

報告番号 甲第 1303 号

光通信用 InGaAsP / InP 光機能

素子 IC 関する研究

酒井士郎

図・本館

光通信用 InGaAsP / InP 光機

能素子に関する研究

酒井士郎

名古屋大学図書
和 807019

目 次

第 1 章 序 論

§1.1 緒 言 1

§1.2 波長 $1\sim2\mu\text{m}$ 帯 レーザおよび光検出器 2

§1.3 本論文の目的と各章の概要 9

文 獻 14

第 2 章 ヘテロ構造光検出器の理論

§2.1 緒 言 18

§2.2 ダイオードモデル 18

§2.3 量子効率 22

§2.4 過渡応答 31

§2.5 まとめ 39

文 獻 41

第 3 章 InGaAsP/InP ターフルヘテロ光ダイオード

§3.1 緒 言 43

§3.2 InP 上への InGaAsP 層の LPE 成長 44

§3.3 ダイオードの作製と評価 55

§3.4 まとめ 67

文 獻 69

第4章 InGaAsP層中のキャリヤ拡散長と表面再結合速度 の測定

§4.1	緒言	72
§4.2	測定原理	73
4.2.1	L-サ"光誘起電流測定(LBIC)	73
4.2.2	光ダイオードの応答時間	75
§4.3	実験方法および試料	78
§4.4	結果まとめ	83
	付録	85
	文献	86

第5章 InP陽極酸化膜のレーザ"および"光検出器への応用

§5.1	緒言	88
§5.2	酸化膜の諸特性	89
5.2.1	光学特性	89
5.2.1	電気的特性	96
§5.3	陽極酸化膜の応用	99
5.3.1	光検出器の反射防止膜	99
5.3.2	InGaAsP / InP DH NOS L-サ"	100
§5.4	まとめ	104

第6章 波長多重光通用発光受光素子

§ 6.1	緒 言	109
§ 6.2	波長分波機能を有する新型赤外線検出素子	111
6.2.1	ダイオードモデル	111
6.2.2	構造(a), (b)の量子効率	113
6.2.3	構造(c), (d)の量子効率	122
§ 6.3	波長分波 素子検出器の作製と評価	124
6.3.1	構造(a)	124
6.3.2	構造(c)	127
6.3.3	構造(d)	130
§ 6.4	新型二波長レーザ	130
6.4.1	LED (Light Emitting Diode) との特性	130
6.4.2	発振特性	134
§ 6.5	まとめ	136
	文 南大	138
第7章	総 括	140
	謝 辞	148

第 1 章 序 論

§ 1.1 緒 言

1970年の室温連続発振GaAlAs/GaAsレーザ¹⁾、低損失光ファイバの発明²⁾以来、光ファイバ通信実現に向けて光源、光伝送路、受光器の研究開発が各地で活発に行なわれ³⁾、波長 $0.8 \mu\text{m}$ 帯における光ファイバの窓での光通信はいまや实用間近かの状態である。⁴⁾ 1975年以後光ファイバの低損失化はさらに進み、1976年には波長 $1.2 \mu\text{m}$ 付近で 0.5 dB/km ,^{5),6)} 1979年には $1.55 \mu\text{m}$ で 0.2 dB/km というファイバが出現し、⁷⁾ 光通信に使われる波長領域は長波長側に移動している。また、波長 $1.3 \mu\text{m}$ 付近では光ファイバの分散が零となり⁸⁾、この波長帯では超広域の光通信が可能である。中継間隔も低損失化とともに従⁹⁾躍的に伸び、波長 $0.8 \mu\text{m}$ ではせいぜい $10 \sim 20 \text{ km}$ が限度であるが、波長 $1.55 \mu\text{m}$ を使用すると $100 \sim 200 \text{ km}$ が可能となり、日米間の海底ケーブル通信を想定する場合、日米間約 1 万 km を 100 個程度の中継器で結ぶことができる。

一方、光源、光検出器と研究開発する立場から見

ると、波長 $0.8 \mu\text{m}$ 帯には 100 万時間を超える寿命をもつと推定されている GaAlAs/GaAs レーザ^{9~11)} と、数百倍の利得を有する Si(シリコン)APD (Avalanche Photodiode)¹²⁾ がある。しかし最近の光ファイバの低損失波長帯 $1.0 \sim 1.7 \mu\text{m}$ については、古くから知られている物質でこの波長帯にハンドキャップをもつものは Ge (ゲルマニウム) 以外ではなく、この波長帯に適した新しい材料を用いた光源、光検出器の研究開発が強く望まれている。¹³⁾ 本研究はこの波長帯にハンドキャップをもつ新しいⅢ-V族四元化合物半導体 InGaAsP による光通信用光源、光検出器の開発を行なったものである。

§ 1.2 波長 $1 \sim 2 \mu\text{m}$ 帯 レーザおよび光検出器

波長 $1 \sim 2 \mu\text{m}$ 帯に直接遷移型のハンドキャップをもつ半導体は混晶以外ではなく、非常に広範な材料探索がなされた。^{14,15)} その結果、InGaAsP/InP 系、¹⁶⁾ GaAsSb/GaAlAsSb 系、¹⁷⁾ InGaAs/InGaP 系¹⁸⁾ の 3 種類の材料で作製されたレーザが室温連続発振している。この中で InGaAsP/InP 系は発振波長 $1.3 \mu\text{m}$ で一万時間を

越える寿命が報告されている唯一の物質である。この混晶は InP 基板に格子整合をとりながらその組成を変化させることによりバンドギャップエネルギーを変化させることができるので、この混晶を用いたレーザは光ファイバの低損失波長帯をすべてカバーする $0.95 \sim 1.7 \mu\text{m}$ の範囲で発振可能である。最近では波長 $1.5 \mu\text{m}$ においても室温連続発振が得られている。⁽¹⁹⁾ その他の混晶のバンドギャップエネルギーに対応する波長範囲を図 1-1 にまとめた。

レーザ研究の華々しさに比べ、光検出器の研究はやや遅れており、まだ多くの問題が多く残されている。⁽²⁰⁾ $0.8 \mu\text{m}$ 帯での光ファイバの窓における光通信用光検出器には、前述の Si APD があるが、Si は波長 $1.1 \mu\text{m}$ 以上では感度が無くなる。 $1.7 \mu\text{m}$ まで感度を有するものに Ge APD があるが、現在のところ暗電流が大きく光通信用として十分なものとはいい難い。Ge APD の特性改良のほか、次のように物質の光検出器が研究されている。

(1) $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$

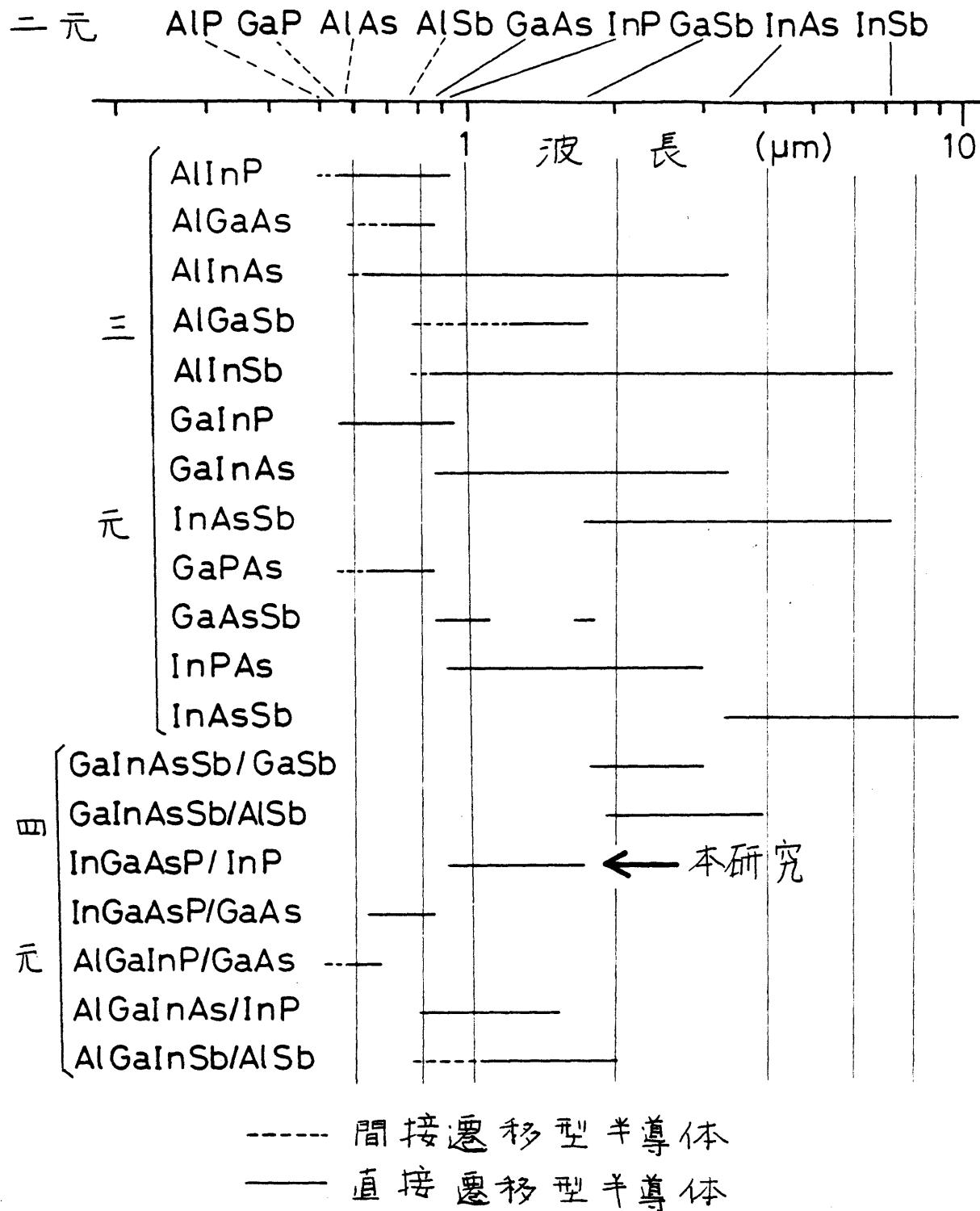


図 1-1 二元、三元、四元Ⅲ-V族化合物半導体のバンドギャップエネルギーに対する波長。

この物質はXを選ぶことによってバンドギャップエネルギーを1.4 eVから0.34 eVまで変化でき、VPE

(Vapour Phase Epitaxy) 法^{21, 22)}、 LPE (Liquid Phase Epitaxy) 法^{23~25)}、 MBE (Molecular Beam Epitaxy) 法²⁶⁾により育成される。基板としては GaAs^{23, 25)}、 InAs²⁷⁾が多く用いられるが、 InP 基板上に格子整合をとりながら $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ が成長し得ることが確かめられて以来、²⁸⁾ InP 基板が多く使われるようになつた。基板との格子整合を厳しくすることにより結晶の品質が向上し、また増倍を起こし得る程度の深い逆ハイアスにも耐えるものが得られる。T.P. Pearsall らは最大量子効率 75%、暗電流 $4 \times 10^{-6} A/cm^2$ 、応答時間 100 psec の $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ホモ接合ダイオードを報告している。²⁹⁾ この暗電流は Si の値に匹敵するものであり、Ge のそれより 3 けたほど小さく、 InAs のそれより約 5 けた小さいい。

(2) $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$

この物質は $1.0 \sim 1.5 \mu m$ 帯のレーザ用として開発が進んでいる。この混晶は 4 つの二元半導体 InAs, InP, GaAs, GaP の混晶と考えられ、図 1-2 に示すように (X, Y) : $(0, 0), (1, 0), (0, 1), (1, 1)$ に相等する組成の

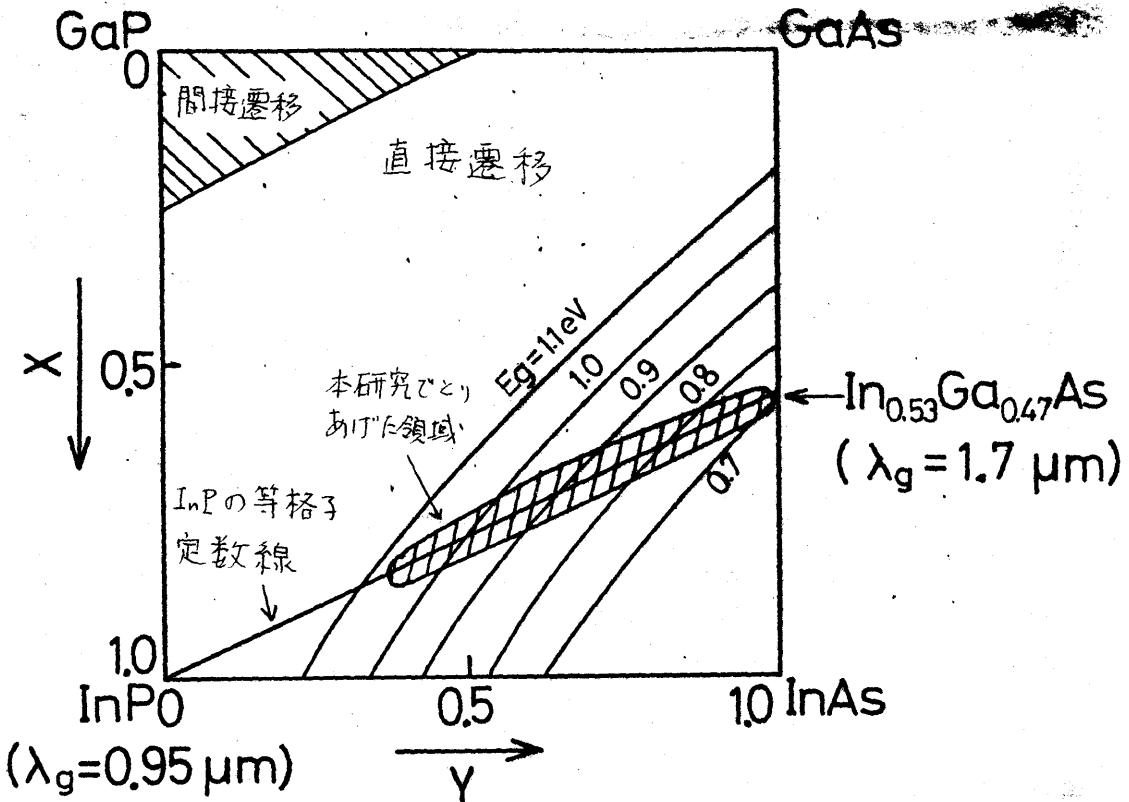


図 1-2 $In_x Ga_{1-x} As_y P_{1-y}$ の固相比面。 $(E_g$ はバニドキヤツフ°エネルギー, λ_g はバニドキヤツフ°エネルギーに応する波長。)

4つの二元半導体を角とする固相比面内に等エネルギー³⁰⁾線と等格子定数線を書くことができる。本研究では InP 基板に格子整合をとるためにスキュシャル成長させて良い結晶を得ようとする立場からこの混晶をこり上げた。図 1-2 中に本研究で取り扱った領域を示す。InP の等格子定数線上 InP から $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ までの全範囲にわたって LPE 成長可能であるが、P(過)

の含有量が少なくてなるほど成長が難しくなる。^{31,32)} p_n

接合の作り方も従来の grown junction のほか Zn, Cd の拡散や、³³⁾ Be 等のイオニ注入³⁴⁾による $\text{P}^{\circ}\text{L-N}$ 型のものも発表されている。この材料で最初に A P D を作成したのは C. E. Hurwitz らである。³⁵⁾ 彼らは最大量子効率 44% ($1.15 \mu\text{m}$)、最大增幅利得 12.5、応答時間 150 psec を得ている。最近では、結晶性と素子構造改善の結果、2000 倍以上の利得を有する A P D が報告

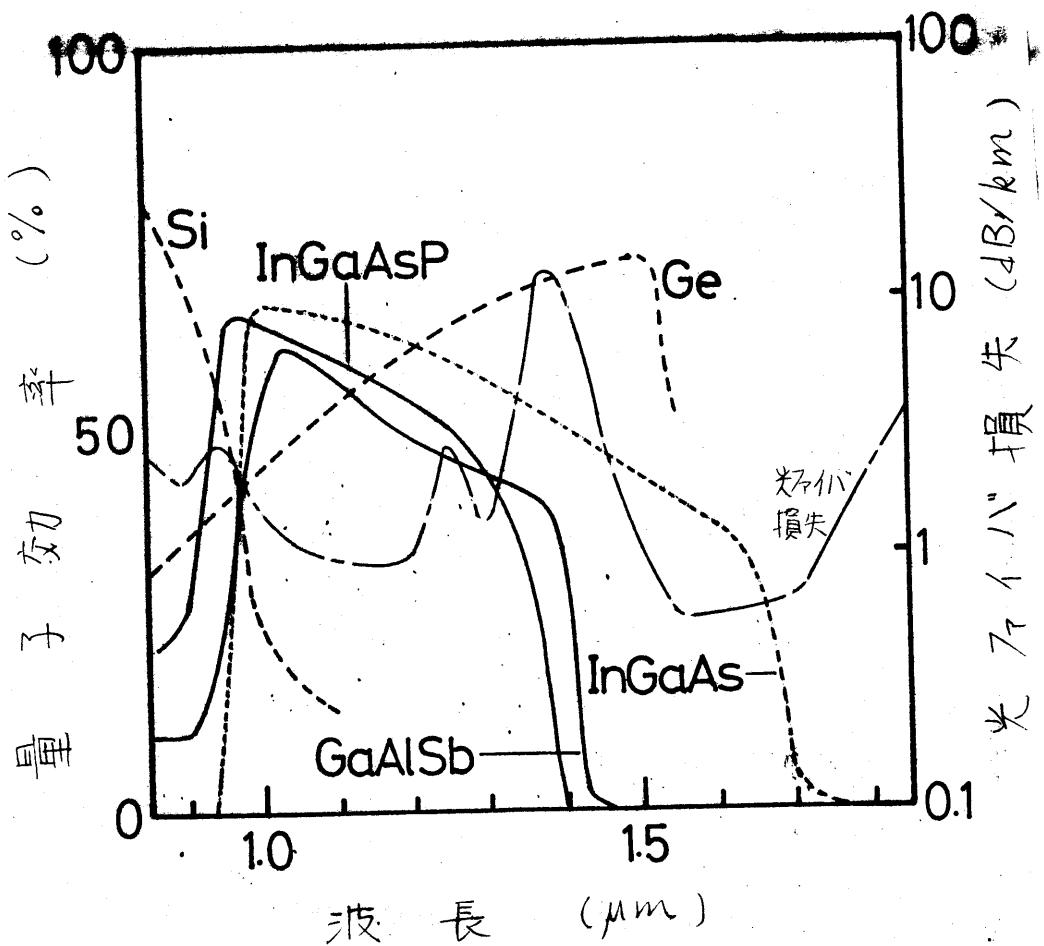


図1-3 いくつかの物質の光ダイオードの量子効率と光ファイバの損失特性。

物質名	GaAs		In _X Ga _{1-X} As	GaAs _{1-X} Sb _X	Si	Ge
固相比ある いは面方位	<111>	<100>	<110>	X=0.14	X=0.12	
k = β/α	9.1	0.9	1.6	2.7	0.45	0.05 1.8
$\lambda_g (\mu m)$		0.84		1.0	1.06	1.1 1.7
文献		47		48	51	50 49

表1-1 いくつかの物質のイオニ化率比。

されている。³³⁾ また VPE で APD を作製した例もある。³⁶⁾

(3) Ga_xAl_{1-x}As_ySb_{1-y}

この系は GaSb 基板に格子整合をとりながら成長させることが可能である。 LPE による成長が多々ある。^{37,38)} VPE,³⁹⁾ MBE⁴⁰⁾ で作ろうとする動きもある。 L.R.Tomasella らは 利得 17, 応答時間 60 psec の APD を報告している。⁴¹⁾

この応答時間は報告されたすべての 1 μm 帯光検出器のうち最も短いものである。

以上の光検出器の無バイアス状態での代表的量子効率を波長の関数として図 1-3 に示す。 すなはち Ge, Si 光ダイオードの量子効率も合わせて示している。

高速応答、高感度の要求される光通信用光検出器には APD が適していると思われるが、その最適設計の方針について簡単に触れたい。 R.J.McIntyre によると、

すなばくこれに伴う雑音は増倍係数 M と物質のイオニ化率比
(正孔と電子のイオニ化率の比) $k = \beta/\alpha$ の関数として表

わされ、 k の値が 1 に近いほど雑音が大きくなる。⁴⁴⁾

すなばく増倍は加速された電子あるいは正孔による中性原子のイオニ化過程であり、衝突電離の前後で次の条件が満たされねばならぬ。⁴⁵⁾

(1) エネルギー保存。(2) 運動量保存。(3) 衝突後の 3 粒子の群速度^{*} が等しいこと。⁴⁶⁾

これらのことからイオニ化率比だけは物質のバンド構造に強く依存することになる。たとえば GaAs <111> 方向に対する上記 3 条件を満たす初期電子の状態が存在せず、加速された電子による衝突電離は非常に起こりにくい。⁴⁷⁾ いくつかの物質の k の値を表 1-1 にまとめた。

1.3 本論文の目的と各章の概要

本研究においては、波長 $1.0 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 帯での光機能素子材料として InGaAsP 四元混晶をとり上げ、光通

* 半導体中の粒子(電子または正孔)のエネルギー E の運動量 \mathbf{k} に対する依赖性 $v_k(E(k))$ 。

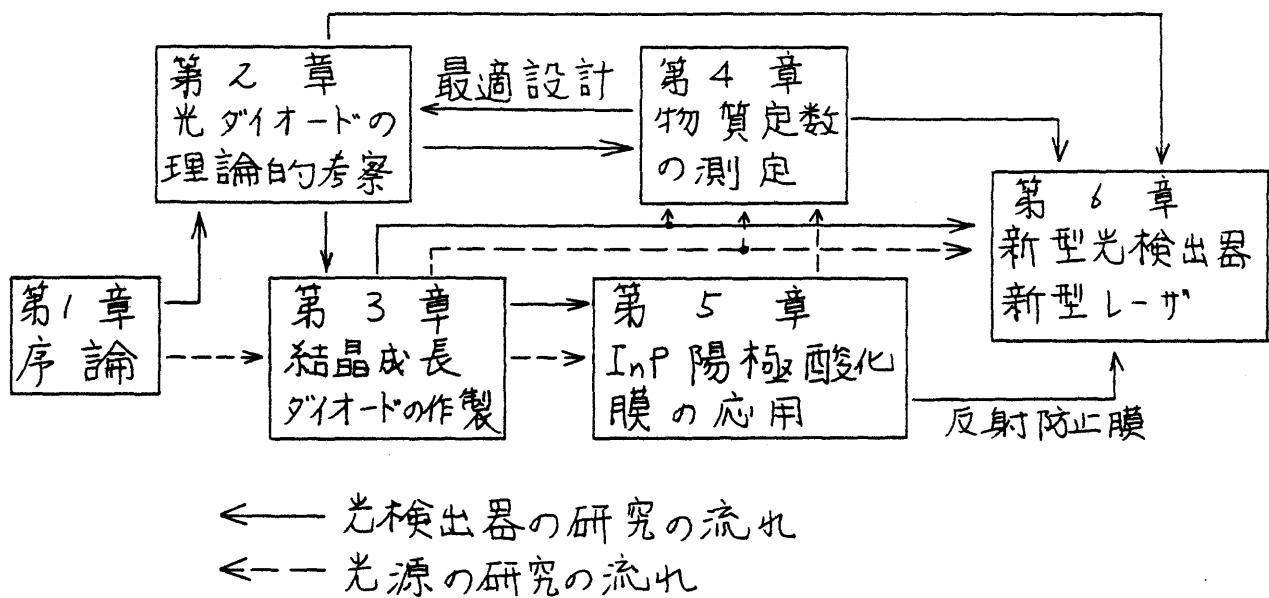


図1-4 本論文の構成と各章間のつながり。

信頼光源、光検出器の開発を目的として、発光素子および光検出素子の設計、試作と評価および新しい機能をもつ素子の開発を行なった。 $InGaAsP/InP$ 系四元混晶を用いることとの特徴は次の通りである。

- (1) $1\sim2\mu m$ 帯で使用可能な材料の中でGeを除くと最も研究が進んでおりテータが豊富なこと。(図1-1に示した $1\sim2\mu m$ 帯で使用可能な材料のうち $InGaAsP/InP$ 系以外は結晶成長技術が十分確立していないことは言い難く、素子として十分使えるだけの結晶が得られていないというのが現状である。)

(2) InP 基板に正確に格子整合がとれるので良質の結晶が得られること。

(3) 最近の光ファイバの低損失窓をすべてカバーする広い範囲でバンドギャップを可変にできること。(本研究で扱った波長範囲は図1-2中に示している。)

(4) 直接遷移型半導体であるので大きな光吸収係数を有すること。

本論文は大別すると光検出器に関する部分と光源に関する部分に分類できる。本論文の構成を図1-4に示した。

本論文は7章よりなる。各章の目的と概要は次の通りである。第2章ではヘテロ接合光検出器を理論的に考察し、その量子効率と応答時間を定量的に求めた。第2章の計算手法と結果は、第4章においてInGaAsP層の物質定数の測定に応用される。第4章で求まつた物質定数と第2章で導出した理論式を用いて光検出器の最適設計がなされる。また第2章での計算手法は、第5章での新型光検出器の量子効率を計算する際にも用いられる。

第3章ではInP基板上へのInGaAsP層のLPE成長の実験結果について述べる。また成長したウエハから作製した光ダイオードの特性評価を行ない、その問題点を明らかにする。第3章で明らかにされた結晶成長条件は、第3章に続く残りすべての章の基礎となるのであり、本論文の根幹をなす部分である。

第4章では、とくに光検出器の設計に必要なInGaAsP層の物質パラメータ、表面再結合速度、キャリヤ拡散長、キャリヤ拡散係数の測定方法と、その測定結果について述べる。測定された値は第2章で定式化された光ダイオードの量子効率の式を採用してInGaAsP/InP系を用いた光ダイオードの最適設計をするために用いられる。

第5章では、InP陽極酸化膜のInGaAsP/InPストライアーレーザ、InGaAsP/InP光検出器の反射防止膜への応用について述べる。またその応用に際して必要な酸化膜の光学的、電気的特性の測定結果について述べる。InP陽極酸化膜をレーザ、光検出器に応用することにより従来多く用いられてきた SiO_2 , Si_xN_y 膜のスハップタ

プロセスが省略でき、それでだけ作製が容易になりまた結晶をいためるこことも少なくてなる。

第6章では光ファイバをこうに有効に使うための波長多重光通信用の新しい光検出器と光源の提案と試作について述べる。本章前半では高い感度と低いクロストーク(漏話)をもつ波長分波型光検出器を得るために、その量子効率を理論的に検討した。続いて試作した素子の特性について述べる。後半ではそれぞれ独立に出力光をコントロールできる新型二波長レーザを提案し、その試作を行は、た結果について述べる。

最後に第7章は本論文全体の総括にあてられていく。

文 獻

- 1) I.Hayashi, M.B.Panish, P.W.Foy and Sumski; Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 109.
- 2) F.P.Kapron, D.B.Keck and R.D.Maurer; Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 423.
- 3) S.E.Miller, E.A.J.Marcatili and T.Li; Proc. IEEE 61 (1973) 1703.
- 4) T.Miki, M.Koyama, H.Ishio and K.Aoyama; Technical Digest of International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber communication, Tokyo (1977) p.541.
- 5) M.Horiguchi and H.Osanai; Electron. Lett. 12 (1976) 311.
- 6) H.Osanai, T.Shioda, T.Moriyama, S.Araki, M.Horiguchi, T.Izawa and H.Takata; Electron. Lett. 12 (1976) 549.
- 7) T.Miya, Y.Terunuma, T.Hosaka and T.Miyashita; Electron. Lett. 15 (1979) 108.
- 8) D.N.Payne and W.A.Gambling; Electron. Lett. 11 (1975) 178.
- 9) Y.Furukawa, T.Kobayashi, K.Wakita, T.Kawakami, G.Iwane, Y.Horikoshi and Y.Seki; Jpn. J. Appl. Phys. 16 (1977) 1495.
- 10) R.W.Dixon and R.L.Hartman; J. Appl. Phys. 48 (1977) 3225.
- 11) H.Kressel, M.Ettenberg and I.Ladany; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 305.
- 12) T.Kaneda, H.Matsumoto and T.Yamaoka; J. Appl. Phys. 47 (1976) 3135.
- 13) I.Melingailis; Technical Digest of International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber communication, Tokyo (1977) p.197.
- 14) 佐々木, 内藤, 西馬; 應用電子物性分科会研究例会資料 No.372 (1977) 31.
- 15) H.C.Casey and M.B.Panish; Heterostructure Lasers, Part B

(Academic Press, 1978) 14.

- 16) T.Yamamoto, K.Sakai, S.Akiba and Y.Suematsu; IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 95.
- 17) R.E.Nahory, M.A.Pollack, E.D.Beebe and J.C.DeWinter; Appl. Phys. Lett. 28 (1976) 19.
- 18) C.J.Nuese, G.H.Olsen, M.Ettenberg, J.J.Gannon and T.J.Zamerowski ; Appl. Phys. Lett. 29 (1976) 807.
- 19) S.Arai, Y.Suematsu and Y.Itaya; IEEE J. Quantum Electron. QE-16 No.2 (1980).
- 20) 酒井、梅野、雨宮; 应用物理 47 (1978) 1076.
- 21) M.Ettenberg and C.J.Nuese; J. Appl. Phys. 46 (1975) 2137.
- 22) J.A.Rossi, S.R.Chinn and A.Mooradian; Appl. Phys. Lett. 20 (1972) 84.
- 23) T.Sugino, M.Inoue, J.Shirafuji and Y.Inuishi; Jpn. J. Appl. Phys. 15 (1976) 991.
- 24) Ya.A.Fedotov, A.I.Gratsershtein and N.S.Zimogorova; Soviet Physics Semiconductor 4 (1970) 838.
- 25) R.E.Nahory, M.A.Pollack and J.C.DeWinter; Appl. Phys. Lett. 25 (1974) 146.
- 26) B.I.Miller, J.H.McFee, R.J.Martin and P.K.Tien; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 44.
- 27) T.Y.Wu and G.L.Pearson; J. Phys. Chem. Solids 33 (1972) 409.
- 28) R.Sankaran, R.L.Moon and G.A.Antypas; J. Cryst. Growth 33 (1976) 271.
- 29) T.P.Pearsall, E.Duda, M.Papuchon and G.Roullet; Technical Digest of 5th Topical Meeting on Integrated and Guided wave Optics, Salt Lake City (1978) MC2.
- 30) R.L.Moon, G.A.Antypas and L.W.James; J. Electron. Materials 3 (1974) 635.
- 31) 山本、末松; 应用物理 46 (1977) 918.

- 32) M.Feng, T.H.Windhorn, M.M.Tashima and G.E.Stillman; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 758.
33) 田口, 松本、西田; 应用電子物性分科会研究報告 No. 379 (1979)

17.

- 34) H.D.Law, L.R.Tomasetta and K.Nakano; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 920.
35) C.E.Hurwitz and J.J.Hsieh; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 487.
36) G.H.Olsen and H.Kressel; Electron. Lett. 15 (1979) 141.
37) T.Sukegawa, T.Hiraguchi, A.Tanaka and M.Hagino; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 376.
38) S.M.Bedair; J. Appl. Phys. 47 (1976) 4145.
39) 覧、北村、和田; 第38回应用物理学学会学術講演会予稿集 (1977)
355.
40) A.Y.Cho, H.C.Casey and P.W.Foy; Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 397.
41) L.R.Tomasetta, H.D.Law, R.C.Eden, I.Deyhimy and K.Nakano; IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 800.
42) K.J.Backman and J.L.Shay; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 446.
43) 梅野、酒井、雨宮; 昭和54年度電子通信学会総合全国大会
4-267.
44) R.J.McIntyre; IEEE Trans. Electron. Devices ED-13 (1966) 164.
45) 梅野、酒井、神保、雨宮; 特定研究「光導波エレクトロニクス」第1回
総合シンポジウム (昭和52年) J33.
46) C.L.Anderson and C.R.Crowell; Phys. Rev. B5 (1972) 2267.
47) T.P.Pearsall, F.C.Capasso, R.E.Nahory, M.A.Pollack and
J.R.Chelikowski; Solid-State Electronics 21 (1978) 297.
48) T.P.Pearsall, R.E.Nahory and M.A.Pollack; Appl. Phys. Lett.
28 (1976) 403.

- 49) B.T.Dai and C.Y.Chang; J. Appl. Phys. 42 (1971) 5198.
- 50) C.A.Lee, R.A.Logan, R.L.Batdorf, J.J.Kleimack and W.Wiegmann; Phys. Rev. B4 (1964) A761.
- 51) T.P.Pearsall, R.E.Nahory and M.A.Pollack; Appl. Phys. Lett. 27 (1975) 330.

第2章 ヘテロ構造光検出器の理論

§2.1 緒言

従来、ホモ接合ダイオードや¹⁾ APOの応答時間の理論的評価に関する報告は行なわれているが^{2,3)}、筆者の知るかぎりヘテロ接合光ダイオードの量子効率、応答時間に関するものは見あたりない。そこで筆者は、InGaAsP/InP系を用いて作製される種々のヘテロ接合光ダイオードの量子効率と応答時間をダイオードの構造パラメータの関数として計算し、光通信用として最適な高速、高感度光ダイオードを得るためにの条件を明らかにする。⁴⁾また、表面、界面再結合の量子効率への影響についても明らかにする。⁵⁾

§2.2 ダイオードモデル

考察した素子構造の簡単化したハニト図を図2-1に示す。このダイオードモデルは厚さ d_2+d_3 の光吸収層 (InGaAsP層) をもつダブルヘテロ接合構造のもので、pn接合は四元層中にあるものとしている。このモデルは $d_2=0$, $d_3 \rightarrow \infty$ とすると窓層付きのシングルヘテロ接合ダイオ-

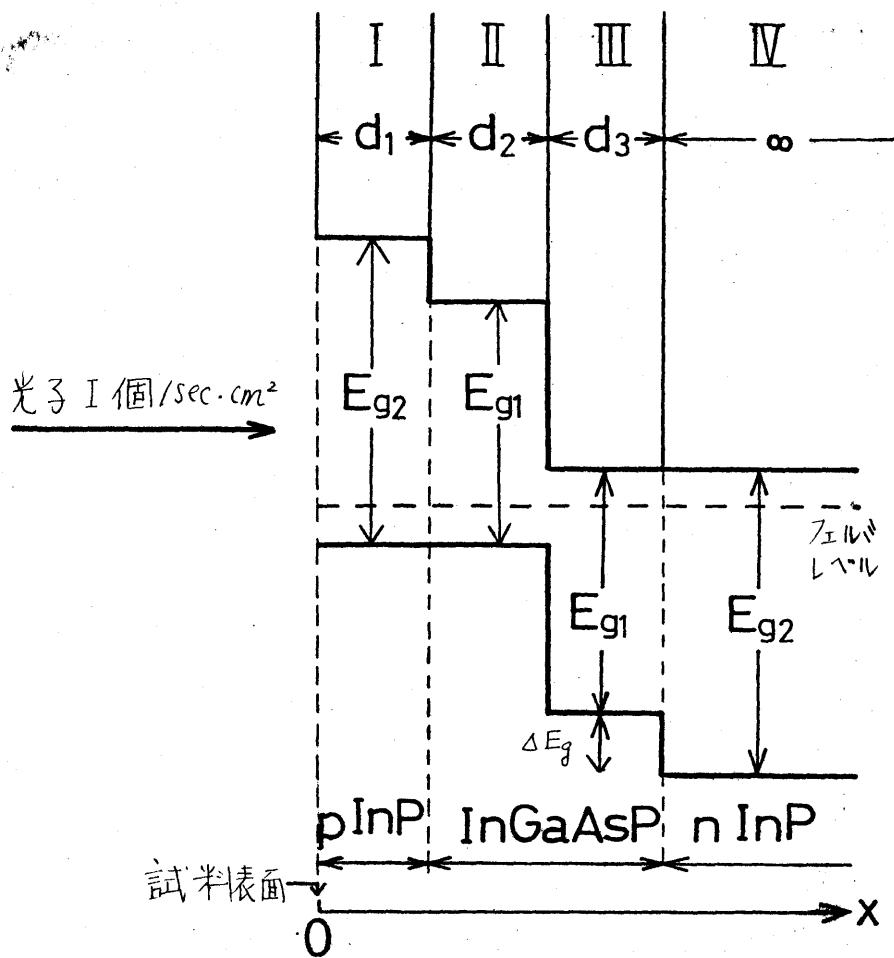


図2-1 ダイオードモデルの簡略化したバンド図。ダイオードの表面 p 層と基板は外部導体により短絡されている。

トになり、 $d_1=0$, $d_3\rightarrow\infty$ とすると通常のホモ接合ダイオードとなるので、この四層構造モデルの量子効率を計算することにより、いろいろな構造の光ダイオードの量子効率を比較することができます。⁵⁾ 表面から 1 個/sec·cm² の光子が入射したとき、各層中に発生された少数キャリヤ (Δn_i ,

ΔP_i , $i = 1 \sim 4$) が満たすべき輸送方程式は試料表面を x 座標の原点として、少數キャリヤ密度の時間的変化も考慮すると次式で表わされる。⁶⁾

I 層中

$$\frac{\partial \Delta n_1}{\partial t} = -\frac{\Delta n_1}{\tau_1} + I e^{-k_1 x} + D_1 \frac{\partial^2 \Delta n_1}{\partial x^2} \quad (2-1)$$

II 層中

$$\frac{\partial \Delta n_2}{\partial t} = -\frac{\Delta n_2}{\tau_2} + I e^{-k_1 d_1 - k_2(x-d_1)} + D_2 \frac{\partial^2 \Delta n_2}{\partial x^2} \quad (2-2)$$

III 層中

$$\frac{\partial \Delta P_3}{\partial t} = -\frac{\Delta P_3}{\tau_3} + I e^{-k_1 d_1 - k_2(x-d_1-d_2)} - D_3 \frac{\partial^2 \Delta P_3}{\partial x^2} \quad (2-3)$$

IV 層中

$$\frac{\partial \Delta P_4}{\partial t} = -\frac{\Delta P_4}{\tau_4} + I e^{-k_1(x-d_2-d_3) - k_2(d_2+d_3)} - D_4 \frac{\partial^2 \Delta P_4}{\partial x^2} \quad (2-4)$$

$$\left. \begin{array}{l} P_i = P_{oi} + \Delta P_i \\ n_i = n_{oi} + \Delta n_i \end{array} \right\} (i = 1 \sim 4) \quad (2-5)$$

ここに Δn_i , ΔP_i は光励起された少數キャリヤ密度, P_{oi} , n_{oi} は光励起が無い場合の少數キャリヤ密度, n_i , P_i は少數キャリヤ密度, τ_i は少數キャリヤ寿命, D_i は拡散係数, (添字 i は層番号を表す。) k_i は InP 層の光の吸収係数、

k_2 は $InGaAsP$ 層の光の吸収係数である。 $(p$ 層, n 層 中で
 の光吸収係数は同じとしている。) ただし、素子は短絡状
 態で使用されているものとし、 p 層, n 層中でのフェルミレベル
 の差はないとした。 pn 接合面では少數キャリヤは接合電
 界により加速されすべてこりはらわれる。表面では表面再
 結合により少數キャリヤが消滅するのでそれを補う拡散電流
 が流れる。またヘテロ界面では電位障壁が存在するので、四
 元層から InP に向かう拡散電流は零となる。一方 InP
 層中から四元層に向かうキャリヤは障壁を感じないので
 pn 接合面と同じようにヘテロ界面で少數キャリヤ密度は零
 となる。以上のことを数式で表現すると次の境界条件
 が得られる。

I 層中

$$x=0, \quad D_1 \frac{\partial \Delta n_1}{\partial x} = S_1 \Delta n_1, \quad (2-6a)$$

$$x=d_1, \quad \Delta n_1 = 0 \quad (2-6b)$$

II 層中

$$x=d_1, \quad D_1 \frac{\partial \Delta n_1}{\partial x} = D_2 \frac{\partial \Delta n_2}{\partial x} - S_2 \Delta n_2, \quad (2-7a)$$

$$x=d_1+d_2, \quad \Delta n_2 = 0 \quad (2-7b)$$

III 層中

$$x = d_1 + d_2, \quad \Delta P_3 = 0 \quad (2-8a)$$

$$x = d_1 + d_2 + d_3, \quad D_3 \frac{\partial \Delta P_3}{\partial x} = D_4 \frac{\partial \Delta P_4}{\partial x} - S_3 \Delta P_3 \quad (2-8b)$$

IV 層中

$$x = d_1 + d_2 + d_3, \quad \Delta P_4 = 0 \quad (2-9a)$$

$$x = \infty, \quad \Delta P_4 = 0 \quad (2-9b)$$

ここに μ_1 は表面再結合速度、 μ_2 は I-II 層間界面再結合速度、 μ_3 は III-IV 層間界面再結合速度である。この素子の二つの端子を導線にヨリ短絡した時、この導線に流れる電流 J は

$$J = g D_3 \frac{\partial \Delta P_3}{\partial x} \Big|_{x=d_1+d_2} - g D_2 \frac{\partial \Delta n_2}{\partial x} \Big|_{x=d_1+d_2} \quad (2-10)$$

で与えられ、次式より量子効率 η が求まる。

$$\eta = J / g I \quad (2-11)$$

§ 2-3 量子効率

まず $\partial / \partial t = 0$ として定常状態での量子効率を計算する。式 (2-1) ~ (2-11) より η として次式が求まる。

$$n = A - \frac{k_2 L_3 e^{-k_1 d_1 - k_2 d_2}}{k_2^2 L_3^2 - 1}.$$

$$\left\{ \frac{(k_2 L_3 - \alpha_3) e^{-k_2 d_3} + \sinh(d_3/L_3) + \alpha_3 \cosh(d_3/L_3)}{\cosh(d_3/L_3) + \alpha_3 \sinh(d_3/L_3)} - k_2 L_3 \right\}$$

$$+ \frac{k_1 L_4}{k_1 L_4 + 1} \cdot \frac{e^{-k_1 d_1 - k_2 d_2 - k_2 d_3}}{\cosh(d_3/L_3) + \alpha_3 \sinh(d_3/L_3)} \quad (2-12a)$$

ここで

$$A = - \frac{k_1 L_1}{k_1 L_1 - 1} B - \frac{k_2 L_2 e^{-k_1 d_1}}{k_2^2 L_2^2 - 1} C \quad (2-12b)$$

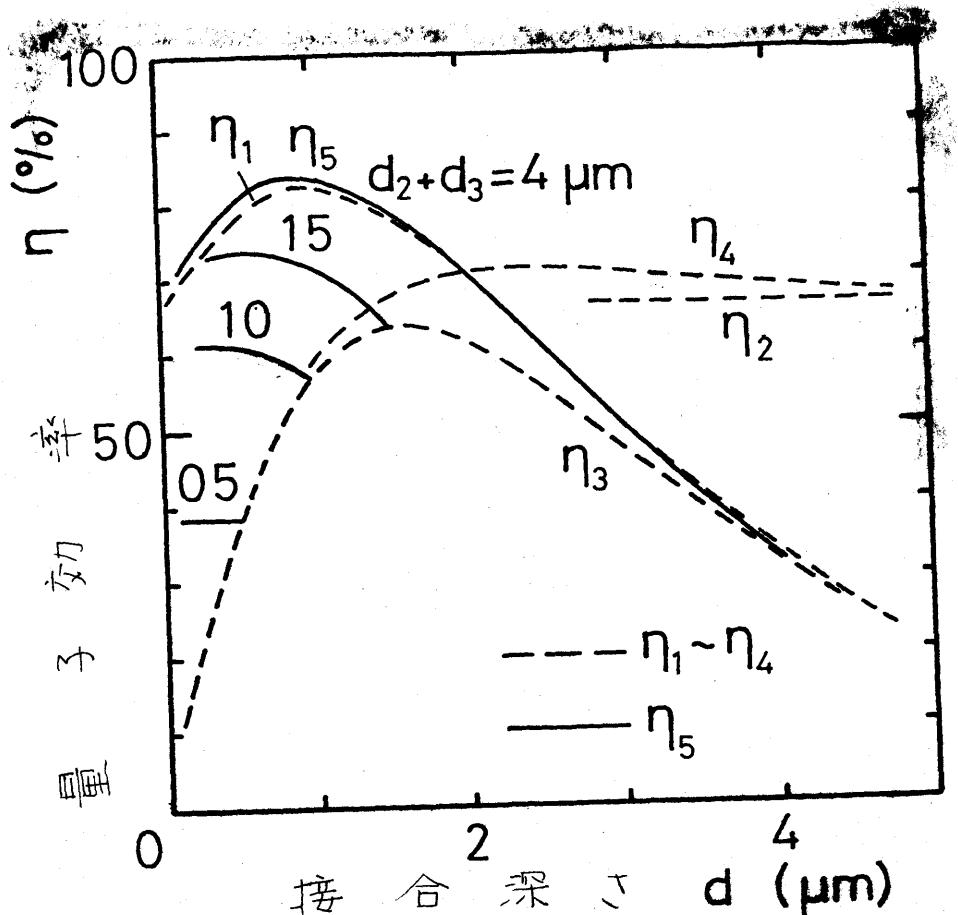
$$B = \frac{e^{-k_1 d_1} \{ k_1 L_1 \cosh(d_1/L_1) + d_1 k_1 L_1 \sinh(d_1/L_1) + \sinh(d_1/L_1) + \alpha_1 \cosh(d_1/L_1) \} - (\alpha_1 + k_1 L_1)}{\{ \cosh(d_1/L_1) + \alpha_1 \sinh(d_1/L_1) \} \{ \cosh(d_2/L_2) + \alpha_2 \sinh(d_2/L_2) \}} \quad (2-12c)$$

$$C = \frac{e^{-k_2 d_2} \{ k_2 L_2 \cosh(d_2/L_2) + \sinh(d_2/L_2) \} - D}{\cosh(d_2/L_2)} \quad (2-12d)$$

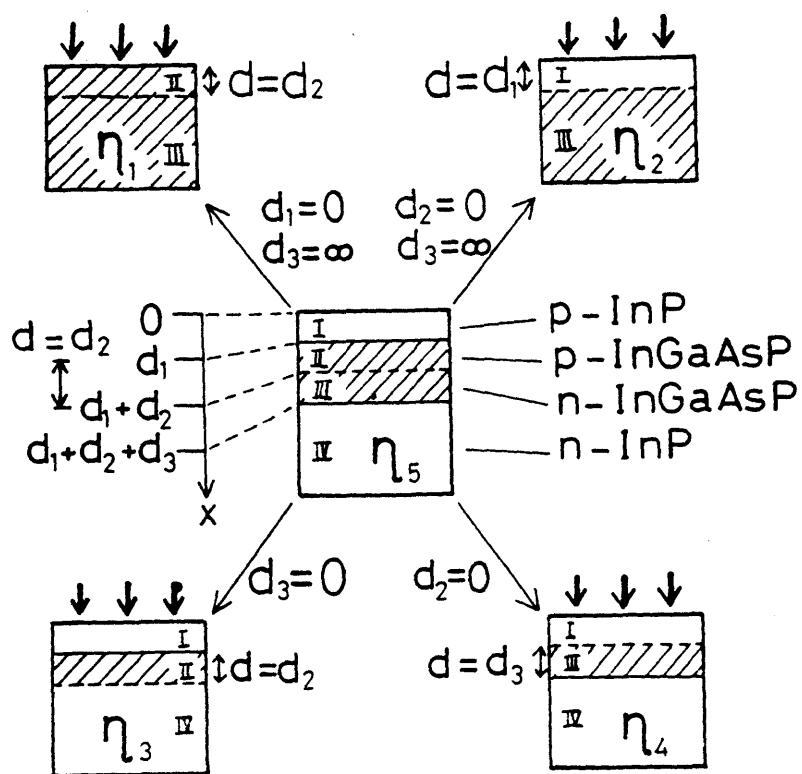
$$D = \frac{-\alpha_2 e^{-k_2 d_2} + (\alpha_2 + k_2 L_2) \cosh(d_2/L_2)}{\cosh(d_2/L_2) + \alpha_2 \sinh(d_2/L_2)} \quad (2-12e)$$

ここで $L_i = \sqrt{D_i \tau_i}$ ($i=1 \sim 4$) , $\alpha_i = L_i S_i / D_i$ ($i=1 \sim 3$) である。

上式より各物質定数が量子効率に与える影響を知ることができる。接合深さ d の関数としての計算結果を図2-2(a)に示す。ここに接合深さ d および $n_1 \sim n_5$ の定義は次のとおりである。 n_1 : 末モード接合ダイオードの量子効率 ($d_1=0$, $d_3 \rightarrow \infty$) $d=d_2$, n_2 : シングルヘテロ接合ダイオードの量子効率



(a)



(b)

図2-2 いろいろな構造のダイオードの量子効率(a)と $n_1 \sim n_5$ と5種類のダイオード構造の説明図(b)。

$(d_2=0, d_3 \rightarrow \infty)$ $d=d_1$, η_3 : 四元層すべて p 型 パーフルヘ
テロ 接合ダイオード ($d_3=0$) $d=d_2$, η_4 : 四元層すべて n 型
パーフルヘテロ接合ダイオード ($d_2=0$) $d=d_3$, η_5 : 四元層
中に p_n 接合をもつ パーフルヘテロ接合ダイオード, $d=d_2$.

