E_a = E_v - \hbar^2 k^2 / 2m_j \tag{4.6}$$

である。ここでkは電子波数であり、$j = h$で重い正孔、$j = l$で軽い正孔を示す。したがって帯間遷移による光吸収係数α_{jc}は、光の角周波数をωとして

$$\alpha_{jc} = \frac{\omega}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int_{E_g}^{\infty} |R_0|^2 g_{cj}(E_{ba})[f_j - f_c]S(\hbar\omega - E_{ba})dE_{ba} \tag{4.7}$$

で与えられる。ここで、n_rは屈折率、E_gは実効的なバンドギャップエネルギー$E_g = E_c - E_v$、E_{ba}は伝導帯と価電子帯中のエネルギー準位差$E_b - E_a$、R_0は双極子能率、$g_{cj}(E_{ba})$は状態密度関数、f_cとf_jはフェルミ・ディラック分布関数、$S(\hbar\omega - E_{ba})$はスペクトル形状関数[2]である。

$$g_{cj}(E_{ba}) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3}\left(\frac{2m_c m_j}{m_c + m_j}\right)^{\frac{3}{2}}\sqrt{E_{ba} - E_g} \tag{4.8}$$

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp\left[\dfrac{\frac{m_j}{m_c+m_j}(E_{ba}-E_g) - E_F + E_c}{k_B T}\right]} \tag{4.9}$$

$$f_j = \frac{1}{1 + \exp\left[\dfrac{\frac{m_c}{m_c+m_j}(E_g-E_{ba}) - E_F + E_v}{k_B T}\right]} \tag{4.10}$$

ここで、E_Fはフェルミ準位、k_Bはボルツマン定数、Tは絶対温度である。なお、4 章ではスペクトル形状関数は次式のようなガウス型関数を用いた[4]。

$$S(\hbar\omega - E_{ba}) = \sqrt{\pi}\frac{\tau_{in}}{\hbar}e^{-[\frac{(\hbar\omega - E_{ba})\tau_{in}}{\hbar}]^2} \tag{4.11}$$

ここでτ_{in}はバンド内緩和時間である[2]。

4.3.2 電子数変化の効果

n 形の直接遷移半導体中では、伝導帯中の電子数を変化して光吸収係数量を制御することができる。図 4.4(a)(b) には電子数の減少による光吸収係数増加のメカニズムを示した。

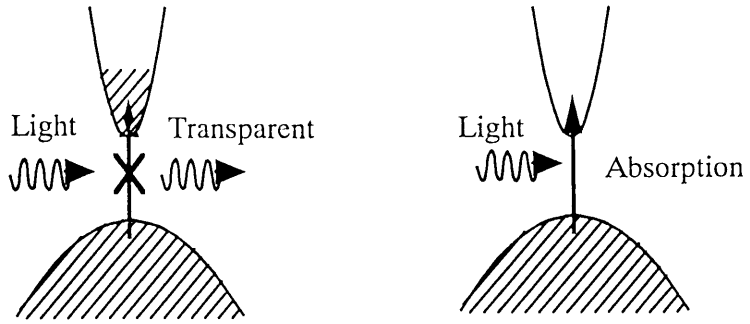


図 4.4: 電子数変化による光吸収制御のメカニズム

図 4.4(a) に示すように、伝導帯中の多くの準位に電子が詰まっていると、価電子帯中の電子は伝導帯へ遷移できないので、光は吸収されない。しかしながら、図 4.4(b) のように伝導帯中の電子を取り除いてやると、価電子帯中の電子は伝導帯への遷移が可能となるため、光吸収が増大する。熱平衡状態の n 形半導体バルク材料は (a) の状態、pn 接合近傍の空乏領域は (b) の状態に対応するので、n 形半導体中の電子を空乏化することで光吸収は増大する。同様の効果は p 形半導体に対しても期待できる。

電子数が多い時フェルミ準位は伝導帯内部まで上がっているため (4.7) 式で $f_j - f_c \approx 0$ であるが、電子数を減少するとフェルミ準位が下がり $f_j - f_c \approx 1$ となって光吸収が増加する。

フェルミ準位 E_Fについては以下のように定めた。バルク材料中つまり熱平衡状態では電子密度 n を

$$n = \frac{(2m_c)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \frac{\sqrt{E - E_c}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} dE \tag{4.12}$$

として、E_Fを決定した。一方、電子空乏化状態ではフェルミ準位 E_Fがバンドギャップ E_g の中央付近 E'_F値までさがっているものとした。ここで E'_Fは、

$$E'_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln\left(\frac{1}{m_c} \frac{m_h m_l}{m_h + m_l}\right) \tag{4.13}$$

である。

電子数の変化はフェルミ準位の移動で表すことができるので (4.7) 式でのα_{jc}を E_Fの関数とみなし$\alpha_{jc}(E_F)$ と表記すると、熱平衡状態での帯間遷移による吸収係数$\alpha_{vc}(E_F)$ は、

$$\alpha_{vc}(E_F) = \alpha_{hc}(E_F) + \alpha_{lc}(E_F) \tag{4.14}$$

と書くことができる。また、電子を取り除いた状態での吸収係数$\alpha_{vc}(E'_F)$ は、

$$\alpha_{vc}(E'_F) = \alpha_{hc}(E'_F) + \alpha_{lc}(E'_F) \tag{4.15}$$

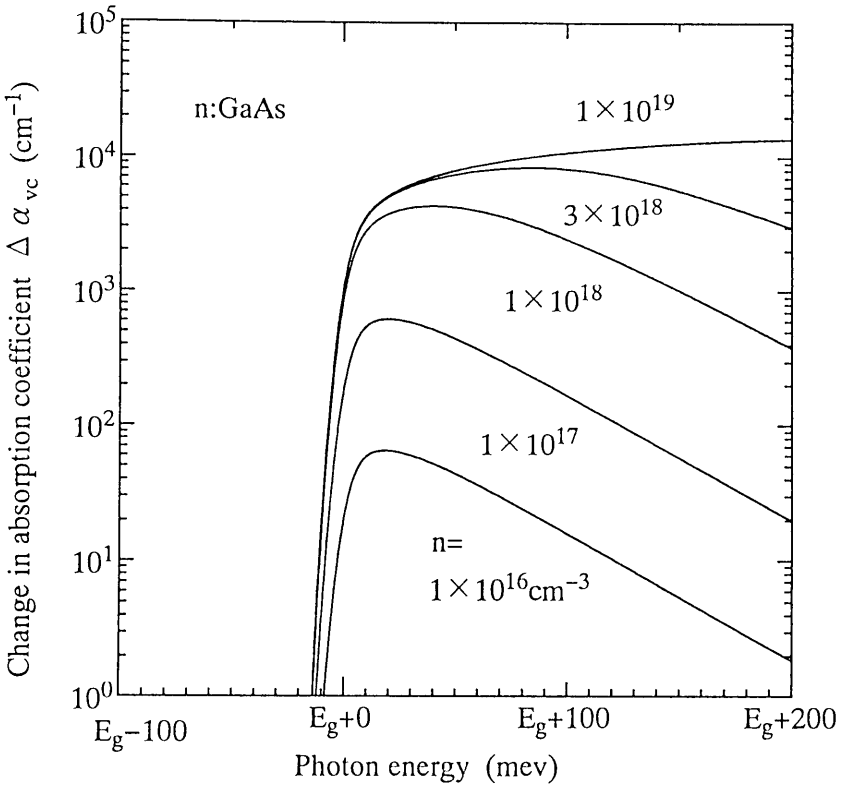


図 4.5: 電子数を変えた場合の光吸収係数変化

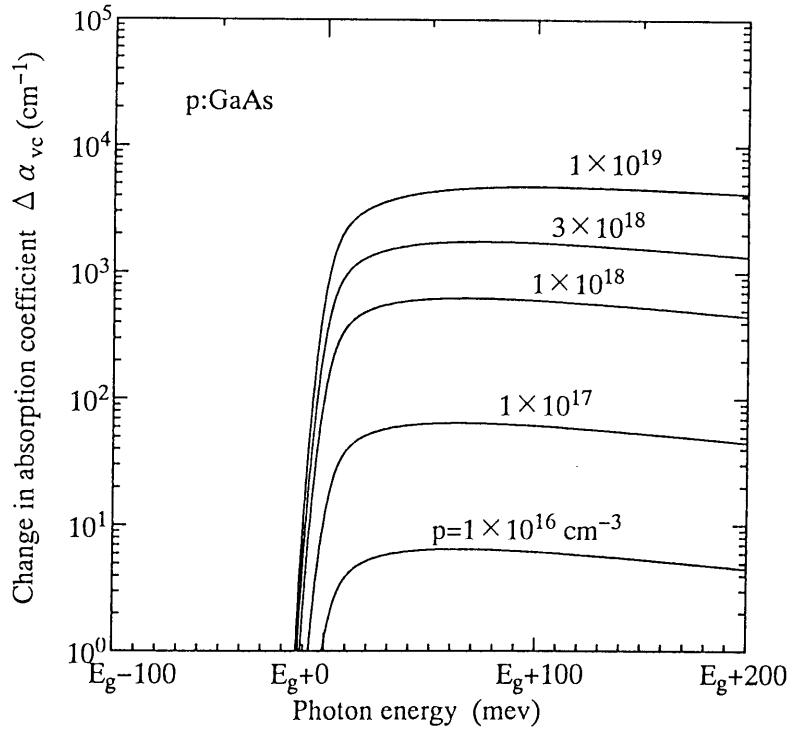


図 4.6: 正孔数を変えた場合の光吸収係数変化

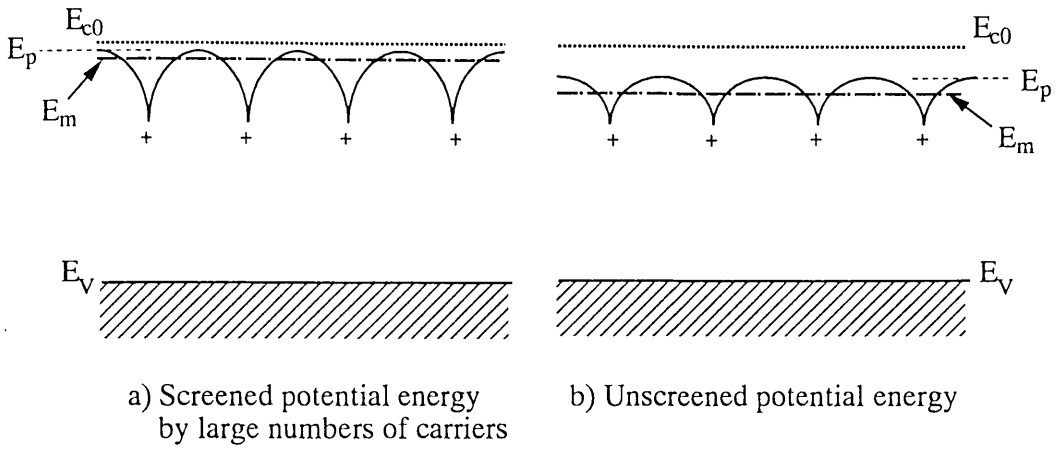


図 4.7: ドナー不純物原子に対するスクリーニング効果

と書き表せる。したがって電子数変化だけを考慮した場合の吸収係数変化$\Delta\alpha_{vc}$は、

$$\Delta\alpha_{vc} = \alpha_{vc}(E_F') - \alpha_{vc}(E_F) \tag{4.16}$$

となる。

図4.5、4.6にはGaAs結晶中の電子数や正孔数を変化した時の光吸収係数変化$\Delta\alpha_{vc}$の数値解析例をそれぞれ示す。数値解析に用いたGaAs結晶の材料定数は、$n_r = 3.5$、m_c=$0.067m_0$、$m_h = 0.45m_0$、$m_l = 0.082m_0$、$E_g = 1.424$ev、$|R_0|^2 = 5.79 \times 10^{-57}(E_g/E_{ba})^2\mathrm{c}^2\mathrm{m}^2$、$\tau_{in}$ = 0.1psec であり、$T = 300$K とした。

$\Delta\alpha_{vc}$はE_g近傍から増加し、空乏化する電子数や正孔数が多いほど$\Delta\alpha_{vc}$値が大きく変化する。n形では$1 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$以上の電子密度$n$を空乏化させると、数千$\mathrm{cm}^{-1}$程度の光吸収変化が生じる。なお、価電子帯では正孔の有効質量が重く、フェルミ準位を移動しにくいので、電子を空乏化する方が正孔を空乏化するより光吸収の変化量が大きくなる。

4.3.3 不純物原子に関するスクリーニング効果

一つの不純物原子は水素形のクーロンポテンシャルを形成するが、不純物原子の濃度が高くなるとそのポテンシャルが図4.7のように重なり合ってくる。また半導体中に多数のキャリヤ（電子や正孔）が存在するとそのクーロンポテンシャルが変形され、ポテンシャルの重なり方も変形する。キャリヤの存在によるポテンシャルの変形がスクリーニング効果と呼ばれる。不純物準位は結晶内部のポテンシャル形状で決まるため、スクリーニング効果が効く場合と効かない場合とで、不純物準位が異なる。n形半導体で多数のキャリヤが存在する場合はスクリーニング効果を受けてポテンシャルが狭くなり、不純物準位 (E_p、E_m又はE_D) は図4.7(a) のように伝導帯のバンド端付近まで上がってくる。ところが、電子を空乏化するとスクリーニング効果が効かなくなるため、不純物準位は図4.7(b) に示す位置まで下がってしまう。その結果、空乏化した状態では光吸収が急増し始める光エネルギーはより低エネルギー側へと移動する。

そこでn形半導体の場合について不純物準位あるいは不純物バンドとスクリーニング効果との関係を以下の手順で近似的に吟味する。

(a) 不純物原子が作るポテンシャルのピーク値を E_p とする。

(b) 不純物原子が作るポテンシャル中に平面波状の電子が存在するとし、その際の最低エネルギー準位を E_m とする。

(c) 不純物原子が作るポテンシャル中に水素形の球面波状電子が存在するとし、その最低エネルギー準位を E_D とする。

(d) $E > E_p$ または $E > E_m$ では電子は自由に運動できるので、E_p または E_m の低い方を実効的な伝導帯端 E_c とする。

(e) E_D は離散的な不純物準位であり、$E_D < E_c$ ならば独立の不純物準位とする。$E_D > E_c$ の時は伝導帯中に埋もれてしまうので独立の不純物準位は消滅する。この時すべての不純物原子はイオン化しているものとする。

一つの不純物原子近傍でのハミルトニアンは、

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_c}\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right) - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 n_r^2 r}e^{\frac{-r}{L_s}} \tag{4.17}$$

と書ける。ここで L_s がスクリーニング長で

$$L_s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 n_r^2 k_B T}{e^2(n+p)}} \tag{4.18}$$

で与えられる。[3] (4.17) 式の最後の項が原子からのクーロンポテンシャルであり、隣接する原子からのポテンシャルも考慮すると項目 (a) での E_p は、

$$E_p = E_{c0} - \frac{e^2}{\pi\varepsilon_0 n_r^2 d}e^{-\frac{d}{2L_s}} \tag{4.19}$$

となる。ここで E_{c0} が真性半導体での伝導帯端エネルギーであり、d は不純物原子間の平均間隔で $(6/\pi N_D)^{\frac{1}{3}}$ である。

平面波状の電子波動関数を

$$\varphi_m = \sqrt{N_D}e^{j(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \tag{4.20}$$

とすると項目 (b) の E_m は、

$$E_m = E_{c0} - \frac{\hbar^2}{2m_c a_B}\frac{48L_s}{d^3}\left[L_s - \left(\frac{d}{2} + L_s\right)e^{-\frac{d}{2L_s}}\right] \tag{4.21}$$

となる。ここで a_B は有効ボーア半径

$$a_B = \frac{4\pi\varepsilon_0 n_r^2 \hbar^2}{m_c e^2} \tag{4.22}$$

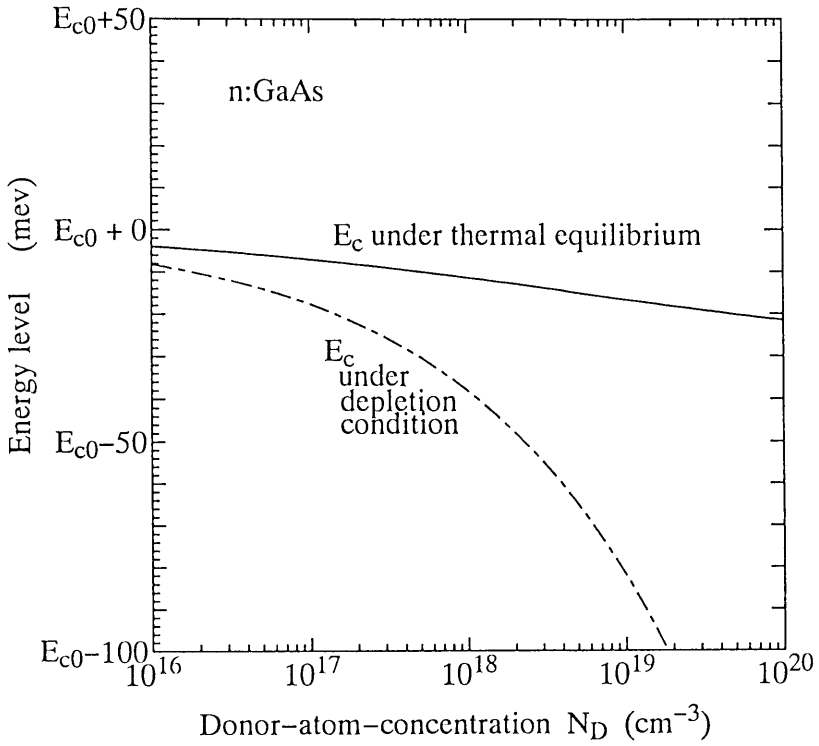


図 4.8: n-GaAs 結晶中でのドナー不純物準位と等価的な伝導帯端エネルギーの変化

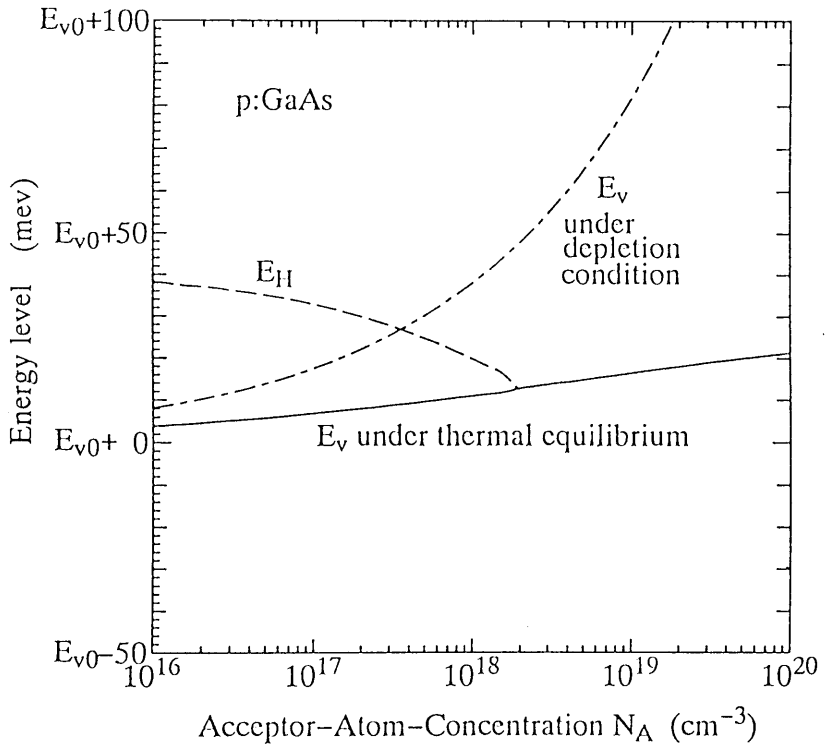


図 4.9: p-GaAs 結晶中でのアクセプタ不純物準位と等価的な価電子帯端エネルギーの変 化

である。

項目 (c) の評定については、(4.17) 式のハミルトニアンが $r = 0 \rightarrow \infty$ まで近似的に適用できるものとし

$$\varphi_D = \frac{1}{\sqrt{\pi} a_B^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{r}{a_B}} \tag{4.23}$$

の波動関数を仮定して、

$$E_D = E_{c0} - \frac{\hbar^2}{2m_c a_B^2} \left[\frac{8}{(a_B/L_s + 2)^2} - 1 \right] \tag{4.24}$$

とした。

さて (4.19)、(4.21)、(4.24) の算出にはキャリヤ数 n の評定も必要がある。熱平衡状態の場合には、式 (4.12) の電子数 n およびイオン化したドナー濃度 $N_D^{(+)}$

$$N_D^{(+)} \begin{cases} = \frac{N_D}{1+2\exp\frac{E_F - E}{k_B T}} & \text{if } E_D < E_c \\ = N_D & \text{if } E_D > E_c \end{cases} \tag{4.25}$$

との電気的中性条件

$$n = N_D^{(+)} \tag{4.26}$$

を (4.18)~(4.24) 式と同時に用い、フェルミ準位 E_Fを定めて E_p、E_m、E_Dを算出した。また空乏化状態の場合には電気的に中性ではないので、$E_F = E_F'$として (4.18)~(4.24) 式へ代入した。なお、ここでは正孔密度は $p = 0$ とした。

図 4.8には以上の手順で求めた実効的な伝導帯端エネルギー E_cを示す。n 形の場合 $N_D > 1 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$で $E_D > E_c$となっており、水素形の不純物準位は伝導帯中に埋もれている。

p 形半導体についても同様の手順で計算し、図 4.9に結果を示した。図 4.9中の E_Hは重い正孔のアクセプタ準位である。p 形については N_A <2×$10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$で独立の不純物準位が存在する。

4.3.4 電界効果

p-n 接合における空乏層内では、イオン化したドナーとアクセプタのため内部電界が生じている。この電界により 3 章で議論したフランツ・ケルディッシュ効果が生じる。均一電界 Fが印加された半導体中の光吸収をバンドーバンド間の電子遷移過程として **4.3.3** 節で解析した。Airy 関数を $Ai(z)$ と記し、電子緩和によるスペクトル線幅の広がりをスペクトル形状関数 $S(\hbar\omega - E_{ba})$ で考慮して、均一電界 Fの下での光吸収係数をα_{jc}'と置き、式 (3.65) をもう一度明記する。

$$\alpha_{jc}' = \frac{\omega}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{M_{jc}}{\pi\hbar^2}\frac{eF}{E_f} \times \int_{-\infty}^{\infty} |R_0|^2 S(\hbar\omega - E_{ba}) \left\{ \frac{E_{ba} - E_g}{E_f} \left| Ai(-\frac{E_{ba} - E_g}{E_f}) \right|^2 + \left| Ai'(-\frac{E_{ba} - E_g}{E_f}) \right|^2 \right\} dE_{ba} \tag{4.27}$$

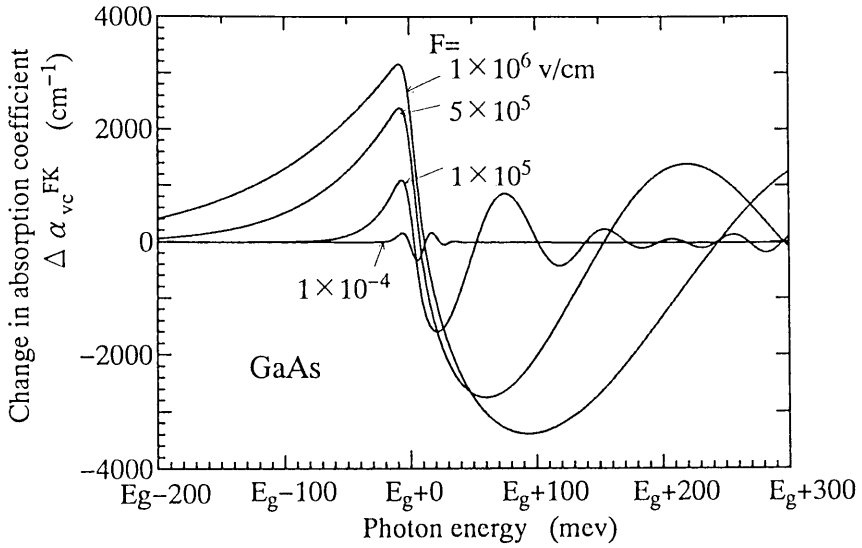


図 4.10: 電界強度による光吸収係数の変化

ここで M_{jc}は $1/M_{jc} = 1/m_c + 1/m_j$で表わされる換算質量、E_fは $E_f = \{(\hbar eF)^2/2M_{jc}\}^{\frac{1}{3}}$、$Ai'(z)$ は Airy 関数の微分を意味する。

重い正孔と軽い正孔帯からの電子遷移を合成した光吸収係数α'_{vc}は、

$$\alpha'_{vc} = \alpha'_{hc} + \alpha'_{lc} \tag{4.28}$$

である。電界印加だけを考慮した光吸収係数変化$\Delta\alpha'_{vc}$を、

$$\Delta\alpha'_{vc} = \alpha'_{vc} - \alpha_{vc} \tag{4.29}$$

と書く。

図 4.10には半導体中に均一電界 Fが印加されたときの光吸収係数変化$\Delta\alpha'_{vc}$の解析例を示す。電界が存在する場合には、バンドギャップ E_gよりも低いエネルギーの光も吸収するようになり、その光吸収端は電界が強くなるほど低エネルギー側へと移動する。また1×10^6V/cm まで電界強度を強くすると E_gよりも僅かに低い光エネルギー領域で数千 cm^{-1}の光吸収増加が生じる。一方、E_gよりも高いエネルギー領域では光吸収の減少と増加が交互に繰り返す[5][6]。この繰り返し振動の周期は電界の強さによって変化する。

4.3.5 自由キャリヤによる吸収

伝導帯中の電子あるいは価電子帯中の正孔は、同一帯内でいわゆる自由キャリヤ吸収を示す。この効果は前述の **4.3.2**~**4.3.4** 節のメカニズムとは逆に、空乏化により吸収が減少する効果である。伝導帯内電子での吸収は、

$$\alpha_e = \frac{1}{n_r}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{ne^2}{m_c\omega^2\tau_{in}} \tag{4.30}$$

である。

4.3.6 合成した吸収係数

4.3.2~**4.3.5** 節で議論した 1) 電子数変化、2) スクリーニング効果の減少による不純物準位の移動、3) 電界効果、4) 自由キャリヤ吸収の 4 つの現象を合成して光吸収係数を解析した。熱平衡状態では材料中に電界が存在しないので **4.3.4** 節で論じた電界効果は無視できる。したがって熱平衡状態における n 形半導体での合成した吸収係数αは、(4.3) 式となる。ここで (4.3) 式中のα_{hc}及びα_{lc}は (4.7) 式、α_eは (4.30) 式である。α_{hc}やα_{lc}の算出に用いる (4.5)~(4.12) 式での伝導帯端エネルギー E_cやバンドギャップ幅 E_gについては、図 4.8 で示した実効的な伝導帯端エネルギーを用い、フェルミ準位 E_Fは (4.12) 式での電子数 n を (4.26) 式の中性条件に代入して決定した。またα_eにも (4.12) 式の n を用いる。

図 4.1の実線が、以上のモデルで算出した熱平衡状態での光吸収係数である。数値計算では図 4.1中に示したバンド内緩和時間τ_{in}を仮定して不純物によるバンド内緩和効果の違いを考慮した[2]。不純物濃度が高くなるにつれ実効的なバンドギャップ E_gより高エネルギー側で吸収係数αが減少しているのは **4.3.2** 節で議論した電子数変化の影響であり、E_gより低エネルギー側でα値が増加しているのは **4.3.5** 節の自由キャリヤによる吸収のためである。また、バンド内緩和効果によるスペクトル形状関数の広がり現象や、**4.3.3** 節で論じた不純物に関するスクリーニング効果により実効的なバンドギャップ E_gが収縮するため、E_{g0}より 20~30mev 低い光エネルギーからαは急増している。理論計算はバンド端より高エネルギー側の特性を良く説明している。また、バンド端付近では実験値の方がダレた特性になっているが、これは理論モデルにおいて不純物原子間隔を均一と仮定しているためで、実際には原子間隔のばらつきがテイル状特性をさらに大きくしているのであろう。しかし、この問題については (4.11) 式のスペクトル形状関数の近似度とも関連しており理論的には不明な点が多い[4]。

さて空乏化した状態では、電子数変化だけを考慮したバンド間遷移の吸収係数$\alpha_{vc}(E'_F)$が (4.15) と (4.7) 式で示され、電界効果を含めた吸収係数α'が (4.4) と (4.27) 式で与えられている。$\alpha_{vc}(E'_F)$ は電界によるバンド構造変形を考慮しなかった場合で、α'がバンド変形を考慮した場合であり、α'を用いれば$\alpha_{vc}(E'_F)$ を使う必要はない。また自由キャリヤは存在しないので$\alpha_e = 0$ である。したがって空乏化状態での光吸収係数α'は、(4.4) 式で決定できる。

このα'の算出には図 4.8中の空乏化状態での E_cや $E_g = E_c - E_v$を代入する。またα'は電界強度 Fの関数である。しかし空乏層内部では電界強度 Fが場所によって異なる。アクセプタ濃度 N_A、ドナー濃度 N_Dの階段接合の場合には、接触電位差 V_D及び pn 接合面への印加電圧 Vを用いて、n 側空乏層厚 lは、

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 n_r^2}{e(N_A + N_D)} \frac{N_A}{N_D}(V_D - V)} \tag{4.31}$$

となる。また pn 接合面を $x = 0$ とすると、空乏層内部での電界分布 $F(x)$ は、

$$F(x) = \frac{eN_D}{\varepsilon_0 n_r^2}(l - x) \quad 0 < x < l \tag{4.32}$$

と書くことができる。

図 4.2のような層構造による吸収係数変化$\Delta\alpha$は (4.2) 式で定義してある。(4.2) 式中のα'やαは本節の手順にしたがって算出する。無バイアス印加と逆バイアス印加での n 側空乏層厚 l_i及び l_i'は (4.31) 式より算出でき、(4.32) 式で電界分布が求まればα'が決まるので、電子空乏化による吸収係数変化の平均値$\Delta\alpha$は (4.2) 式から算出される。

4.4 実験との比較および討論

前章の理論モデルに基づいて数値計算を行った。n^+-GaAs のドナー濃度を $N_D = 1 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$、隣接する p-AlGaAs のアクセプタ濃度を $N_A = 2 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$とし、階段型 pn 接合を仮定した。また印加電圧 $V = 0$ で光透過、$V = -3.5\mathrm{V}$ で光遮断とした。数値解析は、1) 電子数変化のみを考慮した場合、2) 電界効果のみを考慮した場合、3) 電子数変化、スクリーニング効果、電界効果、自由キャリヤ吸収をすべて考慮した場合の 3 通りについて行い、それぞれの解析結果を図 4.3中に一点波線、波線、実線で示した。ここでは p 形として広いバンドギャップ幅の材料を用いているので、p 形での吸収係数に変化はなく、算出には含めていない。**4.4.3** 節で議論したように電子を空乏化すると、電子数変化の影響により実効的バンドギャップ E_gより高エネルギー側、電界効果では E_gより低エネルギー側の光吸収量が増加する。また、スクリーニング効果の減少により実効的なバンドギャップ E_gが縮小し$\Delta\alpha$値の最大波長がより低エネルギー側へ移動する。電子数変化や電界効果を単独で考慮しただけの解析では$\Delta\alpha$値やそのスペクトル形状が実験値と大きく異なり実験結果を説明することができない。一方、4 つの効果をすべて考慮した解析では$\Delta\alpha$の最大波長が若干高エネルギー側へずれているものの、$\Delta\alpha$の値やそのスペクトル形状が実験結果とほぼ一致している。

$N_D = 1 \times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$の n^+-GaAs 結晶の場合、熱平衡状態での実効的なバンドギャップ E_gは $E_{g0} - 11.3\mathrm{mev}$ であり、空乏化によりバンドギャップ E_g'は $E_{g0} - 37.9\mathrm{mev}$ まで縮小する。図 4.3には E_gおよび E_g'のエネルギー位置を矢印で示した。E_g'より低エネルギー側では電界効果、E_g'より高エネルギー側では電子数変化や実効的バンドギャップの縮小現象が主要因となり$\Delta\alpha$の増加が生じる。

また、$\Delta\alpha$が E_{g0}より高エネルギー側で急減しているのは電界効果が原因である。**4.4.4** 節で議論したように電界を印加すると E_gより高エネルギー側で光吸収量が減少する領域があり、電子数変化等による光吸収増加を相殺する。自由キャリヤ吸収については電子空乏化により光吸収減少として働くが、他の効果に比べ 2 桁程度変化量が小さく無視できる。

なお、図 4.3において実験値が理論値より低エネルギー側にずれているのは、理論解析において, (i) 不純物原子間隔の不均一性を考慮していない、(ii) 不純物原子の作るポテンシャルの影響を過小評価している、事であろう。(i) については図 1 の吸収係数自身について議論したように、実験値の方でテイル準位の広がりが大きくなっていた。(ii) については (4.17) 式のハミルトニアンにおいて 1 個の不純物原子が作るポテンシャルしか考慮しておらず、周りの不純物原子によるポテンシャルは含めていない。また、(4.19) 式の E_p値の計算でも隣接する不純物原子の影響までしか考慮していない。特に濃度が高い場合では、周

表 4.1: 試作した 3 素子のドナー濃度と層厚

試料番号	図 4.2中の n^+-GaAs 層のドナー濃度	n^+-GaAs 層の層厚
A	$1\times10^{18}cm^{-3}$	$0.5\mu m$
B	$2\times10^{17}cm^{-3}$	$1.0\mu m$
C	$4\times10^{16}cm^{-3}$	$2.0\mu m$

りの不純物原子の影響まで含めるとポテンシャルは低くなり、実効的な伝導帯端 E_cは押し下げられる。その結果 E_g'はより小さくなり、$\Delta\alpha$のピーク値はより低エネルギー側へ移動するであろう。

以上のように、バンド端付近の理論的扱いに改良の余地はあるものの EDAC 光変調器における光吸収係数変化のメカニズムをほぼ推定できた。

4.5 不純物濃度による吸収係数の変化

n-GaAs 結晶のドナー濃度 N_Dを変えて平均的な光吸収係数変化$\Delta\alpha$の実測を行った。測定を行うため新たに作製した素子は図 4.2と同様の断面構造で、n^+-GaAs 層のドナー濃度と層厚のみを表 4.1のように変化させた素子である。光吸収係数変化$\Delta\alpha$の実測は **4.2.2** 節、光吸収係数変化$\Delta\alpha$の理論解析は **4.3.6** 節での手法を利用した。

図 4.11には、一つの pn 接合に-3V の電圧をかけた時の光吸収係数変化$\Delta\alpha$、図 4.12には、一つの pn 接合を垂直に通過した光の消光比（印加電圧 0〜-3V）を示す。図 4.11、4.12中の●、□、▲印はドナー濃度 N_Dをそれぞれ 1×10^{18}、2×10^{17}、$4\times10^{16}cm^{-3}$と変えた場合の光吸収係数変化の実測値である。また、両図中の各曲線が理論計算値である。図 4.11においてドナー濃度 N_Dが高いほど$\Delta\alpha$値が大きくなっているが、通過した光の消光量からみると図 4.12のようにドナー濃度を低くおさえる方が消光比は大きくなる。式 (4.2) からわかるように消光比δは、吸収係数変化$\Delta\alpha$と空乏層厚変化Δl_iの積に比例する。N_Dが低い場合、空乏層厚変化Δl_iを大きく取れるので消光比は大きくなる。

また図 4.13には、光吸収係数$\Delta\alpha$のバイアス電圧（一つの pn 接合当たり）依存性を示す。図 4.13(a)(b)(c) はドナー濃度がそれぞれ 1×10^{18}、2×10^{17}、$4\times10^{16}cm^{-3}$の場合である。図中の点印が実測値であり、各曲線が理論計算である。

4.6 むすび

EDAC 光変調器中の光吸収増加についての動作機構を解析した。半導体中の電子を空乏化した領域では、電子数が減少したり、電界強度が強くなる。その結果、1) 電子数変化、2) スクリーニング効果、3) 電界効果の 3 つの現象が働き、光吸収量が増加する。電子数が減少すると実効的バンドギャップ E_gより高エネルギー側の光吸収量が増加し、電界強度が

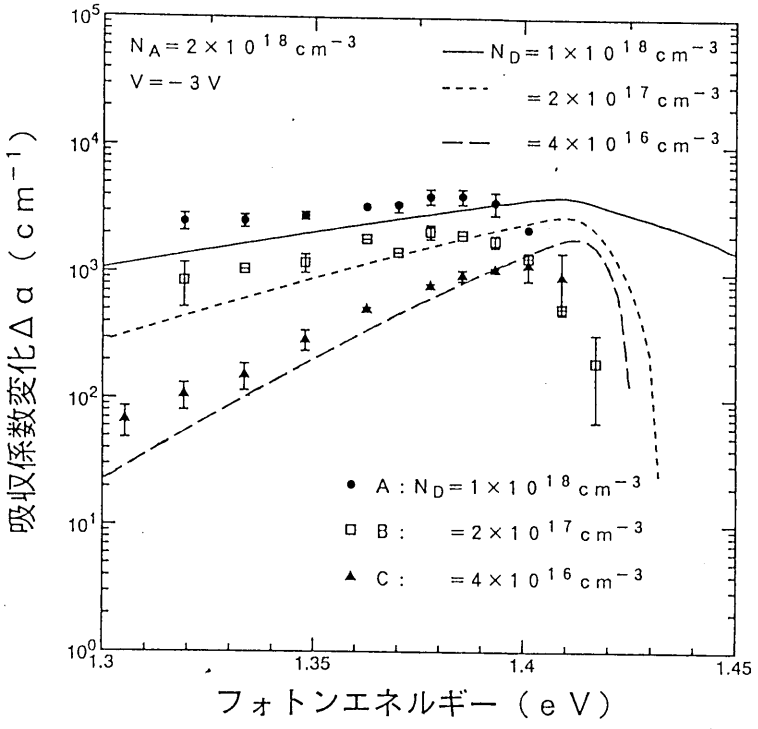


図 4.11: 平均的な光吸収係数変化Δαのドナー濃度依存性

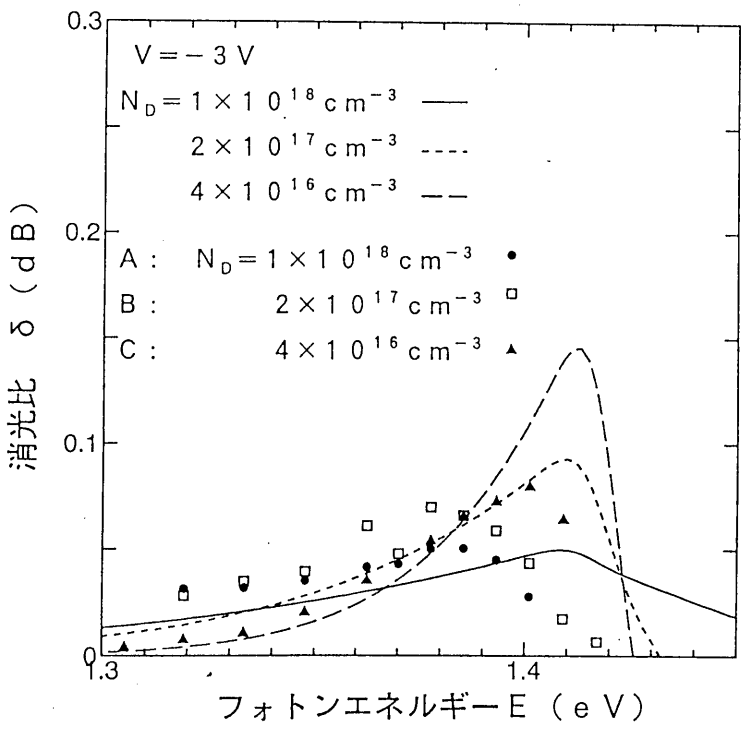


図 4.12: 一対の pn 接合当たりの消光比δのドナー濃度依存性

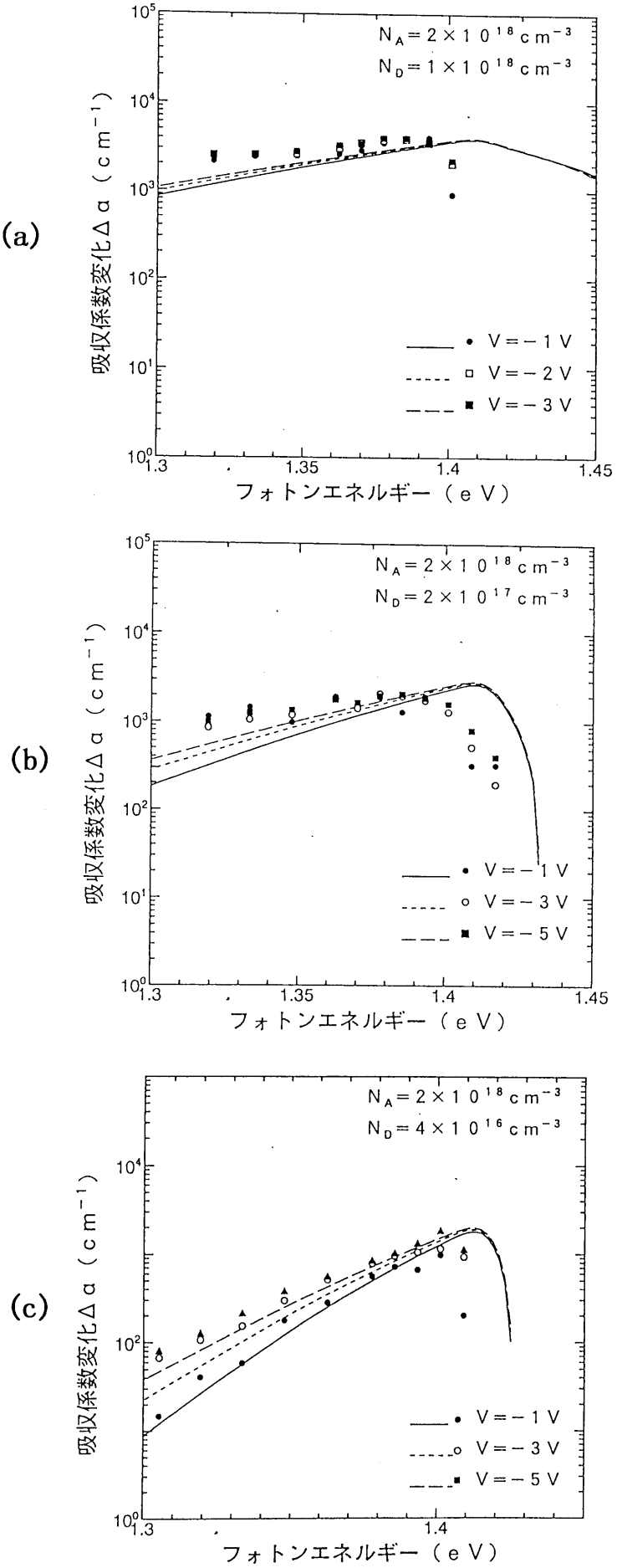


図 4.13: 平均的な光吸収係数変化Δαの印加電圧による変化

強くなると E_g より低エネルギー側の光吸収量が増加する。また、スクリーニング効果の減少により実効的なバンドギャップ E_g が縮小し、空乏化する前と後での E_g 値が変化する。これらの相乗効果で電子を空乏化した領域での光吸収が増加する。空乏化する電子数が多いほど 1) や 2) の効果が大きく働くようになる。

参考文献

[1] H.C.Casey,Jr., D.D.Sell and K.W.Wecht: "Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p- GaAs between 1.3 and 1.6 ev", J. Appl. Phys. **46**, 1, pp.250–257 (January 1975)

[2] M.Yamada and Y.Suematsu: "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers", J. Appl. Phys. **52**, 4, pp.2653–2664 (April 1981)

[3] H.C.Casey,Jr. and M.B.Panish: "Heterostructrue Lasers", Part A : Fundamental Principles, pp.131–135, Academic Press (1978)

[4] M.Yamanishi and Y.Lee: "Phase damping of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron. **QE-23**, 4, pp.367–370 (April 1987)

