共鳴トンネル論理素子の動作解析と共鳴トンネル構造の評価に関する研究

名古屋大学図書
11315835

大 野 雄 高

目次

第1章　序論 1

1－1　共鳴トンネル論理素子の位置付け 1
1－2　共鳴トンネル素子とその応用 3
1－3　共鳴トンネル論理素子の現状と課題 14
1－4　本論文の目的と構成 15
参考文献 18

第2章　単安定―双安定転移共鳴トンネル論理素子の動作速度解析 24

2－1　はじめに 24
2－2　単安定―双安定転移論理素子 MOBILE 25
2－3　MOBILE の動作速度評価モデル 26
2－4　MOBILE の動作速度 30
2－5　まとめ 47
参考文献 49

第3章　単安定―双安定転移共鳴トンネル光・電子論理素子の提案 50

3－1　はじめに 50
3－2　OE MOBILE の素子構造と動作原理 51
3－3　RTT の光応答特性 53
3－4　OE MOBILE 論理実験装置 57
3－5　光入力に対する反転動作 58
3－6　光2入力に対する機能可変動作 60
3－7　まとめ 63
参考文献 65

第4章　共鳴トンネルトランジスタのフォトルミネッセンス解析 66

4－1　はじめに 66
4－2　RTT の素子構造 67
4－3　顕微 PL 測定法 70
4－4　PL 機構と最適励起条件 71
4－5　RTT の PL スペクトルのバイアス電圧依存性 75
4－6　非対称障壁構造をもつ RTD における電荷蓄積と蓄積時間 85
4－7　まとめ 89
参考文献 90

第 5 章　InAs 量子ドットのフォトルミネッセンス解析 92

5－1　はじめに 92
5－2　試料構造と PL 測定条件 93
5－3　単一量子ドットの観察 96
5－4　励起強度の検討 98
5－5　PL 線幅の温度依存性と励起子位相緩和機構 100
5－6　まとめ 104
参考文献 105

第 6 章　InAs 量子ドットを介した共鳴トンネリングのフォトルミネッセンス解析 107

6－1　はじめに 107
6－2　QD-RTD の素子構造と *I-V* 特性 108
6－3　QD-RTD の PL 解析 111
6－4　まとめ 120
参考文献 122

第 7 章　総括 124

謝辞 128

本論文に関する発表 129

第１章　序論

１－１　共鳴トンネル論理素子の位置付け

1947 年のトランジスタの発明以来、発展を続けた半導体デバイスやその集積回路はエレクトロニクス産業の中核となり、我々の生活を便利で豊かなものにしている。家庭用電化製品をはじめ、工場における自動工作機械にはマイクロコンピュータなどの半導体製品が利用されている。特に近年は、通信の分野において増え続ける情報の高速処理のため、半導体レーザなどの光デバイスや携帯通信用マイクロ波デバイスが開発されている。

このような半導体技術の発展には、２０世紀中期に確立された固体電子論に負うところが大きい。固体電子論により半導体内の電子の性質を正確に記述することが可能となり、バルク材料のエネルギーバンド構造などの物性が明らかにされ、半導体デバイスの動作解析、性能および信頼性の向上、新規デバイスの考案が行われてきた。また、フォトリソグラフィなどの半導体微細加工技術も半導体製品の発展に大きな役割を担ってきた。特に、メモリやマイクロプロセッサユニットといった大規模集積回路(LSI)の集積規模は、微細化により、年々、指数関数的に増大してきた。現在では、最小設計寸法 0.13 μm の加工技術が開発段階にある。

さらにデバイスの微細化が進み、電子のド・ブロイ波長程度(~10 nm)の大きさになると、電子は波動性が顕著になり干渉やトンネル効果などの量子効果を示し、電子の性質は量子力学的なシュレーディンガー方程式で記述されなければならない。このような量子効果の発現は、既存デバイスの特性劣化を引き起こす可能性があり、LSI の指数関数的成長の妨げとなる

ことが懸念されている。トランジスタの発明から半世紀を経た現在、新しい原理に基づく素子の開発が望まれている。

既存デバイスの限界のブレークスルーとして、微細構造における量子効果を積極的に利用し、機能性・高速性を備えた“量子効果デバイス”が期待されている。半導体量子効果デバイスの研究において、IBM の Esaki と Tsu が果たした役割は非常に大きい。1969 年、彼らは異種間半導体（ヘテロ）接合による人工超格子構造を提案した[1,2]。人工超格子は現在の量子効果デバイスにとって最も重要な概念の一つとなっている。同じ頃、有機金属化合物気相エピタキシャル(MOVPE)成長法や分子線エピタキシャル(MBE)成長法の結晶成長技術が開発されると、原子層レベルでのヘテロ接合形成が可能となり人工超格子構造が実現できるようになった[3,4]。1972 年、Esaki らは MBE 法により成長した GaAs/AlGaAs 超格子において、電子波の干渉に起因する負性微分抵抗の観測に初めて成功した[4-6]。続いて、Tsu と Esaki は、無限周期超格子バンドモデルより現実的な有限周期多重トンネル障壁構造に注目し、そのトンネル透過係数を計算することにより、共鳴トンネル効果を特徴づける負性抵抗をもつ電流－電圧特性を導いた[7]。この結果は、最もシンプルな 2 重障壁構造においても負性抵抗特性が観測される可能性を示した。翌年、Chang、Esaki、Tsu は 2 重障壁構造における共鳴トンネル現象を観測することに成功し[8]、本論文で扱う共鳴トンネル素子の基礎を築いた。

以来、共鳴トンネル素子は、電子輸送の解析[9-20]、結晶品質改善や構造パラメータ検討による高性能化[21-26]の研究が重ねられ、その結果、超高速かつ室温動作可能な量子効果デバイスとして注目されるようになった。一方、回路応用の研究も行われ、共鳴トンネル素子の持つ高速性・非線形性を利用したマイクロ波・ミリ波帯アナログ回路[27-36]、負性抵抗特性に起因する双安定状態を利用したデジタル論理回路[37-50]が考案されている。特に、機能論理素子の可能性は大きく、ニューラルネットワークやセルオートマトンな

どの計算機システムを少数の素子で構築できることが示されている[46,47]。共鳴トンネル論理素子は超高速光通信におけるシグナルプロセシング回路などへの応用も考えられ、今後、さらに需要が増すと思われる超高速・低消費電力な情報処理技術の基盤となることが期待できる。

1－2　共鳴トンネル素子とその応用

本節では、共鳴トンネル素子の動作原理を説明した後、その応答速度について述べる。続いて、論理素子応用に必要な3端子素子と共鳴トンネル素子を利用した回路について、提案されているものを紹介する。

1－2－1　共鳴トンネル素子の動作原理

共鳴トンネル素子の基本構造は、図 1-1に示すように、狭い間隔 L_z で配置した2枚のポテンシャル障壁層、その間に形成される量子井戸層、およびその両側の電極で構成される。このような2重障壁構造に電子が入射すると、電子波の多重反射が生じる。このとき、L_z が入射電子のド・ブロイ波長λ $(= \hbar(2m^*E_z)^{-1/2})$ の 1/2 またはその整数倍であると、反射電子波が干渉し、反射波が打ち消され透過率 TT^* が 1 に近づくことが期待される。ここで、$\hbar$、m^*、E_z は、それぞれ、プランク定数、電子の有効質量、電子の z 方向の運動に相当するエネルギーである。この現象は、光学において2枚の半透鏡からなるファブリーペロー共振器における波長選択透過特性と同様のものであり、共鳴トンネル効果と呼ばれる。

2重障壁共鳴トンネル構造の透過率 TT^* を入射電子エネルギー E_z の関数として図 1-1に示す。TT^* が 1 に近づく場合は前述の通りであるが、別の言い方をすると、入射電子のエネルギー E_z が量子井戸の固有エネルギー E_R^n に等しい場合であることがわかる。なお、固有エネルギーは、障壁が無限に高いとして近似的に見積もると、$E_R^n = (\hbar^2/2m^*)(n\pi/L_z)^2$ $(n = 0, 1, 2, \cdots)$ で与えられる。ただし、共鳴トンネル構造では障壁の高さが有限であるため、

厳密に固有エネルギーを求める場合は、TT^*を計算し、それが極大となるE_zを求める必要がある。

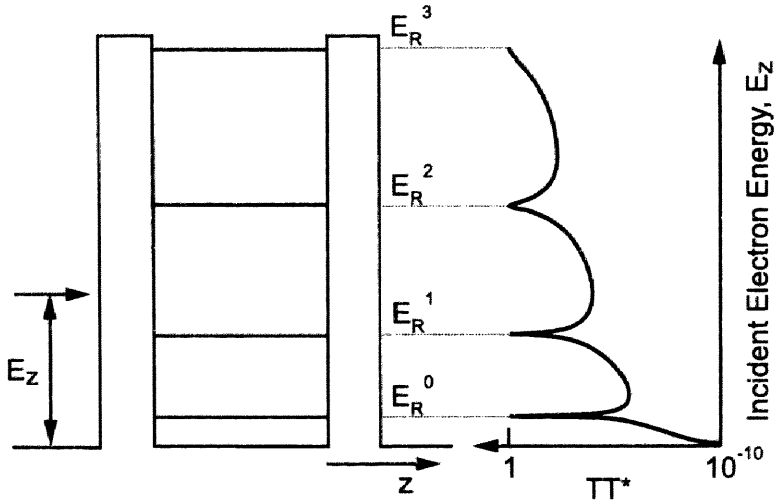


図 1-1　2重障壁共鳴トンネル構造の共鳴準位とトンネル確率

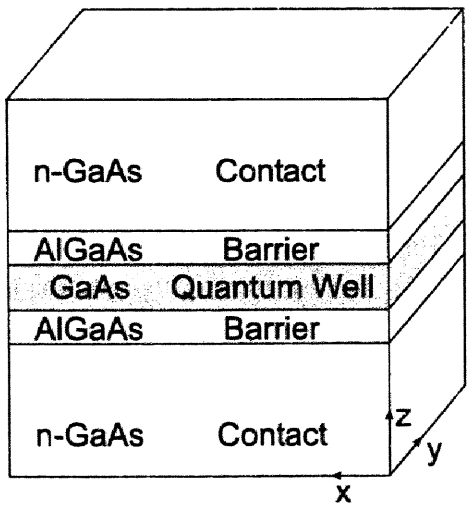


図 1-2　GaAs/AlGaAs ヘテロ接合による2重障壁共鳴トンネル構造

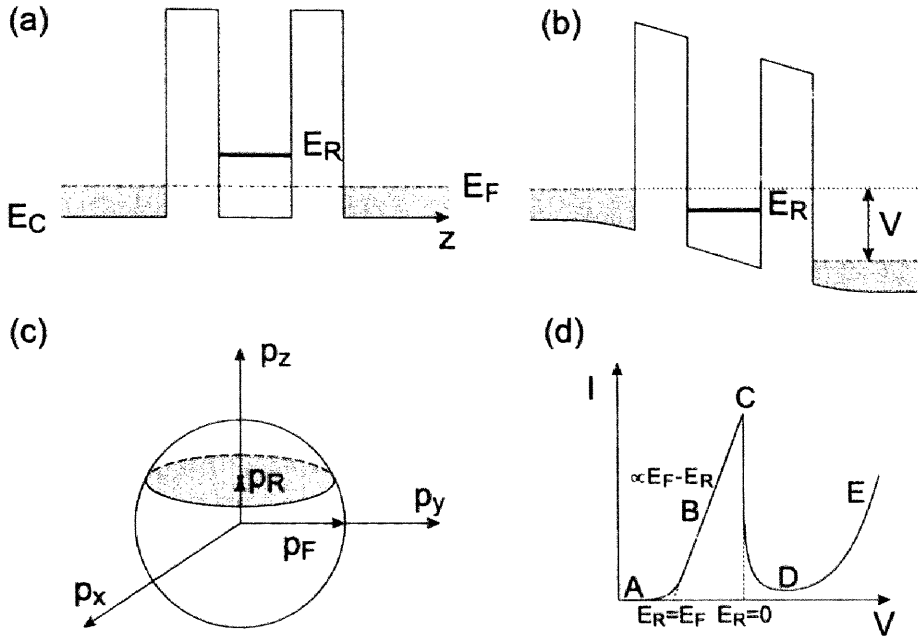


図 1-3　共鳴トンネルダイオードの動作機構
(a) 伝導帯の模式図 ($V=0$)、(b) 伝導帯の模式図 ($V\neq 0$)、(c) 運動量空間におけるエミッタの3次元フェルミ球と量子井戸の2次元サブバンド（円板）、(d) *I-V* 特性の模式図

2重障壁共鳴トンネル構造は、図 1-2に示すように、GaAs/AlGaAs などの半導体ヘテロ接合ダイオードで実現される。AlGaAs が障壁層、AlGaAs に挟まれた GaAs が量子井戸層であり、n-GaAs の電極層により電子が供給される。図 1-3（a）は共鳴トンネルダイオード(RTD)の伝導帯である。エミッタの電子は3次元フェルミ気体を形成し、十分低温では、フェルミレベル(E_F)までの全ての状態を占有する。運動量空間では、3次元フェルミ気体は、図 1-3（c）に示すように半径 p_F の球（フェルミ球）で表され、フェルミ球の内側の各点(p_x, p_y, p_z)が占有された状態に相当する。なお、各点のエネルギーは球の中心からの距離の2乗に比例し、$(p_x^2+p_y^2+p_z^2)/2m^*$ である。量子井戸内では、電子の z 方向（障壁面に垂直な方向）の運動に相当するエネルギーは離散値 E_R^n しかとることができない。ただし、障壁面に平行な方向に自由度があり、電子は$(p_x^2+p_y^2)/2m^*$のエネルギーをもつので、井戸内の電子エネルギー分布が不連続となる訳ではない。2次元量子

井戸では、各 E_R^n について、連続的な状態を持つサブバンドが形成される。したがって、量子井戸の状態密度は、運動量空間では p_x-p_y 平面に平行な面で表される。

次に、RTD の電流—電圧(I-V)特性（図 1-3（d））について考える。ここでは、量子井戸に入った電子は続いてコレクタへトンネルするものとして、シーケンシャルトンネリングの視点から述べる。電子がエミッタからサブバンドの基底準位 E_R にトンネルする場合を考える。RTD に印加するバイアス電圧が小さく、E_R が E_F より大きい場合、エミッタの電子は十分なエネルギーを持っていないので、トンネル電流はほとんど流れない（図 1-3（d）点 A)。一方、図 1-3（b）の伝導帯図に示すようにバイアス電圧 V を印加し $E_R < E_F$ とすると、エミッタから量子井戸内へトンネルできる電子が存在し、トンネル電流が流れるようになる（図 1-3（d）点 B)。3 次元状態密度をもつエミッタから 2 次元状態密度をもつ量子井戸へのトンネル過程では、電子はそのエネルギーと横方向運動量成分(p_x, p_y)を保存しなければならない。したがって、トンネル可能な電子群は、運動量空間においてエミッタフェルミ球と量子井戸状態密度の重なり（影のついた円板）で表され、トンネル電流は円板の面積$\pi(p_F^2-p_R^2)$ ($\propto E_F-E_R$)に比例する。量子井戸にトンネルした電子群は幅 E_F-E_R のエネルギー範囲に分布する。バイアス電圧の増加に伴い円板はフェルミ球の赤道面の方へ移動し、トンネル電流が増加するとともに電子分布のエネルギー幅が広がる。円板がフェルミ球の赤道面と一致したとき、つまり、サブバンド端 E_R がエミッタの伝導帯端 E_C と一致したとき、トンネル電流は最大となる（図 1-3（d）点 C)。

さらにバイアス電圧を増加すると、サブバンド端 E_R はエミッタの伝導帯端より下に移動する。この場合、フェルミ球とサブバンドの重なりを表す円板は $p_z < 0$ の領域に入り、電子はエミッタからサブバンドへトンネルできない。したがって、トンネル電流は急激に減少し、負性微分抵抗が現れ

る。ただし、実際の素子では有限なバレー電流（図 1-3（d）点 D）が存在する。バレー電流の原因としては、低温においては、電子—フォノン相互作用や構造上の欠陥などを介したトンネル電流成分が、室温においては、電子が熱的に2重障壁構造を越えることによる電流成分、熱的に励起された電子が二重障壁構造を Fowler-Nordheim トンネルすることによる電流成分、障壁に AlGaAs を用いた場合は AlGaAs の X 点を介して流れる電流成分[12]が考えられる。さらに高いバイアス電圧では、励起サブバンド E_R^1 を介するトンネル電流成分や熱的な電流成分により、電流は再び増加する（図 1-3（d）点E)。

ここまでは2次元量子井戸を通る共鳴トンネリングを扱ったが、図1-4に示すように、横方向にも閉じ込めのある（a）1次元量子井戸（量子ワイヤ）や（b）0次元量子井戸（量子ドット）を介した共鳴トンネリングについても、同様に考えることができる。量子ワイヤの場合、電子はトンネリングに際して x-z 方向の運動に相当するエネルギー$(p_x^2+p_z^2)/2m^*$と y 方向の運動量 p_y を保存しなければならない。この条件を満たす電子は、図に示すように、運動量空間においてエミッタフェルミ球の内部の $p_x^2+p_z^2 = p_R^2$ $(p_z > 0)$で定義される半円筒面上の電子である。なお、p_R は量子準位に対応する運動量である。電流は半円筒面の面積 $2\pi p_R(p_F^2-p_R^2)^{1/2} \propto (E_R(E_F-E_R))^{1/2}$ に比例するので、I-V 特性は半楕円形になる。