図 2-2 (b) は $\eta_1 \sim \eta_5$ を与える ダイオード構造の模式図を示す。 $T=T''$ し 図 2-2 (a) の計算には $L=L_1=L_2=L_3=L_4=2\mu m$,
 $K_1=10\text{ cm}^{-1}$, $K_2=10^4\text{ cm}^{-1}$ の値を用い、表面、界面再結合速度
は零と仮定した。 $L_2=L_3=2\mu m$ という値はのちに第4
章で示される実験値を想定したものである。また K_1 が
小さないので仮定した L_1, L_4 の不正確さによる計算値の
誤差は生じない。また表面再結合速度零の仮定は η_1 に
対しては若干の誤差を生ずると思われるが、 $\eta_2 \sim \eta_5$ に
対しては数%以内の誤差しか生じない。たとえば $S_2=S_3=$
 10^5 cm/sec の界面再結合速度は η_5 の最大値を約 3%
低下させる。しかし GaAlAs/GaAs 界面の界面再結合速度
は $10^3 \sim 10^4\text{ cm/sec}$ 程度であり、⁷⁾ InGaAsP/InP 界面も格子整合が良くこれを考慮すると $S_2=S_3$ が 10^5 cm/sec
をこえることはほんとうえられない。また後の計算
結果より明らかとなるように $\eta_2 \sim \eta_5$ は表面に窓層を設け

であるため μ の影響もほとんど無視できる。図2-2(a)に
 おいたり、対 d の曲線は極大値をもつ最適な接合深度が
 存在する。この最適深度は光の吸収長 (K_i^*) とほぼ対応し
 ている。また 図2-2(b)から推察されるように $\eta_1|_{d=0}$ と
 η_2 の値は一致する。密層(I層)での光吸收を考えてい
 るので η_2 は d に依存しない。 η_3 は四元層厚の増大と
 共に接合深度が深くなるので d が大きい場合 η_3 は著しく
 減少する。一方 η_4 は四元層厚外厚くは、ても接合位
 置は変化しないので d を大きくすると一定値に近づき
 $d \rightarrow \infty$ の極限では η_2 に一致する。 η_3, η_4 は $d=0$ とすると
 四元層厚すなわち光吸收層厚が零となるので $\eta_3 = \eta_4 = 0$
 となる。 η_1 と η_5 は四元層厚が $4\text{ }\mu\text{m}$ 以上になるとま
 で一致し、 η_5 を通常の木モ接合ダイオードの量子効率とみ
 なしてよいことが分かる。(しかし、 η_5 の最大値は η_1 のそ
 れより若干大きい。これは二つのヘテロ界面でのキャリ
 ヤ閉じ込め効果に起因するものと思われる。図2-2(a)
 より 四元層厚 $3\sim 4\text{ }\mu\text{m}$, $d_2 = 1\text{ }\mu\text{m}$ とした η_5 の値が最も大きいことが分かる。

図2-3は $\eta_1 - \eta_3$ の四元層の吸収係数 k_2 依存性を示す。

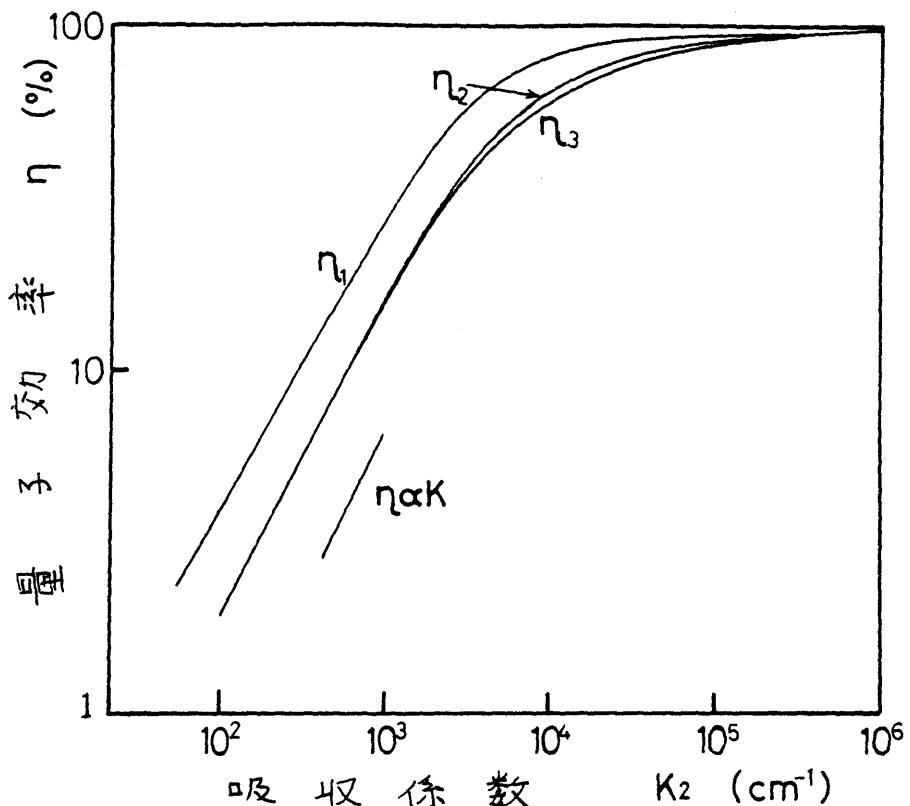


図 2-3 量子効率 $\eta_1 \sim \eta_3$ の K_2 依存性。(拡散長は $2\mu m$ とし、接合深さ d は それぞれの量子効率を最大にするように選んだ)

した。 d の値としては各々の K_2 の値について量子効率を最大にあるものを選んだ。量子効率を最大にある d の値は K_2 が小さいほど大きい。たゞ $K_2 < 10^2 \text{ cm}^{-1}$ では量子効率はほぼ K_2 に比例して増加している。このことは解析的にも示される。すなわち式(2-12)において $S_i=0$ ($i=1 \sim 3$)、
 $0 < K_2 L_i \ll 1$ 、
 $0 < K_2 d_i \ll 1$ ($i=2, 3$) の仮定をつくときは最終的に式(2-12)は次式に帰着する。

$$n = \xi \cdot K_2 \quad (2-13a)$$

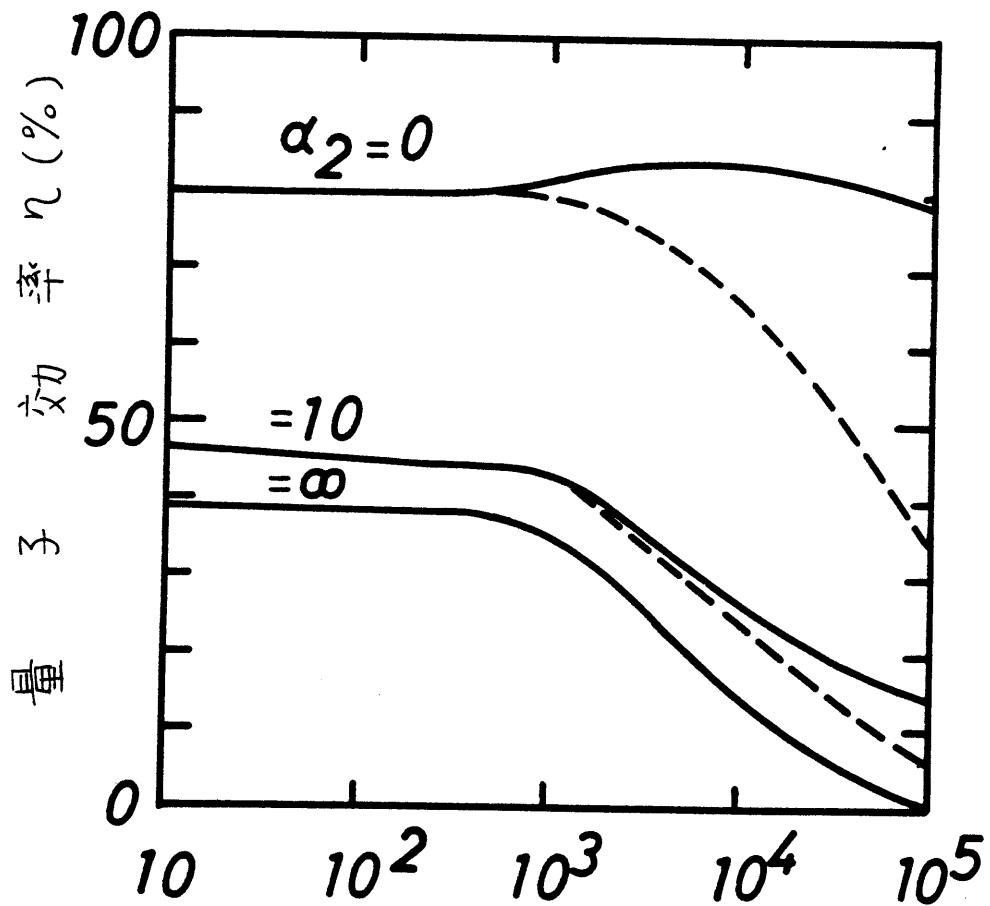
ここに ξ は 次式で表わされる比例定数である。

$$\xi = L_2 \tanh(d_2/L_2) + L_3 \tanh(d_3/L_3) \quad (2-13b)$$

表面、界面再結合の量子効率に対する影響を 図2-4

～図2-6 に示した。⁸⁾ 図2-5 は n -InP⁹⁾ と GaAs^{10,11)} の報告。

以下 表面再結合速度を例として用い、InP層で光の吸収



InPの光吸収係数 K_1 (cm^{-1})

図2-4 量子効率への表面、界面再結合の影響、実線： $\alpha_1 = \alpha_{\text{InP}}$ とした場合、破線： $\alpha_1 = \alpha_{\text{GaAs}}$ とした場合。

($L_2 = L_3 = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = d_2 = d_3 = 1 \mu\text{m}$, $K_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$)

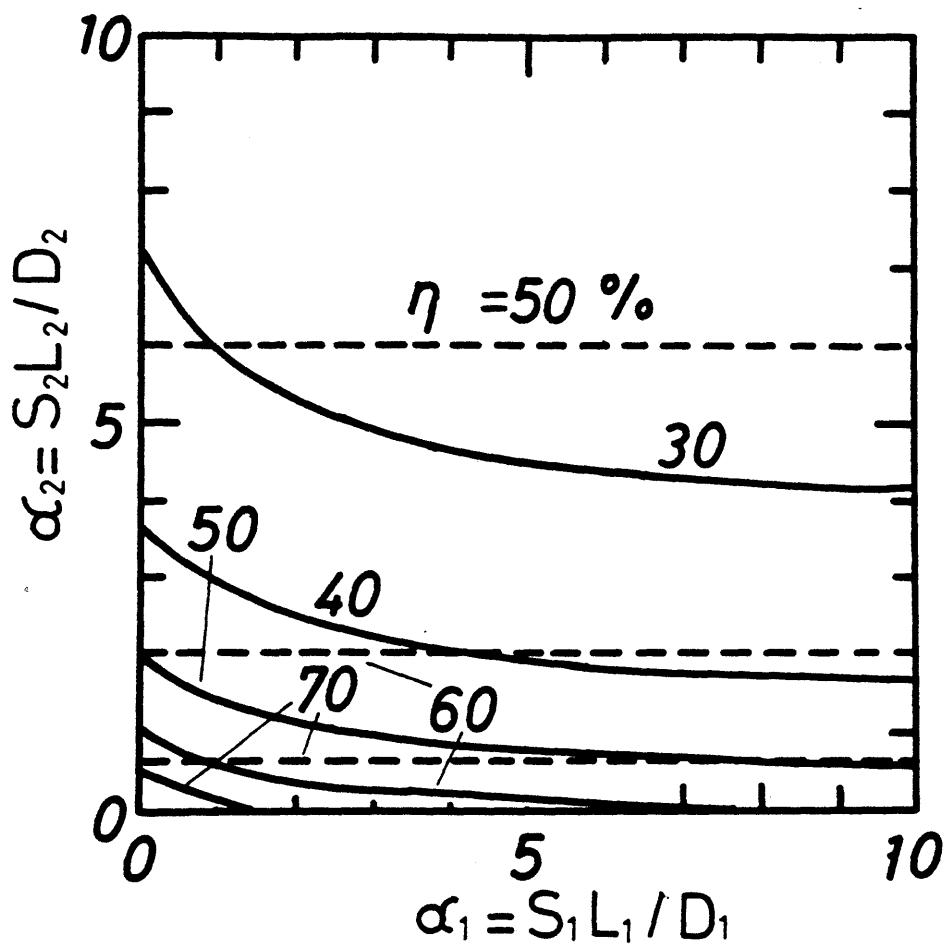


図2-5 $\alpha_1 - \alpha_2$ 面内での量子効率の等高線。実線は

$K_1 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ の場合、破線は $K_1 = 10 \text{ cm}^{-1}$ の場合、

$$(L_2 = L_3 = 2 \mu\text{m}, d_1 = d_2 = d_3 = 1 \mu\text{m})$$

が、ある場合には界面再結合の影響が出てくることを図示したものである。界面再結合を考慮しない場合 ($\alpha_2 = 0$)、n-InPの表面再結合速度は 10^3 cm/sec 程度といつて、実線で示すように $K_1 > 10^3 \text{ cm}^{-1}$ の領域で効率はほとんど低下しないが、GaAsの表面再結合速度(約 10^6 cm/sec)を用いると破線で示すように InP中の光吸収が大きい場合 ($K_1 > 10^3 \text{ cm}^{-1}$) に

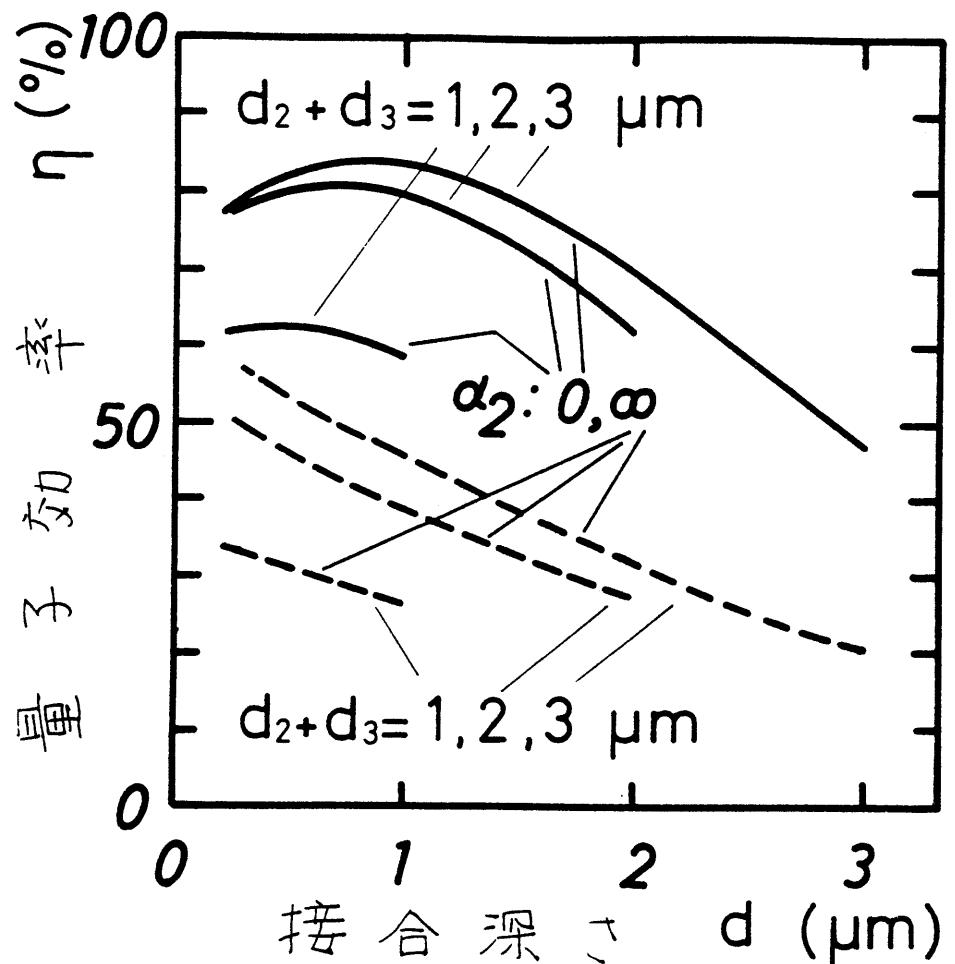


図 2-6 界面再結合を考慮した場合の量子効率 η_5 の四元層厚、接合深さ依存性。 $(L_2 = L_3 = 2\mu m, d_1 = 1\mu m)$.

感度は著しく低下する。波長 $1.0\mu m$ 以上では InP の吸収係数 k_1 は 10 cm^{-1} 以下なので表面再結合の影響はよろしく問題にならない。しかし界面再結合に強く影響を受ける。たとえば $\alpha_2 = \alpha_3 = 10$ のとき量子効率は界面再結合の影響がない場合の約 $1/2$ に低下する。図 2-5 は η_5 対 $\alpha_2 (= \alpha_3)$ 面内に量子効率の等高線をひいたものである。InP での光吸収が大きい場合は、量子効率は α_1 と α_2 の両方に依

存し、たとえば " $K_1 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ の時には 70 % 以上の効率を得
 るためには $\alpha_1 < 1.5$, $\alpha_2 < 0.5$ である必要があることを示
 していよ。 InP での光吸收が弱いと" する場合 ($K_1 = 10 \text{ cm}^{-1}$),
 素線で示すように効率は α_2 のみの関数となり α_1 に依存
 しない。界面再結合の影響があると最大効率を与える
 最適接合深さが変わってくる。その様子を 2 つの極端な
 場合、すなはち界面再結合速度が零の場合と無限大の
 場合について図 2-6 に示す。一般に、界面再結合の影響
 があると最適接合深さは浅くなる。このことは次のように
 説明される。つまり表面再結合が無い場合半導体内
 の少数キャリヤは、ほぼ光の吸収長で決まる分布をして
 いるが、表面で少数キャリヤが消費されるとそれを補なう拡
 散電流が表面に向かって流れるので深部までキャリヤは到
 達しない。キャリヤ密度の高い部分に接合を作ると効率
 は高くなるので、表面再結合の影響があると最適接合深さ
 は浅くなる。

2.4 過渡応答

時刻 $t=0$ で入射光子数が零になった場合、少數キ

キャリヤの分布は定常状態の分布から式(2-1)～(2-5)に従い
その形をくずしていく。それに伴い電流値は減少していく。
入射光遮断後の電流過渡波形は定常状態における
光励起された少數キャリヤの分布を初期条件として式
(2-1)～(2-5)を解くことによって得られる。(しかし任意の初期条件に對し式(2-1)～(2-5)を解析的に解くことは容易でない)ので、
ここでは差分近似による数値解で電流の過渡応答波形を
求めた。⁽²⁾ただし $S_1 = S_2 = S_3 = 0$ とし、式(2-6)～(2-9)の境界条件を考慮しながら計算を行なった。本章では n 層、p 層
中とも物質定数は同じと仮定した。図2-7(a)に $d_2 = d_3 =$
 $2\mu m$ の例に対する四元層内少數キャリヤ分布を、図2-7(b)
に外部回路に流れる電流値を時間の関数として示した。この
場合、電流過渡波形は正確な exp 関数にならないが後に
議論する抵抗と容量の積で決まる時定数 T_{RC} と比較するとた
めに定常値の $1/e$ になる時間をキャリヤ密度減衰時間 T_d
と定義する。ここに e は自然対数の底である。四元層厚、
接合深さが変化すると少數キャリヤ分布が変化し、 T_d も
変化することが示される。その様子を四元層厚 $d_2 + d_3$ で
規格化した接合深さの関数として図2-8に示す。定常状態

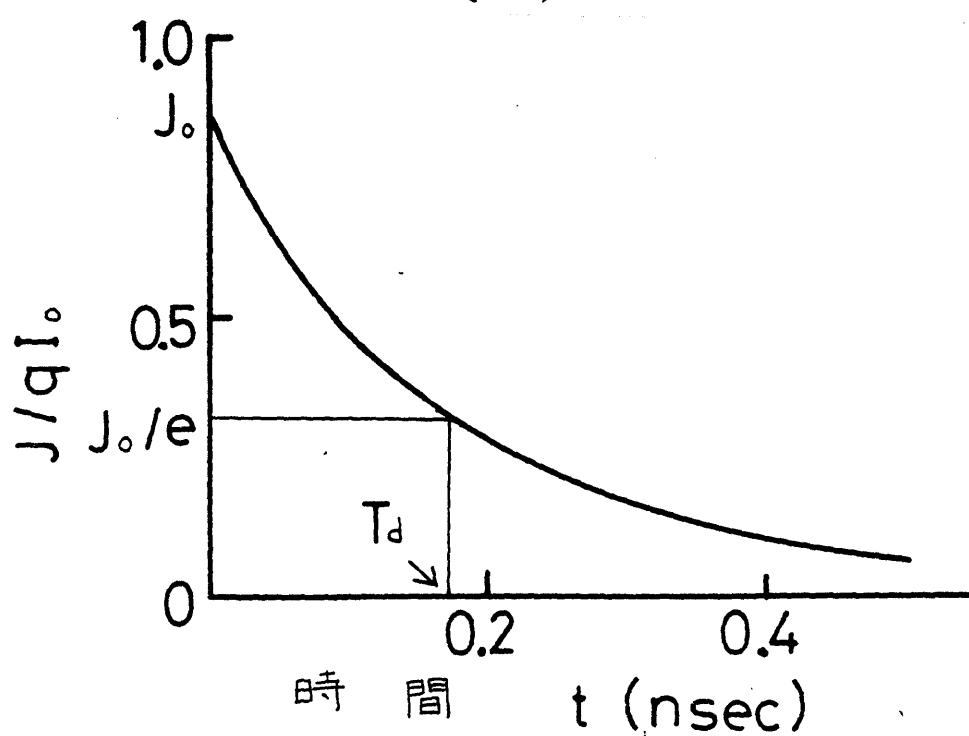
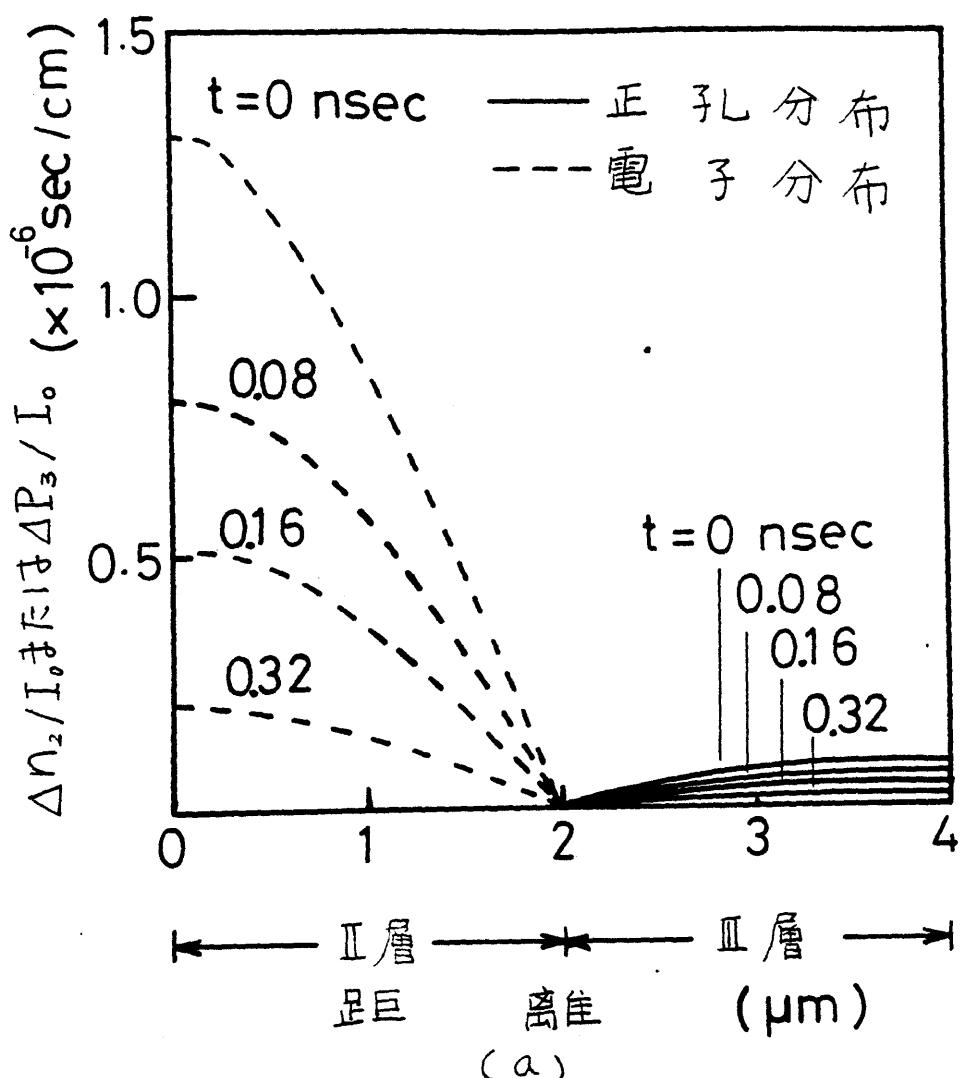


図2-7 $t < 0$ での光強度 I_0 で規格化した四元層内キャリヤ分布(a)と外部回路に流れ過渡電流波形(b).

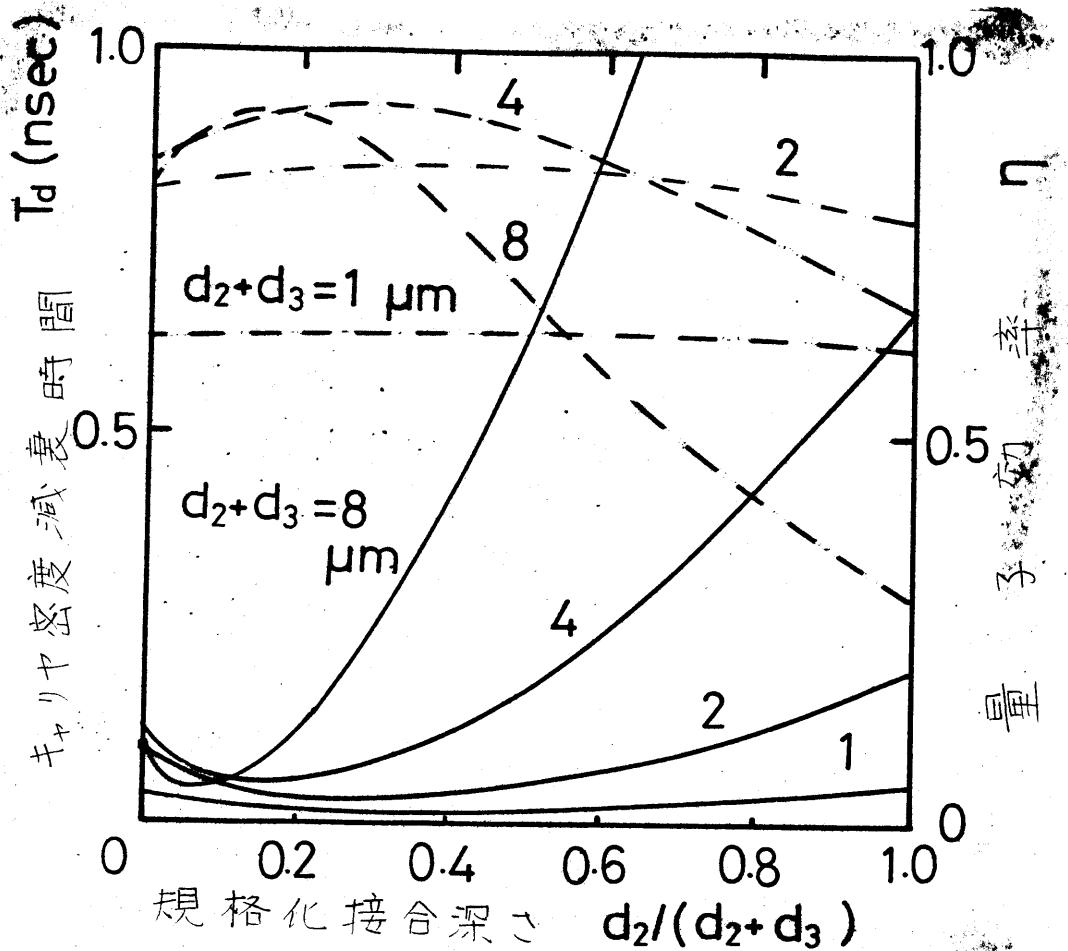


図2-8 量子効率 η とキャリヤ密度減衰時間 T_d の規格化接合深さ依存性。 $(D_2 = D_3 = 80 \text{ cm}^2/\text{sec.})$

における量子効率も合わせて示している。図2-8より接合深さを適当に選ぶと T_d を少數キャリヤ寿命の1/100程度にすることが可能であり、その場合 T_d はほとんどキャリヤ拡散時間 τ_d に制限されていることが分かる。(しかし接合が深くなるにつれ、少數キャリヤは接合にたどり着く前に再結合し、ついで T_d はキャリヤ寿命で決定されることになる。)

図2-9には T_d と最も短くする接合深さを示す場

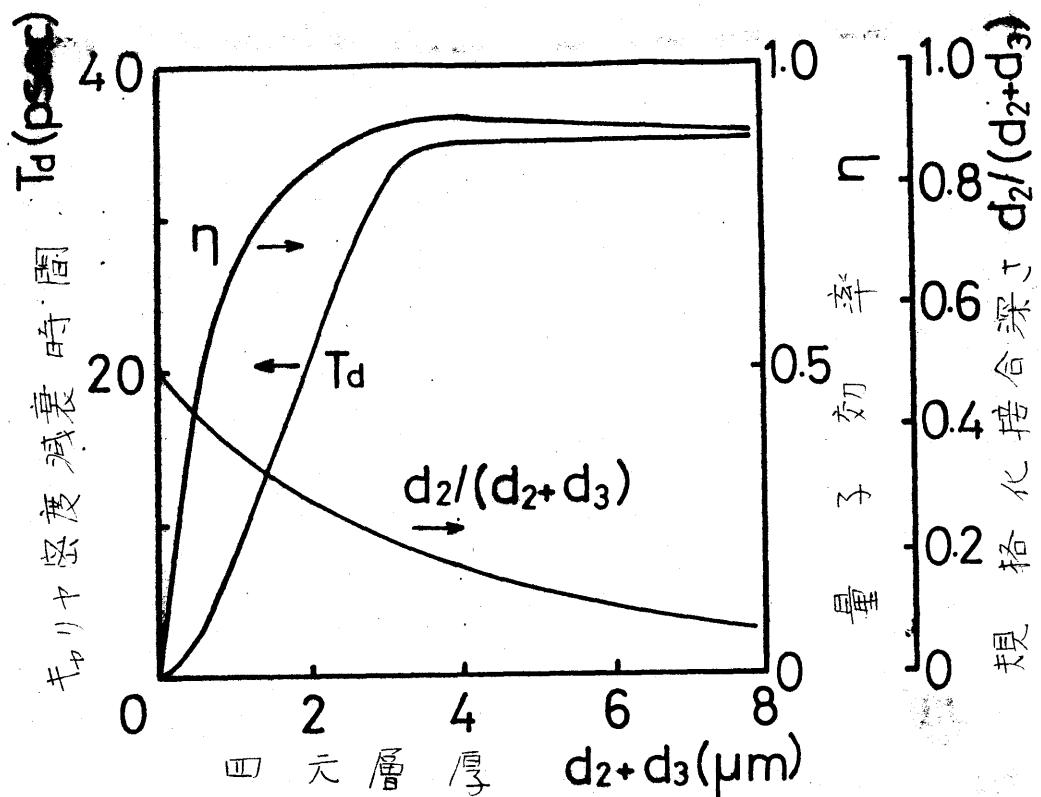


図2-9 キャリヤ密度減衰時間 T_d を最も短くするように接合深さ d_2 を選んだ場合の T_d の四元層厚依存性。そのときの量子効率と規格化接合深さも示している。

この T_d の四元層厚 d_2 依存性を示す。接合深さ、量子効率も合わせて示している。図2-9より、四元層が薄くなるほど T_d は小さくなり、量子効率は低下する。これが分かる。四元層が厚くなると T_d が飽和するのは、光の吸収長が走っている波長領域では $1\text{ }\mu\text{m}$ 程度と短いので¹³⁾ 深部まで光が浸透しないためである。ある与えられた四元層厚 d_2+d_3 に対して接合深さ d_2 を図2-9に示すように選んだ場合、 T_d はキャリヤ拡散時間で決まる。

ので、 T_d を小さくするにはキャリヤ 疾散係数を大きく、疾散距離 (四元層厚) を短くすればよい。素子の立ち上り時間を無視した場合の利得・帶域幅積に相当する量 J_0/T_d (J_0 は大さくにおける短絡電流、図2-7参照) はキャリヤ寿命にはほとんど無関係に $d_2 + d_3 \approx 0.3 \mu\text{m}$ 付近で極大値をとる。(しかし、このときの量子効率は10%程度と低く、また J_0/T_d のビーグ点はそれほどこうでも応答時間は十分短いので、ビーグ点が最適設計点であるとは必ずしもいえない。

光ファイオートの応答時間を制限する要因としては、少数キャリヤ密度減衰時間 T_d のほかに、空乏層容量 C と負荷抵抗 R で決まる時定数 T_{RC} 、および接合にたどり着いたキャリヤが空乏層を通過する時間 T_t が考えられる。 T_t はキャリヤが空乏層を飽和速度 v_s (約 $2 \times 10^7 \text{ cm/sec}$)^{14), 15)} で通過する時間であると思われるから、 W を空乏層幅としてほぼ次式で与えられる。¹⁶⁾

$$W = \left(\frac{2 \varepsilon_r \varepsilon_0 V_D}{g N} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-14a)$$

$$T_t = W/v_s \approx 1.7 \times 10^{-4} N^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{sec}) \quad (2-14b)$$

ただし、 $N (\text{cm}^{-3})$ は片側1階段接合を考えた場合の小さい側のキャリヤ密度、 ε_r 、 ε_0 はそれぞれ比誘電率および真空の誘電率。

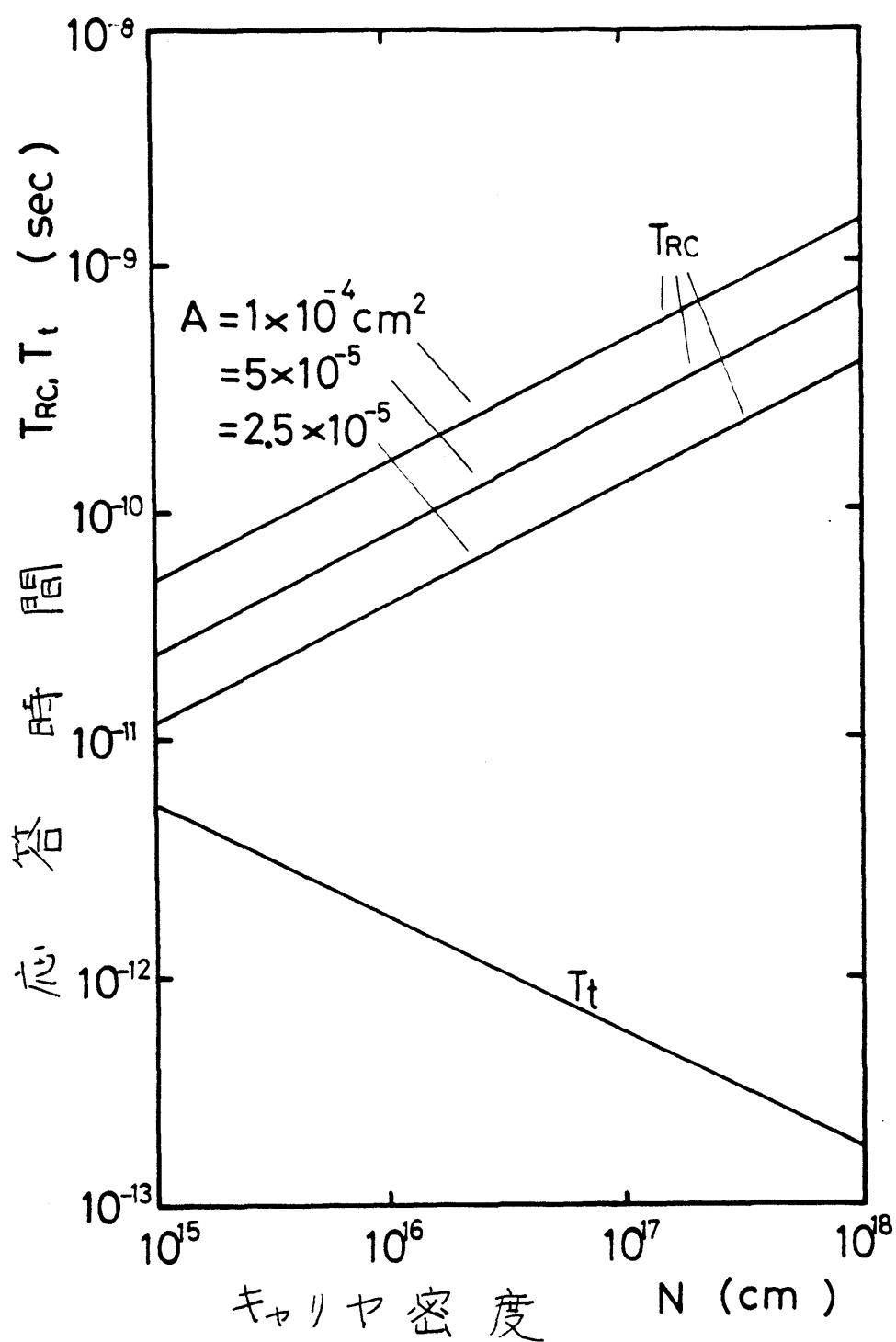


図2-10 RC 時定数 T_{RC} と空乏層通過時間 T_t のキャリア密度依存性。 T_t は接合面積 A に依存しない。

q は電子電荷量、 V_0 は接合での拡散電位であり、物質定数 (ϵ_r, V_0) は InP のそれを用いた。⁽¹⁷⁾

通常負荷抵抗 $R(\Omega)$ は素子のゼロバイアス状態での抵抗（数 $M\Omega$ 以上）に比べて十分小さいので、RC時定数 T_{RC} は、

$$T_{RC} = R \cdot A \left(\frac{8\varepsilon_r \varepsilon_0 N}{2 V_D} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 3 \times 10^{-16} N^{-\frac{1}{2}} R \cdot A \quad (\text{sec}) \quad (2-15)$$

で与えられる。ただし $A (cm^2)$ は p 基接合面積である。図2-10に T_{RC} と T_d の N 依存性を示す。 T_d は T_d に比べてはるかに以上小である。 T_{RC} は T_d より大きくなりうる。

以上のことと総合すれば、あるダイオード構造が与えられた場合、その高速応答特性を制限する要因が決まる。

たとえば図2-2(a)より最も高い量子効率は $d_2 + d_3 \approx 4 \mu m$, $d_2 \approx 1 \mu m$ のとき得られるが、このときの T_d , T_t , T_{RC} は次のとおりである。ただし $N = 10^{16} cm^{-3}$, $R = 50 \Omega$ とした。

$$T_d = 60 \quad \mu\text{sec} \quad (2-16)$$

$$T_t = 1.7 \quad \mu\text{sec} \quad (2-17)$$

$$T_{RC} = 1.5 \times 10^{-6} A \quad \text{sec} \quad (2-18)$$

したがってダイオードの応答時間は $A > 4 \times 10^{-5} cm^2$ のときは T_{RC} により制限され、 $A < 4 \times 10^{-5} cm^2$ のときは T_d により制限される。また図2-9より応答速度が T_d により制限される場合には、四元層を薄くすることにより量子効率を犠牲にして T_d をさらに短くできる

ことが分かる。

2.5 まとめ

ヘテロ構造光ダイオードの量子効率と応答時間と理論的に述べた。その最適設計の指針を明らかにした。それは次のようにな要約することができます。

(1) 四元層厚と接合深さを最適に選んだダブルヘテロ構造光ダイオードが最も高い量子効率をもつ。その最適な接合深さ、および四元層厚はほとんど四元層の先の吸収係数(K_2)とキャリヤ拡散長(L)だけの関数であり、 $K_2 = 10^9 \text{ cm}^{-1}$, $L = 2 \mu\text{m}$ のときは、それぞれ $1 \mu\text{m}$, $3 \sim 4 \mu\text{m}$ である。このときの最大内部量子効率は 84% になる。

(2) 接合深さを適当に選ぶとキャリヤ密度減衰時間は少數キャリヤ寿命の $1/100$ 程度になり、ほとんどキャリヤ拡散時間で決まっている。これは、先の吸収長とキャリヤ拡散長がほぼ同程度であるためである。(ただし、 p_n 接合の位置と先の吸収層との間隔が広がるとつれ、 T_d は少數キャリヤ寿命で決まってくる。素子の総合立下り時間は $T_d + T_A$ と T_{RC} の大きい方に決めて制限される。 T_d は接合面積が

$4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ 以下 のとき T_{RC} より 大きく なり、 そのときの 応答時間 は 約 60 psec である。 T_d はほとんど無視できる程度である。

本章 での 計算手法 および 結果 は、 4 章 に おいて InGaAsP 層 の 物質定数 (拡散長, 表面再結合速度, キャリヤ 拡散係数) の 測定 に も 利用 される。 本章 での 計算 は すべて p 層, n 層 中 で 物質定数 は 同じ と仮定し、 n 层 中 の 値 を 使用 したが、 実際に は キャリヤ 拡散係数 D (等価的 に キャリヤ 移動度) の 値 が p 層 中 と n 層 中 で 異なり、 とくに T_d の 推定 値 に 誤差 を 生ずることを 考えて 入れておく 必要 がある。

文献

- 1) J.J.Loferski and J.J.Wysocki; RCA Rev. 22 (1961) 38.
- 2) R.B.Emmons and G.Lucovsky; IEEE Trans. Electron. Devices ED-13 (1966) 297.
- 3) T.Kaneda and H.Takanashi; Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 642.
- 4) 酒井、梅野、戸部、雨宮; 電子通信学会論文誌 (C) J62-C (1979) 676.
- 5) 酒井、青木、戸部、雨宮; 電子通信学会技術研究報告 ED 78-64 (1978) 97.
- 6) T.S.Moss, G.J.Burrell and B.Ellis; Semiconductor Opto-Electronics (London Butterworths, 1973) 155.
- 7) M.Ettenberg and H.Kressel; J. Appl. Phys. 47 (1976) 1538.
- 8) 酒井、梅野、雨宮; 第39回应用物理学学会学術講演会予稿集 (昭和53年秋) 494.
- 9) H.C.Casey and E.Buehler; Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 247.
- 10) M.Ettenberg, H.Kressel and S.L.Gilbert; J. Appl. Phys. 44 (1973) 827.
- 11) L.Jastrzebski, H.C.Gatos and J.Lagowski; J. Appl. Phys. 48 (1977) 1730.
- 12) 戸部、酒井、梅野、雨宮; 第26回应用物理学学会学術講演会予稿集 (昭和54年春) 184.
- 13) H.H.Wieder, A.R.Clawson and G.E.McWilliams; Appl. Phys. Lett. 31 (1977) 468.
- 14) M.A.Littlejohn, J.R.Hauser and T.H.Glisson; Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 242.
- 15) T.J.Malone and J.Fray; J. Appl. Phys. 48 (1977) 781.
- 16) S.M.Sze; Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and

sons, 1969) 89.