[5] B.O.Seraphin and N.Bottka: "Franz-Keldysh effect of the refractive index in semiconductors", Phys. Rev. **139**, 2A, pp.A560–A565 (July 1965)

[6] E.G.S.Paige and H.D.Rees: "Absorption edge of GaAs and its dependence on electric field", Phys. Rev. Lett. **16**, 11, pp.444–446 (March 1966)

第 5 章

半導体光変調器の設計

図 5.1に空乏層での光吸収を用いた EDAC 光変調器の動作を示す。EDAC の基本構造は pn 接合構造である。4 章で議論したように不純物を添加した半導体中の電子を空乏化すると、

- 伝導帯中の電子数や価電子帯中の正孔数の減少
- 内部電界（フランツ・ケルディッシュ効果）強度の増加
- スクリーニング効果の減少による不純物エネルギー準位の移動

により、空乏層内部での光吸収が急増する。このため、図 5.1のような pn 接合構造では、空乏層内でのみ光吸収が生じ、他の領域での光吸収は起きにくい。空乏層幅は pn 接合への電圧印加により制御できる。図 5.1(a) のように順バイアスでは空乏層領域は閉じ、図 5.1(b) の逆バイアスでは空乏層は広がる。そこで、pn 接合面に対して平行あるいは垂直方向に光を伝搬させれば、光は空乏領域で吸収するので、空乏層幅の閉じた順バイアスでは「光透過」、広がった逆バイアスでは「光遮断」となる。pn 接合に対して平行に光を伝搬すれば導波路型、垂直に伝搬すれば面型の光変調器となる。5 章では面型変調器の素子設計について理論的に検討する。

5.1 面型光強度変調器の設計

5.1.1 解析する構造モデル

面型素子を実現するために図 5.2に示すような p_2^+-AlGaAs、p_1^+-AlGaAs、n_1^+-AlGaAs、n_2-GaAs、n_3^+-AlGaAs の基本構成の pn 接合構造を利用する。基本構成のうち、電子を空乏化して光吸収を増加する層はバンドギャップの最も小さな n_2-GaAs 層である。以後、この層を光吸収層と呼ぶことにする。他の層はバンドギャップの大きな AlGaAs とし、光吸収が起きにくい素子構造とした。p_2^+-AlGaAs および n_3^+-AlGaAs 層は pn 接合に電圧を印加

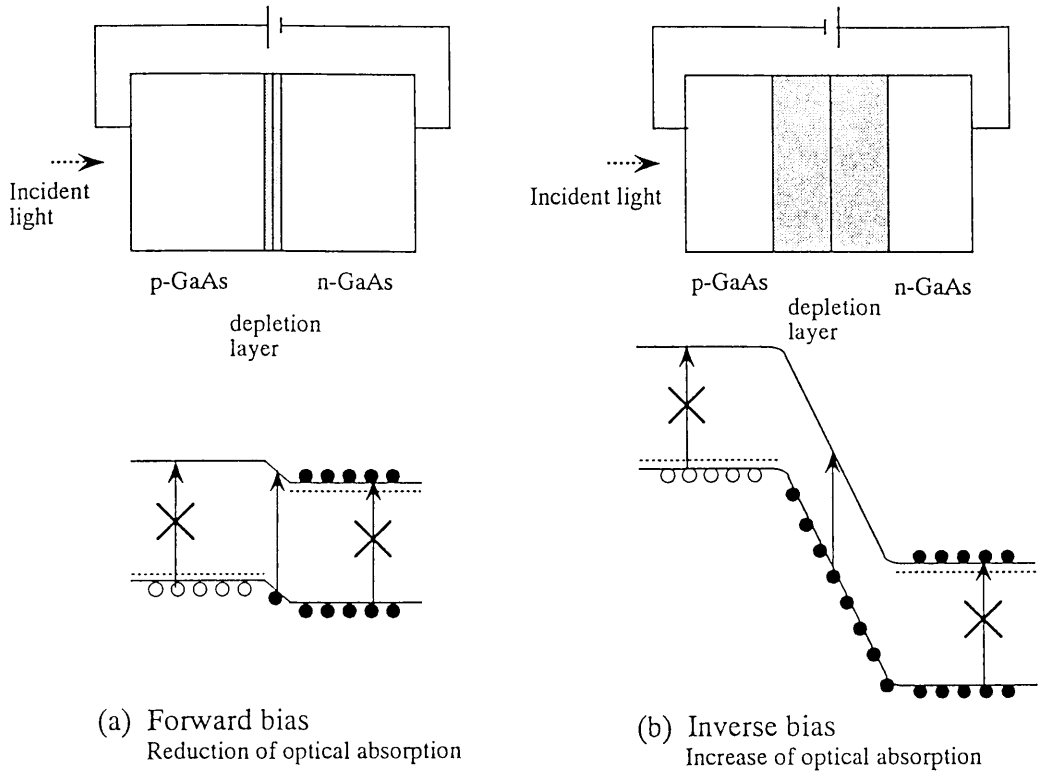


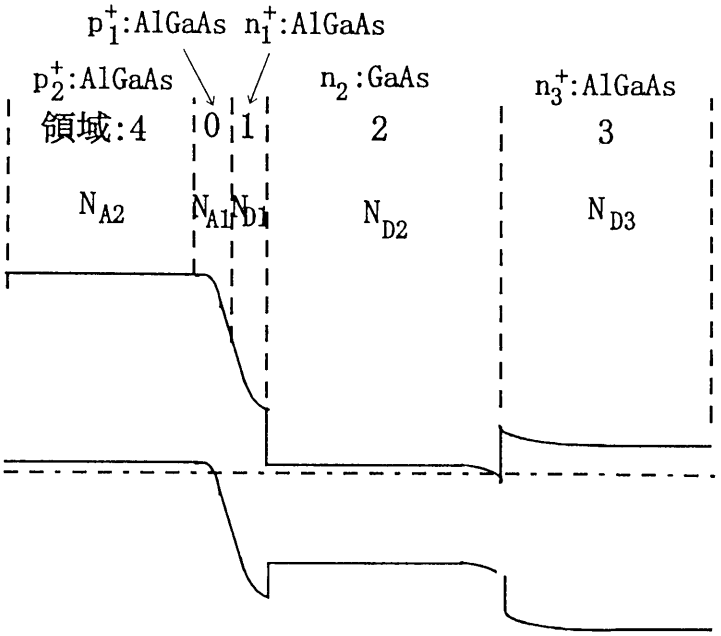
図 5.1: EDAC 素子の動作メカニズム

するための導電層である。本章では、光透過の状態を無バイアス時、光遮断の状態を V_{off} の逆方向バイアスを pn 接合に加えた場合とする。

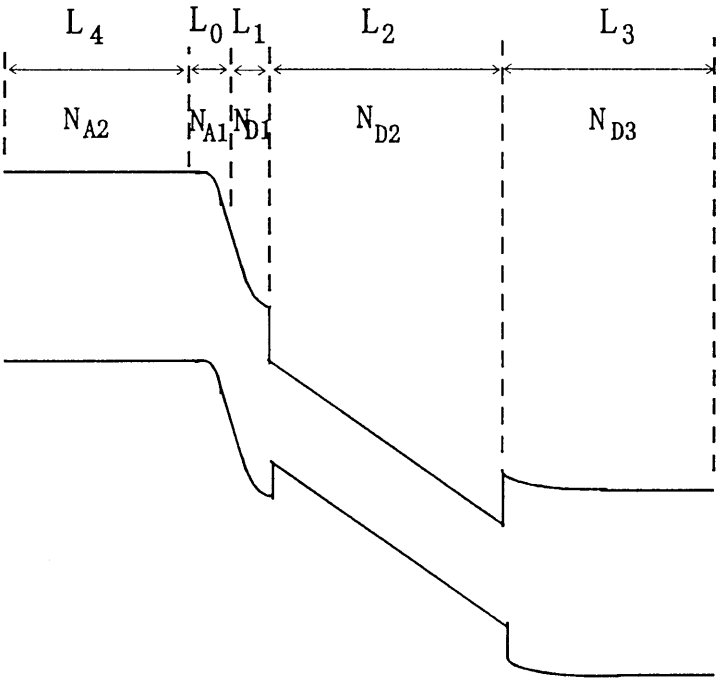
図 5.2(a) には無バイアス時におけるエネルギーバンド構造であるが、pn 接合では無バイアス時にも空乏領域が存在する。そこで、図 5.2(a) のように n_1^+-AlGaAs の層幅 L_1 が無バイアス時の n 側空乏層幅と一致するように設定する。無バイアス時にも n_1^+ 層や p_1^+ 層内部は空乏化されているが、Al 組成 x>0.1 にすると材料のエネルギーギャップが大きくなり空乏領域内部での光吸収量は十分小さくなる。

一方、図 5.2(b) には逆バイアス時のエネルギーバンド構造を示した。逆バイアス時には空乏化した領域は n_2-GaAs 層内部全域まで広がり、この領域で光が吸収される。光遮断の状態では n 側空乏層が領域 2 と 3 の境界まで伸び、光吸収層がすべて空乏化するように n_2-GaAs 層厚 L_2 を設計する。また、光遮断状態での p 側空乏層幅を p_1^+-AlGaAs 層厚 L_0 に合わせておく。上記の基本構成で印加電圧を変えて光の透過 (on)、遮断 (off) を制御する。光は pn 接合面に垂直に入射する。

しかしながら、基本構造のデバイスを数 V 程度の低い電圧で動作させようとすると、pn 接合当たり空乏化できる幅が数十〜数百 nm とあまり大きくすることができないため、光遮断状態において光吸収層での十分な光吸収が期待できない。そこで、図 5.2の基本構成を M 個多重に積み重ねたのが、本研究で開発する面型光変調器である。各 pn 接合面への電圧の印加法としては図 5.3に示すような 2 通りの方式がある。図 5.3(a)(b) はそれぞれ横方



(a) 無バイアス：光透過状態



(b) 逆バイアス：光遮断状態

図 5.2: 基本構成のエネルギーバンド図

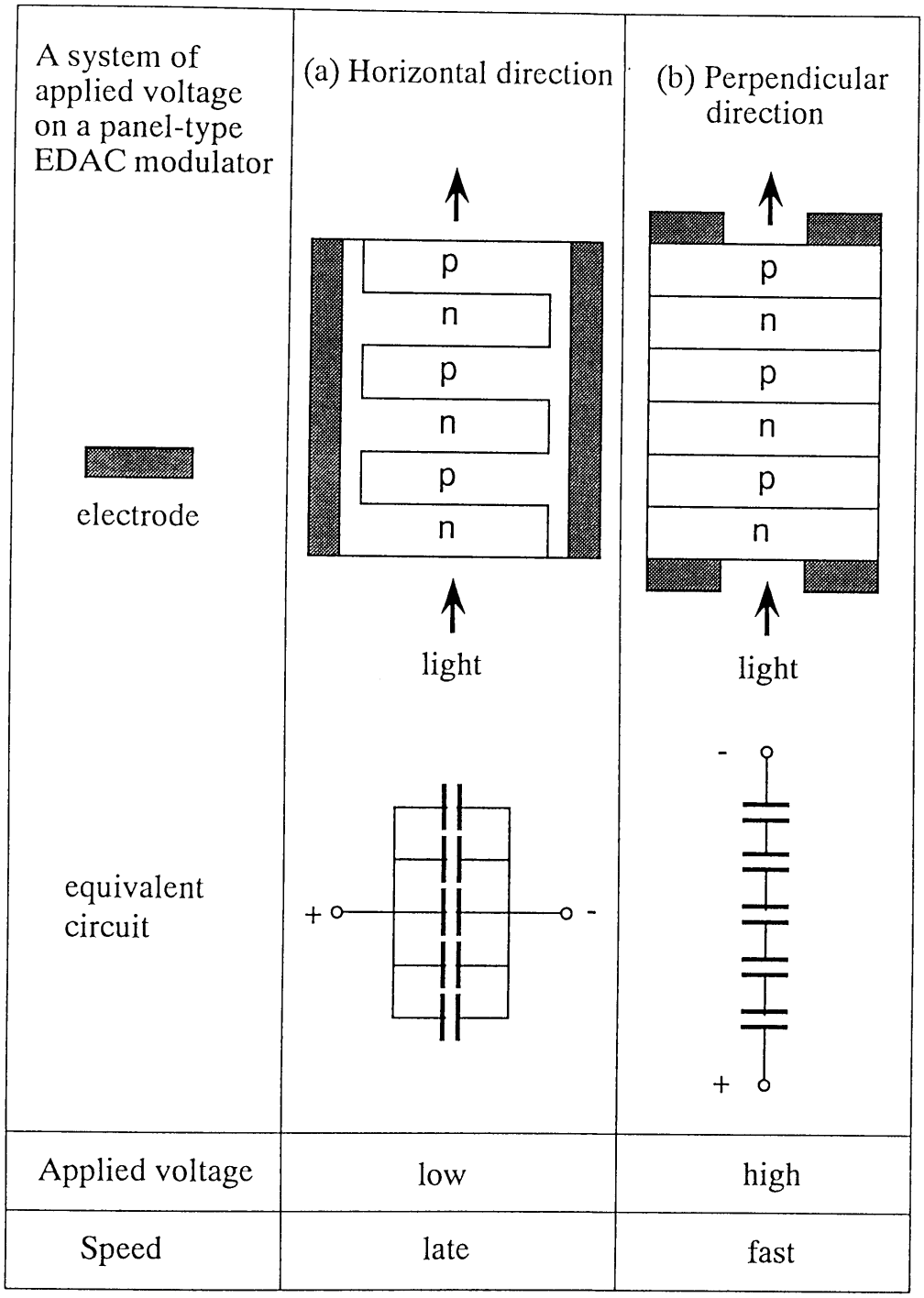

A system of applied voltage on a panel-type EDAC modulator
(a) Horizontal direction
(b) Perpendicular direction
p
n
p
n
p
n
electrode
light
light
equivalent circuit
+
-
-
+
Applied voltage
low
high
Speed
late
fast

図 5.3: 電圧印加の方式

表 5.1: 面型素子の設計における各記号の意味

記号	記号の意味
N_{A2}	領域 4:p_2^+-AlGaAs 層でイオン化したアクセプタ濃度
N_{A1}	領域 0:p_1^+-AlGaAs 層でイオン化したアクセプタ濃度
N_{D1}	領域 1:n_1^+-AlGaAs 層でイオン化したドナー濃度
N_{D2}	領域 2:n_2-GaAs 層でイオン化したドナー濃度
N_{D3}	領域 3:n_3^+-AlGaAs 層でイオン化したドナー濃度
L_0	領域 0:p_1^+-AlGaAs 層の層厚
L_1	領域 1:n_1^+-AlGaAs 層の層厚
L_2	領域 2:n_2-GaAs 層の層厚
V_{off}	光遮断状態 (off) での逆方向印加電圧
M	pn 基本構造の積層数

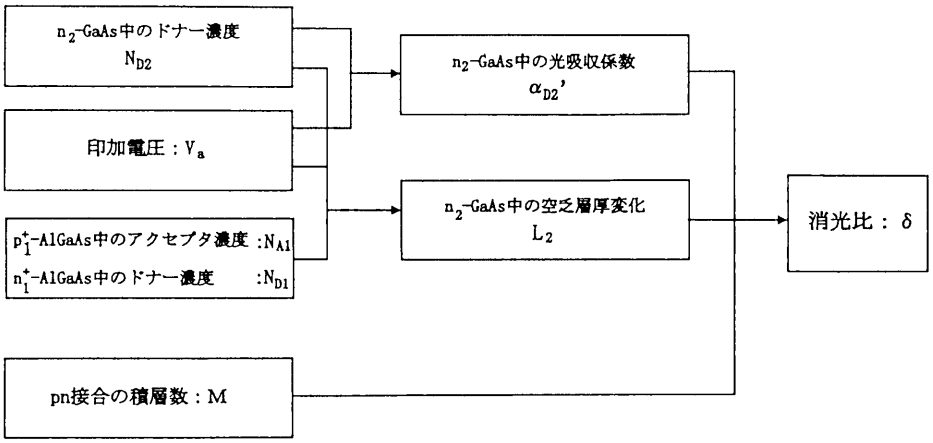


図 5.4: 面形素子の消光比と設計因子との関係

向、縦方向から電圧をかける方式である。各方式の特徴としては横方向電圧印加方式では動作電圧が低いが、素子容量が大きくなるため動作速度は遅くなる。縦方式では動作電圧が高いが、動作速度は早くなる。以上のように動作電圧と速度はトレードオフの関係がある。本研究では動作電圧の低い素子を開発したいので、横方向電圧印加方式を採用する。

5.1.2 光学特性の設計

表 5.1に解析に用いる記号の意味をまとめ、図 5.4には面型素子の設計因子と消光特性との関係を示した。消光特性の設計で最も重要なパラメータは、n_2-GaAs 層でイオン化したドナー濃度 N_{D2}であり、N_{D2}の濃度と素子の消光比の関係を 4 章での光吸収係数の解析モデルを用いて計算する。他のパラメータについては、以下のように決定した。まず、光遮断時の逆方向の印加電圧 V_{off}は、素子を低い駆動電圧で動作させるため V_{off}=-5V に決定し

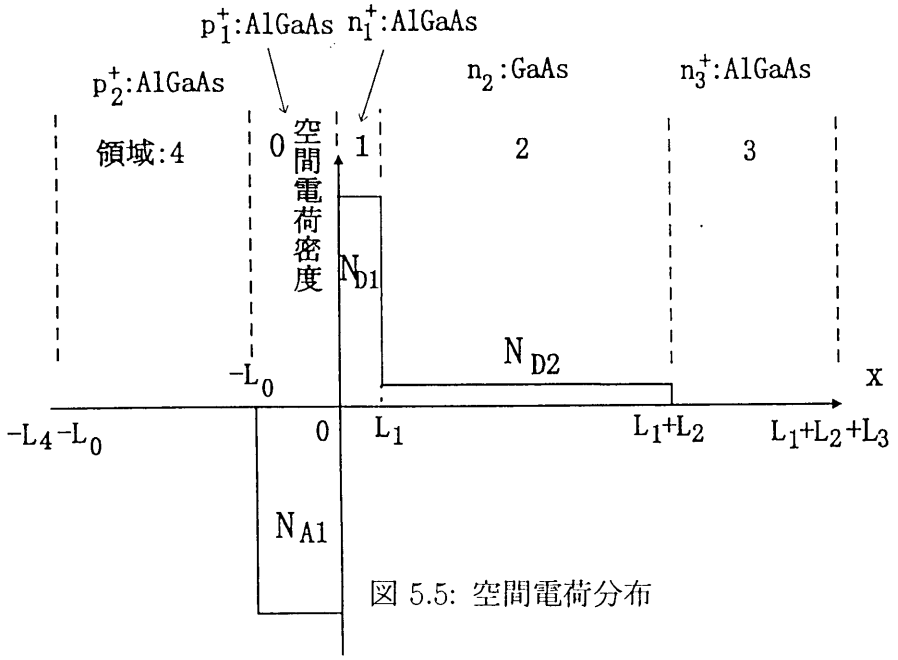


図 5.5: 空間電荷分布

た。2 章で述べたように電圧変化 5V で動作する透過型の面型半導体光変調器は開発されておらず、妥当な値であろう。次に各層内部のイオン化した不純物濃度 N_{A1}、N_{D1}であるが、逆方向に電圧印加したときの n 側空乏層厚の伸び幅に影響を与える。印加した逆方向電圧 V_{off}のうち多くの電圧を n_2-GaAs 層内部に加えるため、N_{A1}の濃度を N_{D2}値より 10 倍程度高く設定した。また、N_{D1}値は N_{A1}値と同じに設定した。つまり、N_{A1}=N_{D1}=10×N_{D2}と仮定した。

L_0、L_1および L_2の厚さは、図 5.5に示すような階段状の空間電荷分布で近似して、ポアソン方程式を解いて求めた。電位分布を V(x) と明記するとポアソン方程式は、

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} \tag{5.1}$$

であり、$\rho(x)$ は空間電荷分布

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_{A1} & : -L_0 < x < 0 \\ eN_{D1} & : 0 < x < L_1 \\ eN_{D2} & : L_1 < x < L_1 + L_2 \end{cases} \tag{5.2}$$

である。境界 x=0 と L_1で電位および電界強度が連続である条件と、無バイアスでの n 側空乏層幅が L_1、V_{off}=-5V の電圧を印加した時の n 側空乏層幅が L_1+L_2と仮定したので、

$$L_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{e}\frac{N_{A1}V_D}{N_{D1}(N_{A1}+N_{D1})}} \tag{5.3}$$

$$L_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{e}\frac{N_{A1}|V_{off}|}{N_{D2}(N_{A1}+N_{D2})} + \left\{\frac{(N_{A1}+N_{D1})}{(N_{A1}+N_{D2})}L_1\right\}^2} - \frac{(N_{A1}+N_{D1})}{(N_{A1}+N_{D2})}L_1 \tag{5.4}$$

$$L_0 = \frac{(N_{D1}L_1 + N_{D2}L_2)}{N_{A1}} \tag{5.5}$$

と求まる。

光遮断（off 状態）での電界強度分布 F(x) は、

$$F(x) = \begin{cases} 0 & : -L_4 - L_0 \leq x \leq -L_0 \\ \frac{eN_{A1}(L_0+x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} & : -L_0 \leq x \leq 0 \\ \frac{eN_{D1}(L_1-x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} + \frac{eN_{D2}L_2}{\varepsilon_s\varepsilon_0} & : 0 \leq x \leq L_1 \\ \frac{eN_{D2}(L_1+L_2-x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} & : L_1 \leq x \leq L_1 + L_2 \\ 0 & : L_1 + L_2 \leq x \leq L_1 + L_2 + L_3 \end{cases} \tag{5.6}$$

で与えられる。入射する光強度を T_0 とすると、光遮断（off 状態）での透過光強度 T_{off} は、

$$T_{off} = T_0 \times \exp\left[-M\left\{\alpha_{p2}L_4 + \int_{-L_0}^{0}\alpha'_{p1}(x)dx + \int_{0}^{L_1}\alpha'_{n1}(x)dx + \int_{L_1}^{L_1+L_2}\alpha'_{n2}(x)dx + \alpha_{n3}L_3\right\}\right] \tag{5.7}$$

で与えられる。ここで、α_{p2}、α_{p1}、α_{n1}、α_{n2}、α_{n3} はそれぞれ領域 4、0、1、2、3 中の吸収係数であり、記号′はそれぞれの空乏化した領域内部での吸収係数を意味する。

一方、光透過（on 状態）での電界強度分布 F(x) は、

$$F(x) = \begin{cases} 0 & : -L_4 - L_0 \leq x \leq -l_p \\ \frac{eN_{A1}(x+l_p)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} & : -l_p \leq x \leq 0 \\ \frac{eN_{D1}(L_1-x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} & : 0 \leq x \leq L_1 \\ 0 & : L_1 \leq x \leq L_1 + L_2 + L_3 \end{cases} \tag{5.8}$$

で与えられる。ここで、l_p は on 状態での p 側空乏層厚で $N_{D1}L_1/N_{A1}$ である。光透過（on 状態）での透過光強度 T_{on} は、

$$T_{on} = T_0 \times \exp\left[-M\left\{\alpha_{p2}L_4 + \alpha_{p1}(L_0 - l_p) + \int_{-l_p}^{0}\alpha'_{p1}(x)dx + \int_{0}^{L_1}\alpha'_{n1}(x)dx + \alpha_{n2}L_2 + \alpha_{n3}L_3\right\}\right] \tag{5.9}$$

で与えられる。

消光比 δ は、

$$\delta = 10\log_{10}\left(\frac{T_{on}}{T_{off}}\right) \quad (dB) \tag{5.10}$$

で定義されるので、式 (5.7) と (5.9) を式 (5.10) に代入すれば消光比が解析できる。数値解析では、消光特性 δ を

$$\delta \approx 4.3429 \times M\left(\int_{L_1}^{L_1+L_2}\alpha'_{n2}(x)dx - \alpha_{n2}L_2\right) \quad (dB) \tag{5.11}$$

で近似した。式 (5.7) と (5.9) 中の$\alpha'_{p1}(x)$と$\alpha'_{n1}(x)$は内部電界強度が式 (5.6) と (5.8) のように異なるので必ずしも同じ関数ではないが、両領域内の材料をバンドギャップの大きなAlGaAs として素子の動作波長帯から大きくずらしているので式 (5.11) での計算精度はよい。なお、α'_{n2}やα_{n2}の計算は **4.3.6** 節での解析手法を用いた。

図 5.6には式 (5.3) と (5.4) から求めた L_0、L_1と L_2の厚さを示した。図 5.7は式 (5.11) から見積もった 1 つの pn 接合当たりの消光量の入射光エネルギー依存性であり、変調動作が可能な波長帯がわかる。また、図 5.8には M 個積層した素子構造での消光比δの光吸収層中のドナー濃度 N_{D2}依存性、図 5.9には 5dB、10dB、15dB の消光比を実現するのに必要な積層数 M の N_{D2}依存性をそれぞれ示した。印加した電圧 V_aは 0〜-5V の場合である。少ない積層数 M で大きな消光比δを得るには、ドナー濃度 N_{D2}を低くする方が有利である。N_{D2}を $1\times10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$まで低くすると、20 対の積層数で約 6dB（電圧変化 5V）、30 対では約 9dB の消光が期待できる。図 5.8中の●印は **7.2** 節で述べる面型素子の消光特性の実測値で積層数を 19 個とした結果であり、N_{D2}濃度が 4×10^{16}と $1\times10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$の試料である。$N_{D2}$濃度が低い $4\times10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$の試料の方が高い消光比となり、またその値は理論設計により予測された消光比の値とほぼ一致した。

光透過（on 状態）状態での挿入損失δ_{loss}は、光入出射端面での反射損失を 0 と仮定すると、

$$\delta_{loss} = 10\log_{10}\left(\frac{T_{on}}{T_0}\right) \quad (dB) \tag{5.12}$$

と書ける。領域 0 および 1 は AlGaAs で構成されており、これらの層の層厚は薄い（$L_0 \ll L_4$、$L_1 \ll L_3$）ので式 (5.9) 中の積分項を略すことができ、式 (5.12) の挿入損失は、

$$\delta_{loss} \approx 4.3429 \times M(\alpha_{p2}L_4 + \alpha_{n2}L_2 + \alpha_{n3}L_3) \quad (dB) \tag{5.13}$$

と近似できる。式 (5.13) 中の光吸収メカニズムとしては、α_{p2}およびα_{n3}は自由キャリヤ吸収、α_{n2}はバンド間電子遷移による光吸収である。GaAs 材料の場合、バンドギャップ近傍の波長帯域での自由キャリヤ吸収α_{fc}は、

$$\alpha_{fc} \approx 3\times10^{-18}n + 7\times10^{-18}p \ \ (cm^{-1}) \tag{5.14}$$

で与えられる[1]。ここで、n は電子密度、p は正孔密度である。図 5.10には、挿入損失の数値計算例を示す。計算例では、α_{p2}とα_{n3}は式 (5.14)、α_{n2}は式 (3.78) を利用し、L_4と L_3は 1μm、N_{A2}と N_{D3}の濃度は $1\times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$をそれぞれ仮定した。計算を行った波長は図 5.7 中の消光比のピーク波長である。1dB より低い挿入損失を実現できることがわかる。

一方、素子の動作速度 f_rは、

$$f_r = \frac{1}{\pi C_0 R} \tag{5.15}$$

から決定される。ここで、C_0は素子容量で、

$$C_0 = \varepsilon_s\varepsilon_0\frac{S}{(l_p + L_1)} \tag{5.16}$$

Sは pn 接合の面積である。図 5.11には濃度 N_{A1}、N_{D1}、面積 Sおよび積層数 Mをパラメータにして素子の動作速度を計算した。素子の寸法を数十μm 角まで小さくすると動作速度は数百 MHz まで早くすることができる。

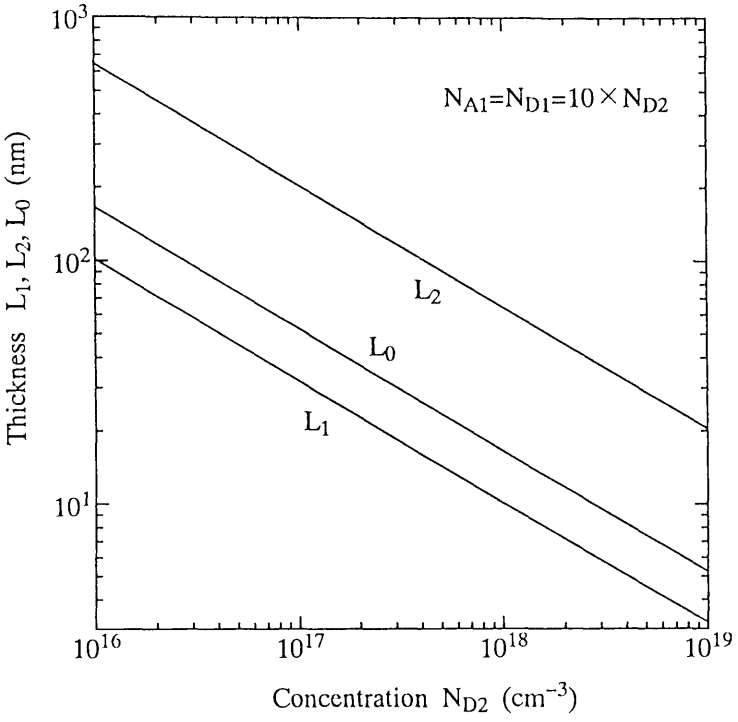


図 5.6: n_1^+-AlGaAs 層の層厚 L_1 と n_2-GaAs 層の層厚 L_2

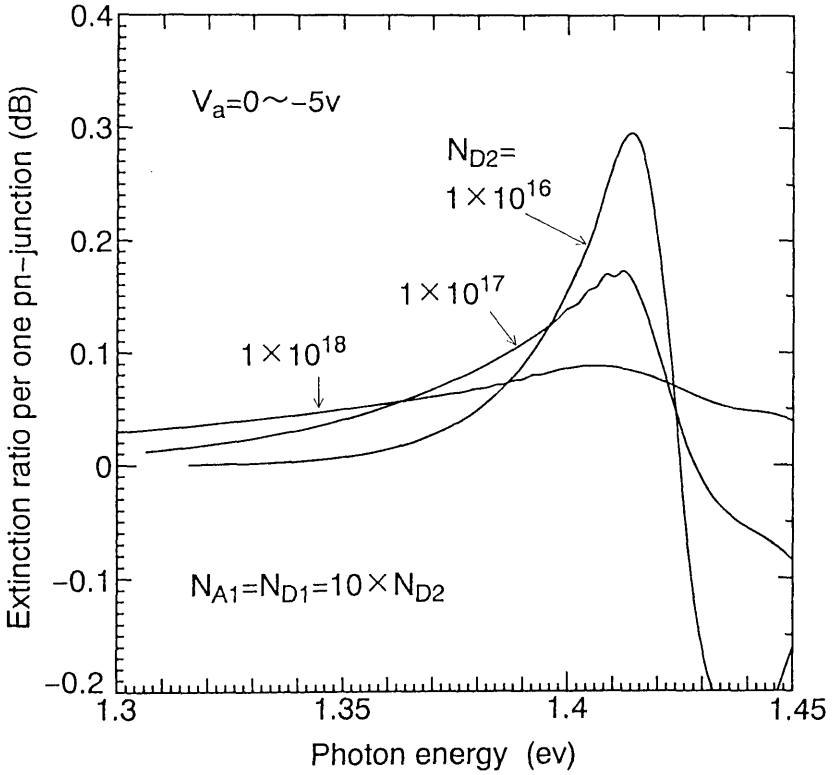


図 5.7: 一つの pn 接合当たりの消光比δ

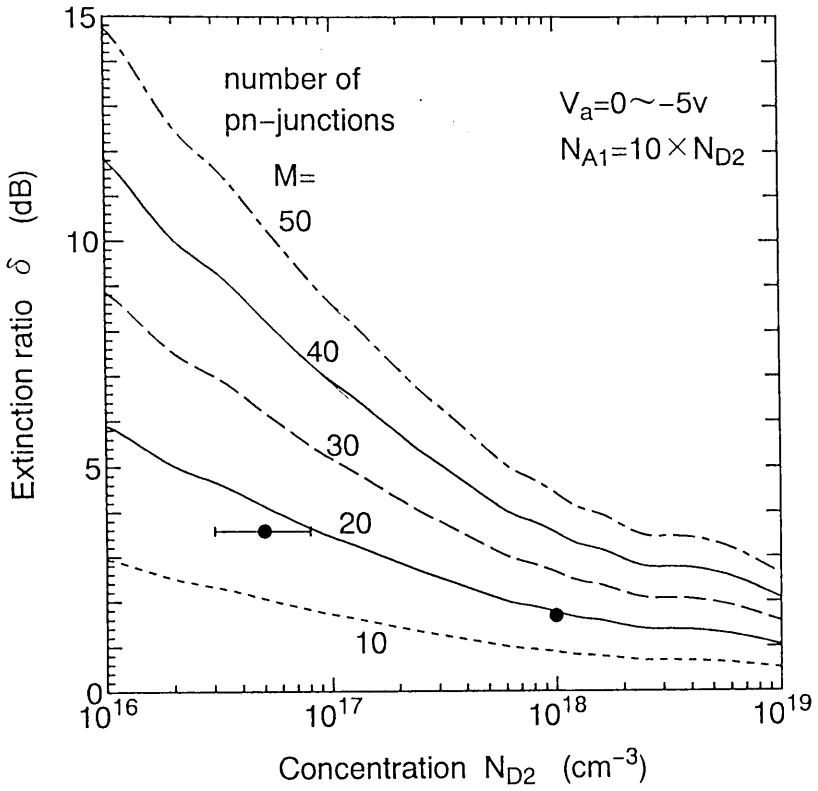


図 5.8: 消光比δとドナー濃度 N_Dの関係

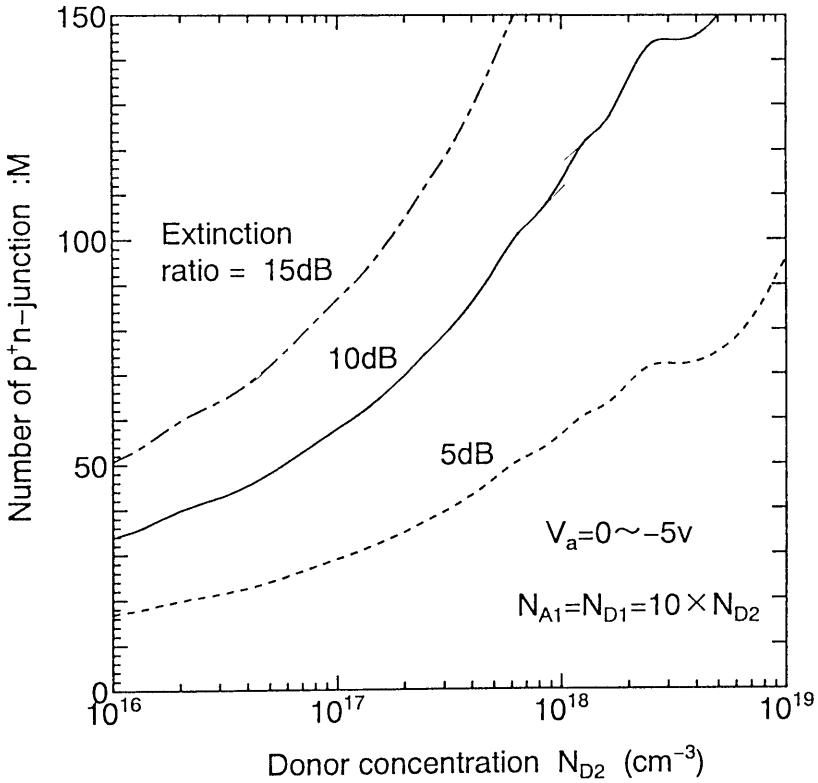


図 5.9: 消光比 5dB、10dB、15dB を得るのに必要な積層数 M

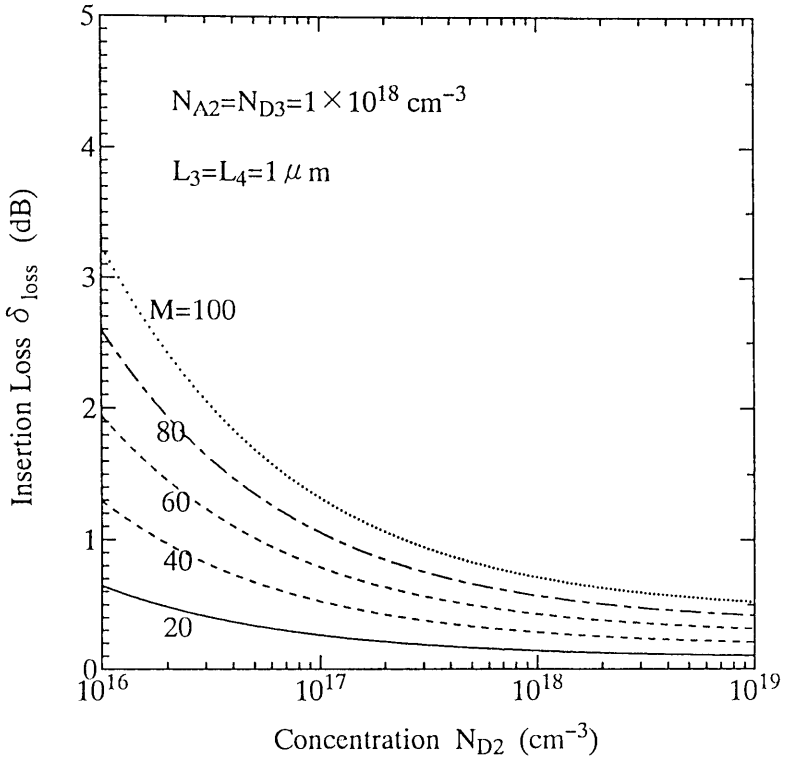


図 5.10: 挿入損失

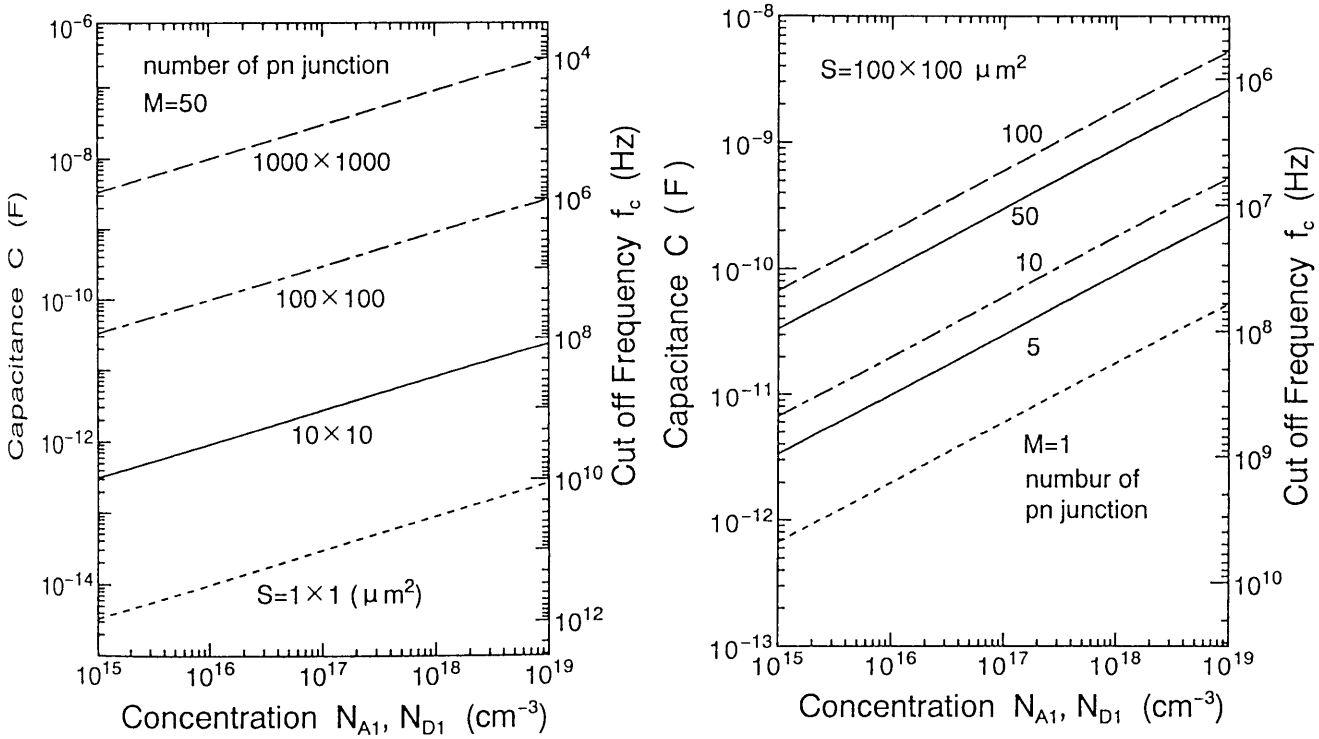


図 5.11: 動作速度

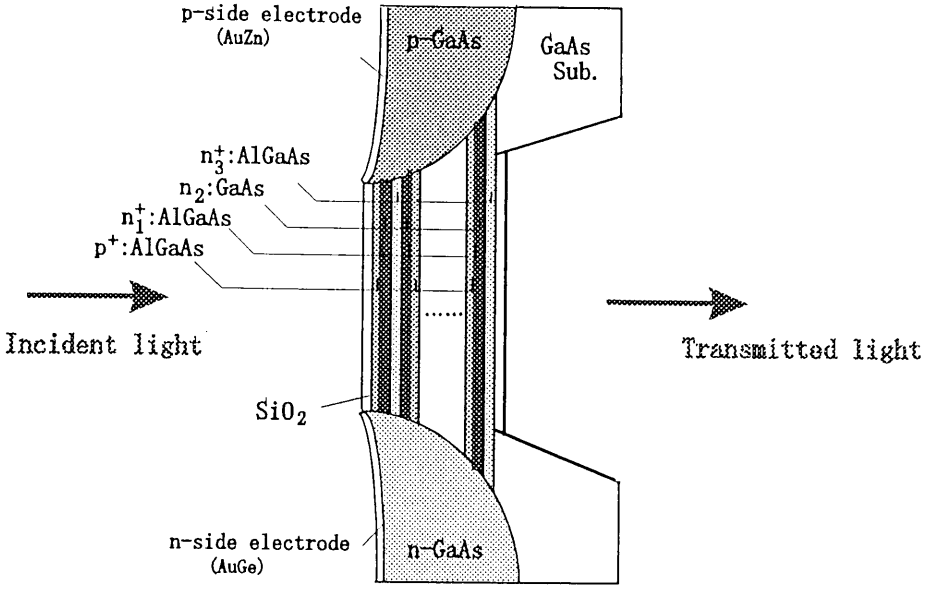


図 5.12: 設計した面形素子の構造

5.2 まとめ

図5.12に示した透過形の面型変調器の素子設計を行った。素子構造としては、p_2^+:AlGaAs/p_1^+:AlGaAs/n_1^+:AlGaAs/n_2:GaAs/n_3^+:AlGaAs 多層ヘテロ接合構造を M 周期積層した構造を仮定した。また、動作電圧を低くするため、横方向電圧印加方式を採用した。逆バイアスにより n_2:GaAs 層中に広がる空乏層厚を可変制御して透過光を強度変調することができる。解析では、半導体を空乏化することで生じる 1) 電子数変化、2) スクリーニング効果による不純物準位のシフト、3) 電界効果を考慮した。（4 章参）ドナー濃度 N_{D2}を $1\times10^{16}cm^{-3}$として図 5.2のような基本構成を 30 個積層した素子構造では、0〜-5V の電圧変化で

- 消光比：約 10dB

の性能が期待できる。

また、

- 挿入損失は 1dB 以下、
- 動作速度は数百 MHz

の面型光変調器を実現できることがわかった。

参考文献

[1] H.C.Casey,Jr. and M.B.Panish: "Heterostructure Lasers", Part A:Fundamental Principles, Academic press, p.175 (1978)