また、量子ドットの場合は、電子は全ての方向で閉じ込められるので、トンネリングに際して保存されなければならない量は全エネルギーだけである。この条件を満たす電子は、運動量空間において $p_x^2+p_y^2+p_z^2 = p_R^2$ $(p_z > 0)$の半球面上の電子である。したがって、電流は半球面の面積 $3/4\pi p_R^2 \propto E_R$ に比例し、I-V 特性は図のような3角形を示す。

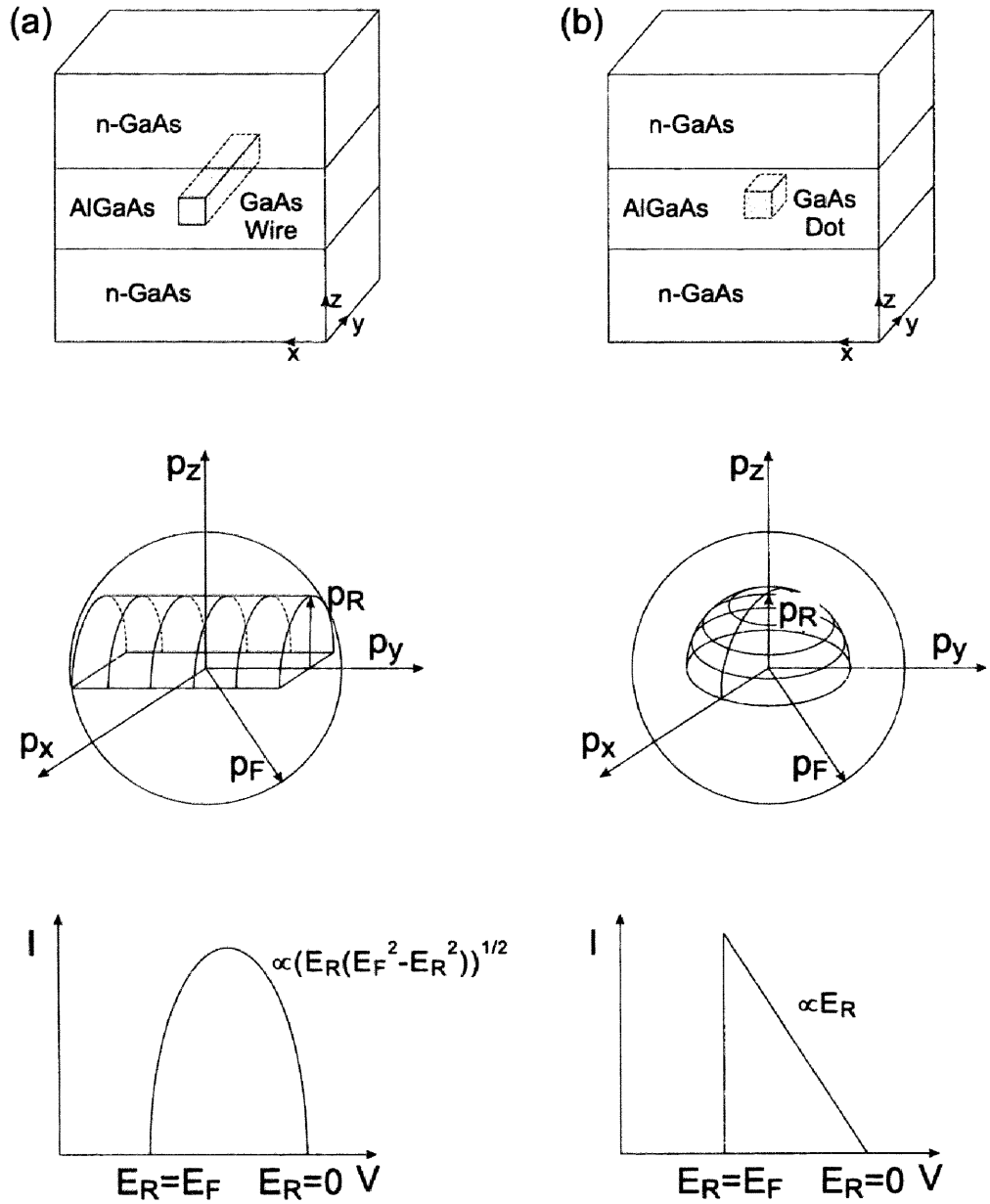


図 1-4　（a）量子ワイヤ共鳴トンネル構造と（b）量子ドット共鳴トンネル構造（上段）、および、それぞれの運動量空間におけるエミッタフェルミ球と量子準位の重なり（中段）、*I-V* 特性（下段）

1-2-2 共鳴トンネル素子の応答速度

共鳴トンネル素子を負性抵抗素子として動作させる場合、その応答速度は、次の諸要素で支配される。

a) 量子井戸内に電子が蓄積するのに要する時間τ_{ai}と蓄積した電子が抜け出るのに要する時間τ_{ao}

b) コレクタ空乏層容量の充電時間τ_d

c) 電子のコレクタ空乏層走行時間τ_c

高速動作のためには、これらを決める要素を検討する必要がある。電子のコレクタ空乏層走行時間τ_cは、電子速度を大きくすることで小さくできる。例えば、有効質量の小さい材料を用いることや、Γ谷とL谷のエネルギー差が大きい材料を用いてΓ-L谷間散乱を抑えることが有効である。

量子井戸に電子が蓄積される時間τ_{ai}は、コヒーレントトンネリングの場合、電子波が量子井戸に進入して多重反射することにより量子準位を形成する時間に等しいと解釈されることが多い[51]。また、量子井戸に蓄積された電子が抜け出るのに要する時間τ_{ao}は、井戸内の電子波が外部へ漏れることにより減衰し、量子準位が消滅するのに要する時間である。これらの和τ_aは、電子が井戸内に滞在する時間に等しく、不確定性原理から量子準位のエネルギー幅ΔEに逆比例し、$\tau_a \approx 2\hbar/\Delta E$で表される。例えば、$\Delta E = 0.1$ meVのとき、τ_aは7 psである。ΔEは透過率関数TT^*の幅に対応し、

$$\Delta E \approx \frac{E_R}{\pi}(T_1 + T_2) \tag{1-1}$$

で与えられる[51]。T_1、T_2はそれぞれ2つの障壁の透過率であり、WKB近似により、

$$T_j \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int\sqrt{2m^*(V_B - E_R)}dx\right], (j = 1, 2) \tag{1-2}$$

で求められる。ここで、V_B は障壁の高さ、積分範囲は障壁の区間である。高速化にはΔEの大きな構造を作ることが重要であり、(1-1)式から2つの障壁の透過率を大きくすることが有効である。具体的には、(1-2)式から考ると障壁厚さを薄くすること、および、電子の有効質量の小さい材料を用いることが有効である。なお、障壁の高さを低くすることでも、ΔEを大きくできるが、熱的な過剰電流成分が大きくなり、望ましくない。

1-2-3　共鳴トンネル3端子素子

共鳴トンネル素子を論理回路に応用する場合、ダイオード構造に加えて第3の電極を設けることにより共鳴トンネル電流を制御することが望ましく、いくつかの提案がなされている。表 1-1に示すように、素子構造の違いにより、共鳴トンネル構造に制御電極を設置した共鳴トンネルトランジスタ、従来のトランジスタの一部に共鳴トンネル構造を組み込んだもの、従来のトランジスタとRTDを集積化したものに分類できる。

共鳴トンネルトランジスタは電界効果型[45,52-55]およびバイポーラ型[56-60]が提案試作されている。電界効果型は、ゲートの空乏層によりRTDのチャネル面積を変化させることで共鳴電流を制御する。したがって、表中に示すような *I-V* 特性を持つ。また、バイポーラ型共鳴トンネルトランジスタは量子井戸をベースとしており、エミッターベース電圧により共鳴／非共鳴を制御する。従って、電気的特性は負性トランスコンダクタンスを示す。共鳴トンネルトランジスタは量子井戸付近に電極を設置する必要があり、素子作製には高い技術を要する。

従来型トランジスタの一部に共鳴トンネル構造を組み込んだ素子としては、Yokoyama らにより提案された RHET (Resonant-tunneling hot electron transistor)[61]が挙げられる。RHET はホットエレクトロントランジスタのベース・エミッタ間に共鳴トンネル構造を組み込んだユニポーラトランジスタである。バイポーラ型共鳴トンネルトランジスタと同様な電気的特性を示す。

表 1-1　共鳴トンネル3端子素子

		構造	電気特性
共鳴トンネルトランジスタ	電界効果型	Emitter, Gate, Gate, Collector	I_C, V_{GE}, V_{CE}
	バイポーラ型	n-Emitter, p-Base, n-Collector, V_{BE}, V_{CE}	I_C, V_{BE}, V_{CE}
従来素子組み込み型	RHET	Emitter, Base, Collector	I_C, V_{BE}, V_{CE}
従来素子集積型	並列接続	Collector, HEMT, Gate, RTD, Emitter	I_C, V_{GE}, V_{CE}
	直列接続	Collector, Gate, HEMT, RTD, Emitter	I_C, V_{GE}, V_{CE}

RTD と MESFET (Metal semiconductor field effect transistor)、HEMT (High electron mobility transistor)、HBT (Heterojunction bipolar transistor)などの従来型トランジスタと集積化することにより共鳴トンネル電流を制御する素子も考えられている[62-67]。従来型素子との集積素子は、その動作速度については従来型素子により制限されるが、RTD の持つ負性抵抗特性を利用できること、素子作製が容易なこと、良好な3端子特性が得られることなどの利点がある。RTD と HEMT の接続方法としては、表に示すように、並列接続と直列接続が考えられる。前者は、電界効果型共鳴トンネルトランジスタと類似の電流制御特性を持つ[66]。後者は、負性トランスコンダクタンス特性を持つ[67]。

1-2-4 共鳴トンネル素子の回路応用例

共鳴トンネル素子を用いる回路は、負性抵抗特性を利用するものと負性トランスコンダクタンス特性を利用するものに大別することができる。負性抵抗特性を利用するデジタル回路は、図 1-5（a）に示すように、負性抵抗特性に負荷線を引いたときにできる双安定状態を用いる場合が多い。なお、負荷としては抵抗以外に、FET や HBT、あるいは図 1-5（b）のように共鳴トンネル素子を用いても同様な双安定状態が得られる。Maezawa らは、2つの電界効果型共鳴トンネルトランジスタの直列接続で形成される単安定—双安定転移論理素子 MOBILE (Monostable-bistable logic element)を提案した[45]。MOBILE は振動電圧で駆動され、単安定状態と双安定状態が交互に生ずることが特徴である。トランジスタのゲート電圧によりピーク電流の制御を行い、双安定状態の出力レベルを決められる。詳細は第2章で述べる。なお、MOBILE は、共鳴トンネルトランジスタの替わりに RTD に HEMT を並列接続した集積素子を用いることでも構成できる[65]。また、双安定状態を利用して、図 1-6 に示すようなメモリへの応用も提案されている[68,69]。

負性トランスコンダクタンス特性を用いる回路には、前項で示したバイポーラ型共鳴トンネルトランジスタ、RHET、RTD と HEMT の直列接続による集積素子などが用いられる。アナログ回路応用としては、図 1-7 に示すような周波数逓倍回路がある[70]。出力信号には、共鳴トンネル素子の強い非線形性により、大きな振幅を持つ高次の高調波成分が含まれる。デジタル回路応用としては、パリティジェネレータ[71]や A/D 変換器[72]などが提案されている。RHET を用いた Exclusive-NOR 論理動作も実証されている[73,74]。

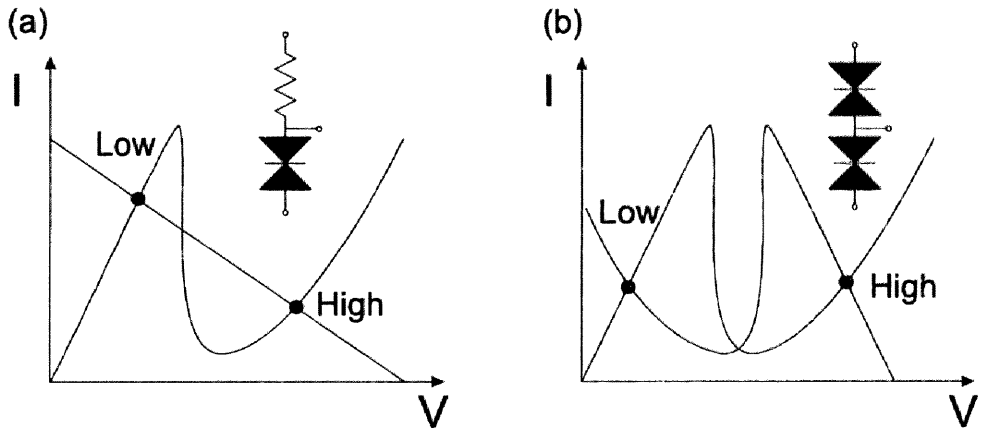


図 1-5　負性抵抗特性による双安定状態
（a）抵抗負荷、（b）共鳴トンネル素子負荷

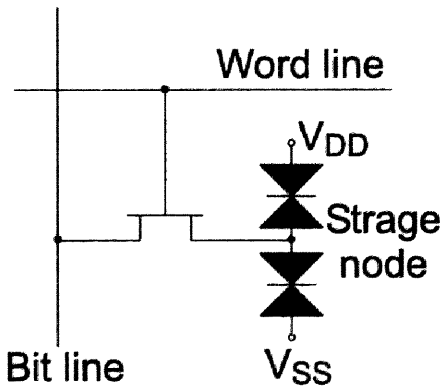


図 1-6　共鳴トンネル素子を用いたメモリセル

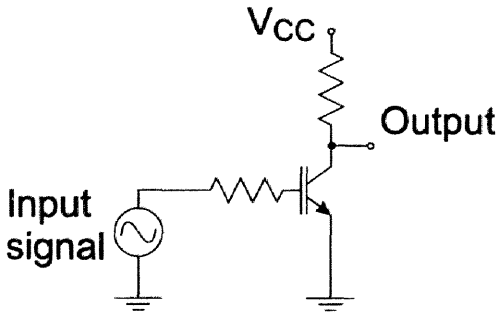


図 1-7 バイポーラ型共鳴トンネルトランジスタを用いた周波数逓倍回路

1-3 共鳴トンネル論理素子の現状と課題

本節では、共鳴トンネル論理素子に関する研究の現状について述べ、課題を明らかにする。

共鳴トンネル論理素子の構成要素であるRTDは、結晶品質の向上、作製技術の成長、素子構造の最適化などにより、非常に良好な特性を持つようになった。例えば、InP基板上のInGaAs/AlAs RTDは、室温で大きなピーク電流／バレー電流比(~10)とピーク電流密度(~10^5 A/cm^2)を持ち、2.2 psという超高速スイッチング動作が観測されている[75]。さらに、量子井戸にInAsを用いて共鳴準位を下げることにより、共鳴ピーク電圧を低下させ、論理素子の駆動電圧の低下が図られている。高性能なRTDを均一性良く作製できるという報告もあり[76]、RTDの作製技術は成熟期を迎えたと言える。しかし、論理素子応用に重要な共鳴トンネルトランジスタは良好な特性を持つものは未だ報告例は少なく、現状ではRTDとHEMTやHBTとの集積素子を用いることが多い。

共鳴トンネル素子を用いた論理素子に関する研究では、新しい機能の探求と高速動作の実証に主眼が置かれている。特に、本論文で扱うMOBILEについては、NTTの研究グループを中心に、超高速通信システムへの応用を視野に入れて精力的に研究が行われている。最近、彼らは、RTDとHEMT

との集積素子を用いて、35 Gbit/s 動作フリップフロップ[77]、34 Gbit/s 動作分周器[78]、5 GHz 動作 A/D 変換器[79]等を試作した。また、2つの RTD で構成される MOBILE から発展して、多数の RTD の直列接続で生ずる多安定状態を利用して、多値論理動作も提案・実証されている[80,81]。

このような現状を踏まえると、共鳴トンネル論理素子の高速化の指針を得ること、および高機能化のための知見を得ることは重要である。

また、更なる高機能化を進めるためには、新しい共鳴トンネル構造の検討・解析も重要な課題である。例えば、0次元量子構造をもつ量子ドットは、近年、最も精力的に研究されている半導体構造のひとつであり、量子ドットの持つ離散的な状態密度を共鳴トンネル構造に導入することで、高い機能性をもつ素子が期待できる。量子ドットを介した共鳴トンネリングは、1988 年頃から、Reed や Tarucha らにより報告されている[82,83]。彼らは、通常の2次元量子井戸を持つ共鳴トンネル素子に微細加工を施すことにより、零次元量子井戸をもつ共鳴トンネル素子を作製し、その評価・解析を行った。また最近では、歪エピタキシによる量子ドットの自己形成現象を利用することで量子ドットが容易に作製できるようになり、自己形成量子ドットを導入した共鳴トンネル構造の報告例もある[84,85]。しかし、キャリアの振舞いの解析や素子応用の検討は、未だ十分でなく、更なる研究が必要である。

1－4　本論文の目的と構成

本論文では、共鳴トンネル論理素子の高速化・高機能化のための知見を得ることを目的として、共鳴トンネル論理素子の動作解析と共鳴トンネル構造の評価を行う。単安定—双安定転移を用いた論理素子 MOBILE に注目して、その動作速度解析と光機能素子応用の提案を行うとともに、その構成要素である共鳴トンネルトランジスタ(RTT)について、高性能化の指針を得るため光学的評価を行う。また、更なる高機能素子の考案を目指して、