- 17) M.Neuberger; Handbook of Electronic Materials Vol.2 (IFI/
Plenum, 1971) 108.

第3章 InGaAsP/InP ダブル1行口光ダイオード

§3.1 緒言

InGaAsP/InP 系四元混晶は、1972年ごろから発光・受光素子材料として研究されてきた。^{1,2)} この材料を用いて最初にレーザ動作が確認されたのは1974年であり、³⁾ 1976年に17 J.J.Hsieh らにより室温連続発振が報告された。⁴⁾ 彼らのレーザダイオードは波長 $1.1\mu\text{m}$ 附近で発振し、しきい値電流密度は 7.5 kA/cm^2 である。その後、T.Yamamoto らは、 $1.3\mu\text{m}$ で室温連続発振し、一万時間以上の寿命をもつレーザを作製した。⁵⁾

本研究とほぼ同時にいくつかの報告があつた。⁶⁻⁸⁾ 最近の光ファイバが波長 $1.5\mu\text{m}$ 附近で極低損失を示すにもかかわらず、従来波長 $1.4\sim1.6\mu\text{m}$ まで感度をもつInGaAsP/InP系光検出器は報告されていなかつた。そこで筆者らは初めて波長 $1.4\sim1.7\mu\text{m}$ にハニトキャップをもつInGaAsP/InP系の結晶成長条件を明らかにし、この波長帯に感度を有する光検出器を作製した。⁹⁻¹¹⁾ 本章では、波長 $1.2\sim1.7\mu\text{m}$ 帯でInP基板に格子整合(=InGaAsP)の結晶成長条件と、成長ウェーハからの光ダイオードの作製手順およびその評価について述べる。最後に、この系を用いた光検出器の問題点を明らかにする。

§3.2 InP 上への InGaAsP 層の LPE 成長

結晶成長は横型スライドポート式の液相 LPE シャル (LPE) 法により行った。¹²⁾ これは最初 I. Hayashi と ¹³⁾ 室温連続発振する GaAlAs/GaAs レーザを作るために使用したものと原理的に同じである。使用した電気炉の模式図と、その温度分布を図3-1に示す。¹⁴⁾ 基板を固定し、4種類の結晶成長用メルトを押しつけて動かし、順次基板上に移動し、多層成長を行なうことのできる構造には、ている。結晶成長は Pd (パラジウム) 膜で純化された水素雰囲気中で行なった。用いた基板は面方位 (100)、キャリヤ密度 $\sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の Sn (錫) ドーパー N 型 InP (焼成イニジウム) 結晶である。基板の E.P.D. (エッチング) 密度は $10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^{-2}$ である。レーザ用、光ダイオード用ウエハとも InP 基板上に

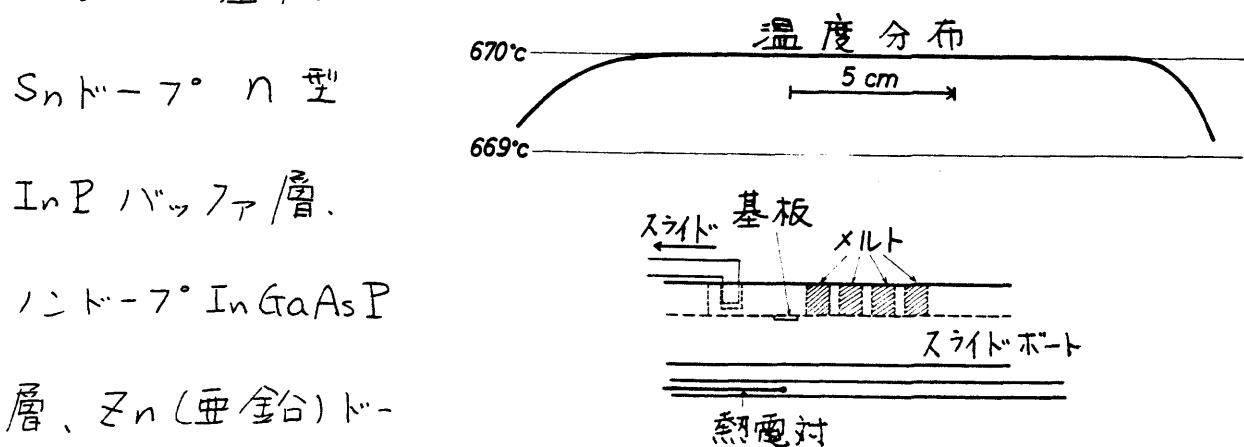


図3-1 結晶成長用カーボンポートの模式図

ト層 (あるいは

こ火炉心管内温度分布。

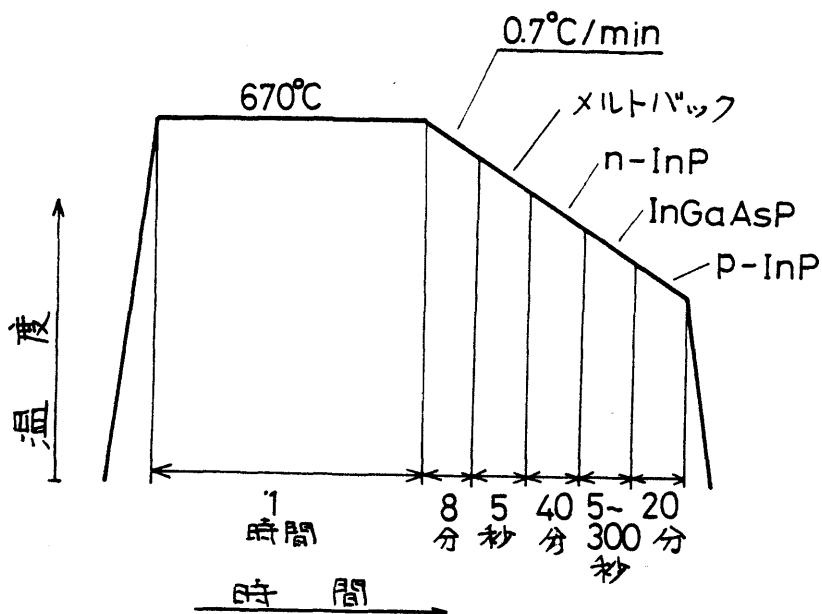


図3-2 アーバルヘテロ構造ウエハの成長用温度プログラム。

窓層^{*}) の3層を順次成長させた。各メルトの溶媒として In (インジウム) を用い、InP 層の成長には In, InP 多結晶とドーハート (不純物)、四元層の成長には InP, GaAs (石英素化ガリウム), InAs (石英素化インジウム) 多結晶をそれぞれ仕込んだ。

成長にさきがけて InP のメルトにヨリ InP 基板表面を 5 秒間ほど溶解し、表面のフリーニンフを行なった。溶解にヨリ削り取られた層、いやゆるメルトバッフの深さは約 10~20 μm であり、P(磷) の離陸脱などによる基板表面乱れを完全に除去することができる。このメルトバッフ用 In (インジウム) を加えて結局一

* レーザ用の場合にはフラット層、光ダイオード用の場合には窓層およびのか適切と思われる。

回の成長に使用するメルトは4種類となる。結晶成長に用いた温度プロファイルを図3-2に示す。 170°C にて一時間各メルトの溶解均一化を行ない、続いで $0.7^{\circ}\text{C}/\text{min}$ の割合で温度を降下させながら結晶成長用メルトと基板に接触させ、順次成長を行なう。ノンドーピングのInGaAsP層はn型であるが、p-InP層のトーパントであるZnの拡散係数が非常に大きく結晶成長中にInGaAsP層中にまで拡散していく。したがってpn接合は通常四元層中に形成される。接合の位置の測定については第4章で述べる。

図3-3に成長ウェハのべき開断面を KOH + $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ + H_2O でステンレスチニアブルした面のSEM(走査型電子顕微鏡)写真と、べき開断面のXMA(X線微少分析)

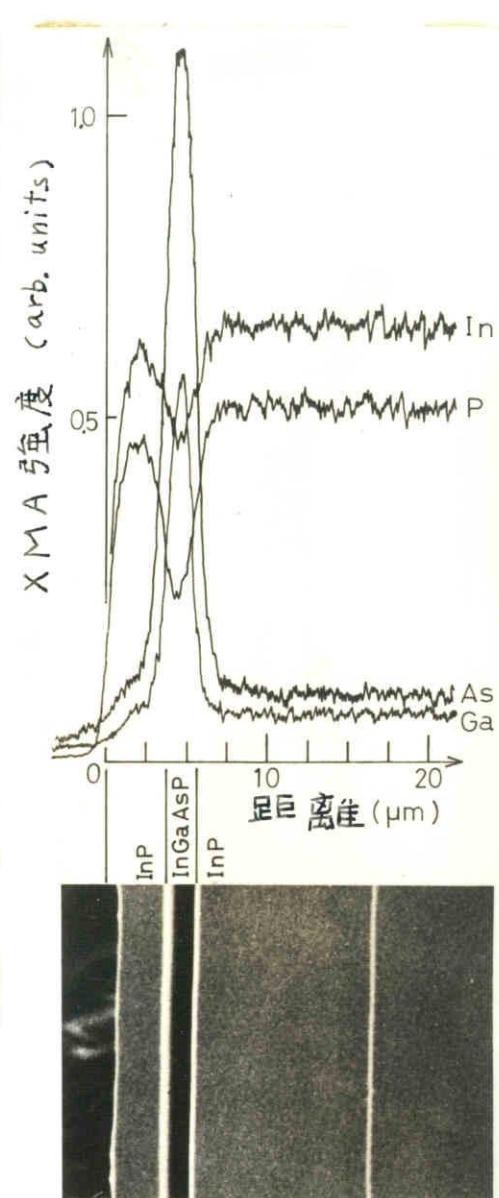


図3-3 成長ウェハのべき開断

面SEM写真とXMA線分析結果。各層の厚さは

$\text{p-InP}; 3\mu\text{m}$, $\text{InGaAsP}; 1.5\mu\text{m}$, $\text{n-InP}; 11\mu\text{m}$ である

46

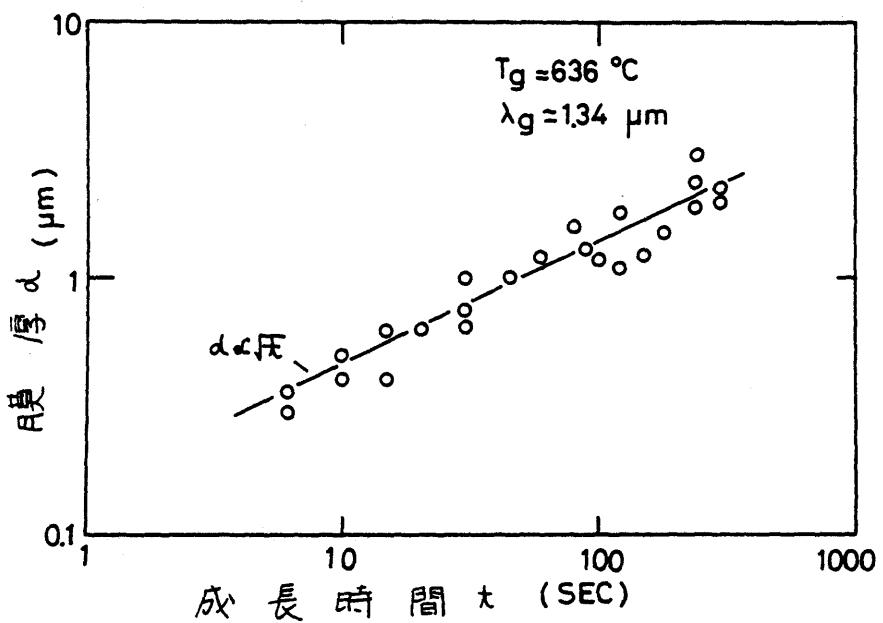


図3-4 四元層の成長時間 t と成長膜厚 d の関係。 T_g は四元層の成長開始温度、 λ_g は四元層のバンドギャップ、 A° イネルギーに対応する波長である。

X-ray Microprobe Analysis) 線分析の結果を示す。InP 基板上に平坦なきれいな層から層成長していることが分かる。各層の厚さは図3-3に示した試料の場合、n-InP 層 $11\ \mu\text{m}$, InGaAs P 層 $1.5\ \mu\text{m}$, p-InP 層 $3\ \mu\text{m}$ である。XMAのGa(ガリウム)とAs(砒素)の強度が四元層中で強くなり、In(インジウム)とP(磷)の強度が弱くなっていることが分かる。四元層中のこれらの強度と、標準試料からの強度との比較により、四元層の固相比が決定できる。図3-3に示す試料においては、入射電子線の径が四元層厚に比べて十分小さくないので正確な測定はできない。

ウェハ No.	λ_g (μm)	InP (mgr)	GaAs (mgr)	InAs (mgr)
180	1.26	30.0	12.0	64.2
142	1.34	30.0	15.0	72.4
158	1.43	30.0	17.8	77.0
159	1.48	30.0	20.0	77.0
191	1.56	30.0	26.0	76.9
198	1.68	0	35.0	50.0

表3-1 In Ig 中への仕込量とバンドギャップ。
(λ_g は四元層のバンドギャップエネルギーに対応する波長。)

が、四元層の厚い別の試料について測定を行なった。その結果
 $\lambda_g = 1.48 \mu\text{m}$ をもつ四元層について $\text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}_{0.73}\text{P}_{0.27}$ である。
ここに λ_g は四元層のバンドギャップエネルギーに対する波長である。

四元層の成長時間 t と成長膜厚 d の関係を図3-4
に示す。GaAsなどの二元 III-V族化合物半導体の場合、過
冷却メルトからの液相成長については d と t の間に次の関係
があることが知られている。¹⁵⁾

$$d \propto (z \cdot \Delta \cdot t^{\frac{1}{2}} + \frac{4}{3} \cdot R \cdot t^{\frac{3}{2}}) \quad (3-1)$$

ここで Δ は過冷却温度、 R は冷却速度である。この場合、成
長時間 t は 5 分以内であり、 $R = 0.7 \text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$ 、 Δ は数度と思

われるので、第2項は第1項より小さい。図3-4に示す実験結果は $\alpha \propto \sqrt{t}$ の直線上に上くのであり、四元化合物半導体についても式(3-1)が適用されることを示している。

表3-1に四元成長用メルトへの仕込量と、それから成長した四元層のバンドギャップエネルギーに対応する波長入射をまとめた。

No. 198 以外のメルトには InP を過剰に仕込んでおり、成

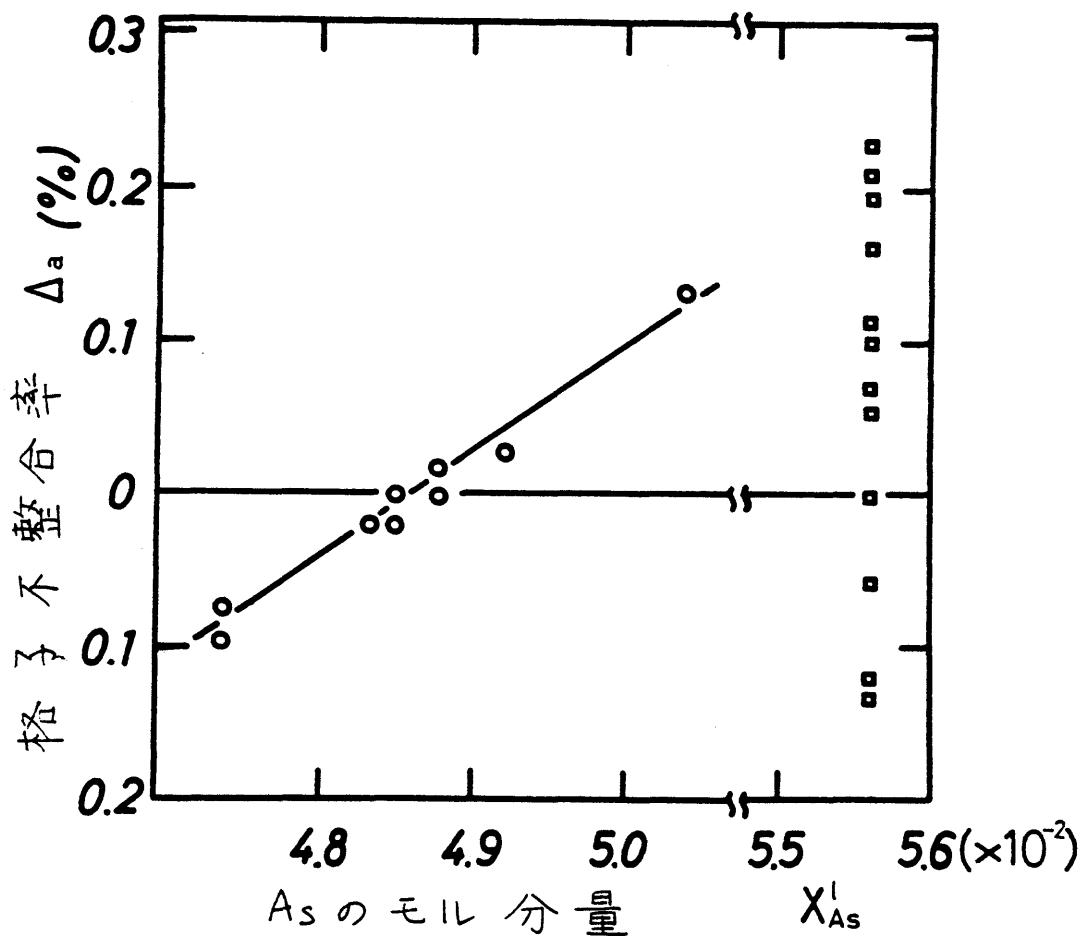


図3-5 メルト中のAsのモル分量 X_{As}^l と格子定数の関係。○ No. 1;

InPを過剰に仕込んだメルトからの成長 ($X_{Ga}^l = 1.03 \times 10^{-2}$,

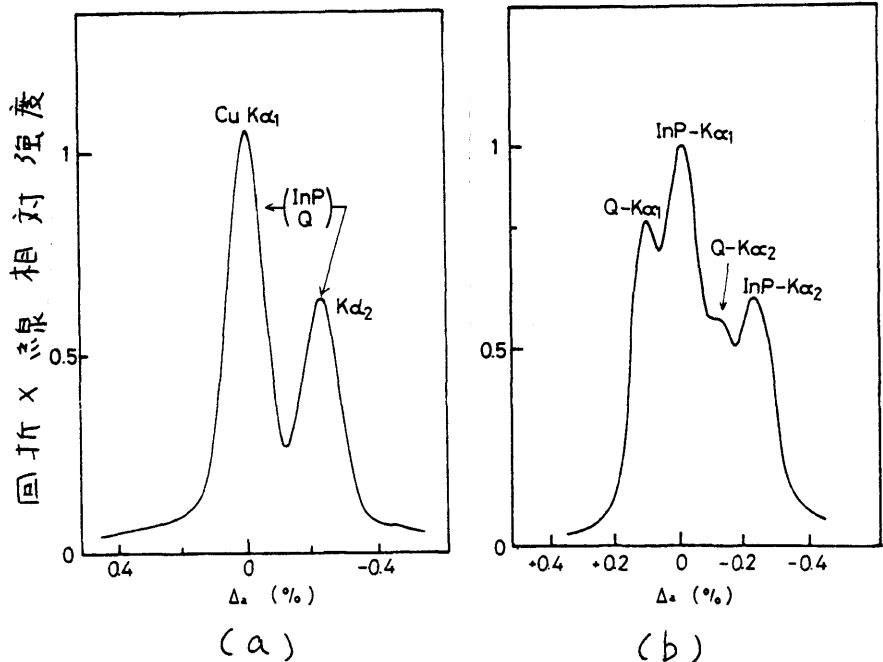
$E_g = 0.91 \text{ eV}$), □ No. 2; InPを過剰に仕込まれたメルト

からの成長 ($X_{Ga}^l = 1.41 \times 10^{-2}$, $E_g = 0.85 \text{ eV}$).

長温度で InP は一部溶けずにメルト上に浮かんでいる。このうち
ゆる 2 相溶液からの成長は、メルト中の P (磷) の離脱による
相成、格子定数のばらつきを大きく軽減する。¹⁶⁾ その効果は図 3-5
によく表わされている。図中 No. 1 は 2 相溶液からの成長であり
(○印)、No. 2 は成長温度で仕込んだ試料がすべてメルト中に溶
け込んだ溶液からの成長結果である(□印)。横軸にはメル
ト中の As (砒素) のモル分量 X_{As}^l をとり、縦軸には InP 基板
との格子不整合率 $\Delta_a = (\alpha_{InP} - \alpha_{InGaAsP}) / \alpha_{InP}$ をとっている。
ただし α_i は i 結晶の格子定数を表す。No. 1 においては
 X_{As}^l と四元層の格子定数との間に直線関係があり、液相
中の As の量、すなわち InAs の仕込量により四元層の格子
定数を調整できることを示している。しかし一方、No. 2 にお

図 3-6

格子整合しない場合
(a) と (b) の場合
(b) の典型的な XRD 回
折パターン。(Q は四元
層を表す。)



いっては、同じ X_{Ga}^l , X_{As}^l においても格子不整合率は ±0.2 % の範囲で大きくばらつく。格子不整合の測定は、Cu(金属)の K_α 線を用いた X線回折法により行った。図 3-6(a), (b) はそれぞれ格子整合した場合と、格子不整合が大きい場合の典型的な X線回折パターンを示す。格子整合した場合は InP の C-O-C と $In_xGa_{1-x}As$ 層の C-O-C が重なり合ひ、Cu の K_α と K_{α_2} の C-O-C に対応する 2 つの C-O-C が観測されるが、格子不整合が大きい場合には、4 つの C-O-C が表われる。たゞし Δ_a が 0.5 %

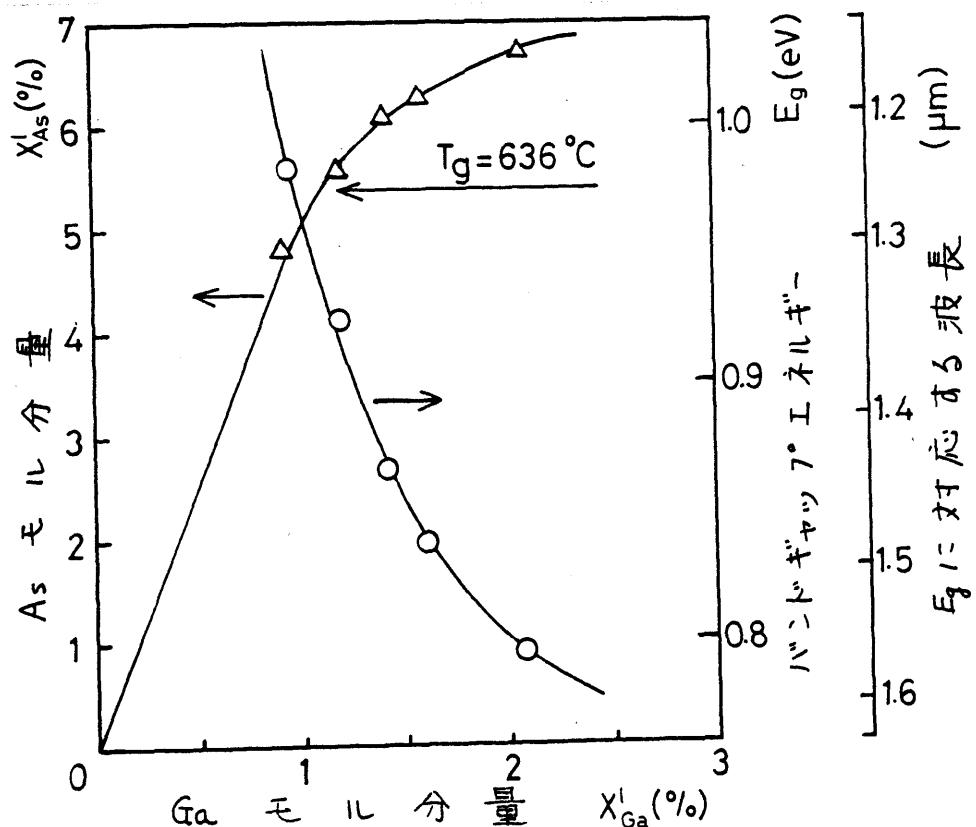


図 3-7 格子整合した場合の X_{Ga}^l , X_{As}^l と田元層のバンドギャップエネルギーの関係。(T_g は田元層の成長開始温度。)

以下になると測定が難しくなる。

格子整合がこれた場合のメルト中のAs(石化素)とGa(ガリウム)のモル分量 X_{As}^l , X_{Ga}^l の関係およびそのときのバントキャットエネルギー E_g と X_{Ga}^l の関係をそれぞれ△印および○印で図3-7に示した。 T_g は四元層の成長開始温度である。

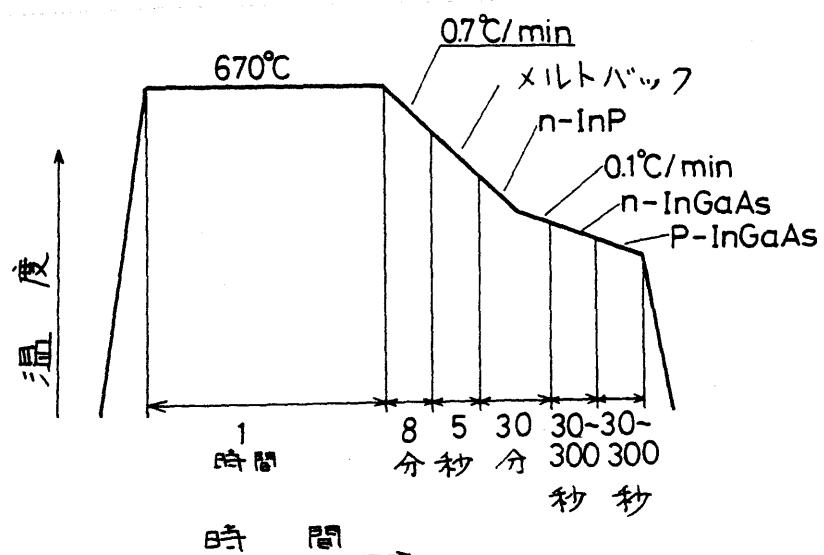
四元層上にさらにInPを成長してダブルエタロ(DH)構造とする場合、第3層p-InPの成長用メルト中にはGaとAsの成分がよく含まれていないので、四元層表面がメルト中へメルトハーフされる。それが再び結晶化し、四元層/p-InP界面に変成層を形成する。この変成層は格子定数測定の際のX線回折パターンや、ルミネッセンスパターンに異常な影響を及ぼしたりする。⁽⁷⁾またこの界面にpn接合が形成されるとダイオードの効率が悪くなる。この変成層の存在は本論文第4章で行った実験結果(図4-5)でも確かめられる。四元層のバントキャットエネルギーが小さくなると液相、固相中のGaとAsの含有量が大きくなりPの含有量は少なくてなる。GaとAsの成分が多くなるとp-InP成長用メルト中へのoke込み量も大きくなる。そして四元層のバントキャットエネルギーが0.03eV以下になると四元層上へのInP層の成長が非常に難しくなる。

くなり、カーフルヘテロ構造とすることはできない。そこで入子が1.5 μm をこえる試料はシンブルヘテロ(SH)構造とい、四元層中のpn接合を形成した。

表3-1中No.198の試料は成長用メルト中にP(磷)の成分を多く含んでいい。この成長層はInP基板上のInGaAs三元混晶である。この物質は、図1-2においてInP基板の等格子定数線とGaAs-InAs線の交点に対応し、固相比 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ をもつ。この固相比は理論的にも次のようにして決定できる。すなはち $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ の固相比 x, y と、その格子定数 a の間には次のVegardの法則が成立する。

$$a = x \cdot y a_{\text{InAs}} + x(1-y) a_{\text{InP}} + (1-x)y a_{\text{GaAs}} + (1-x)(1-y) a_{\text{GaP}}$$

(3-2)



InPに格子整合

がされた場合の

図3-8 InGaAs 成長用温度7°/分

x と y の間に

△.

$a = a_{InP}$ とあることにより次の関係がある。

$$0.419X + 0.205Y - 0.015XY = 0.419 \quad (3-3)$$

$InGaAs$ 三元混晶の場合は、上式において $Y=1$ とすると、 $X = 0.529$ と求まる。三元結晶の成長条件は四元のそれとやや異なる。成長温度プログラムを図3-8に示す。温度下降速度 $0.1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ 程度が最も良い成長層を与えることが分かる。ついで、⁽¹⁸⁾ 第1層 n -InP 成長中に下降速度を $0.7^{\circ}\text{C}/\text{min}$ から $0.1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ に変更して三元層の成長を行なった。

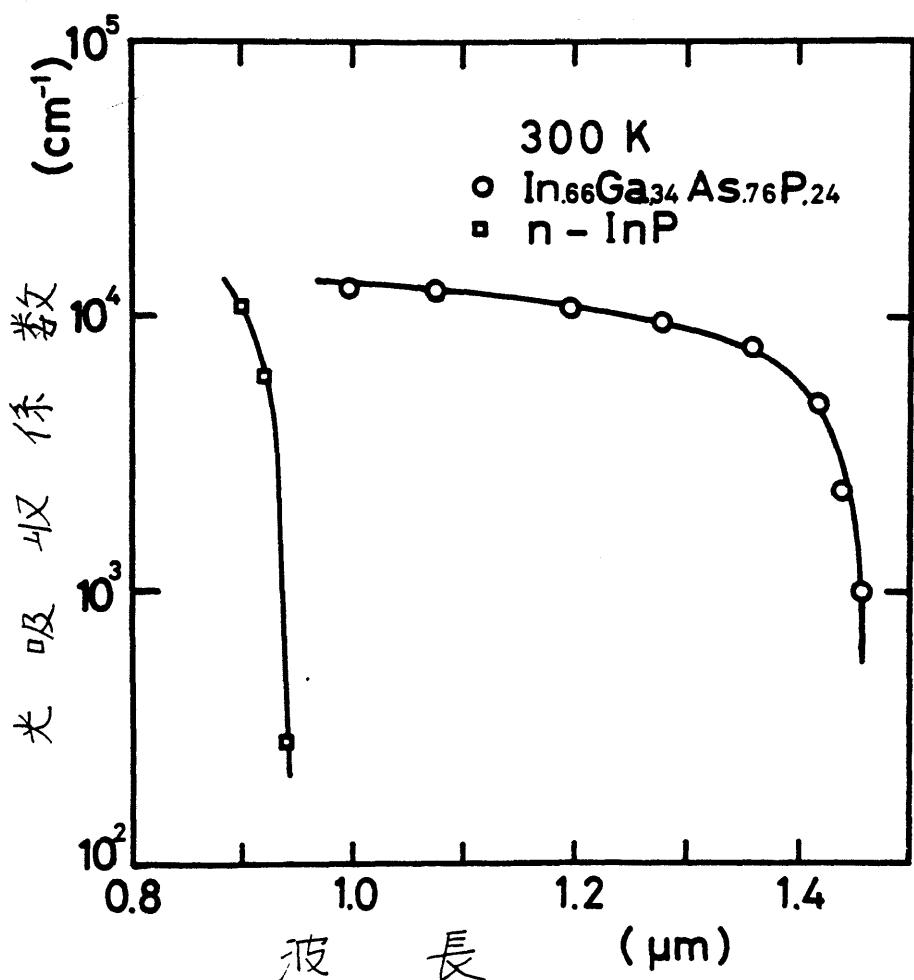


図3-9 四元層とInPの光吸収係数。

光ダイオードの設計に重要なパラメータの一つである光吸収係数は、赤外透過ガスアーフトルと成長膜厚から決定した。⁽¹⁹⁾ その一例を図3-9に示す。四元層外直接遷移型半導体であることを反映して、吸収帯での大きな光吸収係数と、ハニカムチャット付近での急激な減少を示している。吸収帯での吸収係数は約 10^4 cm^{-1} であり、InP, GaAs とはほぼ同程度の値をもつている。

3.3 ダイオードの作製と評価

InGaAsP/InP 系を用いて作製された光ダイオードには大別するとメサ型のものと、熱拡散や、イオニシフロンティショニ等によるPL-T型のものがある。^(20, 21) 本研究においては、作製が容易であるという理由によりメサ型の構造をとり上げた。典型的な作製プロセスを図3-10(a)~(f)に示した。まず成長ウエハの基板底面を研磨し、基板厚を $100\mu\text{m}$ 程度に仕上げた(a)。その後、基板底面には全面に、また成長層側上面にはスputト状に、それぞれ Au(金)-Sn(錫)(重量比 10:1), Au-Zn(重金)(重量比 10:1) を真空蒸着(b)、窒素ガス中 400°C で約3分間熱処理してオードンフ電極とした。InPへのオ-

ミップ電極の形成ほか

より難しく、この

方法により約 5×10^{-3}

$\Omega \text{ cm}^2$ 以下の面抵抗

をもつ素子が得られ

た。 続いて、通常の

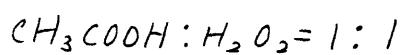
光リソグラフィーの技術

を用い、 $100 \sim 700 \mu\text{m}$

の径をもつメカニック

シグを行なう。た (c) ~ (e)。

エチニグには HCl :



: 1 (体積比) を用い

50°C にて行なう。

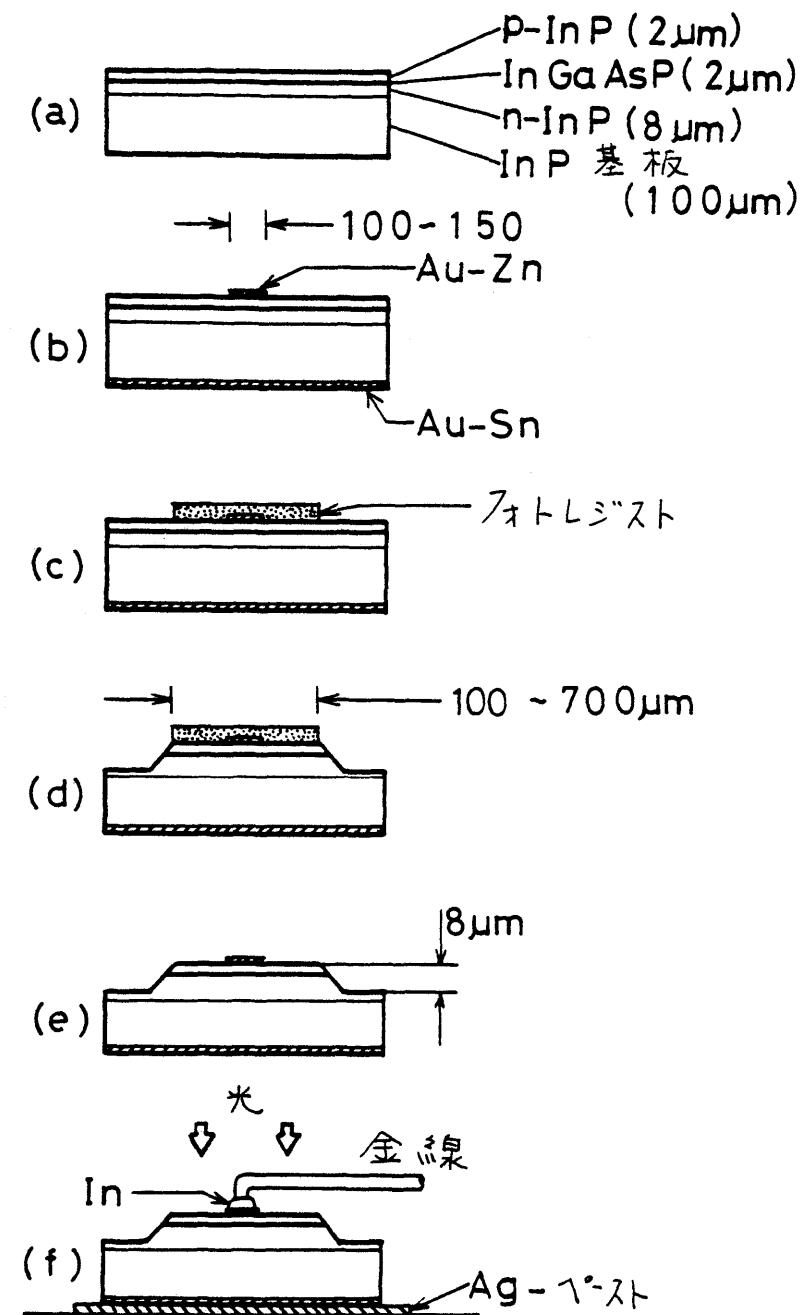


図3-10 Xサ型光ダイオードの作製手順。

エチニグ深さは、ミック

ンク時間によりコントロールした。最後に In (インジウム) ハニタ"によ

り金線付けを行ない、光ダイオードとした (f)。

この素子の電流 (I)- 電圧 (V) 特性を図3-11に示す。同

じ素子の逆方向電圧 (V)- 容量 (C) 特性を図3-12に示す。 $V \propto C^{1/3}$

の直線上に多くの、直
線化傾斜倍合が形成されて
いることが分かる。単位面
積当たりの容量 C と印加
電圧 V の間に

$$\frac{1}{C^3} = \frac{I^2}{\pi b \epsilon_r^2 \epsilon_0^2} (V_B - V)$$

の関係があるので図3-12
の直線の傾きより直線化傾
斜倍合の傾きをか
 $6.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ と求まる。

空乏層の端での不純物
濃度は $bW/2$ であるので、
(W は空乏層幅) $3(V)$

印加時の空乏層端での

不純物濃度は $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ と求まる。逆方向ブレーカウン電圧
 V_B は、ハントギャップエネルギー E_g (eV)、および b (cm^{-3}) を用いて
近似的につかのように表わされる。²²⁾

$$V_B = 60 (E_g / 1.1)^{\frac{6}{5}} (b / 3 \times 10^{20})^{-\frac{2}{5}} \quad (V) \quad (3-4)$$

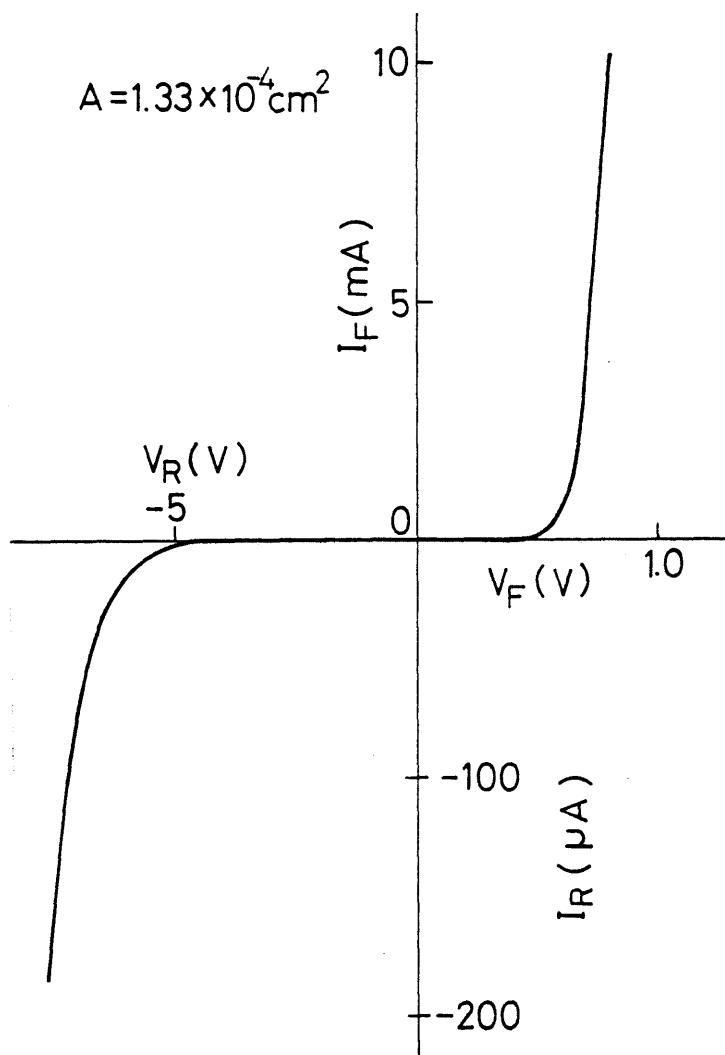


図3-11 X光ダイオードのV-I特性。

(電圧の正符号はP側に正電圧が

印加されたことを示す。試料番号

174-A-1).