第 6 章

III-V 族半導体混晶の結晶成長

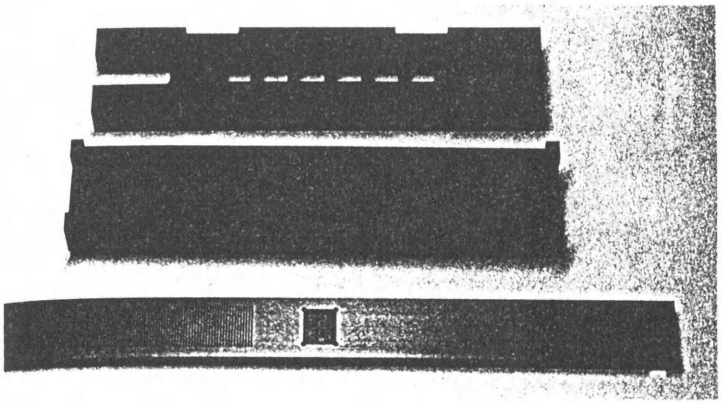
6.1 液相エピタキシャル成長法と装置の概要

本研究室では昭和 63 年 10 月に KDD より液相エピタキシャル成長炉を譲り受け、同年 12 月中ばより AlGaAs 結晶の成長を開始した。翌年（平成元年）2 月に半導体レーザが室温パルス発振したことで良質の AlGaAs 結晶膜の成長が可能であることが確認でき、同年 4 月より半導体光変調器の開発に取りかかった。

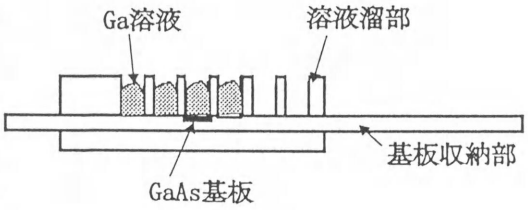
液相エピタキシャル成長法は、Liquid Phase Epitaxi の略を取り LPE 法とも呼ばれる。エピタキシーとは”すでに出来上がっている結晶基板を土台としてその上に単結晶薄膜を成長させる技術”を意味する。LPE 法は、過飽和溶液からの溶媒の析出を利用する成長法である。過飽和状態の溶液を冷却しながら結晶基板に接触させることにより、析出する溶質成分を基板上にエピタキシャル成長させることができる。AlGaAs 結晶の成長では、原料溶媒として Ga、溶質として Al、As 及び不純物原子を用いる。実際の結晶成長は図 6.1 に示したようなカーボン製のスライドボードを用いて行う。スライドボードは溶液溜部と基板収納部からなり、基板収納部は外部から引っ張ることで移動できる構造となっている。基板収納部の溝に基板を入れ、成長用原料は溶液溜部の各浴槽に入れておく。H_2ガス雰囲気中でスライドボードを高温に保った後、冷却しながら原料溶液と基板を接触させることで結晶成長を行う。

図 6.2には液相エピタキシャル成長装置の写真と装置の概念図を示す。装置の構成要素は、供給用ガス系、真空ポンプ系、石英管、スライドボード、加熱用電気炉、ボートローダからなる。供給用ガス系では、H_2ボンベからの H_2ガスを H_2純化装置で高純度化して石英管に供給する。結晶成長中は石英管内を高純度 H_2ガスで充満させ、半導体結晶の酸化を防いでいる。一方、加熱用電気炉では希望の精密な温度コントロールが制御可能である。また、多層構造の成長のためには、温度、時間等に応じてスライドボード中の基板を各浴槽まで移動させる必要があり、この移動操作を自動的に行うのがボートローダである。

LPE 法では、原料溶液と析出する固相とが熱平衡状態に近い状態で結晶成長が進行すると言われている。LPE 法により混晶の成長を行うには、成長温度での混晶組成と平衡にある溶液組成を知る必要があり、このためには理論的に相図の検討を行う必要がある。以後、

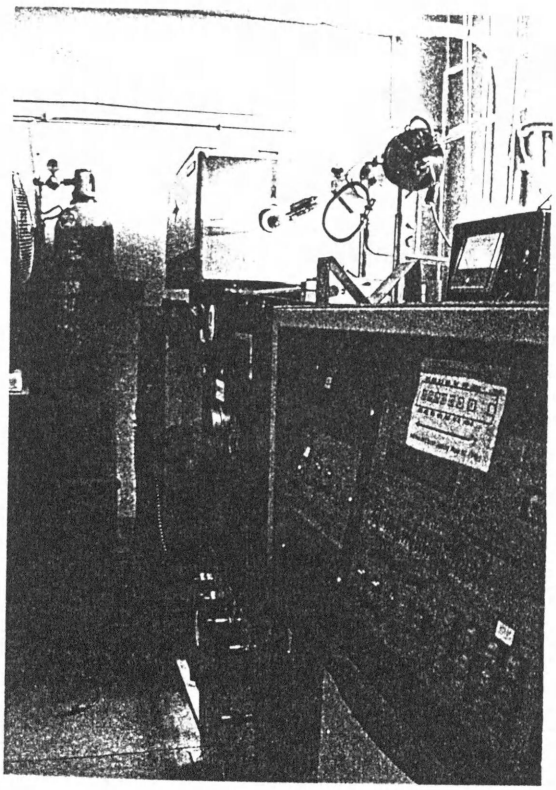


(a)スライドボードの表面写真

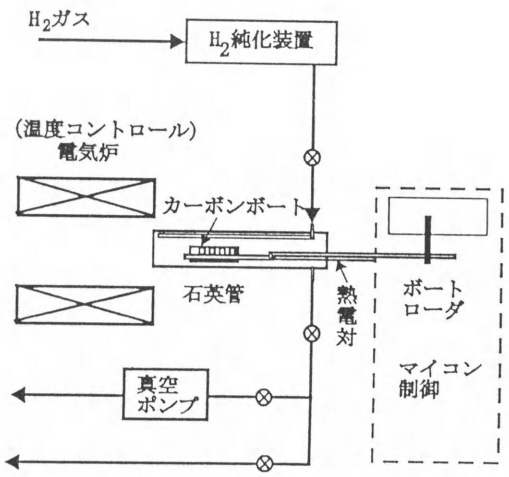


(b)スライドボード

図 6.1: スライドボードの写真



(a)LPE装置の写真



(b)LPE装置の概念図

図 6.2: 液相エピタキシャル成長装置の写真と概念図

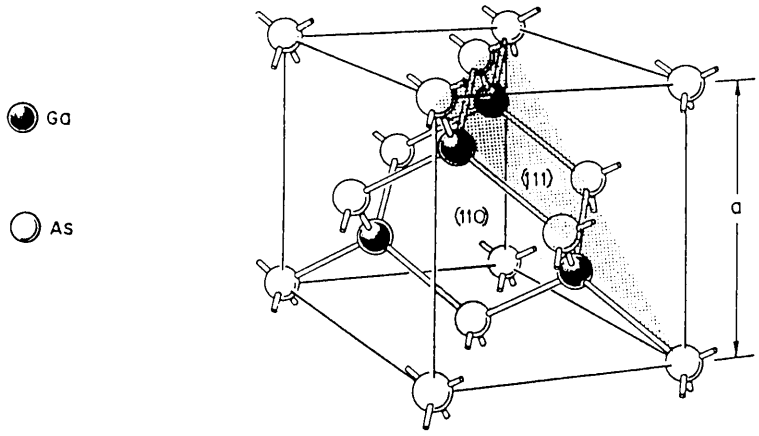


図 6.3: Zinc Blende 型構造

6.2 節では III-V 族半導体混晶の基礎的物性、6.3 節では多元系の熱力学、6.4 節では LPE による結晶成長過程についてを理解した後、6.5 節では我々の成長炉での結晶成長の結果についてまとめる[1]-[4]。

6.2 III-V 族多元混晶

6.2.1 混晶の組成

GaAs、InP 等の III-V 族化合物半導体結晶の構造は、Zinc Blende 型構造である。(図 6.3) Zinc Blende 型構造は、III 族原子 (1/4,1/4,1/4) と V 族原子 (0,0,0) の対が面心立方格子の各格子点に配置した結晶構造である。三元以上の混晶系でも Zinc Blende 構造であり、III 族のサブ格子には III 族原子、V 族のサブ格子上には V 族原子がランダムに混ざり合いながら存在する。今例えば A、B を III 族原子、C、D を V 族原子とすれば、$A_xB_{1-x}C$ という組成の三元混晶結晶中では、A 原子と B 原子は III 族サブ格子上で x 対 1-x の組成比でランダムに混ざりあっており、C 原子は V 族のサブ格子上で各サイトを占めている。この場合、AC と BC 二種の二元化合物が x 対 1-x の比で混合したものと見ることができる。$Al_xGa_{1-x}As$ 結晶は、その 1 例で III 族サイトに Al 原子と Ga 原子が混じりあっており、V 族サイトには As 原子が存在する。

多くの III-V 族混晶では、任意の混晶比 (0<x<1) のものが得られるが、材料によってはある x 値の範囲では均一な混晶が得られない場合がある。サブ格子上に原子の混合が生じない x の値の範囲を miscibility gap という。$GaAs_xSb_{1-x}$、GaP_xSb_{1-x}等はその例で、一方のサブ格子上の異種原子の共有結合半径の差が大きい時に生じ易いと言われている[5],[6]。

四元混晶の場合には、混晶の出来方によって次の 2 種類に大別できる。

1) 一方のサブ格子でのみ原子の混晶が生じている場合

2) 両方のサブ格子で原子の混合が生じている場合

1) の場合は、混晶組成は $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$ のように表わす。この場合、AD、BD、CD 三種の二元化合物が $xy:(1-x)y:(1-y)$ の比で混合したものと見なすことができる。2) の場合には、混合組成は $A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$ と表し、AC、AD、BC、BD の四種の二元化合物が $(1-x)(1-y):(1-x)y:x(1-y):xy$ の比で混合したものと近似的に見なすことができる。

6.2.2 混晶結晶の格子定数

多くの III-V 族三元混晶の格子定数は、二元化合物の格子定数から一次式で内挿した値によく一致する (Vegard 則) ことが実験的に確かめられている。例えば $A_xB_{1-x}C$ の格子定数 $a_{A_xB_{1-x}C}$ は、二次元化合物 AB、AC の格子定数 a_{AC}、a_{BC} を使って、

$$a_{A_xB_{1-x}C}(x) = xa_{AC} + (1-x)a_{BC} \tag{6.1}$$

とした値によく合うことが知られている。

Vegard 則を四元混晶に拡張すると、二元化合物からの内挿式を得ることができる。例えば、$(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$ 型では、三種類の二元化合物の格子定数 a_{AD}、a_{BD}、a_{CD} を使って

$$a_{(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D}(x,y) = xya_{AD} + (1-x)ya_{BD} + (1-y)a_{CD} \tag{6.2}$$

となる。$A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$ 型では、四種類の二元化合物の格子定数 a_{AC}、a_{AD}、a_{BC}、a_{CD} を使って、

$$a_{A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y}(x,y) = (1-x)(1-y)a_{AC} + (1-x)ya_{AD} + x(1-y)a_{BC} + xya_{BD} \tag{6.3}$$

となる。$A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$ 型では、四種類の二元化合物の格子定数 a_{AC}、a_{AD}、a_{BC}、a_{CD} を使って、

$$a_{A_{1-x}B_xC_{1-y}D_Y}(x,y) = (1-x)(1-y)a_{AC} + (1-x)ya_{AD} + x(1-y)a_{BC} + xya_{BD} \tag{6.4}$$

となる。

6.2.3 混晶結晶のエネルギー・ギャップ

三元混晶結晶のエネルギー・ギャップは、混晶比の二次式で良く近似できることが実験的に確かめられている。$A_xB_{1-x}C$ のエネルギー・ギャップ $E_{g_{A_xB_{1-x}C}}$ は、二元化合物 AC、BC のエネルギー・ギャップの値 $E_{g_{AB}}$、$E_{g_{BC}}$ および bowing パラメータ C_{AC-BC} を使って、

$$E_{g_{A_xB_{1-x}C}} = xE_{g_{AC}} + (1-x)E_{g_{BC}} - C_{AC-BC}x(1-x) \tag{6.5}$$

とした値によく合う。Bowing パラメータは実験より求めるしかないが、AC と BC の格子定数差が大きいほど Bowing パラメータも大きい傾向がある[7]。式 (6.5) は、波数空間の Γ 点だけでなく、X 点、L 点でも成立すると考えられている。表 6.1には、代表的な III-V 族三元混晶結晶のエネルギー・ギャップ (T=300K) の組成依存性を示す[1]。

表 6.1: III-V 混晶結晶のエネルギー・バンドギャップ

Compound	Direct energy gap E_g (eV)	Indirect energy gap E_g(ev) X minima	L minima
$Al_xIn_{1-x}P$	1.351+2.23x	-	-
$Al_xGa_{1-x}As$	1.424+1.247x	$1.9+0.125x+0.143x^2$	1.708+0.642x
	$1.424+1.247x+1.147(x-0.45)^2$	-	-
$Al_xIn_{1-x}As$	$0.360+2.012x+0.698x^2$	-	-
$Al_xGa_{1-x}Sb$	$0.726+1.129x+0.368x^2$	$1.020+0.492x+0.077x^2$	$0.799+0.746x+0.334x^2$
$Al_xIn_{1-x}Sb$	$0.172+1.621x+0.43x^2$	-	-
$Ga_xIn_{1-x}P$	$1.351+0.643x+0.786x^2$	-	-
$Ga_xIn_{1-x}As$	0.36+1.064x	-	-
$Ga_xIn_{1-x}Sb$	$0.172+0.139x+0.415x^2$	-	-
GaP_xAs_{1-x}	$1.424+1.150x+0.176x^2$	-	-
$GaAs_xSb_{1-x}$	$0.726-0.502x+1.2x^2$	-	-
InP_xAs_{1-x}	$0.360+0.891x+0.101x^2$	-	-
$InAs_xSb_{1-x}$	$0.18-0.41x+0.58x^2$	-	-

6.3 III-V 族多元系の相平衡

6.3.1 液相-固相平衡状態図

多元混晶エピタキシャル膜の成長では、系の熱力学的性質を理解する必要がある[1]-[4]。特に液相成長法の場合には、必要な組成の固相と適当な温度で平衡する液相の組成を知る必要がある。その様な情報を与えるのが液相－固相平衡状態図（相図）である。

III-V 族二元系 (A=III 族 ; C=V 族) の液相－固相平衡状態図は、一般に図 6.4の様な形を示す。液相と平衡する固相は、ほとんどすべての液相組成に対して化合物 AC である。T_F は化合物 AC の融点である。X_c(T) は温度 T において AC と平衡する液相組成に相当する。これは A を溶媒としたとき、A-C 溶液への C の溶解度と見なすことができる。化合物 AC は、C が非常に希薄な溶液 ($X_C < 10^{-4}$) と平衡することができ、このような液相では T_F よりかなり低温で化合物 AC の結晶成長を行うことができる利点がある。

三元系の液相組成状態は、図 6.5のような正三角形内の一点で表すことができる。液相－固相平衡状態図は、図 6.6のように液相が固相と平衡する温度 T_L を等高線（液相線）で表し、平衡する固相の組成 x を等 X 線（等組成固相線）で表す。図 6.6に示した Al-Ga-As 系の状態図から、Ga rich の液相は、比較的低温でいろいろな組成の固相と平衡できる。液相成長では、このように III 族元素の一つが過剰な液相から結晶成長が行われている。

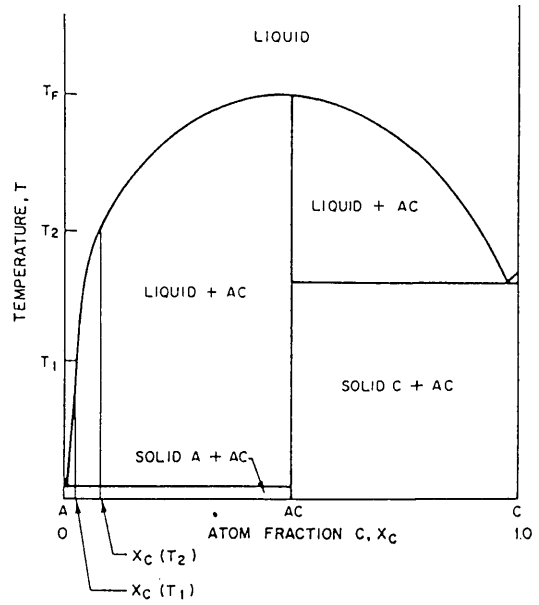


図 6.4: III-V 二元系の液相－固相平衡状態図

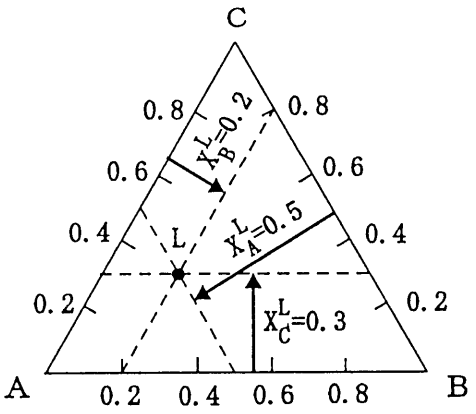


図 6.5: 三元液相組成の表現

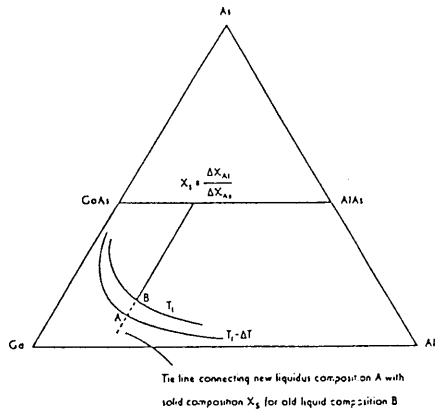


図 6.6: 液相－固相平衡状態図

6.3.2 液相－固相平衡の熱力学解析

6.3.2.1 液相－固相平衡の基礎方程式

ここでは、成分 A、B、C、D からなる系の液相中の液相－固相平衡状態を考える。今、この液相中の原子数（モル数）をそれぞれ n_A、n_B、n_C、n_D とすると、温度 T における液相の (Gibbs) 自由エネルギー G^L は、

$$G^L = G^L(n_A, n_B, n_C, n_D; T) \tag{6.6}$$

と書ける。固相中では、二元化合物成分 AC、AD、BC、BD を粒子的に扱い、それらの数（モル数）を N_{AC}、N_{AD}、N_{BC}、N_{BD} として、自由エネルギー G^S は、

$$G^S = G^S(N_{AC}, N_{AD}, N_{BC}, N_{BD}; T) \tag{6.7}$$

と書ける。ここで N_{AC} は、最近接原子対 A-C の数を N'_{AC} としたとき $N_{AC}=N'_{AC}/Z_1$ である。$Z_1(=4)$ は最近接原子の配位数である。

液相中の原子 A、…の化学ポテンシャル μ_A^L、…、固相中の二元成分 AC、…の化学ポテンシャル μ_{AC}^S、…はそれぞれ、

$$\mu_A^L = \frac{\partial G^L}{\partial n_A}, \cdots, \ \mu_{AC}^S = \frac{\partial G^S}{\partial N_{AC}}, \cdots \tag{6.8}$$

で定義される。いま、液相と固相を合わせた系で原子数保存されるとすれば、

$$-dn_A = dN_A = dN_{AC} + dN_{AD}, \cdots \tag{6.9}$$

の関係があるので、全系の自由エネルギー G^T の微小変化 dG^T については、

$$\begin{aligned} dG^T = dG^L + dG^S &= (\mu_{AC}^S - \mu_A^L - \mu_C^L)dN_{AC} + (\mu_{AD}^S - \mu_A^L - \mu_D^L)dN_{AD} \\ &+ (\mu_{BC}^S - \mu_B^L - \mu_C^L)dN_{BC} + (\mu_{BD}^S - \mu_B^L - \mu_D^L)dN_{BD} \end{aligned} \tag{6.10}$$

となる。液層と固相が平衡状態にあるときには、$dG^T=0$ が恒等的に成立することから、平衡条件として次式が求まる[8],[9]。

$$\mu_{AC}^S = \mu_A^L + \mu_C^L, \ \mu_{AD}^S = \mu_A^L + \mu_D^L, \ \mu_{BC}^S = \mu_B^L + \mu_C^L, \ \mu_{BD}^S = \mu_B^L + \mu_D^L \tag{6.11}$$

6.3.2.2 混合系の化学ポテンシャル

一般に成分 1、…n を混合した系の自由エネルギー G_M は、

$$G_M = \sum_{i=1}^{n} G_i^0(N_i) + \Delta G_M \tag{6.12}$$

で与えられる。N_i は成分 i の粒子数（モル数）、G_i^0 は成分 i が純粋な状態にある場合の自由エネルギー、ΔG_M は混合したことによる自由エネルギーの増加分である。ΔG_M は、成分

間のエネルギー的相互作用がないとした場合（理想溶液）の寄与ΔG_M^{id}と、それからのずれΔG_M^{ex}の寄与に分けて考えることができるので、

$$\Delta G_M = \Delta G_M^{id} + \Delta G_M^{ex} \tag{6.13}$$

と書ける。ΔG_M^{id}は、ランダムな混合によるエントロピーの増加ΔS_M^{id}による寄与だけを含むので、

$$\Delta G_M^{id} = -T\Delta S_M^{id} = -T \cdot R \ln \frac{(\sum_{i=1}^n N_i)!}{\prod_{i=1}^n (N_i!)} = RT \sum_i^n N_i \ln \frac{N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} \tag{6.14}$$

である。成分 i の混合系における化学ポテンシャルは、式 (6.12) と (6.13) より、

$$\mu_i = \frac{\partial G_M}{\partial N_i} = \frac{\partial G_i^0}{\partial N_i} + \frac{\partial \Delta G_M^{id}}{\partial N_i} + \frac{\partial \Delta G_M^{ex}}{\partial N_i} \tag{6.15}$$

と書ける。右辺各項をそれぞれ左から順にμ_i^0、RTlnx_i (x_i=N_i/$\sum N_i$)、RTlnγ_iと書き改めれば、μ_iは、

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln \gamma_i x_i \tag{6.16}$$

のように記述できる。ここで、μ_i^0は成分 i が純粋状態にあるとしたときの化学ポテンシャル、γ_iは成分 i の活動度係数である。式 (6.16) に従って、液相中の成分 i(i=A、B、C、D) の化学ポテンシャルμ_i^L、および固相中の成分 j(j=AC、AD、BC、BD) の化学ポテンシャルμ_j^sを書き表すことができる。

6.3.2.3 μ_j^{so}の表現

固相成分 j の純粋状態における化学ポテンシャルμ_j^{SO}は、簡単な熱力学パラメータを使って、都合のよい形に書き改められる[10]。例えば、j=AC の場合、1 モルの化合物 AC の温度 T($_jT_{AC}^F$) における自由エネルギー G^S(T) と、温度 T で仮想的に考えた 1 モルずつの A、C よりなる液相 (Stoichiometric Liquid) の自由エネルギー $G_{S.L}$との差を考える。

G^S(T) は、-S=$(\delta G/\delta T)_{P,N}$と dS=d′Q/T=$C_P^S$dT/T($C_P^S$は低圧比熱) の関係を使い、T→$T_{AC}^F$の過程を考えることにより、

$$G^S(T) = G^S(T_{AC}^F) + S^S(T_{AC}^F)(T_{AC}^F - T) - \int_T^{T_{AC}^F} dT \int_T^{T_{AC}^F} c_P^S \frac{dT}{T} \tag{6.17}$$

となる。添え字を S→S.L とすれば $G^{S.L}$(T) の表式が得られる。$G^S(T_{AC}^F)$=$G^{S.L}(T_{AC}^F)$ により、

$$G^S(T) = G^{S.L}(T) - \Delta S_{AC}^F(T_{AC}^F - T) + \Delta C_P[(T_{AC}^F - T) - T \ln \frac{T_{AC}^F}{T}] \tag{6.18}$$

の関係が成り立つ。ΔS_{AC}^Fは融点において固相から液相へ転移する際のエントロピーの増分、ΔC_Pは液相と固相の比熱差であり温度に殆どよらないと仮定した。

G^S=μ_{AC}^{SO}、$G^{S.L}$=$\mu_A^{S.L(AC)} + \mu_C^{S.L(AC)}$であるから、式 (6.18) より直ちに、

$$\mu_{AC}^{SO} = \mu_A^{S.L(AC)} + \mu_C^{S.L(AC)} - \Delta S_{AC}^F(T_{AC}^F - T) + \Delta C_P[T_{AC}^F - T - T \ln \frac{T_{AC}^F}{T}] \tag{6.19}$$

となる。ΔC_Pの値は一般に小さい量なので、通常他の項にたいして無視する。$\mu_A^{S.L(AC)}$、$\cdots$は、式 (6.16) に従って、

$$\mu_A^{S.L(AC)} = \mu_A^{LO} + RT \ln \gamma_A^{S.L(AC)} \cdot \frac{1}{2}, \cdots \tag{6.20}$$

と書ける。$\mu_A^{LO}, \cdots$は、平衡式 (6.11) 中で消去される。

6.3.2.4 平衡式の具体的表式

式 (6.16)、(6.19)、(6.20) を使って、**6.3.2.1** 節で求めた平衡式 (6.11) を書き改めると、次式が得られる[15]。

$$\ln(\gamma_{AC}^S X_{AC}) = \ln[\frac{4\gamma_A^L \gamma_C^L}{\gamma_A^{S.L(AC)} \gamma_C^{S.L(AC)}} x_A x_C] + \frac{\Delta S_{AC}^F}{RT}(T_{AC}^F - T) \tag{6.21}$$

$$\ln(\gamma_{AD}^S X_{AD}) = \ln[\frac{4\gamma_A^L \gamma_D^L}{\gamma_A^{S.L(AD)} \gamma_D^{S.L(AD)}} x_A x_D] + \frac{\Delta S_{AD}^F}{RT}(T_{AD}^F - T) \tag{6.22}$$

$$\ln(\gamma_{BC}^S X_{BC}) = \ln[\frac{4\gamma_B^L \gamma_C^L}{\gamma_B^{S.L(BC)} \gamma_C^{S.L(BC)}} x_B x_C] + \frac{\Delta S_{BC}^F}{RT}(T_{BC}^F - T) \tag{6.23}$$

$$\ln(\gamma_{BD}^S X_{BD}) = \ln[\frac{4\gamma_B^L \gamma_D^L}{\gamma_B^{S.L(BD)} \gamma_D^{S.L(BD)}} x_B x_D] + \frac{\Delta S_{BD}^F}{RT}(T_{BD}^F - T) \tag{6.24}$$

ここで、x_A、$\cdots$は液相の、X_{AC}、$\cdots$は固相のそれぞれ成分のモル比を表す。式 (6.21)-(6.24) は、$A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$型四元混晶の平衡式である。$(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$ 型四元混晶の場合は、X_{AD}=xy、X_{BD}=(1-x)y、X_{CD}=(1-y) と置き、固相成分 AD、BD、CD を考えた 3 個の方程式が平衡式となる。また、$A_xB_{1-x}C$ 型三元混晶の場合は、X_{AC}=x、X_{BC}=1-x と置き、固相成分として AC、BC を考えた 2 個の方程式 (6.21) と (6.23) から平衡式が与えられる[11]。さらに、二元混晶 AC では、式 (6.21) において左辺を 0 とした式が成り立つ[10]。

6.3.3 正則溶液近似と活動度係数

相平衡式を解くためには、溶液（固溶体）に適当なモデルを仮定し、原子間の相互作用パラメータαという量を用いて、活動度係数の具体的表式を求める必要がある。

6.3.3.1 正則溶液近似

多成分溶液において、混合の自由エネルギーΔG_Mのエントロピー項は理想溶液に等しいとし、エンタルピー項を 0 でないとしたものを正則溶液 (regular solution) という[12]。正則溶液の意味で添え字 R を付けて表すと、

$$\Delta G_M^R = \Delta H_M^R - T\Delta S_M^{id} \tag{6.25}$$

となる。従って、理想溶液からのずれΔH_M^{ex}は、正則溶液では、

$$\Delta G_M^{ex,R} = \Delta H_M^R \simeq \Delta E_M^R \tag{6.26}$$

と表される。系の体積変化が無視できる場合には、ΔH_M^Rは混合の内部エネルギーΔE_M^Rに等しいとしてよい。混合エントロピーが理想溶液に等しいという仮定は、成分の混合は完全にランダムであるとすることに相当する。これは、成分原子間のエネルギー的相互作用を取り入れたことによって当然起こりうる混合状態のエネルギー的偏りを無視しているという点で不都合があるが、その結果は、後述の相互作用パラメータの中に現象論的に繰り込むことができる。

6.3.3.2 液相成分の活動度係数

四元溶液中で、任意の原子 i(i=A、B、C、D) は Z(=6) 個の最近接原子に取り囲まれた状態にあると仮定する（格子モデル)。液相中には、最近接原子対としては、AA、AB、AC、AD、BB、BC、BD、CC、CD、DD の各対が存在する。今、最近接原子間相互作用のみを考え、各相互作用は互いに独立であると仮定すれば、溶液の内部エネルギー E_Lは、

$$E^L = \sum_{(ij)} v_{ij}^L n_{ij} \qquad (ij = AA, AB, \cdots, CD, DD) \tag{6.27}$$

と表される。ここで、v_{ij}^Lは液相中の原子対 ij の相互作用エネルギーであり、n_{ij}は原子対 ij の数である。n_{ij}について次の関係が成り立つ。

$$2n_{ii} + \sum_{j(\neq i)} n_{ij} = zn_i \tag{6.28}$$

これを使って式 (6.27) は、

$$E^L = \frac{1}{2} z \sum_i v_{ii}^L n_i + \sum_{(ij)_{i \neq j}} \alpha_{ij}^L \frac{n_{ij}}{z} \tag{6.29}$$

と書き表せる。ここで、

$$\alpha_{ij}^L \equiv z(v_{ij}^L - \frac{v_{ii}^L + v_{jj}^L}{2}) \tag{6.30}$$

で定義される ij 原子間の相互作用パラメータを導入した。式 (6.29) の $(1/2)zv_{ii}^L n_i$で表される項の和は、それぞれ i 原子が純粋状態にある場合の内部エネルギーであるから、結局、混合によるエネルギーの増加ΔE_N^Lは、

$$\Delta E_M^L = \sum_{(ij)} \alpha_{ij}^L \frac{n_{ij}}{z} \qquad (ij = AB, AC, AD, BC, BD, CD) \tag{6.31}$$

で与えられる。

正則溶液近似では、各最近接原子対は全くランダムで発生すると考えられるので、

$$n_{ij} = z \frac{n_i n_j}{\sum_i n_i} \tag{6.32}$$

表 6.2: 二元系の相平衡から決まるパラメータ

	T^F(K)	ΔS^F(cal/mol·K)	α^L=a-bT(cal/mol)
GaAs	1511	16.64	5160-9.16T
InAs	1215	14.52	3860-10.0T
InP	1335	14.0	4500-4.0T
GaP	1740	16.8	2800-4.8T

とする。活動度係数γ_iは、式 (6.15)、(6.16)、(6.26) に従って、正則溶液近似の下では、

$$RT\ln\gamma_i = \frac{\delta\Delta E_M^R}{\delta n_i} \tag{6.33}$$

より求まる。式 (6.31) で n_{ij}に式 (6.32) を用いたものをΔE_M^{RL}と書き、式 (6.33) で ΔE_M^R=ΔE_M^{RL}とおいて、液相中の成分 A の活動度係数γ_A^Lの具体的表現が、

$$\begin{aligned} RT\ln\gamma_A^L = \frac{\delta\Delta E_M^{RL}}{\delta n_A} &= \alpha_{AB}^L x_B^2 + \alpha_{AC}^L x_C^2 + \alpha_{AD}^L x_D^2 \\ &+ (\alpha_{AB}^L + \alpha_{AC}^L - \alpha_{BC}^L) x_B x_C \\ &+ (\alpha_{AB}^L + \alpha_{AD}^L - \alpha_{BD}^L) x_B x_D \\ &+ (\alpha_{AC}^L + \alpha_{AD}^L - \alpha_{CD}^L) x_C x_D \end{aligned} \tag{6.34}$$

のように求まる[13]。A→B→C→D→A に従って添え字を書き換えれば、順次γ_B^L、γ_C^L、γ_D^Lの表現が得られる。D を含んだ項を除けば三元系 A-B-C に対する表式、また B、D を含んだ項を除けば二元系 A-C に対する表現がそれぞれ得られる。特に Stoichiometric Liquid A-C の場合、

$$RT\ln\gamma_A^{S.L(AC)} = RT\ln\gamma_C^{S.L(AC)} = \frac{1}{4}\alpha_{AC}^L \tag{6.35}$$

となる。

相互作用パラメータα_{ij}^Lは、i=III 族、j=V 族のものについては、i-j 二元系の溶解度曲線より実験的に定めることができる。二元系の平衡式より、

$$\alpha_{AC}^L = -\frac{RT}{2(x-\frac{1}{2})^2}\left[\ln 4x(1-x) + \frac{\Delta S_{AC}^F}{RT}(T_{AC}^F - T)\right] \tag{6.36}$$

となるが、溶解度曲線の実験値 x=x(T) より、適当なΔS_{AC}^Fの値に対しα_{AC}^Lの値を式 (6.36) に従って各曲線で求めると、$\alpha_{AC}^L = a - bT$という型にほぼ合うと言われている[14]。ΔS_{AC}^Fの選び方に任意性があるために、研究者によっては異なる a、b の値が報告されている。Ga-As、In-P、In-As、Ga-P 系についてT_{AC}^F、ΔS_{AC}^F、ΔS_{AC}^F、α_{AC}^Lの値を表 6.2に示す。α_{In-Ga}^L、α_{As-P}^L等は三元系の相図を実験的に決めることによって得られる。

相互作用パラメータα_{ij}は、上記の正則溶液近似では、本来温度によらない量と考えられるが、α_{ij}に温度依存性を持たせることは、混合エントロピーの理想溶液からのずれΔS_M^{ex}の効果をα_{ij}に繰り込むことに相当する。一般に、

$$\Delta G_M^{ex} = \sum_{(ij)} \alpha_{ij}(T) \frac{n_i n_j}{\sum_i n_i} \qquad (i \neq j) \tag{6.37}$$

と仮定した溶液を Simple solution と呼んでいる。特にα_{ij}=a の場合を厳密正則溶液 (Strictly regular solution)、α_{ij}=a の場合を擬正則溶液 (Quasi-regular solution) と呼ぶことがある[8]。擬正則溶液では、

$$\Delta S_M^{ex} = \sum_{(ij)} b_{ij} \frac{n_i n_j}{\sum_i n_i} \qquad (i \neq j) \tag{6.38}$$

の関係がある。

6.3.3.3 固相成分の活動度係数: $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$ 型の場合

この型の混晶では、混晶の生じているサブ格子に着目して、液相の格子モデルと同様に考えられる。最近接原子対の数は、AD、BD、CD 三種の二元化合物を xy:(1-x)y:(1-y) の比に混合して $(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D$ を作る前後で変わらないので、最近接原子間相互作用は混合エネルギーΔE_M^Sに寄与しない。第 2 近接原子間相互作用エネルギー E_2は、

$$\begin{aligned} E_2 &= v^D_{A-A}N^D_{AA} + v^D_{A-B}N_{AB} + v^D_{A-C}N_{AC} + v^D_{B-B}N_{BB} \\ &+ v^D_{B-B} + v^D_{C-C}N_{CC} + v^{(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D}_{D-D}N_{DD} \end{aligned} \tag{6.39}$$

となる。ここで、例えば v^D_{A-A}は、V 族サブ格子上の原子を D とした場合の III 族サブ格子上の原子対 A-A の相互作用エネルギーである。$v^{(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D}_{D-D}$は、

$$v^{(A_xB_{1-x})_yC_{1-y}D}_{D-D} = xyv^A_{D-D} + (1-x)yv^B_{D-D} + (1-y)v^C_{D-D} \tag{6.40}$$

と考えば良い。サブ格子上の配位数を z_2(=12) として、

$$2N_{AA} + N_{AB} + N_{AC} = z_2N_A, \cdots, 2N_{DD} = z_2N_D \tag{6.41}$$

の関係を使い、式を液相の場合と同様に書き換えれば、混合エネルギーΔR_M^Sは、

$$\delta E_M^S = \alpha^S_{AD-BD}\frac{N_{AB}}{z_2} + \alpha^S_{AD-CD}\frac{N_{AC}}{z_2} + \alpha^S_{BD-CD}\frac{N_{BC}}{z_2} \tag{6.42}$$

となる。ここで、

$$\alpha^S_{AD-BD} \equiv z_2(v^D_{A-B} - \frac{v^D_{A-A} + v^D_{B-B}}{2}), \cdots \tag{6.43}$$

で定義される固相中の相互作用パラメータを導入した。

表 6.3: 多元系の相互作用パラメータ

α^L_{In-Ga}	1060 cal/mol
α^L_{As-P}	1500
$\alpha^S_{InP-GaP}$	3500
$\alpha^S_{InAs-GaAs}$	3000
$\alpha^S_{InP-InAs}$	400
$\alpha^S_{GaP-GaAs}$	400

固相中でも正則溶液近似を用いて、さらに N_A=z、N'_{AD}=N_{AD}等の関係を使えば、液相の場合と同様にして AD 成分の活動度係数γ^S_{AD}の具体表式が、

$$RT\ln\gamma^S_{AD} = \frac{\delta\Delta E^S_M}{\delta N_{AD}} = \alpha^S_{AD-BD}X^2_{BD} + \alpha^S_{AD-CD}X^2_{CD} + (\alpha^S_{AD-BD}\alpha^S_{AD-CD} - \alpha^S_{BD-CD})X_{BD}X_{CD} \quad (6.44)$$

のように求まる。A→B→C→D→A のように書き換えれば、順次γ^S_{BD}、γ^S_{CD}の表式が求まる。X_{AD}=xy、X_{BD}=(1-x)y、X_{CD}=(1-y) である。C を含んだ項を除けば三元混晶 $A_xB_{1-x}D$ に対する表式が得られる[9]。

6.3.3.4 熱力学パラメータ

正則溶液近似にもとづいて得た液相および固相の活動度係数を用いて、平衡式 (6.21)〜(6.24) を解くことができる。$(A_xB_x)_yC_{1-y}D$ 型の場合には、例えば液相組成を指定して、平衡温度 T および混晶比 x、y の 3 個の未知数について、3 個の方程式の組を解けばよい。その際必要となる熱力学パラメータは、三元系の実験データより決まる。それらの値を表 6.3 に示した[16]。

6.4 LPE による多元混晶の成長過程

6.4.1 Crystallization Path と拡散律速成長

LPE 法によって液相から基板結晶上へ必要な組成の固相を析出させるには、液相－固相平衡状態図を手がかりとして、適当な組成液相を適当な冷却過程の下で基板結晶と接触させる。成長は、微視的には基板結晶上の結晶核の存在によって、液相中の成分原子が基板表面の安定なサイトに取り込まれるという形で進行する。冷却過程は液相中に必然的に過冷却な部分を生じさせるが、その程度は、成長の微視的過程を通じて、結晶表面のモフォロジーに微妙に影響する[17]。

過冷却によって液相の平衡組成が変化し固相が析出する過程を相図上で検討して、固相の組成変化を知ることができる。二元系 A-C 場合には、温度 T において固相 AC と平衡している濃度 X_c(T) の溶液を dT だけ冷却すれば、溶液 AC を基板結晶上に析出する。多元系の場合には、析出する固相の組成が液相の組成と温度によるので事情はやや複雑になるが、原理は同様である。いま三元混晶 $Al_xGa_{1-x}As$ を Al-Ga-As 溶液から成長させる場合を例にとる。

相図上で Al、Ga、As の濃度がそれぞれ x_{Al}、x_{As}、$x_{Ga} = 1 - x_{Al} - x_{As}$の溶液が、温度 T_Lにおいて混晶比 x の固相と平衡しているとする。液相の総量を n^Lモルとすれば、Al、As のモル数 n^L_{Al}、n^L_{As}はそれぞれ、

$$n^L_{Al} = x_{Al}n^L, n^L_{As} = x_{As}n^L \tag{6.45}$$

である。dT だけが冷却して液相の総量が $n^L - dn^L$モル、組成が $x_{Al} - dx_{Al}$、$x_{As} - dx_{As}$になったとすれば、液相中の Al、As のモル数はそれぞれ、

$$n^L_{Al} - dn^L_{Al} = (x_{Al} - dx_{Al})(n^L - dn^L) \approx x_{Al}n^L - n^L dx_{Al} - x_{Al}dn^L \tag{6.46}$$

$$n^L_{As} - dn^L_{As} = (x_{As} - dx_{As})(n^L - dn^L) \approx x_{As}n^L - n^L dx_{As} - x_{As}dn^L \tag{6.47}$$

に変化する。式 (6.45)、(6.46)、(6.47) より、

$$dn^L_{Al} = n^L dx_{Al} + x_{Al}dn^L \tag{6.48}$$

$$dn^L_{As} = n^L dx_{As} + x_{As}dn^L \tag{6.49}$$

となる。一方 dn^Sモルの $Al_xGa_{1-x}As$ が析出したとすると、析出した固相中の Al、As のモル数 dn^S_{Al}、dn^S_{As}はそれぞれ、

$$dn^S_{Al} = xdn^S, dn^S_{As} = dn^S \tag{6.50}$$

である。

$$dn^L_{Al} = dn^S_{Al},\ dn^L_{As} = dnAs^S,\ 2dn^S = dn^L \tag{6.51}$$

であるから、式 (6.48)〜(6.51) より、

$$dx_{Al} = (\frac{1}{2}x - x_{Al})\frac{dn^L}{n^L},\ dx_{As} = (\frac{1}{2} - x_{As})\frac{dn^L}{n^L} \tag{6.52}$$

となることがわかる。さらに

$$dT = \frac{\partial T_L}{\partial x_{Al}}dx_{Al} + \frac{\partial T_L}{\partial x_{As}}dx_{As}$$

$$= [(\frac{1}{2}x - x_{Al})\frac{\partial T_L}{\partial x_{Al}} + (\frac{1}{2} - x_{As})\frac{\partial T_L}{\partial x_{As}}]\frac{dn^L}{n^L} \tag{6.53}$$

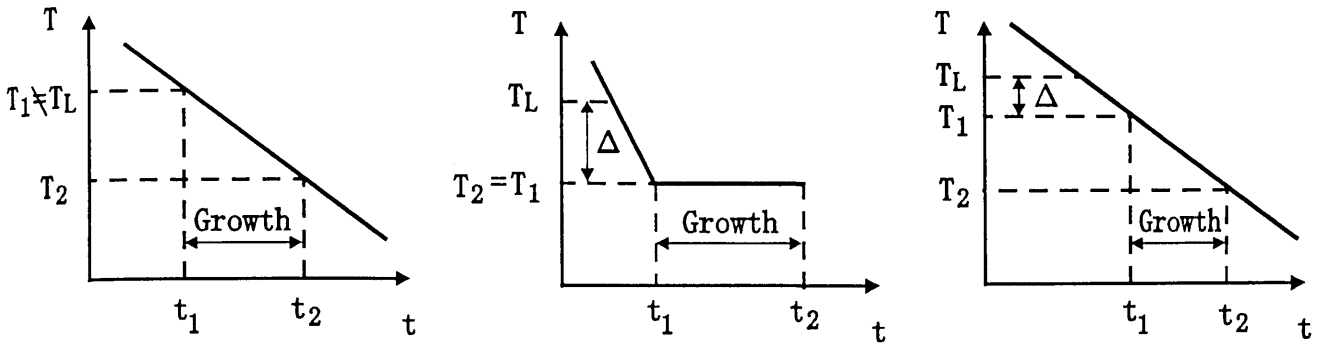


図 6.7: LPE における冷却法

により、結局

$$dx_{Al} = \frac{(\frac{1}{2}x - x_{Al})}{[(\frac{1}{2}x - x_{Al})\frac{\partial T_L}{\partial x_{Al}} + (\frac{1}{2} - x_{As})\frac{\partial T_L}{\partial x_{As}}]}dT \tag{6.54}$$

$$dx_{As} = \frac{(\frac{1}{2} - x_{As})}{[(\frac{1}{2}x - x_{Al})\frac{\partial T_L}{\partial x_{Al}} + (\frac{1}{2} - x_{As})\frac{\partial T_L}{\partial x_{As}}]}dT \tag{6.55}$$