0次元構造をもつ新しい共鳴トンネル素子について、光学的手法によりキャリアの振舞いを調べる。本論文の目的と各章の関係を図 1-8に示す。

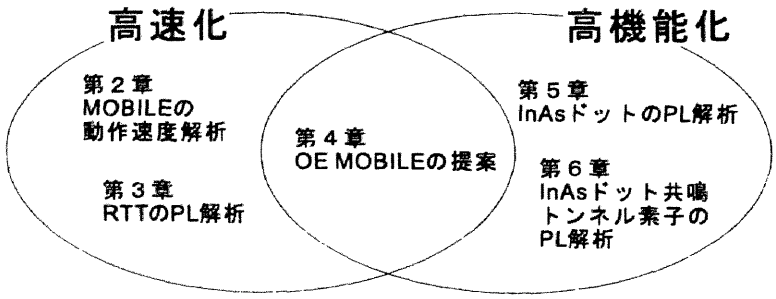


図 1-8　本論文の目的と各章の関係

第2章では、MOBILEの高速化の指針を得るため、動作速度評価を等価回路計算に基づいて行う。構成要素であるRTTの*I-V*特性とMOBILEの動作速度との関係を明らかにする。RTTのもつ容量や配線などによる寄生容量がMOBILEの誤動作の原因となる得ることを明らかにし、正常動作条件などを検討する。

第3章では、MOBILE間の配線を光配線で行うことで配線や次段素子の入力容量などの負荷容量による動作速度低下を抑制できるという発想に基づき、MOBILEの光入力論理動作を実証することにより、共鳴トンネル素子の光・電子機能素子応用という新しい可能性を示す。Optoelecronic (OE) MOBILEを提案するとともに、光入力に対する論理機能を選択できる機能可変論理動作を実証することで、OE MOBILEの機能性を示す。

第4章では、MOBILEの構成要素であるp/n接合ゲートを持つRTTの高性能化の指針を得るため、バイアス電圧を印加した状態でフォトルミネッセンス(PL)解析を行う。PLスペクトルのバイアス電圧依存性から、容量成分となり得る量子井戸の電子蓄積現象について議論するとともに、その充電時間を評価する。加えて、非対称障壁構造をもつRTDを用いて充電時間の理解を深める。また、p/n接合ゲートが電子の共鳴トンネル現象に及ぼす影響について述べる。

第5章では、新しい機能デバイスの基本構造として有望な自己形成InAs量子ドットについて、キャリアの振舞いを明らかにするためPL解析を行う。顕微PL法により、単一量子ドットの観測を可能にし、高分解能な分光器を導入することにより、単一PL線の線幅の議論を可能とする。PL線幅の温度依存性を明らかにするとともに、励起子の位相緩和機構について議論する。

第6章では、自己形成InAs量子ドットによる0次元束縛準位を有する新しい共鳴トンネル素子について、キャリアの輸送現象に関する知見を得るためバイアスを印加した状態でPL解析を行う。顕微分光技術により、共鳴状態の単一量子ドットの観測を可能とする。単一PL線のバイアス依存性を調べ、0次元状態を介した共鳴トンネル現象を解析するとともに、共鳴準位の寿命を評価する。

第7章では、本論文で得られた成果をまとめるとともに、共鳴トンネル論理素子に関する今後の展望について述べる。

参考文献

1. L. Esaki and R. Tsu: IBM Research Note, RC-2418 (1969).
2. L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
3. A. E. Blakeslee and C. F. Aliotta: IBM J. Res. Develop. **14**, 686 (1970).
4. L. Esaki, L. L. Chang, W. E. Howard and V. L. Rideout: *Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semicond., Warsawa*, 1972, p. 431.
5. L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard and R. Ludeke: J. Vac. Sci, Technol. **10**, 11 (1973).
6. L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard, R. Ludeke and G. Schul: J. Vac. Sci. Technol. **10**, 655 (1973).
7. R. Tsu and L. Esaki: Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
8. L. L. Chang, L. Esaki and R. Tsu; Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
9. B. Ricco and M. Ya. Azbel: Phys. Rev. B **29**, 1970 (1984).
10. S. Luryi: Appl. Phys. Lett. **47**, 490 (1985).
11. M. C. Payne: J. Phys. C **19**, 1145 (1986).
12. E. E. Mendez, E. Calleja and W. I. Wang: Phys. Rev. B **34**, 6026 (1986).
13. E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja and C. E. T. Goncalves da Silva: Appl. Phys. Lett. **50**, 1263 (1987)
14. T. Weil and B. Vinter: Appl. Phys. Lett. **50**, 1281 (1987).
15. M. Tsuchiya, M. Matsusue and H. Sakaki: Phys. Rev. Lett. **59**, 2356 (1987).
16. M. Büttiker: IBM J. Res. Develop. **32**, 63 (1988).
17. R. Gupta and B. K. Ridley: J. Appl. Phys. **64**, 3089, 1988.
18. A. Zaslavsky, V. J. Goldman, D. C. Tsui and J. E. Cunningham: Appl. Phys. Lett. **53**, 1408 (1988).
19. H. Yoshimura, J. N. Shulman and H. Sakaki: Phys. Rev. Lett. **64**, 2422 (1990).
20. M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, D. G. Hayes, C. R. H. White, L. Eaves, A. W. Higgs, M. Henini, O. H. Hughes, G. W. Smith and C. R. Whitehouse: Semicond. Sci. Technol. **7**, B401 (1992).

21. T. J. Shewchuk, O. C. Chapin, P. D. Coleman, W. Kopp, R. Fischer and H. Morkoc: Appl. Phys. Lett. **46**, 508 (1985).
22. M. Tsuchiya, H. Sakaki and J. Yoshino: Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L466 (1985).
23. M. Tsuchiya and H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. **25**, L185 (1986).
24. M. Tsuchiya and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **49**, 88 (1986).
25. M. Tsuchiya and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **50**, 1503 (1987).
26. K. C. Huang, M. Carroll, G. Starnes, R. Lake, D. Janes, K. Webb and M. Melloch: J. Appl. Phys. **76**, 3850 (1994).
27. T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker and D. D. Peck: Appl. Phys. Lett. **43**, 588 (1983).
28. T. C. L. G Sollner, E. R. Brown, W. D. Goodhue and H. Q. Le: Appl. Phys. Lett. **50**, 332 (1987).
29. J. M. Gering, T. J. Rudnick and P. D. Coleman: IEEE Trans. Microwave Theory Technol. **36**, 1145 (1988).
30. V. P. Kesan, A. Mortazawi, D. R. Miller, V. K. Reddy, D. P. Neikirk and T. Ito: IEEE Trans. Microwave Theory Technol. **37**, 1933 (1989).
31. E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar and T. C. McGill: Appl. Phys. Lett. **58**, 2291 (1991).
32. I. Mehdi, J. R. East and G. I. Hadded: IEEE Trans. Microwave Theory Technol. **39**, 1876 (1991).
33. H. Fukuyama, K. Maezawa, M. Yamamoto, H. Okazaki and M. Muraguchi: IEEE. Trans. Electron Devices **44**, 2038 (1997).
34. H. Okazaki, T. Nakagawa, M. Muraguchi, H. Fukuyama, K. Maezawa and M. Yamamoto: IEEE Trans. VLSI Systems **6**, 39, 1998.
35. K. Maezawa, Y. Kawano, S. Kishimoto and T. Mizutani: *Proc. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials, Switzerland*, 1999, p. 415.
36. M. Kawashima, H. Hayashi, H. Fukuyama, H. Okazaki, H. Kawashima and M. Muraguchi: *Ext. Abstact Int. Conf. Solid State Devices and Materials, Tokyo*, 1999, p. 578.
37. H. C. Liu and D. D. Coon: Appl. Phys. Lett. **50**, 1246 (1987).
38. H. Sakaki, H. Kurata and M. Yamanishi: Electronics Lett. **24**, 1 (1988).

39. R. C. Potter, A. A. Lakhani and H. Hier: J. Appl. Phys. **64**, 3735 (1988).
40. S. K. Diamond, E. Özbay, M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, Y. C. Pao and J. S. Harris: Appl. Phys. Lett. **54**, 153 (1989).
41. F. Capasso, S. Sen, F. Beltram, L. M. Lunardi, A. S. Vengurleaker, P. R. Smith, N. J. Shar, R. J. Malik and A. Y. Cho: IEEE Trans. Electron Devices **36**, 2065 (1989).
42. K. Imamura, T. Takatsu, T. Mori, T. Adachihara, S. Muto and N. Yokoyama: IEEE Trans. Electron Devices **39**, 2707 (1992).
43. M. Takatsu, K. Imamura, T. Mori, T. Adachihara, S. Muto and N. Yokoyama: *1994 ISSCC Tech. Dig.*, 1994, p. 124.
44. T. C. L. G. Sollner, E. R. Brown, C-L. Chen, C. G. Fonstad, W. D. Goodhue, R. H. Mathews and J. P. Sage: *Int. Semiconductor Device Research Symp.*, 1993, p. 307.
45. K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **32**, L42 (1993).
46. K. Maezawa, T. Akeyoshi and T. Mizutani: *1993 IEDM Tech. Dig.*, 1993, p. 415.
47. T. Akeyoshi, K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 794 (1994).
48. K. Maezawa: T. Akeyoshi and T. Mizutani: IEEE Trans. Electron Devices **41**, 148, (1994).
49. P. Mazumder, S. Kulkarni, M. Bhattacharya, J. P. Sun and G. I. Haddad: IEEE Proc. **8**, 664 (1998).
50. T. Akeyoshi, H. Matsuzaki, T. Ito, T. Waho, J. Osaka and M. Yamamoto: *Proc. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials, Switzerland*, 1999, p. 405.
51. M. Jonson and A. Grincwajg: Appl. Phys. Lett. **51**, 1729 (1987).
52. W. B. Kinard, M. W. Weichold and W. P. Kirk; J. Vac. Sci. Technol. B **8**, 393 (1990).
53. M. W. Dellow, P. H. Benton, C. J. G. M. Langeral, T. J. Foster, P. C. Main, L. Eaves, M. Henini, S. P. Beaumont and C. D. W. Wilkinson: Phys. Rev. Lett. **68**, 1754 (1992).

54. P. Guéret, N. Banc, R. Germann and H. Rothuzin: Phys. Rev. Lett. **68**, 1896 (1992).
55. C. J. Goodings, H. Mizuta, J. R. A. Cleaver and H. Ahmed: J. Appl. Phys. **76**, 1276 (1994).
56. F. Capasso, S. Sen, A. C. Gossard, A. L. Hutchinson and J. E. English: IEEE Electron Device Lett. **7**, 573 (1986).
57. R. H. Davis and H. H. Hosack: J. Appl. Phys. **34**, 864 (1963).
58. A. C. Seabaugh M. A. Reed, W. R. Frensley, J. N. Randall and R. J. Matyi: *IEDM Tech. Dig.*, 1988, p. 900.
59. T. Waho, K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L2018, 1991.
60. T. Waho, K. Maezawa and T. Mizutani: IEEE Trans. Electron Device Lett. **14**, 202 (1993).
61. N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto, S. Hiyamizu and H. Nishi: Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L853 (1985).
62. A. R. Bonnefoi, T. C. McGill and R. D. Burnham: IEEE Electron Device Lett. **6**, 636 (1987).
63. T. K. Woodward, T. C. McGill, H. F. Chung and R. D. Burnham: Appl. Phys. Lett. **51**, 1542 (1987).
64. W. De Raedt, M. Van Hove, C. Van Hoof and M. Van Rossum: *Proc. Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, Inst. Phys. Conf. Ser. **112** (Institute of Physics, Bristol, 1990), p. 477.
65. K. J. Chen, K. Maezawa and M. Yamamoto: Appl. Phys. Lett. **67**, 3608 (1995).
66. K. J. Chen, K. Maezawa and M. Yamamoto: IEEE Electron Device Lett. **17**, 127 (1996).
67. K. J. Chen, K. Maezawa and M. Yamamoto: *IEDM Tech. Dig.*, 1995, p. 379.
68. J. Söderström and T. G. Andersson: IEEE Electron Device Lett. **9**, 200 (1988).
69. J. P. A. Van der Wagt, A. C. Seabaugh, G. Klimeck, E. A. Beam III, T. B. Boykin, R. C. Brown and R. Lake: *IEDM Tech. Dig.*, 1996, p. 425.

70. S. Sen, F. Cappaso, A. Y.Cho and D. L Sivco: IEEE Electron Device Lett. **9**, 533 (1989).

71. S. Sen, F. Cappaso, A. Y.Cho and D. L Sivco: Electron. Lett. **24**, 1506 (1988).

72. F. Cappaso and R. A. Kiehl: J. Appl.Phys. **58**, 1366 (1985).

73. K. Imamura, T. Takatsu, T. Mori, T. Adachihara, S. Muto and N. Yokoyama: IEEE Trans. Electron Devices **39**, 2707 (1992).

74. M. Takatsu, K. Imamura, T. Mori, T. Adachihara, S. Muto and N. Yokoyama: *1994 ISSCC Tech. Dig.*, 1994, p. 124.

75. N. Shimizu, T. Nagatsuma, M. Shinagawa and T. Waho: IEEE Trans. Electron Device Lett. **16**, 262 (1995)

76. K. Maezawa, J. Osaka, H. Yokoyama and M. Yamamoto: Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 5500 (1998).

77. K. Maezawa, H. Matsuzaki, J. Osaka, M. Yamamoto and T. Otsuji: IEEE Electron Device Lett. **19**, 80 (1998).

78. H. Matsuzaki, K. Arai, K. Maezawa, J. Osaka, M. Yamamoto and T. Otsuji: Electronics Lett. **34**, 70 (1998).

79. T. Itoh, T. Waho, J. Osaka, H. Yokoyama and M. Yamamoto: *Proc. IEEE Int. Microwave Symp.*, 1998, p. 197.

80. T. Waho, K. J. Chen and M. Yamamoto: IEEE J. Solid-State Circuits **33**, 268 (1998).

81. T. Itoh, T. Waho, K. Maezawa and M. Yamamoto: IEICE Trans. Inf. Syst. **E82-D**, 949 (1999).

82. M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggrarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore and A. W. Wetsel: Phys. Rev. Lett. **60**, 535 (1988).

83. S. Tarucha, Y. Hirayama, T. Saku and T. Kimura, Phys. Rev. B **41**, 5459 (1990).

84. I. E. Itskevich, T. Ihn, A. Thornton, M. Henini, T. J. Foster, P. Moriarty, A. Nogaret, P. H. Beton, L. Eaves and P. C. Main: Phys. Rev. B **54**, 16401 (1996).

85. N. Narihiro, G. Yusa, Y. Nakamura, T. Noda and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **70**, 105 (1997).

第２章　単安定―双安定転移共鳴トンネル論理素子の動作速度解析

2－1　はじめに

２つの共鳴トンネル素子で構成される共鳴トンネル論理素子 MOBILE (Monostable-bistable transisiton logic element)[1]は、共鳴トンネル素子の負性抵抗(NDR)特性を活用して高い機能性を持ち、セルオートマトンやニューラルネットワークなどの計算システムを少ない素子数で構築できることが示されている[2-4]。共鳴トンネル素子は超高周波での動作が実証されており[5,6]、MOBILE は高速論理素子としても有望と考えられる。MOBILE の高速性と更なる高速化の指針を明らかにすることが重要である。

MOBILE の動作速度の解析は、Sollner ら[7]と Maezawa[8,9]により別々に報告されている。Sollner らは、MOBILE の最大駆動周波数が共鳴トンネルダイオード(RTD)の特性周波数よりかなり低くなることを指摘した。この駆動周波数の限界は、駆動電圧の立ち上がり時間が短い場合、RTD の容量を流れる変位電流により２つの RTD のピーク電流差がなくなり、スイッチングできなくなるという考察に基づくものである。一方、Maezawa は、MOBILE の等価回路について数値計算により動作速度を評価することで、駆動条件によっては Sollner が指摘した駆動周波数の限界以上でも動作可能なことを示した。

本章では、MOBILE の更なる高速化のための指針を得るべく、Maezawa と同様な解析手法を用いて MOBILE の動作速度の評価を行う。はじめに、MOBILE の動作原理について述べた後、動作速度評価のためのモデルを示

す。次に、MOBILE の構成要素である共鳴トンネルトランジスタ(RTT)の電流―電圧特性と MOBILE の動作速度との関係について評価する。最後に、論理動作に対する容量の影響について、２つの RTT の容量の違いや寄生容量の効果を含めて議論する。

2－2　単安定―双安定転移論理素子 MOBILE

MOBILE は、図 2-1（a）に示すように、２つの RTT の直列接続で構成される[1]。上側の RTT を負荷素子(Load)、下側の RTT を駆動素子(Driver)とする。出力電圧(V_{out})は２つの RTT の間のノードから取り出す。したがって、V_{out} はこの系の負荷線図の交点で表される。