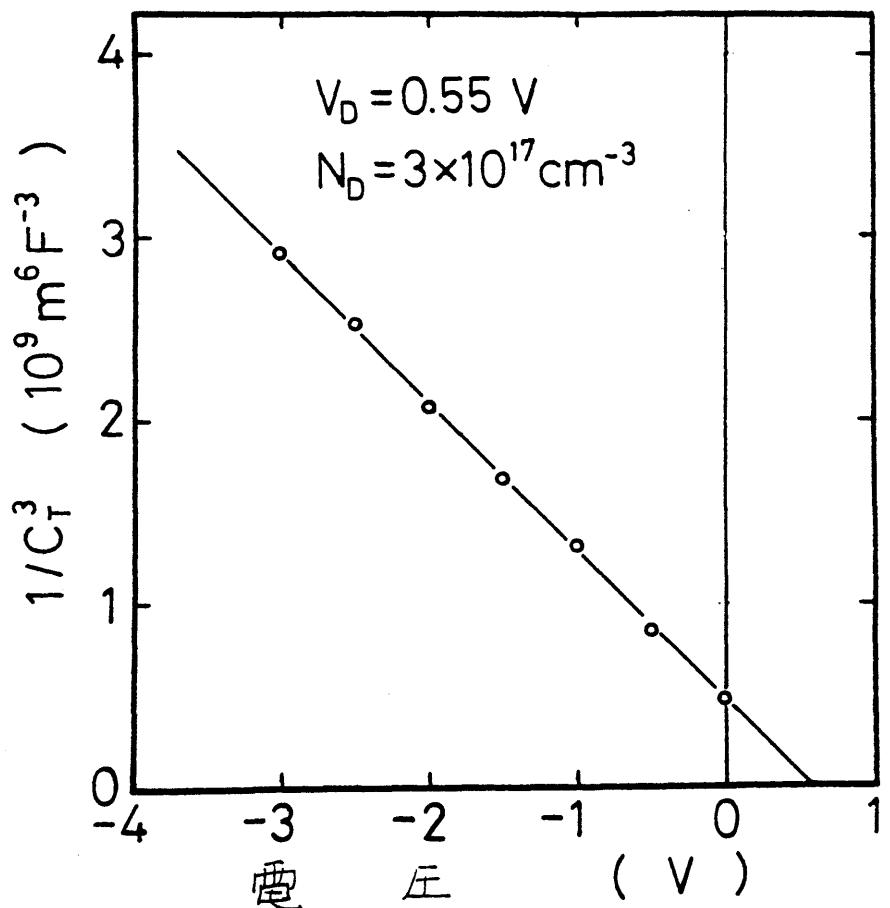


図3-12 ピンダイオードのC-V特性. 但しことは単位面積当たりの容量. (試料番号 174-A-1).

図3-11 の場合、 $E_g = 0.89 \text{ eV}$, $b = 6.8 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-4}$ を上式に代入すると $V_B = 5.3 \text{ (V)}$ と求まる。一方図3-11のブレーフラウニ付近の直線外挿から求めたブレーフラウニ電圧は約6.5Vと求まり 式(3-4)から求まる値とオーダー的に一致する。図3-13に得られた素子のうち高いブレーフラウニ電圧をもつ素子の電流-電圧特性を片対数7°ロットで示す。 V_B の増加はおもに b の減少に起因しているものと思われる。順方向特性は

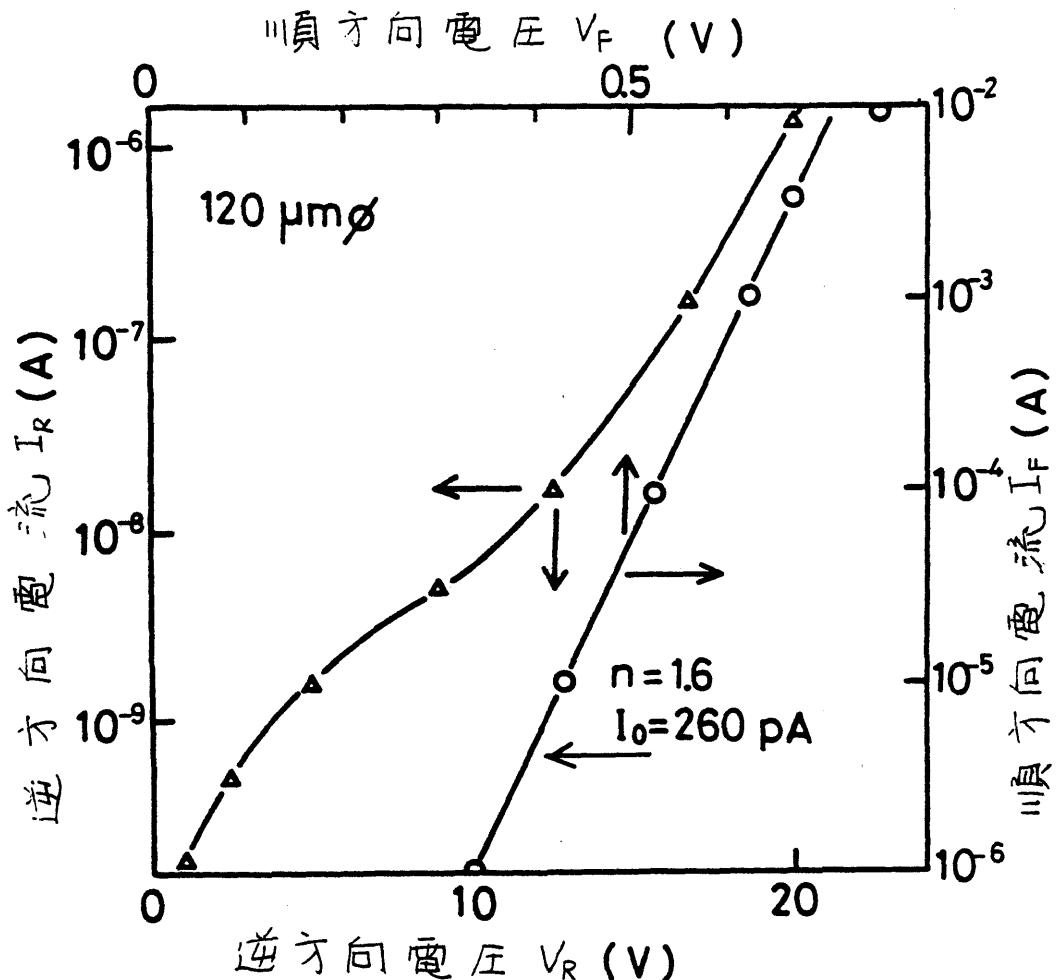


図3-13 高いアーレーフラウン電圧をもつ素子のV-I特性。(I₀は順方向特性から外挿して求めた逆方向飽和電流, nは $I_F \propto \exp(eV_F/nkT)$ で定義される接合の良さの指數である。試料番号114-A-15)。

$I \propto \exp(eV/1.6kT)$ の線上によくのり、拡散電流成分と、生成-消滅電流成分が混在していることが分かる。逆方向特性ははじめ飽和特性を示すが、やがて指数関数的に増大する。ダイオードの逆方向電流成分には、n領域からの拡散電流成分 I_{dn} 、n領域からの拡散電流成分 I_{dp} 、および空乏層中の生成電流成分 I_g があり、それぞれ次式で表わされる。²³⁾

$$I_{dp} = g D_p \frac{n_i^2}{N_A L_p} \quad (A/cm^2) \quad (3-5a)$$

$$I_{dn} = g D_n \frac{n_i^2}{N_p L_n} \quad (A/cm^2) \quad (3-5b)$$

$$I_g = \frac{1}{2} g \frac{n_i}{\tau_0} W \quad (A/cm^2) \quad (3-5c)$$

ここに g は電子電荷量, D_p, D_n はそれぞれ p 層, n 層中の少數キャリヤ拡散係数, N_A はアセチタ濃度, N_p はトナー濃度, L_p, L_n はそれぞれ p 層, n 層中の少數キャリヤ拡散長, τ_0 は少數キャリヤ寿命, W は空乏層幅, n_i は真性キャリヤ濃度であり n_i 以外はすべて実測可能な定数である。 n_i は次式で与えられる。

$$n_i = 2 (2\pi kT/h^2)^{\frac{3}{2}} (m_n m_p)^{\frac{1}{4}} \exp(-E_g/2kT)$$

ここに h はプランク定数, k はボルツマン定数, T は絶対温度, E_g はバンドギャップエネルギー, m_n, m_p はそれぞれ電子および正孔の状態密度有効質量である。 D_p, D_n, L_n, L_p の測定については第4章で述べる。ここではその結果である $D_p = 2 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $D_n = 80 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $L_n \approx L_p \approx 2 \mu\text{m}$ および $n_i = 2.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_0 = 4 \text{ nsec}^{24)}$ という値を用い、式(3-5)を計算した。その結果

$$I_{dp} = 2.92 \times 10^{-12} \quad A/cm^2 \quad (3-6a)$$

$$I_{dn} = 1.17 \times 10^{-9} \quad A/cm^2 \quad (3-6b)$$

$$I_g = 1.20 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2 \quad (3-6c)$$

となり、生成電流が反面方向であることが分かる。図3-12に示すC-Vカーブは

$$C^{-3} (\text{cm}^6/\text{F}^3) = 9.7 \times 10^{20} (0.55 - V)^{\frac{1}{3}} \quad (3-7)$$

と表わされる。また $C = \epsilon_r \epsilon_0 / W$ であるので

$$W = \epsilon_r \epsilon_0 \sqrt[3]{9.7 \times 10^{20} (0.55 - V)} \quad (3-8)$$

となる。上式を式(3-5c)に代入すると図3-11はホモダイオードの生成電流は次式となる。

$$I = A \cdot I_g = 1.94 \times 10^{-7} (0.55 - V)^{\frac{1}{3}} \quad (A) \quad (3-9)$$

この式の値は図3-11と零バイアス附近では良く一致するが、バイアスが深くなると大きくずれる。すなはち、バイアスが深くなると生成電流以外のそれ電流成分の寄与が大きくなる。この傾向は欠陥の非常に少ない基板上に成長したウエハから作製したダイオードについても同じであり、成長層内の欠陥によるものか、この液晶特有の性質であるのかは現在のところ明らかでない。²⁵⁾

APD(ならびに光ダイオード)の増倍係数Mを増倍された

光電流と、増倍が起らなければ「低電圧での光電流との比」と定義すると、APDの最大増倍係数Mは近似的に次式で表わされる。²⁶⁾

$$M \approx \sqrt{\frac{V_B}{n I_P R}} \quad (3-10a)$$

$$I_p = I_{ph0} + I_{d0} \quad (3-10b)$$

ここに n は定数、Rは直列抵抗と空間電荷抵抗の和、 I_{ph0} は光電流、 I_{d0} は暗電流である。Mを大きくするには V_B を大きくし、 I_P を小さくすればよい。 $InGaAsP/InP$ 系の場合には $I_{d0} = I_g$ であるので、この系を用いたAPDの増倍係数を大きくするためにには、大きくして。(I_{d0} を小さくする、式(3-5c)参照) と小さくする(V_B を大きくする、式(3-4)参照) をもつ四元層を成長すればよい。

作製した113回のダイオードの分光感度特性を図3-14に示す。²⁷⁾ 図中の N_0 は表3-1のそれと同一である。長波長側で感度が下くなるのは四元層での光吸収が下りためであり、短波長側で感度が下くなるのは InP 層で光が吸収されるためである。分光感度特性の形が、それぞれのダイオードで異なるのはおもに四元層厚の違いのために

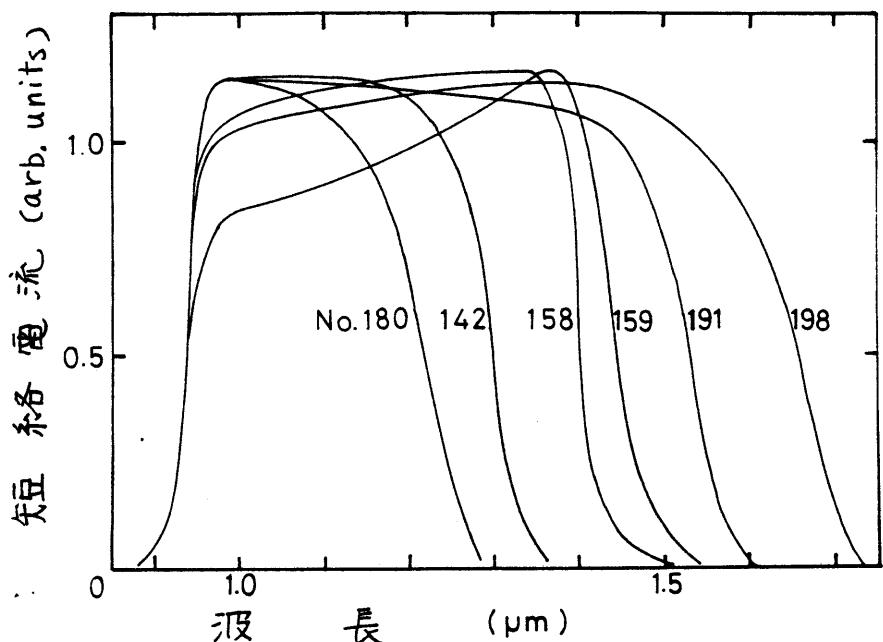


図3-14 作製したいろいろな光ダイオードの分光感度特性。図中のNo.は表3-11に示した試料番号に対応している。

ある。四元層厚が薄いとハニトキヤツト付近での光吸収が十分でなく、長波長側で感度が低下する。また p_n 接合の位置、キャリヤ拡散長、シングルヘテロ構造(表面に四元層が露出している構造)の場合には表面再結合速度なども分光感度特性の形に影響を及ぼす。図3-14の測定は、光源にハロゲンランプ光を分光して用い、試料の短絡電流と真空熱電対でモニタした入射光強度とを比較することにより行った。真空熱電対は波長によらず一定の感度をもつので、図3-14縦軸 J_s の単位は (A/W) になっている。ハニトキヤツト付近での分光感度特性より、四元層のハニトキヤツトエネルギー

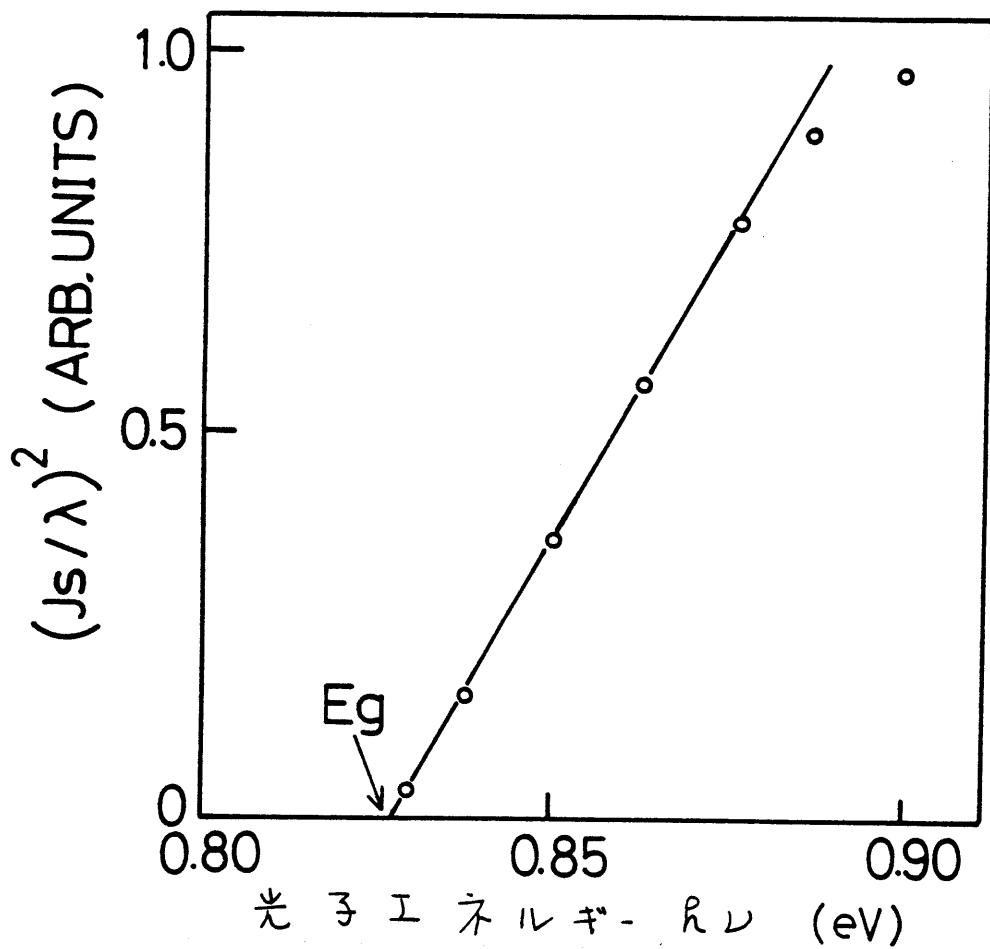


図3-15 入射光子エネルギー - $h\nu$ と $(J_s / \lambda)^2$ との関係。 $(E_g$ はバンドギャップエネルギー、試料番号 159-T-3.)

E_g を知ることができる。すなから、パラボリックハントの仮定と式(2-13)より、入射光强度を P (W/m^2) とすると $I = P/h\nu$ と書けるので、次の関係が成立し。

$$n = \frac{J}{g_I} \propto \frac{J}{P} \frac{1}{\lambda} \propto k_2 \propto (h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (3-11)$$

したがって、 $(J_s / \lambda)^2$ 対 $h\nu$ のグラフの直線外挿より E_g が求まる。ここに k_2 は光吸収係数、 $J_s (= J/P)$ は単位入射光強度当たりの試料短絡電流である。 $(J_s / \lambda)^2$ 対 $h\nu$ のグラフの一例を図3-15

に示す。測定点、

はよく直線にのり、

ハーラボリップバンド
の仮定が正しい
ことを示している。

試料の短

絡電流と較正

された Ge (ゲルマ

ニウム) 太陽電池

のそれを比較

することにより、量

子効率の絶対

値測定を行な

った。²⁸⁾ その結

果を、他に報告

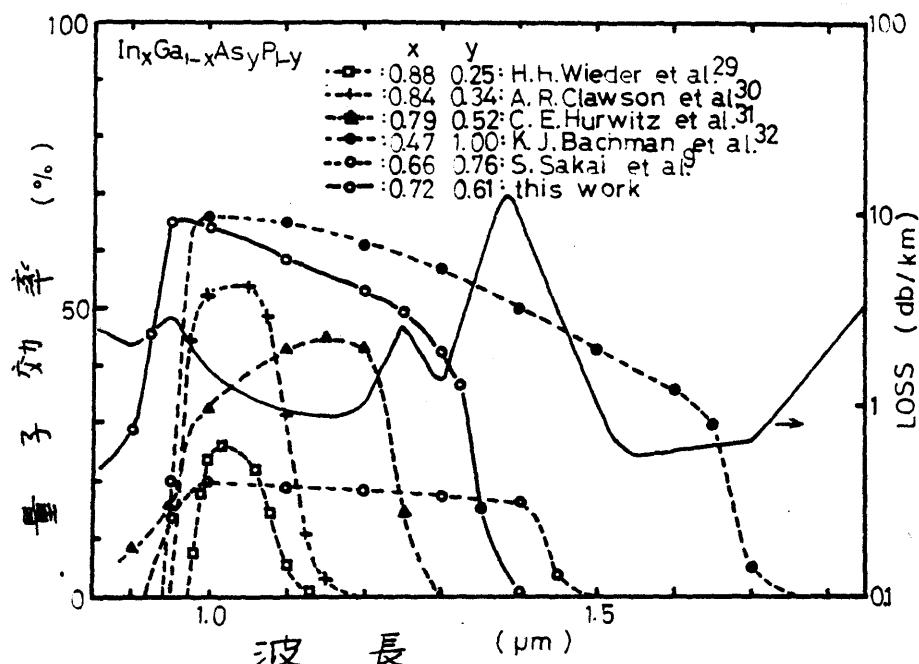


図 3-16 量子効率の絶対値測定結果。

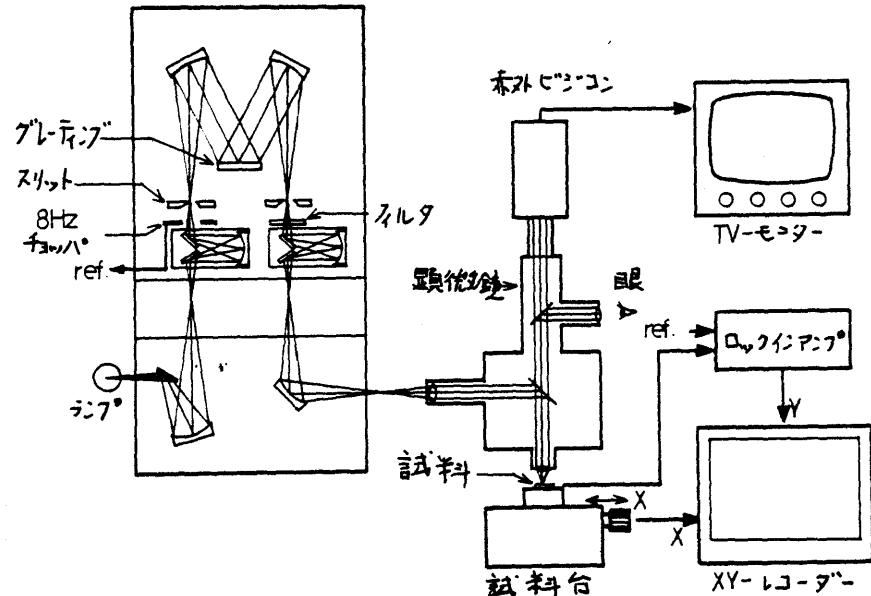


図 3-17 表面内部感度分布測定用実験配置図。

された 11 個の結果と合わせて図 3-16 に示す。得られたダイオードは波長 $1.0 \mu m$ 附近で最大 65% の外部量子効率を示しており、試料表面での反射損 (約 28%) を考慮すると 90% を超える内部量子効率をもつているという結果を示している。図 3-16 には

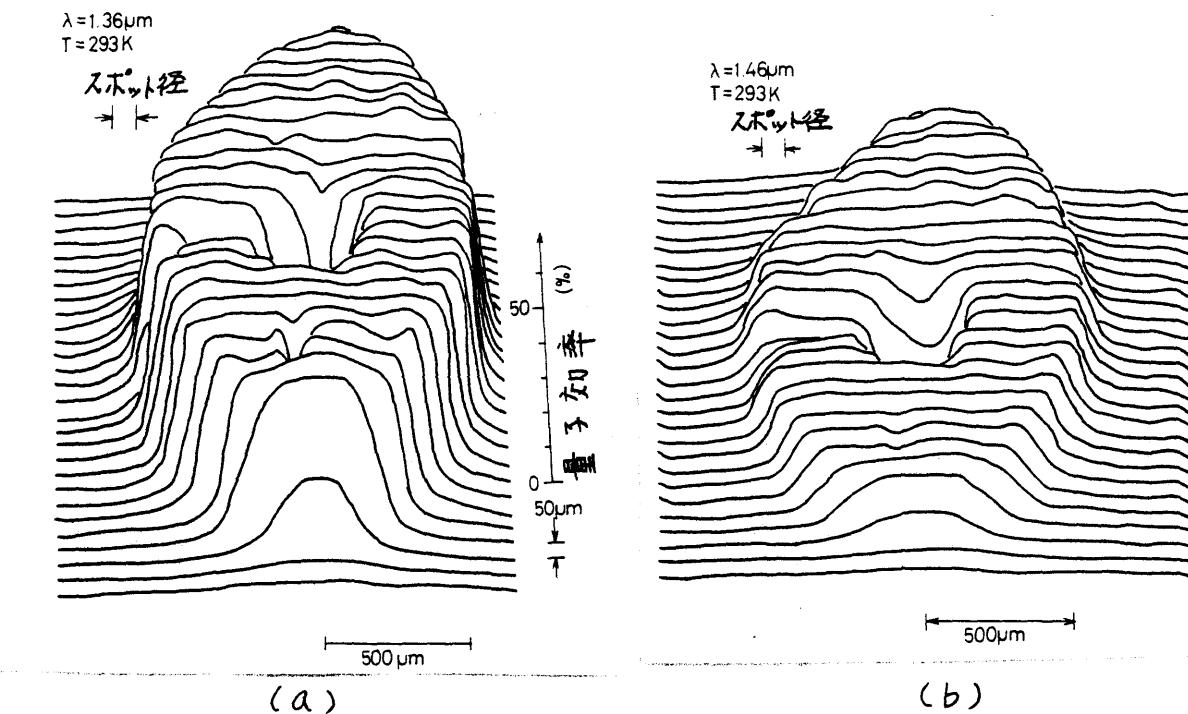


図3-18 X-Y面内感度分布 (試料番号 175-M-1)

1976年当時の光マイハの損失特性を示しているが³³⁾、本研究で得られたタイオートは、1.1~1.3 μm帯の低損失領域を完全にカバーしていることが分かる。

メサ面内感度分布を図3-17に示す装置で光の波長を変え測定した。試料台を超微動モータでトライアインして位置の関数として試料電流を測定した。2つの波長についての測定結果を図3-18に示す。Y軸には量子効率の絶対値をとっている。

図3-18(a)は四元層での光吸収が大きい場合であり、(b)はハンドギヤ、アーチ付近での結果である。メサ面内での感度のゆらぎは4%以内に抑えている。また、波長が変化しても全体に感度が変化

すだけで、分布 자체には変化はない。メサ中央部の感度の1/2は電極に対応するものである。

§3.4まとめ

本章では波長 $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ における InGaAsP 層の InP 基板上への結晶成長条件と、成長したウエハの評価、および作製した光ダイオードの特性について述べた。得られた光ダイオードは内部量子効率 90% 以上を示し、光通信用として非常に有効である。接合深さ、および四元層厚が同じであれば現在得られている素子の試料ごとの分光感度特性、および内部量子効率のはらつきはあまり大きくない。また接合深さ、四元層厚により分光感度特性をある程度制御することができる。またキャリヤ拡散長を分光感度特性に影響を与えるので何らかの方法（例えばプロトニ注入³⁴⁾）でキャリヤ拡散長を変化させることにより分光感度特性を制御することができます。また現在数 nsec の応答時間を有する素子を得ている。得られた光ダイオードの応答時間は第4章で詳しく議論する。この系を用いた光ダイオードの問題点、として次のことがあげられる。

(1) ドーハントの問題

P型ドーハーニトである Zn , Cd (カドミウム) は、いずれも拡散係数が非常に大きく、結晶成長中に下地成長層内にまで拡散し、 $p-n$ 接合の位置の制御が非常に難しい。この問題は、すべてN型試料を成長し、成長後 Zn , Cd 等を拡散し $p-n$ 接合を作ることによりある程度解決されるが、 $n-p-n$ 形構造ほどより複雑な構造はこの方法では得られないので、一方、N型ドーハーニトである Sn , Te (テルル), Ge , Si 等は、それも拡散係数が非常に小さく、N形拡散によるアレーナ構造の作製が困難である。

(2) メルトハーフの問題

λ_g が $1.5\mu m$ 以上になるとメルトハーフ現象のためタブリエ口構造への成長が困難である。またダイオードの場合にはシングルヘア口構造によることにより、この問題は避けられるが表面角結合の影響を強く受けようになり、短波長側での効率が低下する。薄い四元層とフランク層が必要となるレーザにおいては、この問題は致命的となり、 $1.5\mu m$ 以上で発振するレーザを作製することはかなり難しい。

文 獻

- 1) G.A.Antypas and R.L.Moon; J. Electrochem. Soc. 120 (1973) 1574.
- 2) R.L.Moon, G.A.Antypas and L.W.James; J. Electron. Materials 3 (1974) 635.
- 3) A.P.Bagatov, L.M.Dolginov, L.V.Druzhinana, P.G.Eliseev, B.N. Sverdlov and E.G.Shevchenko; Sov. J. Electron. 4 (1975) 1281.
- 4) J.J.Hsieh, J.A.Rossi and J.P.Donnelly; Appl. Phys. Lett. 28 (1976) 709.
- 5) T.Yamamoto, K.Sakai, S.Akiba and Y.Suematsu; IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 95.
- 6) K.Nakajima, T.Kusunoki, K.Akita and T.Kotani; J. Electrochem. Soc. 125 (1978) 123.
- 7) M.A.Pollack, R.E.Nahory, J.C.DeWinter and A.A.Ballman; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 314.
- 8) M.A.Washington, R.E.Nahory, M.A.Pollack and E.D.Beebe; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 854.
- 9) S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; Jpn. J. Appl. Phys. 17 (1978) 1701.
- 10) 梅野、酒井、雨宮; 第25回応用物理学学会学術講演会予稿集
(昭和53年春) 62.
- 11) S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; Preprints of Fourth International Conference on Vapour Growth and Epitaxy, Nagoya (1978) 201.
- 12) 酒井、梅野、青木、雨宮; 第25回応用物理学学会学術講演会予稿集 (昭和53年春) 61.
- 13) I.Hayashi, M.B.Panish, P.W.Foy and S.Sumski; Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 109.

- 14) 酒井、梅野、神保、雨宮; 特定研究「光導波エレクトロニクス」第4回
研究会論文集(昭和53年) 139.
- 15) J.J.Hsieh; J. Cryst. Growth 27 (1974) 49.
- 16) K.Sakai, S.Akiba and T.Yamamoto; Jpn. J. Appl. Phys. 16
(1977) 2043.
- 17) T.Fukui and Y.Horikoshi; Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 961.
- 18) T.Kaneda, A.Sasaki, Y.Imamura and T.Takagi; J. Appl. Phys.
47 (1976) 5405.
- 19) 青木、酒井、梅野、雨宮; 第39回応用物理学会学術講演会予稿集(昭和
53年秋) 494.
- 20) M.Feng, J.D.Oberstar, T.H.Windhorn, L.W.Cook, G.E.Stillman
and B.G.Streetman; Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 591.
- 21) N.Susa, Y.Yamauchi and H.Kanbe; Electron. Lett. 15 (1979)
239.
- 22) S.M.Sze and G.Gibbons; Appl. Phys. Lett. 8 (1966) 111.
- 23) A.S.Grove; Physics and Technology of Semiconductor Devices
(John Wiley and Sons, 1967) 172.
- 24) Y.Itaya, Y.Suematsu and K.Iga; Jpn. J. Appl. Phys. 16 (1977)
1057.
- 25) 須佐、山内、神戸; 応用電子物理分科会研究報告 No.379 (1979)
1.
- 26) S.M.Sze; Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and
Sons, 1969) p.676.
- 27) 梅野、酒井; レーザ研究 7 (1979) 306.
- 28) 梅野、酒井、雨宮; 電子通信学会総合全国大会シンポジウム (1979、
春) 3-21.
- 29) H.H.Wieder, A.R.Clawson and G.E.McWilliams; Appl. Phys. Lett.
31 (1977) 468.

- 30) A.R.Clawson, W.Y.Lum, G.McWilliams and H.H.Wieder; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 549.
- 31) C.E.Hurwitz and J.J.Hsieh; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 487.
- 32) K.J.Backmann and J.L.Shay; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 446.
- 33) H.Osanai, T.Shioda, T.Moriyama, S.Araki, M.Horiguchi, T.Izawa and H.Takata; Electron. Lett. 12 (1976) 549.
- 34) 高木、井上、富田、桜井、上村; 電子通信学会技術研究報告 ED-79-68
(1979).

第4章 InGaAsP層中のキャリヤ拡散長と表面再結合速度の測定

§4.1 緒言

InGaAsP 四元混晶は、その歴史が浅いことから、^{1,2)}その物質定数は次のような基本的定数 — 有効質量、電界-電子速度特性、³⁾格子振動特性、⁴⁾固相比-バンドギャップエネルギー、⁵⁾イオン化率、⁶⁾ — を除いて、あまり測定されていない。本章では、とくに光検出器の設計に必要な物質定数である少数キャリヤ拡散長、拡散係数、および表面再結合速度の測定について述べる。⁷⁾これらの定数は、2つの独立な実験 — レーザ光誘起電流測定 (Laser Beam Induced Current, 略して LBIC と呼ぶ) と光ダイオードの応答時間測定 — を同時に解析することにより得られる。すなわち LBIC の測定から表面再結合速度を決定するには、もう一つの実験から得られるキャリヤ拡散係数が必要である。一方光ダイオードの応答時間からキャリヤ拡散係数を決定するには、LBIC により得られるキャリヤ拡散長が必要である。実験結果の解析には第 2 章で導出した関係式を利用する。§4.2 では測定原理について述べ、§4.3 で実

験方法、と4.4でその結果について述べる。

4.2 测定原理

4.2.1 レーザ光誘起電流測定(LBIC)

実験の配置を図4-1に示す。この装置により角度研磨したダブルヘテロ構造ウェハ上を細く絞ったレーザ光で射照し、試料の短絡電流をレーザスポットの位置の関数として測定することができる。^{10,11} 使用したレーザは波長 6328 Å の He-Ne レーザである。

研磨面に平行
方向への少數キャリア
拡散を無視すると、
角度研磨した試料
は、P層の厚さが少
しづつ異なる微小
光ダイオードが並列に
数多く接続された

ものと等価である。研
磨角度が一定であ
れば各微小ダイオード

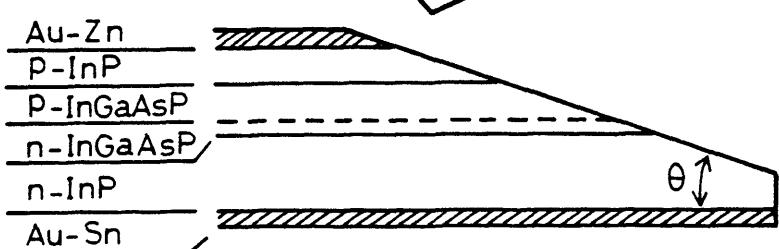
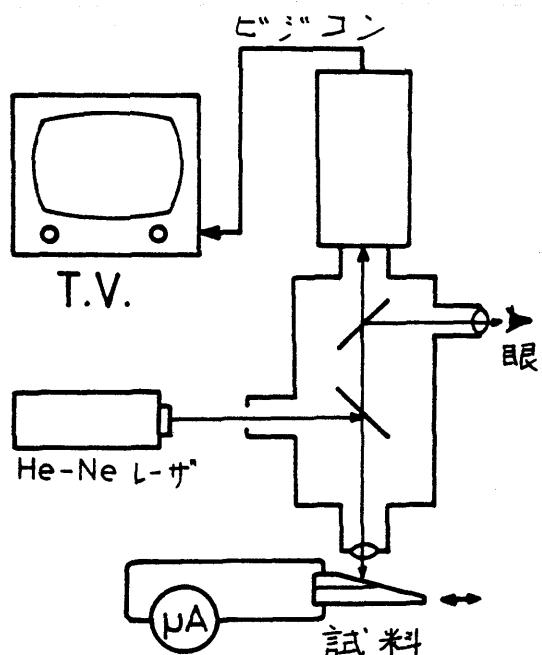


図4-1 レーザ光誘起電流測定実験の配置図。

トのP層の厚さはレーザスポットの位置に比例する。よって
 レーザスポットがp-InP層上にある場合、短絡電流 I_s は
 式(2-12)に比例し、 L_i, D_i, K_i, d_i, S_i ($i=1, 2$)の関数
 である。ただし d_i はレーザスポットの位置の関数となる。波
 長 6328Å におけるInP, InGaAsP層の光吸収係数は、とも
 に非常に大きく($\approx 5 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$)、pn接合近傍以外ではn層
 からの寄与は無視できる。すなわち L_i, D_i, d_i ($i=3, 4$)は
 I_s に影響を与えない。レーザスポットがp-InGaAsP層上に
 ある場合には、 I_s は K_2, d_2, L_2, α_2 ($= S_2 L_2 / D_2$)の関数で
 ある。ただしこの場合 μ_2 は表面再結合速度である。 d_2
 はレーザスポットの位置の関数であり、測定可能である。波長
 6328Å における K_2 の値は測定されていないので、すでに
 報告されている4つの二元半導体(InP, GaAs, GaP, InAs)
 の吸収係数から次式を用いて求めた。¹²⁾

$$K_2 = x \cdot \gamma K_{InAs} + x(1-\gamma) K_{InP} + (1-x)\gamma K_{GaAs} + (1-x)(1-\gamma) K_{GaP} \quad (4-1)$$

上式は四元層の不明定数を仮定する際よく用いられる
 式である。¹³⁾ 考えていくと x, γ の値の範囲内では K_2 の値はか
 なり大さくなり、光の吸収長(K_2^{-1})はキャリヤ拡散長および

p 層厚よりか「より短かく」なるので、この仮定による I_s に
 与える誤差はほとんど生じない。よってレーザスパート外
 p -InGaAsP層上にある場合、 I_s は L_2 と α_2 のみの関数で
 ある。 I_s は p -InP/ p -InGaAsP界面で大きな段を生ずる。
 (図4-5参照。) この段は、 p -InP/ p -InGaAsP界面での再
 結合による影響と、 p -InGaAsP表面での再結合の影響と
 の差に起因するものである。なぜなら p -InP/ p -InGaAsP
 界面を x 座標の原点とし、 p -InGaAsP方向を x の正の方
 向とすると、 $x=0$ 点では光はほとんど p -InGaAsP層で吸収
 されるともかねわらず、 p -InGaAsP/ p -InP界面でのポテンシャル
 障壁のため光励起されたキャリヤが p -InP表面まで達する
 ことからでなければならぬ。いまの場合、InPとInGaAsP
 は良く格子整合がされているので、界面再結合の影響は表
 面再結合のそれに比べて十分無視しうる。したがってこの
 段の大きさは α_2 と L_2 のみの関数となる。よって実験値と最
 も良く合う計算値より、たゞ一組の α_2 と L_2 の値が決定で
 き、 D_2 が与えられると N_2 が求まる。

4.2.2 光ダイオードの応答時間

第2章で述べたように $0.95\mu m < \lambda < \lambda_g$ なる波長の光

が射す 照された場合、光ダイオードの応答時間は T_d , T_{α} , T_{RC} により制限を受ける。 T_d は 2-4 で述べた ように d_i , D_i , L_i , K_i ($i=2, 3$) の関数であり、そのうち d_i, K_i は測定可能である。 D_i, L_i, T_d の関係の一例を図4-2に示す。¹⁴⁾ ここに d_i は実験と合わせるため $1.9 \mu m$ とした。この図は等エ章で行なったと同様に差分近似によりキャリヤ輸送方程式を解くことによって得られた。図4-2に示す関係を、後の計算が便利となるように次のようす有理関数によって解析的に書き下す。

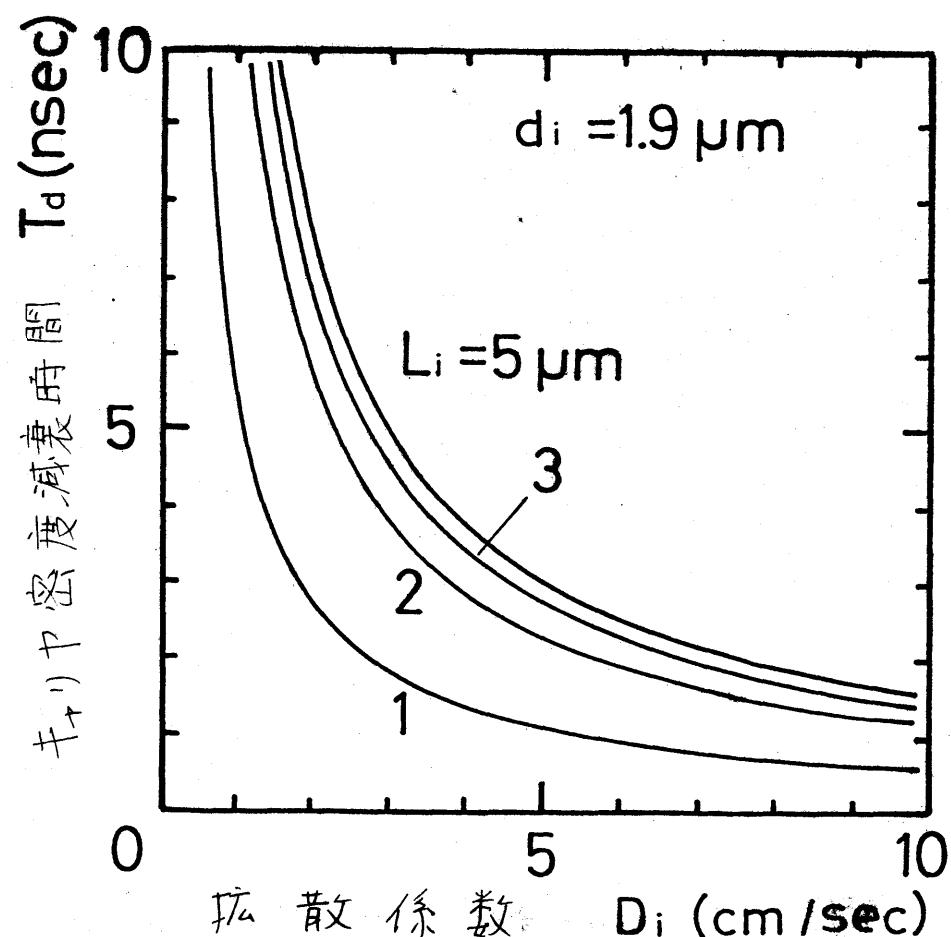


図4-2 計算により求めた T_d, L_i, D_i の関係。 $(d_i$ は層厚であり i は層番号を表す。)

$$T_d = \frac{1}{D_i} \frac{L_i^2}{\alpha_1 L_i^4 + \alpha_2 L_i^3 + \alpha_3 L_i^2 + \alpha_4 L_i + \alpha_5} \quad (4-2)$$

ここで、 $\alpha_1 = -3.33 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-4}\text{)} , \alpha_2 = 3.88 \times 10^{11} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$

$\alpha_3 = -9.00 \times 10^7 \text{ (cm}^{-2}\text{)} , \alpha_4 = 2.30 \times 10^4 \text{ (cm}^{-1}\text{)} , \alpha_5 = 1.15 \times 10^{-2}$

である。上式の導出はやや冗長になるので本章末付録に示す。この式は 4% 以内の誤差で数値計算の結果を再現する。 p -InGaAsP 層 ($i=2$) 中での移動度 (約 $100 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$) は n -InGaAsP 層 ($i=3$) 中でのそれ (約 $3000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$) に比べて約 1/17 以上小さく、Einstein の関係式で移動度と結ばれるキャリヤ拡散係数も P 層中の値が N 層中の値に比べて 1/17 以上小さくなると思われる。図 4-2 より拡散係数 D_i の大きな層中のキャリヤ密度復元時間 T_d は小さいので、N 層中の T_d は無視できる。実験的には n -InGaAsP 層を薄くし、 n -InGaAsP 層中の T_d の効果による誤差を少なくした (p_n 接合を p -InGaAsP / n -InP 界面に作ることは、結晶成長中の Zn の拡散のため困難である)。よって実測された T_d は D_2 , L_2 のみの関数となり、 L_2 が別の実験により与えられれば T_d の測定値と式(4-2)より D_2 が決定できる。ただし、応答時間の測定は、メサ面積が十分小さく、 T_{RC} により制限を受

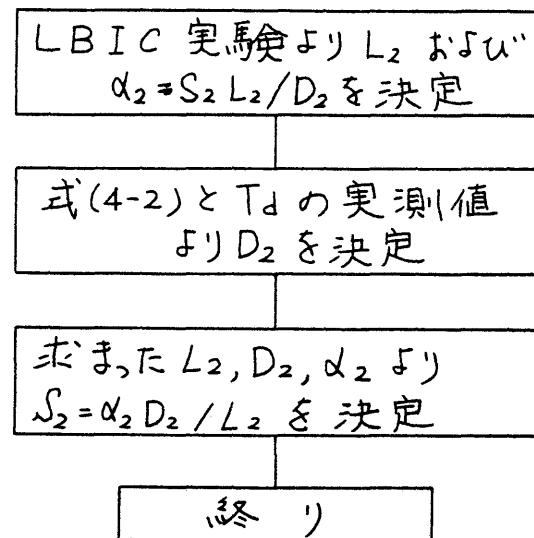


図4-3 D_2, S_2, L_2 を決定するためのフロセス.