のような関係が得られる。式 (6.54)、(6.55) により、冷却過程での液相の組成変化を追跡できる。式 (6.54)、(6.55) は、四元以上の系にも容易に拡張できる。

式 (6.51)、(6.53) から温度変化 dT により、

$$dx^S = \frac{n^L}{2[(\frac{1}{2}x - x_{Al})\frac{\partial T_L}{\partial x_{Al}} + (\frac{1}{2} - x_{As})\frac{\partial T_L}{\partial x_{As}}]}dT \tag{6.56}$$

に相当する量の固相が析出するようにみえるが、実際には、成長速度は式 (6.56) より期待されるよりも遥かに小さい。これは、液相中の原子の拡散速度が遅い (拡散定数 D~10^{-5}cm^2/sec) ために、基板から拡散距離の範囲内の液相 n^L_{eff}だけが式 (6.56) の n^Lとして有効に効くためである。したがって、成長速度は液相中の希薄成分の拡散によって律速される。厳密には、拡散方程式を適当な境界条件の下で解いて液相内の成分濃度を決定し、これから決まる固体・液体界面での成分の流れを求める必要がある。

6.4.2 平衡冷却法、階段形冷却法、過冷却法

LPE 成長の方法は、系の冷却法によって a) 平衡冷却法、b) 階段形冷却法、c) 過冷却法の三 種類に大別されている[18]。(図 6.7) a) 平衡冷却法は温度 T_1で丁度飽和している溶液を基板結晶と接触させた後、一定の 速度でゆっくりと温度 T_2まで冷却しながら成長を行う方法である。b) 階段形冷却法は溶液を飽和温度 T_Lより低い温度 T_1まで冷却したのち、一

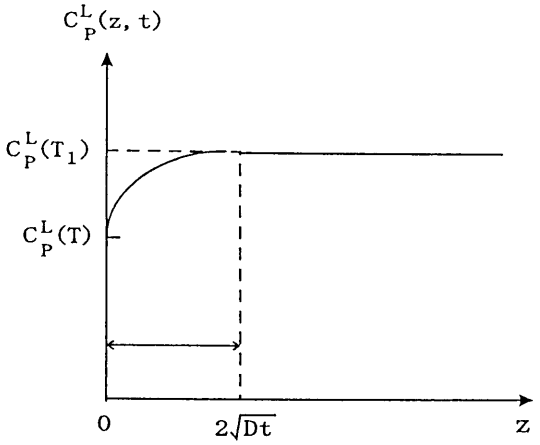


図 6.8: 液相中の As 分布

定温度 T_1 で基板結晶に接触させ成長を行う方法である。c) 過冷却法は溶液を飽和温度 T_L より Δ だけ低い温度 T_1 まで一定の速度で冷却し、T_1 で基板に接触させた後も同じ速度で冷却を続けながら成長を行う方法で ある。この方法は、a) と b) を結合させた成長方法と見なすことができる。

6.4.3 成長速度

エピタキシャル成長の速度は液相中の希薄成分の拡散速度で律速されているとすると、各成長方法の成長層厚と成長時間の関係を求めることができる。ここでは、GaAs 結晶の液相成長を例にとり結晶成長速度を議論する。Ga-As 二元系では As を希薄成分と考えることができる。今、GaAs 基板上に Ga-As 溶液が接触して熱的に孤立した状態におかれており、溶液中に対流がないと仮定する。溶液の過冷却度は小さく、GaAs の析出は基板結晶上にだけ生じるとする。基板面に垂直な溶液の厚み方向に z 軸をとり、基板表面を z=0 とする。(図 6.8) 溶液の希薄成分 As の濃度 C_{As}^L(z,t) と考えられる。濃度勾配があると、拡散による As 原子の流れ、

$$J_{As} = -D\frac{\delta C_{As}^L(z,t)}{\delta z} \quad atoms/cm^2 \cdot sec \tag{6.57}$$

が生じる。D は Ga 溶液中の As の拡散定数である。時間 t の間に基板上の単位体積に取り込まれる As の量 M_t は、

$$M_t = -\int_0^t (J_{As})_{z=0}dt = \int_0^t D\frac{\delta C_{As}^L}{\delta z}|_{z=0}dt \tag{6.58}$$

となる。成長厚の厚み d は、As の固相中の濃度（単位体積中の As の原子数）を C_{As}^S として、

$$d = \frac{M_t}{C_{As}^S} \tag{6.59}$$

で与えられる。濃度分布 C^L_{As}(z,t) は、一次拡散方程式

$$D\frac{\partial^2 C^L_{As}}{\partial z^2} = \frac{\partial C^L_{As}}{\partial t} \tag{6.60}$$

を適当な境界条件の下で解くことにより求まる。

平衡冷却法の場合には、t=0 では溶液は均一に温度 T_1の飽和濃度 $C^L_{As}(T_1)$ を有するが、基板と溶液が接触した後は基板との界面では相図から決まる濃度が実現していると考えられている。従って境界条件は、系の冷却速度を R、成長温度域での液相線の勾配の平均値 $(dC^L_{As}/dT)=1/m$ として、

$$C^L_{As}(z,0) = C^L_{As}(T_1), C^L_{As}(0,t) = C^L_{As}(T_1) - \frac{R}{m}t \tag{6.61}$$

となる。今、次式で定義される誤差補関数 erfc(x) を用いると、

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_x^\infty e^{-\xi^2}d\xi \tag{6.62}$$

式 (6.60) の解は、

$$\begin{aligned} C^L_{As}(z,t) = C^L_{As}(T_1) - 4\frac{R}{m}t \quad \{ & \quad \frac{1}{4}erfc(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}) + \frac{1}{2}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})^2 erfc(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}) \\ & - \quad \frac{1}{2\sqrt{\pi}}(\frac{x}{2\sqrt{Dt}})e^{-(\frac{x^2}{4Dt})}\} \end{aligned} \tag{6.63}$$

となることから、層厚は式 (6.58)、(6.59) より、

$$d = \frac{4}{3}(\frac{R}{C^S_{As}m})(\frac{D}{\pi})^{\frac{1}{2}}t^{\frac{3}{2}} \tag{6.64}$$

で与えられる。

階段形冷却法の場合には、均一な温度 T_1の飽和濃度を有する溶液が温度 T_2(=T_1-Δ) で基板と接触した後は、基板との界面では T_2での飽和濃度が実現する。従って境界条件は、

$$C^L_{As}(z,0) = C^L_{As}(T_1),\ C^L_{As}(0,t) = C^L_{As}(T_2) = C^L_{As}(T_1) - \frac{\Delta}{m} \tag{6.65}$$

となる。式 (6.60) の解は、

$$C^L_{As}(z,t) = C^L_{As}(T_1) + \frac{\Delta}{m}erfc[\frac{z}{2\sqrt{DT}}] \tag{6.66}$$

となることから、層厚は、

$$d = 2\frac{\Delta T}{C^S_{As}m}(\frac{D}{\pi})^{\frac{1}{2}}t^{\frac{1}{2}} \tag{6.67}$$

で与えられる。

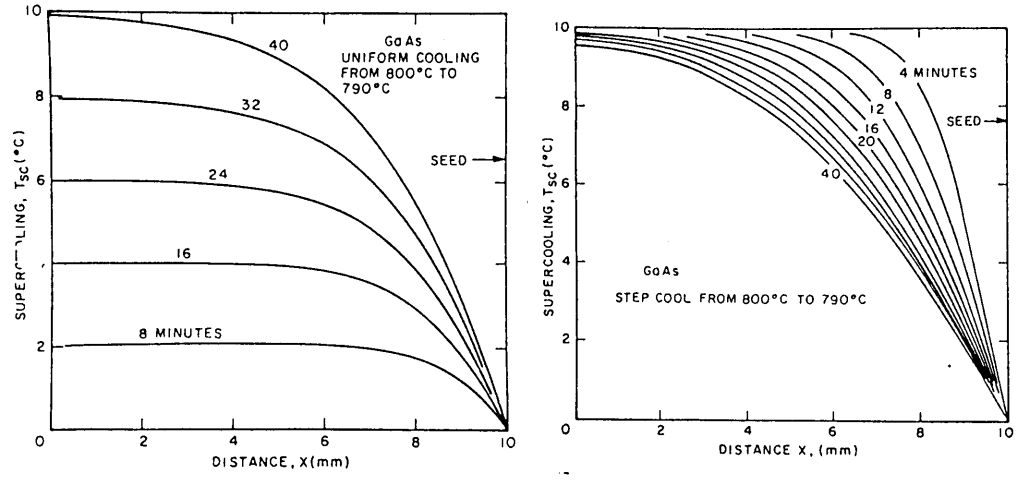


図 6.9: 溶液中の過冷却度分布の時間変化

過冷却法の場合には、境界条件は、

$$C_{As}^{L}(z,0) = C_{As}^{L}(T_1),\ C_{As}^{L}(0,t) = C_{As}^{L}(T_2) - \frac{R}{m}t \tag{6.68}$$

となるので、層厚は式 (6.64) と (6.67) の和で求められる。

$$d = \frac{1}{C_{As}^{S}m}(\frac{D}{\pi})^{\frac{1}{2}}(2\Delta T t^{\frac{1}{2}} + \frac{4}{3}Rt^{3/2}) \tag{6.69}$$

図 6.9は、GaAs について平衡冷却法および階段形冷却法の場合の希薄成分の濃度分布の時間依存性を過冷却度によって示した[19]。拡散長 $2\sqrt{Dt}$の範囲で溶液の濃度が変化が生じていることが分かる。

6.5 LPE 成長

LPE 法による $Al_xGa_{1-x}As$ 多層膜の成長は下記の手順によって行う。

- 原料の洗浄
- 原料の秤量
- スライドボードへの原料の仕込み
- 電気炉の温度上昇
- 膜成長
- 成長試料の取り出し

表 6.4: Al-Ga-As 相図計算に利用した各パラメータ

T^F_{GaAs}=1511 K
T^F_{AlAs}=2043 K
ΔS^F_{GaAs}=16.64 cal/mole-K
ΔS^F_{AlAs}=15.6 cal/mole-K
α^L_{Ga-As}=5160-9.16T cal/mole
α^L_{Al-As}=-6390-5.5T cal/mole
α^L_{Al-Ga}=104 cal/mole
$\alpha^S_{GaAs-AlAs}$=400 cal/mole at 973K
$\alpha^S_{GaAs-AlAs}$=-3892+4T cal/mole from 1073K to 1273K

6.5.1 $Al_xGa_{1-x}As$ 組成の制御：仕込み量の見積もり

$Al_xGa_{1-x}As$ 結晶の成長では、Ga 溶媒の中に GaAs、Al および不純物を添加した溶液を単結晶基板に接触させて行う。AlAs 組成 x の制御は Ga 溶液内に添加する Al や GaAs 量を制御して行う。実際の結晶成長で添加する Al や GaAs の仕込み量は $Al_xGa_{1-x}As$ の液相－固相平衡状態図から決定した。式 (6.21)、(6.23) を用いて成長温度での液相－固相平衡状態を計算し、Ga1g 当たりの Al と GaAs の仕込量と AlAs 組成 x の関係を算出した。計算に用いた各パラメータを表 6.4に示す。温度 780 ℃での計算結果を図 6.10に示す。Al の仕込量は図 6.10中の実線から決定した。一方、GaAs の仕込量は図 6.10中の一点波線の値より 1 割程度多めに設定した。GaAs の量が多すぎると未溶解や析出した粒子が発生し液層中の As の濃度分布が不均一となり成長膜厚の均一性が悪くなるともいわれているが、逆に GaAs の量を少なく設定すると溶液と基板の接触時に基板結晶が溶けてしまういわゆるメルトバックを引き起こす。多層成長時にメルトバックが生じると多層膜構造が形成できなくなるので、我々の実験では GaAs の仕込み量を飽和量より 1 割程度多めに設定した。図 6.10中の黒丸は我々の炉で 770～780 ℃の成長温度で作製した $Al_xGa_{1-x}As$ 結晶の AlAs 組成比 x と Al の仕込み量との関係である。AlAs 組成比 x は弱い光励起でのフォトルミネッセンスのピークエネルギーから見積もった。計算と実験結果はほぼ一致し、AlAs 組成の制御が可能であることが確認できた。また、成長温度が異なる場合、図 6.10と同様の図を温度を変えて算出しその結果から Al の仕込量を決定した。図 6.11には成長温度と Al の仕込量の関係を AlAs 組成比 x をパラメータにして算出した結果である。

6.5.2 キャリア濃度の制御

成長膜のキャリヤ濃度は添加する不純物原料の量により制御する。n 形不純物材料としては Te または Sn を用い、p 形材料としては Zn を用いた。成長膜のキャリヤ濃度と不純物仕込量との関係は、成長膜をホール測定（パウ法）により実験的に求めた。図 6.12はそれ

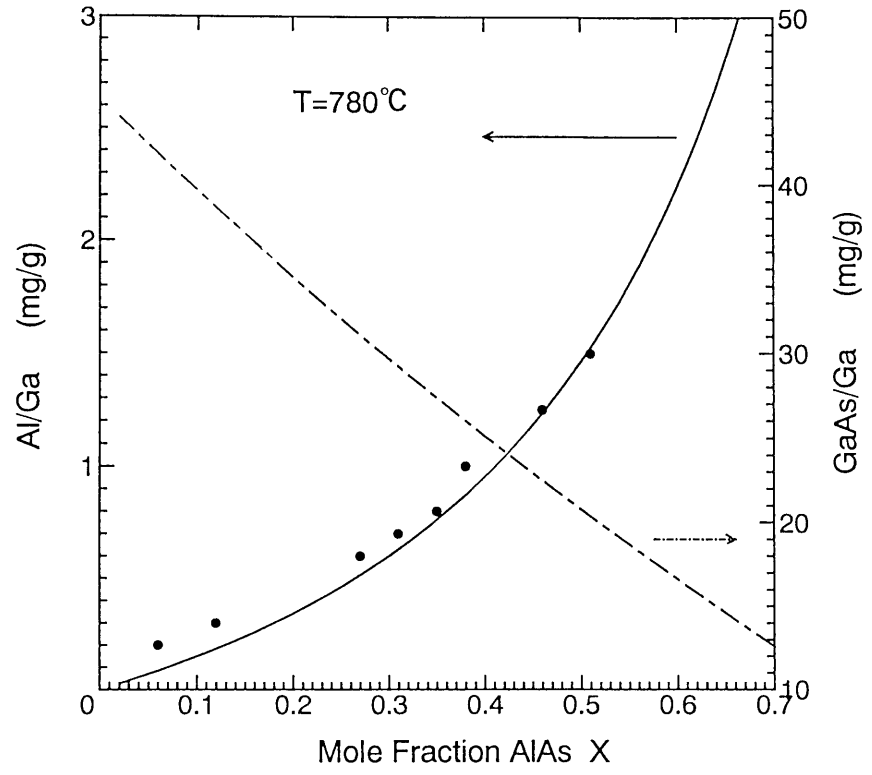


図 6.10: 温度 780 度のおける Al と GaAs の仕込み量

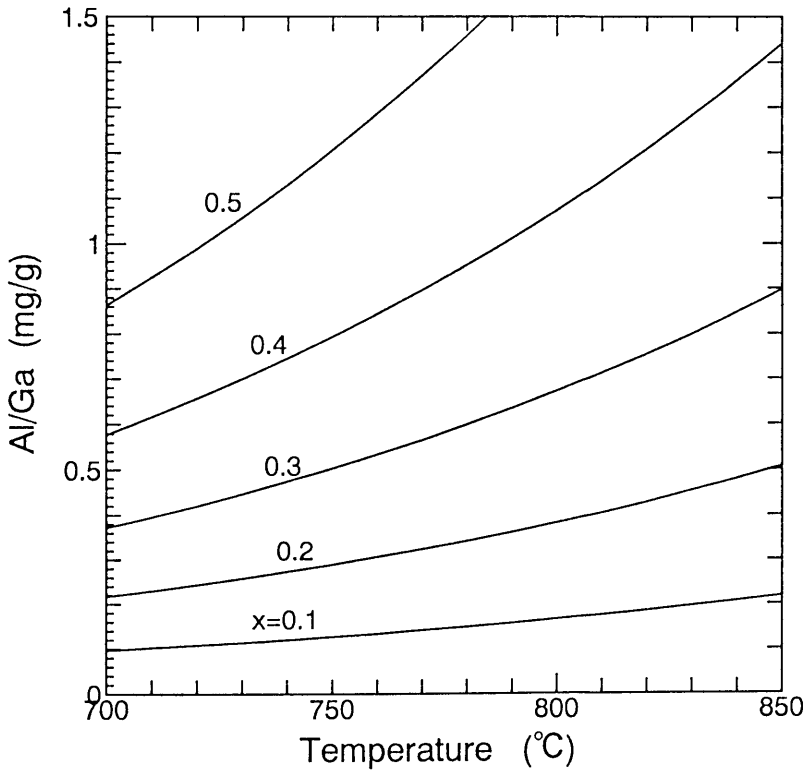
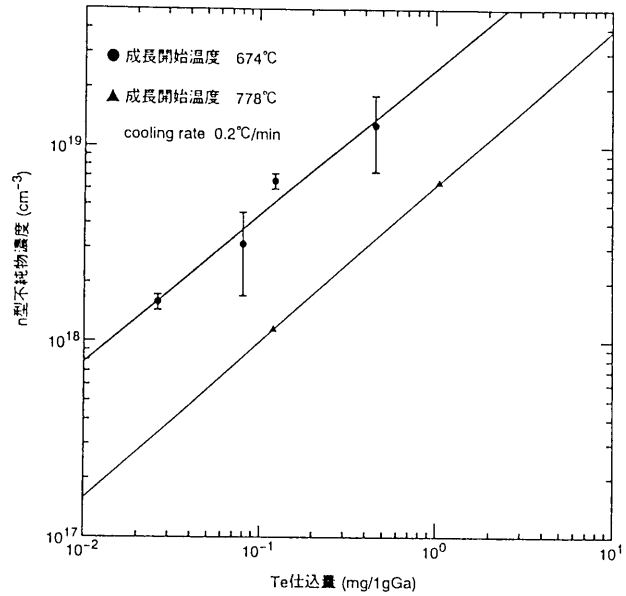
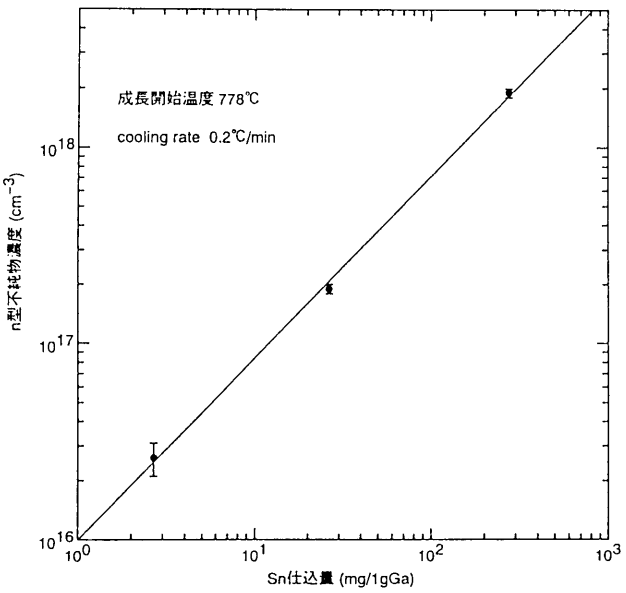


図 6.11: 温度 T における Al の仕込み量

(a) Te



(b) Sn



(c) Zn

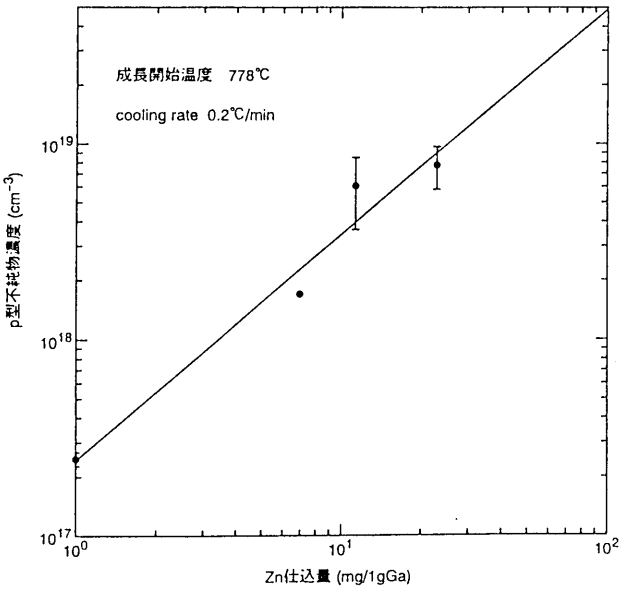


図 6.12: 不純物添加量とキャリヤ濃度との関係

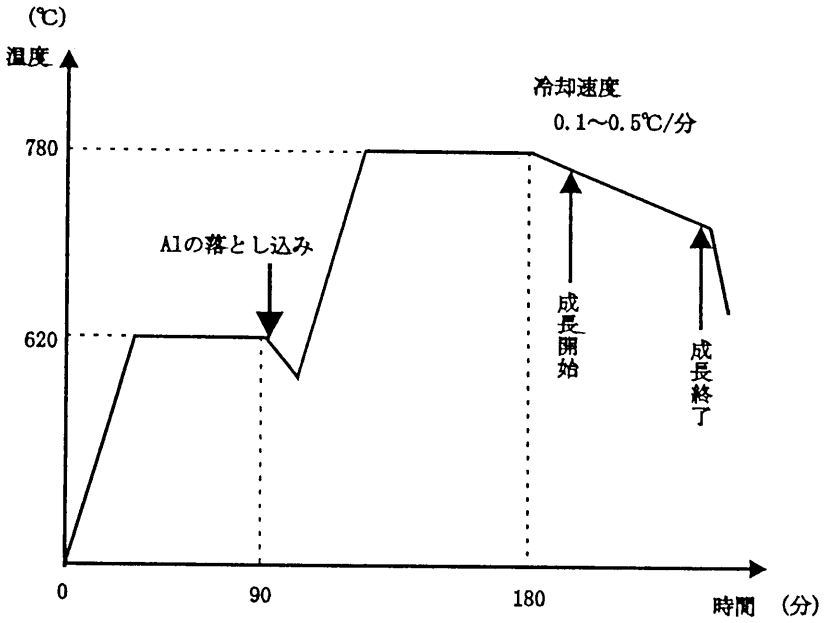


図 6.13: 成長中の温度プロファイル

ぞれ Zn、Te および Sn の仕込量と成長膜のキャリヤ濃度の関係を測定した結果である。一般に同じ量の不純物材料を仕込んでも成長開始温度や $Al_xGa_{1-x}As$ 成長層の組成 x によりキャリヤ濃度は変化するので、濃度が素子特性に大きく影響場合はホール測定によりキャリヤ濃度のチェックを行った。

6.5.3 成長雰囲気と電気炉の温度制御

良質の $Al_xGa_{1-x}As$ 膜を成長する要点の一つは成長膜の酸化を防ぐ事である。Al 材料を除く材料をスライドボード中の溶液溜に入れるが、Al 材料だけはボード上部に置いておく。そこで一度、石英管内を真空引きして酸素をはいきした後、H_2ガスを流しながら炉の温度を上昇させる。

図 6.13には成長過程での代表的な炉の温度プロファイルを示した。最初 620 ℃で 90 分程度 Ga 溶液を加熱し溶液内の酸素を充分とばした後、Al 材料を Ga 溶液の中へ落とし込む。この作業を行わないと良質の $Al_xGa_{1-x}As$ 膜が成長しない。その後、成長開始温度よりわずかに高い温度 (780 ℃) で 90 分程度保持し、一定速度 (0.1〜0.5 ℃/min) で冷却しながら膜の成長を開始する。我々の成長では節で述べた過冷却法で結晶成長を行った。

6.5.4 層厚の制御

LPE 法では成長膜の層厚は、成長時間、溶液中の As の過飽和度やクーリング速度などを調整して層厚の制御を行う。**6.4.3** 節の式 (6.69) から分かるように成長層厚は、必ずしも成長時間に比例しない。図 6.14には実験的に求めた層厚と成長時間の関係を式 (6.69) で

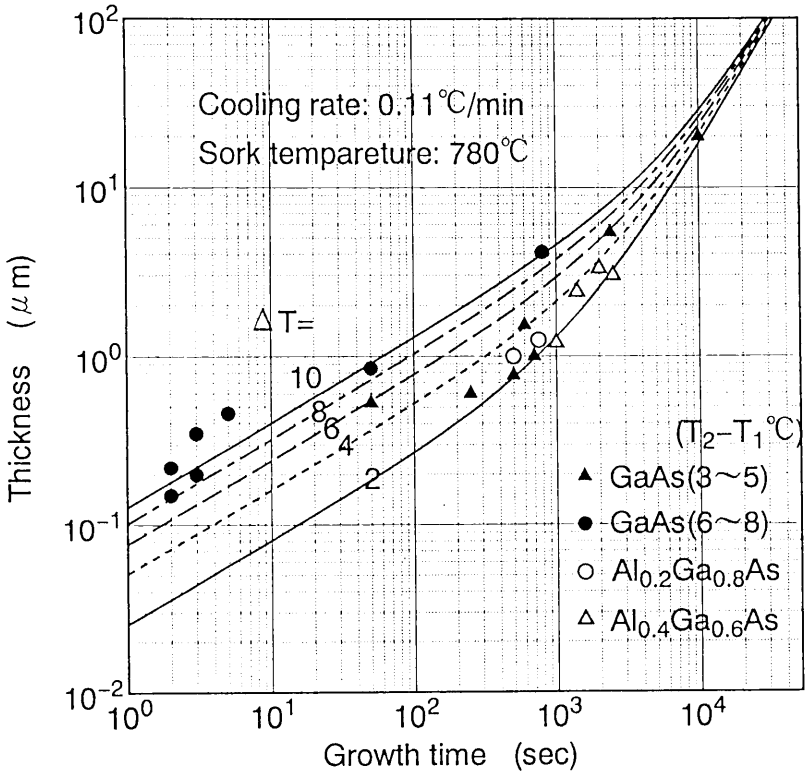


図 6.14: 成長時間と層厚の関係

計算した結果と比較した。両者の結果は比較的一致していることがわかった。しかしながら、式 (6.69) は Ga 溶液中の As の拡散速度で成長速度が決まると仮定しており、結晶の成長の方向依存性は考慮されていない。また、埋め込み成長などではさなざまな形状の基板上に成長を行うが、この場合 As 原子の拡散に対する境界条件が異なり、式 (6.69) を利用することはできない。

6.6 まとめ

6 章では LPE 法による結晶成長の基礎的な事項についてまとめた。LPE 法は液相状態から結晶を析出する成長法で、熱平衡状態に近い状態で結晶成長が行われる。そこで、熱力学的な考察から $Al_xGa_{1-x}As$ の組成制御に必要な Al や GaAs の仕込み量を決定した。また、層厚やキャリヤ濃度の制御なども可能であることを実験的に示した。我々の LPE 成長装置により良質の $Al_xGa_{1-x}As$ 多層膜の成長が可能となった。

LPE 法は装置が簡単で安全性が高く操作できる等の利点を有するが、MBE や MO-VPE などの他の結晶成長法に比べ結晶の組成や膜厚制御の精度が悪くなることはさけがたい。6 章では主に平坦な GaAs 半導体基板上への結晶成長を中心に述べたが、実際の素子作製には凹凸基板上への成長や基板の一部のみを選択的に結晶成長する技術（選択成長）等も必要とされる。このような成長時の詳細な成長条件は、素子形状に大きく依存する。実際

の EDAC 素子の作製においては、凹凸基板上への選択成長による埋め込み成長が必要である。現在、この埋め込み成長時に生じる異常成長（特定方位の結晶成長速度が早くなり異常な形状の成長となること）により平坦な結晶成長表面が形成できないため、以後のプロセス行程の障害となっている。また、LPE 法による AlGaAs 結晶の成長では、Al 原子が酸化されやすいため、AlGaAs 基板上への GaAs や AlGaAs 結晶の成長が難しい。これらの成長技術を今後改良する必要があろう。

参考文献

[1] H.C.Casey,Jr. and M.B.Panish: "Heterostructure Lasers", Part A and B, Academic press, Chapter 4,5,6 (1978)

[2] 永井治男、安達定雄、福井孝志: "III-V 族半導体混晶", コロナ社, 3 章 (1988)

[3] R.A.Swalin: "Thermodynamics of solid", John Wiley & Sons, Inc., (1962)

[4] 河東田隆: "半導体エピタキシー技術", 産業図書, 8 章 (1982)

[5] M.F.Gratton and J.C.Woolley: J. Electron. Mater., **2** p.455 (1973)

[6] E.X.Muller and J.L.Richards: J. Appl. Phys., **35** p.1233 (1964)

[7] T.H.Glisson, J.R.Hauser, M.A.Littejohn and C.K.Williams: J. Electron. Mater., **7** p.1 (1978)

[8] G.B.Stringfellow: J. Cryst. Growth, **27** p.21 (1974)

[9] A.S.Jordan and M.Ilegems: J. Phys. Chem. Solids, **36** p.329 (1975)

[10] L.I.Vieland: Acta Matall., **11** p.137 (1963)

[11] G.B.Stringfellow and P.E.Greene: J. Phys. Chem. Solids, **30** p.1779 (1969)

[12] J.H.Hildebrand: J.Am.Chem.Soc., **51** p.66 (1929)

[13] A.S.Jordan: J. Electrochem. Soc., **119** p.123 (1972)

[14] M.B.Panish: J. Cryst. Growth, **27** p.6 (1974)

[15] G.A.Antypas and J.Edgecumbe: J. Cryst. Growth, **34** p.132 (1976)

[16] M.B.Panish and Ilegems: "Progress in Solid State Chemistry", **7** p.39 (1972)

[17] I.Crossley and M.B.Small: J. Cryst. Growth, **19** p.160 (1973)

[18] J.J.Hsieh: J. Cryst. Growth, **27** p.49 (1974)

[19] D.L.Rode: J. Cryst. Growth, **20** p.13 (1973)

第 7 章

電子空乏化を用いた半導体光変調器

7.1 導波路型光変調器

光変調器は、pn 接合に沿って光を伝搬させる導波路型と pn 接合面に垂直に光を入射する平面型に分類されるが、本節では導波路型について取り扱う。

7.1.1 素子構造と動作

図 7.1、7.2に導波路型光変調器の構造図および基本動作を示す。$Al_xGa_{1-x}As$ 系のダブルヘテロ接合を用いて、光導波路および pn 接合を形成した層構成となっている。まん中の最も大きな屈折率 n_1 の n^+-$Al_{0.09}Ga_{0.91}As$ 光導波層を中心として光が伝搬し、電磁界強度は図 2 中に示すように分布する。また、pn 接合面は n^+-$Al_{0.09}Ga_{0.91}As$ 光導波層と p^+-$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ クラッド層界面に形成されている。

素子に入射した光は、n 側の空乏領域での光吸収や屈折率を感じて導波層内部に沿って伝搬する。電磁界強度分布のうち n 側空乏領域の占める割合を電磁界閉じ込め係数と呼び $\xi_D(V)$ で定義する。図 7.2では黒色で示した。この空乏領域は空乏化していない領域に比べ、E_g近傍の光に対する光吸収が大きく、低エネルギー側の光に対する屈折率が高くなっている。そこで、外部からの印加電圧により空乏層厚を変えると導波路内部での等価的な吸収係数や屈折率が変わるため、出射する光の強度や位相を制御することができる。図 7.2(c) に示すように pn 接合に逆バイアスを印加すると、空乏層幅は広がり、光吸収は大きくなるため、光強度は弱くなる。逆に順方向バイアスでは図 7.2(a) のように空乏層が閉じ、光吸収はなくなるため、光強度は強くなる。一方、順バイアスから逆バイアスに変えると導波路の等価屈折率が大きくなるため、素子の出射端での光の位相は進む。以上のように図 7.1の導波路型素子は光強度変調器や光位相変調器として利用できる。E_gより僅かに高いエネルギーの光を入射すると光強度変調器、低い光エネルギーでは光位相変調器となる。

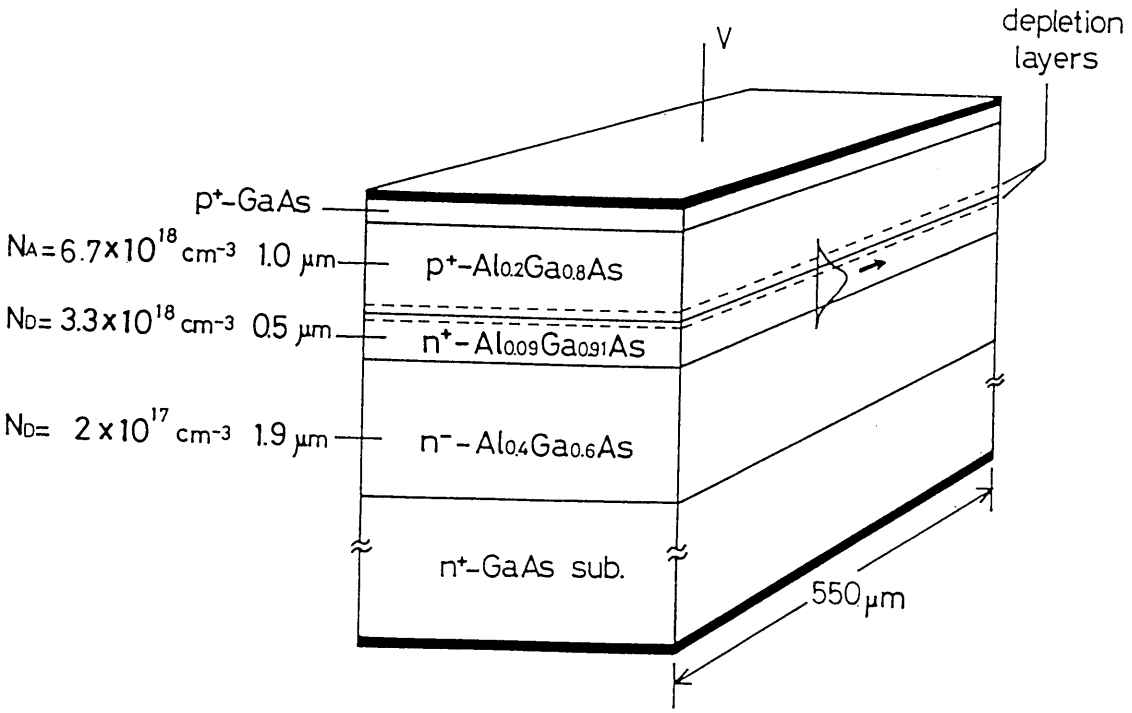


図 7.1: 導波路型の素子構造図

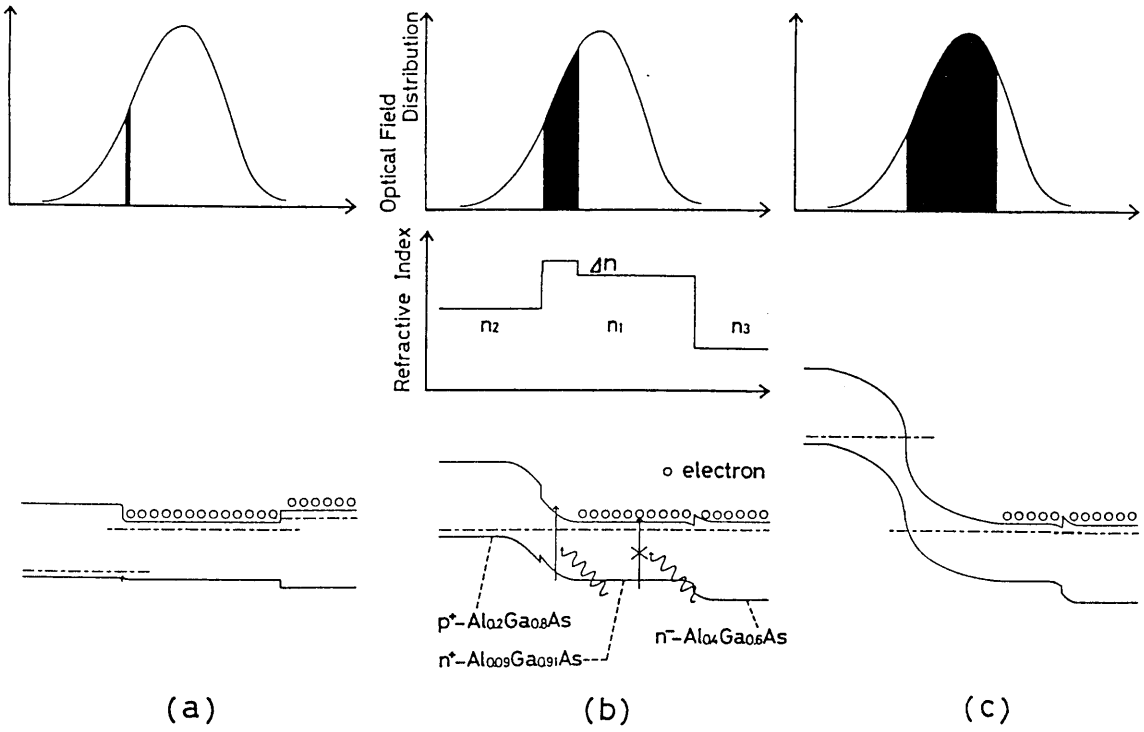


図 7.2: 導波路型素子の基本動作

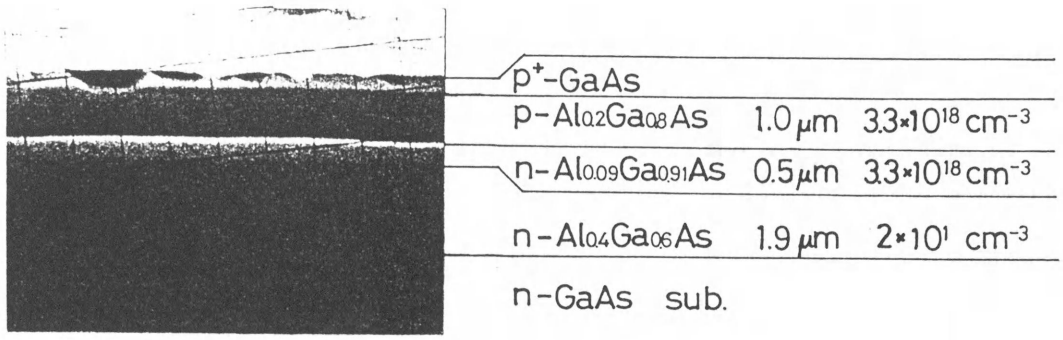


図 7.3: 作製した導波路型素子の断面写真

7.1.2 素子の試作

$1\sim2\times10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$の Si-doped GaAs 基板 (100) 上に LPE 法を用いて図 7.1の構造を積層した。n 形および p 形不純物としては Te、Zn を用いた。電子数変化の効果を効かせるため、n^+-$Al_{0.09}Ga_{0.91}As$ や p^+-$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 層の濃度はそれぞれ 3.3×10^{18}、$6.7\times10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$ と大きく設定した。また、図の各層の Al 組成 x や層厚は$\xi_D(V)$ 値が大きくなるように理論的に決定した。[1] 成長後の試料の上部に Au-Zn を真空蒸着して p 側電極を形成し、裏面を 100μm 程度まで研磨する。最後に Au-Te を蒸着して n 側電極を形成して試料基板は完成する。試料基板を数百×数百μm の寸法に劈開して導波路型素子とした。試作した素子断面の電子顕微鏡写真を図 7.3に示す。

7.1.2.1 電気特性

電気特性として、I-V(電流－電圧) 特性と C-V(容量－電圧) 特性を測定した。I-V 特性からは素子に加えることのできる電圧範囲を決定し、 C-V 特性のデータからは電圧の印加で

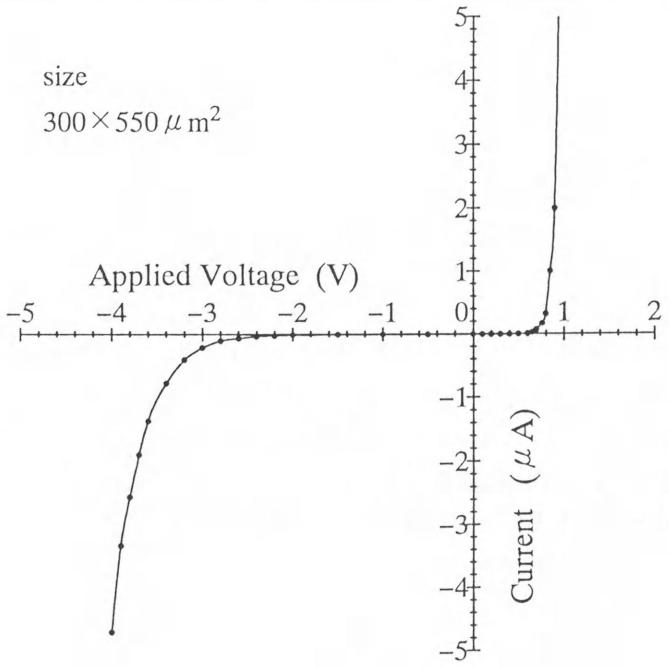


図 7.4: 導波路素子の代表的な電流－電圧特性

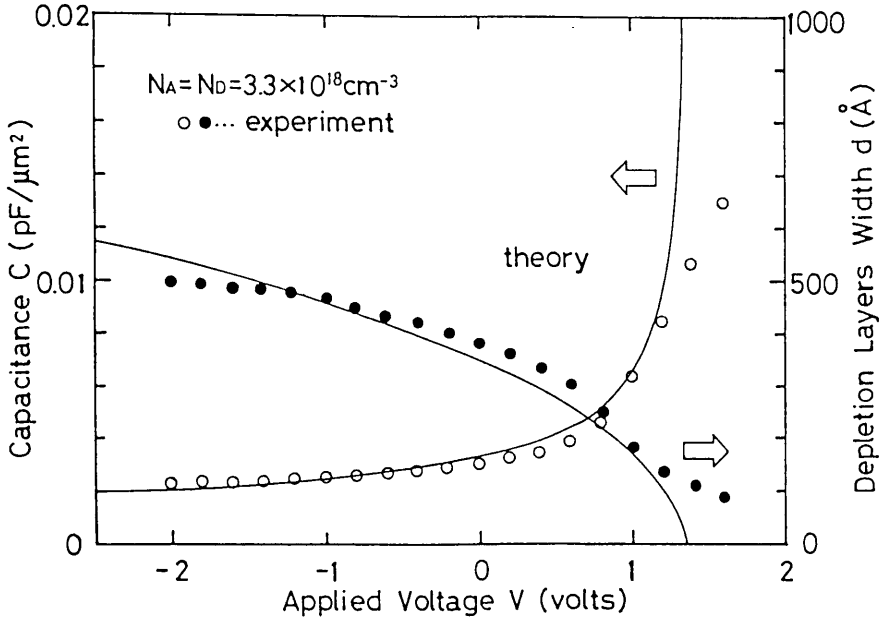


図 7.5: 電圧印加による静電容量と n 側空乏層幅の変化例

変化する空乏層幅を見積もった。図 7.4に試作した素子の代表的な I-V 特性を示す。図 7.4 は p^+-n^+接合に特徴的な整流特性を示しており、良好なダイオードが作製で きたことが確認できる。しかしながら p^+-n^+接合各層の不純物濃度を大きくしたため逆方向耐圧は低く、電圧が-3V 付近から急激な電流増加が見られた。図 7.4の素子では電圧を印加できる範囲は 0.7V～-3V である。

階段型の pn 接合の場合、p 側のイオン化したアクセプタ濃度を N_A、n 側のイオン化したドナー濃度を N_D、拡散電位を V_D と置くと、図 7.1中の n^+-$Al_{0.09}Ga_{0.91}As$ 側の空乏層 l_n は、

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{e}\frac{N_A}{(N_A+N_D)N_D}(V_D - V)} \tag{7.1}$$