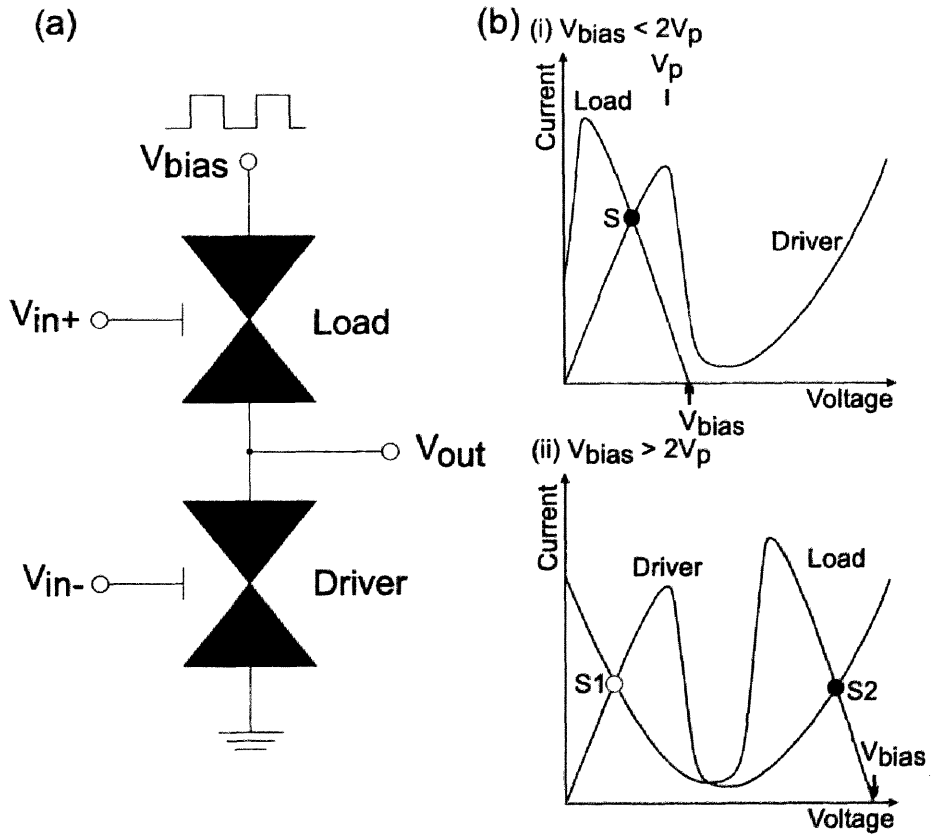


図 2-1　(a)MOBILE の回路構成と(b)負荷線図

図 2-1（b）にMOBILEの動作原理を表す負荷線図を示す。(i)駆動電圧(V_{bias})がRTTのピーク電圧(V_p)の２倍より小さい場合($V_{bias} < 2V_p$)、負荷線の交点はSの１つであり、この系は単安定状態である。(ii)V_{bias}が$2V_p$より大きい場合($V_{bias} > 2V_p$)、安定点はS1およびS2の２点があり、双安定状態となる。なお、NDRにおける負荷線の交点は不安定平衡点である。V_{bias}を振動させることにより回路は単安定―双安定転移動作を行う。双安定状態における出力レベルは、単安定―双安定転移の瞬間に決定され、２つのRTTのピーク電流(I_{p_load}, I_{p_driver})の大小関係で決まる。例えば、図 2-1（b）のように$I_{p_load} > I_{p_driver}$の場合、安定点Sは安定点S2に遷移する。したがって、出力はHIGHレベルとなる。逆に$I_{p_load} < I_{p_driver}$の場合、S1の安定点となり出力はLOWレベルとなる。

RTTのピーク電流(I_{p_load}, I_{p_driver})は、入力電圧(V_{in+}, V_{in-})をそれぞれのRTTのゲートに印加することにより変調できる。すなわち、V_{in-}に入力を印加した場合、I_{p_driver}が増加してI_{p_load}より大きくなる。したがって出力はLOWレベルとなり、反転論理動作を行うことができる。V_{in+}に入力を印加した場合は、出力はHIGHとなり、THROUGH論理動作を行う。論理出力がI_{p_load}とI_{p_driver}の大小関係で決まるので、V_{in+}とV_{in-}はそれぞれ正と負の重みを持った入力と見なせ、ニューロンと同じ機能を持つ正負の重み付きしきい値論理素子を構成することが可能である[2]。

2-3　MOBILEの動作速度評価モデル

MOBILEの動作速度評価には、Maezawaと同様に図 2-2に示す等価回路等価回路モデルを導入した[9]。RTT を電圧制御電流源($I_L(V)$, $I_D(V)$)とキャパシタ(C_L, C_D)の並列接続で構成したものである。より厳密には、RTDの等価回路モデルとして物理に基づいたもの[10]や実際のRTDの高周波特性に基づいたもの[11]を導入し、さらに配線のインダクタンスやキャパシタンスを考慮する必要があるが、本研究では、MOBILEの動作速度とRTTのコレク

タ電流—電圧(I_C-V_{CE})特性との関係や容量の影響に着目して、その解析を容易にするため、簡単な等価回路を用いた。

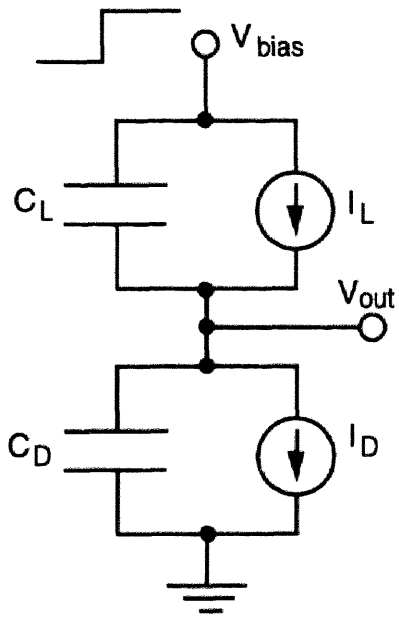


図 2-2　MOBILE の等価回路モデル

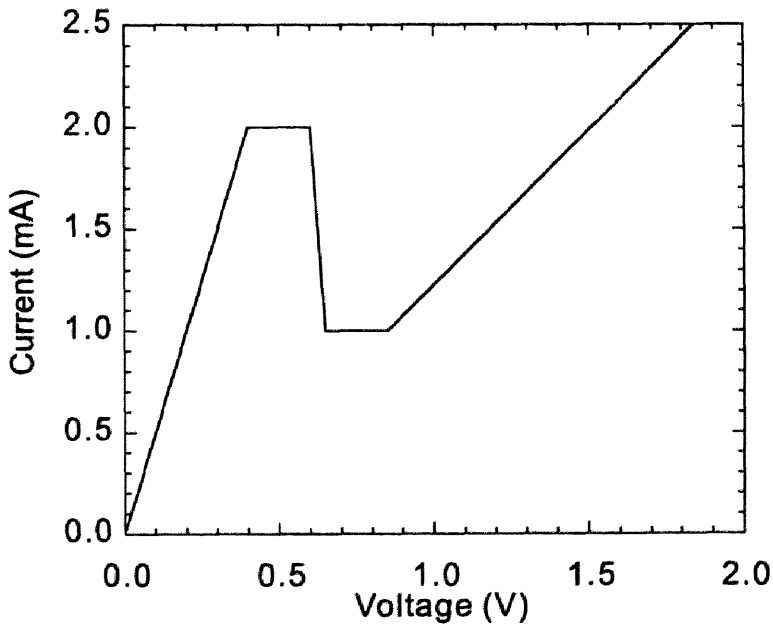


図 2-3　RTT の I_C-V_{CE} 特性

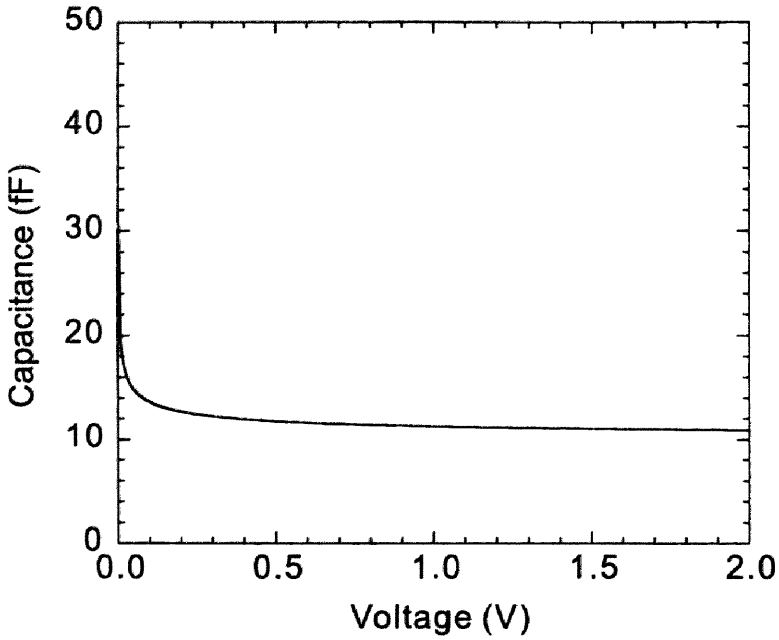


図 2-4　RTT の C_{EC}-V_{CE} 特性

電圧制御電流源の I_C-V_{CE} 特性は、RTT の I_C-V_{CE} 特性が MOBILE の動作速度に及ぼす影響を解析し易くするため、図 2-3 に示すように折れ線で定義した。なお、実際の p^+/n 接合ゲートを持つ InGaAs/AlAs 系 RTT[3]に合わせて、ピーク電流密度を 8 kA/cm^2、素子面積を 25 μm^2、ピーク電流／バレー電流(p/v)比を 2 とした。簡単のために、このモデルでは入力ゲートを省略し、その入力ゲートによる電流変調効果を電流源の電流値に係数をかけることで導入した。

RTT の容量 C_L および C_D は、それらが MOBILE の動作に与える影響についての解析を容易にするため、電圧によらず一定として扱う。なお、実際の RTD の容量—電圧特性には、量子井戸の蓄積電子の充放電に起因するピーク構造が負性抵抗領域に現れる[12]。RTT の容量の値を簡単に見積もる。RTT の容量は、エミッタ蓄積層の電子とコレクタ空乏層による容量 C_{EC}、および、量子井戸に蓄積された電子とコレクタ空乏層による容量 C_{QC} に起因する。まず、量子井戸の蓄積電子を無視して C_{EC} を見積もる。すべての

コレクターエミッタ間電圧(V_{CE})がコレクタ空乏層と共鳴トンネル構造にかかるとすると、

$$C_{EC}(V_{CE}) = \varepsilon \frac{A}{(d + w_D)},\ w_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_{CE}}{qN_d}} \qquad (2\text{-}1)$$

で与えられる。ここで、ε、q、N_d、A はそれぞれ、誘電率、電荷素量、コレクタ層のドーピング濃度、素子面積である。また、d は二重障壁共鳴トンネル構造の厚さ、W_Dはコレクタ空乏層の厚さである。(2-1)式から計算した C_{EC}-V_{CE}特性を図 2-4 に示す。ここで、$N_d = 5\times10^{16}$ cm^{-3}、$d = 9$ nm とした。C_{EC} は、$V_{CE} > 0.1$ V においてほぼ一定値~10 fF であることがわかる。次に、C_{QC} について見積もる。第４章で詳しく述べるが、量子井戸に蓄積される電子濃度は~10^{11} cm^{-2} のオーダである。これを負性抵抗区間の電圧(0.1 V)で割り、素子面積当たりの C_{QC} を求めると~10 fF 程度である。以上から、RTT の容量は 10 fF のオーダであるので、$C_D = C_L = 10$ fF とした。なお、実際の RTT の容量はゲート電圧に依存するが、ここではゲート電圧とは独立に変化させることで、容量が及ぼす動作速度への影響の解析に自由度を持たせることとする。

図 2-2 に示した等価回路の回路方程式は、

$$\frac{d}{dt}[C_D V_{out}] + I_D(V_{out}) = \frac{d}{dt}[C_L(V_{bias} - V_{out})] + I_L(V_{bias} - V_{out}) \qquad (2\text{-}2)$$

で表される。上式を数値的に計算することで MOBILE の応答時間を評価する。

2－4　MOBILE の動作速度

2－4－1　過渡応答特性とポテンシャルエネルギー

図 2-2 に示した等価回路にステップ駆動電圧（立ち上がり時間 t_{r_bias}、最大電圧 V_{bmax}）を印加した場合の過渡応答特性について調べる。図 2-5 に V_{bmax} = 1.25 V および 1.4 V の場合について、それぞれ、V_{out} の過渡応答特性を示す。ここで、2 つの RTT のピーク電流比 k (≡ I_{p_load}/I_{p_driver})が 1.1 および 0.91 の場合について、それぞれ計算した。V_{bias} の立ち上がり時間 (t_{r_bias})は RTT の特性時間(CR_{NDR} = 0.5 ps)と等しくした。

V_{out} は、t = 0.5 ps では容量に蓄積された電荷で決まる電圧(≈ $V_{bmax}/2$)であるものの、時間が経つにつれて安定点へ遷移している。ピーク電流比 k = 1.1 の場合は HIGH レベル、k = 0.91 の場合は LOW レベルに遷移していることから、MOBILE の動作原理に基づいて論理動作をしていることが確認できる。注目すべきは、t_{r_bias} が CR_{NDR} と等しいにもかかわらず、MOBILE が正しい論理動作を示した点である。さらに、t_{r_bias} をより短くしても、同様に正常な論理動作が確認できた。

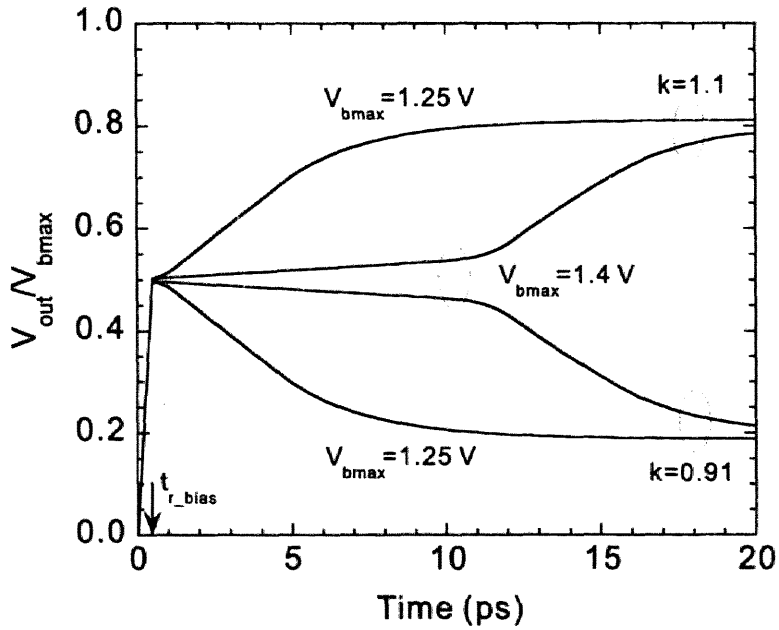


図 2-5　出力電圧の過渡応答特性

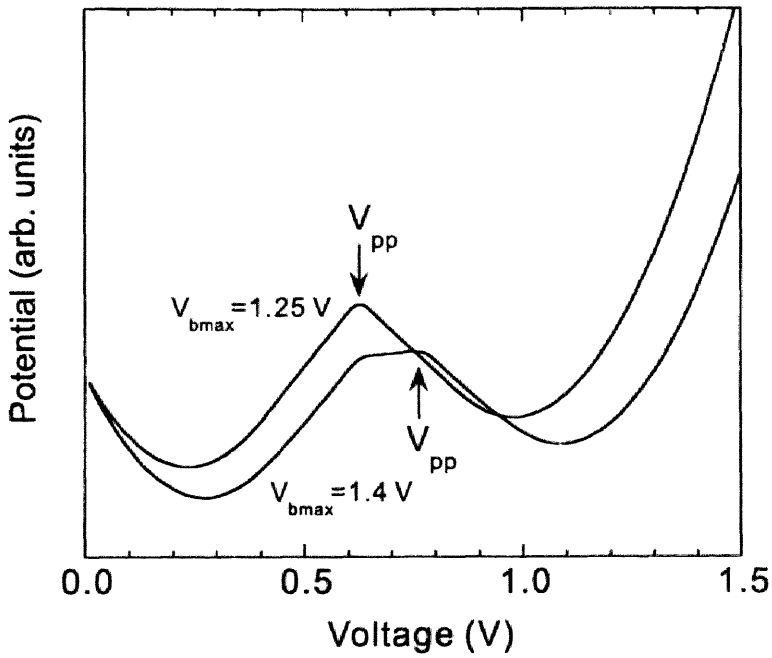


図 2-6　ポテンシャルエネルギー曲線

図 2-5に示した過渡応答特性において、V_{bmax} = 1.25 V の場合は V_{out} が速やかに安定点にスイッチングしているのに対し、V_{bmax} = 1.4 V の場合は 11 ps程度まで不安定平衡点付近に留まっており、スイッチング時間が V_{bmax} に強く依存していることがわかる。これは、次に示すこの系のポテンシャルエネルギーと密接な関係がある。(2-2)式を力学的な運動方程式に見立てると、MOBILE の系のポテンシャルエネルギーは、

$$U(V_{out}) \propto -\int_0^{V_{out}} [I_L(V_{bias}-V)-I_D(V)]dV \qquad (2\text{-}3)$$

で表される。つまり、ポテンシャルエネルギーは負荷線図の2つの曲線に挟まれた部分の面積で与えられる。V_{bmax} = 1.25 V および 1.4 V の場合について、ポテンシャルエネルギーの計算結果を図 2-6 に示す。なお、k = 0.91 であり、出力は LOW の安定点に遷移する。ポテンシャルエネルギーがピークとなる電圧(V_{pp})は不安定平衡点、極小電圧は安定点に相当する。V_{bmax} = 1.25 V のポテンシャル曲線は、矢印で示した V_{pp} 付近の傾きが大きく、この系を安定点に素早く遷移させることが予想される。一方、V_{bmax} = 1.4 V

のポテンシャル曲線は、V_{pp}付近にフラットな領域が存在し、V_{out}がしばらく不安定平衡点付近に留まることが考えられ、図 2-5で示した過渡応答特性と対応している。このようにMOBILEの過渡応答特性は、系のポテンシャルエネルギーを調べることにより理解できる。