けはい素子について行なわなければならぬ。

以上二つの実験により、図4-3に示すフロセスに従って
 L_2, D_2, S_2 が決定できる。

§4.3 “実験方法および試料

試料は第3章で述べた方法で作製した。InP基板
上に S_n ト-7° n -InP, ノント-7° InGaAsP, Zn ト-7° p -InP
を成長した。 p 層中のキャリア濃度と移動度はホール測定により
決定し、InP, InGaAsP層中ともそれぞれ $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 100
 $\text{cm}^2/\text{V.sec}$ である。 p_n 接合は、 p -InP層中からの Zn の
拡散により四元層中に形成される。 I_s は p_n 接合面で最大
値をとるので、その位置は正確に決定できる。異なったメサ

面積をもついくつかの光
 ダイオードを成長ウエハ
 より作製し、同一ウエ
 ハの一部をLBC
 実験用として $\theta = 0.6$
 度程度に角度研磨
 した(図4-1参照)。

InPとInGaAsPに
 対し等しいエッチング

速度をもつエッチャントが見つかから「よか」たので、角度研磨試料
 のエッチングはよくに行なわず、酸化アルゴナ(平均粒径 500
 Å)で鏡面仕上げしたものとLBC実験用試料として用い
 た。

InPとInGaAsPは屈折率が若干異なるので、角度研
 磨した表面内で目視により四元層を見分けることができる。
 角度研磨した試料の表面顕微鏡写真を図4-4に
 示す。角度研磨面の四元層の幅と、へき開断面の四元層
 厚さから研磨角度が決定できる。図4-4の例では研磨角
 は約 $1/100 \text{ rad}$ である。He-Neレーザ光は約 $4 \mu\text{m}$ の径に絞って

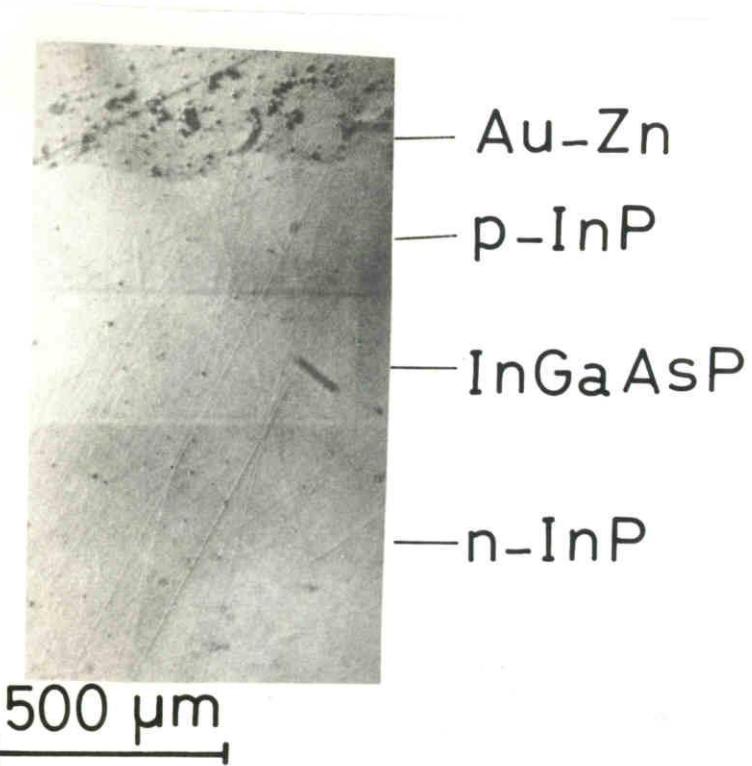


図4-4 角度研磨した試料の表面写真、

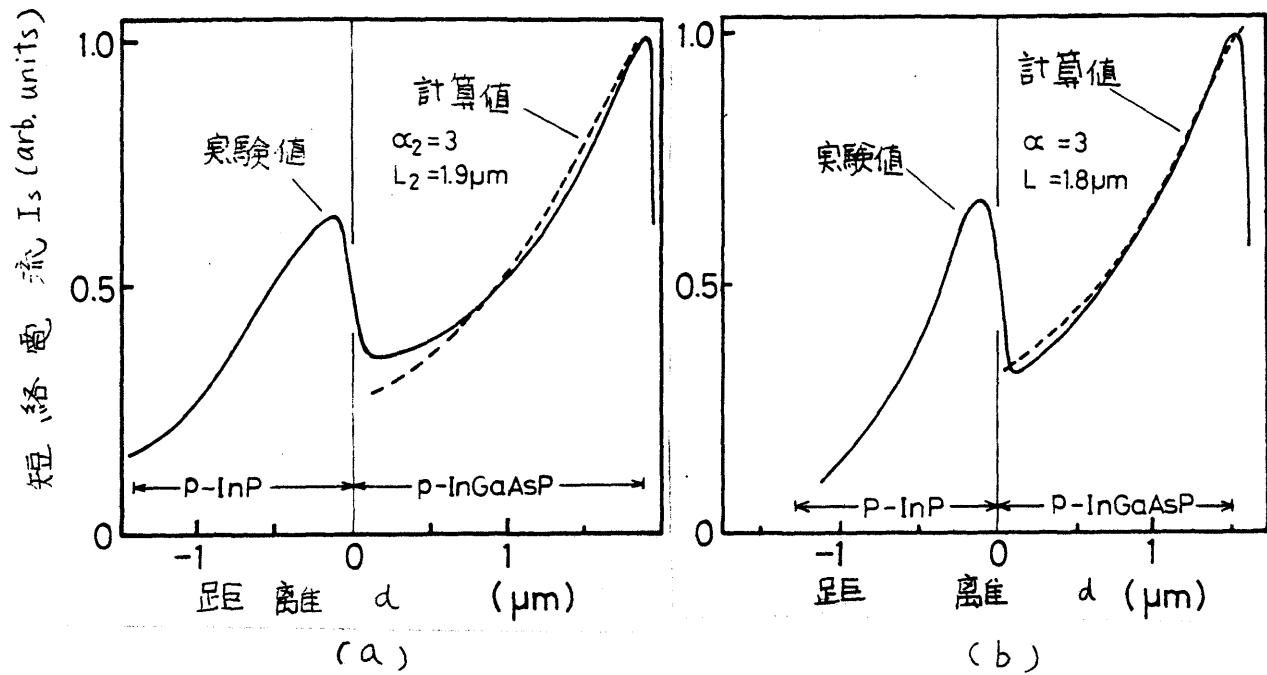


図4-5 LBIC実験結果. (a) $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.35}\text{As}_{0.78}\text{P}_{0.22}$ 試料番号 178-3, (b) $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 試料番号 216-1.

射照したので、LBIC実験の深さ方向の分解能は約 400\AA となる。

LBIC実験の結果を二つの異なる固相比をもつ試料について図4-5に示す。計算値は図4-3のプロセスを経た後の値である。計算値と実験値は $p\text{-InP}/p\text{-InGaAsP}$ 界面付近で大きくずれ、変成層が存在することがうかがえる。その厚さは約 2000\AA である。

応答時間測定用に作製した試料は誇導と付加容量を少なくてすむため図4-6に示すような市販のBNCプラグを改造してマウントに設置した。¹⁵⁾ ×サ面積 A と零バイアス

での ダイオード容量 C の関係を図 4-7 に示す。 C と A は直線関係にあり、試料の容量が純粋に接合容量だけで決まっていることが分かる。応答時間測定用光源には、第5章で述べる InGaAsP / InP DH NOS (Native Oxide Stripe) レーザを用いた。発振波長は $1.28 \mu\text{m}$ である。光源の波形は 1nsec 以下の応答時間を

有する Ge APD(ばたれ光ダイオード)

によりモニタした。光源パルスの立下り直後ににおける光ダイオードの応答を観測した。図4-8に応答時間がRC時間数 T_{RC} により制限を受けている場合(a)と、キャリヤ密度減衰時間 T_d により制限を受けている場合(b)の典型的な応答波形を示した。モニタした光源の立下り波形も示している。光ダイオード中で定常状態を達成するため光源パルスのパルス幅は十分長くとっている。図4-9に測定した光ダイオードの立下り時間 T_F を \times サ面積の関数として示している。また

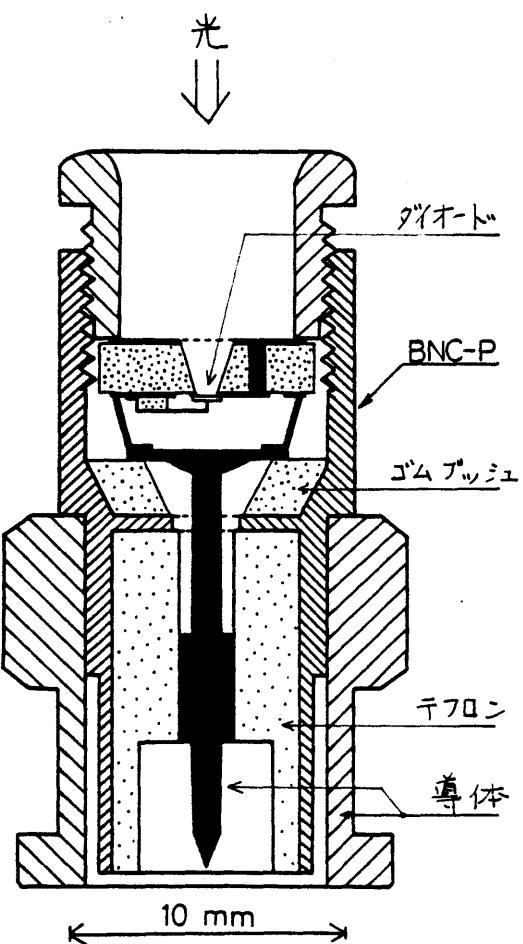


図4-6 光ダイオードのマウント断面図。

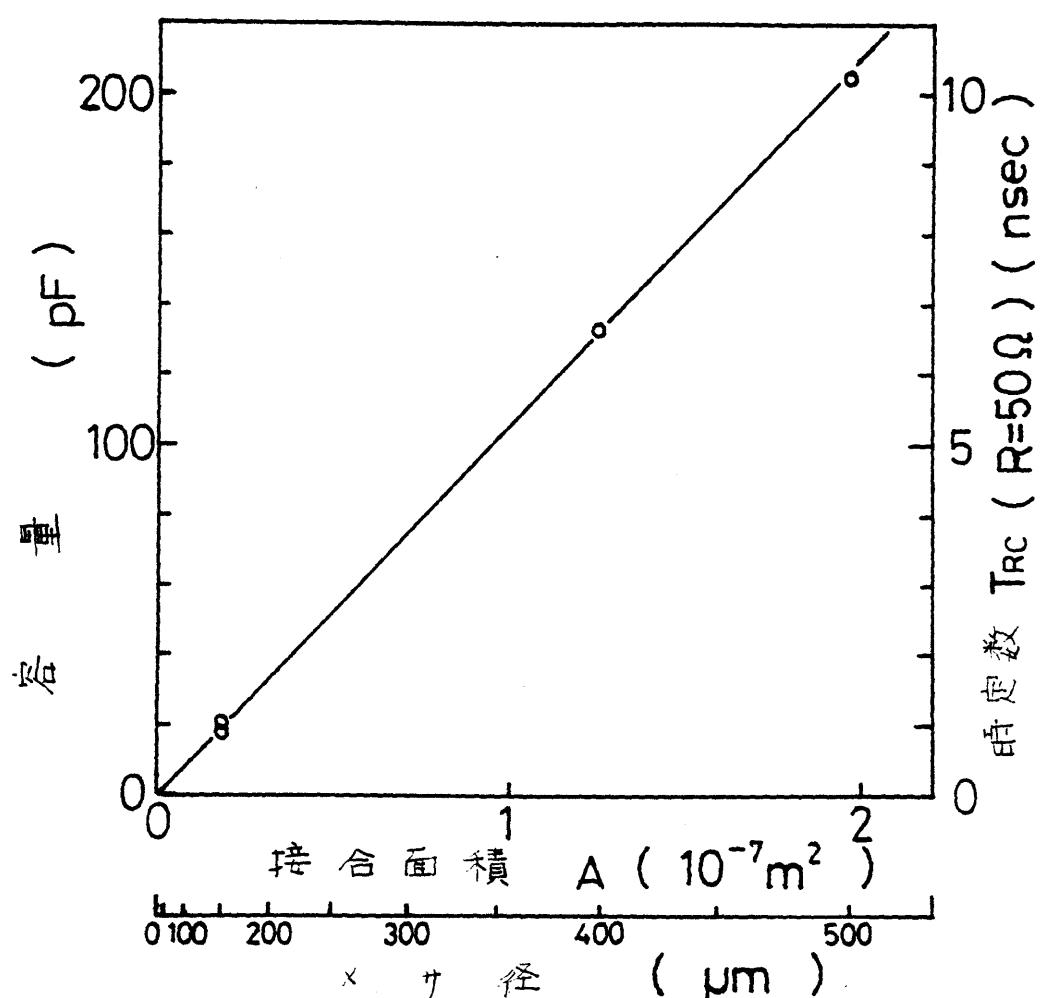


図4-7 接合面積と接合容量の関係。

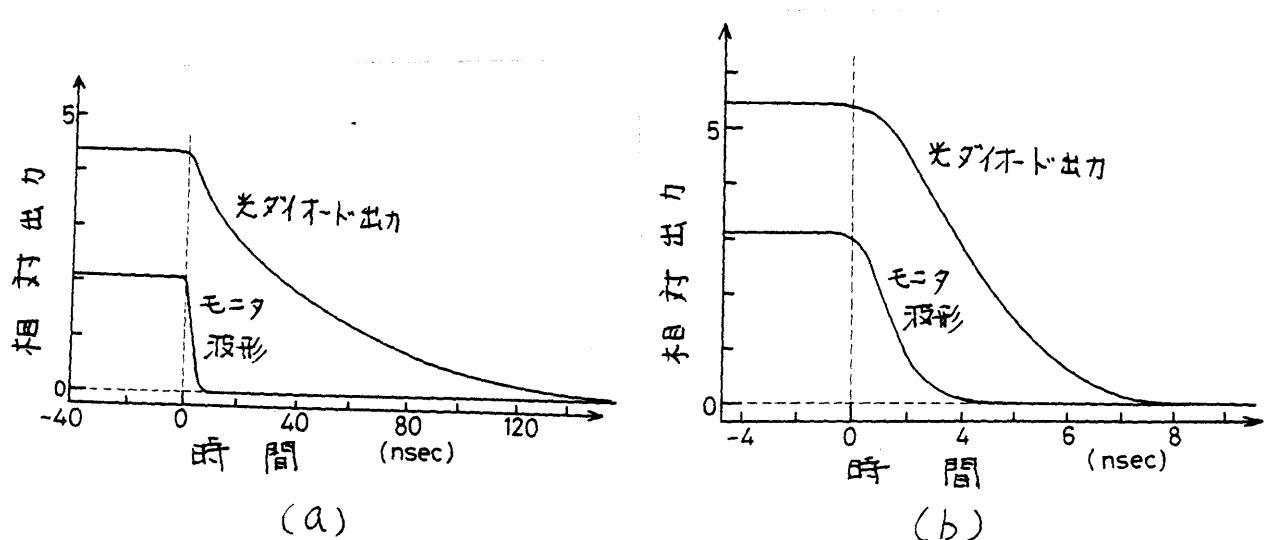


図4-8 光源パルス消滅後の応答波形。 (a) T_{RC} により制限される場合、(b) T_R により制限される場合。(ウエハNo. 216-1.)

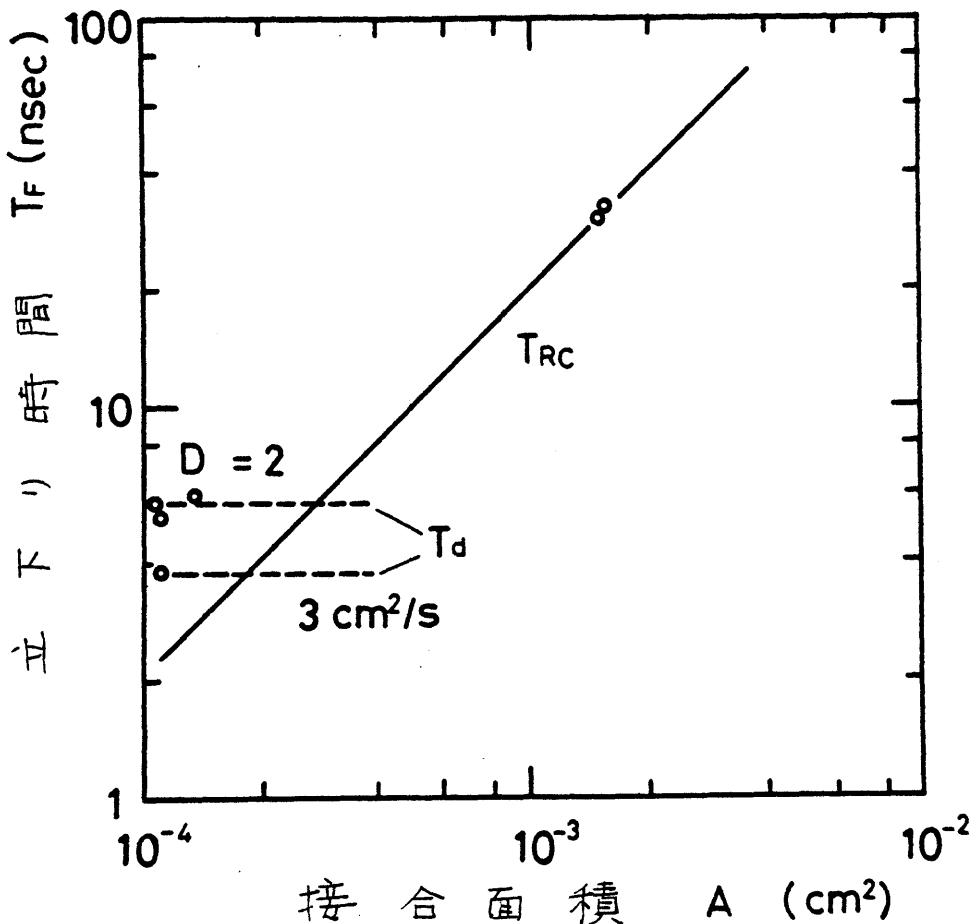


図4-9 接合面積 A と光ダイオード立下り時間 T_F の関係.

T_d , T_{RC} の計算値も示してある。 $A > 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ では $T_F = T_{RC}$ により、 $A < 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ のときは T_d によりそれが制限を受けている。図4-9より式(4-2)を用いて p -InGaAsP中の電子の拡散係数は $2 \sim 3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。

§4.4 結果まとめ

2つの異なる固相反応をもつ試料について得られたキャリヤ拡散係数 D_2 , キャリヤ拡散長 L_2 , および表面再結合速度 μ_2 の

ウエハ 固相比	λ_g	d_1	d_2	d_3	L_2	S_2	D_2	
No.	X	Y	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	($\times 10^4 \text{cm/s}$)	(cm^2/s)
178-3	0.56	0.78	1.45	1.7	1.88	0.22	1.9	3 ~ 5
216-1	0.74	0.61	1.31	1.3	1.54	0.22	1.8	2 ~ 3

表4-1

測定結果のまとめ。

値を表4-1にまとめた。これらの値に固相比による変化は見られない。得られた表面再結合速度 v_2 の値は $n\text{-InP}$ 上でのそれより約1/4で、 $n\text{-GaAs}$ 上でのそれより約2/3である。^{11, 18)} まくらでは窓層付きのメモートを参考したので表面再結合の影響を無視したが、窓層が無い構造については、ここで得られた値を用いて計算を行なわねばならない。

光源の立下り時間は得られた D_2 の値の誤差の原因となるが、その誤差は試料ごとの立下り時間のはらつきに比べて十分小さい。現在のところ、このはらつきの原因は明らかでない。また D_2 の誤差は図4-2から分かるように T_d が小さくなるほど大きくなる。得られた D_2 の値は、ホール測定より求まる $p\text{-InGaAsP}$ 中での多数キャリヤの拡散係数とはほぼ同じ値である。

付録

(4-2)式の導出

図4-2において L_i を固定すると $L_i^2 = D_i \cdot \tau_i$ の関係より
横軸を τ_i 軸に変更することができる。 $L_i = 1.5 \mu m$ の時の結果を
図A-1 に示す。このカーブは化粧 $1/B$ の直線で近似でき、
この化粧 $1/B$ は L_i の関数である。 $B \propto L_i$ の関係を図A-2 に示す。
この曲線を4次関数で近似すると

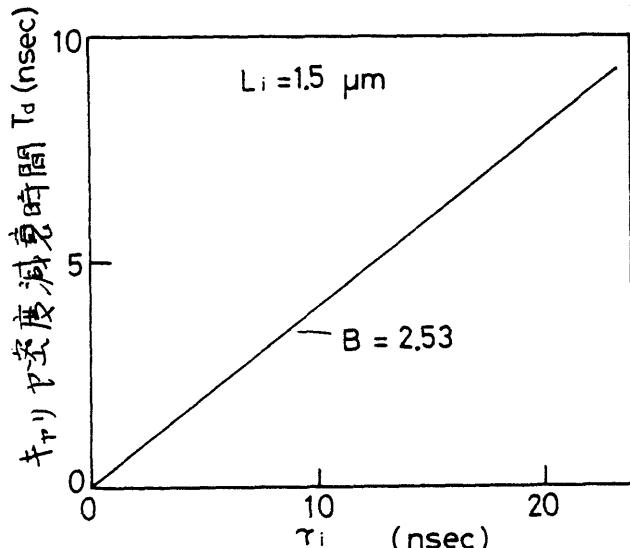
$$B = a_1 L_i^4 + a_2 L_i^3 + a_3 L_i^2 + a_4 L_i + a_5 \quad (A4-1)$$

と表わされる。ここに $a_1 \sim a_5$ は
式(4-2)の下に示した値である。

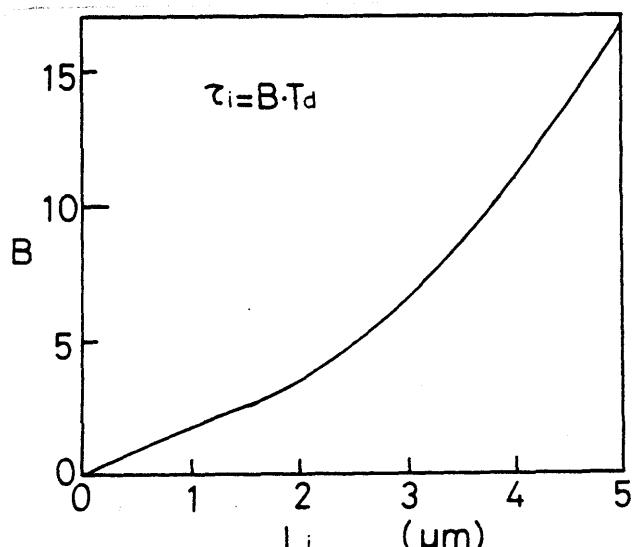
ここで T_d は

$$T_d = \tau_i / B = L_i^2 / D_i B \quad (A4-2)$$

と表わされ、式(A4-1)を代入すると
式(4-2)を得る。最後に式(4-2)を数
値計算し、図4-2と比較し、式(4-2)
に含まれる誤差を求めた。



図A-1 $L_i = 1.5 \mu m$ の時の T_d と τ_i の関係。



図A-2 $B \propto L_i$ の関係。

文献

- 1) J.B.Restorff, B.Houston, J.R.Burke and R.E.Hayes; Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 189.
- 2) J.C.Portal, P.Perrier, M.A.Renucci, S.Askenazy, R.J.Nicholas and T.P.Pearsall; Inst. Phys. Conf. Ser. No.43 Chap.23 (1979) 829.
- 3) M.A.Littlejohn, J.R.Hauser and T.H.Glisson; Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 242.
- 4) A.Pinczuk, J.M.Worlock, R.E.Nahory and M.A.Pollack; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 461.
- 5) R.E.Nahory, M.A.Pollack and W.D.Johnston; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 659.
- 6) M.Ito, Y.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyoma, T.Yamaoka and T.Kotani; Electron. Lett. 14 (1978) 418.
- 7) S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 109.
- 8) 酒井、梅野、雨宮; 第40回応用物理学会学術講演会予稿集(昭和54年秋) 156.
- 9) 伊藤、酒井、梅野、雨宮、服部; 電子通信学会半導体材料部門全国大会(昭和54年秋) 282.
- 10) K.L.Ashley and S.W.Beal; Appl. Phys. Lett. 26 (1978) 375.
- 11) M.Ettenberg, H.Kressel and S.L.Gilbert; J. Appl. Phys. 44 (1973) 827.
- 12) 日本産業技術振興協会編; 化合物半導体 ハイスクエア.
- 13) H.C.Casey and M.B.Panish; Heterostructure Lasers, Part B (Academic Press, 1978) p.14.
- 14) 雨宮、梅野、酒井、神保、伊東、服部; 特定研究「光導波エレクトロニクス」第3回総合シンポジウム(昭和54年) 56.

15) 酒井、北川、梅野、雨宮; 電気関係学会東海支部大会予稿集 (昭和54年秋) 266.

16) H.C. Casey and E.Buehler; Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 247.

第5章 InP 陽極酸化膜のレーザおよび 光検出器への応用

5.1 緒言

現在の半導体技術の隆盛の基礎は、Si(シリコン)表面の不活性化技術の確立にあるといふても過言ではない。最近の電子デバイスの高速化、高出力化に伴い、Siデバイスでは達成し得ない機能をもたせるために、GaAs等Ⅲ-V族化合物半導体による電子デバイスの研究が活発になつた。¹⁾(しかし、Ⅲ-V族半導体においては高温におけるV族元素の離脱などの問題のため、Si基板の場合のように高温熱酸化を用いることは容易ではなく、高温熱酸化に代ってプラズマ酸化、陽極酸化等の低温酸化による不活性化技術が導入されたに至つた。従来のⅢ-V族化合物半導体の不活性化技術に関する報告の多くは最も代表的物質であるGaAsについてのものであつて、²⁾InPに関するものは少なく、未解決の研究課題がまだ多く残されていた。³⁾)

筆者はInP 陽極酸化膜をレーザ、および光検出器へ応用することを企てた。¹⁷⁾これは筆者の知る限りInP 陽極酸化膜のデバイスへの世界で初めての応用例となつた。InP 陽極酸化

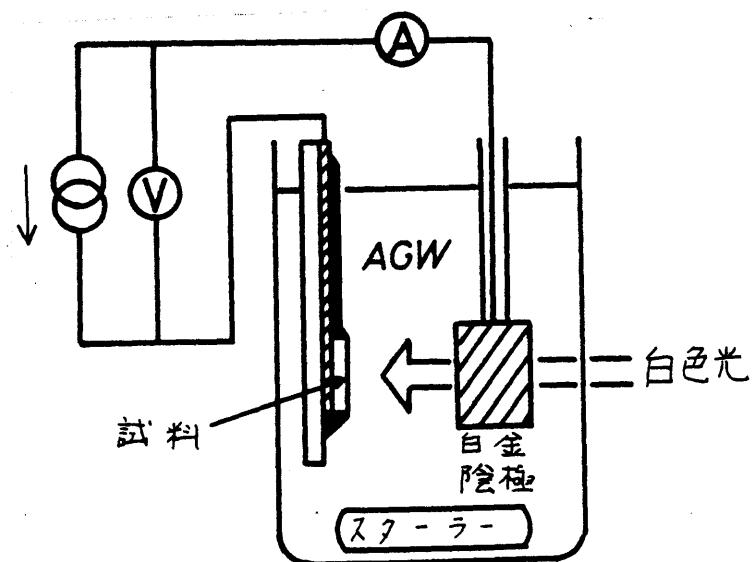
化膜の作製条件、及び応用に際して重要な酸化膜の諸特性を述べ、具体的な応用例を述べる。膜の特性測定は応用を前提として、これに必要な測定に限り行なう。最後にこれらの応用に関する問題点と上記以外への応用の可能性について述べる。

5.2 酸化膜の諸特性

5.2.1 光学特性

InP の陽極酸化は図5-1に示す装置で行なう。試料としてキャリヤ濃度 $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ノントラニ型のものと $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Snドーラニ型のものを用いたが、両者に差は認められなかつた。面寸位はいずれも (100) であり、E.P.D. (エーピーディー) 密度) は $10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^{-2}$ のものである。陰極に白金を用い、定電流駆動 ($1 \sim 5 \text{ mA/cm}^2$) で酸化を行なう。酸化膜厚の制御は最終セル電圧によつた。酸化中の光照射効果も調べたが、GaAs

などのより顕著な効果は図5-1 陽極酸化ビルの模式図。



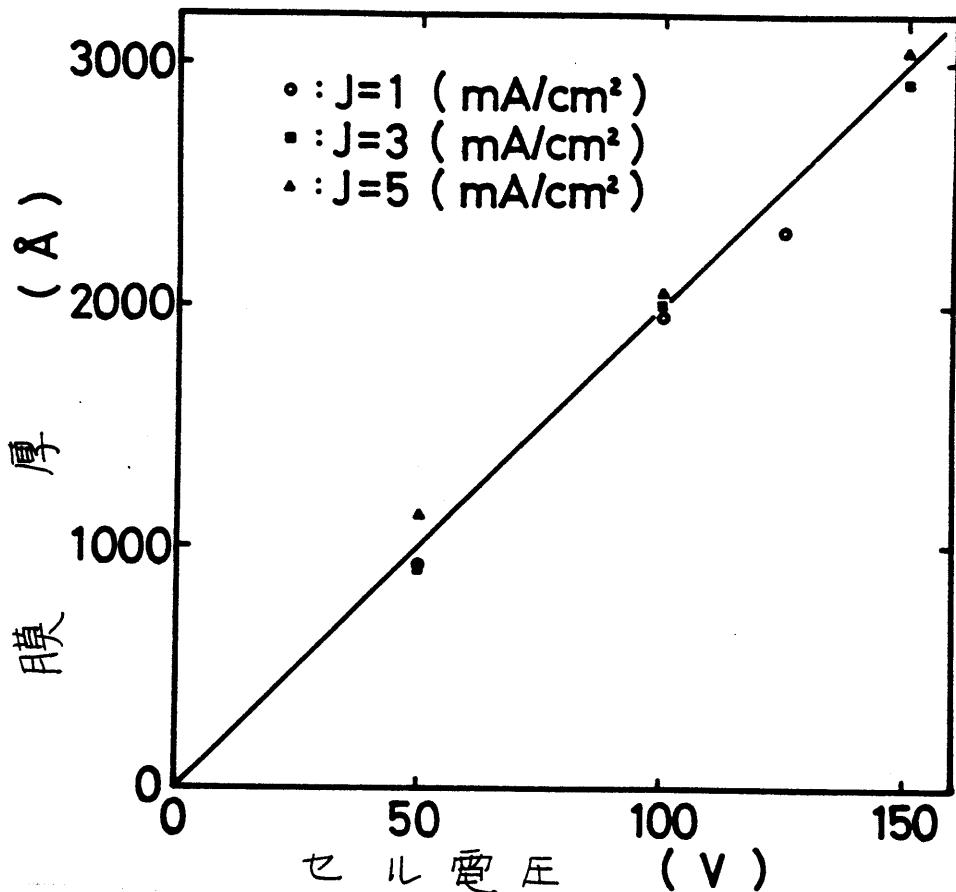


図5-2 最終セル電圧と酸化膜厚の関係。(Jは通電電流密度.)

認められなかつた。²⁾ 電解液としては、GaAsの酸化に多く用いられてゐるAGW溶液(3%酒石酸 + 7%ロジレンクリコール = 1:3)を使用した。⁴⁾ アニモニア水を加えて溶液のpH値を11.3から変え酸化を行は、だが、 $pH=7.20 \pm 0.05$ が最も厚い酸化膜を与えることが分かつた。最終セル電圧と酸化膜厚の関係を図5-2に示す。膜厚と屈折率は波長6328Åで偏光分解法により測定した。成長速度は通電電流密度1mA/cm²の時は、ほぼ20V/minであり、最終セル電圧V(ボルト)と酸化膜厚 d (Å)の間にには $d=20V$ の関係がある。この関係は1~5mA/cm²

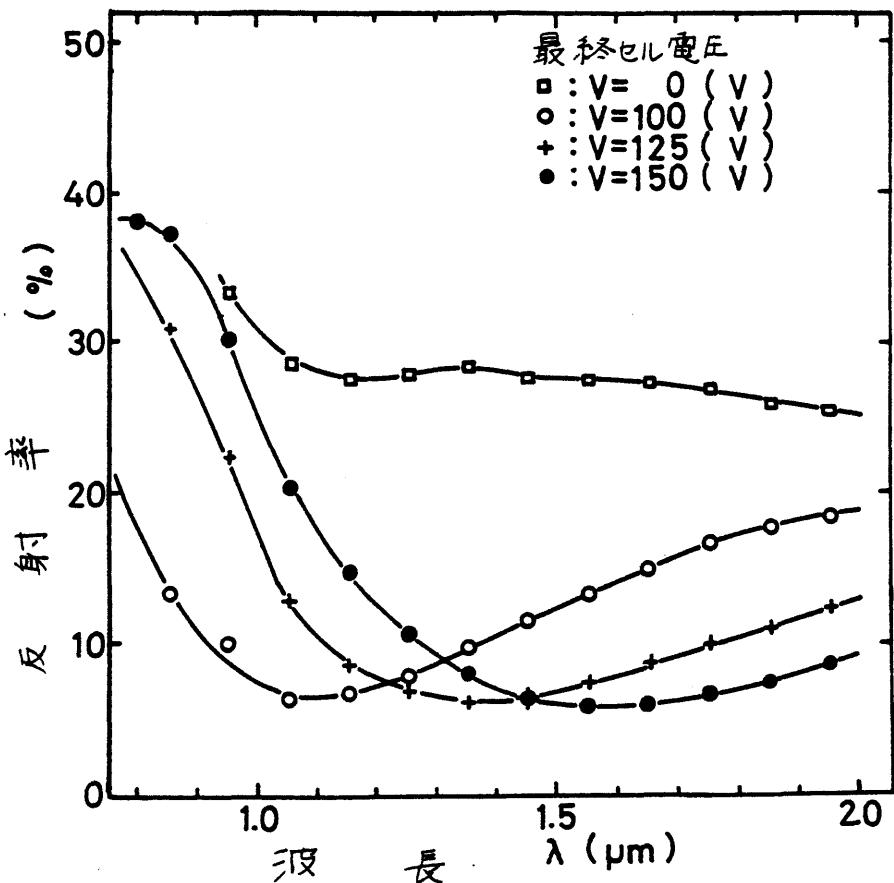


図5-3 酸化膜をつけたInPとつけないInP試料表面での赤外反射率スペクトル。(Vは最終セル電圧。)

スペクトル。(Vは最終セル電圧。)

の範囲では通電電流密度に依存しなかった。屈折率は波長 6328 Å で 1.50 ± 0.05 であり、InPの屈折率 3.3 の平方根 (1.82) に近い。したがって酸化膜は $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 系ダブルヘテロ接合をメイドーの端面反射防止膜としても利用できる。^{7,8)} 図5-3に酸化膜を形成したInPと、形成していないInPの表面反射スペクトルを示す。酸化膜の付いていない試料の表面反射率は、波長 $1.0 \sim 1.7\text{ }\mu\text{m}$ の範囲で約28%であるが、酸化膜により最低反射率 R_{\min} を6%まで低減している。また反射率が最低になる

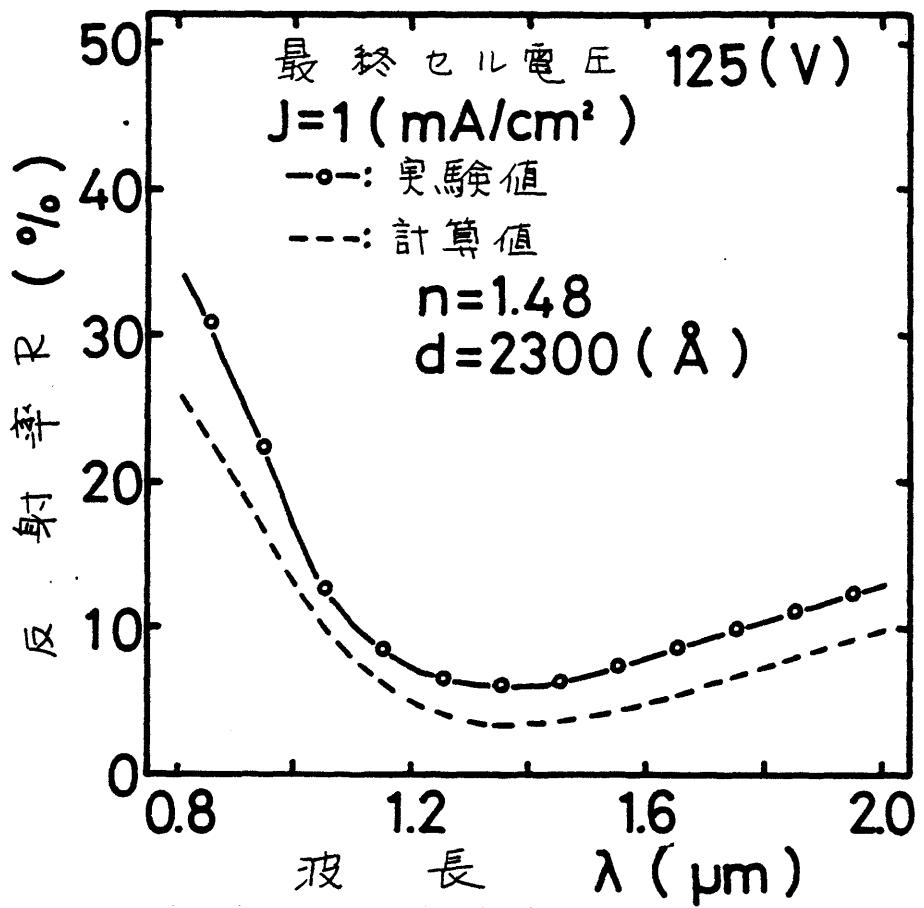


図5-4 反射スペクトルの理論値と実験値の比較。

る波長 λ_{min} は、最終セル電圧、およびわら膜厚によって自由にコントロールできる。厚さ d の酸化膜を有する InP 表面からの反射率 R は次式で表される。⁹⁾

$$R = \left| r_0 + \frac{t_0 t_1 r_1 \exp(-2i\delta)}{1 + r_0 r_1 \exp(-2i\delta)} \right|^2 \quad (5-1a)$$

$$r_j = \frac{n_{j+1} - n_j}{n_{j+1} + n_j} \quad (j=0, 1) \quad (5-1b)$$

$$t_j = \frac{2n_j}{n_0 + n_1} \quad (j=0, 1) \quad (5-1c)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \quad (5-1d)$$