で与えられ、また素子の静電容量 Cは、

$$C = \varepsilon_s\varepsilon_0\frac{S}{(1+N_D/N_A)l_n} \tag{7.2}$$

で与えられる。ここで、Sは pn 接合の面積である。そこで、素子の静電容量 Cを測定すれば、式 (7.1) や (7.2) を用いて図 7.5のように n 側の空乏層幅 l_nを見積もることができる。図 7.5中の●印が静電容量の実測値、○印が見積もった l_n幅である。

導波路型において図 7.2中の黒色で示した領域つまり n 側の電磁界閉じ込め係数ξ(V) を大きくするには、l_n幅をできる限り広げることが有利である。図 7.6に示すように電圧変化による l_nの伸び幅は N_Aの濃度に依存し、N_Aを高くすると l_nの伸び幅は広くなる。そこで、図 7.1と同じ素子構造において、p 側濃度 N_Aのみを変えた 3 種類の試料を作製し、電圧を変化したときの静電容量 Cを実測して式 (7.2) から n 側空乏層幅の伸びΔl_nを見積もった。

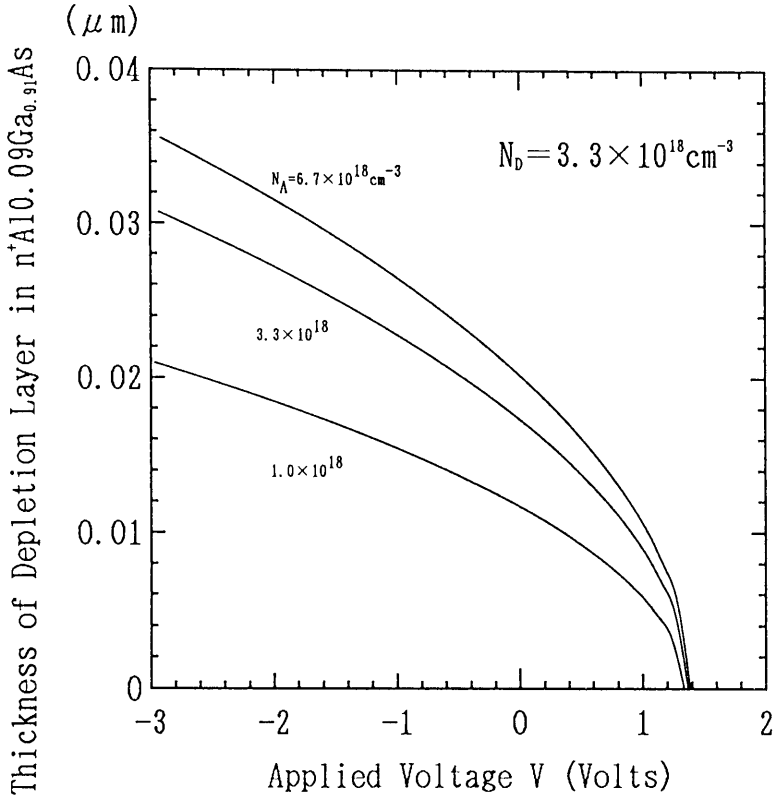


図 7.6: 電圧の印加による n 側空乏層幅の伸び幅

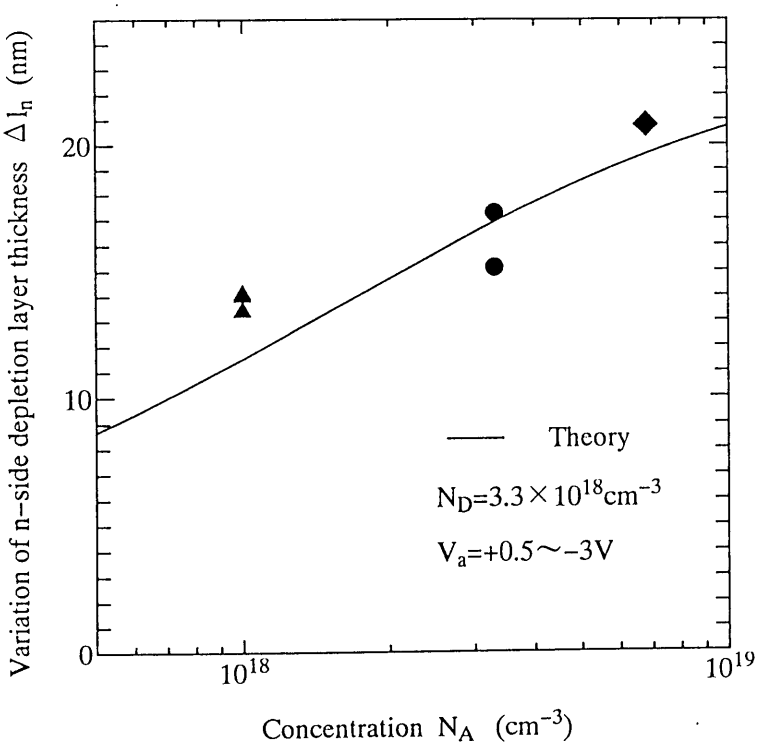


図 7.7: n 側空乏層の伸び幅と p 側濃度 N_A との関係

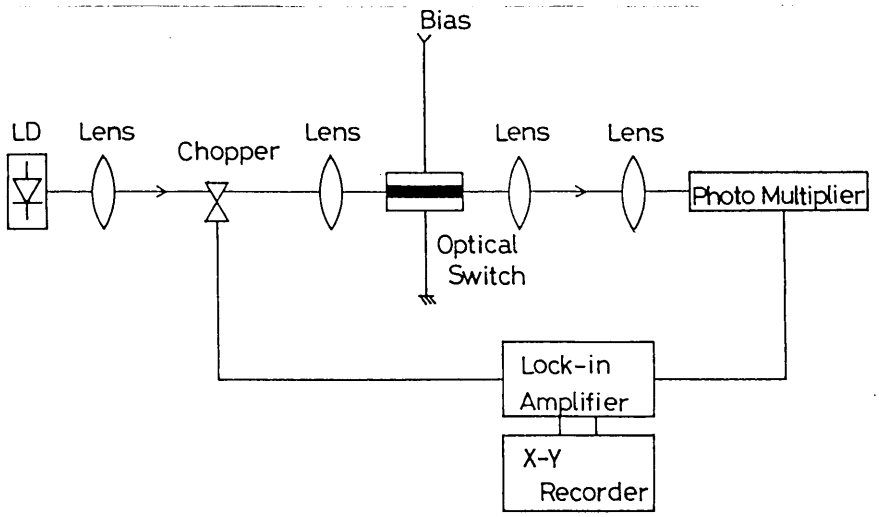


図 7.8: 消光特性の測定に利用した光学系

図 7.7中の各印が電圧を+0.5V～-3V 変化させた時の空乏層の伸び幅である。濃度 N_Aが高いほど空乏層の伸び幅が広くなることが確認できた。

7.1.3 光強度変調器 (EDAC) の特性

図 7.8に示す光学系で、光強度変調器の消光特性の測定を行った。半導体レーザを光源として用い、入射波長の変化は発振波長の異なるレーザチップに変えることで行った。レーザからの光をレンズで集光し、TE 偏波で変調器へ入射した。透過光強度は光電子増倍管で受光し、ロックイン増幅方式で処理したのち、X-Y レコーダに記録した。

図 7.1の導波路構造の試料を 550μm の長さに切り出して素子とした。この素子の印加電圧に対する透過光強度特性を図 7.9に示す。透過光強度は、素子へ入射した光強度に対する相対値で表わし、入射光全部が透過する場合を 0dB と定義した。黒丸が実験結果であり、入射波長 811nm の場合、印加電圧-3v から 1v の変化で 35dB という大きな消光比を得た。

図 7.9中の曲線は、理論的に求めたものである。曲線の算出には、以下の仮定を用いた。

- 光吸収の変化は、n-$Al_{0.09}Ga_{0.91}As$ 中の空乏層領域でのみ生じる。
- 空乏層厚は、階段接合近似で取り扱うことが出来る。
- 導波路構造は図 7.2(b) のような非対称型三層導波路構造で、屈折率 n は Al の混晶比に依存し、

$$n(x) = 3.59 - 0.71x + 0.091x^2 \tag{7.3}$$

で与えられる。

- 空乏化に伴う屈折率変化は小さく、電磁界分布に与える影響はない。

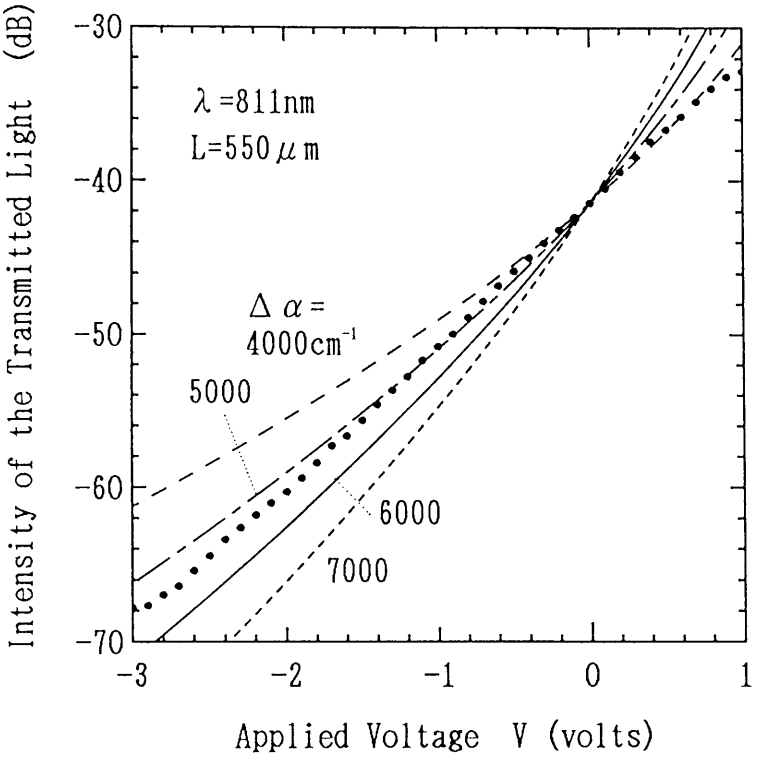


図 7.9: 強度変調器の消光特性

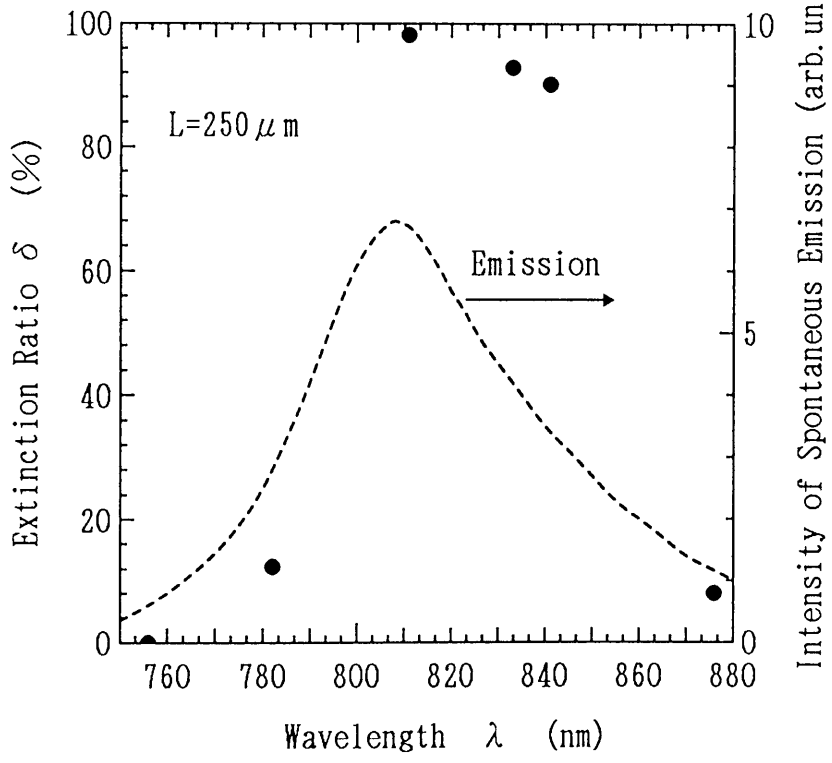


図 7.10: 消光比の波長特性と自然放出光スペクトル

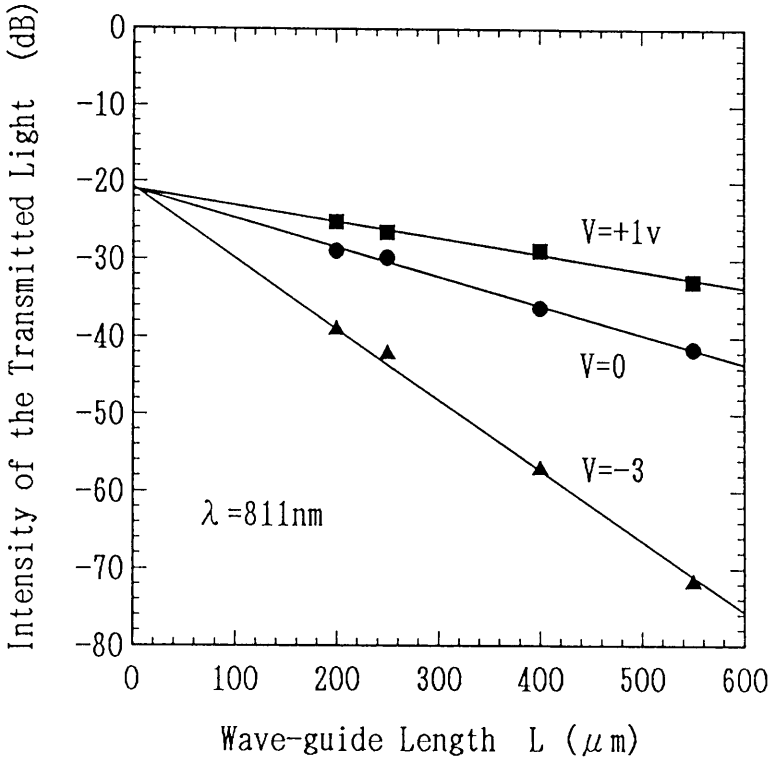


図 7.11: 強度変調器の挿入損失

以上の仮定より電磁界閉じこめ係数ξ_D(V) を求め、透過光強度 T は、

$$T = T_0 \exp(-\Delta\alpha\xi_D(V)L) \tag{7.4}$$

の関係式より算出した。ここで$\Delta\alpha$は電子の空乏化に伴う吸収係数変化、L は素子長である。計算では比例定数T_0と$\Delta\alpha$をフィッテングパラメータとした。実験値と理論値との比較から、n 形領域の空乏化に伴う吸収係数変化は、約 5000cm^{-1}以上と非常に大きな値であることが分かる。

図 7.10には透過光変化率δの波長依存性を示す。ここで透過光変化率δは、印加電圧-3v から+1v 時の透過光強度を T_{min}、T_{max}として

$$\delta = (1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}) \times 100(\%) \tag{7.5}$$

と定義した。図 7.10中の黒丸がレーザチップを変えて測定した透過光変化率δである。素子長は、250μm の試料を用いた。また、図 7.10中の点線は同じ素子へ電流注入 (I=1mA) した時の 自然放出光強度の波長特性である。両者の比較から、透過光変化率が最大となる波長は、バンド内の電子準位に対応しており、電子の空乏化により光吸収が起こっていることが確認できた。

素子長を変えて透過光強度 (λ=811nm) を測定した図 7.11から素子の結合損失および吸収損失を評価した。素子長の変化は、同一試料をへき開により短くすることで行った。印加

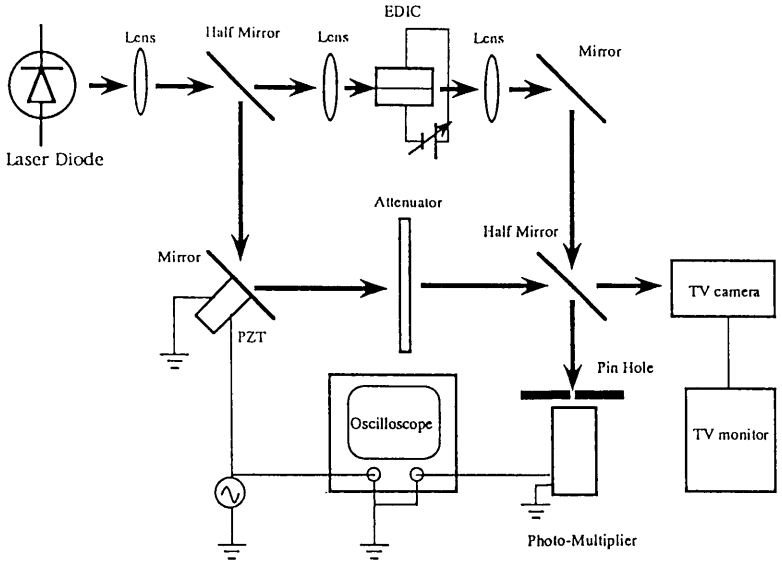


図 7.12: 光の位相変化量を測定するための光学系

電圧 1v の時を光透過の状態とすると、挿入損失の大部分は素子入射端面での結合損失（約 21dB）であり、導波路での吸収損失および散乱損失は約 50cm^{-1}であることがわ かった。

7.1.4 光位相変調器 (EDIC) の特性

図 7.12に光位相変調器から出射する光の位相変化量を測定するための光学系を示す。位相の変化量の測定には Mach-Zehnder 型の干渉計を利用した。半導体レーザからの光をレンズで平行ビームとし、ハーフミラー 1 で光路 1 と光路 2 に分岐する。片側の光路 1 の途中に測定素子を挿入する。そして再びハーフミラー 2 で 2 つの光を結合させ、フォトマルで光強度を検出する。光路 1 及び 2 では光の進行距離が異なるので結合した光同士は干渉し、2 つの光路長差が干渉光の強度変化として検出できる。しかしながら測定素子の位相変化が 180° 以下の時、位相変化量の測定は困難である。そこで光路 2 に PZT を挿入し直線的に電圧を印加すると、光路長 2 が変化し光路 1 との干渉光の強度は図 7.13のように正弦波状に変化する。この時、測定素子に電圧を加えて素子内部の等価的な屈折率を変えると正弦波状に変化している干渉光強度の位相が変化する。観測される干渉光強度の交流成分 Iは、

$$I = I_0 \cos\{\beta_0 \Delta l_1 t + \beta_0 (n_{eff} + \Delta n_{eff}) L\} \tag{7.6}$$

となる。ここで、β_0は空気中を伝搬する光の波数、Δl_1は PZT により変化する光路長 2 の単位時間当たりの変化率、n_{eff}は素子内部の等価的な屈折率、Δn_{eff}は電圧印加による素子内部の等価的な屈折率変化、L は素子長である。位相変化量$\Delta\phi$は$\Delta\phi = \beta_0 \Delta n_{eff} L$ で明記でき、等価的な屈折率変化Δn_{eff}で表現できる。

図 7.13中の写真 (a) と (b) はこの干渉光の位相変化の違いをオシロスコープで観測したものである。測定素子としては図 7.1の構造試料を長さ 450μm に切り出した素子に対して

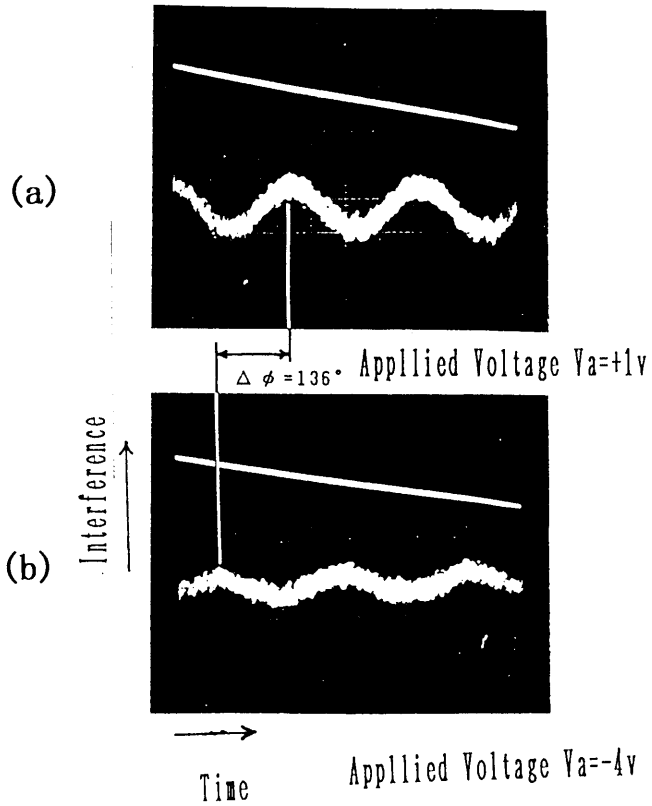


図 7.13: 光位相の変化を観測した写真

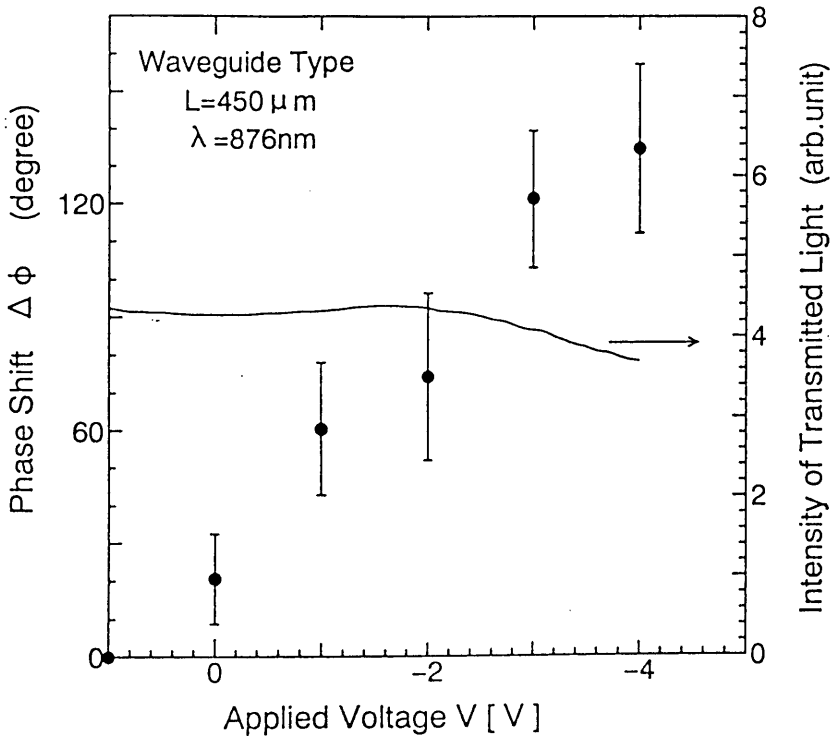


図 7.14: 電圧の印加による位相変化量のようす

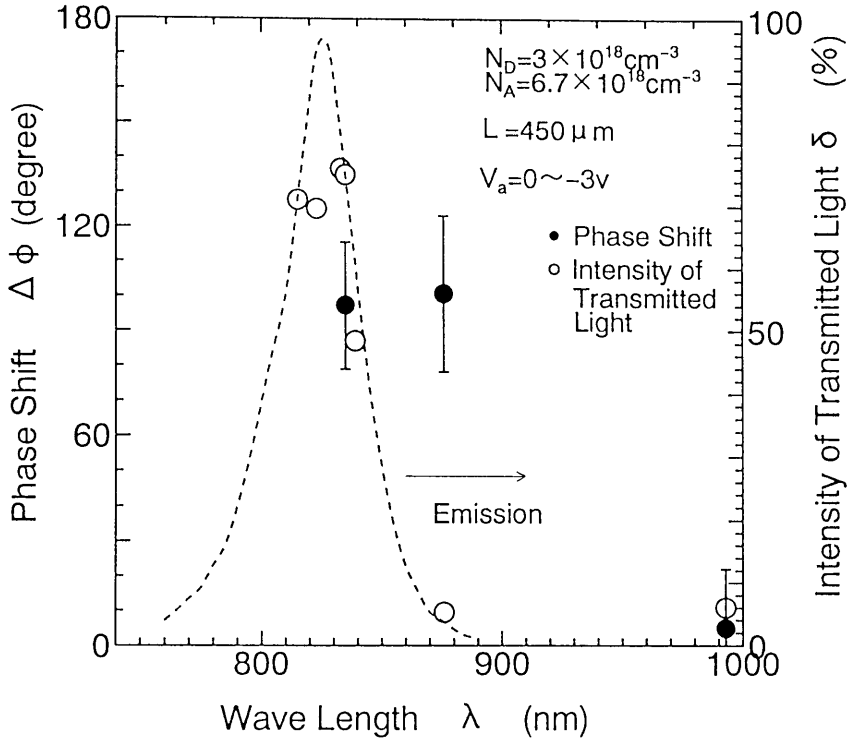


図 7.15: 位相変化量の波長特性

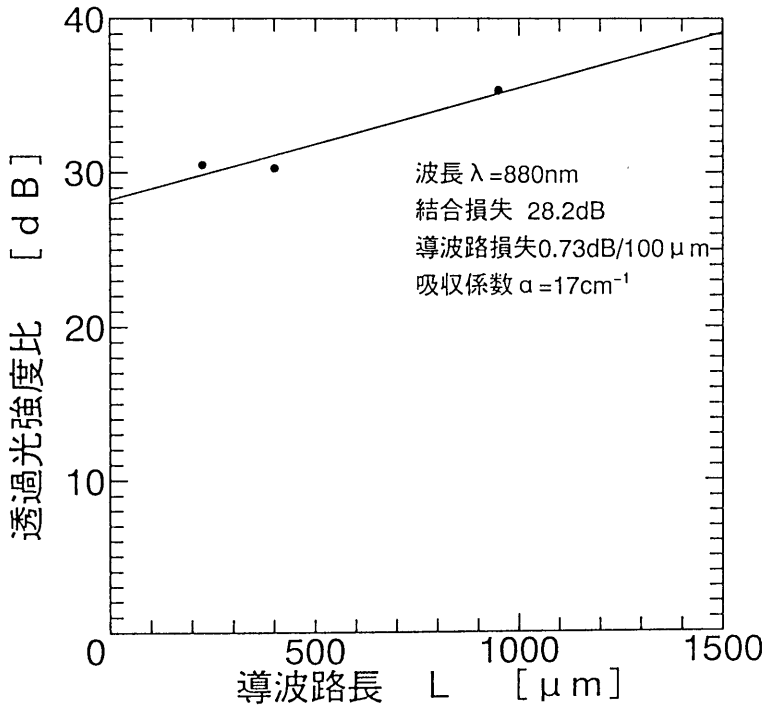


図 7.16: 位相変調器の挿入損失

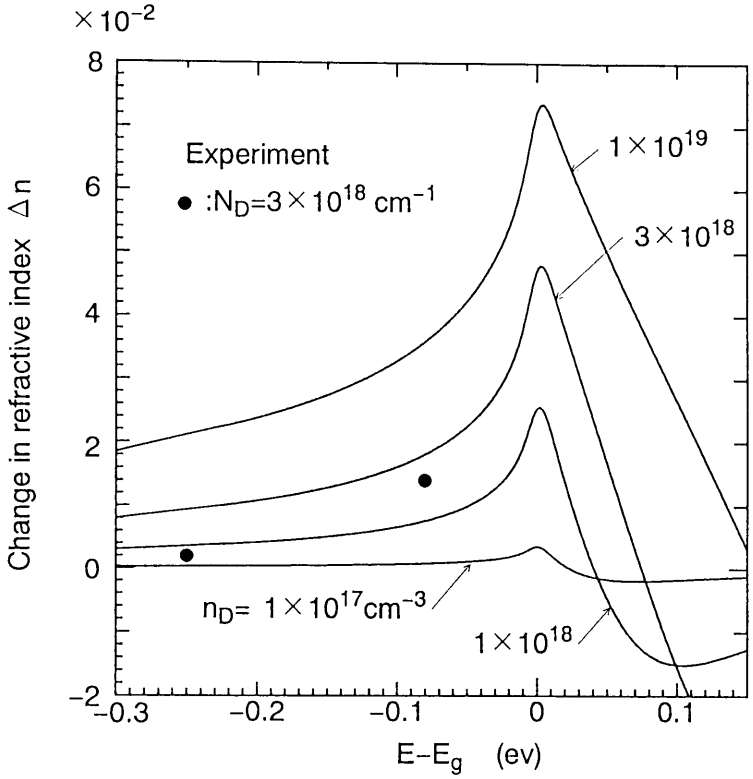


図 7.17: n 形半導体を空乏化した時の屈折率変化

行った。図 7.13の写真 (a) および (b) はそれぞれ測定素子に+1V の電圧を加えた時と-4V の電圧を加えた時の干渉光強度の変化のようすである。正弦波状の波形が干渉光の強度変化、直線は PZT に印加した電圧である。5V の電圧変化で約 136° の位相変化が観測されていることがわかる。なお、実際の測定では PZT には三角波電圧を印加し、オシロスコープの時間同期は PZT に印加した電圧から取った。また、以上のようにして測定した位相変化量を印加電圧の関数として図 7.14に示した。横軸は素子に印加した電圧で、縦軸には素子を通過した光の位相変化量、右軸には透過光強度の変化量を合わせて示した。透過光強度変化の測定には図 7.8 の測定系を利用した。●印が位相変化、実線が透過光の強度変化である。なお、位相変化は+1V 印加時の透過光の位相を基準に取った。波長 876nm の光を入射した時、5V の電圧変化で 136 度の位相変化を観測した。この時の透過光強度の変化は 14 %であった。

図 7.15には位相変化の波長依存性を示す。縦軸は 5V の電圧変化に対する透過光の位相変化、横軸は入射光の波長を示す。●印が観測された位相変化、○印が素子を透過した光の強度変化を示している。この素子の光導波路のエネルギーギャップ波長は 820nm であるので、光エネルギーが E_gより小さい波長領域では、透過光強度変化が小さいにも関わらず位相変化が大きくなり位相変調器として使用できる事が確認できた。

図 7.16には波長 876nm での結合損失と導波路での吸収および散乱損失の測定結果を示す。結合損失は 28.2dB、導波路での吸収および散乱損失は約 17cm^{-1}であった。

図 7.17は n 形半導体を空乏化した時の屈折率変化の値である。●印が屈折率変化値であり、図 7.15の値を利用して見積もった[2]。実線は伝導帯中の電子数変化のみを考慮した計算した理論値である。波長 876nm の時、屈折率変化は 1.4×10^{-2} と大きな値が得られた。また、この測定値は理論値とおおよそ一致している。

7.1.5 変調速度の高速化

導波路型素子は光通信用の光変調器として使用できるが、

- 導波路を伝搬可能な電磁界モードが基本モードだけであること。
- 素子の動作速度が高速であること。
- 素子の消費電力が小さいこと。

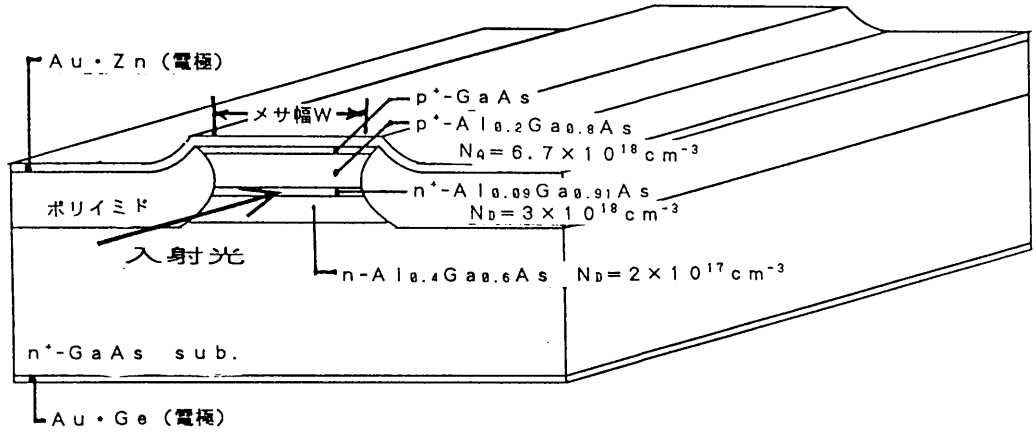
などの性能が要求される。上記の条件を満たす素子構造として、図 7.18に示すようなメサ型やリッジ型の素子構造を有する光変調器の試作を行った。

7.1.5.1 素子の試作

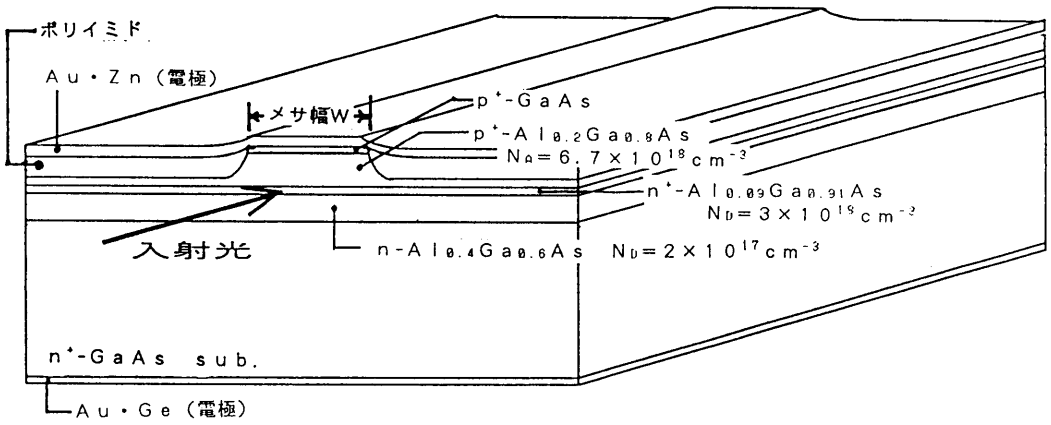
図 7.1のような積層構造を GaAs(100) 基板上に LEP 法で成長した後、試料に Az レジストを塗りストライプ状のマスクパターンを転写する。この時、ストライプマスクの方向はメサ型では< 011 >方向として逆メサ方向、リッジ型では< $0\bar{1}1$ >として順メサ方向とした。次に化学エッチング (H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=1:1:3) により希望の深さまで試料基板をエッチングしてメサ及びリッジ形状に加工した。その後、メサとメサの谷間に絶縁性膜を形成する。絶縁膜としてはポリイミド膜を利用した。ポリイミド膜はネガ型感光性レジストつまり商品名フォトニース (東レ) として市販されているものを利用した。通常のレジストと同様に試料にフォトニースを塗り、マスクパターンを露光、現像した後、400 ℃で 1 時間程度アニールすると絶縁膜が形成できる。次に p 側電極を形成した後、試料を 100μm 程度まで研磨し、最後に n 側電極を形成した。試作したメサ型およびリッジ型導波路素子の断面 SEM 写真を図 7.19に示す。

7.1.5.2 消光特性と導波モード

図 7.20(a) および (b) に試作したメサ型素子の消光特性を示す。(a) はメサ幅が 1.5μm、(b) は 10μm の素子である。素子長は、両者とも 340μm とした。両素子とも 5V の電圧変化で約 90 %の消光が得られた。図 7.20(a)(b) 中の写真は素子の光出射端からの電磁界モードを写真撮影したものである。メサ幅を 1.5μm 程度まで細くすると図 7.20(a) のように導波電磁界モードは基本モードであったが、2μm 以上のメサ幅の素子では図 7.20(b) のように高次モードであった。高次モードをカットオフするにはメサ幅を 1.5〜1μm 以下にする必要がある。

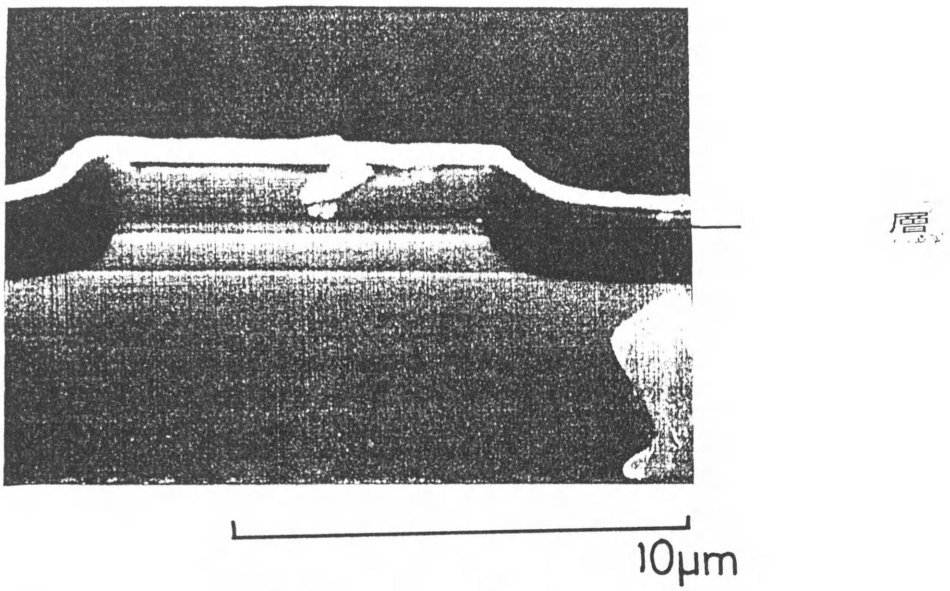


(a) メサ型素子構造

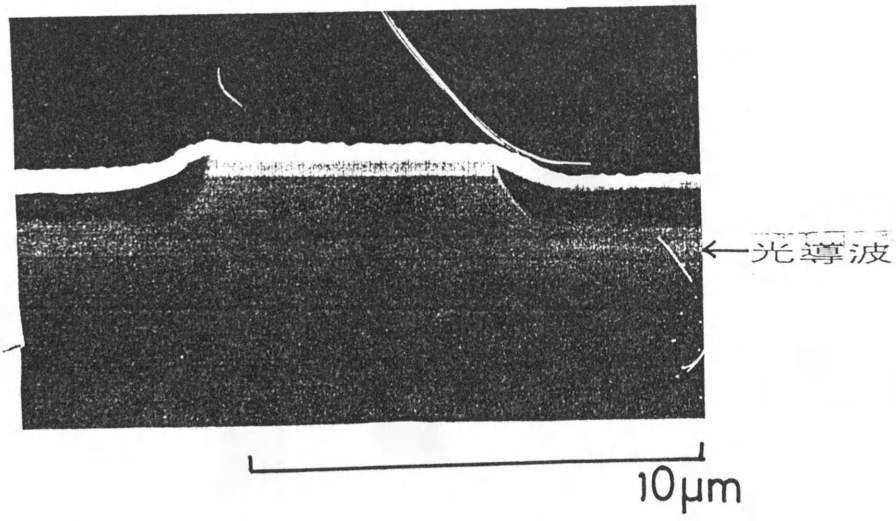


(b) リッジ型素子構造

図 7.18: メサ型およびリッジ型構造

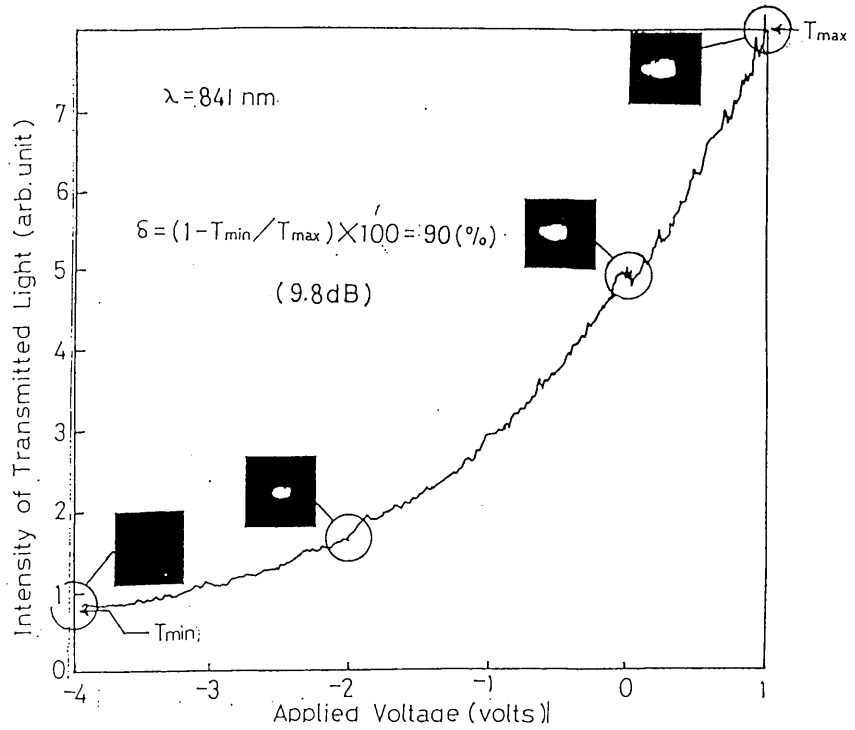


1 0 μ m 導 波 路 幅 メ サ 型

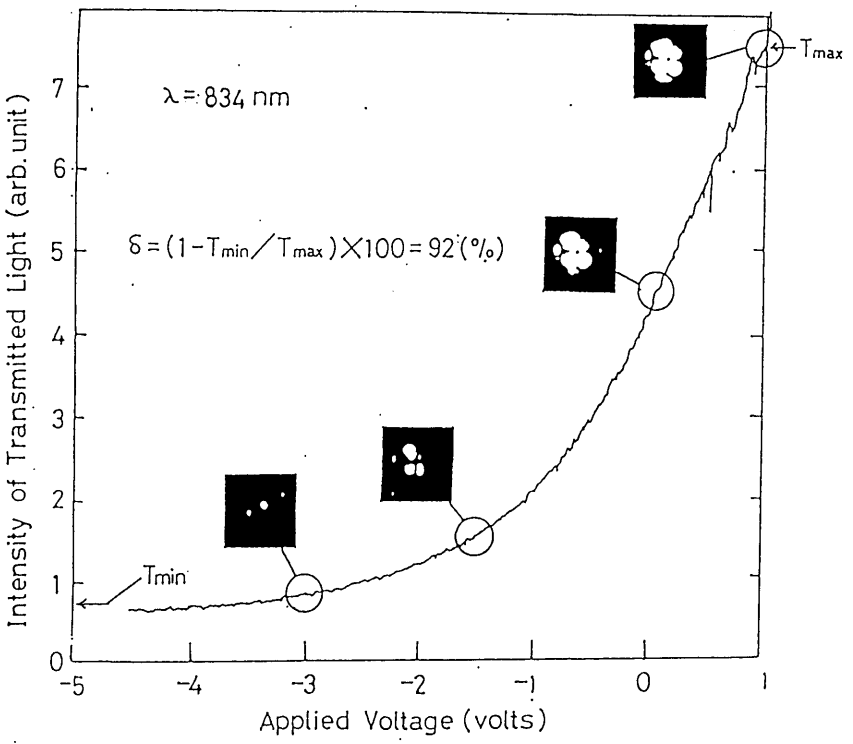


6 μ m 導 波 路 幅 リ ッ ジ 型

図 7.19: 作製したメサ型およびリッジ型構造の断面写真



(a) 1.5 μ m メサ幅の素子



(b) 10 μ m メサ幅の素子

図 7.20: メサ型構造の消光特性

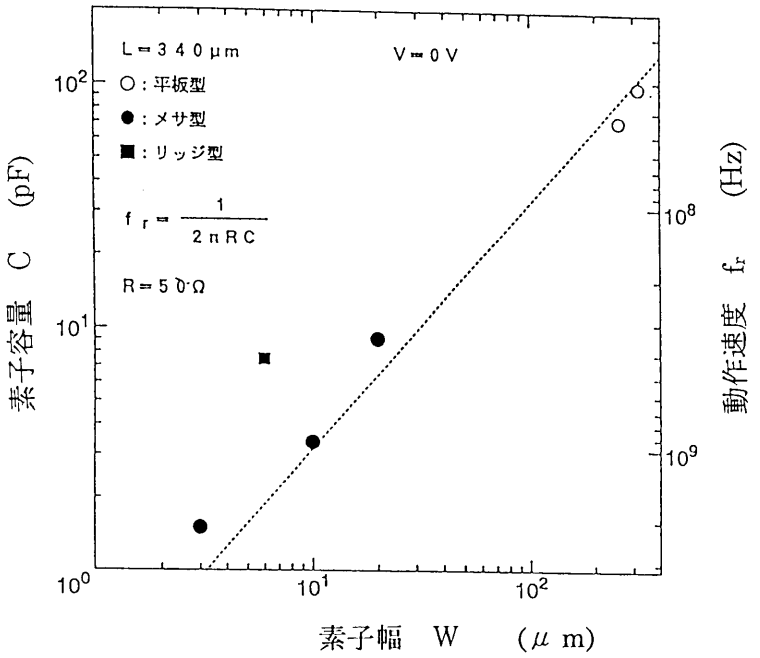


図 7.21: メサ幅に対する素子容量と動作速度の関係

7.1.5.3 動作速度

本素子の動作速度は素子自体の容量 C と駆動回路の挿入抵抗 R により決定される。そこで動作速度を高速化には、素子容量 C を低減する事が有効である。pn 接合近傍での空乏層幅を d、メサ幅を W、素子長を L とすると素子容量 C は、

$$C = \varepsilon_s \varepsilon_0 \frac{WL}{d} \tag{7.7}$$

で与えられる。また、素子の動作速度 f_cは、

$$f_c = \frac{1}{\pi RC} \tag{7.8}$$

で与えられるので、素子容量 C を実測すると動作速度を見積もることができる。そこで、素子長 340μm に固定、メサ幅 W を変えた素子を試作し、素子容量 C の測定から動作速度を推測した。挿入抵抗は R=50Ωを仮定した。その結果を図 7.21に示す。図 7.21中の各種の印は容量 C から見積もった素子速度で、実線は式 7.8より算出した値である。平板型やメサ型素子については式からの動作速度の見積もりとほぼ一致した。3μm メサ幅の容量は 1.4pF であり、CR 時定数から見積もられる動作速度は 4.6GHz であった。