2-4-2　スイッチング時間の V_{bmax} 依存性

図 2-7に、さまざまなピーク電流比kに対するMOBILEのスイッチング時間のV_{bmax}依存性を示す。簡単のため$t_{r_bias}=0$とした。スイッチング時間は、V_{out}がバイアス電圧の立ち上がり直後の電圧($V_{out}(t_{r_bias})$)から安定点へスイッチングする過程で、その変化の90%に達する時間で定義した。V_{bmax}が1.2 ~ 1.3 Vのとき、スイッチング時間が短くなっており、最適なV_{bmax}が存在することを示している。

スイッチング時間が短くなるV_{bmax}について考える。図 2-6で示したように、ポテンシャル曲線のピーク付近における傾きが大きい場合に、スイッチング時間は短い。したがって、ポテンシャル曲線は負荷線図において囲まれた面積で決められることを考慮すると、最適なV_{bmax}は不安定平衡点での負荷線の交わり角度が大きくなる電圧であることが推測できる。図 2-8に（a）$V_{bmax}=1.25$ Vと（b）$V_{bmax}=1.4$ Vの場合の負荷線図を示す。なお、$k=0.91$であり、相当するポテンシャル曲線は図 2-6である。$V_{bmax}=1.25$ Vの場合、2つのRTTの負性抵抗が中点付近で交差しており、不安定平衡点での交わり角度が大きい。したがって、ポテンシャル曲線のピーク付近の傾きは大きくなる。一方、$V_{bmax}=1.4$ Vの場合は、不安定平衡点は負荷RTTの負性抵抗と駆動RTTのバレー領域の交点であり、その交わり角度は小さい。その結果、ポテンシャル曲線の傾きは小さい。負荷線図の不安定平衡点における交わり角度を大きくするには、$V_{bmax}=1.25$ Vの場合のように、2つのRTTの負性抵抗が交わるようにV_{bmax}を設定すれば良い。したがって、最適なV_{bmax}はほぼV_p+V_vで与えられる。ここで、V_pおよびV_vは、それぞれ、RTTのピーク電圧およびバレー電圧である。

$V_{bmax} \geq 1.4$ V でスイッチング時間が長くなることを電気回路論的に理解する。ステップバイアス電圧の印加により、2つのRTTの容量にはほぼ同じ電荷が蓄積される。この状態から出力がLOWへスイッチングするには、駆動RTTの容量は蓄積された電荷を放電、負荷RTTの容量はさらに電荷を充電する必要があるが、図 2-2に示した等価回路を参考にすると、この際の変位電流は2つのRTT電流源の電流差である。したがって、スイッチング時間はその電流差で決められる。例えば、$V_{bmax} = 1.4$ V の場合、図 2-8（b）からわかるように、スイッチングの初期過程において、2つのRTTの電流差はバレー電流差であるため非常に小さい。その結果、変位電流は小さく、スイッチング時間は長くなると解釈できる。

図 2-7には、ピーク電流比kによるスイッチング時間の変化も示した。kが1から離れるほどスイッチング時間が短いことから、負荷RTTと駆動RTTのピーク電流の差を大きくすることが重要であることがわかる。

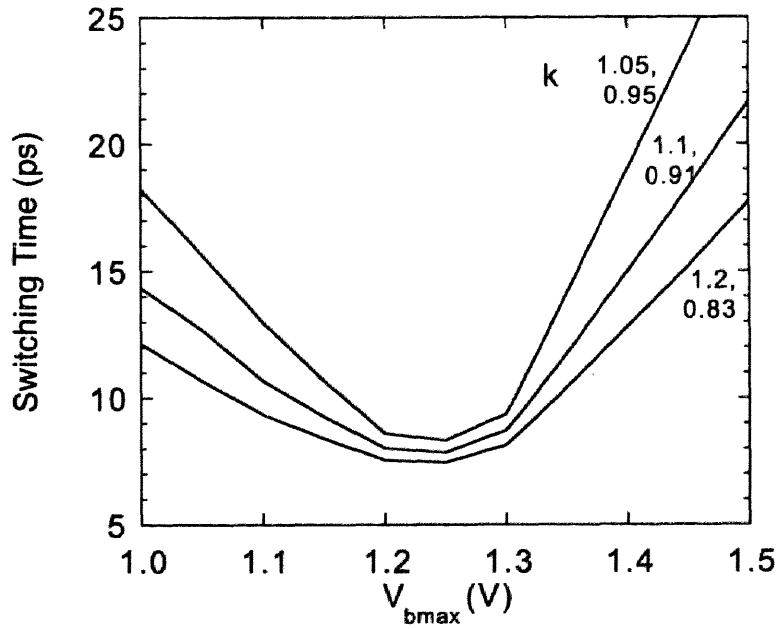


図 2-7　スイッチング時間のV_{bmax}依存性

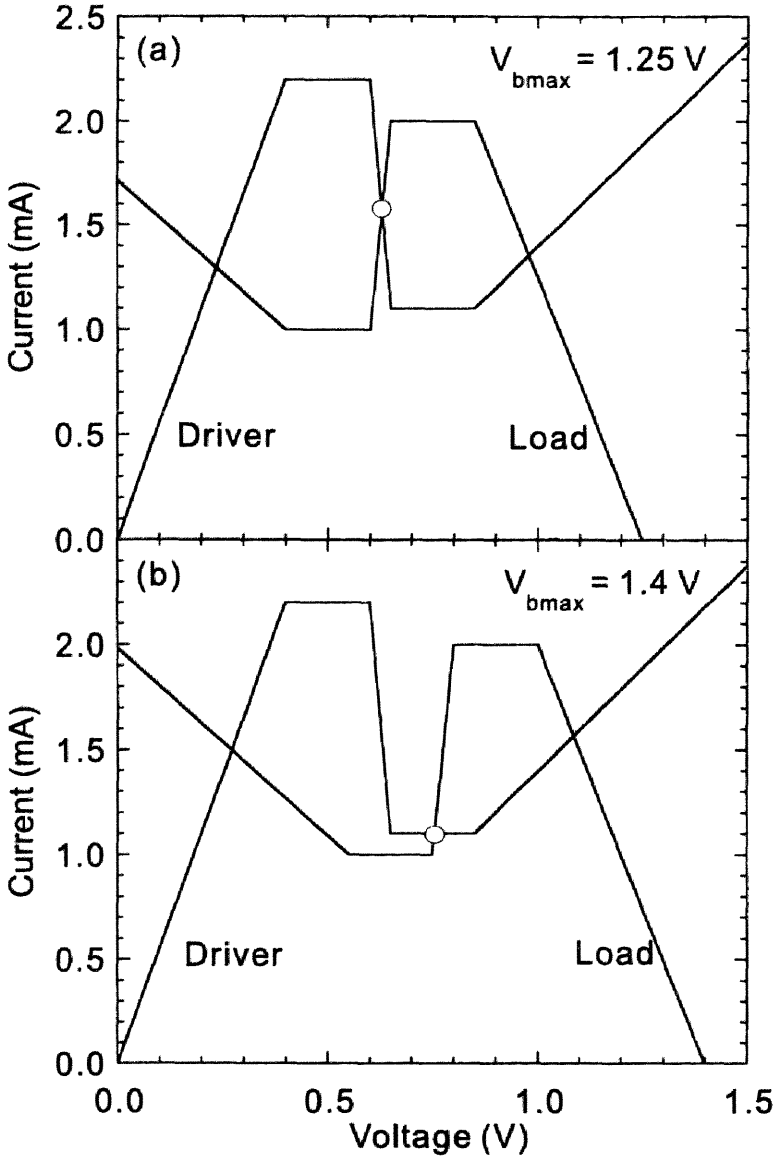


図 2-8　MOBILE の負荷線図 (a) V_{bmax} = 1.24 V、(b) V_{bmax} = 1.4 V

2-4-3　スイッチング時間に対する RTT の I_C-V_{CE} 特性の影響

次に、RTT の I_C-V_{CE} 特性が MOBILE のスイッチング時間に及ぼす影響を調べる。はじめに、バレー電流／ピーク電流比(p/v 比)を変化させた場合のスイッチング時間の変化を調べる。なお、p/v 比を変えるにあたり、図 2-9 に示す I_C-V_{CE} 特性のように、ピーク電流密度と NDR 領域の電圧を固定し、

目的の p/v 比(1.3, 2, 4)にあわせてバレー電流密度を変化させた。図 2-10 に、k = 1.1 としてスイッチング時間を計算した結果を示す。$V_{bmax} \leq 1.3$ V の領域では、大きな p/v 比を持つ RTT を用いた MOBILE ほど高速動作をすることがわかる。一方、$V_{bmax} \geq 1.3$ V のとき、スイッチング時間は急激に増加しており、p/v 比が大きいほど、この増大は顕著である。

図 2-11 に（a）V_{bmax} = 1.25 V および（b）V_{bmax} = 1.5 V の場合について、p/v 比による MOBILE のポテンシャル曲線の違いを示す。V_{bmax} = 1.25 V の場合、ポテンシャル曲線のピークが鋭く、p/v 比が大きいほど V_{pp} 付近の傾きが大きいので、スイッチング時間は短くなる。一方、V_{bmax} = 1.5 V の場合は、ポテンシャルのピークはフラットであり、このためにスイッチング時間の急激な増大がみられたものと思われる。また、p/v 比が大きい場合、ポテンシャルの傾きはより小さい。これは、ピーク電流値を固定してバレー電流値を変化させることにより p/v 比を変化させたため、p/v 比が大きい場合に２つの RTT のバレー電流の差が小さいためである。したがって、スイッチング速度は p/v 比が大きいほうが遅くなる。図 2-10 からわかるように、スイッチング時間を短くするには p/v 比が大きい RTT を用いるべきであるが、適切な V_{bmax} を選ぶことで不安定平衡点がバレー電流領域に入らないようにしなければならない。

次に、RTT の過剰電流成分が MOBILE のスイッチング時間に対して与える影響を調べるため、図 2-12 に示すような３つの異なる I_C-V_{CE} 特性(x, y, z)を用いて MOBILE のスイッチング時間を計算した。なお、p/v 比は 2、k は 1.1 である。計算結果を V_{bmax} の関数として図 2-13 に示す。RTT の過剰電流成分は MOBILE のスイッチング時間に対してほとんど影響しないことがわかる。これは、スイッチング時間を決めている不安定平衡点付近のポテンシャルに過剰電流成分が影響を与えないためである。消費電力を考えると、z のような過剰電流成分が小さい RTT ほど MOBILE に適している。

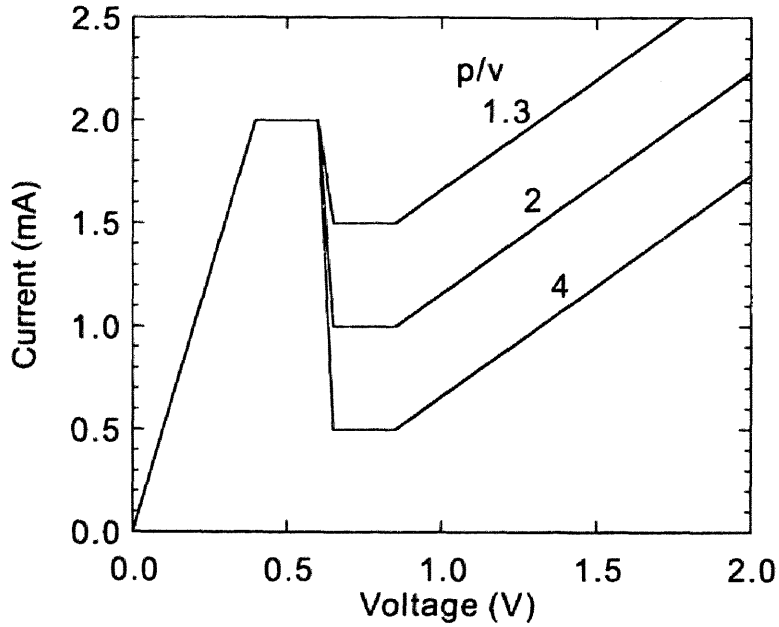


図 2-9　p/v 比を変えた場合の I_C-V_{CE} 特性

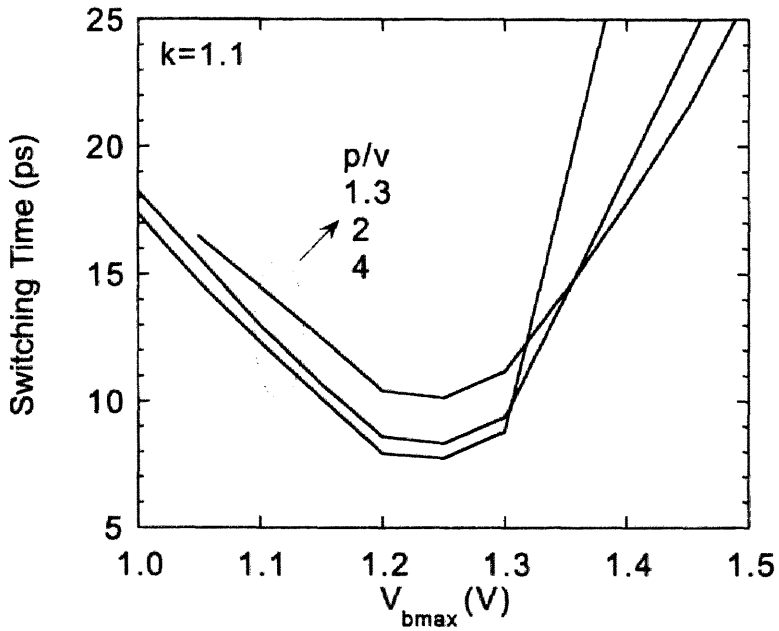


図 2-10　スイッチング時間に対する RTT の p/v 比の影響

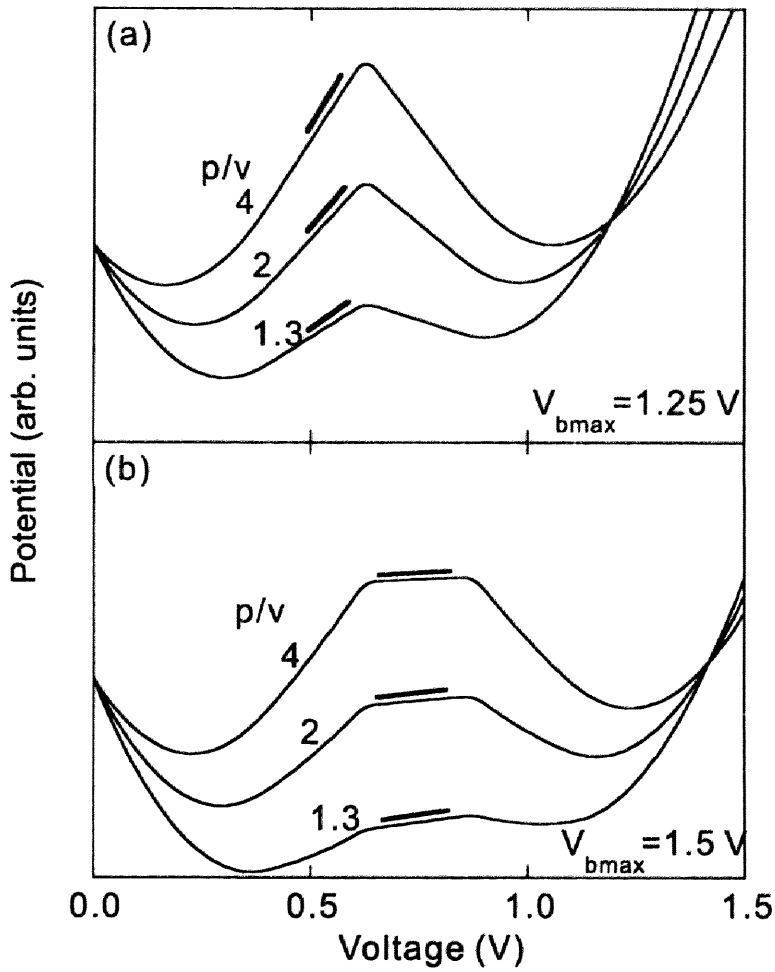


図　2-11　p/v 比によるポテンシャル曲線の変化
(a) V_{bmax} = 1.25 V, (b) V_{bmax} = 1.5 V.