ここに n_0 は空気の屈折率、 n_1 は酸化膜の屈折率、 n_2 は InP の屈折率、 d は酸化膜厚、 λ は入射光の波長である。 n_1 の分散を無視し、上式の n_1 および d に偏光解析より得た値を代入して反射スペクトルを計算した。その結果を実験結果と合わせて図 5-4 に示す。実験値と計算値はやや違っている。この原因としては膜の屈折率分散および膜中の損失が考えられる。

光ダイオードの反射防止膜として応用する際、酸化膜は電極付けの過程において熱処理を受けなくてはならない。熱処理が酸化膜の特性に及ぼす影響を調べることは重要である。膜厚

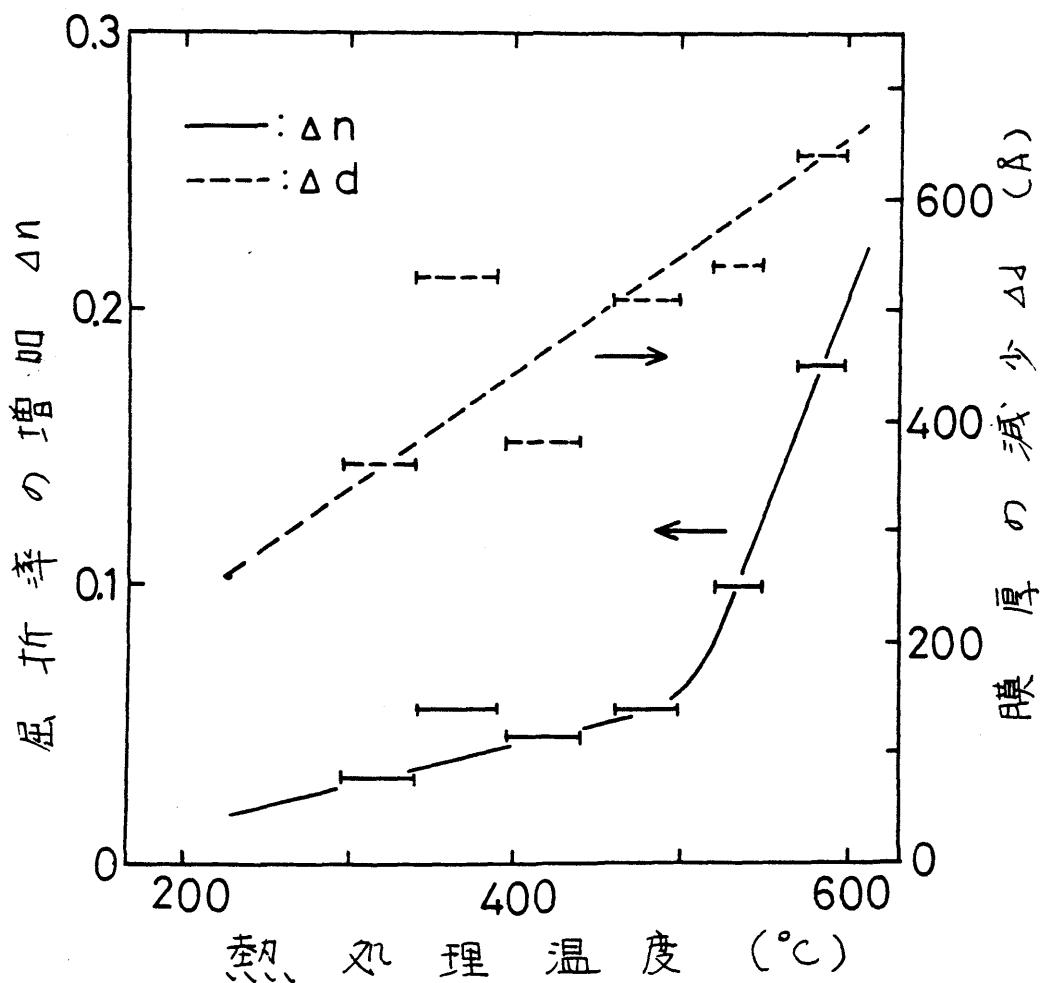


図 5-5 热処理(窒素ガス中 5 分)による膜厚と屈折率の変化。

1930 ± 120 Å、屈折率 1.48 ± 0.03 のいくつかの試料を窒素ガス中 $300\sim650^{\circ}\text{C}$ の範囲で 5 分間熱処理を行ない、屈折率 n と膜厚 d の変化を調べた。その結果を図 5-5 に示す。熱処理温度の増大と共に膜厚は単調に減少し、屈折率は 500°C 付近から急激に増大している。この屈折率の急激な増大は、 450°C 以上での P(大毒) の蒸気圧の急激な上昇に伴う P の離脱の結果と思われる。¹⁰⁾ すなわち、 500°C 以下の熱処理では單に膜厚が減少し、 500°C 以上の熱処理により膜の組成が変化するものと思われる。熱処理による屈折率の増大の経

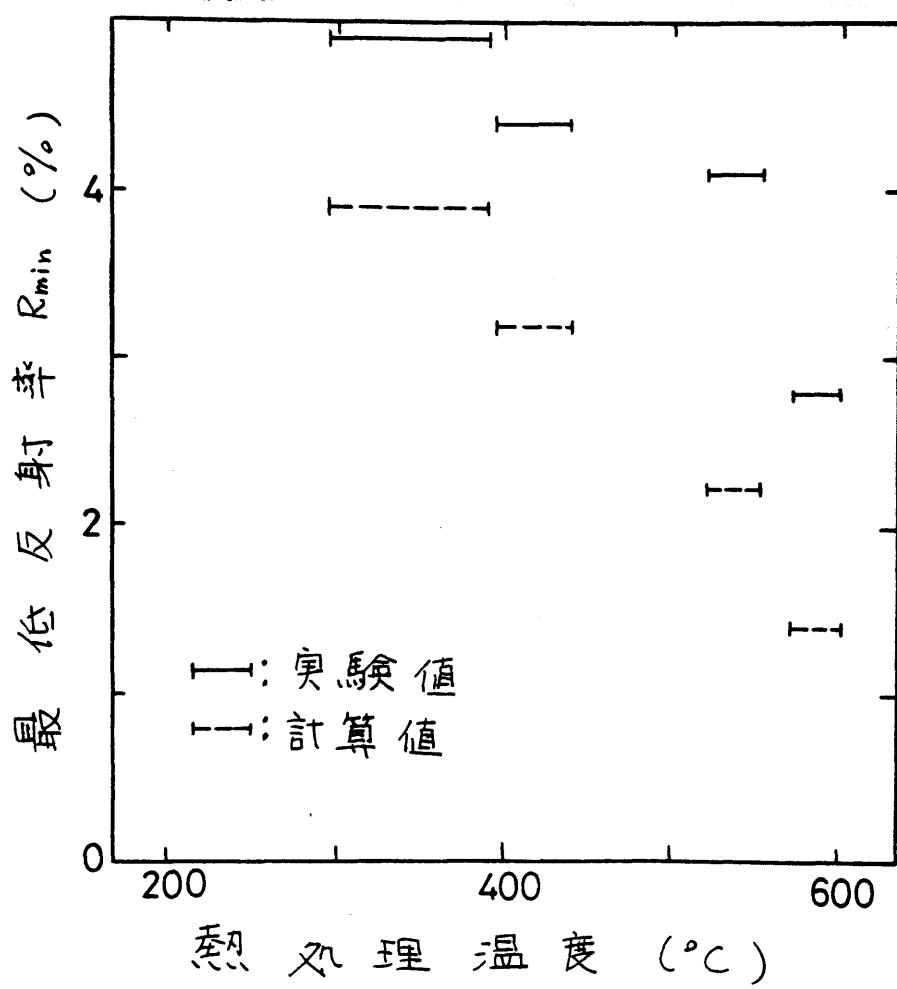


図 5-6 热処理による最低反射率 R_{\min} の変化。

果、最低反射率 R_{min} はこうに低下する。その結果を、偏光解析より得た膜厚と屈折率から計算した値とともに図5-6に示す。

600°Cで熱処理することにより最低2.8%にまで反射率を下げることができた。一方 R_{min} における波長 λ_{min} は膜厚の減少を屈折率の増大で補ない、ほとんど変化しない。その様子を図5-7に示す。650°C以上の温度で熱処理を行なうと膜厚は著しく減少する。また肉眼観察により明らかに不透明となることわかる。

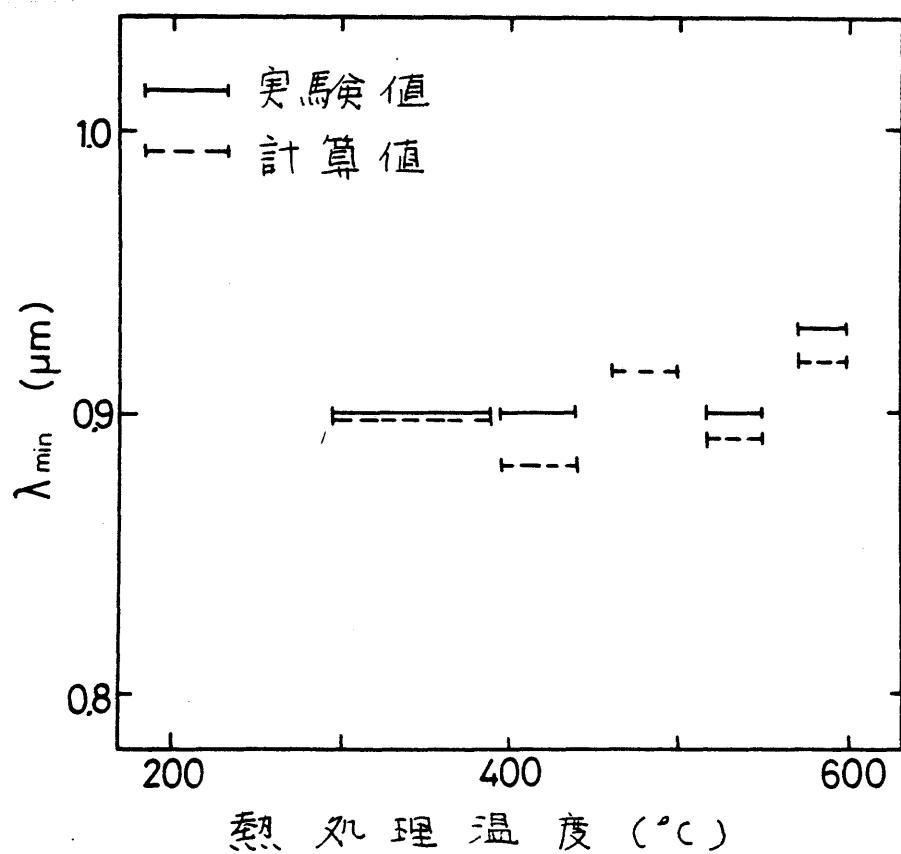
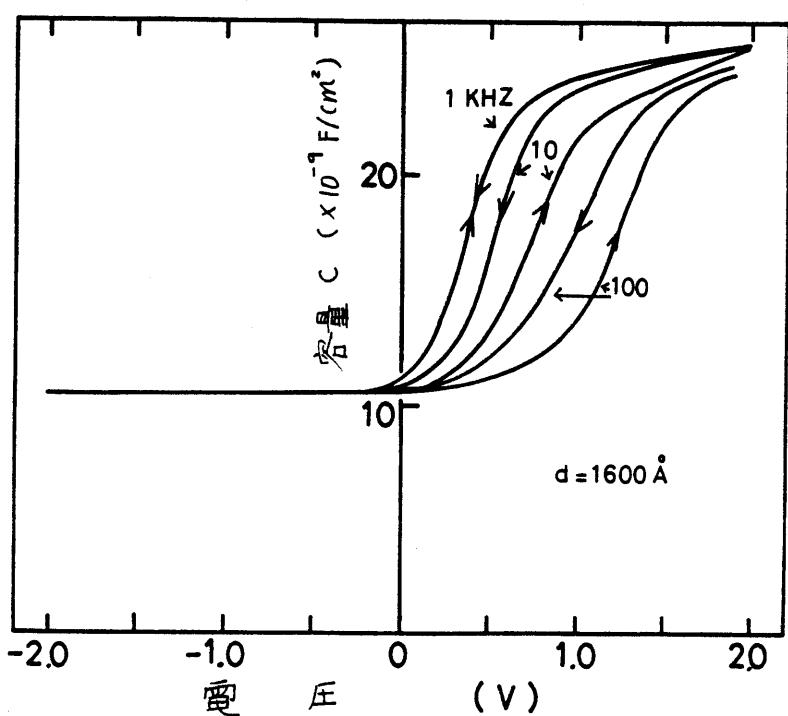


図5-7 热処理温度と反射率が最低になる波長 λ_{min} の関係。

(热処理前の λ_{min} は $1.1 \mu\text{m}$.)

5.2.2 電気的特性

陽極酸化膜を応用する際 必要となる電気的特性には、導電率、誘電率、および界面特性等がある。これらの特徴を測定するため、酸化膜上に In(インジウム) を蒸着し MOS構造を形成した。測定された酸化膜の面抵抗は $1 \sim 10 \text{ M}\Omega \text{ mm}^2$ の範囲でかなりばらつきを示したが、ストライプレーザ電流開入の用絶縁層としての応用には十分耐えうる抵抗をもつ¹¹⁾。膜の誘電率は陽極酸化膜ストライプレーザの高周波特性を決定する重要なパラメータの一つである。誘電率は MOS 素子の容量測定により行なった。図 5-8 に測定周波数を変えて測定したバイアス電圧 V 対 容量 C 特徴を示す。蓄積領域 ($V > 2.0$ ボルト)での容量値より誘電率が求まる。¹²⁾ 誘電率は周波数による分散特性を示す。この分散特性は酸化膜の成長条件(成長速度、pH 値等)



および電解液の種類 図 5-8 In/酸化膜/InP MOS 素子の C-V 特性

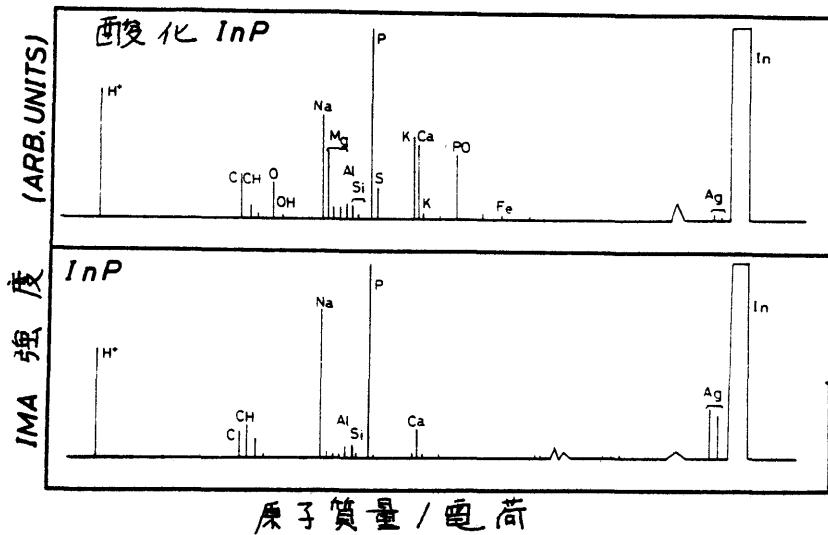
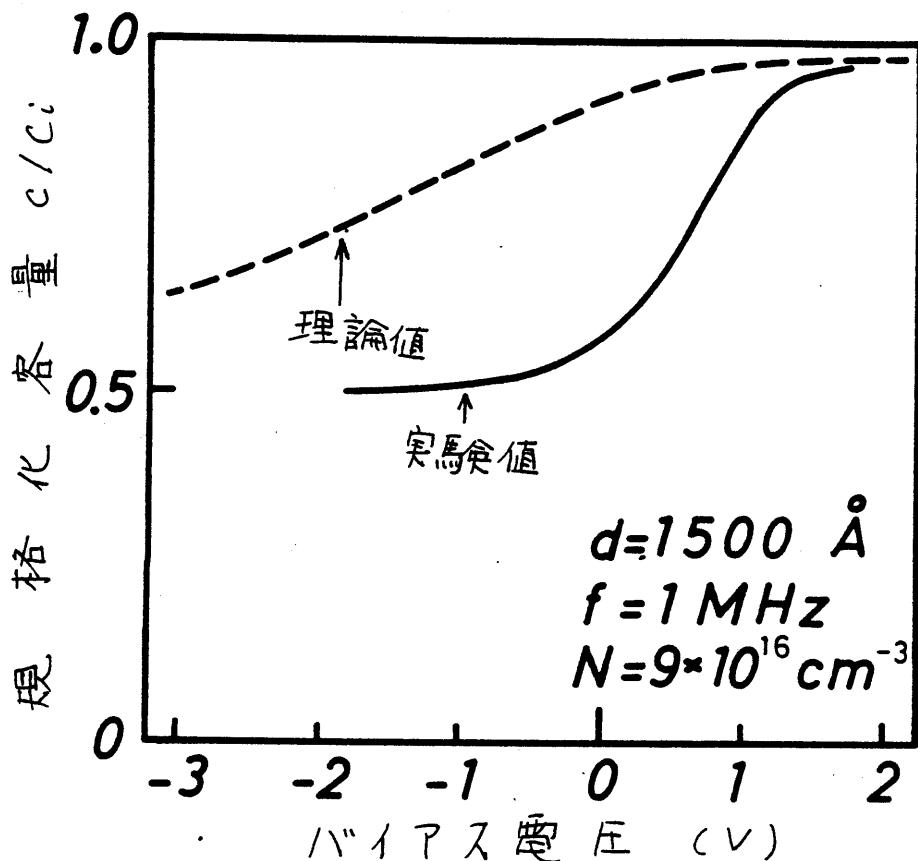


図 5-9 酸化膜と InP の IMA 測定結果。

によつて異なる。^{3, 13)} pH=2.2 の AGW 溶液中、成長速度 20 $\mu\text{m}/\text{min}$ で成長した酸化膜の誘電率は 100 kHz で 7.4 であり、光学的 (波長 632 \AA) に求めた屈折率の 2乗よりやや大きい。また、この値は、ストライドレーザー絶縁層としてよく用いられる SiO_2 (二酸化シリコン) のそれとはほぼ同程度である。しかし零ハイアス時には、InP 中に厚さ $0.59 \mu\text{m}$ の空乏層が形成されている。空乏層容量を含めた実効誘電率は 9.4 となる。C-V 特性はヒステリシス現象を呈し、膜中の可動イオニの存在を示唆する。¹⁴⁾ この可動イオニが何であるかを調べるために IMA (Ion Micro Analysis) による膜の元素分析を行なった。¹⁵⁾ 其の結果を酸化していない InP 表面のものと比べて 図 5-9 に示す。InP 中には含まれず、酸化膜中に含まれている酸素以外の元素に Mg (マグネシウム)、



Br(イオウ)、K(カリウム)等があることが分かります。これらの元素の混入を避ける工夫をしながら酸化を行なうことにより、C-V特性が改善される可能性があります。得られたC-V特性を、A.S. GroveらのMOS フィオートのC-V特性の理論から計算される値と比べてみた。¹⁶⁾ 比較した実験データは、界面準位の影響をできるだけ少くするために、測定可能な限り高い周波数(1MHz)で行なしたものである。その結果を図5-10に示す。実験値は理論値と大きくずれる。このずれは、A.S. Groveらの単純

な界面準位モデルだけでは説明できず、より複雑な効果をとり入れる必要があることを示しています。

5.3 陽極酸化膜の応用

5.3.1 光検出器の反射防止膜⁽⁷⁾

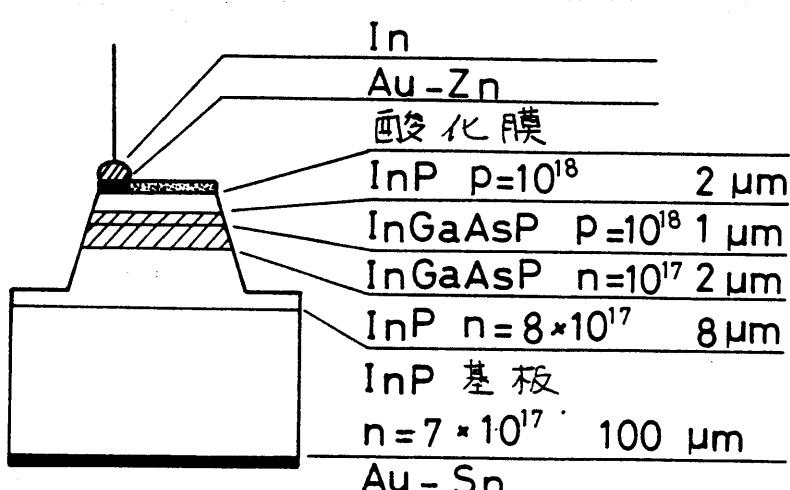
第3章で述べた方法によりメサ光ダイオードを作製し、その受光部に酸化膜を形成した。その断面図を図5-11に示す。

四元層の固相比は $In_{0.69}Ga_{0.31}As_{0.7}P_{0.29}$ である。酸化の際の試料へのリード線付けは P 層に付ける必要がある。なぜなら N 層にリード付けを行なうと、pn 接合の並行方向に定電流が流れ、接合の一部が破壊されるからである。この電子の量子効率を波長の関数として、図5-12に示す。酸化膜で受光面を被ることにより、

外部量子効率が改善され、最大 +2%

(安藤電気製えパワー

X-TOPM-101によ



り較正した Ge 太陽電池と比較することに

光検出器の断面図 (n, p の単位は m^{-3})

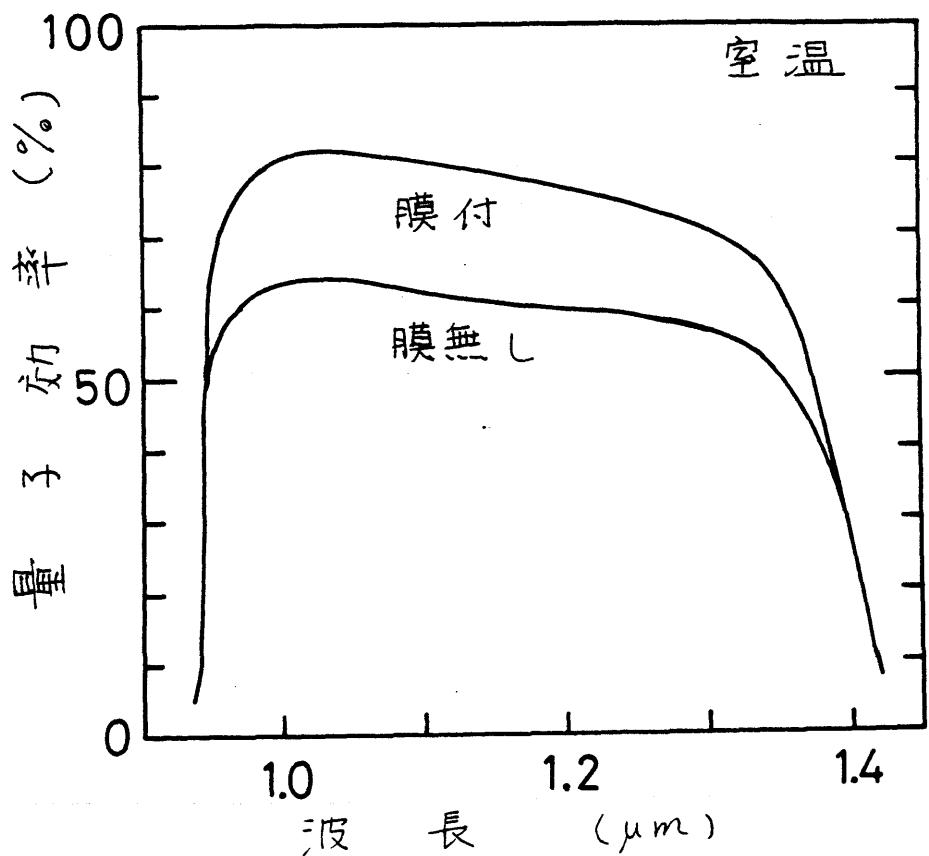


図5-12 酸化膜を付けたダイオードと付けないダイオードの量子効率の比較。

より測定した) の効率を示した。この値は、従来報告された
InGaAsP/InP 系光ダイオードのうちで最も高いものである。⁽⁶⁾

5.3.2 InGaAsP/InP DH NOS L-サ⁽⁸⁾

陽極酸化膜の InGaAsP/InP DH-L-サへの応用について、
図5-13 に示すように電流注入領域を基板材料自体の酸化膜
で制限した NOS (Native Oxide Stripe) L-サを開発した。⁽⁸⁾⁽⁹⁾

結晶成長、および酸化膜の作製条件は、四元層厚が薄いこと
(0.3 ~ 0.6 μm) を除くと、前述の光ダイオードのそれとほとんど同

である。四元層の固相

比は $In_{0.74}Ga_{0.26}$

$As_{0.61}P_{0.39}$ である。オ

ーバックス電極を形成後

P層を下にして金剛の

ヒートシンク上に In(イン)

ム) ハニカムマリマウニ

ト(下)。キャビティ長は

100~500 μm 程度である。

n層側のコントラクトは

リニ青銅板を圧着する

ことにより形成した。この

素子の室温パルス条件

での注入電流-出力光

パワーパトウを図5-14に

示す。出力光測定は、

径13 mm ϕ のGe太陽

電池を用い、出力光がすべて受光面に致達するようにした。パルス幅

は 100 nsec、衝撃係数(duty factor)は 1~3% 程度で行った。

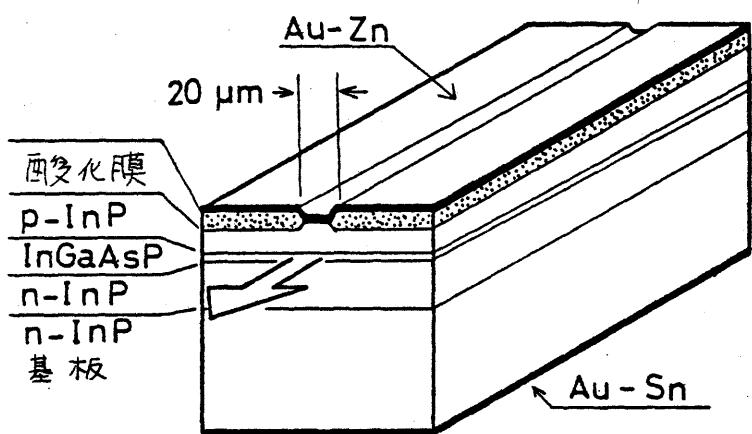


図5-13 InGaAsP/InP NOS (Native

Oxide Stripe) L-サの模式図。

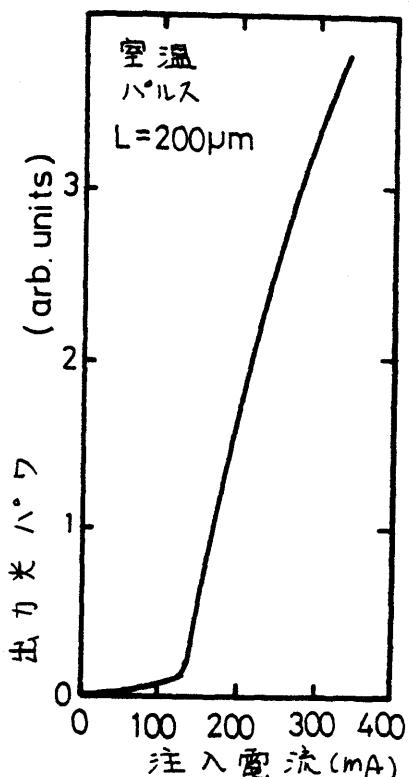


図5-14 NOS L-サの注入電流と出力光パワ

の関係。(Lはキャビティ長)

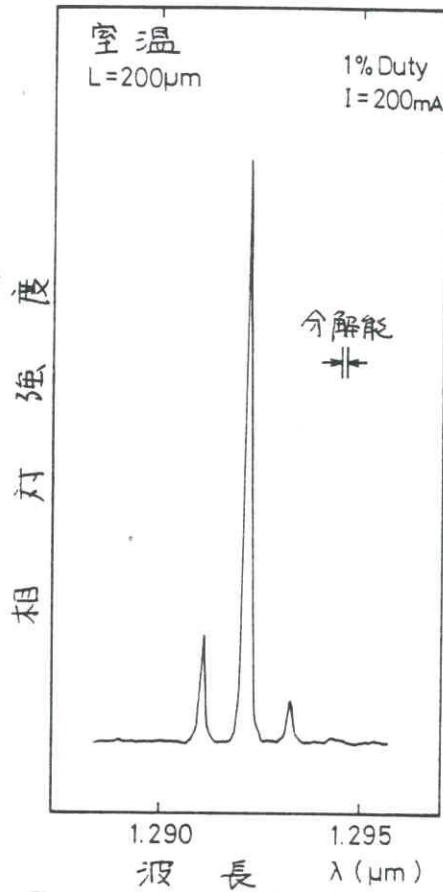


図 5-15 NOSL-ガの発振スペクトル。
(Lはキャビティ長。)



図 5-16 NOSL-ガの近距離視野像。

Inハニカムによるダイオードヒートシンクの熱的接触は十分でなく、高い注入電流ではやや飽和の傾向を示す。高い値電流は130mAであり、電流密度によると系々 2 kA/cm^2 である。最も低いしきい値電流および電流密度がそれぞれ 110 mA, 1.2 kA/cm^2 の値が得られた。発振スペクトルを図 5-15に示す。注入領域を $20 \mu\text{m}$ としたことで横モードは完全に抑えられ、ほぼ單一縦モードに近い発振をしている。赤外ビジコンで観測した近距離視野像を図 5-16に示す。ストライプ部以外での発光はほとんど見られず、酸化膜による電流閉じ込めが完全であることを示している。²⁰⁾ このダイオードは室温(16PK)では連續発振

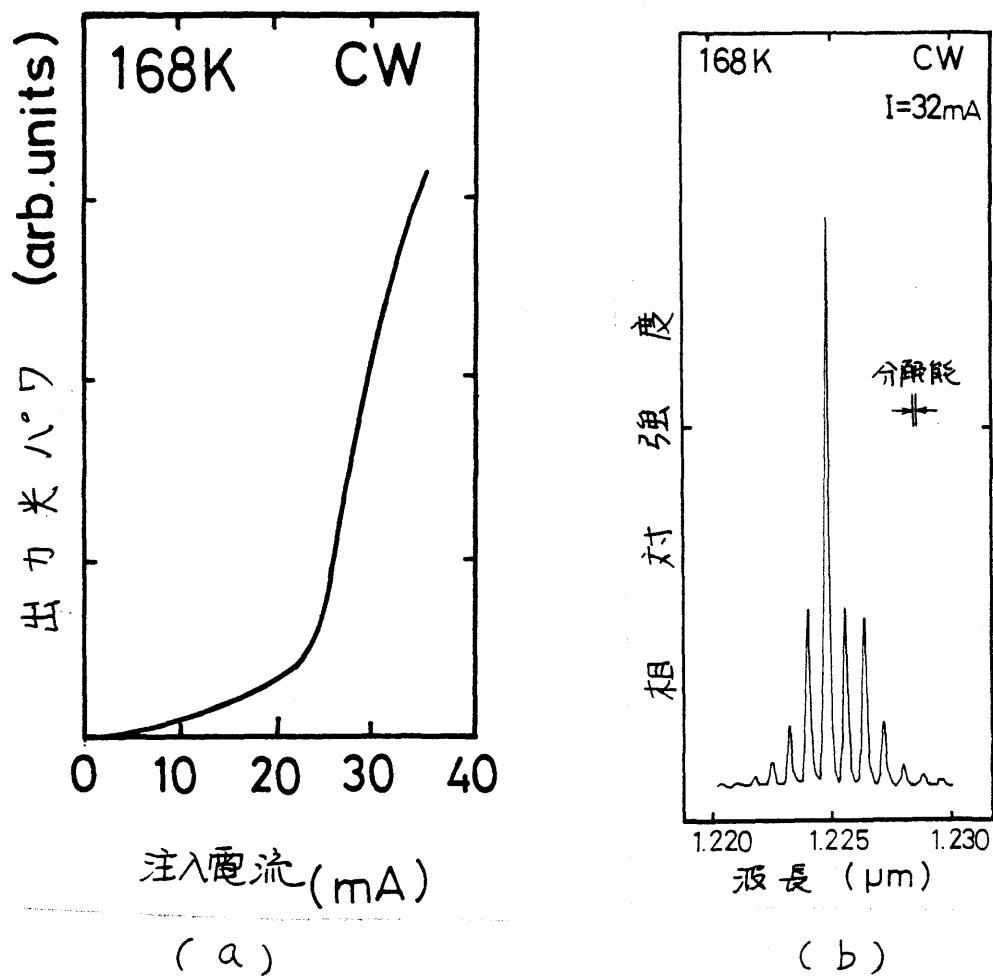


図 5-17 NOS レーザの低温(168K)での注入電流と出力光パワーの関係(a)と、発振スペクトル(b)。

した。その注入電流-光出力特性と、発振スペクトルを図 5-17 に示す。発振波長の温度依存性は約 $5 \sim 5.5 \text{ Å}/\text{deg}$ ²¹⁾ あり、他の報告されていける値とほぼ同じである。²¹⁾ 図 5-18 に(き)値電流 I_{th} の温度(T)特性を示した。 $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$ で定義される特性温度 T_0 を図中に示している。特性温度は GaAlAs/GaAs 系レーザに比べてかなり小さく、温度変化

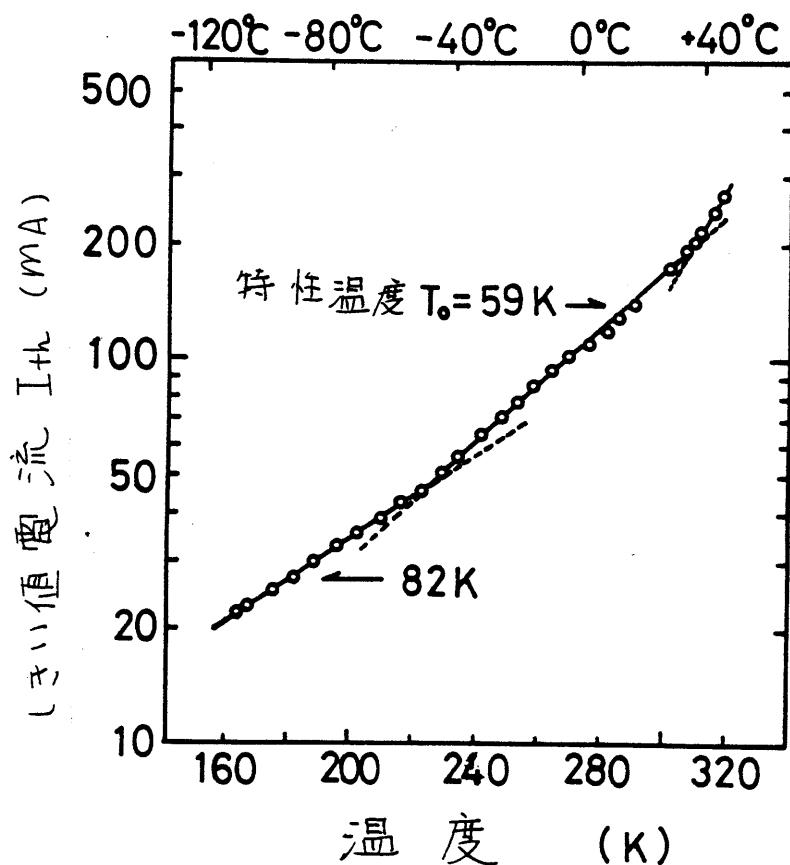


図 5-18 NOS レーザーの I_{th} の温度特性.

によると I_{th} の変化は GaAlAs / GaAs 系レーザーに比べて大きい。

5.4まとめ

InP 陽極酸化膜のレーザー、光検出器への応用について述べ、その応用に際して必要となる酸化膜の諸特性を調べた。酸化膜を光検出器の反射防止膜として使用することにより、82% の外部量子効率を有する光アシオードが得られた。従来反射防止膜として多く用いられてきた SiO_x , Si_xN_y スハップ膜に比べると、²²⁾ 陽極酸化膜は、より簡単に形成でき、結晶に

与えるダメージが少なく、膜厚の制御が容易かつ正確である。

陽極酸化膜をストライフルーザの注入領域制限用絶縁層と

して応用し、新しいNOS型レーザを作製し、その評価を行なった。

このレーザは上述の反射防止膜にて応用した場合の特徴以

外に次のようす長所をもつ。(1)液体中で酸化膜を形成するので、ioni等によるとヒニオールが形成されにくい。(2)酸化

膜は試料表面から内側と外側の両方向に成長するので、

ストライフルーザと酸化膜との接觸付近には、ここでこの段によると電極のところが防げる。また欠点としては $25\mu\text{m}$ 以下のストライフルーザ幅の形成が困難なことがあられる。これはストライフルーザアスフ用フォトレジストの下において酸化膜が進入するためである。

一方試料全面に酸化膜を形成し、後でストライフルーザエッセンスにより酸化膜をとり除く方法では、酸化膜/InP表面界面の変成層のため直列抵抗が高くなる。変成層までエッセンスによりと変成層と酸化膜のエッセンス速度の極端な違いのためエッセンスは深さ方向よりひろい横方向に進行し、ストライフルーザ幅が広くなる。

InP 陽極酸化膜の本章で述べた応用としては、太陽電池等を含む InP MIS 素子の絶縁層への応用がある。

えられる。²³ しかし、この応用に際しては半導体/酸化膜界面での
界面特性の把握が不可欠で、より理想的界面特性をもつ
酸化膜の作製が必要である。また本章では扱わなか
れり薄い膜(100Å以下)の成長条件も明らかにしていか
ねばならぬ。

文献

- 1) 福田益美; 「高周波高出力電界効果トランジスタの開発に関する研究」
名古屋大学 学位論文 (昭和53年)。
- 2) 長谷川; 応用物理 47 (1978) 441.
- 3) A.Colquhoun and H.L.Hartnagel; Surface Technology 5 (1977) 291.
- 4) H.Hasegawa, K.E.Forward and H.Hartnagel; Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 567.
- 5) 酒井、青木、戸部、雨宮、梅野; 電子通信学会技術研究報告 ED78-64
(1978) 97.
- 6) 戸部、酒井、雨宮、梅野; 電気関係学会東海支部大会 (昭和53年) 242.
- 7) 戸部、酒井、梅野、雨宮; 第39回応用物理学学会学術講演会予稿
(昭和53年秋) 495.
- 8) 雨宮、梅野、酒井、神保、伊東、服部; 特定研究「光導波上レクトロニクス」
第2回総合シンポジウム (昭和53年) 526.
- 9) A.G.Milnes and D.L.Feucht; Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions (Academic Press, 1972) p.132.
- 10) K.J.Bachmann and E.Buehler; J. Electrochem. Soc. 121 (1974) 835.
- 11) 青木、酒井、雨宮、梅野; 電気関係学会東海支部大会 (昭和53年) 243.
- 12) S.M.Sze; Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and Sons, 1969) p.425.
- 13) T.Ota and Y.Horikoshi; Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 989.
- 14) E.H.Snow, A.S.Grove, B.E.Deal and C.T.Sah; J. Appl. Phys. 36

- (1965) 1664.
- 15) 酒井、梅野、青木、芦部、雨宮；電子通信學會 総合全國大會シンポジウム
(昭和54年春) 53-11.
- 16) A.S.Grove, B.E.Deal, E.H.Snow and C.T.Sah; Solid-State Electron. 8 (1965) 145.
- 17) S.Sakai, M.Umeno, T.Aoki, M.Tobe and Y.Amemiya; IEEE J. Quantum Electron. QE-15 (1979) 1077.
- 18) S.Sakai, M.Umeno, T.Aoki, M.Tobe and Y.Amemiya; Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 1003.
- 19) 青木、酒井、梅野、雨宮；第26回応用物理学会学術講演会予稿集(昭和54年春) 173.
- 20) 酒井、梅野、芦部、青木、雨宮；特定研究「光導波ヒレットロニフス」第14回研
究会 (昭和54年) 295.
- 21) 今本、伊藤；電子通信學會 総合全國大會(昭和54年春) 4-253.
- 22) T.P.Lee, C.A.Burrus and A.G.Dentai; IEEE J. Quantum Electron. QE-15 (1979) 30.
- 23) S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; 1st Photovoltaic Science and Engineering Conference in Japan (1979) 91.