次に素子容量 4.5PF のメサ型素子の高速変調特性の測定を行った。素子を高速動作させるにはインピーダンス整合をとる必要がある。そこで図 7.22に示すような持具に素子を取り付け、図 7.23のような等価回路で素子に高周波電力を供給した。持具のコネクターから素子までは特性インピーダンス 50Ωのストリップ伝送線路となるように工夫した。一方、図 7.23中の点線内が素子の等価回路で C は素子容量、r が電極部での接触抵抗を含めた素

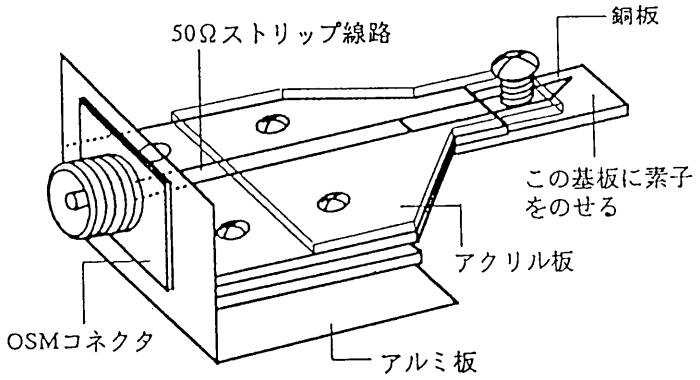


図 7.22: 持具の外観図

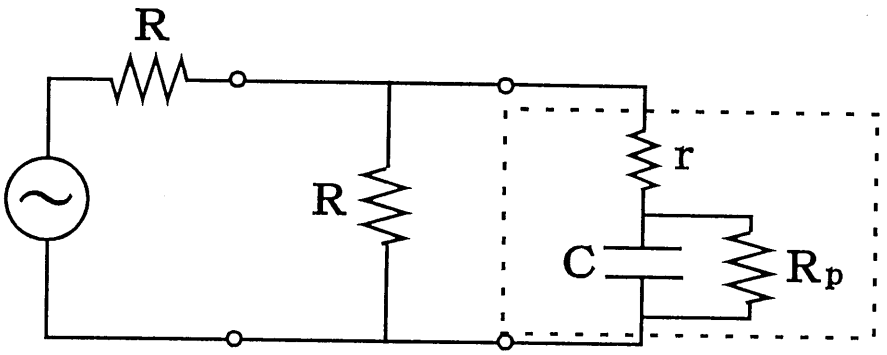


図 7.23: 駆動回路

子の内部抵抗、R_pは素子内部の並列抵抗である。r は数Ωと小さく、pn 接合に対して逆バイアスで使用するため R_p値は高くなり、両者は無視できる。図中の電源側の抵抗 R は電源の内部抵抗、素子と並列な抵抗 R はインピーダンス整合のために挿入した抵抗で、R 値は 50Ωとした。

高周波数応答特性は、図7.24のような測定系で行った。半導体レーザからの光をレンズで集光し、TE 偏波で光変調器へ入射した。透過光はレンズで APD 光検出器に集光し、その光変調電力をスペクトルアナライザーで測定した。素子の周波数応答の測定結果を図 7.25 に示す。図中の●印及び○印はそれぞれ 6dBm、0dBm の強度のレーザ光を光変調器に入射したばあいの素子の高周波応答特性である。変調された光強度が 3dB 減少した周波数を素子の動作速度とすると、約 750MHz であった。この値は式 (7.8) から見積もった f_r値 710MHz(C=4.5PF) とほぼ一致した。

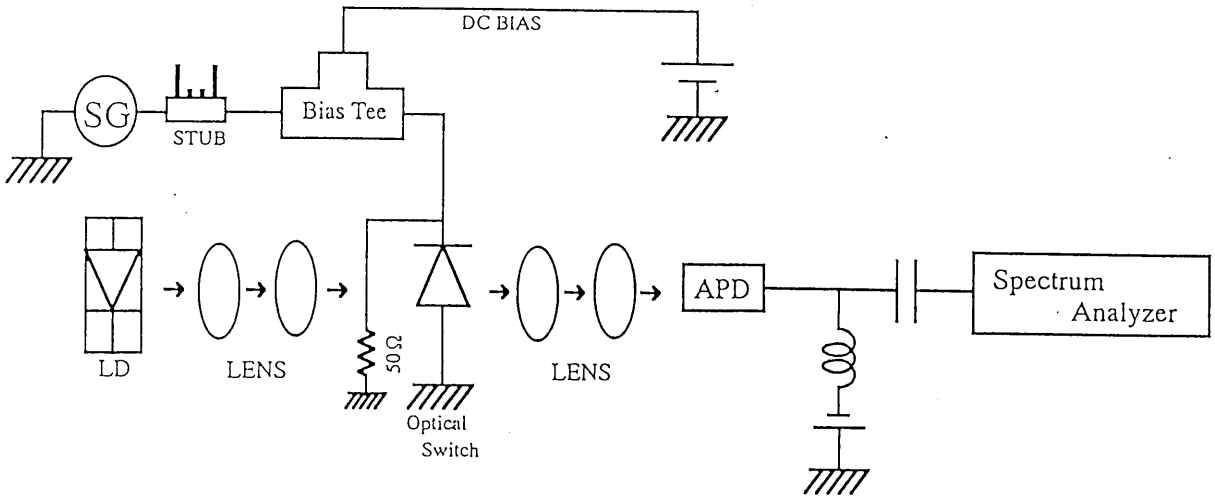


図 7.24: 高周波応答の測定系

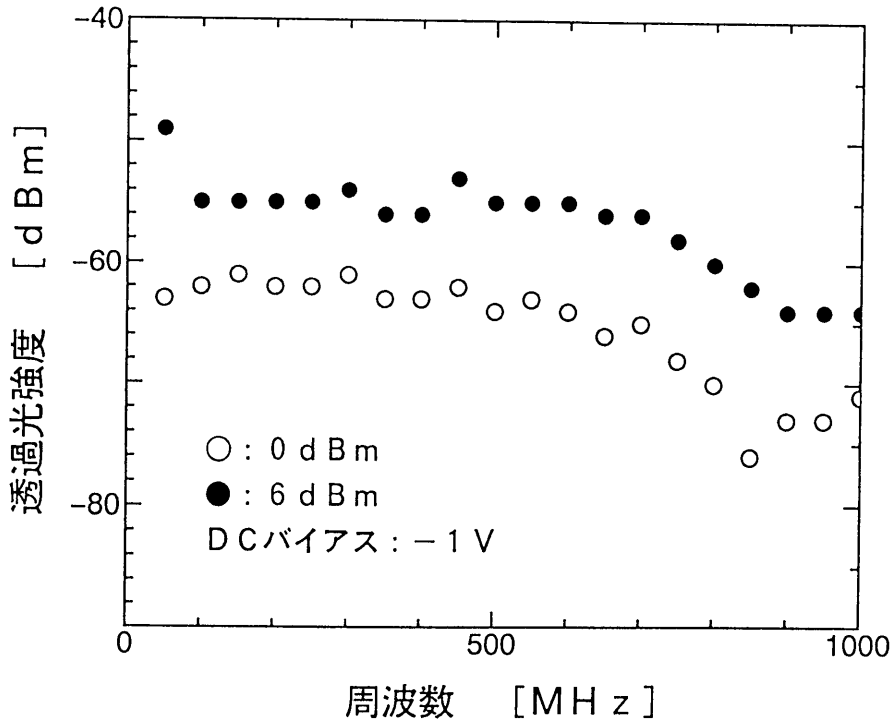


図 7.25: 周波数特性

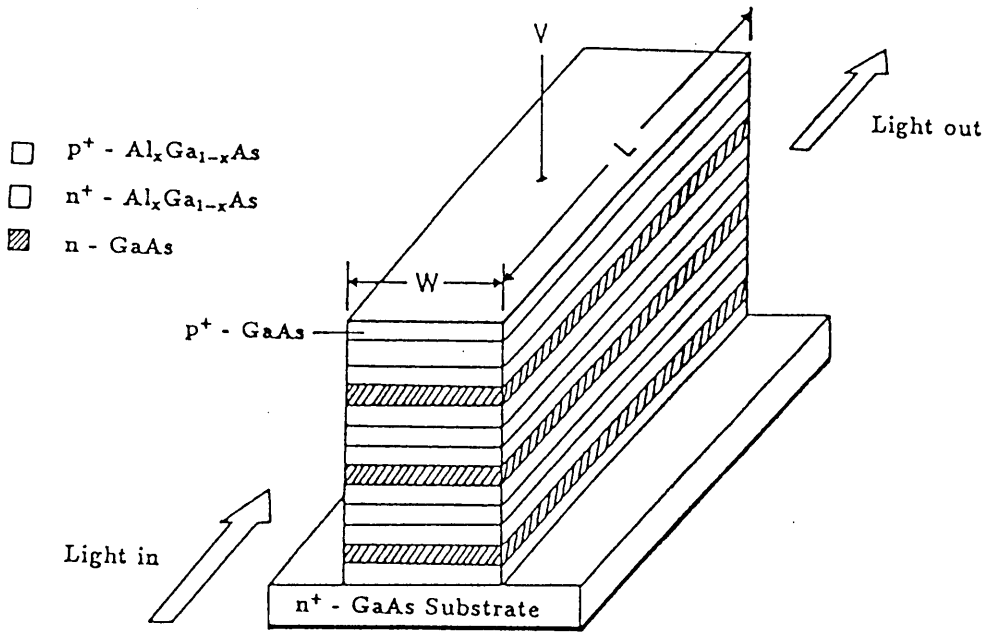


図 7.26: 高速化素子の構造

7.1.5.4 高速素子の設計

EDAC 素子は pn 接合で構成されており、その素子容量 C が動作速度を決定する。図 5.3(b) のように pn 接合を直列に接合すると素子容量 C は減少し、さらなる高速化が期待できる。図 7.26および 7.27には高速化のための素子構造を示す[3]。$p^+n^+nn^+$基本構造を M 周期直列に積層し、$p^+n^+nn^+p^+n^+nn^+$ ・・・・構造とした。n-GaAs 層が電子空乏化する光吸収層で、他の層は AlGaAs とした。図 7.27には無バイアス時と逆バイアス時のバンド構造を示した。pn 接合は p^+-AlGaAs と n^+-AlGaAs の界面にある。無バイアスでの n 側空乏層は n^+-AlGaAs と n-GaAs の境界まで伸びており、n^+-AlGaAs の層厚を L_1、n-GaAs の層厚を L_Aとした。逆バイアスを印加すると、空乏層は n-GaAs 層内部に伸び、光遮断状態時の n 側空乏層幅が L_1+L_Aとなるように各層厚を設定した。ポアソン方程式を解き、L_1値、L_A値や素子の全直列容量 C を求め、素子の動作速度 f_cを式 $f_c=1/\pi CR$ から決定した。

一方、GaAs および AlGaAs の屈折率を n_A、n_B、各層厚を L_A、L_Bとおき、電磁界分布を計算した。この素子構造における屈折率分布は図 7.28(a) の中の波線で示す屈折率分布となるが、実線で示すように中央部の屈折率を平均した値 n_{avg}で近似し、n_B:n_{avg}:n_Bの屈折率分布で電界分布 $F(y)$ を解析した。ここで n_{avg}は、

$$n_{avg} = \frac{ML_An_A + (M-1)L_Bn_B}{ML_A + (M-1)L_B} \tag{7.9}$$

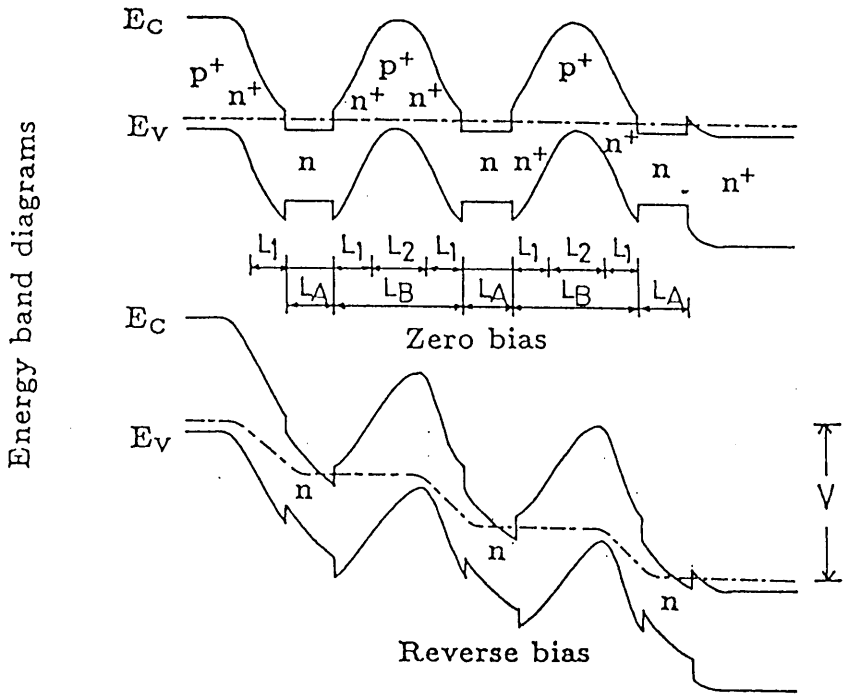


図 7.27: 高速化素子のエネルギーバンド構造

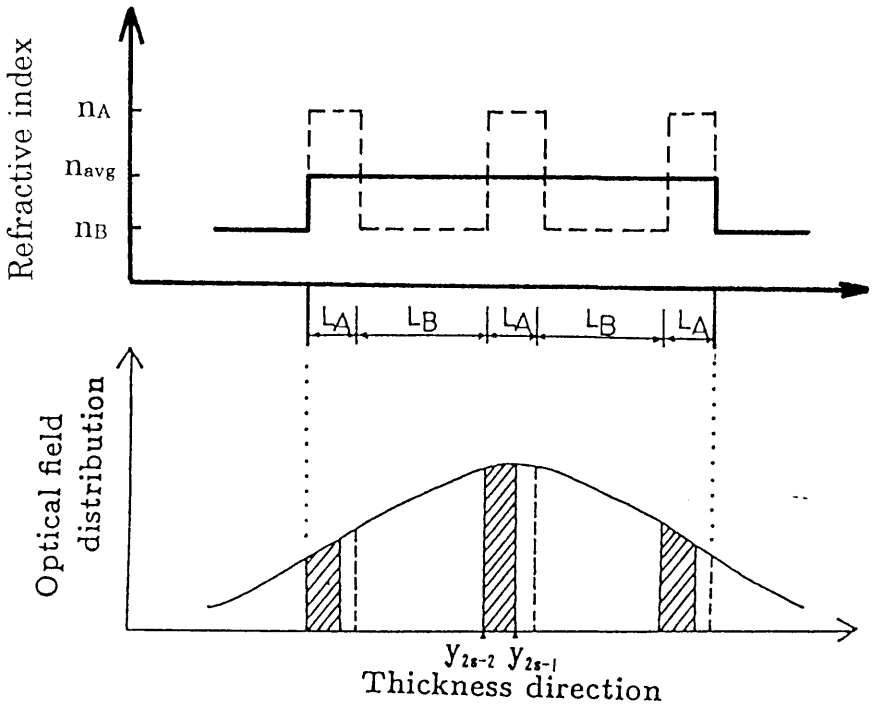


図 7.28: 屈折率と電界分布

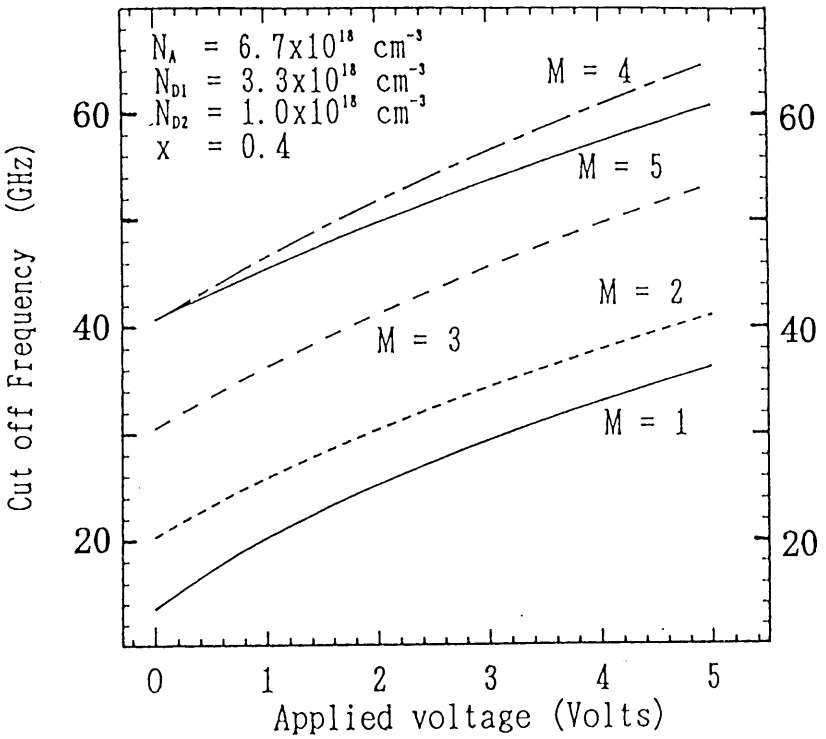


図 7.29: 高速化素子の動作速度

である。n-GaAs 層中の空乏領域内部の電界閉じ込め係数ξは、

$$\xi = \frac{\sum_{s=1}^{M} \int_{y_{2s-2}}^{y_{2s-1}} |F(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |F(y)|^2 dy} \tag{7.10}$$

より求まる。ここで、F(y) は y 方向の電界分布、y_{2s-2}は s 番目の n^+-AlGaAs と n-GaAs の境界位置、y_{2s-1}は n 側空乏層の終端で n-GaAs 層中の位置 y_{2s-2}まで空乏層が伸びていることを表す。電子空乏化による吸収係数変化を$\Delta\alpha$と置くと、消光比δは、

$$\delta = 10\Delta\alpha\xi L/\ln(10) \quad [dB] \tag{7.11}$$

より求まる。

計算例として不純物濃度 N_A、N_{D1}、N_{D2}をそれぞれ6.7×10^{18}、3.3×10^{18}、1×10^{18}cm^{-3}とし、p^+と n^+-$Al_xGa_{1-x}As$ の Al 組成 x を 0.4 として動作速度を数値計算した。素子に印加した電圧は 0〜-5V であり、10dB の消光比が得られるように式 (7.11) から素子長 L を決定した。また、導波路幅は 5μm を仮定し、抵抗 R は 50Ωとした。動作速度の数値計算結果を図 7.29に示す。最も動作速度を早くできる積層数 M は M=4 の時で、40GHz を越える高速動作が期待できることがわかった。

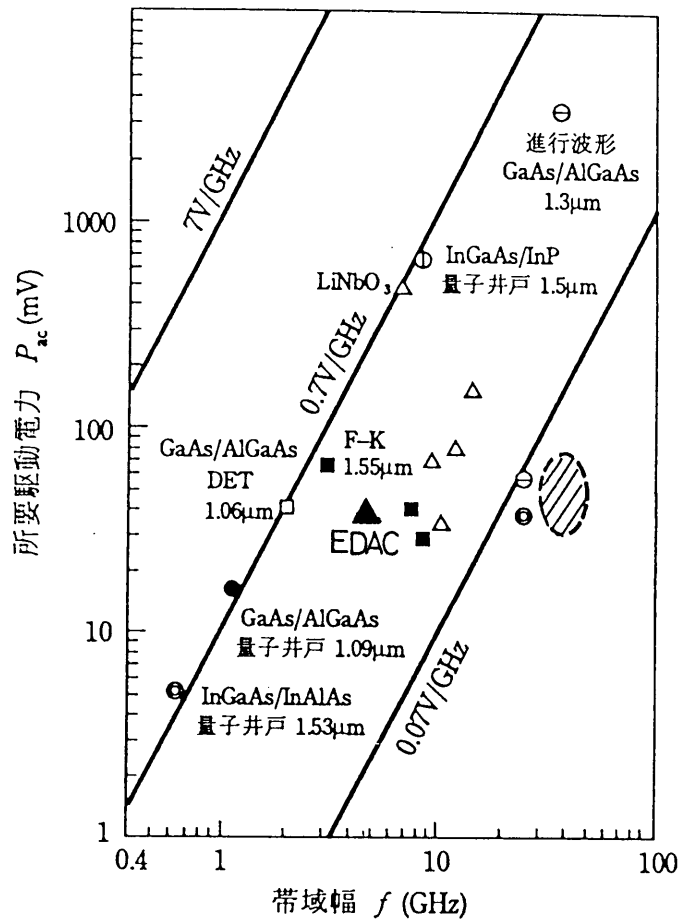


図 7.30: 他の導波路型光変調器との特性比較

7.1.5.5 他の導波路型光変調器との特性比較

他の研究機関で開発されている導波路型光変調器の交流駆動電力 P_{AC} と帯域幅 f_c の関係を図7.30に示した。P_{AC} が小さく、f_c が高い、図7.30中の右下領域の素子ほど優れた光変調器である。図7.30中の実線は10dB の消光を得るのに必要な交流電圧を素子の変調帯域幅で割った性能特性である。最近では0.07V/GHz より高い効率の InGaAs/InAlAs 量子井戸光変調器が実現されており、変調帯域幅も 20GHz を越えている。一方、バルクでは GaAs/AlGaAs 変調器においては駆動電力 5V 以下で 25GHz の変調が実現されている。また、InGaAs/InAlAs 量子井戸変調器において、40GHz 以上の帯域を実現したと報告されている。本研究で実現した電子空乏化による光変調器では 4V で約 10dB の消光であり、変調帯域としては 4.6GHz が実現できた。この時の交流駆動電力 P_{AC} は $P_{AC} = (4(V)/2\sqrt{2})^2/50 = 40\text{mW}$ となる。図7.30中に▲印で本研究で作製した素子性能を示した。0.3V/GHz の性能で、バルク半導体の電界効果と同等の素子性能である。前節に述べた高速化した素子構造では 0.06V/GHz 程度までの特性向上が期待できる。図7.30中には図7.26の素子構造で、期待できる素子性能の領域を波線で囲んだ。

7.2 面型光強度変調器

pn 接合面に対し垂直に光を入射する面型素子について取り扱う。面型素子は並列光情報処理用であり、並列処理型光コンピュータなどに使用する。

7.2.1 光変調動作

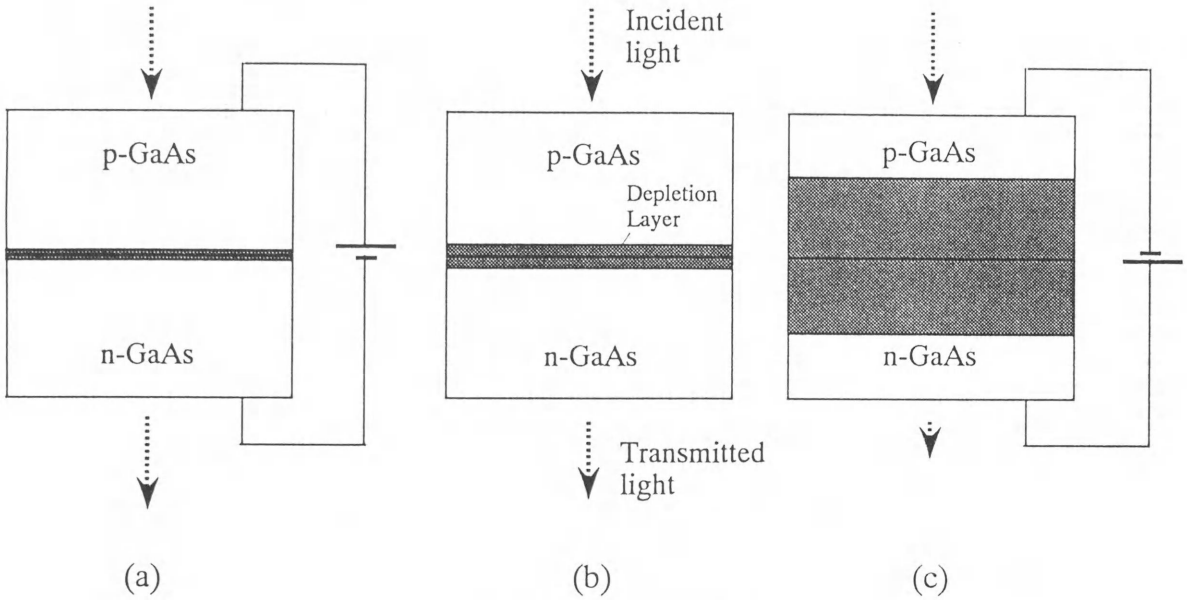


図 7.31: 面型素子の動作

図 7.31に面型素子の基本動作を示す。面型では pn 接合面に対し垂直に光を入射する。電子を空乏化した領域では光吸収が強いので、素子内部を伝搬する光は空乏層内部で吸収され、他の領域では透過する。そこで、外部からの電圧印加で空乏層を変えることによって光の透過、遮断を制御することができる。図 7.31(c) のように pn 接合に対して逆方向に電圧を印加すると、空乏層厚が伸び光遮断となる。一方、順方向電圧を印加した図 7.31(a) では、空乏層が閉じ、光透過となる。しかしながら、一つの pn 接合での空乏層の変化幅は、僅かに数十 nm なので、面型素子として十分な消光を得るには、多数の pn 接合が必要となる。そこで、図 7.32に示すように pn 接合面を櫛型形状とし、多数の pn 接合面を光が通過できるような素子構造を考案した。また、低い電圧で素子を動作させるため、電圧は両側の n-GaAs と p-GaAs 層間にかけ、pn 接合面に平行な方向から各接合面に電圧を印加する構造とした。

4 章で述べたように電子空乏化による光吸収の動作機構としては、

1. 電子数変化の効果

2. 不純物原子に関するスクリーニング効果

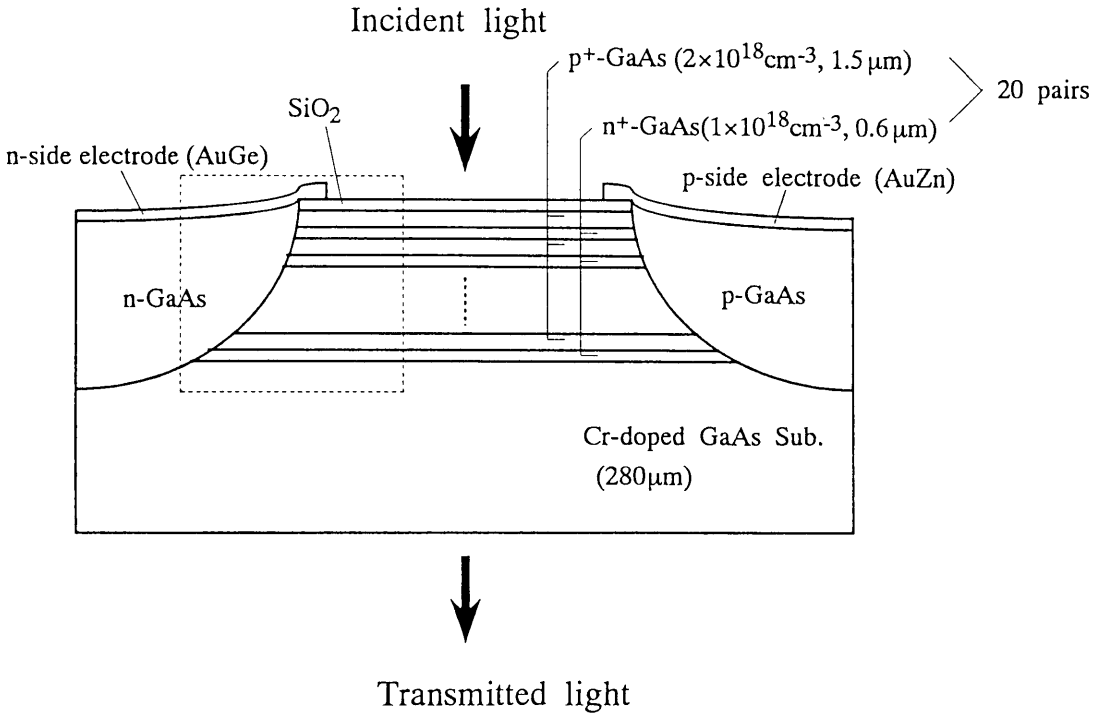


図 7.32: 電子数変化型 EDAC の素子構造

3. 電界効果

が存在する。空乏化する領域のキャリヤ密度が高い場合は 1. および 2. の効果が強くなり、キャリヤ濃度が低い時は 3. の効果が強くなる。本研究では両者のタイプの面型 EDAC の試作を行った。前者のタイプの変調器を電子数変化型 EDAC と呼び、後者のタイプを電界効果型 EDAC と呼び、両者に分けて素子特性から議論していく。

7.2.2 電子数変化型 EDAC

7.2.2.1 素子構造と試作

図 7.32には試作を行った面型素子の構造を示す。空乏化領域は n^+-GaAs と p^+-GaAs の接合面近傍に存在する。電子数変化やスクリーニング効果を効かせるため、n^+-GaAs のキャリヤ濃度は $1 \times 10^{18}cm^{-3}$、p^+-GaAs のキャリヤ濃度は $2 \times 10^{18}cm^{-3}$ とした。充分な消光を得るには、多数の pn 接合が必要となるので、図 7.32に示すように pn 接合面を櫛形形状とし、多数の pn 接合面を光が通過できるような構造とした。さらに、低い電圧で素子を動作させるため、電圧は両側の n-GaAs と p-GaAs 層の間にかけ、pn 接合面に平行な方向から各接合面に電圧を供給する構造とした。

素子は、3 回の液相成長法を用いて作製した。そのプロセス行程を図 7.33(1)〜(8) に示

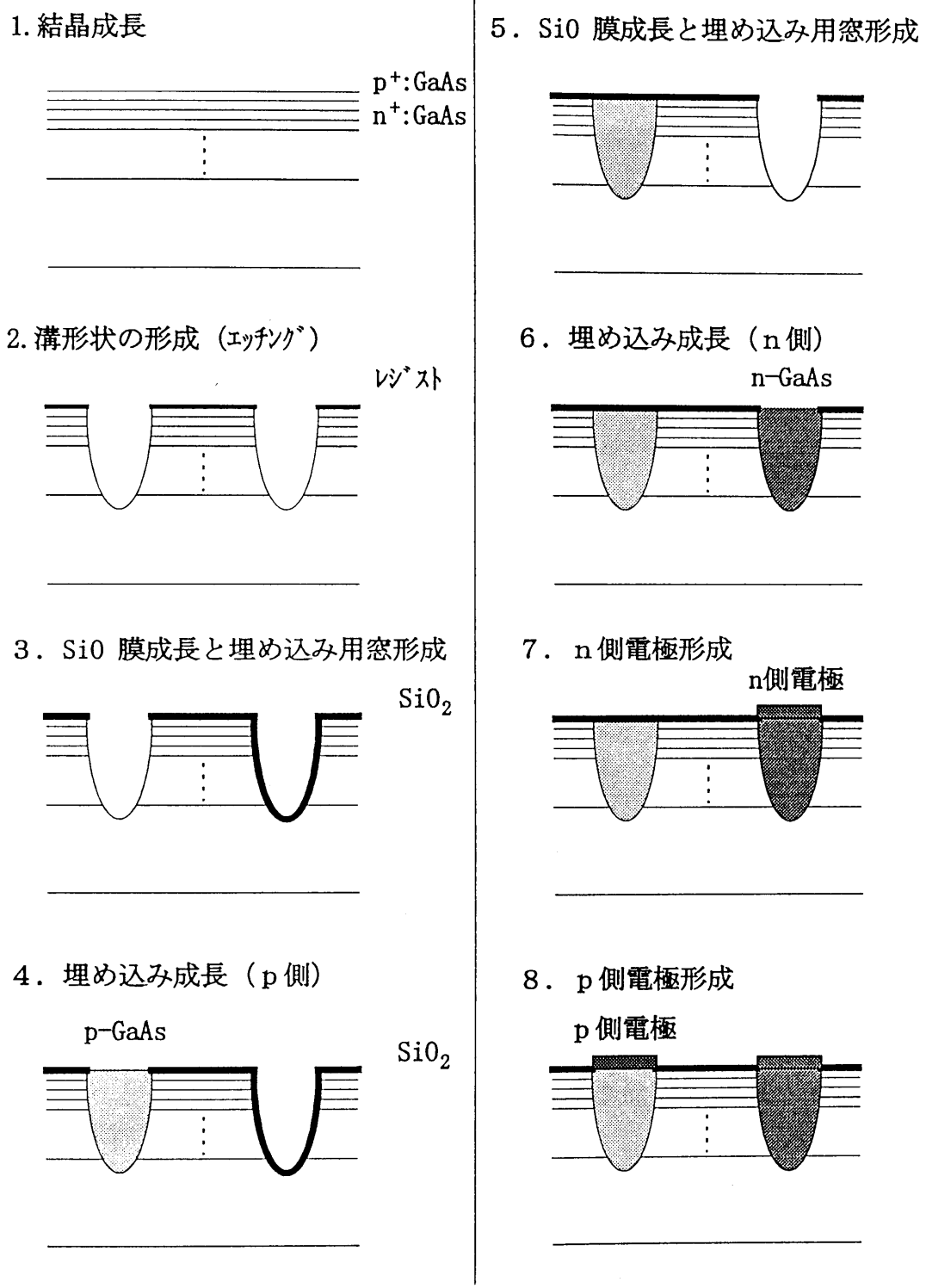


図 7.33: 面型素子の作製プロセス

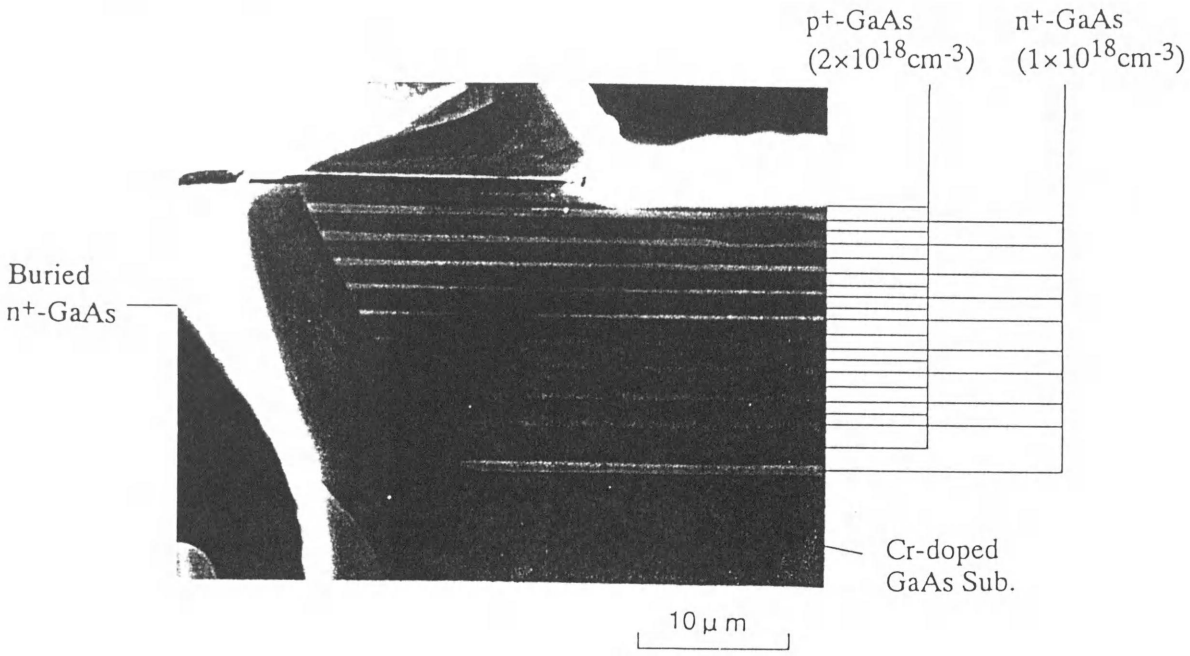


図 7.34: 面型素子の断面 SEM 写真

す。まず最初、図 7.33(1) に示すように半絶縁性 GaAs(100) 基板上に n^+-GaAs と p^+-GaAs 層を交互に多層成長する。第一回目の成長を行った基板は、図 7.33(2) に示すように化学エッチング法を用いて試料基板の一部を取り除く。その後、SiO_2膜を RF スパッタ法により形成し、図 7.33(3) のように p-GaAs 層を成長する領域以外の SiO_2膜を除去する。そして第 2 回目の成長で p-GaAs 層を形成する。液相成長法では SiO_2膜の上部には GaAs 層は成長せず、SiO_2の窓を開けた領域上にのみ p-GaAs 層が成長するので図 7.33(4) のようになる。この成長を埋め込み成長と呼ぶ。p-GaAs 層の成長を終了した試料基板は、再度 SiO_2膜を形成し、図 7.33(5) のように n-GaAs 埋め込み成長を行う領域以外の SiO_2膜を除去する。第 3 回目の結晶成長で n-GaAs 層を図 7.33(6) のように成長する。そして最後に n 側電極として Au-Ge(図 7.33(7)) および p 側電極として Au-Zn を真空蒸着で形成して素子は完成する。(図 7.33(8)) この試料基板を劈開して単体素子とした。

図 7.34には上記のプロセス行程で作製した面型素子の断面 SEM 写真を示す。写真は図 7.32の素子構造図中の波線で囲まれた領域に相当する。

7.2.2.2 単体素子の特性

pn 接合数が 39 個の試料基板を $400\times800\mu m^2$ (光入射窓の面積) に切り出して面型素子とした。図 7.35にはこの素子の電圧－電流特性を示す。図 7.32のようにこの素子の n^+および p^+層の濃度はそれぞれ 1×10^{18}、$2\times10^{18}cm^{-3}$と高く設定したので、pn 接合面での逆方向耐圧は低く、-5V 以上では過剰な電流が流れた。また、順方向では+0.5V 近傍から電流は

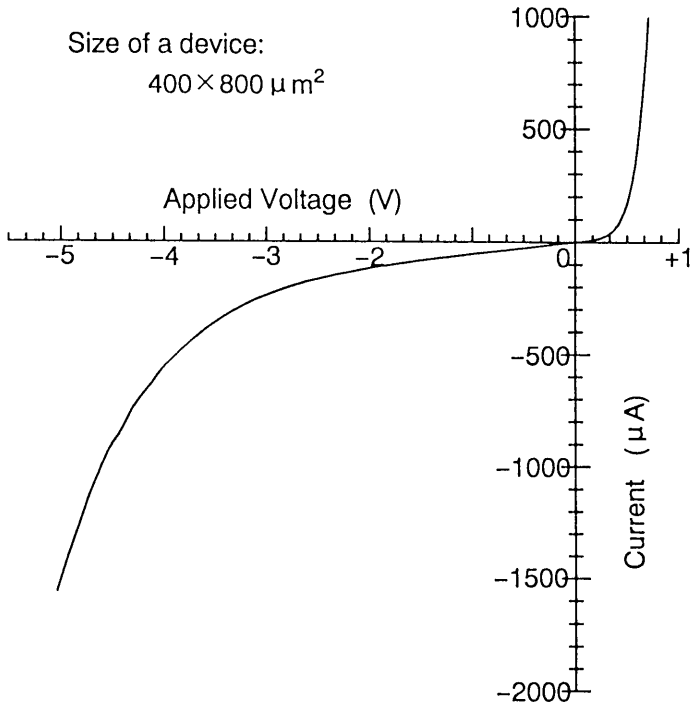


図 7.35: 電流－電圧特性

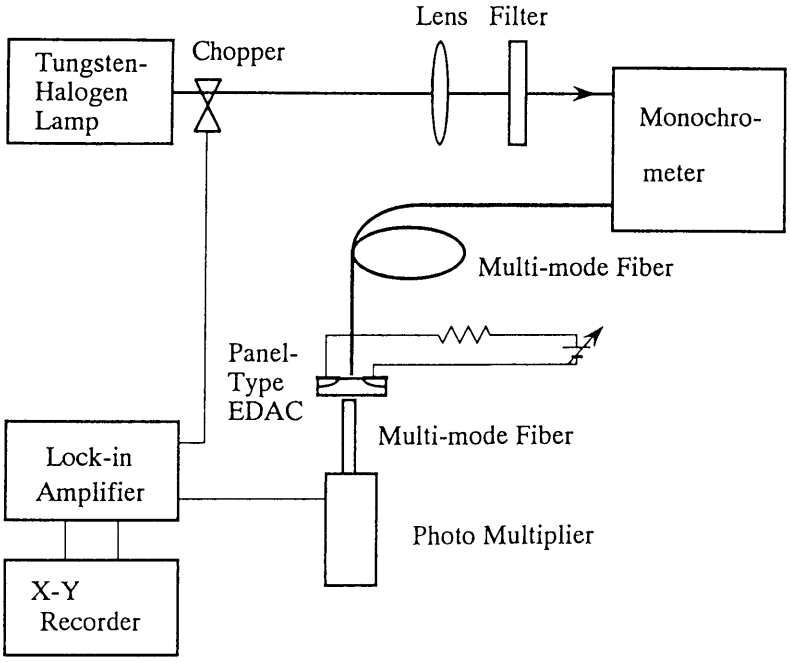


図 7.36: 光学特性の測定系

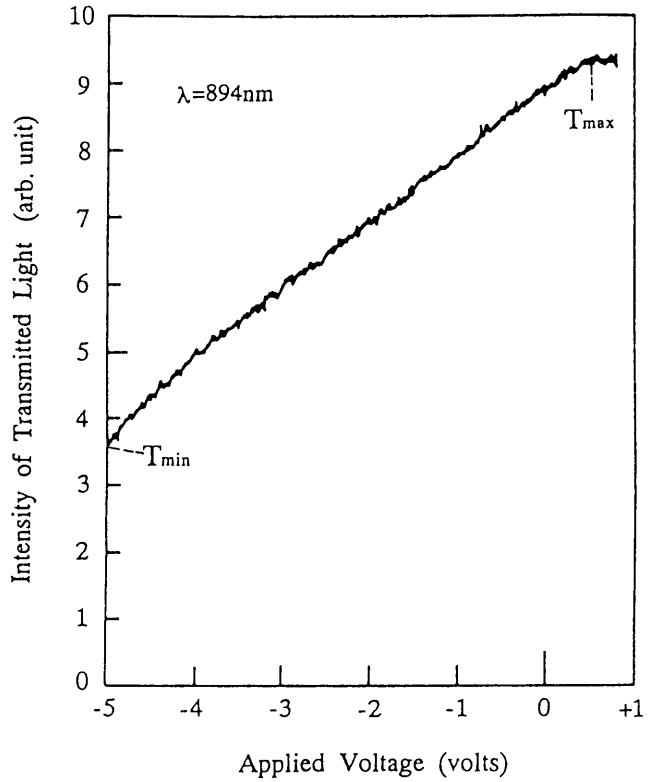


図 7.37: 面型素子の消光特性

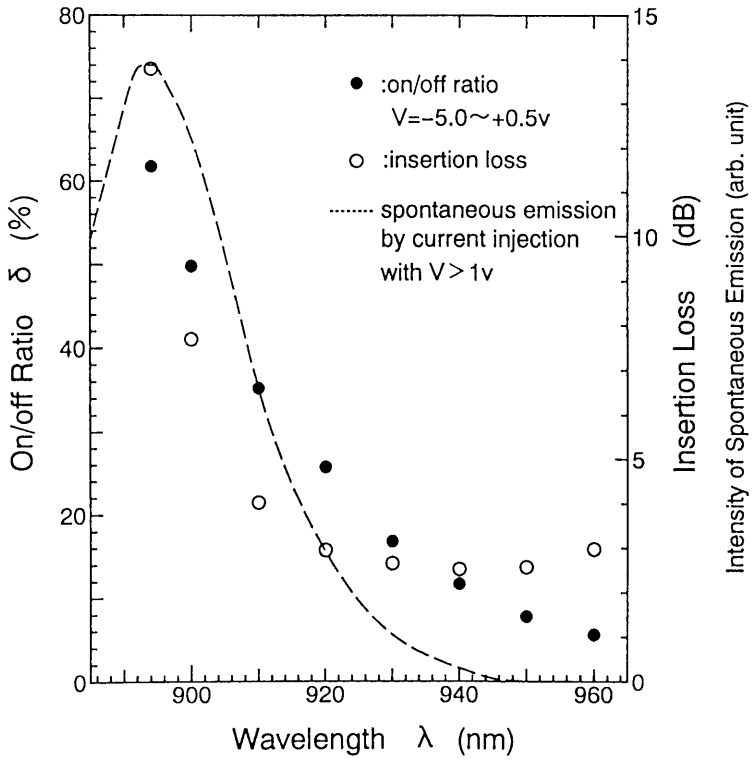


図 7.38: 消光比および挿入損失の波長特性

増加した。そこで、素子に印加する電圧範囲は+0.5V から-5V までに設定した。

この素子の無バイアス時の容量は 9nF であった。駆動回路への挿入抵抗を 50Ωに仮定した場合の動作速度は式 (7.8) から求まり、700KHz となる。

光学特性の測定系を図 7.36に示す。タングステンーハロゲンランプからの光を分光器で波長選択して素子へ入射した。ここで、分光器からの 2 次回折光を除去するため、R-69 の可視光遮断フィルタを挿入した。また、分光器出射スリットに直接マルチモード・ファイバを挿入して波長選択された光を取り出し、直接面型素子の光入射窓に挿入した。素子から出射した光はマルチモード・ファイバを束ねた光ガイドに集光して、フォトマルに集光した光を入射した。光強度の検出にはロックインアンプ法を用いた。