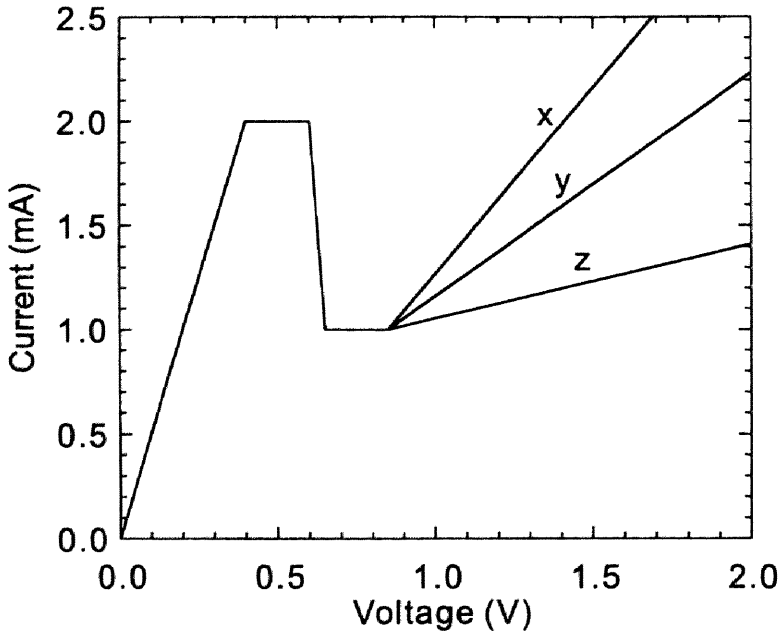


図 2-12　過剰電流成分の異なる I_C-V_{CE} 特性

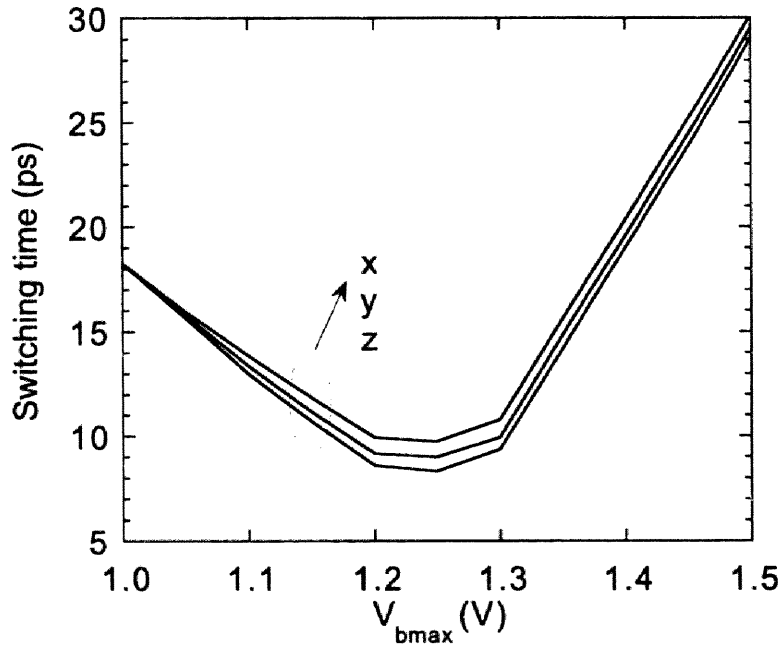


図 2-13　スイッチング時間に対する過剰電流成分の影響

2－4－4　容量の影響

前項までは、負荷 RTT と駆動 RTT の容量を等しいとして、MOBILE のスイッチング時間を評価したが、実際には、ゲート電圧による RTT 容量の変化、次段の入力容量、配線などの寄生容量を考慮する必要がある。本項では、これらの容量の効果を導入するため、ピーク電流比 k ($\equiv I_{p_load}/I_{p_driver}$)、負荷 RTT の容量 C_L、駆動 RTT の容量 C_D を独立に変化させて MOBILE のスイッチング時間を評価する。

はじめに、次段の入力容量により実効的な C_D が大きくなったと考え、$C_L = 10$ fF、$C_D = 15$ fF として２つの RTT の容量に違いを持たせ、さまざまな t_{r_bias} に対する V_{out} の過渡応答特性を計算した。$V_{bmax} = 1.25$ V、$k = 1.1$ の場合の計算結果を図 2-14 に示す。$k > 1$ であるので、正常な論理動作では V_{out} は HIGH レベルになる。$t_{r_bias} \geq 20$ ps の場合、V_{out} は HIGH レベルの安定点に遷移しており、正常な動作を示している。しかし、$t_{r_bias} \leq 15$ ps の場合は、V_{out} は LOW レベルの安定点へ遷移しており、誤動作を起こしている。

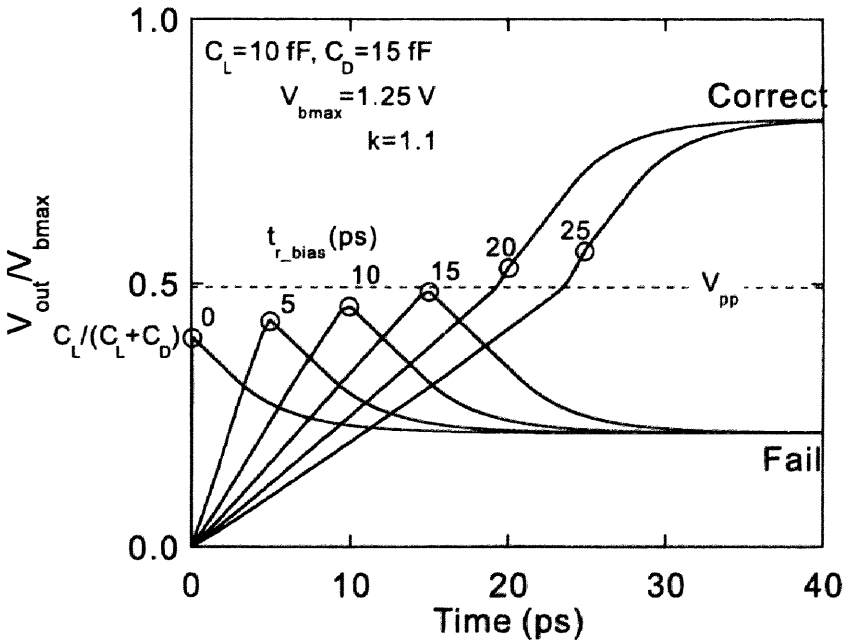


図 2-14　V_{out} の過渡応答特性の t_{r_bias} 依存性

この振舞いは、図 2-15に示すポテンシャル曲線において、ステップ電圧が立ち上がった直後の出力電圧 $V_{out}(t_{r_bias})$と破線で示したポテンシャルピーク電圧 V_{pp}を比べることにより理解できる。t_{r_bias}が CR_{NDR}に比べ十分長い場合は、容量の変位電流は小さく、$V_{out}(t_{r_bias})$はRTTの I_C-V_{CE}特性を反映して V_{pp}より大きくなる。この場合は、出力はHIGHレベルとなり、正常な論理動作を行う。しかし、t_{r_bias}が CR_{NDR}に比べ短い場合、容量に大きな変位電流が流れるため、$V_{out}(t_{r_bias})$は容量に蓄えられた電荷で決められる。最も単純な $t_{r_bias}=0$の場合は、$V_{out}(t_{r_bias}) = V_{bmax}C_L/(C_L+C_D)$である。このとき、$C_D > C_L$であるため、$V_{out}(t_{r_bias})$は V_{pp}より小さくなる場合があり、$V_{out}(t)$はポテンシャルからLOW側の安定点へ落ち込む方向に力を受ける。その結果、$k>1$にもかかわらずLOWレベルの出力となり、誤動作を起こす。図 2-14の過渡応答特性に、V_{pp}（破線）および $V_{out}(t_{r_bias})$（O）を示す。$V_{out}(t_{r_bias}) < V_{pp}$の場合は誤動作、$V_{out}(t_{r_bias}) > V_{pp}$の場合は正常動作をしており、上で述べた誤動作の発生機構に従っていることがわかる。

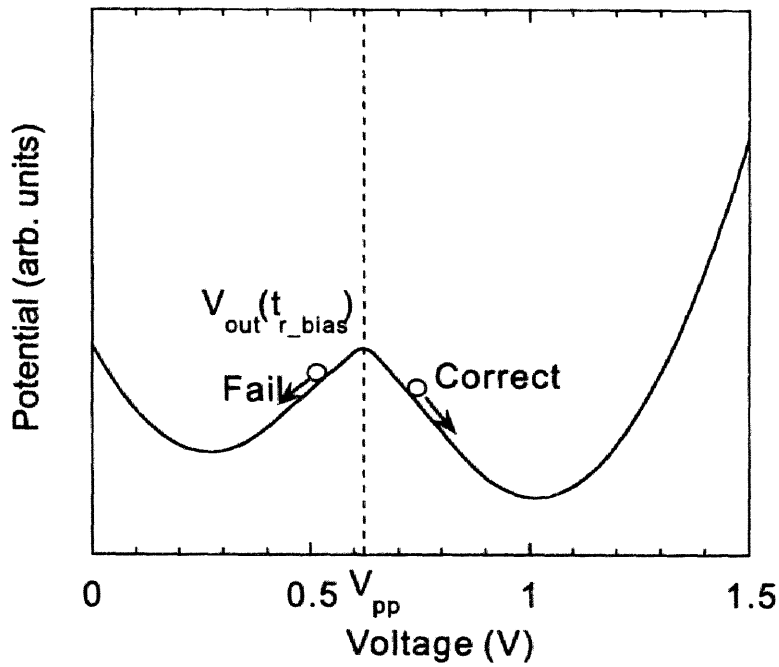


図 2-15　容量による誤作動の機構

$V_{out}(t_{r_bias})$と V_{pp} を比較することで、正常動作可能な t_{r_bias} をさまざまな C_L/C_D 比について見積もった。V_{bmax} = 1.25 V、C_D = 10 fF として、k = 1.1, 0.91 の場合について計算した結果を図 2-16 に示す。k = 1.1 の場合、正常動作可能な t_{r_bias}-C_L/C_D の領域は、破線より上の(\\\ )で示した領域である。この場合、$C_L/C_D \geq 1$ の領域では、t_{r_bias} がほぼ 0 でも MOBILE は正常動作をしている。しかし、$C_L/C_D < 1$ の領域で正常動作をするためには、ある程度の t_{r_bias} が必要であることがわかる。k = 0.91 の場合、正常動作可能な領域は、実線より上の(///)で示す領域である。k = 1.1 の場合とは反対に、$C_L/C_D \leq 1$ では $t_{r_bias} \approx 0$ でも正常動作可能であるが、$C_L/C_D > 1$ の領域では、C_L/C_D の増加にともない、正常動作を行うのに必要な t_{r_bias} は増加する。MOBILE の正常動作は、２本の境界線より上の重なり領域で可能となり、この領域を MOBILE の正常動作領域と見なすことができる。

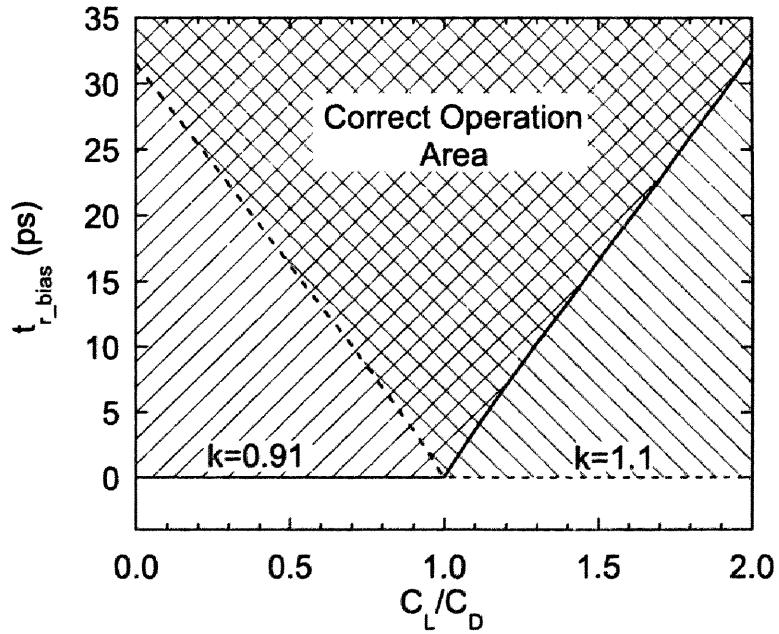


図 2-16　正常動作領域

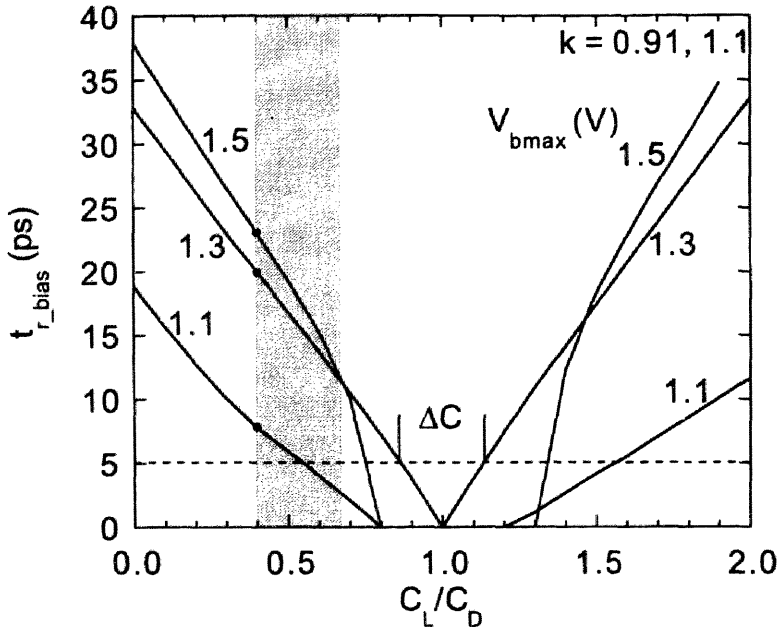


図　2-17　V_{bmax} による正常動作領域の違い

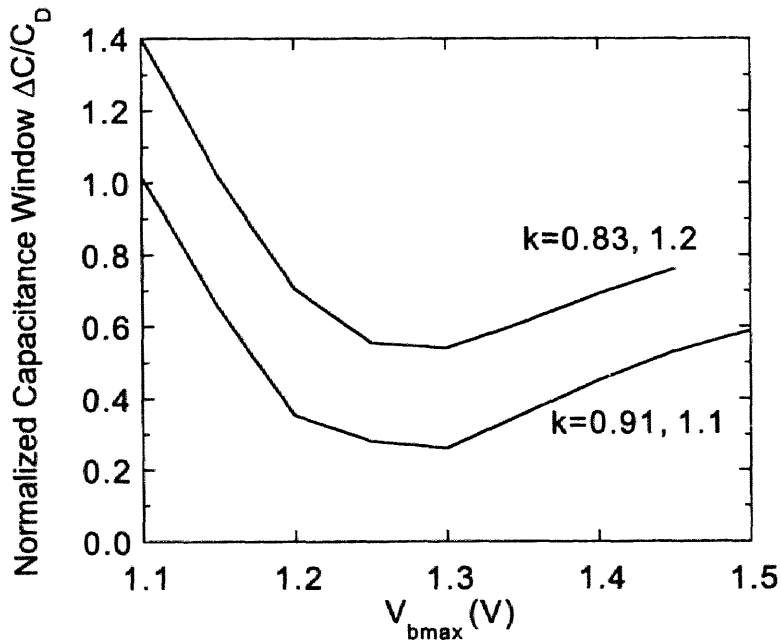


図　2-18　正常動作容量幅の V_{bmax} 依存性

さまざまな V_{bmax} (1.1, 1.3, 1.5 V)ついて、t_{r_bias}-C_L/C_D 正常動作領域を評価した結果を図 2-17 に示す。図中の灰色の領域については、後で述べる。V_{bmax} = 1.1 V および V_{bmax} = 1.5 V の場合、t_{r_bias} = 0 の条件でも、正常動作する C_L/C_D の領域がある。一方、V_{bmax} = 1.3 V では、$C_L/C_D \neq 1$ の領域で正常動作のためには、有限な t_{r_bias} が必要であることがわかる。図 2-17 に示すように、t_{r_bias} = 5 ps のステップバイアス電圧で正常動作が可能な C_L/C_D の幅を正常動作容量幅(ΔC)と定義し、C_D で規格化したものを V_{bmax} の関数として図 2-18 に示す。k = 1.1, 0.91 および k = 1.2, 0.83 の場合ともに、$\Delta C/C_D$ は V_{bmax} = 1.3 V 付近で小さくなっており、正常動作のための容量マージンが小さいことを示している。

MOBILE の容量に対する正常動作マージンについて、負荷線図から考察する。図 2-19 に（a）V_{bmax} = 1.1 V、（b）V_{bmax} = 1.3 V、（c）V_{bmax} = 1.5 V の場合について負荷線図（実線）とポテンシャル曲線（一点鎖線）を示す。図中の点線で示した $V_{bmax}/2$ は、$C_D = C_L$ かつ t_{r_bias} = 0 のときの $V_{out}(t_{r_bias})$ である。また、負荷線の交点のうち（●）で示した点は不安定平衡点であり、ポテンシャルエネルギーがピークとなる電圧 V_{pp} である。前述のように、$V_{out}(t_{r_bias})$が C_L と C_D の違いにより $V_{bmax}/2$ からシフトし、V_{pp} を越えることで誤動作が起こる。例えば図 2-19（a）に示した V_{bmax} = 1.1 V の場合、$C_L = C_D$ のときは $V_{out}(t_{r_bias}) \approx V_{bmax}/2$ = 0.55 V であり V_{pp} = 0.61 V より小さく、正常に LOW へスイッチングするが、$C_L > C_D$ となるのに伴い、$V_{out}(t_{r_bias}) \approx V_{bmax}C_L/(C_L+C_D)$は大きくなり V_{pp} を越えると誤動作を起こす。ただし、V_{bmax} = 1.1 V の場合は $V_{bmax}/2$ と V_{pp} の差が比較的大きいので、C_L と C_D の違いにより $V_{out}(t_{r_bias})$が V_{pp} より大きくなりにくく、誤動作を起こしにくい。一方、図 2-19（b）に示した V_{bmax} = 1.3 V の場合は、$V_{bmax}/2$ と V_{pp} の差が小さく、C_L が C_D よりわずかに大きくなるだけで $V_{out}(t_{r_bias})$は V_{pp} より大きくなり、誤動作を起こしやすい。このように考えると、$V_{bmax}/2$ と V_{pp} の差を正常動作のためのマージンと考えることができる。$|V_{bmax}/2-V_{pp}|$