第6章 波長多重光通信用発光受光素子

6.1 緒言

最も簡単な单一波長光ファイバ通信は1つの光源、光ファイバ、光検出器およびそれらの周辺装置があれば可能であるが、光ファイバの帯域をさらに有効に利用するには波長を分割して多重通信を行なう方法、いわゆる波長多重光通信方式が有用である。波長多重光通信を行なうため、従来光混合器と分波器を使用する方法が提案されてきた。^{1~3)} (しかし)この方法は余分な光素子を必要とし、その上插入損失も問題となる。より簡単に波長多重光通信を行なう方法は、いくつかの波長を放出する光源と、波長分波機能を有する光検出器を使用することである。

本章においては、上述の機能をもつ新規な受光素子および発光素子の提案と試作、およびその評価ならびに問題点について述べる。本章前半では波長分波機能を有する光検出器を、後半では二波長光源を扱っている。波長分波機能を有する InGaAsP/InP 光検出器が J. C. Campbell らにより報告されている⁴⁾が、彼らの素子構造は Zn拡散によるメカーフレーナ型のものであり、3波長以上の波長分波が不

可能である。なぜなら彼らは素子に含まれる 2 つの $p-n$ 接合のうちの 1 つを拡散法により形成したため、 InP に対する 2 重拡散技術の無い現段階では 2 つ以上の $p-n$ 接合の形成が不可能なためである。そこで筆者は grown junction により $p-n$ 接合を形成し、深さを正確にコントロールしたメサエレクチングを行なうことにより、3 波長以上の分波も可能である新規なダイオード構造の提案と試作を行なった。⁵⁾ また 2 では新素子の量子効率を計算し、高い感度と低いクロストークを有する素子構造を決定した。⁶⁾ 素子の作製方法と特性については 5.3 で述べる。効率の計算には第 2 章で述べた手法を用い、素子作製は第 3 章で述べた方法を行なった。

また 波長 $1.0 \sim 1.7 \mu m$ 帯における一つの素子で二つの波長を放出する素子はこれまで報告されていなかった。これに対し筆者は、それを独立に出力をコントロールできる新型二波長光源を提案し、作製した。⁷⁾ これを 5.4 で述べる。 $InGaAsP/InP$ 四元系は直接遷移型 バンドギャップをもつてレーザ発振を可能とし、波長分波光検出器の鋭いカットオフ特性と低いクロストークを与えるので、これらの素子をこの材料で作製することは大変有利である。

§ 6.2 波長分波機能を有する新型赤外線検出素子

6.2.1 ダイオードモデル

提案した4つのタイプの光ダイオードの構造を図6-1に示す。^{a)}これらはいくつかの光検出器を厚さ方向に集積化したもので、光フィルタと光検出器を集積化した構造にはない。すなわち光入射側のpn接合は、光検出器として働くと同時に短波長をカットする光フィルタとしての役割ももつ。(a)の構造はInP中のpn接合と四元層中のpn接合を最も簡単に

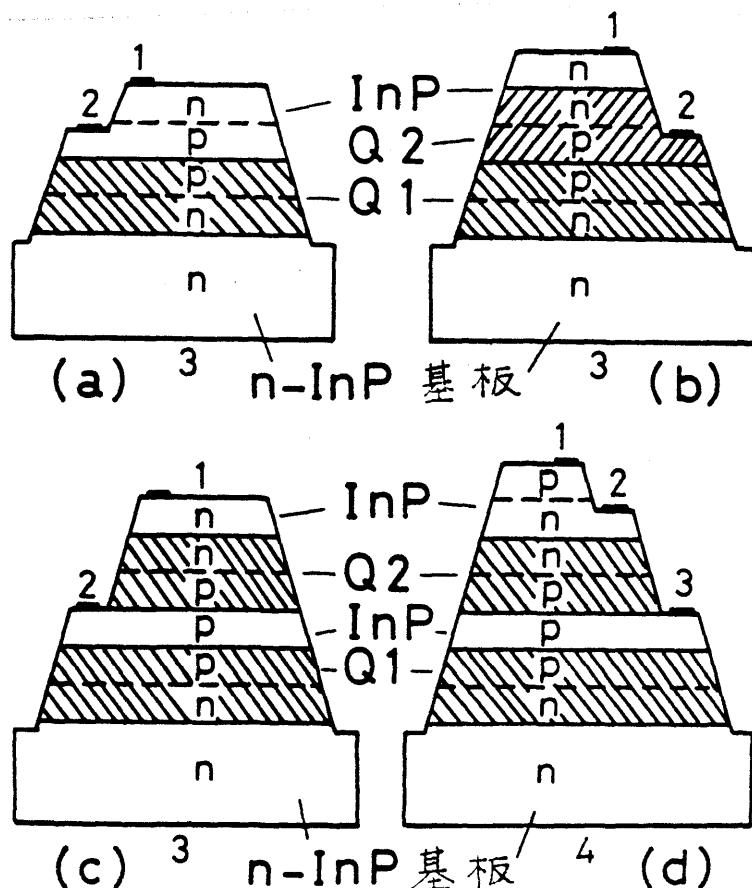


図6-1 提案された4つのタイプの光ダイオード。Q1, Q2は四元層を表わし、破線はpn接合面を表わす。

集積化したものである。P層中にまでメサエッティングを行ない、3つの電極を形成すると、1-2端子間は入 $< 0.95\mu\text{m}$ なる光にのみ応答し、2-3端子は $0.95\mu\text{m} < \lambda < \lambda_{g_1}$ なる光にのみ応答する。⁹⁾ ただし、 λ_{g_1} は Q1層のハニットギャップエネルギーに対応する波長である。入射光は光ファイバにより成長層側のメタ面内のみから、入射されている。この構造は第3章で述べた OH光エミオート上にさらにn-InP層を成長させることで作製でき、作製が簡単である。

(b) の構造は、異なる組成をもつ2つの四元層中に作られた2つのpn接合を集積化したものである。5つの層、すなわちn-InP、ニトロ-7°Q1層、P-Q2層、n-Q2層およびn-InPをn-InP基板上に成長させる必要がある。 $0.95\mu\text{m} < \lambda_{g_2} < \lambda_{g_1}$ (λ_{g_2} は Q2層のハニットギャップエネルギーに対する波長) することにより、1-2端子は $0.95\mu\text{m} < \lambda < \lambda_{g_2}$ なる光に応答し、2-3端子は $\lambda_{g_2} < \lambda < \lambda_{g_1}$ なる光に応答する。表面のn-InP層は表面再結合の影響を避けるための窓層である。この構造は、電子がP-Q2層からP-Q1層にはいるところには電子障壁がないので、P-Q2層中で光励起された電子は2-3間端子の出力にも寄与する。これを電子的プロストーフと呼ぶ。¹⁰⁾

この電子的クロストークは構造(c)のように2つの四元層間にInP層をはさんだことによりよくなることがある。(a) (b)の構造は入射光 λ_{g1} が $1.5\mu m$ より長い場合重要なよう。なぜならメルトハーフ現象のためにQ1層上にInP層のLPE成長が不可能であるからである。

(d)の構造は単に(a)と(c)の組合せであり、入射光をその波長に応じて3つの出力に分離することができる。

6.2.2 構造(a), (b)の量子効率

構造(a)の簡単化したバンド図を図6-2に示す。量子効率は、第2章の場合と同様にキャリヤ輸送方程式の定常解より求まる。端子1-2間、および2-3間の量子効率 η_{1a} , η_{2a} はそれぞれ次のように表わされる。

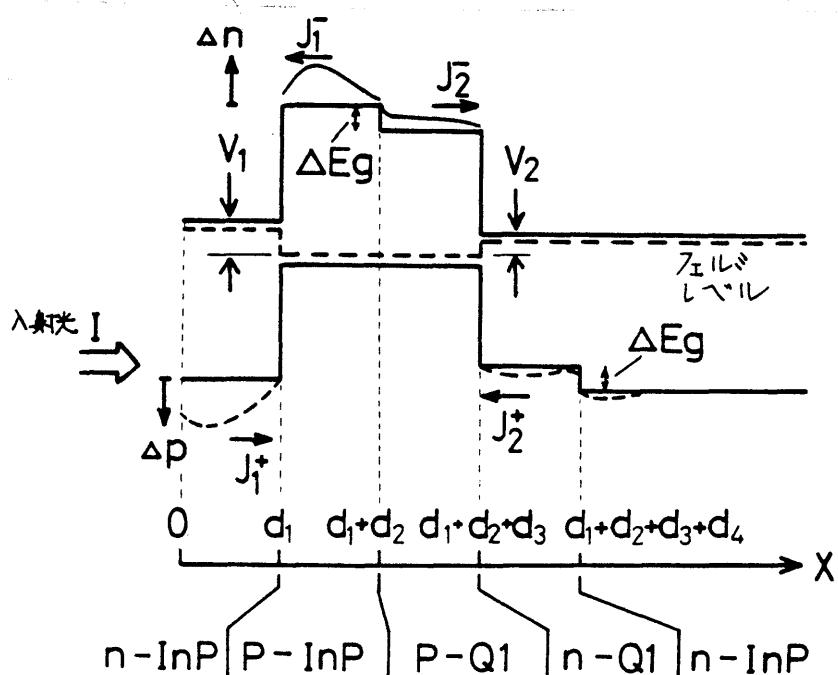


図6-2 構造(a)の簡単化したバンド図。

$$\eta_{1a} = (J_1^+ - J_1^-) / e I \quad (6-1a)$$

$$\eta_{2a} = (J_2^- - J_2^+) / e I \quad (6-1b)$$

ここに J_1^+ は第1層 $n\text{-InP}$ 中での正孔電流、 J_1^- は第2層 $p\text{-InP}$ 中での電子電流、 J_2^- は第3層 $p\text{-QI}$ 層中の電子電流、 J_2^+ は第4層 $n\text{-QI}$ 層中の正孔電流である。 $I (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1})$ は入射光子数である。この添字 1 は 1-2 間出力、 2 は 2-3 間出力、 a は構造(a)を表わす。また 2 つの出力間のプロット \rightarrow CROSS1, CROSS2 を次のよう 定義する。

$$\text{CROSS1} = 20 \log (\eta_{2a} / \eta_{1a}) \quad (\lambda < 0.95 \mu\text{m}) \quad (6-2a)$$

$$\text{CROSS2} = 20 \log (\eta_{1a} / \eta_{2a}) \quad (0.95 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_{g1}) \quad (6-2b)$$

J_i^+ , J_i^- ($i=1, 2$) は例えば n 層中の正孔について次のように表わされるキャリヤ輸送方程式を解き、接合位置 ($x=x_j$) での少數キャリヤ分布の傾きより求めることができる。

$$D \frac{d^2 \Delta P}{dx^2} + K I \exp(-Kx) - \frac{\Delta P}{L} = 0 \quad (6-3a)$$

$$J = e D \left. \frac{d \Delta P}{dx} \right|_{x=x_j} \quad (6-3b)$$

ただし、 D , ΔP , L はそれぞれ少數キャリヤの拡散係数、密度、および寿命である。境界条件として表面での表面再結合、ヘテロ

接合面での広散電流および少数キャリヤ密度の連続、 p_n

接合面でのキャリヤ密度の連続¹⁾を考慮して次式を用いた。

$x=0$ における

$$D_1 \frac{d\Delta P_1}{dx} = S, \Delta P_1 \quad (6-4a)$$

$x=d_1$ における

$$\Delta P_1 = P_{10} \{ \exp(eV_1/kT) - 1 \} \quad (6-4b)$$

$$\Delta n_2 = n_{20} \{ \exp(eV_1/kT) - 1 \} \quad (6-4c)$$

$x=d_1+d_2$ における

$$\Delta n_2 = \Delta n_3 \exp(-e\Delta E_g/kT) \quad (6-4d)$$

$$D_2 \frac{d\Delta n_2}{dx} = D_3 \frac{d\Delta n_3}{dx} \quad (6-4e)$$

$x=d_1+d_2+d_3$ における

$$\Delta n_3 = n_{30} \{ \exp(eV_2/kT) - 1 \} \quad (6-4f)$$

$$\Delta P_4 = P_{40} \{ \exp(eV_2/kT) - 1 \} \quad (6-4g)$$

$x=d_1+d_2+d_3+d_4$ における

$$\Delta P_4 \exp(-e\Delta E_g/kT) = \Delta P_5 \quad (6-4h)$$

$x=\infty$ における

$$\Delta P_5 = 0 \quad (6-4i)$$

ここで V_1, V_2 はそれぞれ $x=d_1, x=d_1+d_2+d_3$ における接合に誘起された光起電圧である(図6-2 参照)。他の記号は第

2章におけるものと同じである。 J_1^+ と J_2^+ は独立に計算でき
るが、 J_1^- と J_2^- は、 P-InP, p-Q1 中でのキャリヤ輸送方程式が
 $x=d_1+d_2$ における境界条件により互いに結ばれていたので、 Δn_2 , Δn_3
を含む連立方程式にて求めなければならぬ。最終的には
次の結果を得られる。

$$\frac{J_1^+}{e} = \frac{IK_1L_1}{K_1^2L_1^2 - 1} \left\{ \frac{K_1L_1 - \alpha_1 - e^{-K_1d_1} [\alpha_1 \cosh(d_1/L_1) + \sinh(d_1/L_1)]}{\alpha_1 \sinh(d_1/L_1) + \cosh(d_1/L_1)} - K_1L_1 e^{-K_1d_1} \right\} - \frac{D_1P_{10}}{L_1} \cdot \frac{[\alpha_1 \cosh(d_1/L_1) + \sinh(d_1/L_1)] (e^{\frac{eV}{kT}} - 1)}{\alpha_1 \sinh(d_1/L_1) + \cosh(d_1/L_1)} \quad (6-5)$$

$$\frac{J_1^-}{e} = D_2 B_2 / L_2 + D_2 K_1 P_1 \quad (6-6)$$

$$\frac{J_2^-}{e} = \frac{D_3}{L_3} \sinh\left(\frac{d_3}{L_3}\right) A_3 + \frac{D_3}{L_3} \cosh\left(\frac{d_3}{L_3}\right) B_3 + D_3 e^{-K_2 d_3} K_2 R_1 \quad (6-7)$$

$$\frac{J_2^+}{e} = D_4 B_4 / L_4 + D_4 K_2 P_2 \quad (6-8)$$

∴ で

$$\alpha_1 = S_1 L_1 / D_1$$

$$P_1 = \frac{K_1 I L_2^2 \exp(-K_1 d_1)}{D_2 (K_1^2 L_2^2 - 1)}$$

$$R_1 = \frac{K_2 I L_3^2 \exp\{-K_1(d_1+d_2)\}}{D_3 (K_2^2 L_3^2 - 1)}$$

$$P_2 = \frac{K_2 I L_4^2}{D_4 (K_2^2 L_4^2 - 1)} \exp\{-K_1(d_1+d_2) - K_2 d_3\}$$

$$R_2 = \frac{K_1 I L_5^2}{D_5 (K_1^2 L_5^2 - 1)} \exp\{-K_1(d_1 + d_2) - K_2(d_3 + d_4)\}$$

であり、 B_2, B_3, B_4, A_4 は次式の解である。 $(A_i, B_i (i=2 \sim 5))$ は表面から i 番目の層中でのキャリヤ輸送方程式の解に含まれる積分定数である。)

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ \cosh(d_2/L_2) & \exp(-e\Delta E_g/kT) & \sinh(d_2/L_2) & 0 \\ D_2/L_2 \sinh(d_2/L_2) & 0 & D_2/L_2 \cosh(d_2/L_2) & -D_3/L_3 \\ 0 & \cosh(d_3/L_3) & 0 & \sinh(d_3/L_3) \end{bmatrix}.$$

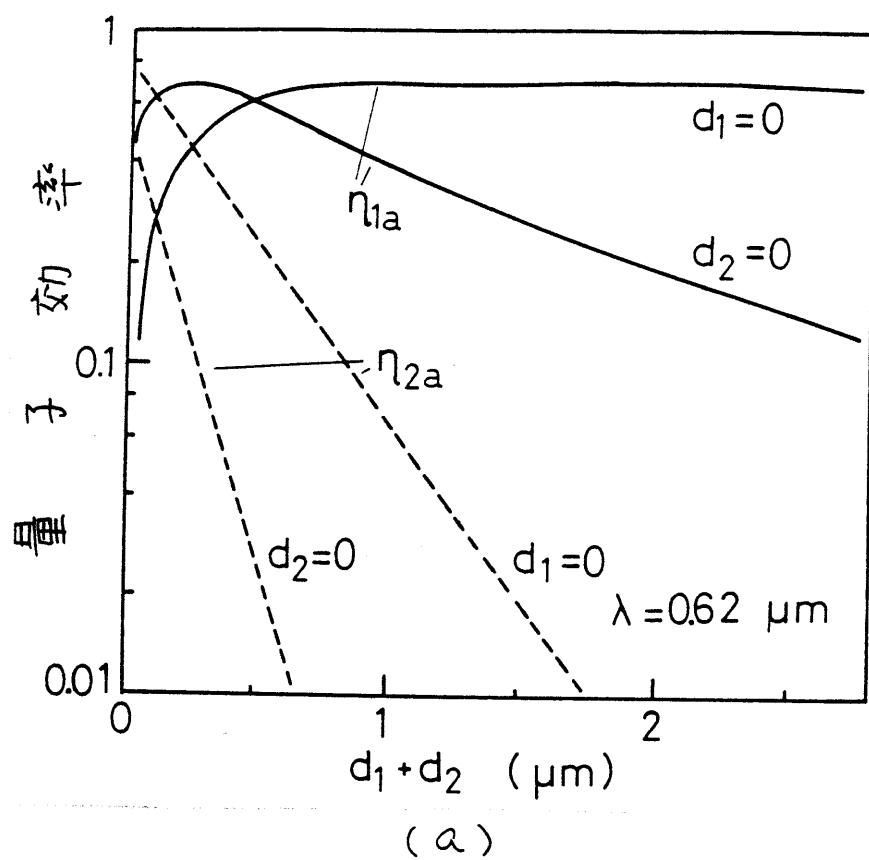
$$\begin{bmatrix} A_2 \\ A_3 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_1 + n_{20} \{\exp(eV_1/kT) - 1\} \\ P_1 \exp(-K_1 d_2) - R_1 \exp(-e\Delta E_g/kT) \\ D_3 K_2 R_1 - D_2 K_1 R_1 \exp(-K_1 d_2) \\ R_1 \exp(-K_2 d_3) + n_{30} \{\exp(eV_2/kT) - 1\} \end{bmatrix} \quad (6-9)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ \exp(-e\Delta E_g/kT) \cosh(d_4/L_4) & -1 & \exp(-e\Delta E_g/kT) \sinh(d_4/L_4) & 0 \\ D_4/L_4 \sinh(d_4/L_4) & 0 & D_4/L_4 \cosh(d_4/L_4) & -D_5/L_5 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

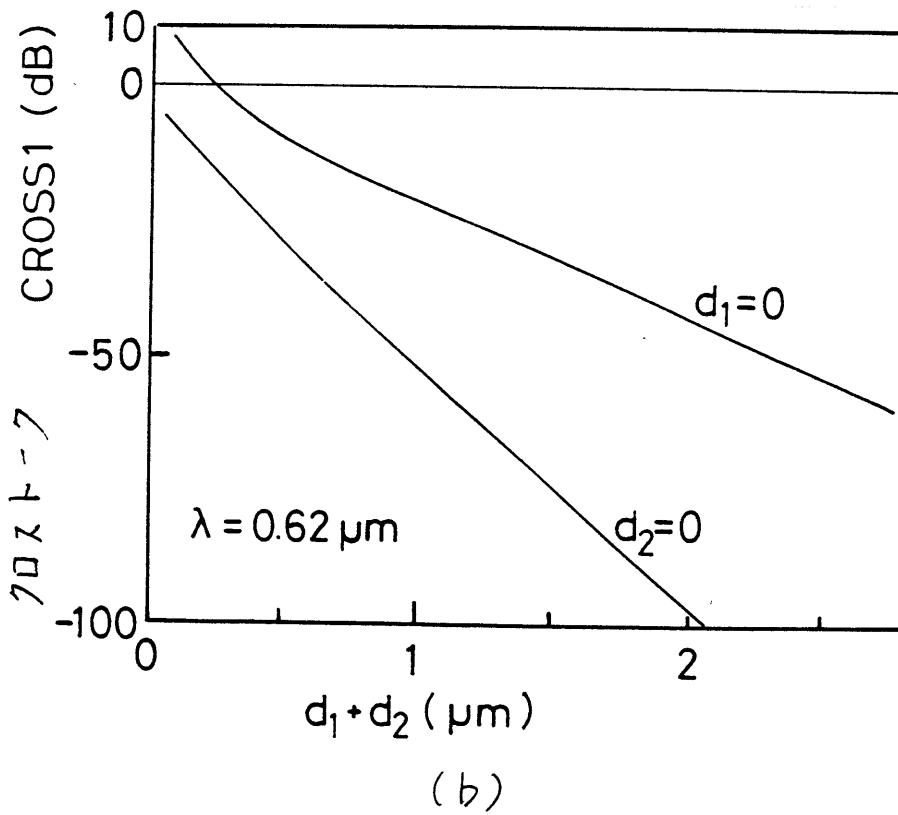
$$\begin{bmatrix} A_4 \\ A_5 \\ B_4 \\ B_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_2 + P_{40} \{\exp(eV_2/kT) - 1\} \\ P_2 \exp(-e\Delta E_g/kT - K_2 d_4) - R_2 \\ D_5 K_1 R_2 - D_4 K_2 R_2 \exp(-K_2 d_4) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6-10)$$

ここに $L_i (i=1 \sim 5)$ は i 層中のキャリヤ拡散長である。

2つの波長 ($\lambda < 0.95 \mu m, 0.95 \mu m < \lambda < \lambda_g$) の n_{1a}, n_{2a} (CROSS1, CROSS2 の計算値を層厚の関数として 図 6-3, 図 6-4



(a)



(b)

図 6-3 n_{1a} , n_{2a} (a) と CROSS1 (b) の計算値.

($d_3 = 1.2 \mu\text{m}$, $d_4 = 0.$)

層番号	物質名	キャリヤ 拡散係数 cm^2/sec	キャリヤ 拡散長 (μm)	少數キャリヤ 密度 (cm^{-3})
1	n-InP	40	2.0	1.2×10^{-2}
2	p-InP	2	0.4	4.3×10^{-3}
3	p-Q1	2	2.0	2.7×10^3
4	n-Q1	40	3.0	5.5×10^4
5	n-InP	40	2.0	1.2×10^{-2}

表6-1 量子効率とクロストークの計算に用いた定数.

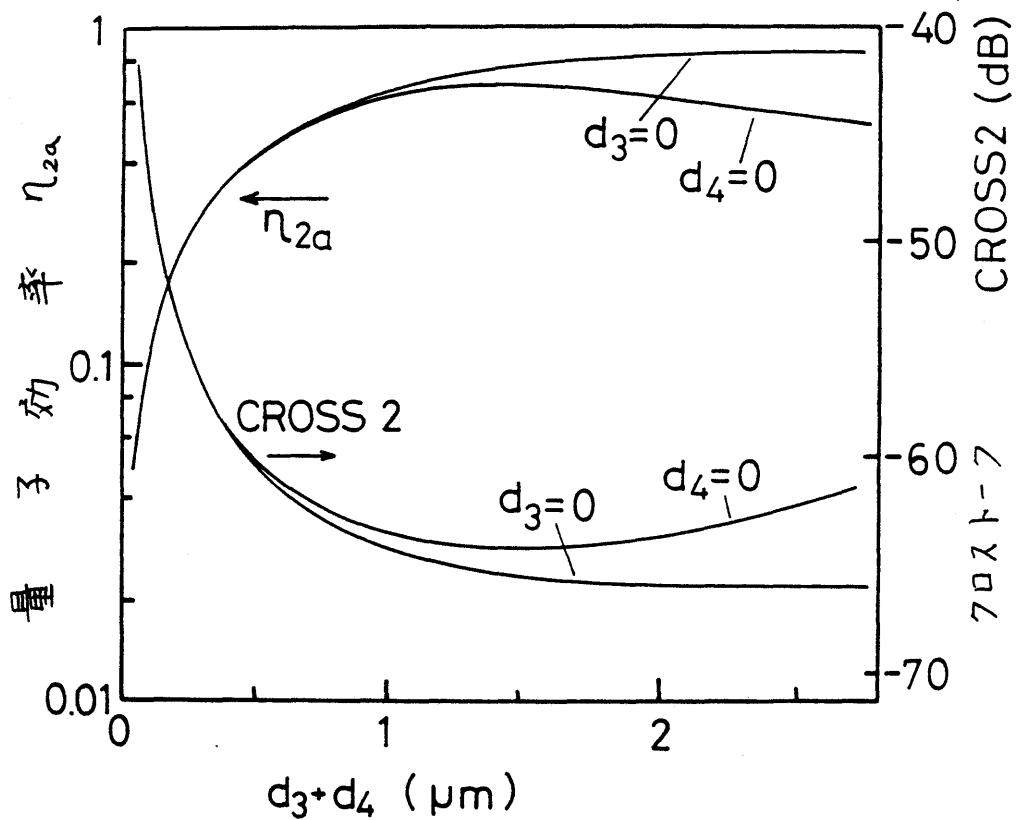


図 6-4 $\eta_{2\alpha}$ と CROSS2 の計算値. ($\eta_{1\alpha} = 4 \times 10^{-4}$, $d_1 = 0$, $d_2 = 3.3 \mu\text{m}$)

に示す。ここで計算に用いた物質定数は表6-1 にまとめである。短波長での $\eta_{2\alpha}$ (図6-3(a)) は表面 InP 層の厚さ $d_1 + d_2$ に強く依存する。これは電子的クロストークと光学的クロストークの結果である。比較のため図6-3に示す $d_1 = 0$

たとえ $d_2 = 0$ 、図 6-4 においては $d_3 = 0$ かつ $d_4 = 0$ の 2 つの場合について計算を行なってみる。図 6-3(a) において $d_2 = 0$ の場合、 p -InP 層の厚さが零であるから η_{2a} が d_1 に依存するものは光学的クロストーフエフェクトの影響である。また同じ $d_1 + d_2$ における $\eta_{2a}(d_1=0)$ と $\eta_{2a}(d_2=0)$ の差が電子的クロストーフの大きさを表わす。電子的クロストーフは $d_2 \rightarrow 0$ とするとこりより、少なくてすむことかでありますか、接合が深くなるので η_{1a} が減少する。また d_1 と d_2 には最適値が存在し、それらの値は使われた波長と、クロストーフの許容値に依存する。一方、 p -Q1/p-InP 界面でのポテンシャル障壁のため長波長側での η_{1a} (図 6-4) は $d_3 + d_4$ に依存しない。(電子的クロストーフが無い。) また CROSS2 の $d_3 + d_4$ 依存性は直接 η_{2a} のそれを反映し、 η_{2a} を最大にする条件と CROSS2 を最少にする条件は一致する。

η_{1a} , η_{2a} の接合深さ依存性を図 6-5 に示す。図 6-3 ~ 図 6-5 より 最適な層厚が決定できる。たとえば、 $d_1 = 0.2 \mu\text{m}$, $d_2 = 0.8 \mu\text{m}$, $d_3 = 0.8 \mu\text{m}$, $d_4 > 2 \mu\text{m}$ のように各層の厚さを述べると、波長 $0.62 \mu\text{m}$ と $1.22 \mu\text{m}$ における η_{1a} , η_{2a} はそれぞれ最大値をとり、CROSS1 と CROSS2 はそれ

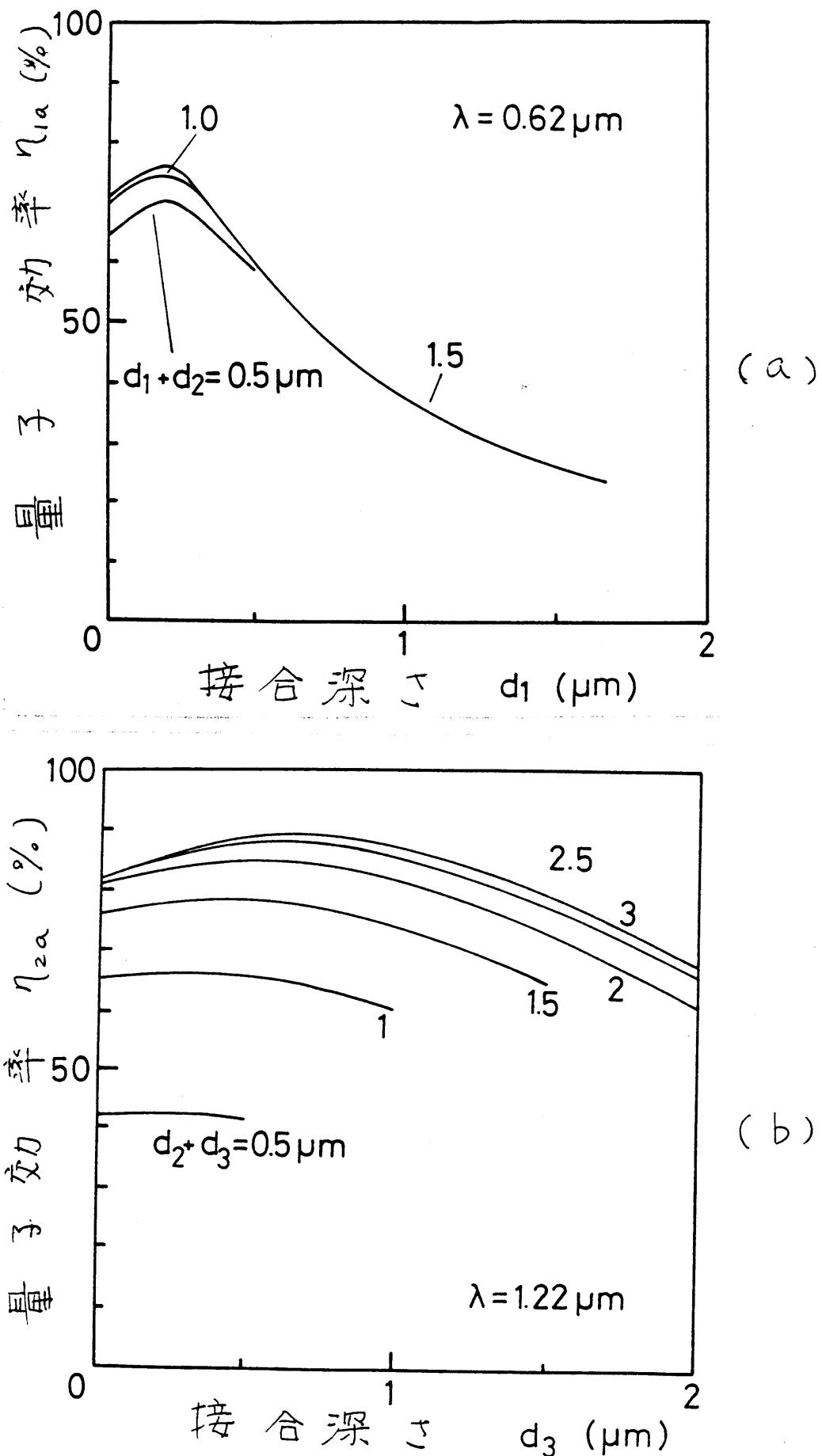


図6-5 2つの波長における量子効率の接合深さ依存性。

それ -20 dB , -40 dB 以下となる。

(b) の構造の量子効率は、 $\mu_s = 0$ とおくことにより、本質的に構造 (a) のそれと同じである。ハニトキャ、フエネルキーの差 ΔE_g が異なるが、 $\Delta E_g \gg kT/e$ の場合には ΔE_g の差による影響は大きくなり。図 6-4、図 6-5(b) はそのままで (b) の構造についても適用できる。図 6-3、図 6-5(a) は構造 (b) については若干の変更を必要とするが、ここでは省略する。

6.2.3 構造(c)、(d)の量子効率

量子効率の計算手順は前節のものと同じであるが、(c) の構造の量子効率を求めるには、P-Q1, P-InP, P-Q2 中のキャリヤ輸送方程式が、それらの層の界面における境界条件により、それぞれ互いに結ばれておりるので、6 階の連立方程式を解かねばならぬ。この解の厳密な表現は非常に複雑なので、ここでは示さない。 $\Delta E_g \gg kT/e$ 、 $V_1 = V_2 = 0$ 、 $K_{InP} = 0$ (InP 中での光吸収なし) の仮定をおくことにより、次のよう比較的簡単な形に帰着する。

$$\eta_{1c} = F(K_1, L_1, L_2, d_1, d_2) \quad (6-11a)$$

$$\eta_{2c} = \exp\{-K_1(d_1 + d_2)\} \cdot F(K_2, L_3, L_4, d_3, d_4) \quad (6-11b)$$

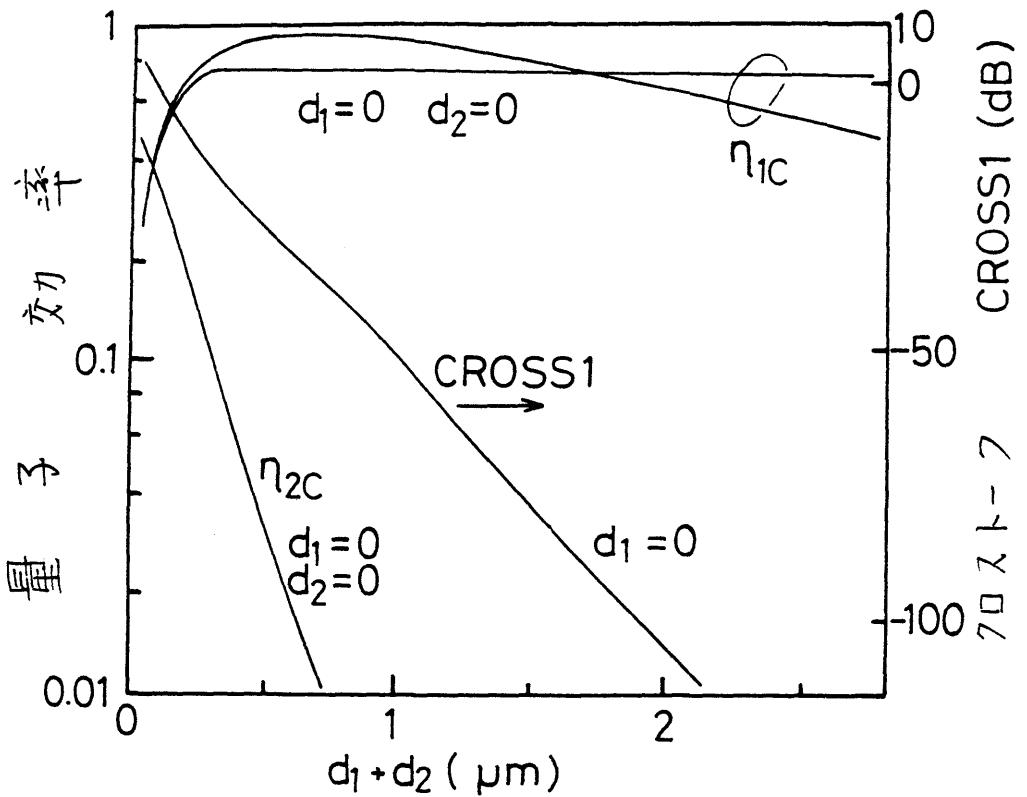


図6-6 波長 $0.62\mu\text{m}$ における n_{1c} , n_{2c} , CROSS1 の計算値.

$$F(K, L_1, L_2, d_1, d_2)$$

$$= \frac{K^2 L_2^2 \exp(-Kd_1)}{K^2 L_2^2 - 1} \left[\frac{\sinh(d_2/L_2)/KL_2 + \cosh(d_2/L_2) - \exp(-Kd_2)}{\cosh(d_2/L_2)} \right]$$

$$+ \frac{K^2 L_1^2}{K^2 L_1^2 - 1} \left[\frac{1 - \exp(-Kd_1) \{ \cosh(d_1/L_1) + \sinh(d_1/L_1)/KL_1 \}}{\cosh(d_1/L_1)} \right] \quad (6-12)$$

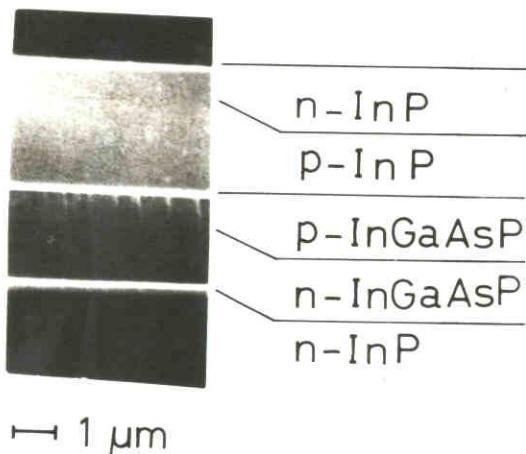
n_{1c} , n_{2c} の計算値を図6-6 に示す。計算に用いた定数は前節で使用したものと同じである。いすの場合は、電子的クロストークが少ないので $n_{2c}(d_1=0) < n_{2c}(d_2=0)$ の d_1+d_2 依存性は一致する。

構造(d)は (a)と(c)の単純な組合せである。

その量子効率は以下の計算から容易に類推できる。

6.3 波長分波光検出器の作製と評価⁽²⁾

第3章で述べた液相法。スキュール法を用い構造(a)、(c)、(d)の素子を作製した。以下その作製方法と評価を、それぞれのダイオードについて述べる。



6.3.1 構造(a)⁽³⁾

$\text{Sn} \rightarrow 7^\circ n\text{-InP}$, ノント $7^\circ QI$, $\text{Zn} \rightarrow 7^\circ p\text{-InP}$ および
 $\text{Sn} \rightarrow 7^\circ n\text{-InP}$ を順次 $n\text{-InP}$ 基板上に成長させた。成長

図6-8 エッチング深さとエッチング時間の関係。

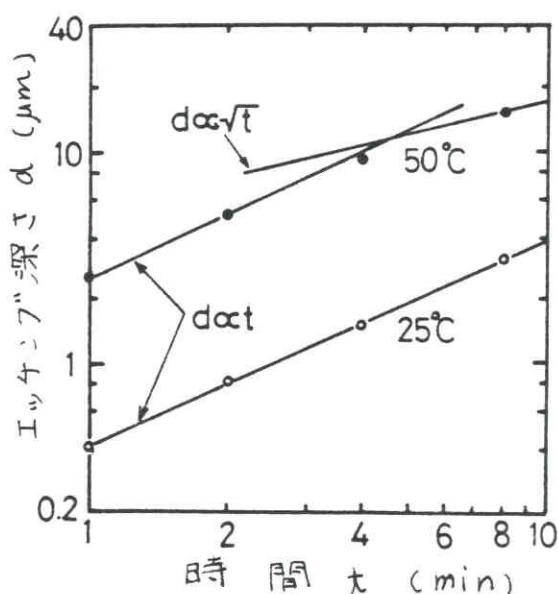


図6-9 構造(a)の素子の電流-

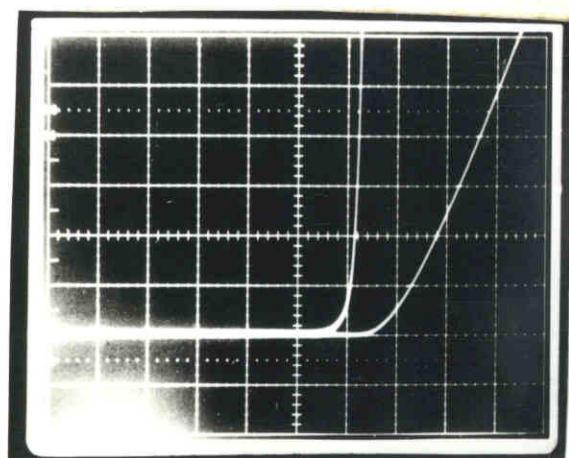


図6-9 構造(a)の素子の電流-

電圧特性。(上部トレス; 2-

3端子間、下部トレス; 1-2端子

間、縦軸; 0.5 mA/div. 橫軸; 0.5 V/div.)

時間の関係。

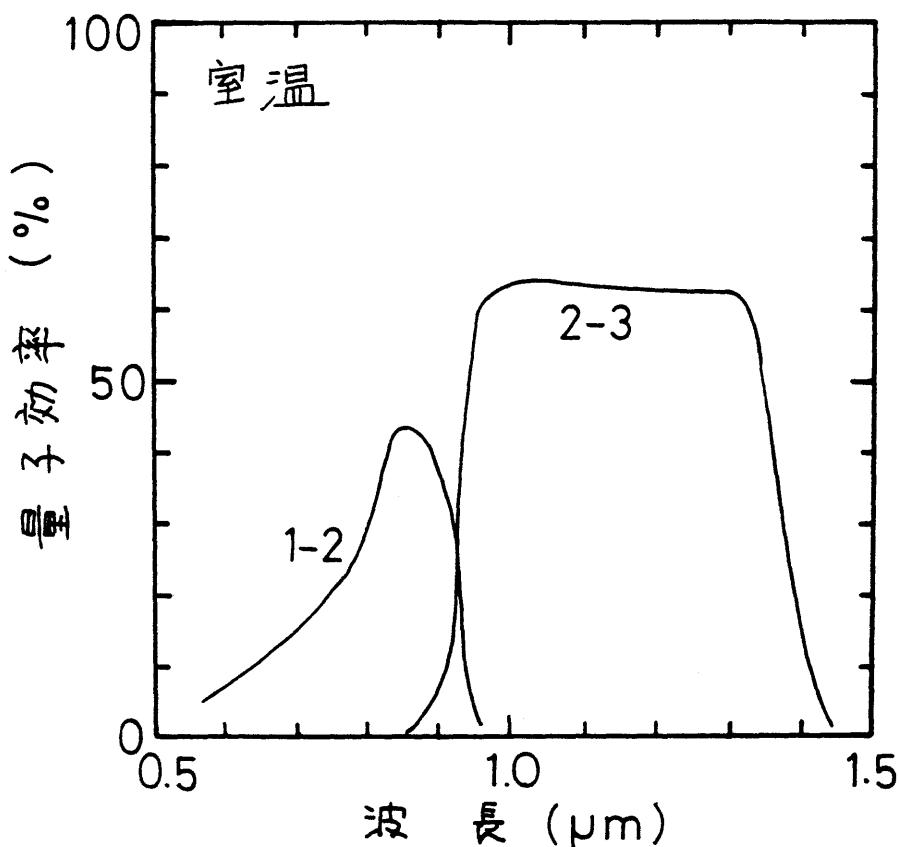


図 6-10 構造(a)の素子の量子効率。(試料番号 201-A-1)

した ウエハの へき開断面SEM写真を図6-7に示す。メサエッチャーフ"は $HCl + CH_3COOH + H_2O_2 = 1 : 1 : 1$ (体積比) 溶液中で $50^{\circ}C$ で行なった。エッチング"はP層中で止めが必要があり、また必要以上に深くエッチングを行なうとP層が薄くなり1-2端子間の直列抵抗が高くなる。エッチング時間とエッチング深度の関係を図6-8に示した。1-2、2-3端子間の電流-電圧特性を図6-9に示す。1-2端子間は薄いP層を通して電流が流れるので直列抵抗が高くなる。この素子の量子効率を波長の関数として図6-10に示す。2-3端子間出力は65%

層番号	物質名	201-A-1	249-A- $\frac{1}{3}$	244-H-2	218-D-1
1	p-InP	-	-	-	1.3
2	n-InP	0.86	3.61	3.0	3.7
3	n-Q2	-	0.83	0.2	0.1
4	p-Q2	-	1.39	1.75	1.0
5	p-InP	0.29	1.85	1.5	1.8
6	p-Q1	0.79	1.2	1.0	1.2
7	n-Q1	1.4	0	0	0.2
構造名		(a)	(c)	(c)	(d)

表 6-2 試料の層厚。(単位は μm .)