図 7.37には波長 894nm の光を入射した時の消光特性を示す。素子に+0.5V の電圧を印加した場合の透過光強度を T_{max}とし、-5V 印加した場合の透過光強度を T_{min}として式 (7.5) より消光比を定義する。この素子では 5.5V の電圧変化で 61 %の消光比が得られた。また、図 7.38には消光比と挿入損失の波長特性を示す。図 7.38中の●印が消光比であり、○印が挿入損失である。890〜940nm の波長範囲で 10 %以上の消光比が観測された。また、図 7.38 中の点線は同一素子に電流を注入した時の自然放出光スペクトルである。消光比と自然放出光のピーク波長はほぼ一致していることから、バンド内順位間での電子遷移量の変化で光の透過、遮断が発生していると理解できる。したがって電子数変化やスクリーニング効果が主要因で素子が動作していることが確認できた。

7.2.2.3 アレー状光変調器

光による並列情報処理を行うには、面型素子を 2 次元的に配列したアレー状素子の開発が重要となる。そこで、図 7.39に示すような素子構成のアレー状 EDAC の試作を行った。図 7.39(a) はアレー状 EDAC の構成図で、図 7.32のような素子構造で 79 個の pn 接合数を有する基本画素素子を 2 次元的に配列したものである。画素の配列数は縦 11×横 9 個であり、光変調器全体の大きさは 10×10mm^{2}である。また、図 7.39(b) は作製した変調器の表面写真であり、図 7.39(a) 中の波線で囲んだ部分を電子顕微鏡で撮影したものである。各画素の光入射窓の寸法は、約 400×260μm^{2}である。

この光変調器には各画素に電圧を印加するための電気配線が施されていないので、p 側および n 側電極に針をたてて各画素に電圧を印加した。図 7.40には、11 個の画素素子の消光のようすを重ねて示す。横軸は電圧で、一目盛りが 2V の電圧変化に対応する。代表的な画素では 6V の電圧変化で 46 %の消光が確認できた。入射光の波長は 895nm とした。作製した 99 画素中、81 個の画素が 20 %以上の消光を示すことを確認した。

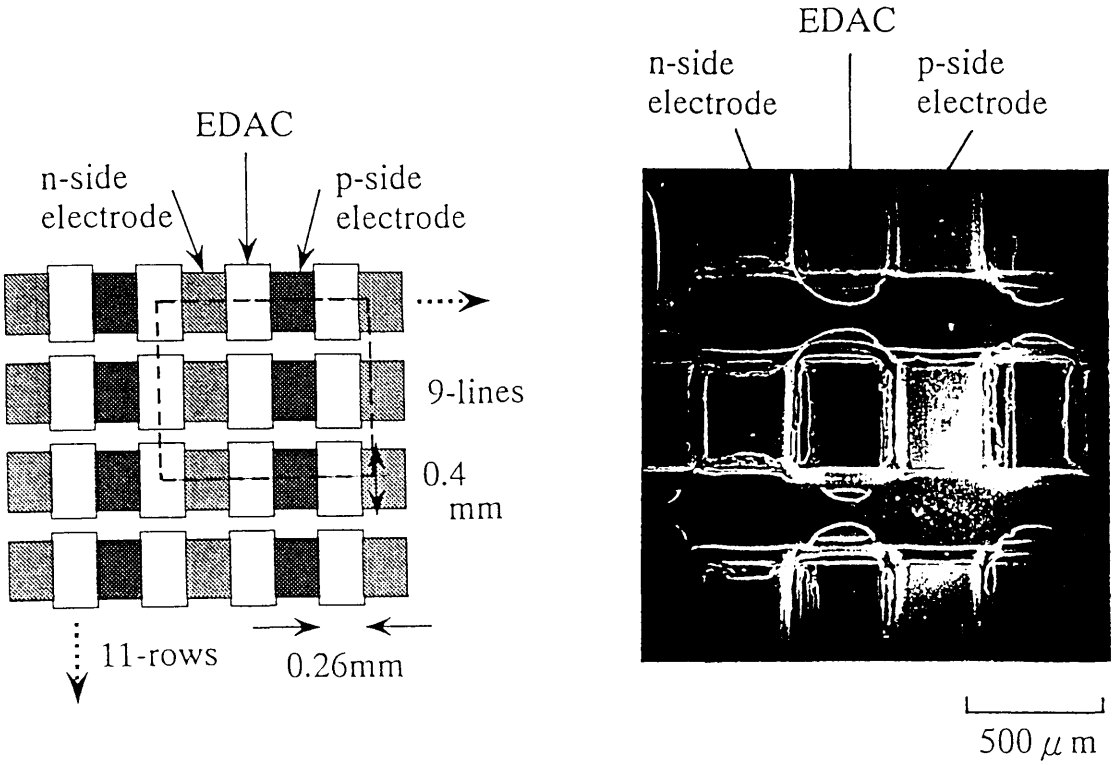


図 7.39: アレー状 EDAC の構成図と表面写真

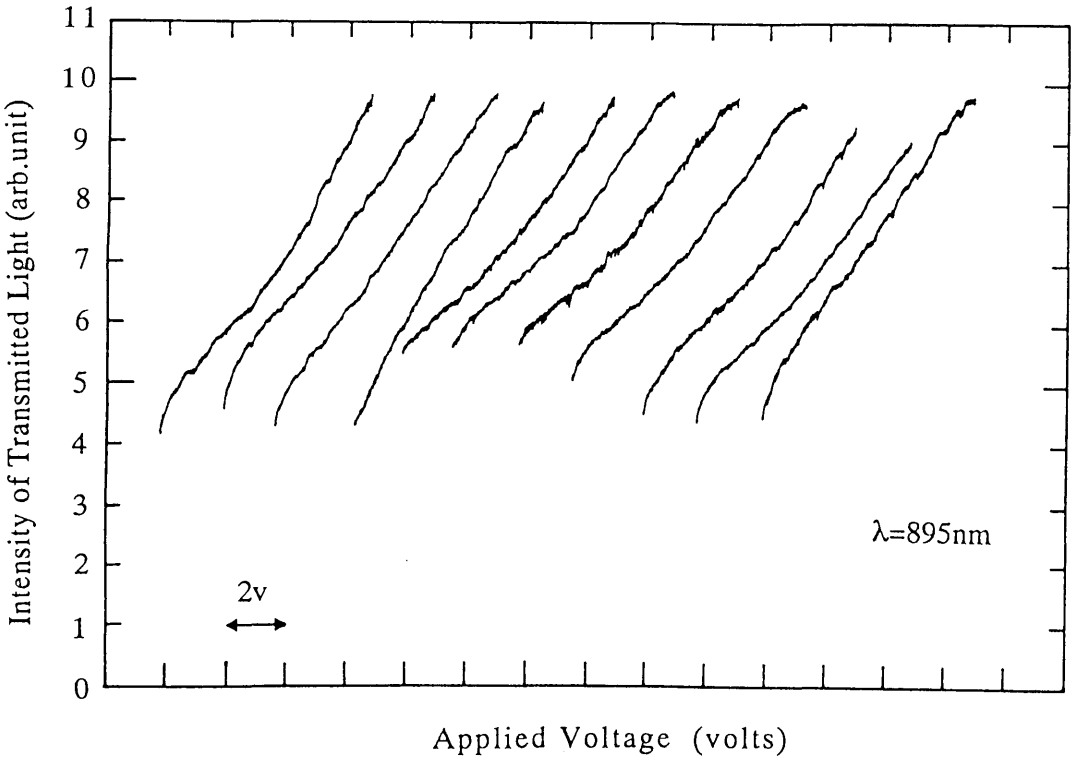


図 7.40: アレー状 EDAC の消光特性

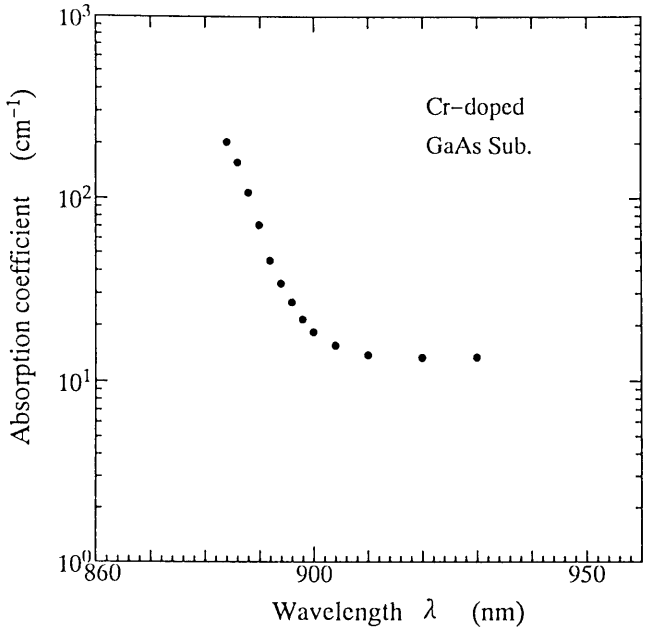


図 7.41: 実測した Cr-doped GaAs 基板の光吸収係数

7.2.2.4 挿入損失の改善

図 7.38から面型素子では波長 894nm で消光比約 61 %が確認できた。しかしながらこの時の挿入損失が 13.8dB である。13.8dB の挿入損失は入射した光強度の 4.2 % しか光が出射しないことになる。挿入損失の主な原因は、

- Cr-doped GaAs 基板中での光吸収損失、
- n^+-GaAs および p^+GaAs 層中での光吸収損失、
- 光の入出射端面での光反射損失

である。最も大きいのは基板での光吸収である。図 7.41には素子作製に使用した Cr-doped GaAs 基板の光吸収係数の実測値を示す。このデータから 894nm での GaAs 基板での損失が 7dB であることがわかる。また、GaAs 結晶の屈折率が約 3.6 であるので、光の入出射片端面での反射損が 1.7dB と推測できる。そして残りの 5.1dB が n^+-GaAs および p^+GaAs 層中での損失と見積もられる。これらの挿入損失は以下のようにして改善できる。

- GaAs 基板を取り除くか、バンドギャップの大きな AlGaAs 基板に変える。
- 電子を空乏化する領域以外の n^+-GaAs および p^+GaAs 層をすべて AlGaAs 層に変える。
- 光の入出射端面に無反射コーティング膜を形成する。

などである。挿入損失は **5.1.2** 節の図 5.10 で計算した値まで低減できる。

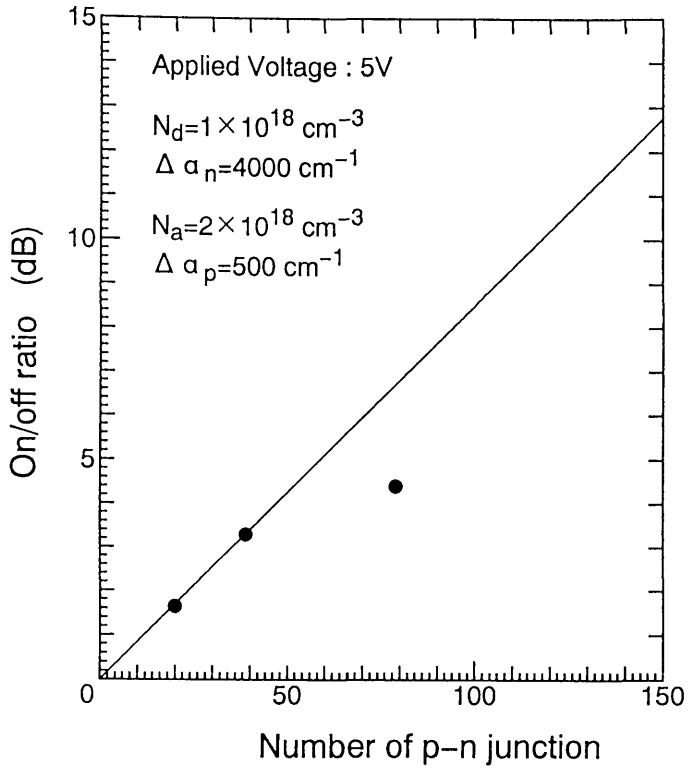


図 7.42: 消光比と pn 接合積層数との関係

7.2.2.5 消光特性の改善

図 7.32と同様の素子構造では、pn 接合数を増やすことで動作電圧を上げずに消光比を増加することができる。図 7.42には消光比と pn 接合積層数との関係を示した。図中の●印は本研究で作製した素子の消光比である。印加した電圧変化は 5V である。図中の実線は、算出計算による見積値である。図 7.42から 120 個程度の pn 接合数とすると 5V の電圧変化で 10dB 以上の消光比が 5V の電圧変化で得られると予想される。

7.2.3 電界効果型 EDAC

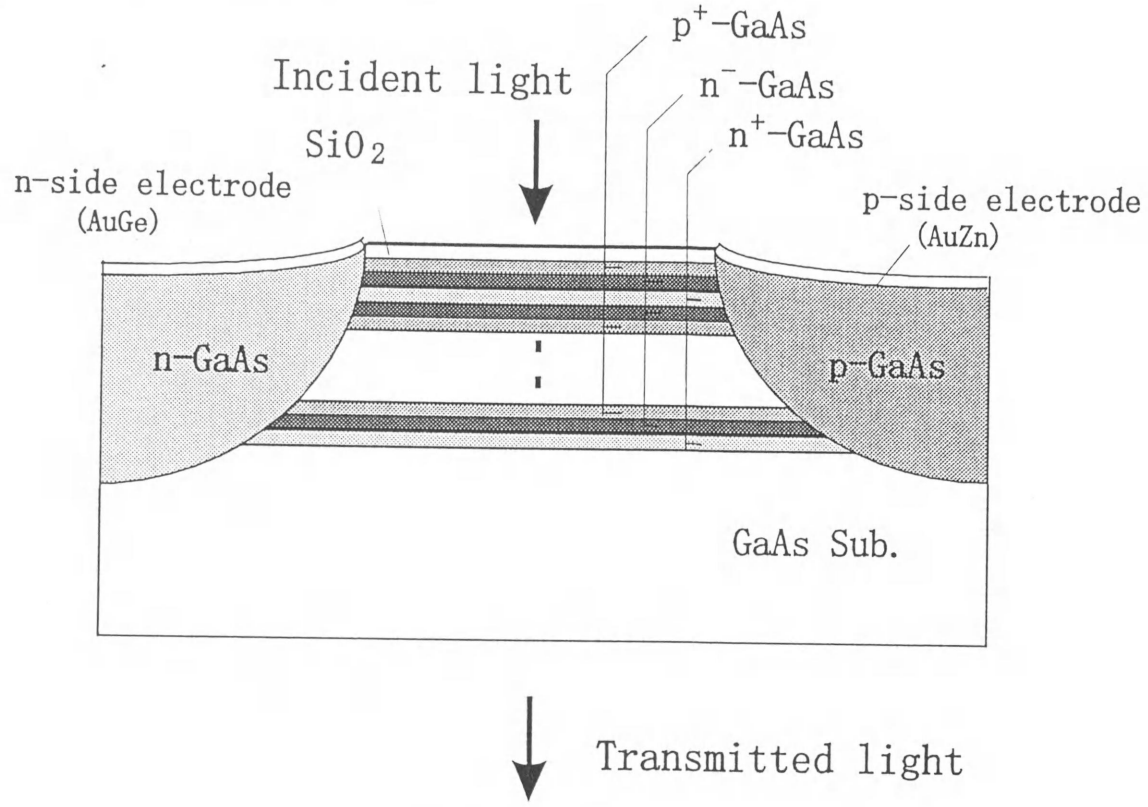


図 7.43: 電界効果型 EDAC の素子構造

7.2.3.1 素子構造

前節での電子数変化型 EDAC は、低電圧で動作が期待できる。しかしながら、高い不純物濃度としているので空乏層厚変化が数 nm と小さく、消光比 10dB を実現するには 100 個以上の pn 接合面が必要となり、素子作製が困難になる。そこで、少ない成長層で高い消光を可能とするため空乏層中の電界効果を利用した面型光変調器を新たに試作した。試作した素子構造は図 7.43のように p^+-n^--n^+-n^--p^+-n^- ……GaAs 多層接合で構成し、横方向から各 p^+-n^- 接合面に電圧印加する構造とした。光の透過と遮断は、n^-GaAs 層中の空乏層内部の電界強度や空乏層幅を制御して行う。p^+-n^--n^+接合に対し、逆方向電圧では n^-層内部の空乏層が伸びるとと同時に電界強度が強くなり光遮断、順方向では光透過となる。なお、素子作製行程は電子数変化型 EDAC と同様で、3 回の液相成長法を用いた。また、n^--GaAs 層の数は 19 層とした。

7.2.3.2 単体素子の特性

試作した素子の電圧－電流特性を図 7.44に示す。整流特性がみられ、ダイオード構造ができていることが確認できた。また、素子の逆方向耐圧は-6〜-7V 程度であった。n^--GaAs

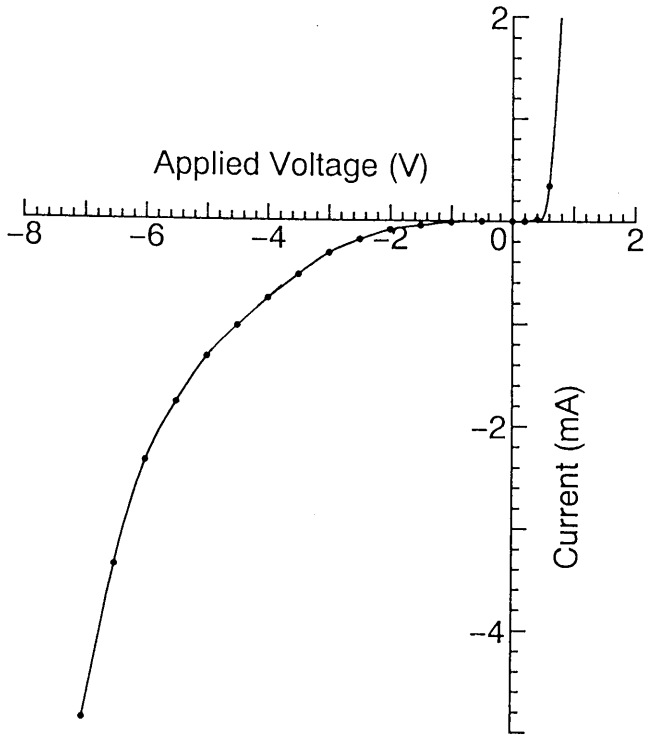


図 7.44: 電流－電圧特性

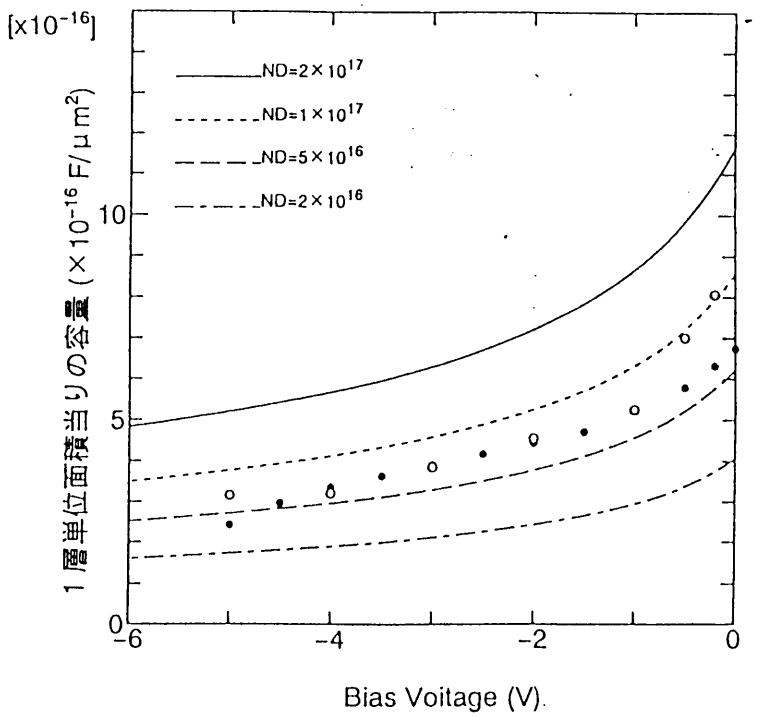


図 7.45: 単位面積当たりの静電容量

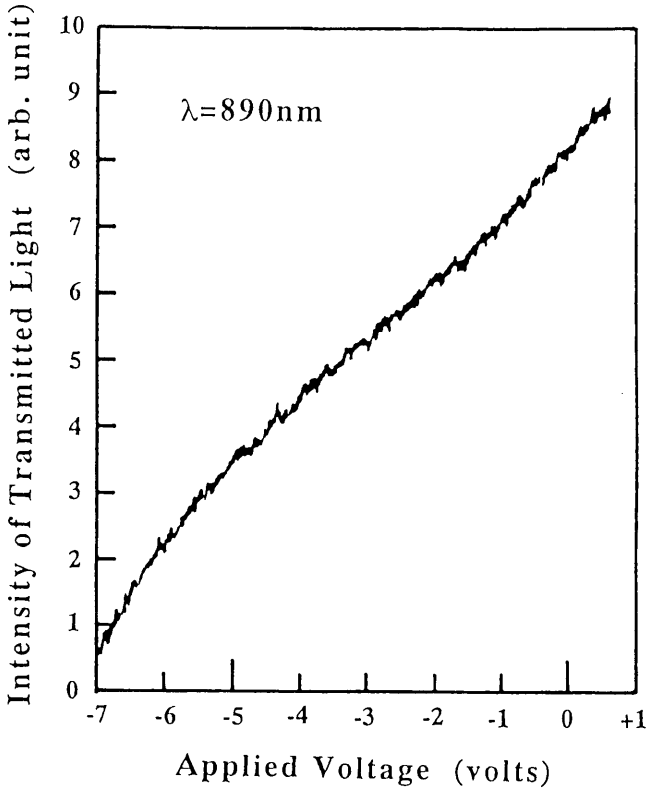


図 7.46: 電界効果型 EDAC の消光特性

層には不純物を添加していないため電子数変化型の耐圧-5V より幾分高くなったものの逆方向耐圧を-10V 以上にすることはできなかった。耐圧が低い理由は、2 回目及び 3 回目の埋め込み成長で成長する p-GaAs や n-GaAs 層の濃度が 10^{18}のオーダーと高くしたので、n^+-GaAs や p^+-GaAs 層との接合面の耐圧が低いためであると予想される。図 7.44より電圧印加範囲は+0.5V～-6V に設定した。

また、図 7.45には単位面積当たりに換算した素子容量と印加電圧の関係を示した。図中の●や○印が測定結果であり、図 7.45中の各曲線が計算による結果である。計算は p^+層濃度を $2\times10^{18}cm^{-3}$とし、n^-層の濃度をパラメータとして算出した。n^-層の濃度を $6\times10^{16}cm^{-3}$と仮定すると両者の値は一致することから、n^-層の濃度は $10^{16}cm^{-3}$のなかばと予測される。この濃度は、不純物を添加していない GaAs 成長層のホール測定の値 4×10^{16} cm^{-3}とほぼ一致した。

図 7.46には波長 890nm における素子の消光特性を示す。7.5V の電圧変化で約 90 %の消光が確認できた。また、図 7.47には+0.5V～-6V へ電圧変化した時の消光比および挿入損失の波長依存性をそれぞれ●印、○印を用いて示した。波長 890nm では 80 %の消光が観測され、挿入損失は約 8dB であった。ここで、図 7.38の電子数変化型素子の挿入損失よりも図 7.47の損失が減少しているのは基板厚を 80μm まで薄くしたためである。

次に図 7.46の消光の動作原理について確認するため、4 章の式 (4.27) を使って電界効果による消光の印加電圧依存性を計算してみた。図 7.48にその結果を示す。図 7.48中の●印

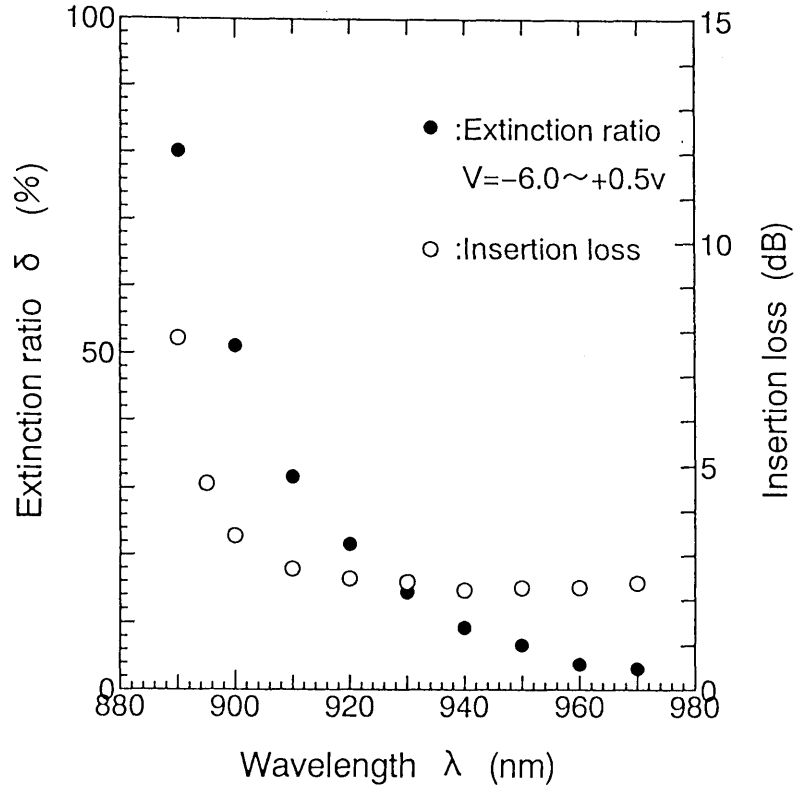


図 7.47: 消光比と素入損失の波長特性

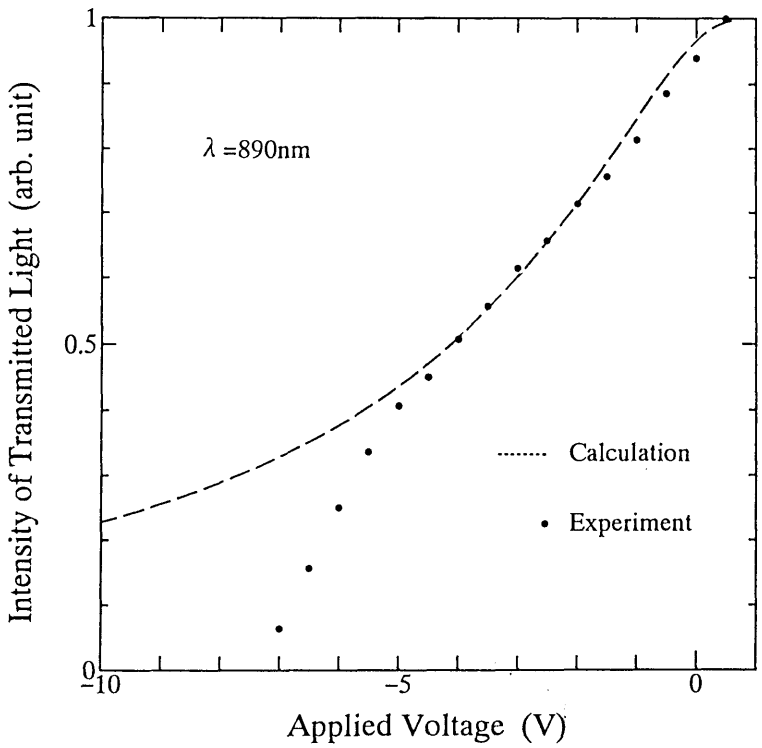


図 7.48: 消光特性の実験値と理論計算の比較

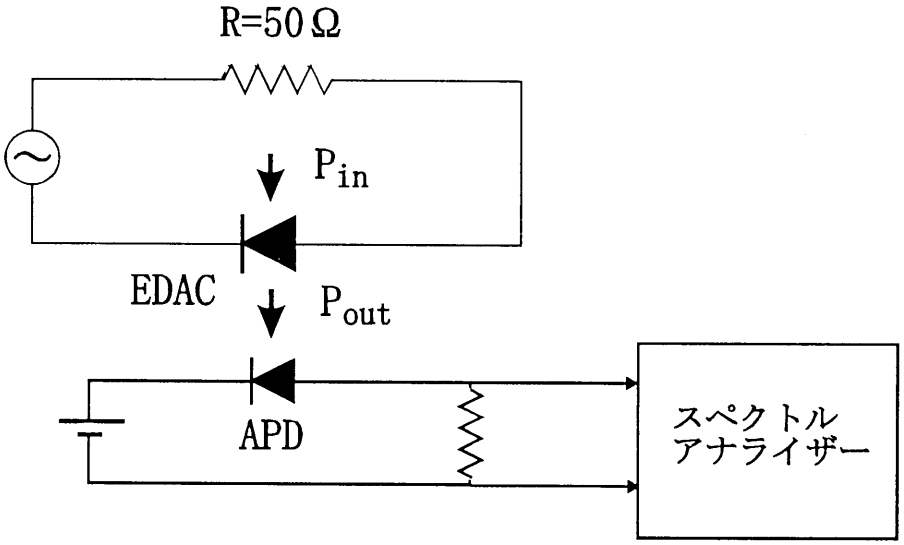


図 7.49: 周波数特性の測定系

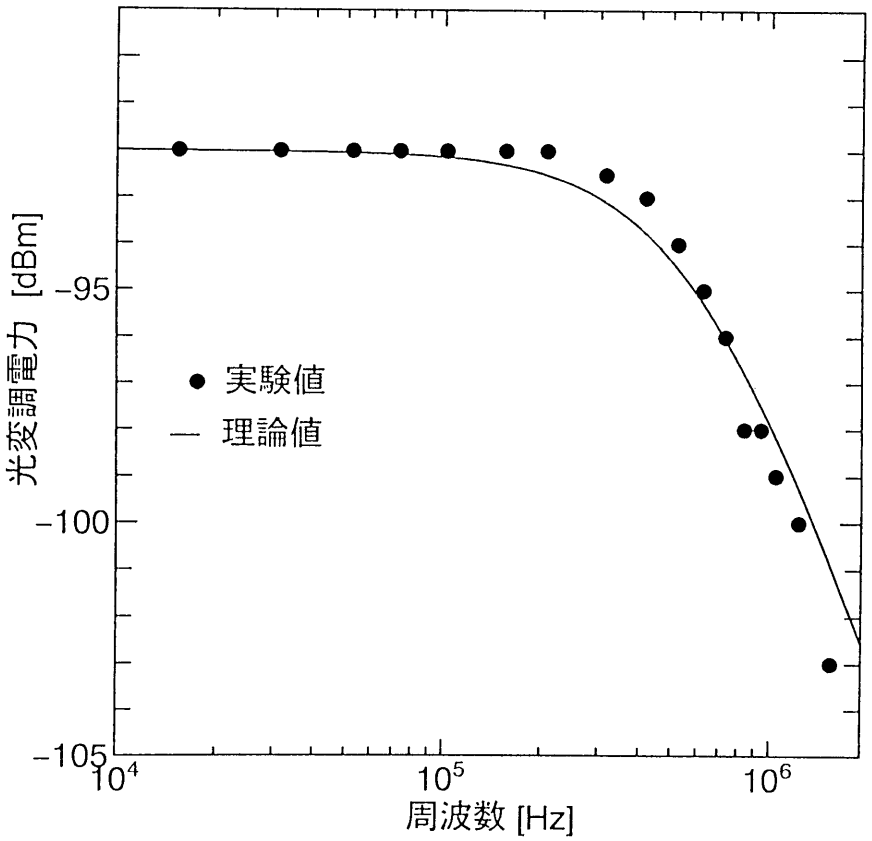


図 7.50: 光変調電力の周波数応答特性

は図 7.46の実験値で、波線が理論値であり電界効果による消光量である。-5V までは電界効果により消光していると確認できるが、-5V〜-7V の領域では他の理由により消光が生じている。図 7.44の電流ー電圧特性では-5V〜-7V では電流が急増しているので、電流増加による素子の温度上昇で GaAs の E_g値が長波長側へ移動して光吸収が増加したと考えられる。

素子の動作速度は図 7.49に示す測定系で測定した。EDAC 素子に直列に 50Ωの抵抗を接続し、交流電圧を印加した。一定強度の光を入射すると、出射した光強度が変調を受けているので、APD 光検出器で光強度を検出し、スペクトルアナライザでその光変調電力を読みとった。

図 7.50には光変調電力の周波数応答特性を示す。●印が実測値であり、実線は実測した素子容量 C と挿入抵抗 50Ωを仮定して求めた理論値（$f_r=1/2\pi CR$）である。動作速度 f_rは約 750KHz であることがわかる。

7.2.3.3 アレー状光変調器

電界効果型においてもアレー状光変調器の試作を行った。電界効果型では GaAs 基板を Si-doped の n 型基板 (100) を用いて行った。光変調画素は n-GaAs 基板上に $p^+n^-n^+$:GaAs 基本構造を 19 個積層した構造（図 7.43) で構成した。光変調画素を縦 6×横 6 個、2 次元配列してアレー状光変調器を試作した。作製した変調器の表面写真を図 7.51に示す。画素となる光入射窓の寸法は約 1×0.7mm^2、変調器全体の大きさは約 8×10mm^2である。図 7.52には各画素の消光特性を示す。36 個の画素のうち 30 画素において、6.5V の電圧変化で約 70 %の消光が得られた。しかしながら単体素子と同様に-5V 付近から電流が増加し始め、熱による消光も含まれている。

この光変調器も画素への電気配線が施されていない。そこで黒色に消去したい画素のみワイヤボンダーで空中配線して「K」という文字画像を出力させてみた。文字出力に用いた光学系を図 7.53に示す。タングステンーハロゲンランプからの光を分光器で選択し波長 890nm 近傍の光のみを取り出した。分光器から出射した光をシリンドリカルレンズで平行ビームに修正し、アレー状 EDAC に入射した。出射光を CCD カメラで検出してテレビ画像として観測した。図 7.54(a)(b) にテレビ画像を示す。図 7.54(a) は電圧を加えていない時の画像ですべての画素が白く見えている。ここで、白く見える領域が図 7.51 の光入射窓に対応する。図 7.54(b) はいくつかの画素に-7V の電圧を加えたときの画像である。電圧を印加した画素が黒くなり、「K」と言う文字が描き出されているのがわかる。文字画像のコントラストをつけるため、印加電圧を-7V とした。この電圧領域では熱による消光の影響もある。このため図 7.54(b) で白く見える画素でも (a) の同じ画素に比べ若干黒くなってしまった。

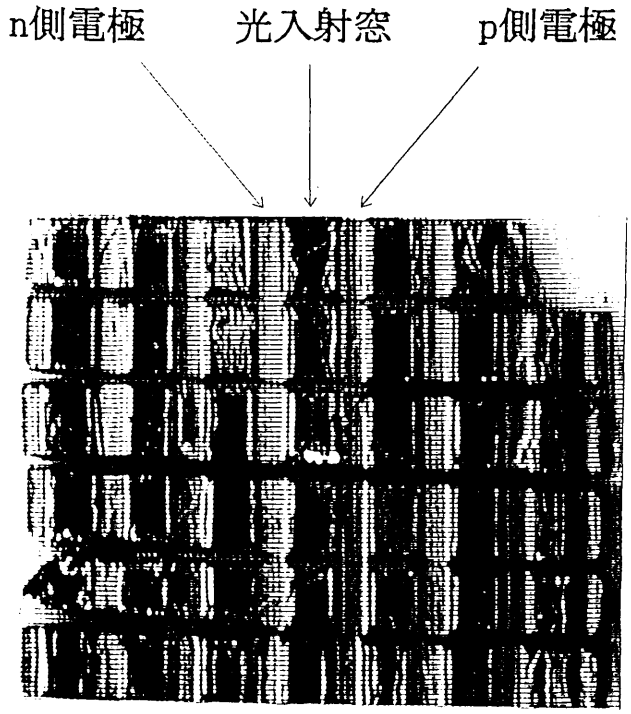


図 7.51: アレー状光変調器の表面写真

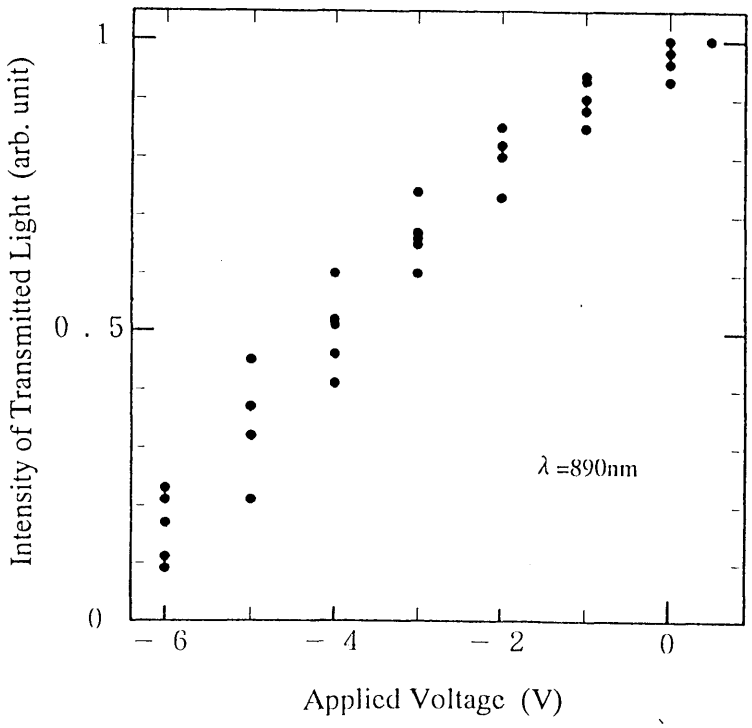


図 7.52: 消光特性

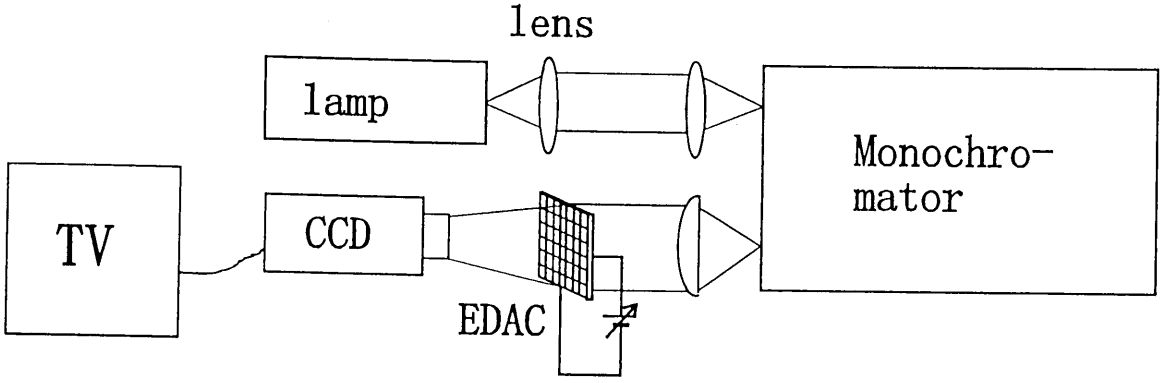
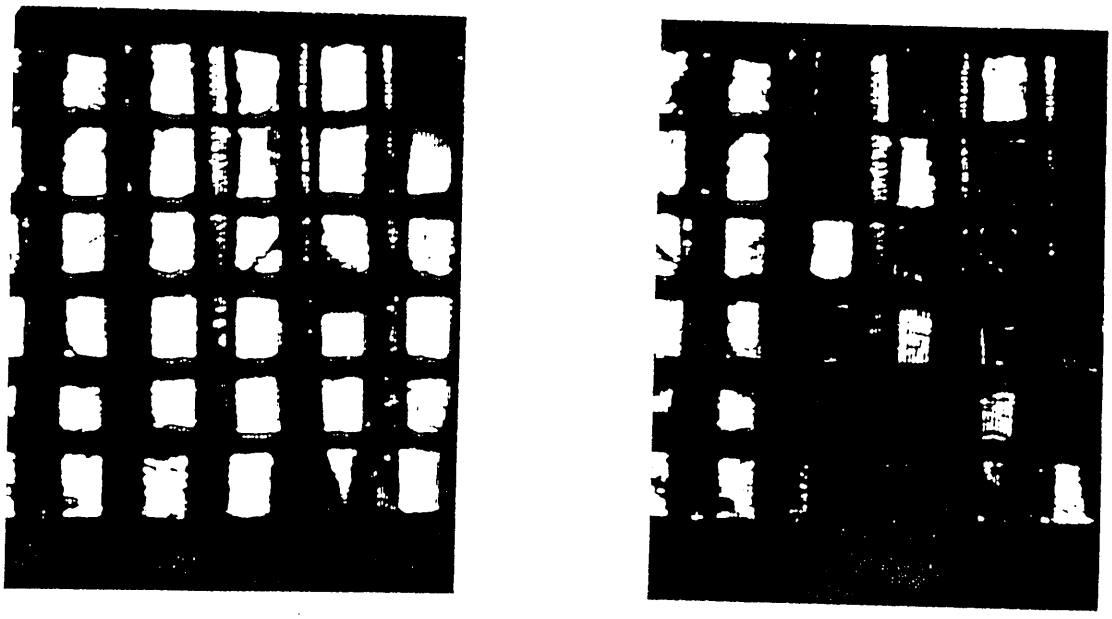