は、V_{bmax} = 1.1 V および V_{bmax} = 1.5 V では比較的大きいが、V_{bmax} = 1.3 V では小さいことがわかる。k = 1.1, 0.91 および k = 1.2, 0.83 の場合について、マージン$|V_{bmax}/2-V_{pp}|$を V_{bmax} の関数として図 2-20 に示す。V_{bmax} = 1.2 ~ 1.3 V では、マージンが小さいことがわかる。これは、図 2-18 で示した正常動作容量幅と対応がとれており、MOBILE の負荷線図により容量に対するマージンを知ることができることを示している。

本節第２項において、$C_L = C_D$ としてスイッチング時間を評価したところ、最小なスイッチング時間が得られる V_{bmax} が 1.2 ~ 1.3 V であることを示した。しかし、この V_{bmax} の領域では $C_L \neq C_D$ の場合の正常動作マージンが小さいことが明らかとなった。したがって、MOBILE の動作速度に対する V_{bmax} の最適化は、スイッチング時間と容量に対する正常動作マージンのトレードオフに基づいて行われなければならない。最適な V_{bmax} を求める具体的な手順を示す。まず、回路構成から次段の入力容量を C_D に含めて考え、使用する容量比 C_L/C_D の範囲を決定する。例えば、次段の入力容量が 5 fF でファンアウトが 1 ~ 3 であるとき、使用する C_L/C_D の範囲は 0.67 ~ 0.4 である。次に、図 2-17 を用いて、灰色で示した C_L/C_D の範囲内で正常動作に必要な t_{r_bias} の最大値（●）を各 V_{bmax} について求め、図 2-7 で示したスイッチング時間の V_{bmax} 依存性に重ねてプロットする（図 2-21）。V_{bmax} の最適値は、スイッチング時間と容量に対する正常動作マージンのトレードオフで決まるので、スイッチング時間と正常動作可能な t_{r_bias} が等しくなる V_{bmax} と考えることができ、図 2-21 の２つの曲線の交点 1.13 V であることがわかる。

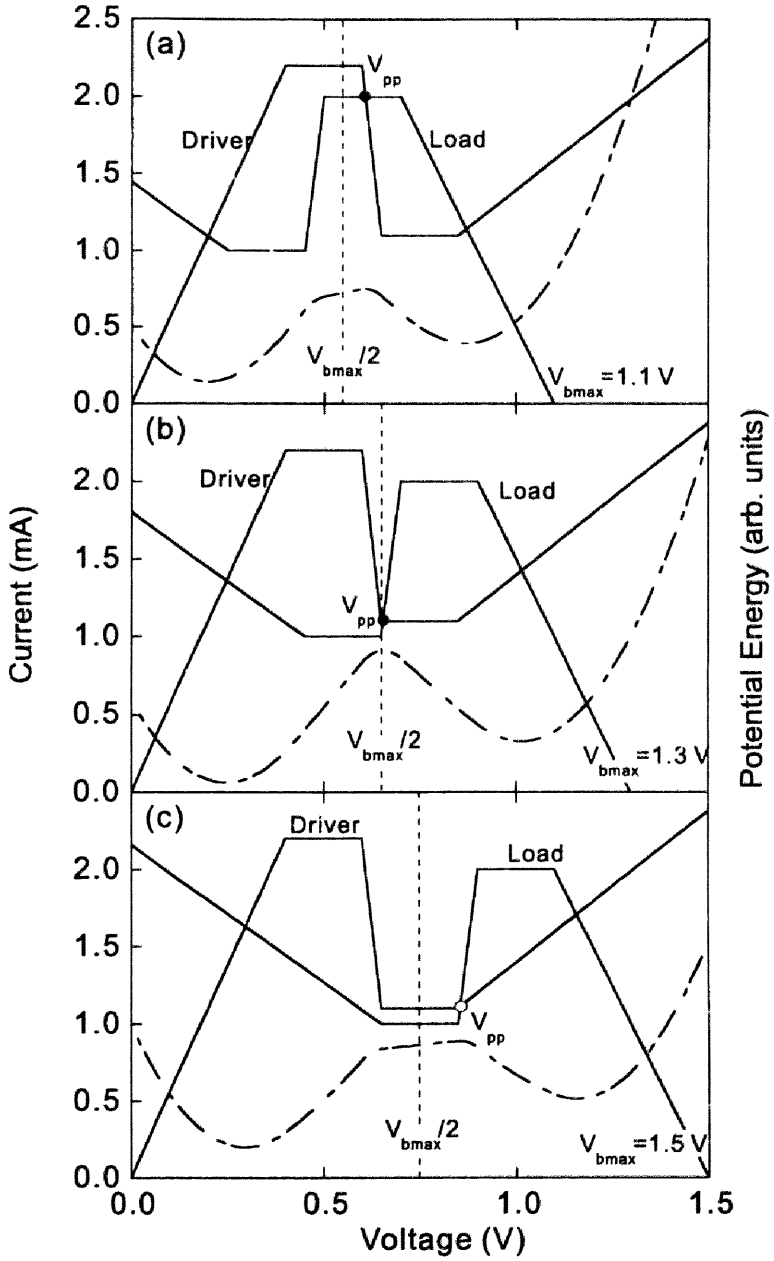


図 2-19　負荷線図とポテンシャル曲線
(a) V_{bmax} = 1.1 V, (b) V_{bmax} = 1.3 V, (c) V_{bmax} = 1.5 V
（V_{bmax}による正常動作幅の変化の原因を表す）

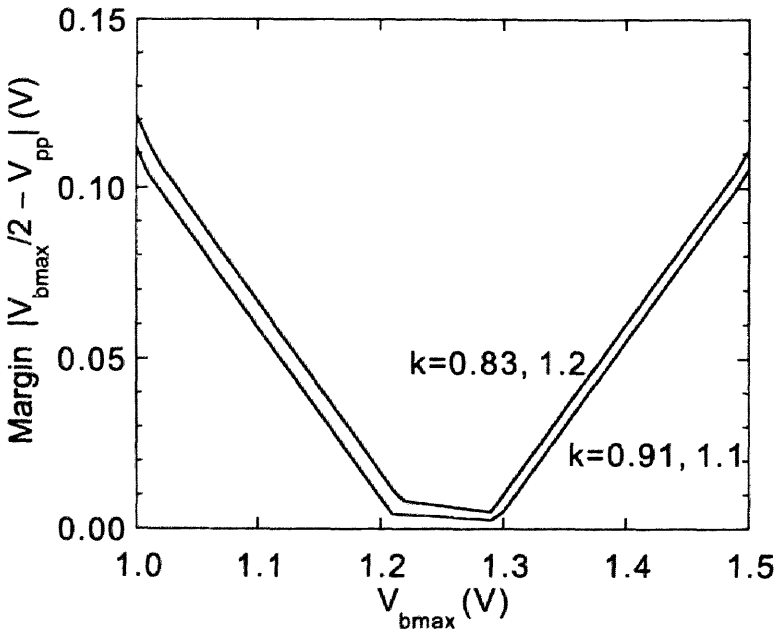


図 2-20　正常動作マージン

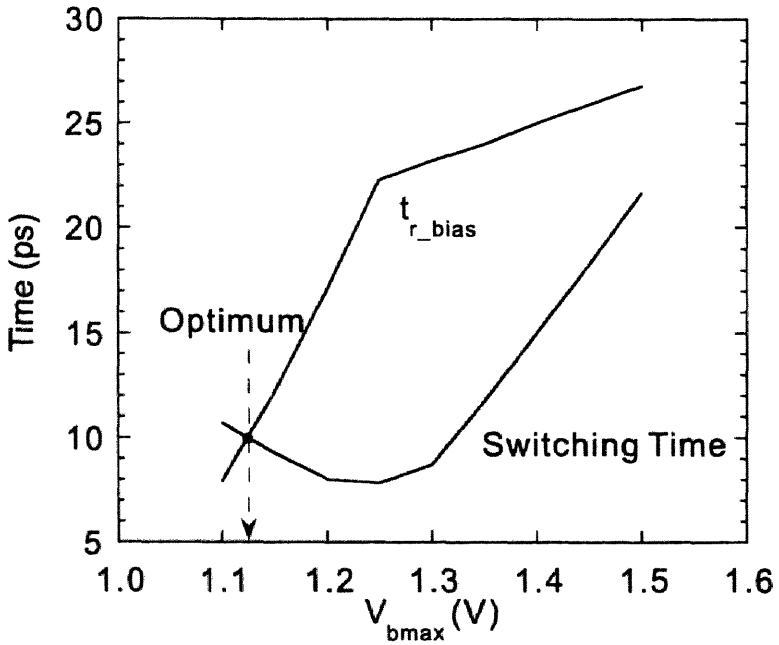


図 2-21　高速動作に最適な V_{bmax} の導出

2-5　まとめ

単安定―双安定転移を利用した共鳴トンネル論理ゲート MOBILE の動作速度を等価回路計算により評価した結果、以下の知見を得た。

1) 駆動バイアスと MOBILE の動作の関係を調べたところ、RTT の *CR* 特性時間より速い立ち上がりをもつステップバイアス電圧を印加しても、MOBILE の論理動作が可能であること、スイッチング時間は最大バイアス電圧(V_{bmax})に依存し、$V_{bmax} \approx V_p+V_v$ の時に最も短くなることを明らかにした。なお、V_p、V_v は、それぞれ、RTT のピーク電圧とバレー電圧である。
2) RTT の電流―電圧特性がスイッチング時間に及ぼす影響を調べた。ピーク電流／バレー電流(p/v)比の影響は、異なった V_{bmax} 依存性を示した。スイッチング時間は、V_{bmax} が小さいとき、大きな p/v 比で短くなったが、反対に V_{bmax} が大きいときは、小さい p/v 比で短くなった。RTT の過剰電流成分の効果についても検討し、それがスイッチング時間にほとんど影響を与えないことを明らかにした。
3) 不安定平衡点付近のポテンシャル形状が、スイッチングの振舞いを決定していることを明らかにした。
4) キャパシタンスの影響を調べたところ、負荷 RTT と駆動 RTT のキャパシタンスに差がある場合、バイアス電圧の立ち上がり時間 t_{r_bias} が短いとき、キャパシタンスを流れる変位電流により MOBILE が誤動作を起こすことを明らかにした。また、誤動作の機構を、$t = t_{r_bias}$ での出力電圧 V_{out} とポテンシャルピーク電圧 V_{pp} の関係を比較することで説明した。
5) 正常動作に必要な t_{r_bias} を検討するとともに、キャパシタンス比 C_I/C_D の変化に対する正常動作マージンが $V_{bmax}/2$ と V_{pp} の差で与えられることを明らかにした。

6) MOBILE の高速動作に対して最適な V_{bmax} の導出方法を明らかにした。

参考文献

1. K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **32**, L42 (1993).
2. T. Akeyoshi, K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 794, (1994).
3. K. Maezawa, T. Akeyoshi and T. Mizutani: *1993 IEDM Tech. Dig.*, 1993, p. 415.
4. K. Maezawa: T. Akeyoshi and T. Mizutani: IEEE Trans. Electron Devices **41**, 148, (1994).
5. E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar and T. C. McGill: Appl. Phys. Lett. **58**, 2291, 1984.
6. E. Özbay, D. M. Bloom, D. H. Chow and J. N. Schulman: IEEE Electron Device Lett. **14**, 400, 1993.
7. T. C. L. G. Sollner, E. R. Brown, C-L. Chen, C. G. Fonstad, W. D. Goodhue, R. H. Mathews and J. P. Sage: *Int. Semiconductor Device Research Symp.*, 1993, p. 307.
8. K. Maezawa: *Ext. Abstract 1994 Int. Conf. Solid State Devices and Materials, Yokohama*, 1994, p. 464.
9. K. Maezawa: Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1213, (1995).
10. E. R. Brown, C. D. Parker and T. C. L. G. Sollner: Appl. Phys. Lett. **54**, 934 (1989).
11. N. Shimizu, T. Waho and T. Ishibashi: Jpn. J. Appl. Phys. **36**, L330 (1997).
12. T. Wei, S. Stapleton and E. Berolo: J. Appl. Phys. **73**, 829 (1993).

第３章　単安定―双安定転移共鳴トンネル光・電子論理素子の提案

3－1　はじめに

第２章で解析した単安定―双安定転移を用いた共鳴トンネル論理素子MOBILE (Monostable-biastable transition logic element)[1]は、共鳴トンネル素子の負性抵抗(NDR)特性を活用した論理素子であり、優れた機能性が期待できる。ニューロンと類似の機能である重み付きしきい値論理が可能なことから、セルオートマトンやニューラルネットワークへの応用が提案されている[2-4]。また、２つのNDR素子で発生する双安定状態から発展し、多数のNDR 素子の直列接続における多安定状態を利用する多値論理も提案されている[5]。しかし、共鳴トンネル素子の未開拓の応用領域も多く残されており、新しい可能性を示すことは非常に重要である。

例えば、MOBILEの光・電子機能素子応用の可能性が挙げられる。第２章で示したように、MOBILEの出力を次段に接続したとき、次段の入力や配線の寄生容量がMOBILEの動作速度低下および誤動作の原因となるが、MOBILE間を光で配線することにより誤動作の抑制や動作速度の飛躍的な改善が期待できる。さらに、光の並列性を活用した新しい機能を生み出す可能性を秘めており、MOBILEの光・電子機能素子としての可能性を示す意義は大きい。

本章では、p/n接合ゲートを持つ共鳴トンネルトランジスタ(RTT)が光照射に敏感であることに着目して、共鳴トンネル素子の光・電子機能素子応用という新しい可能性を示す。はじめに、RTTの光照射応答特性を議論す

る。次に、共鳴トンネル光・電子論理素子 OE MOBILE (Optoelectronic MOIBLE)の提案と動作原理の説明を行い、更に、光入力に対する単安定—双安定転移に基づく反転動作を確認する。最後に、2つの光入力に対する機能論理動作および機能可変動作を実証することで、OE MOBILE の機能性を示す。

3－2　OE MOBILE の素子構造と動作原理

図 3-1（a）に OE MOBILE の回路構成を示す。OE MOBILE は、第2章で解析した MOBILE と同様に、p^+/n 接合ゲートを持つ共鳴トンネルトランジスタ(RTT)を2つ直列接続したもので構成され、単安定—双安定転移を発生させるため振動電圧(V_{bias})で駆動される。光入力は RTT に照射され、RTT は受光素子と論理素子の両方の役割を持つ。制御電圧(V_{con})を負荷 RTT の p^+/n 接合ゲートに印加し、負荷 RTT の電流を調整する。出力電圧(V_{out})は2つの RTT の間のノードから取り出す。

OE MOBILE の動作原理は、2-2節で述べた MOBILE の動作原理とほぼ同様であるが、入力に光信号を用いる点で異なる。図 3-2 に OE MOBILE の負荷線図を示す。RTT のピーク電圧を V_p とすると、MOBILE は $V_{bias} < 2V_p$ の時は単安定状態、$V_{bias} > 2V_p$ の時は双安定状態であり、$V_{bias} = 2V_p$ の時に単安定—双安定転移を起こす。出力レベルは、V_{bias} が単安定領域から双安定領域に増加するときに、2つの RTT のピーク電流の大小関係によって決められる。RTT に入力光を照射することで、RTT のピーク電流を増加させ、光入力に対応した出力を得ることができる。例えば、光入力を駆動 RTT に印加したとき、図 3-2 の破線で示すように、駆動 RTT のピーク電流が増加し負荷 RTT のピーク電流より大きくなる。その結果、図中●で示すように出力は LOW となる。