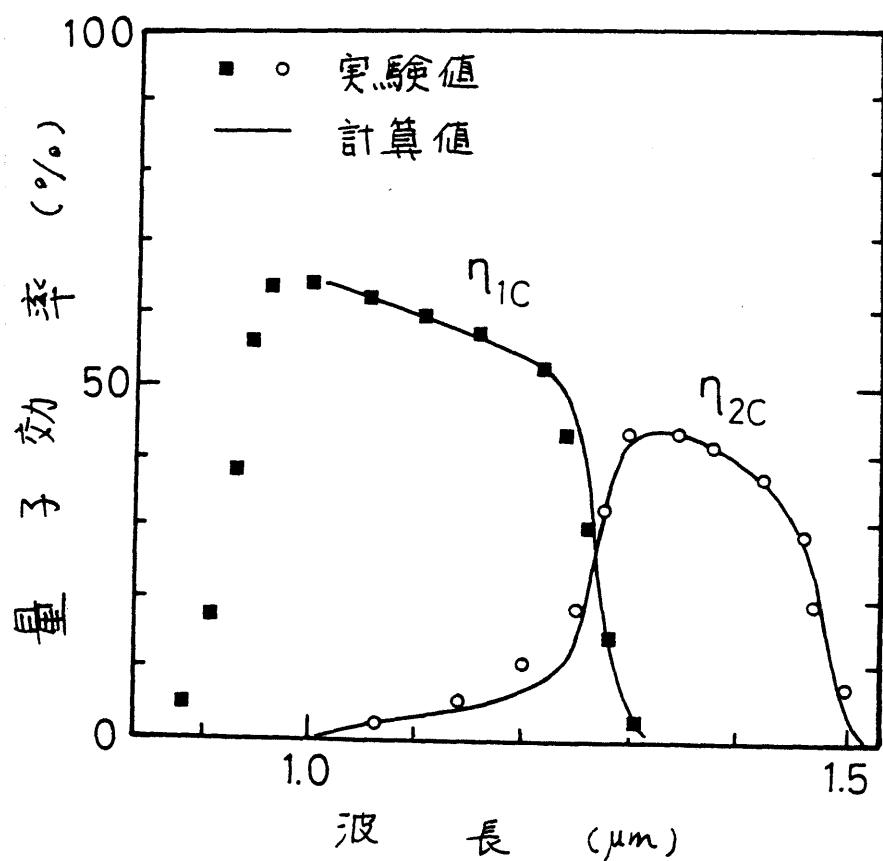


図 6-11 構造(c)の量子効率の実験値と計算値。(試料番号 244-H-2)

の量子効率をもつていいが、1-2 端子間は最大 45% の効率しか示さない。これは主に InP 層中のキャリヤ拡散長が短いこ

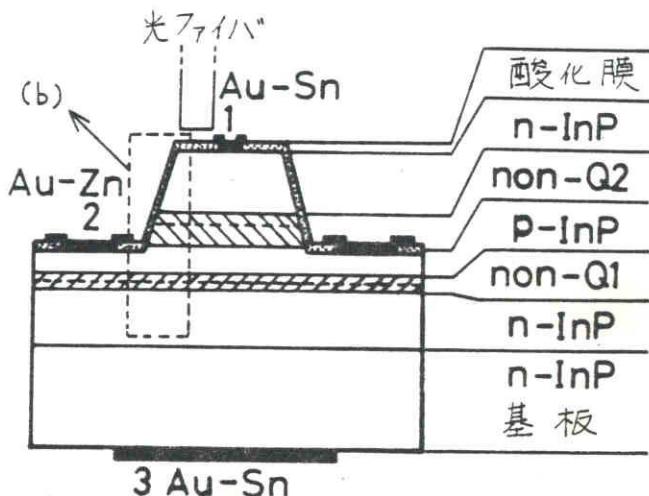
とに起因するものと思われる。また、短波長側で感度が急激に減少するのは表面再結合の影響である。

6.3.2 構造(c)¹⁴⁾

5つの層、n-InP、ノン-Q1、p-InP、ノン-Q2およびn-InPを順次成長させ、メカウチング、電極付けを行なった。pn接合はp-InP層からのZnの拡散により2つの四元層中に形成される。均一な組成をもつ厚い層を成長するため、Q2層の成長には2個のエルトを使用した。完成した素子の量子効率を式(6-11)より計算した値とともに図6-11に示す。

実験値と計算値は良く一致している。測定した試料の層厚を表6-2にまとめた。

さらに1-2端子間の直列抵抗を下げるため、メサを取り囲むリソフ状の電極を形成した。電極面積を制限する目的と、図6-12 陽極酸化膜付き素子の断面図。



(b)

端面での反射を下げるため
陽極酸化膜を上部
と下部に形成した。この素
子の断面模式図とSEM

写真を図6-12に、完成した
素子の顕微鏡写真とそ
の説明図を図6-13に示
す。リニア状電極を形成
したものと、ドット状の電極

を形成した試料のI-2
端子間の電流-電圧特性
を図6-14に示す。リニア
状電極による直列抵抗

の低下効果は明らかで、約500Ωから30Ωまで直列抵抗を下
げることができた。量子効率を図6-15に示す。反射防止の効
果により最高85%の効率が得られている。長波長側で2-3間
の効率が低いのは1層が薄いに因る。また波長1.0μmと
1.35μmでそれぞれ-34dBと-50dB以下のクロストークを示して
いる。

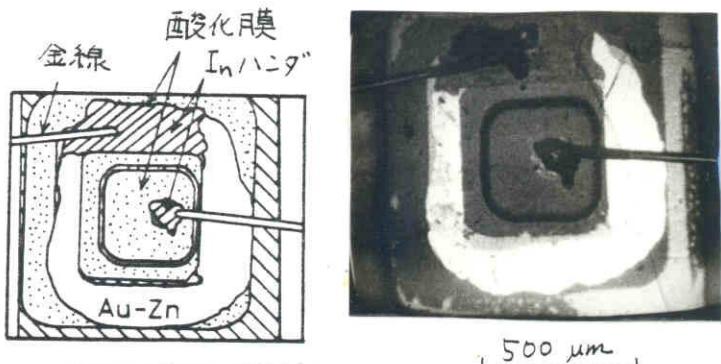


図6-13 陽極酸化膜付き素子の表面写真。

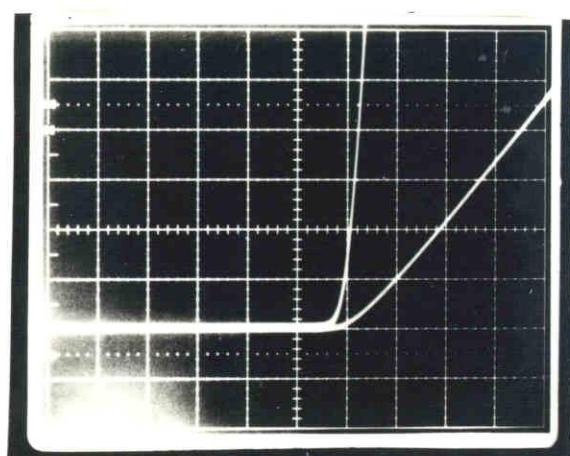


図6-14 リニア状電極付き素子(上)のトレス)とドット
状電極付き素子(下)のトレス)のI-2端子

間電流-電圧特性の比較。(縦軸;

0.5MA/div., 横軸; 0.5V/div.)

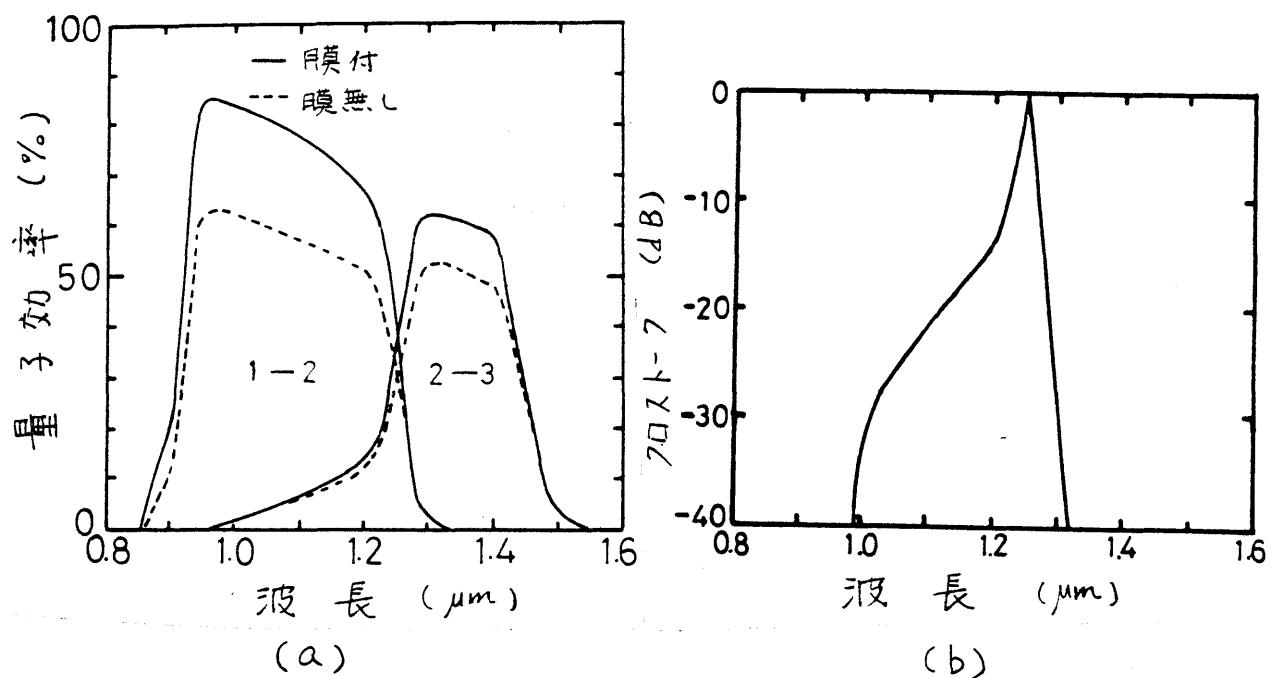


図 6-15 陽極酸化膜の付いた素子(実線、試料番号 249-A-3)と付いたない素子(破線、試料番号 249-A-1)の量子効率の比較

(a) と、陽極酸化膜付素子のプロスト-フ。

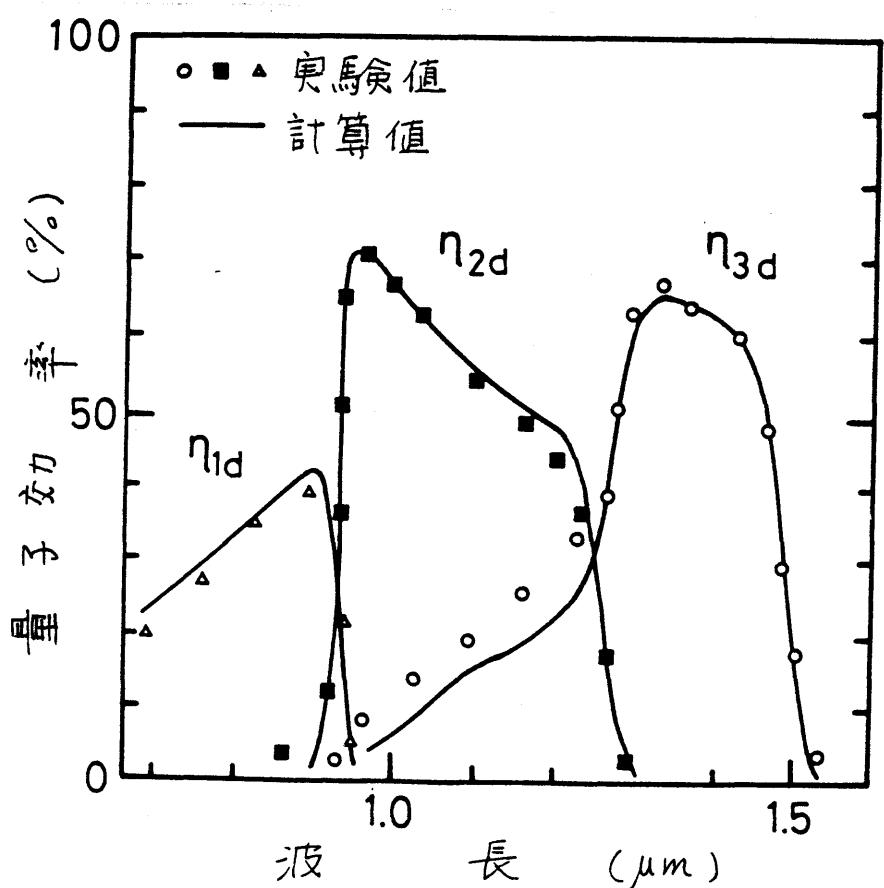


図 6-16 構造(d)の量子効率の計算値と実測値(試料番号 218-D-1)。

6.3.3 構造 (d)

構造 (c) の上にさらに p-InP を成長させ、二段メタリッケーニング、電極付けを行ない素子を完成了。得られた素子の量子効率を計算値と共に図 6-16 に示す。計算には、 $\lambda < 1.3 \mu\text{m}$ の範囲では式 (6-5)～(6-10) を用い、 $0.95 \mu\text{m} < \lambda < 1.5 \mu\text{m}$ の範囲では式 (6-11) を用いた。成長層厚は表 6-2 にまとめられている。Q1 層の厚さが十分ではない $1.0 \mu\text{m} < \lambda < 1.2 \mu\text{m}$ の範囲でかなり大きなプロストーフを示している。

6.4 新型二波長レーザ

6.4.1 LED (Light Emitting Diode) との特徴⁽¹⁵⁾

作製したダイオードの構造図と断面 SEM (走査型電子顕微鏡) 写真を図 6-17 に示す。InP 基板上に n-InP (Sn トーチ¹⁶⁾,

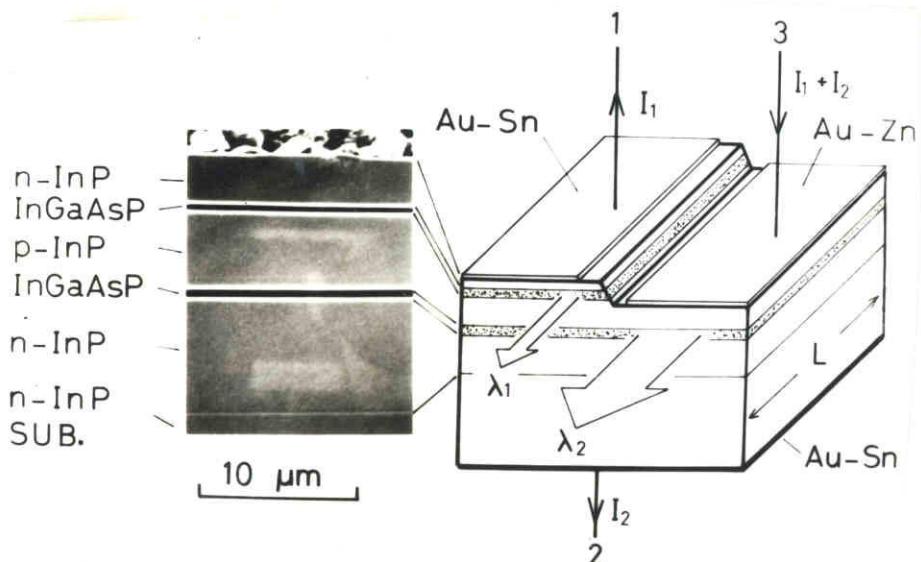


図 6-17 新型二波長レーザの構造図。

$6.8\text{ }\mu\text{m}$)、 $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}_{0.11}\text{P}_{0.39}$ 第1活性層 ($\text{In}-7^\circ$, $0.5\text{ }\mu\text{m}$)、 p -InP ($\text{Zn } \text{In}-7^\circ$, $4.2\text{ }\mu\text{m}$)、 $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}_{0.55}\text{P}_{0.45}$ 第2活性層 ($\text{In}-7^\circ$, $0.3\text{ }\mu\text{m}$)、 n -InP ($\text{Sn } \text{In}-7^\circ$, $2.7\text{ }\mu\text{m}$) の5層を成長した。図6-18にこの素子の1-3端子間(LED31と呼ぶ*)と2-3端子間(LED32)の電流-電圧特性を示す。LED31の直列抵抗は、前節で述べたのと同じ理由によりかなり高くなる。この抵抗 R は近似的に、電極間距離 W 、メサに沿った電極の長さ L (キャビティ長、図6-17参照)、 $\rho + \mu$ それぞれ p 層の抵抗率と厚さ s 、 a を用いて

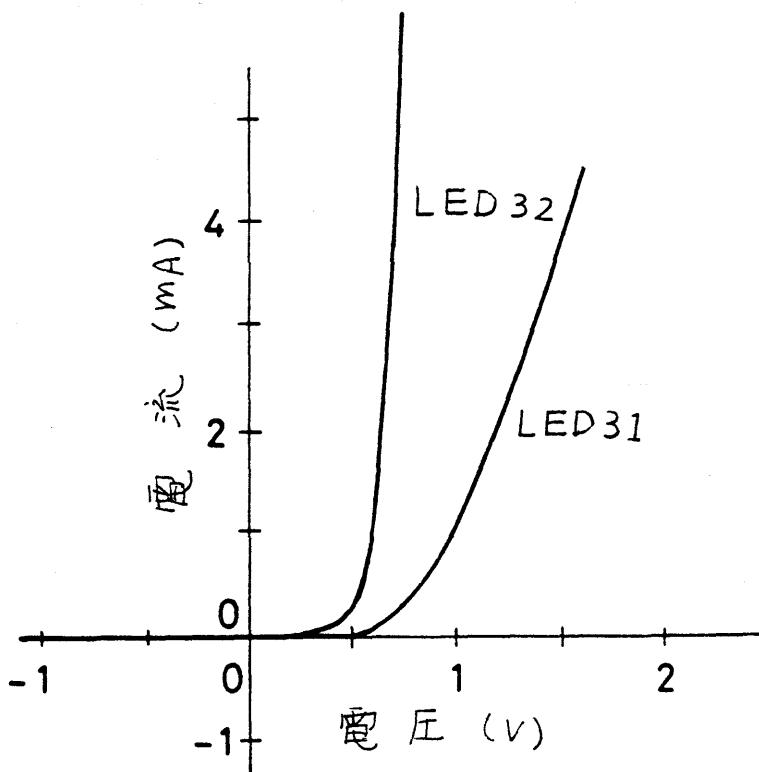


図6-18 二波長L-サ"の電流-電圧特性。

* L-サ"として使用する場合には LD31、LD32 などと呼ぶ。

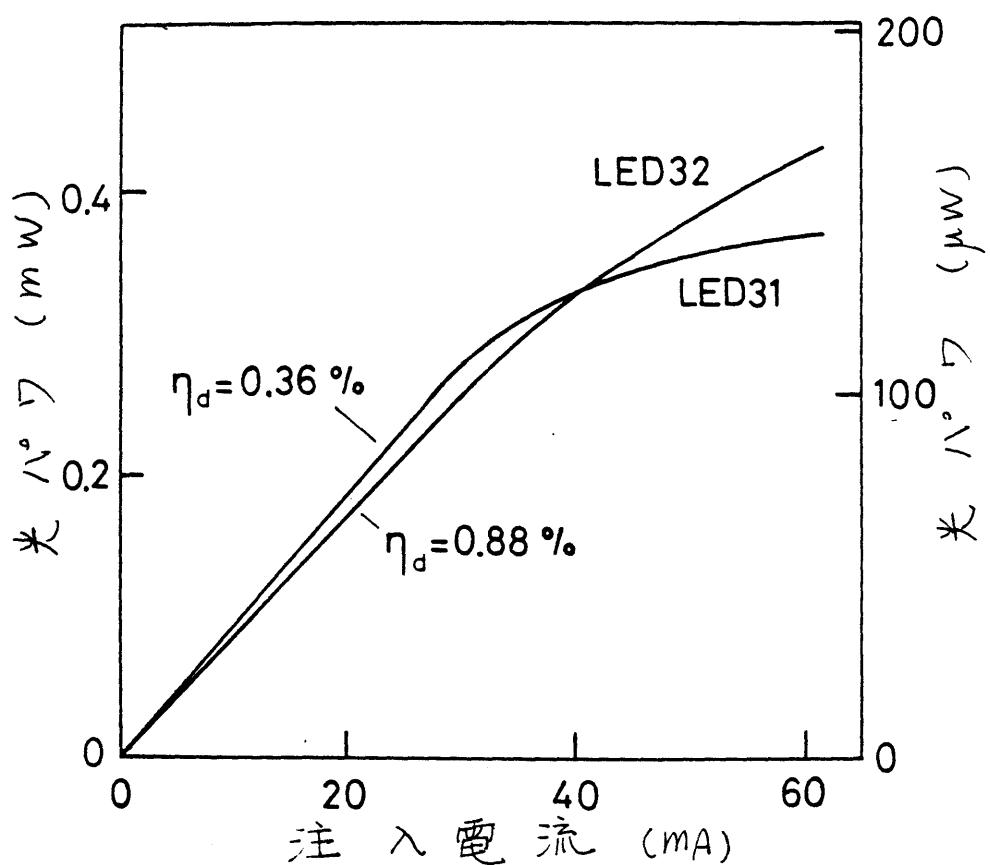


図 6-19 新型 LED の注入電流 - 出力光ハーブ の関係.

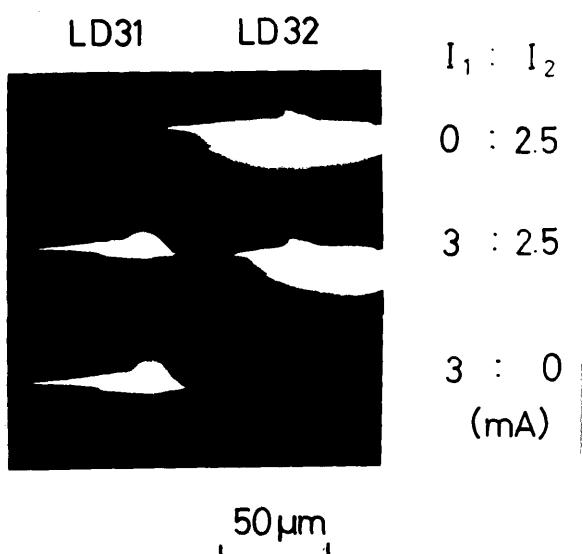


図 6-20 新型 LED の近距離視野像.

$R \approx P_W / Ld$ と表わされた。 $P = 6 \times 10^{-2} \text{ } \Omega \text{ cm}$ というホール測定より求めた値を代入して R を 計算すると 150Ω となり、実験結果とはほぼ一致している。それゆえ、 T_0 とえられる。

$L \approx 300 \mu m$, $d > 10 \mu m$, $W < 50 \mu m$ です

これにより、 R を 10Ω 以下に下げることは

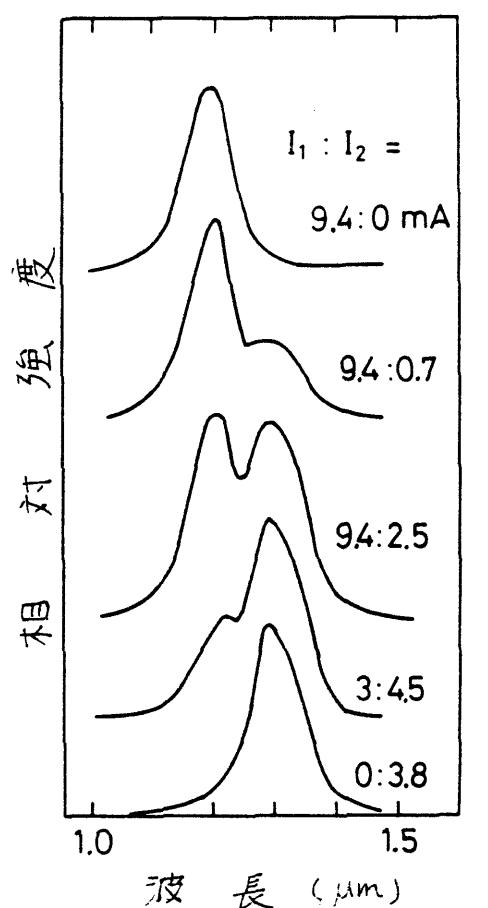
可能でない。

直流注入電流と光出力の関係を図 6-19 に示す。光出力の測定は校正された Ge 太陽電池で行った。

LED32 と LED31 の微分効率(直線部の化度)はそれぞれ 0.88% , 0.31% である。LED31 の低い効率は主に高い直列抵抗に起因するものである。またヒートシンクが十分でないため、LED31 の出力は $\approx 40 \text{ mA}$ 附近から食い込む傾向を示す。

この素子の近距離視野像を図 6-20 に示す。LED32 の出力は通常の全面電極型 LED からのものと同じであるが、 I_1 に電流が流れると X 軸傾斜部附近からの発光が消える。また LED31 の出力は X 軸近傍に集中しており、確かに電流が P 層中と横方向に流れていることを示している。

図 6-21 は注入電流状態でのこの素子の発光スペクトル



を図6-21に示す。スペクトルの形は注入電流によってコントロールすることができる。2つの出力間の光学的フロスト-offは波長 $1.15\text{ }\mu\text{m}$ と $1.35\text{ }\mu\text{m}$ で、それぞれ -10 dB と -16 dB である。このフロスト-offは、2つの四元層のバントギャップエネルギーの差を大きくすることによってミリサルベーションを防ぐ。

6.4.2 発振特性^{16,17)}

大きな開面を反射面となる光キャビティを形成し、注入電流を増加させると得られた素子は低温パルス動作の条件下でレーザ発振した。用いた二波長レーザ駆動回路を図6-22に示す。2台のパルスジェネレータを用いて、それぞれのダイオードを独立に発振させた。注入電流対光出力の関係および発振スペクトルを図6-23に示す。LD31は直列抵抗のためにしきい値電流がLD32のそれと比べて高く、微分量子効率も低い。LD32は I_1 に電流が流れると、しきい値電流が低下し、微分量子効率も下る。その様子を図6-24に示す。これはLD31に電流が流れると等価的に端子3の電極面積が狭くなり、電流

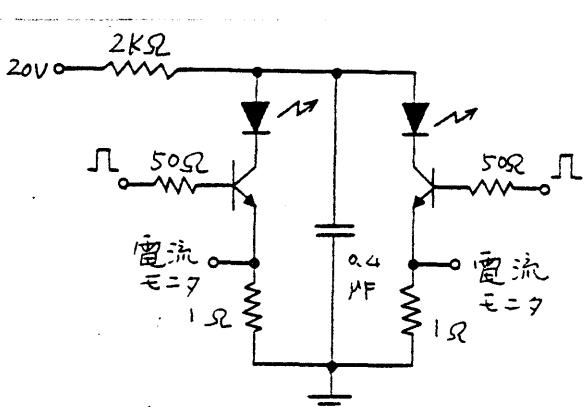


図6-22 新型レーザ駆動回路。

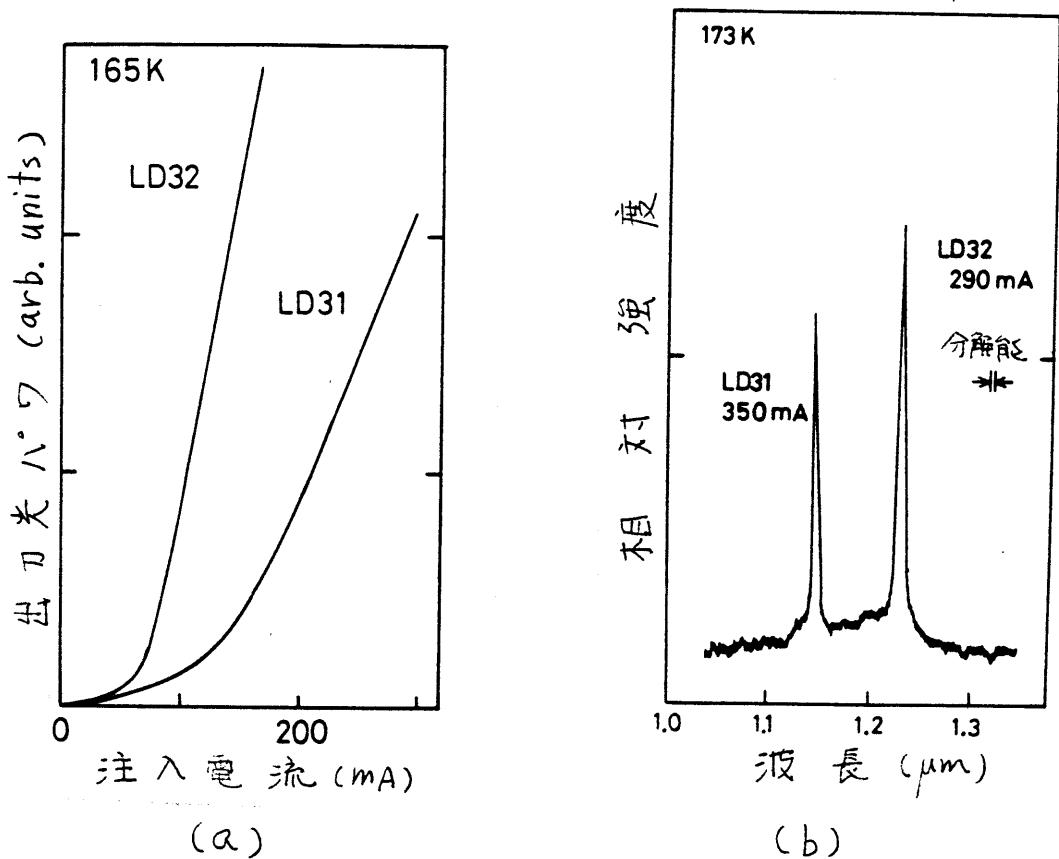


図 6-23 LD31, LD32を別々に発振させた場合の注入電流 -

出力光パワーの関係(a)と、発振スペクトル(b)。(試料
番号 228-N-4.)

と光が集中したためと思われる。2つのダイオードを同時に発振させたときの発振スペクトルを図 6-25 に示す。図 6-23 (b) と比較すると LD32 の (b) の値がかなり下がり、約半分の注入電流でほぼ同じ光パワーが出ていることがわかる。このように I_i により LD32 の (b) の値が変化することは 2つの出力間のクロストークにつながり、APC (Automatic Power Control) 回路などで $I_i = f(I)$ 、LD32 の光出力に応じて LD32 への注入電流を

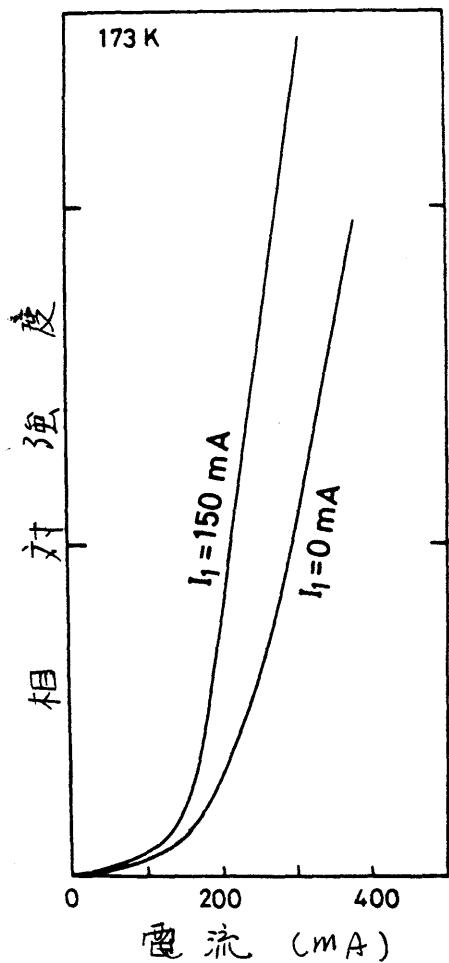


図 6-24 I_1 に電流を流した時の

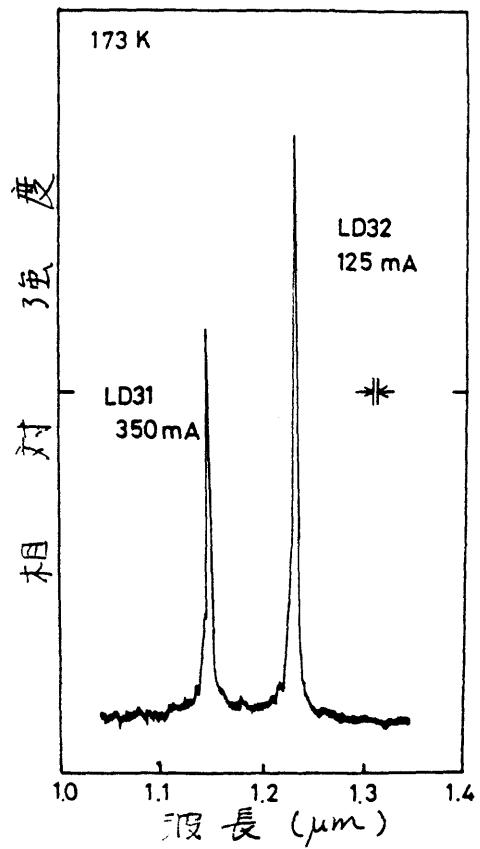


図 6-25 LD32, LD31 を同時に発

LD32 の注入電流 - 発光出力

特性。(試料番号 228-W-4)

振させた場合の発光スペク

トル。(試料番号 228-W-4)

コントロールする必要があることを示している。

§ 6.5まとめ

波長分波機能を有する赤外線検出素子と、新型ニーポン半導体、LED の試作結果について述べた。この光検出器の欠点は、二つの四元層のバンドギャップエネルギーが近く、よほどクロ

ストラーフがよくなることである。これは均一な組成と平坦な表面をもつ厚い四元層を成長させることによりある程度解決される。二波長レーザの問題点としては(1)直列抵抗の問題、(2)2つの発光スポットが数十ミクロン離れてるので光ファイバへの直接結合効率が悪いことなどがあげられ、さらに構造の工夫が必要であると思われる。

文献

- 1) H.Ishio and T.Miki; Technical Digest of International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Tokyo (1977) 493.
- 2) S.Sugimoto, K.Minemura, K.Kobayashi, M.Seki, M.Shikada, A.Ueki, T.Yanase and T.Miki; Technical Digest of International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Tokyo (1977) 497.
- 3) T.Miki and H.Ishio; IEEE Trans. Communication COM-26 (1978) 1082.
- 4) J.C.Campbell, T.P.Lee, A.G.Dentai and C.A.Burrus; Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 401.
- 5) 酒井、梅野、戸部、雨宮; 電子通信学会論文誌(CC) J62-C (1979) 787.
- 6) S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; Trans. IECE Japan E63 No. 3 (1980) 掲載予定。
- 7) S.Sakai, T.Aoki, M.Umeno and Y.Amemiya; Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 588.
- 8) 酒井、戸部、梅野、雨宮; 電子通信学会技術研究報告 ED79-69 (1979) 39.
- 9) 酒井、梅野、雨宮; 応用電子物理分科会研究報告 No. 379 (1979) 9.
- 10) S.Sakai, M.Tobe, M.Umeno and Y.Amemiya; 1st Photovoltaic Science and Engineering Conference in Japan (1979) 89.
- 11) 高橋; 半導体工学(森北出版社, 1975) p.123.
- 12) M.Tobe, S.Sakai, M.Umeno and Y.Amemiya; Jpn. J. Appl. Phys. 掲載予定。

- 13) 戸部、酒井、梅野、雨宮、服部；第40回応用物理学学会学術講演会予稿集（昭和54年秋）157。
- 14) 戸部、酒井、梅野、雨宮、服部；電子通信学会半導体材料部門全国大会 汇編（昭和54年秋）340。
- 15) 青木、酒井、梅野、雨宮、服部；第40回応用物理学学会学術講演会予稿集（昭和54年秋）184。
- 16) 青木、酒井、梅野、雨宮、服部；電子通信学会半導体材料部門全国大会 汇編（昭和54年秋）348。
- 17) 青木、酒井、伊美、梅野、雨宮、服部；電気関係学会東海支部大会予稿集（昭和54年）267。

第7章 総括

光通信の考え方は古くからあるが、いわゆる光ファイバ通信という概念が出現したのは、1970年の低損失光ファイバと GaAlAs/GaAs 室温連続発振レーザの発明に端を発している。この二つの発明はまったく偶然に、しかも都合よくほとんど同時に発表された。発明当時の光ファイバは、それでも、損失が非常に大きく、光ファイバを用いて通信を行なうことは困難と考えられた。しかし、光ファイバの低損失化は低損失波長の長波長化とともに飛躍的に進歩し、光通信はいまや夢の通信ではなく、現実のものとなつた。大陸間海底ケーブルが光ファイバに置き換えられるのも間近かとなりつつある。

本研究における光ファイバが極低損失を示す波長帯 $1.0\sim1.7\mu m$ における InGaAsP/InP 四元系混晶を用いた光源、および光検出器の研究を行なつた。本研究で明らかには、たこことは各章ごとに次のように要約することができる。

第1章では、波長 $1.0\sim1.7\mu m$ 帯における光源、光検出器の歴史を述べ、この波長帯で使用可能な材料の探索

を行ない、InGaAsP/InP 系の (ある位置を明らかにした。また InGaAsP/InP 系のもつ特徴、および本研究の意義について述べた。

第 2 章では InGaAsP/InP 系を用いて作られる 113113 のタイプの光ダイオードの量子効率を計算し、光通信用として最適な高速、高感度光検出器を得るための条件について論じてゐる。光励起された少數キャリヤ輸送方程式の定常解より量子効率を求め、差分近似を用いた過渡解より応答時間を求めた。その結果次のことが明らかとなつた。

- 1) 四元層厚と接合深さを最適に選んだアーフィレーテン構造光ダイオードが最も高い量子効率をもつ。
- 2) その最適な接合深さ、および四元層厚はほとんど四元層の光吸収係数 (K_2) とキャリヤ拡散長 (L) だけの関数であり、 $K_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ 、 $L = 2 \mu\text{m}$ のときは、それを“や $1 \mu\text{m}$ 、 $3 \sim 4 \mu\text{m}$ ”である。そのときの内部量子効率は 84% になる。
- 3) 接合深さを適当に選ぶと応答時間は少數キャリヤ寿命の $1/100$ 程度になり、ほとんど“キャリヤ拡散時間”で決まる。

4) キャリヤ密度減衰時間 T_1 は、接合面積が $4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$

以下のとき、RC時定数 T_{RC} より大きくなり、そのとき

出力電流の減衰時間は約 60 psec となる。

第3章では InP 基板上への InGaAsP 層の液相法。

タキシラル成長条件について基礎的検討を行ない、その結果；

1) 四元層成長用メルト中に過剰の InP を仕込むことにより格子定数、固相比のがらつきを少なくすることができる。

2) 四元層成長層厚 d と成長時間 t の間に $d \propto \sqrt{t}$ の関係がある。

3) 四元層成長用メルト中の As(砒素)のモル分量 X_{As}^l と四元層の格子定数の間には比例関係があり、仕込む InAs の量により InP 基板に格子整合を正確にとることができる。

ことを示した。また

4) $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 帯にバンドギャップをもつ、InP 基板に格子整合した InGaAsP 層成長用メルト中の As(砒素)と Ga(ガリウム)のモル分量 X_{As}^l , X_{Ga}^l の間の関係を明らかにした。

5) InGaAsP 層の光吸収係数を測定し、InP, GaAs 等と同

程度の光吸收係数(吸収帶で約 $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$)をもつことを明らかにした。

さらに成長したウエハからマスクルヘテロ構造をダイオードを作製し、その特性を測定した。その結果は次のとくである。

6) 光ダイオードの電流-電圧特性から逆方向電流が空乏層中の生成電流により支配されていること、および深い逆ハイアスでは、局所的ブレーカーフラッシュ、端面それ電流などの主成電流以外の電流成分が存在することを見出した。

7) 得られた光ダイオードは、ほとんど最大限界に近い外部量子効率65%を示した。

8) メサ面内感度分布のゆらぎは4%以内であった。また入射光の波長による感度分布の変化は見られなかった。

第4章では光ダイオードの設計に必要なパラメータすなはりキャリヤ拡散長、キャリヤ拡散係数、および表面再結合速度の測定とその結果について検討した。測定は、レーザ光誘起電流測定(LBIC)と光ダイオードの応答時間測定の結果を同時に解析することにより行ない、次の結果を得た。

1) ハンドキャップエネルギー $0.88 \sim 0.95 \text{ eV}$ の範囲では、これらの値に固相比による変化はない。

- 2) p-InGaAsP層(キャリヤ密度 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)上の表面再結合速度は $3 \sim 5 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ であり、n-InP上のそれより約1けた大きく、GaAs上のそれより約2けた小さく。
- 3) p-InGaAsP層中のキャリヤ拡散長は $1.8 \sim 1.9 \mu\text{m}$ である。
- 4) p-InGaAsP層中の電子拡散係数は $2 \sim 3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であり、p-InGaAsP層中の正孔のそれとほぼ同程度である。

第5章ではInP陽極酸化膜の作製条件とInGaAsP/InP系レーザ、光検出器への応用について検討した。また応用に際して必要な膜の諸特性を調べた。その結果は次の通りである；

- 1) pH=7.20±0.05のAGW溶液中での成長が最も良質の酸化膜を与える。
- 2) 定電流で酸化を行った場合、最終セル電圧V(ボルト)と酸化膜厚d(Å)の間には $d=20V$ の関係があり、1~5mA/cm²の範囲では通電マ流密度に依存しない。
- 3) 酸化膜を形成することによりInP表面での反射率28%を最低6%にまで下げる事ができる。また反射率が最低になると波長入_{min}は酸化膜厚により正確にコントロールできる。

- 4) 酸化膜を熱処理することにより膜厚は減少し、屈折率は増大する。屈折率は約 500°C 以上の熱処理で急激に増大し、これは膜の組成の変化を示唆する。
- 5) 热処理による屈折率の増大の結果、酸化膜付InP表面での反射率は下に下がり、 600°C で熱処理することにより2%まで低下させておこなう。しかし、膜厚の減少による入射への影響は屈折率の増大で補われ、結果として入射の値はほとんど変化しない。
- 6) InP/陽極酸化膜/In MOS構造素子のC-V特性はヒステリシス現象を呈し、膜中の可動イオンの存在を示す。併ニマイクロアナライザによる測定の結果、この可動イオンはMg, K, Naなどれかである可能性が強い。また得られたC-V特性は理論値と大きくずれ、A.S.Groveらの單純な界面準位モデルでは説明できない。
- 7) 酸化膜の誘電率は周波数分散を示し、 100kHz で約4.6である。
- 以上のことから、
- 8) 酸化膜を InGaAsP/InP 光ダイオードの反射防止膜として応用し、最大 $\pm 2\%$ の外部量子効率を有する光ダイオード

を得た。

- 9) また 酸化膜をストライプレーザ電流間に込める用絶縁層として応用した。得られたNOS(Native Oxide Stripe)レーザは最低しきい値電流 110mA をもつ、低温(16mK)で連続発振した。

第6章では波長多重光通信をより簡単に行なうための波長分波機能を有する赤外線検出器および二波長レーザの試作結果について検討した。赤外線検出器については;

- 1) 4つのターピンの新型光検出器の構造を提案した。
- 2) それらの電子構造の量子効率を計算し、低クロストークと高い感度を与えた電子構造が存在することを示した。
- 3) 実際に試作を行い、 60% を超す量子効率と低いクロストークをもつ電子を得た。
- 4) 実験的に得られた分光感度特性と、計算により得られたものを比較し、両者が良く一致することを示した。
二波長光源については;
- 5) 新型二波長レーザを提案した。
- 6) LEDとの特性とレーザとの特性を測定し、これらが波長多重光通信にて適していることを示した。

以上のように本研究では格子整合された InGaAsP / InP 系を用いて作製される光検出器、光源の開発を目的として研究を行なった。第 2 章 および 第 6 章 前半で展開された簡単化したモデルを用い素子動作を理論的にシミュレーションする手法は、新しい素子の開発に当たって、その最適化および素子動作の理解に大きな手助けとなるものである。この手法はもとより結晶バルブ内面界、表面定数が明らかな場合には初めて有効となるものであり、本論文第 4 章 で行なったような物質定数の測定が基礎となるものである。第 5 章 で示した陽極酸化膜のデバイスへの応用は作製が簡単という最大の利点をもち、素子作製の省力化に貢献するものである。また第 6 章で提案した新型発光・受光素子はモノリシックに 2つ以上の素子を集積化し、波長多重光通信をより簡単にに行なうとする試みである。波長分波機能を有する光検出器は波長多重光通信用検出器として以外に、InP カーバン電池として適したハンドキャップエネルギーを有している点を利用して高効率波長分割型太陽電池としても使用できる。

謝辞

本研究は、筆者が名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程在学中に行なったものであり、終始ご親切なるご指導とご鞭撻をいたしました名古屋大学工学部教授工学博士雨宮好文先生、名古屋大学工学部助教授（現名古屋工業大学教授）工学博士梅野正義先生に心から感謝いたします。

本研究の遂行ならびに論文作製にあたり、数かずの有益なご教示、ご激励をいたしました名古屋大学工学部教授工学博士服部秀三先生、名古屋大学工学部教授理学博士築島隆繁先生に深く感謝いたします。

本研究の初期に、筆者の実習を快く受け入れていただき、結晶成長技術の基礎的事柄を教えていたたいた東京工業大学教授工学博士末松安晴先生、同助教授工学博士伊賀健一先生ならびに末松研究室の皆さんに厚くお礼申上げます。

日頃研究室内で有益なご討論をしていたたいた名古屋大学工学部助手工学博士神保孝志先生、実験に協力していたたいた大学院前期課程学生青木隆宏、戸部美春、

伊藤信之の諸氏に感謝の意を表します。