図 7.53: 測定系



(a) 無電圧時のＴＶ映像　　(b) 電圧印加時の映像 (V=−7V)

図 7.54: 「K」という文字を出力したテレビ画像の写真

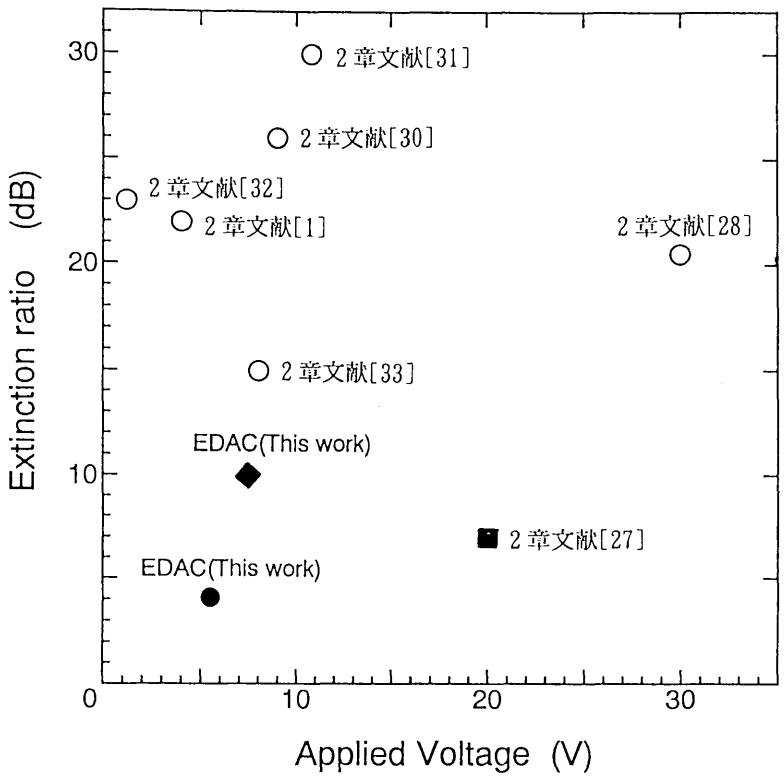


図 7.55: 他の面型素子との特性比較

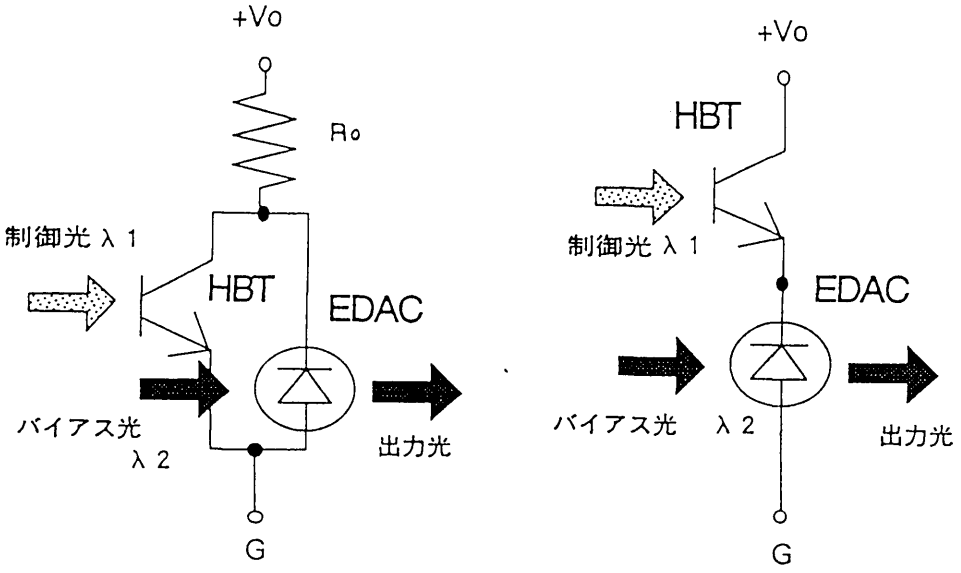
7.2.4 他の面型素子との特性比較

図 7.55にはこれまで他の研究機関で開発されてきた面型素子の消光特性と動作電圧との関係を示す。面型素子は、入力光と出力光の配置関係から反射型と透過型構造に分類される。図 7.55中ではそれぞれ白抜き印と黒色印で区別した。また、各素子の動作メカニズムの違いを異なる記号を用いて表した。本研究で開発した素子特性を●印 (電子数変化型 EDAC) と◆印 (電界効果型 EDAC) で示した。他の研究機関で開発されてきた面型素子の動作原理は、量子井戸中に電界を印加する QCSE 効果を利用したものがほとんどである。QCSE 効果は光吸収や屈折率の変化量が大きいが、多数の量子井戸に高い電界を印加する必要があり、駆動電圧は数十 V と高くなってしまう。低い電圧で高い消光比を実現している素子は、光共振器構造を付加した反射型のみであり、透過型では高い動作電圧が必要である。また、波長幅や使用温度幅が狭くなる。なお、低い動作電圧の透過型の素子は開発されていない。

これに対し、本研究で開発した素子は 10V 以下の電圧で動作する透過型素子である。消光比と動作速度などの改善が必要ではあるが、低い動作電圧で動作する透過型素子の開発が今後一層重要になるであろう。

7.2.5 光入力制御型光変調器

7.2.5.1 変調器の回路構成と動作



（a）並列型　　（b）直列型

図 7.56: EDAC と HPT による回路構成

波長λ_1の光制御信号 P_1で異なる波長λ_2のバイアス光 P_2を制御する光入力制御型光変調器の開発を行った。その第一段階として、ヘテロ接合フォトトランジスタ (以下 HPT と略す) を光検出器として 利用し、面型 EDAC と電気的に接続して光入力制御型の実現を試みた。回路としては 2 種類が構成が可能で、図 7.56(a) と (b) に示す。図 7.56(a) と (b) は EDAC と HPT をそれぞれ並列、直列に接続した回路構成である。両回路とも HPT に入射する制御光強度 P_1を調整すると、EDAC から出射してくるバイアス光 P_2の光強度が制御できる。図 7.56(a) の並列回路の動作は以下のようになる。HPT のコレクターエミッタ間は制御光 1 を入射しないとき電気的に「解放」として働くので、EDAC は逆方向電圧が印加され、バイアス光 2 は「遮断」する。一方、制御光 1 を入射したとき HPT は電気的に「短絡」するので、EDAC へは電圧が印加されず、バイアス光 2 は「透過」する。つまり、HPT に制御光を入射した場合を"1"、入射しない場合を"0"、EDAC からバイアス光が透過する場合を"1"、遮断する場合を"0"とすると、制御光と出力光の関係は表 7.1(a) のよ うな光論理を構成できる。図 7.56(b) の直列回路では表 7.1(b) の光論理が構成できる。なお、図 7.56中の一個の HPT を 2 個直列または並列接続した HPT's で置き換えることにより、"and"、"or" など光論理演算に必要な回路が構成可能である。

表 7.1: 論理演算

(a) 並列型回路		(b) 直列型回路	
制御光	出力光	制御光	出力光
0	0	0	1
1	1	1	0

7.2.5.2 ヘテロ接合フォトトランジスタ

フォトトランジスタは、バイポーラトランジスタのベース電流の働きをベース領域で発生する光電流で置き換えた光検出器である。トランジスタのベース領域に光を照射すると、ベース領域の電位が変化し光電流を増幅して取り出すことができる。また、フォトトランジスタのエミッタのバンドギャップをベース領域より大きくしてヘテロ構造とし、ワイドギャップ側のエミッタ領域への少数キャリヤの注入を押さえているのが、ヘテロ接合フォトトランジスタである。例えば、npn 構造の場合 p 形ベース領域に光を照射するとベース領域で光吸収され、伝導帯側に電子が、価電子側には正孔がそれぞれ発生する。このうち電子はコレクタ側に拡散していき、ベース領域には正孔が留まることになり、ベース領域の電位が＋となる。このため、エミッターベース間の障壁が下がり、エミッタ側からの電子がベース領域に注入されてトランジスタ動作を行い光電流が増幅される。

図 7.57には作製した HPT の構造図を示す。上側から入射した光は電極層およびエミッタ層を透過してベース領域で光吸収できるように Al 組成 x をそれぞれ 0.2 および 0.4 とした。また、効率よくトランジスタ動作させるためベース領域の幅は電子の拡散長よりも十分短く 0.5〜1μm に設定した。n 形 GaAs 基板 (100) 上に n:GaAs コレクタ層 ($5\times10^{16}cm^{-3}$、$4\mu m$)、p:GaAs ベース層 ($1\times10^{17}cm^{-3}$、$0.5\sim1\mu m$)、n:$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ エミッタ層 ($2\times10^{17}cm^{-3}$、$2\mu m$)、n^+:$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 電極層 ($1\times10^{18}cm^{-3}$、$0.7\mu m$) を順次、積層した。SiO_2膜、電極膜を形成したあと、化学エッチングして図 7.57の構造素子とした。試作した素子の表面写真を図 7.58に示す。写真でリング状に白く見える部分がエミッタ側電極であり、その内部の黒く見える円形内部が光入射用の窓である。

図 7.59には作製した HPT のコレクターエミッタ電圧 V_{CE}とコレクタ電流 I_Cの光入力依存性を示す。波長 842nm の光の強度 P_{in}を増加するとともに、コレクタ電流 I_Cの増加が観測できた。今、光電流増幅利得 G を次式のように定義する。

$$\begin{aligned} G &= \frac{\text{単位時間当たりに素子に流れる電子の数}}{\text{光電力 } P_{in}\text{によって発生する電子の数}} \\ &= \frac{I_C/e}{P_{in}/\hbar\omega} \end{aligned} \tag{7.12}$$

G 値で素子特性の評価を行うと、図 7.59の A の動作点において光電流利得の値 G は約 60 であり、 高利得で光電流が増幅されていることが確認できた。

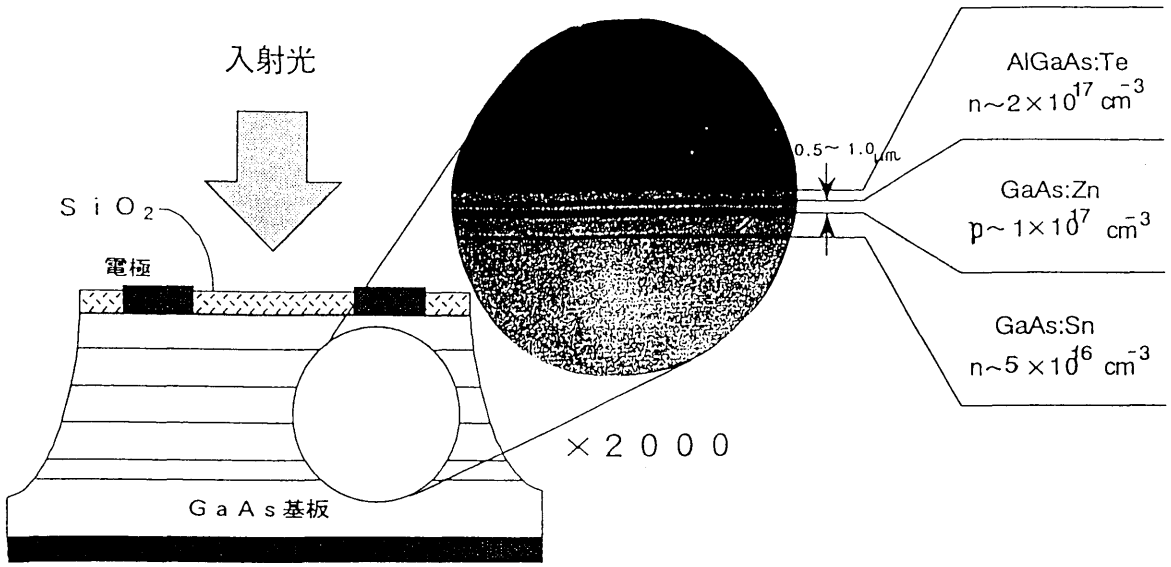


図 7.57: ヘテロバイポーラトランジスタの素子構造

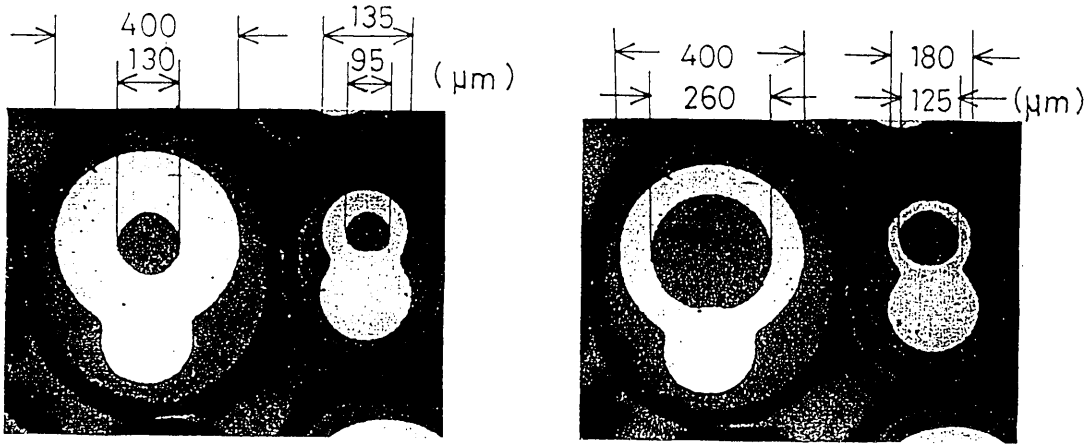


図 7.58: ヘテロバイポーラトランジスタの表面写真

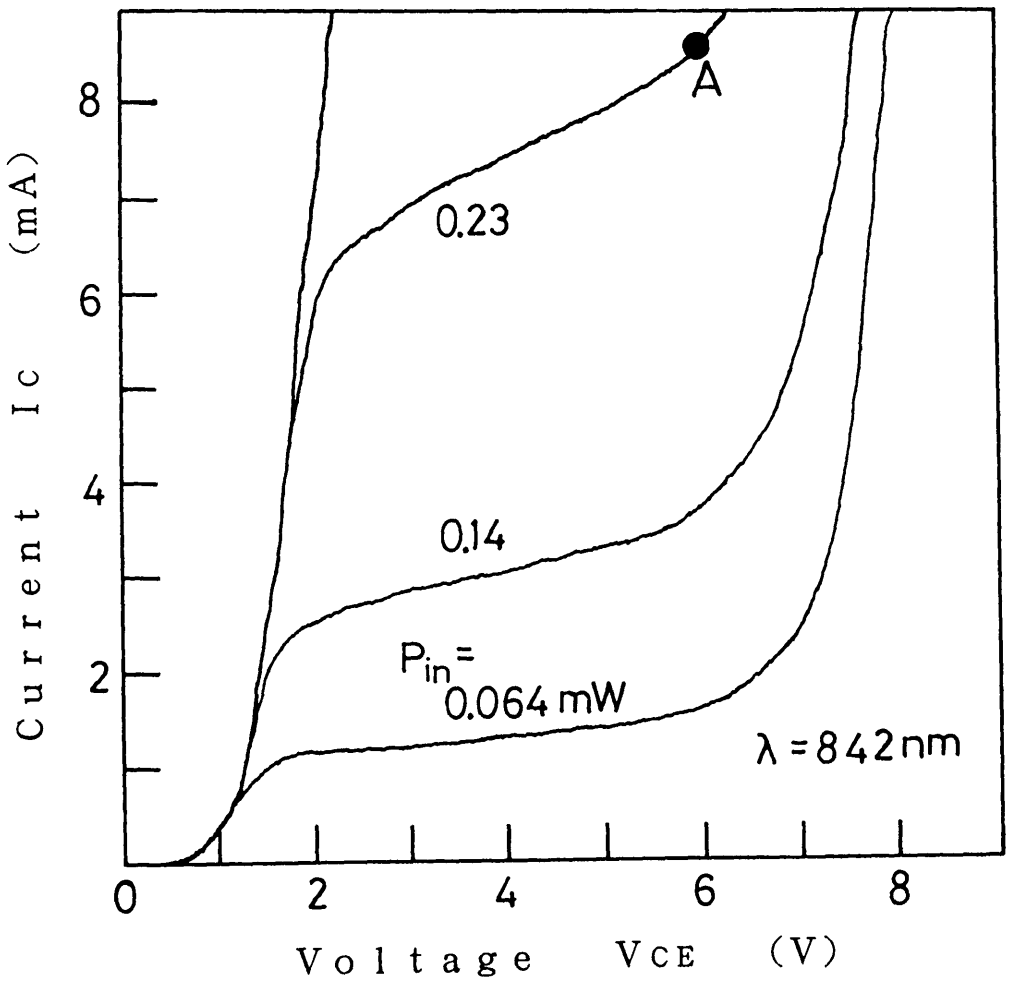


図 7.59: HPT のコレクターエミッタ電圧 V_{CE} とコレクタ電流 I_C の光入力依存性

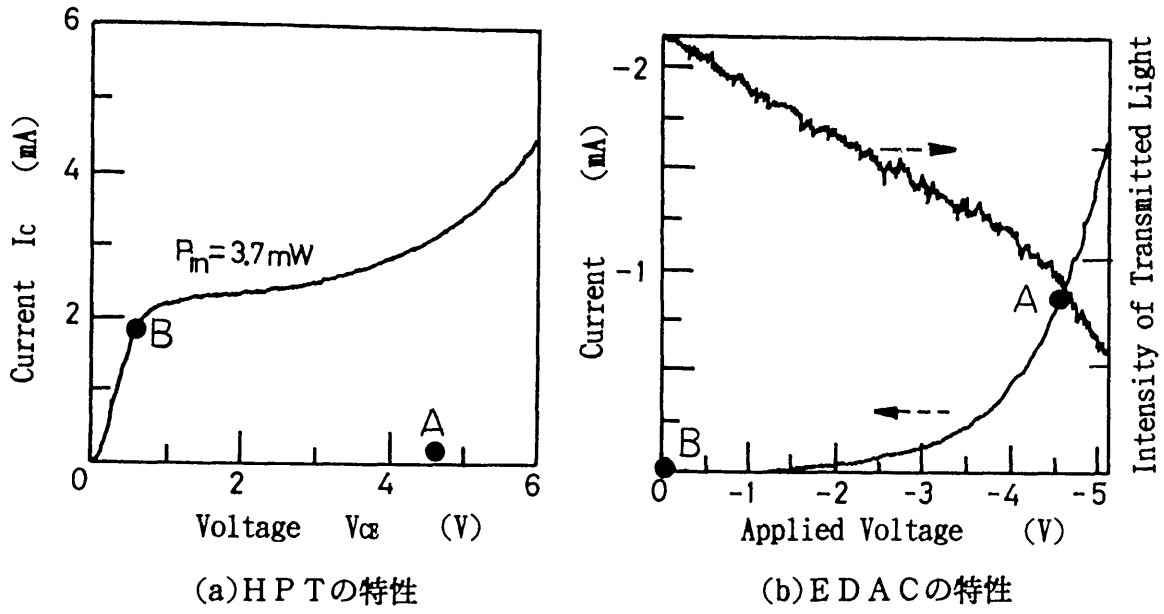


図 7.60: 並列回路での動作点

7.2.5.3 光入力制御特性

7.2.5.3.1 並列回路 HPT と EDAC を並列に接続した光入力制御形光変調器を構成して入出力光特性の測定した。実験で使用した HPT および EDAC 素子の特性はそれぞれ図 7.60(a)(b) であり、電源電圧 V_0および負荷抵抗 R_0の値は両図の負荷特性から決定した。バイアス光が「遮断」状態を図 7.60(a) と (b) の動作点 A、「透過」状態を動作点 B に設定すると、

$$V_0 = 21V \quad R_0 = 11K\Omega \tag{7.13}$$

となる。図 7.61の回路構成で、制御光 1 として波長 880nm の光を HPT に入射し、バイアス光 2 として波長 895nm の光を EDAC に入射して出力光強度 2 を測定した。図 7.62に制御光強度 1 と出力光強度 2 の特性を示す。制御光 1 の強度 3mW で出力光 2 の強度が 2 倍程度増加した。以上のように制御光の光強度を調整してバイアス光の強度を制御できることが確認できた。

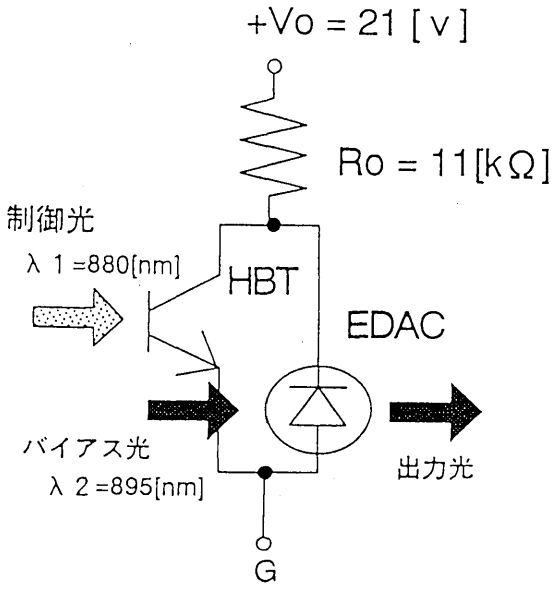


図 7.61: 並列型の接続回路

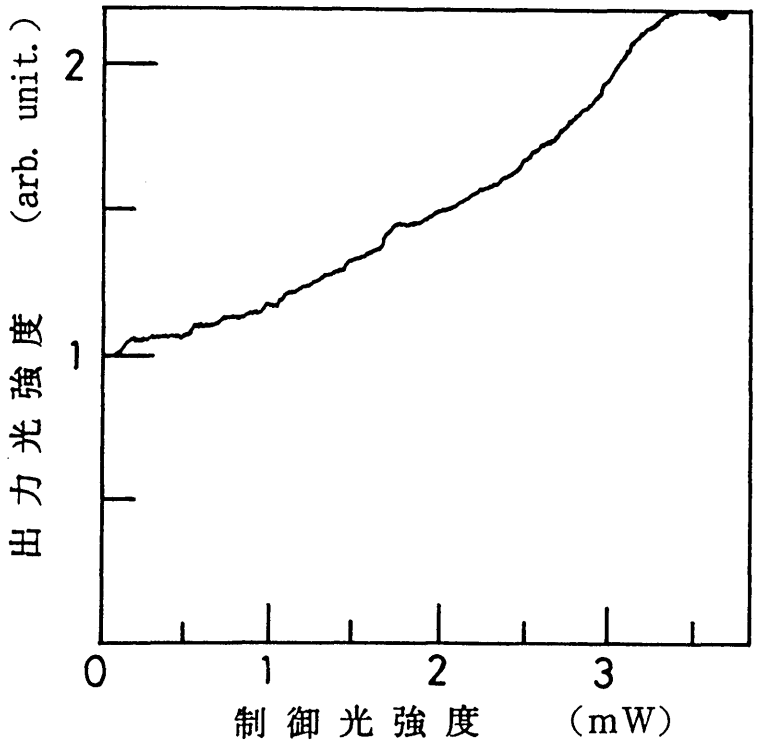
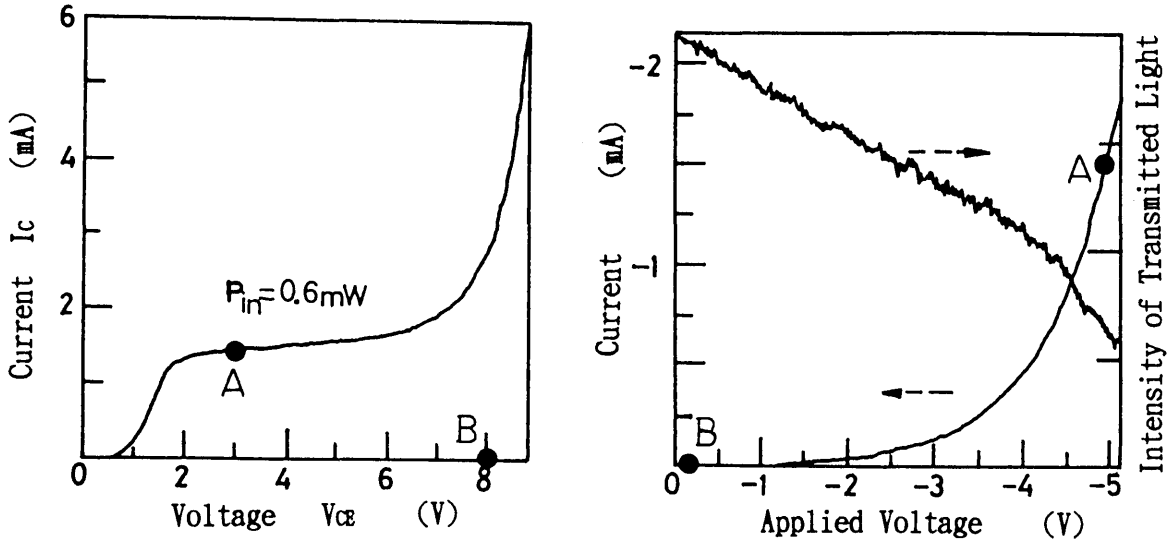


図 7.62: 並列回路での制御光－出力光特性



(a)ＨＰＴの特性　　(b)ＥＤＡＣの特性

図 7.63: 直列回路での動作点

7.2.5.3.2　直列回路　HPT と EDAC を直列に接続した光入力制御形光変調器を構成して入出力光特性の測定した。実験で使用した HPT および EDAC 素子の特性はそれぞれ図 7.63(a)(b) であり、電源電圧 V_0および負荷抵抗 R_0の値は両図の負荷特性から決定した。バイアス光が「遮断」状態を図 7.63(a) と (b) の動作点 A、「透過」状態を動作点 B に設定すると、

$$V_0 = 8V \quad R_0 = 10\Omega \tag{7.14}$$

となる。図 7.64の回路構成で、制御光 1 として波長 842nm の光を HPT に入射し、バイアス光 2 として波長 895nm の光を EDAC に入射して出力光強度 2 を測定した。図 7.65に制御光強度 1 と出力光強度 2 の特性を示す。0.6mW の制御光 1 で出力光強度は 1/4 まで減少した。並列形とは逆に制御光 1 の強度が強くなるにしたがい出力光 2 の強度が弱くなり、直列形でも光入力制御できることが確認できた。

7.2.5.4　今後の課題

光入力制御形光変調器を作製し、光入出力特性が確認できた。しかしながら、ヘテロ接合フォトトランジスタは電流制御型であり、電力消費量が多い。さらに、ベース領域に蓄積させたキャリヤを取り除くのに時間がかかるため、動作速度が遅い。以上の理由から電圧制御型の FET タイプの光検出器を面型 EDAC に集積化した光論理素子の 開発が今後の課題となる。

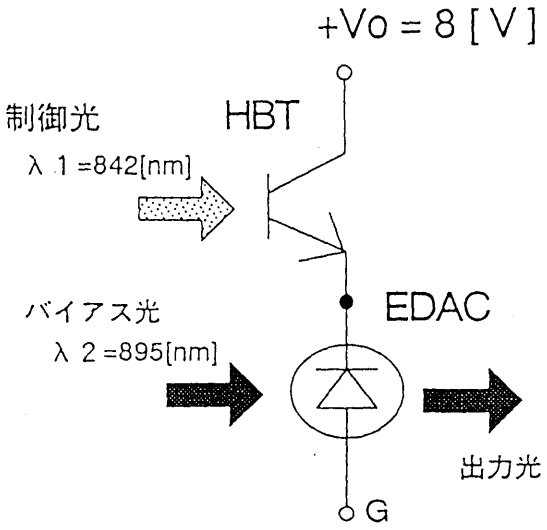


図 7.64: 直列型の接続回路

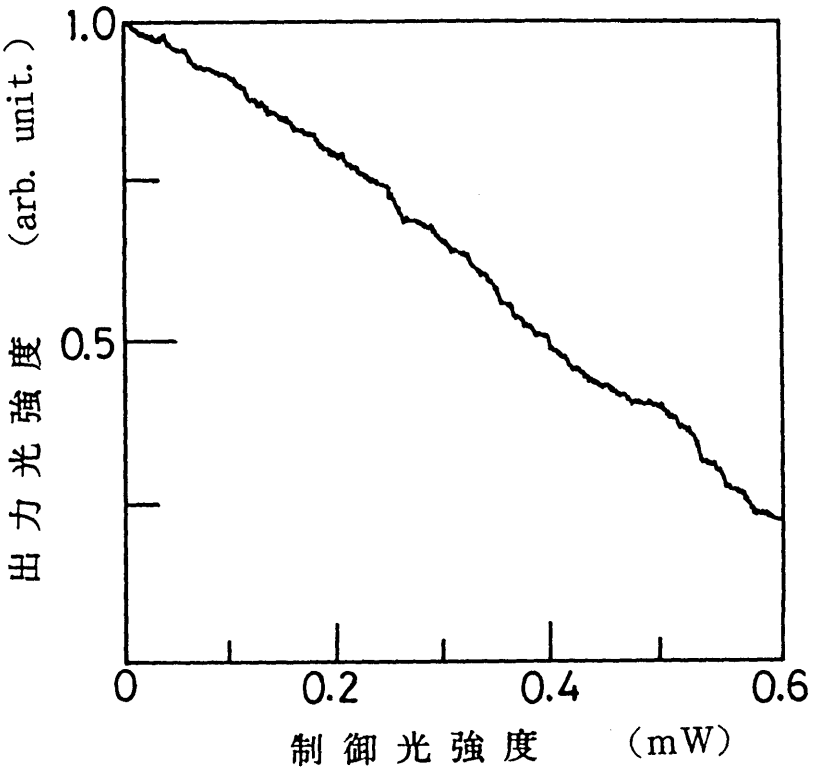


図 7.65: 直列回路での制御光－出力光特性

表 7.2: 実現した半導体光変調器の特性

型	用途	変調	構造	消光比および性能	挿入損	速度
導波路	光通信用	強度	平板型	35dB(電圧変化：5V)	21dB	−
			メサ型	10dB(5V)	−	4.6GHz
		位相	平板型	136 度の光位相変化 (5V)	28.2dB	−
面型	並列情報処理用	電子数変化	単体	4.1dB(5.5V)	13.8dB	700KHz
			アレー	99 素子 (11 行 9 列) の 2 次元配列	−	−
		電界効果	単体	10dB(7.5V)	8dB	1.5MHz
			アレー	36 素子 (6 行 6 列) の 2 次元配列 「K」という文字の表示	−	750KHz
		光－光制御	並列回路	3mW の制御光で出力光が 2 倍に増加	−	−
			直列回路	0.6mW の制御光で出力光が 1/4 に減少	−	−

7.3 まとめ

本論文で提案した「電子を空乏化することによって光吸収が増加する」という動作原理を用いて導波路型と面型構造の半導体光変調器を試作し、その優位性を実証することができた。導波路型は光通信用であり、面型は光並列情報処理用である。本研究で実現した各光変調器の性能や特性を表 7.2にまとめた。

導波路型では、5V の電圧変化で 35dB という大きな消光比が得られた。導波路型の課題としては、素子動作の速度化が上げられよう。**7.1.5.4** 節で述べたように図 7.26 の素子構造により 40GHz の高速化が期待できる。実際の素子作製においては、数十 nm の膜厚制御が必要となり、MBE や MO-CVD 等の薄膜成長技術が必要となる。

一方、面型では 7.5V の電圧変化で 10dB の消光が実現できた。面型は並列情報処理用で今後素子開発の重要性がますであろう。面型変調器の課題としては、

1. 消光比の向上
2. 挿入損失の低減
3. 画素の集積度の向上 (1000×1000)

などが上げられる。1. と 2. の解決法は論文中で述べた。光並列情報処理に必要な画素数は 1000×1000 とも言われており、3. の課題を実現するのが最も大きな問題である。MBE や MO-CVD による薄膜成長技術の導入はもちろんのこと、不純物拡散やイオン打ち込みなどによる n 型や p 型層の形成技術、微細加工技術などが必要となろう。また、各画素への電気配線をどのように行うか等も解決しなければならない問題である。透明電極の使用や光による配線などさまざまなアイデアが必要である。

半導体レーザ、光変調器、光検出器などの光デバイスや光機能デバイス、それらを集積化した多機能の並列処理用光 IC などは 21 世紀での光エレクトロニクスを支える基盤デバイスとしてますます重要になるであろう。

参考文献

[1] 野田和裕: 修士論文 “半導体光スイッチに関する研究”, 金沢大学大学院工学研究科電気・情報工学専攻、平成 3 年 1 月 31 日提出.

[2] 佐藤友祐: 修士論文 “半導体光変調器の研究”, 金沢大学大学院工学研究科電気・情報工学専攻、平成 6 年 1 月 31 日提出.

[3] ザヒラム　アラム、山田実、桑村有司：“電子空乏化による吸収変化を用いた導波路型光変調器の設計”, 文部省科学研究費・重点領域研究「超高速・超並列光エレクトロニクス」研究会講演資料集、vol.1, No.2, （第 II 班：基礎光デバイスの高機能化）pp.36-39 (1991)

謝辞

昭和６２年に金沢大学工学部に赴任して以来、終始懇切なる御指導・御鞭撻を賜った金沢大学工学部山田実教授に感謝いたします。先生には、難解な物理現象を単純明快に表現して頂き、学問以外にも様々な哲学、人生観について学ばせていただきました。

本研究を推進するにあたり、実験装置や測定装置などを快くお借しいただきました鈴木正國教授、畑朋延教授、北川章夫助教授、機械工作による持具作製など数多くの援助を賜りました柿本芳雄技官、数々の発表会や研究会において有益な御討論を賜りました井田良雄金沢大学名誉教授、故林健一教授、飯山助教授に感謝申し上げます。

修士での研究テーマとして本研究に御協力頂きました川端努氏、野田和裕氏、佐藤友祐氏、清水真氏、Syed Moniruzzaman 氏、橋本晋氏、岡本信治氏、寺本誠氏および卒業研究のテーマとしてご協力頂きました各位に対して、心から御礼申し上げます。
また、須原理彦氏を初めとする山田実研究室卒業、修了生の方々には在学中さまざまな討論や議論をしていただき、数々のことを学ばせて頂きました。感謝いたします。

また、日頃より多くの御指導・御協力を頂く金沢大学工学部電気・情報工学科の教職員の皆様に心から感謝するとともに御礼申し上げます。

毎年、夏の合宿にて有益なアドバイスや御討論を頂いていている末松安晴東京工業大学名誉教授および同研究室出身の諸先生方に御礼申し上げます。

本研究は、文部省科学研究費、東レ助成金、別川基金の補助を受けて行われました。関係各位の方々に御礼申し上げます。

私が徳島大学に在学中、学問のおもしろさを教えて頂いて以来、公私にわたり多くの御指導・御鞭撻を頂きました福井萬寿夫徳島大学教授に心より感謝申し上げます。

最後に、研究を陰から支え、常に見守ってくれている妻馨に感謝して本論文の終わりとします。

参考論文

(1) M. Yamada, K. Noda, Y. Kuwamura, H. Nakanishi and K. Imai "Semiconductor Optical Modulator by Using Electron Depleting Absorption Control", IEICE Trans. Electron. Vol. E75-C, No. 9, pp. 1063-1070, Sept. 1992.

(2) Y. Kuwamura, M. Yamada and M. Suzumi "Panel-Type Semiconductor Optical Modulator Using Electron Depleting Absorption Control", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 32, Part 1, No. 1B, pp. 578-582, Jan. 1993.

(3) 山田実、桑村有司、"光スイッチの物理－半導体物性を中心に－", 光学 第24巻, 第6号, pp. 312-317, 1995年6月.

(4) 桑村有司、山田実、橋本晋、"電子空乏化を用いた半導体光変調器の動作機構解析", 電子情報通信学会論文誌 C-I, Vol. J78-C-I, No. 12, pp. 616-625, 1995年12月.
Yuji Kuwamura, Minoru Yamada and Susumu Hashimoto "Analysis of Opetaring Mechanism in Semiconductor Optical Modulator with Electron-Depleting Absorption Control", Electronics and Communications in Japan, Part 2, Vol. 79, No. 5, pp. 12-23, 1996.

(5) Y. Kuwamura and M. Yamada "Analysis of Modified Franz-Keldysh Effect under Influence of Electronic Intraband Relaxation Phenomena", Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 35, Part 1, No. 12A, pp6117-6125, Dec. 1996.

国際会議

(1) M. Yamada, K. Noda, H. Nakanish, Y. Kuwamura and T. Kawabata "Semiconductor Optical Switch utilizing Optical Absorption in Depletion Layer", Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, pp. 158-189, May 12-17, 1991.

(2) Y. Kuwamura, M. Yamada and M. Suzumi "A Panel-Type Semiconductor Optical Modulator by Using Electron Depleting Absorption Control", 1992 International Conference on Solid State Devices and Materials, Tukuba, pp. 223-225, Aug. 26-28, 1992.

(3) Y. Kuwamura, M. Yamada and M. Shimizu "Operating Mechanisms in a Semiconductor Modulator Based on Electron Depleting Absorption Control", Conference on Lasers and Electro-Optics, Anaheim, p. 149, May 8-13, 1994.

副論文

(1) M. Fukui, Y. Kuwamura and O. Tada "Surface Roughness Effect on Raman Scattering from Surface Polaritons", J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 51, No. 8, pp. 2568-2574, Aug. 1982.

(2) Y. Kuwamura, Y. Yokota, M. Fukui and O. Tada "ATR Mode of Surface Polariton", J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 51, No. 9, pp. 2962-2965, Sept. 1982.

(3) Y. Kuwamura, M. Fukui and O. Tada "Experiment Obervation of Long-Range Surface Plasmon Polaritons", J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 52, No. 7, pp. 2350-2355, July 1983.

(4) H. Doi, Y. Kuwamura, M. Fukui and O. Tada "Long-Range Surface Polaritons in Metal Films Bounded by Similar-Refractive-Index Materials", J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 53, No. 8, pp. 2828-2832, Aug. 1984.

(5) K. Endo, H. Kawano, M. Ueno, M. Nido, Y. Kuwamura, T. Furuse and I. Sakuma "High-Power Buried Coarctate Mesa-Structure AlGaAs Lasers", Electron. Lett. Vol. 20, No. 18, pp. 728-730, 1984.

(6) M. Yamada, M. Kamiya and Y. Kuwamura "Method for Estimating the Threshold Current Level in Semiconductor Injection Lasers", Trans. IEICE, Vol. E73, No. 1 Jan. 1990.

国内研究会発表（1988年～）

1. 桑村有司、山田実、“レーザにおけるモード競合雑音の大振幅解析”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE88-60、pp. 59-64（1988）
2. 桑村有司、山田実、“注入キャリヤの拡散が半導体レーザの強度雑音に及ぼす影響”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE89-49、pp. 79-84（1989）
3. 桑村有司、山田実、“ポテンシャルおよび有効質量制御による半導体レーザのしきい値電流、微分利得”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE90-118、pp. 31-36 （1990）
4. 野田和裕、山田実、中西弘文、桑村有司、“空乏層厚変化を用いた光スイッチ”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE90-125、pp. 75-79（1990）
5. 桑村有司、山田実、野田和裕、中西弘文、今井清文“ＥＤＡＣ光変調器の基本特性”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE91-42、pp. 61-66（1991）
6. 山田実、桑村有司、“空乏層での光吸収を用いた半導体光変調器／光スイッチ”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」第１回総合シンポジウム、pp. 73-76（1991）
7. Z. Alam、山田実、桑村有司、“電子空乏化による吸収変化を用いた導波路型光変調器の設計”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」平成３年度第２回研究会、pp. 36-39（1991）
8. 桑村有司、山田実、鈴見雅彦、“空乏層での光吸収を用いた平面型半導体光変調器”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」平成４年度第２回研究会、pp. 42-45（1992）
9. 桑村有司、山田実“空乏層での光吸収を用いた半導体光変調器”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」第２回総合シンポジウム、pp. 143-146（1992）
10. 桑村有司、佐藤友祐、清水真、山田実、“空乏層厚変化を利用した半導体光変調器”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、OQE93-05、pp. 13-18（1993）
11. 桑村有司、清水真、山田実、“電子空乏化および電界効果を用いた平面型半導体光変調器”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」平成５年度第２回研究会、pp. 18-21（1993）
12. 桑村有司、山田実“電子空乏化を用いた半導体光変調器”、重点領域研究「超高速・超並列エレクトロニクス」第３回総合シンポジウム、pp. 100-104（1994）
13. 桑村有司、橋本晋、山田実、“電子空乏化を用いた半導体光変調器の動作機構”、電子情報通信学会報告会（光・量子エレクトロニクス）、LQE94-1、pp. 1-6 （1994）

14. Minoru YAMADA and Yuji KUWAMURA "High Performance of Semiconductor optical Switch/Modulator -Basing on A Mechanism of Electron Depleting Absorption Control", Ultrafast and Ultra-Parallel Optoelectronics 国際シンポジウム、Report (1994)
15. 桑村有司、山田実、"電子緩和現象を考慮したフランツ・ケルディッシュ効果の解析"、電子情報通信学会報告会(光・量子エレクトロニクス)、LQE96-31、pp. 67-72 (1996)

学会全国大会での発表 (1988年～)

1. 桑村有司、山田実、"半導体レーザにおけるモード競合雑音の大振幅解析", 第35回応用物理学関係連合講演会 29p-ZP-7 (1988)
2. 桑村有司、山田実、"半導体レーザにおける最大強度雑音レベルの検討", 第49回応用物理学会学術講演会 7a-ZC-9 (1988)
3. 桑村有司、山田実、"注入キャリヤの拡散を考慮した半導体レーザの強度雑音解析", 第50回応用物理学会学術講演会 28a-ZL-7 (1989)
4. 桑村有司、山田実、"ポテンシャルおよび有効質量制御による半導体レーザのレーザ利得および微分利得", 第51回応用物理学会学術講演会 27a-PA-17 (1990)
5. 野田和裕、山田実、中西弘文、桑村有司、"空乏層での光吸収を用いた光スイッチ", 第38回応用物理学関係連合講演会 29a-SF-17 (1991)
6. 鶴谷貴明、山田実、桑村有司、"ポテンシャルおよび有効質量制御による三次元量子井戸構造レーザの利得解析", 第 52 回応用物理学会学術講演会 18p-v-7 (1992)
7. 桑村有司、山田実、鈴見雅彦 "空乏層での光吸収を用いた平面型半導体光変調器", 第53回応用物理学会学術講演会 16a-X-8 (1992)
8. 佐藤友祐、桑村有司、山田実、"電子の空乏化を利用した光位相変調", 第40回応用物理学関係連合講演会 30a-SA-9 (1993)
9. 清水真、桑村有司、山田実、"空乏層での光吸収を用いたアレー状面型光変調器", 第40回応用物理学関係連合講演会 30a-SA-12 (1993)
10. 清水真、桑村有司、山田実、"電界印加による光吸収を利用した平面型半導体光変調器", 第54回応用物理学会学術講演会 27a-G-4 (1993)
11. 桑村有司、山田実、橋本晋 "電子空乏化を用いた半導体光変調器の動作機構解析", 第41回応用物理学関係連合講演会 29a-G-4 (1994)
12. 桑村有司、清水真、橋本晋、山田実、"電子空乏化を用いた半導体光変調器の動作機構 II", 第55回応用物理学会学術講演会 20a-R-6 (1994)
13. 桑村有司、山田実、橋本晋、"電子緩和を考慮したフランツ・ケルディッシュ効果の解析", 第43回応用物理学関係連合講演会 27p-D-14 (1996)

14. 桑村有司、岡本信治、寺本誠、山田実、“電界効果を用いた２次元アレー面型光変調器”，1996年電子情報通信学会ソサイエティ大会 C-215（1996）