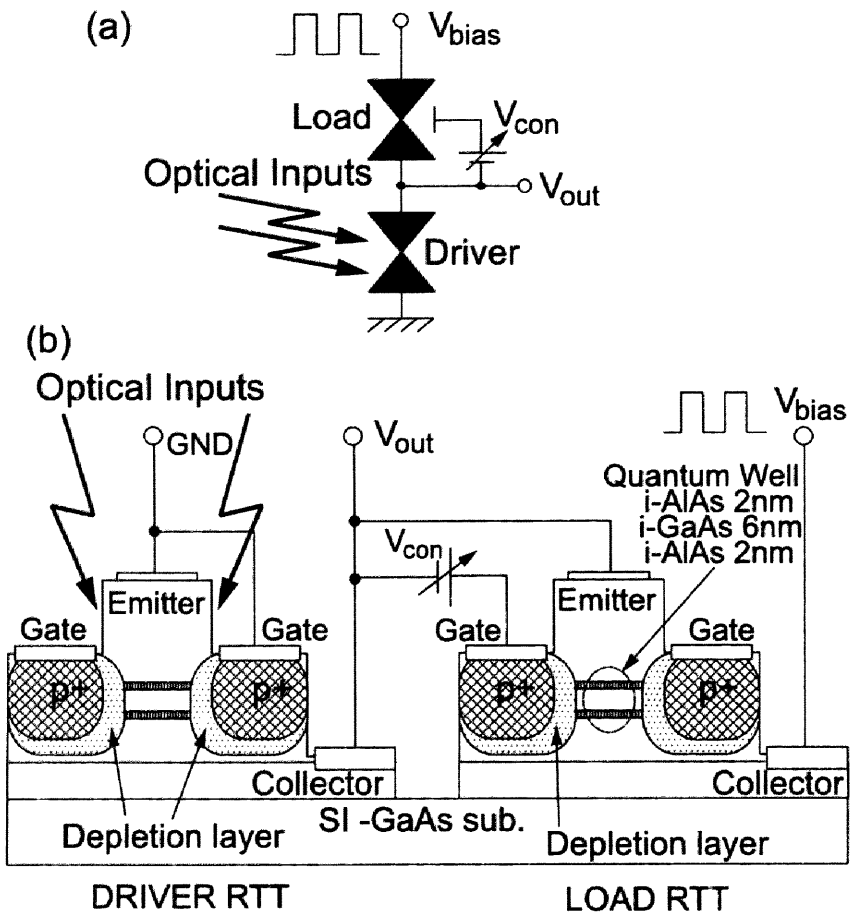


図　3 - 1　OE MOBILE の(a)回路構成と(b)断面の模式図

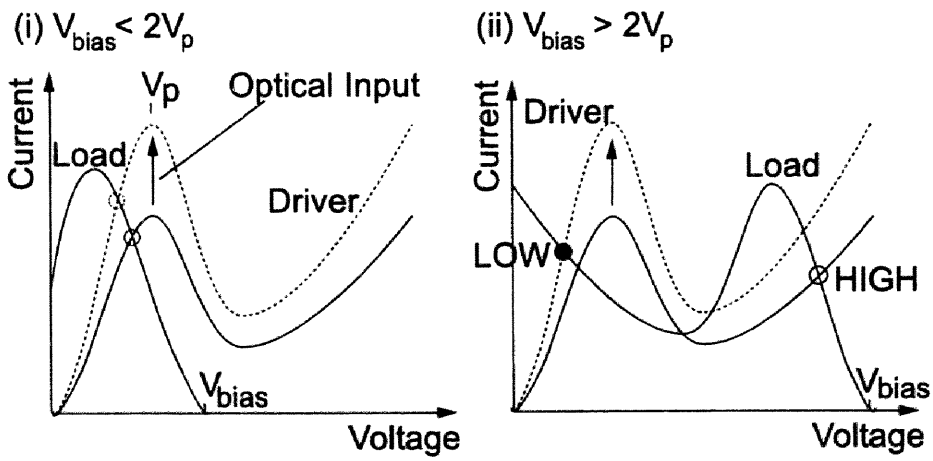


図　3 - 2　OE MOBILE の負荷線図 (i) $V_{bias} < 2V_p$, (ii) $V_{bias} > 2V_p$

OE MOBILE は次のような利点を持つ。2つの RTT のピーク電流を比較することで出力レベルが決まるので、入力光のパワーが小さくてもスイッチング動作が可能である。また、OE MOBILE は負荷 RTT のゲートに印加する V_{con} を変えることで論理機能を選択することができる。さらに、RTT のゲートに電気入力を印加することで、光入力と電気入力の両方について論理動作を行うことができる。

p^+/n 接合ゲートを持つ RTT の断面図を図 3-1（b）に示す。接合ゲートの空乏層幅を変化させることにより、トランジスタの電流を変化させる。エピタキシャル結晶は半絶縁性 GaAs 基板上に分子線エピタキシで成長した。エピタキシャル層構造は、エミッタコンタクト層(n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$ / n^+-$In_xGa_{1-x}As$ / n^+-GaAs, 30/50/20 nm, 2×10^{19} cm^{-3})、エミッタ層(n^--GaAs, 200 nm, 5×10^{16} cm^{-3})、スペーサ層(i-GaAs, 1.5 nm)、共鳴トンネル2重障壁構造(i-AlAs/i-GaAs/i-AlAs, 2/6/2 nm)、スペーサ層(i-GaAs, 5 nm)、コレクタ層(n^--GaAs, 600 nm, 5×10^{16} cm^{-3})、コレクタコンタクト層(n^+-GaAs, 300 nm, 4×10^{18} cm^{-3})である。n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$ は Ti/Au とノンアロイオーミック接触を形成するために導入した。ゲート電極下に p^+領域を形成するため、Ni/Zn/Au/Ti/Au を蒸着した後、合金化を行った。光入力論理実験に用いた RTT は、直径 6 μm のエミッタを持つものであり、ピーク電圧およびピーク電流は 0.315 V、2.1 mA である。

3-3　RTT の光応答特性

本節では、RTT の光照射応答特性について述べる。図 3-3 に光応答特性の測定系を示す。光源には CW の Ti/Sapphire レーザを用いた。レーザ波長は、論理動作実験に用いるレーザダイオードと同じ 780 nm に設定した。対物レンズを用いてレーザ光を RTT に照射し、レーザ径は RTT 表面で 20 μm になるようにした。レーザパワースタビライザを用いて、入射レーザパワーを安定させるとともにパワーの調整も行った。なお、本論文で記述

するレーザパワーは、測定系の透過率を考慮して補正を行っており、試料上の値である。RTT の電流—電圧特性は半導体パラメータアナライザを用いて測定した。

図 3-4 に、RTT に光を照射した場合、およびしない場合について、RTT のコレクタ電流—電圧特性を示す。ゲート電圧は 0 V、光パワーは 10 μW である。RTT のピーク電流が光照射により増加しており、RTT は OE MOBILE の受光素子として有効であることを示している。ピーク電流の増加(ΔI_p)は 96 μA であり、光応答特性の指数の一つである Responsivity は 9.6 A/W である。この値は理想フォトダイオードの量子効率を 1 と仮定した場合の Responsivity $\lambda/1.24 = 0.63$ A/W より一桁以上大きい。ここで、λは光の波長でμm の単位である。

図 3-5 にピーク電流の変化ΔI_pと Responsivity の入射光パワー依存性を示す。入射パワーが 5×10^{-9} W から 4×10^{-5} W に増加するのにともない、ΔI_p はほぼ光パワーの対数に比例して 33 μA から 117 μA に増加し、Responsivity は 6.6×10^{3} A/W から 2.9 A/W に減少している。Responsivity が非常に大きいこと、および、ΔI_pが光パワーの対数にほぼ比例することを考慮すると、RTT の光応答機構は、光生成キャリアによるゲート空乏層の変調効果であると推測される。

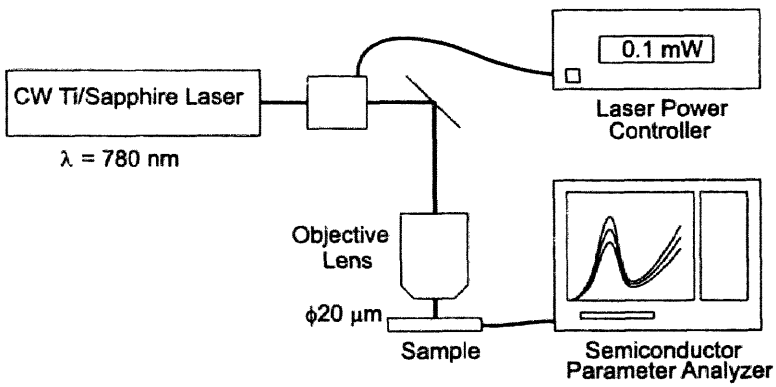


図 3-3 RTT の光応答測定系

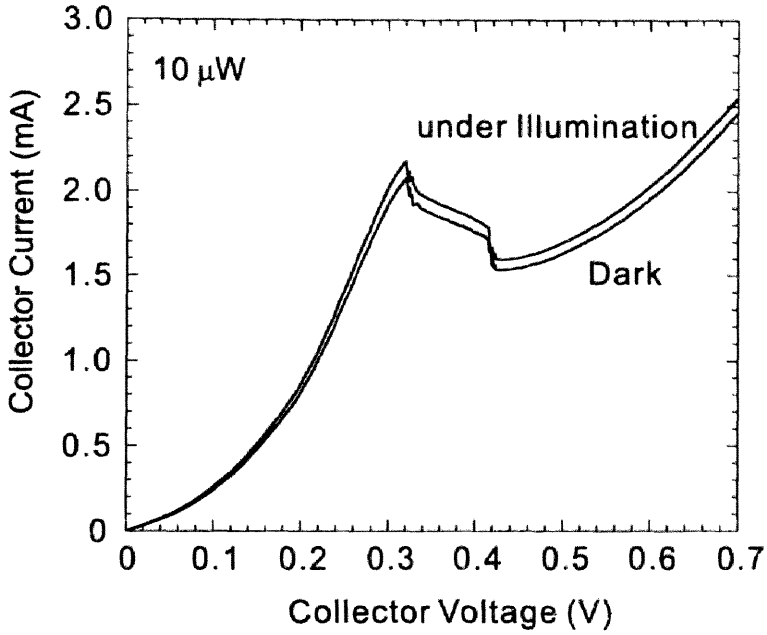


図 3-4　光照射による RTT の電流—電圧特性の変化

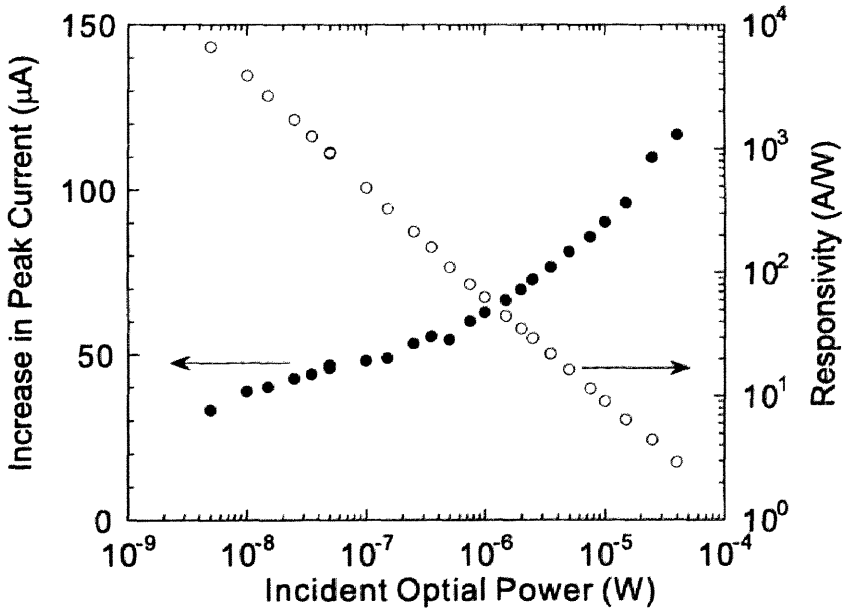


図 3-5　ピーク電流の変化と Responsivity の入射光パワー依存性

ゲート空乏層のフェルミレベル E_F は、光照射による非平衡状態下において、次式で表される2つの擬フェルミ E_{Fn}、E_{Fp} に分離する[6-8]。

$$p + \Delta p = p \exp \frac{E_F - E_{Fp}}{kT} \tag{3-1}$$

$$n + \Delta n = n \exp \frac{E_{Fn} - E_F}{kT} \tag{3-2}$$

ここで、n、p は平衡時の電子濃度およびホール濃度、Δn、Δp は光照射によって生成された非平衡な電子の濃度およびホール濃度である。これらの式は、ゲート空乏層に光照射することは、ゲート－チャネル間に順方向バイアスを印加することと同じ効果を持つことを示している。実効的なゲート電圧の変化ΔV_gは、次式のように、擬フェルミで表すことができる。

$$\Delta V_g = \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q} \approx \frac{E_F - E_{Fp}}{q} \approx \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p + \Delta p}{p}\right) \tag{3-3}$$

ここで、RTT の p^+/n 接合の p^+側はドーピング濃度が大きく、空乏層は n 側のみに広がると考えられるので $n >> \Delta n$ であり、$E_{Fn} \approx E_F$ とおいた。Δp は入射光パワー密度 P_{opt} に比例し、

$$\Delta p = \frac{\tau}{d}\left[\frac{P_{opt}\lambda}{hc}\right]\left(1 - e^{-\alpha d}\right) \tag{3-4}$$

で与えられる。ここで、τ、d、λ、αは、それぞれ、小数キャリアの寿命、活性層の厚さ、光の波長、吸収係数である。h、c はプランク定数および光速である。なお、活性層の厚さ d は、エミッタ層、共鳴トンネル構造、コレクタ層の厚さの和(820 nm)とした。平衡状態のホール濃度は質量作用則 $p = n_i^2/n$ で与えられるため、n 型チャネル(n~10^{17} cm^{-3})では非常に小さく $\Delta p >> p$ である。したがって、ΔV_g はほぼ $\ln(\Delta p/p)$に比例する。図 3-6 にΔV_g ($\equiv \Delta I_p/g_m$)の測定値（●）と(3-3)および(3-4)式から計算したΔV_g（実線）の光パワー依存性を示す。ΔV_g の測定値は、計算結果と値は違うものの傾きが一

致しており、RTT の光電流がゲートの空乏層変調効果に起因することを示唆している。なお、測定値と計算値の違いの原因としては、詳細は不明であるが、電極による入力光の遮蔽に伴う実効的な光入射パワーの減少、計算における p の過小評価などが考えられる。

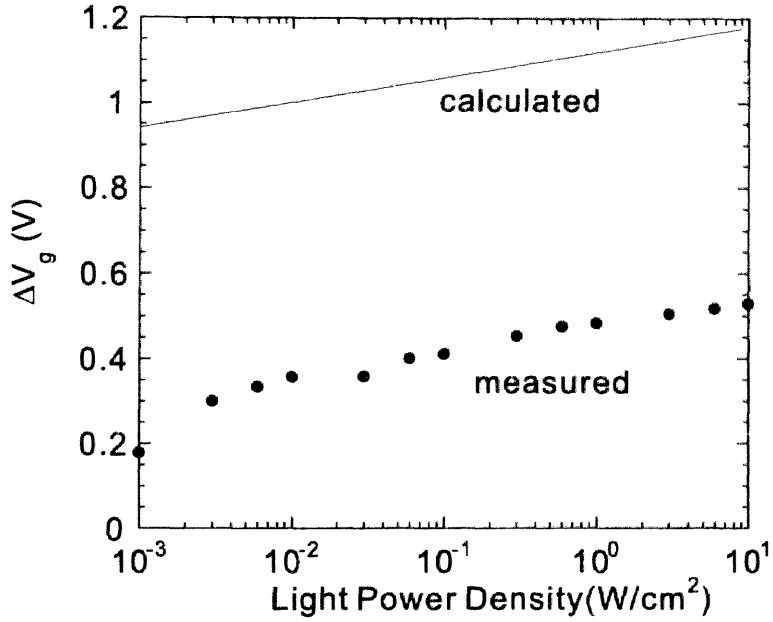


図 3-6　ΔV_g の光パワー依存性の実験値（黒丸）と計算値（実線）

3－4　OE MOBILE 論理実験装置

図 3-7 に OE MOBILE の論理動作の測定系を示す。光入力の光源として波長 780 nm のレーザダイオードを使用した。レーザ光は光ファイバープローブを用いて RTT 表面に照射した。なお、光ファイバープローブはシングルモード光ファイバーでできており、先端はデバイスとの結合効率を高めるためレンズ加工が施されている。OE MOBILE を駆動する振動電圧源、およびレーザダイオードを駆動するパルス電圧源にはパルスジェネレータを用いた。デジタルオシロスコープを用いてバイアス電圧、レーザダイオードの電流、出力電圧を観測した。RTT のピーク電流変化が 80 μA となる

ようにレーザダイオードの電流を設定した。このときの光入力パワーは図3-5から5μW程度と見積もることができる。

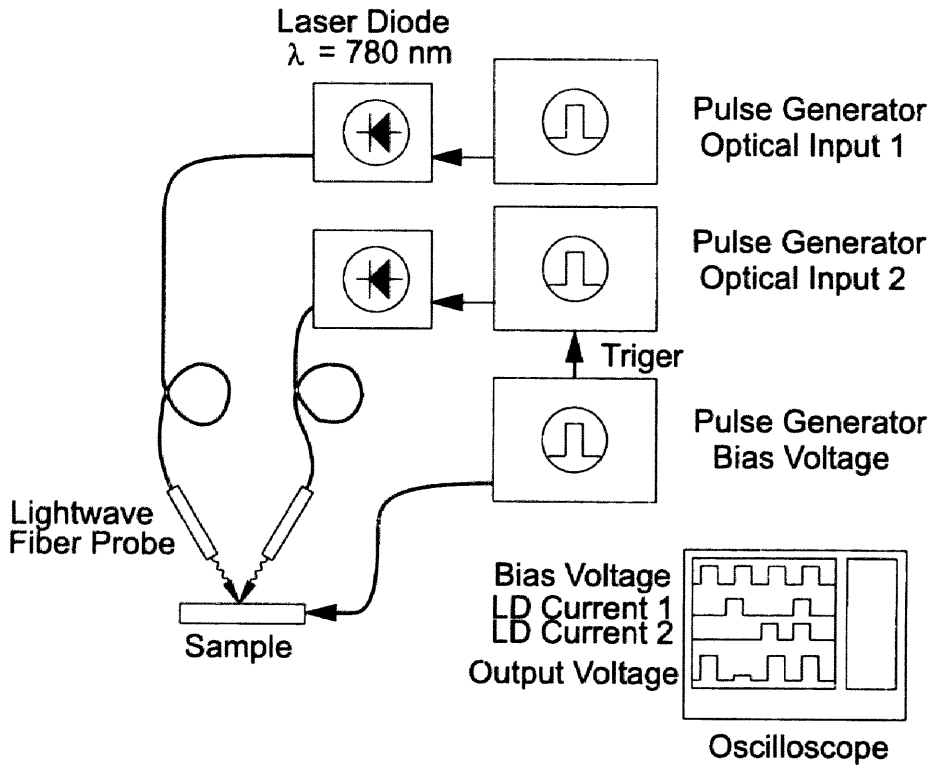


図 3-7 OE MOBILEの論理動作測定系

3-5 光入力に対する反転動作

はじめに、単一の光入力に対してOE MOBILEが反転動作することを実証することにより、論理動作が3-2節で述べた動作原理に基づくことを確認する。図 3-8は、図 3-1における制御電圧 V_{con} を0.22 Vとして、光入力を駆動RTTに印加した場合の反転動作例を示す。上から順に、V_{bias}、光入力、V_{out} である。V_{bias} の最大値は、単安定—双安定転移が起こる $2V_p$ = 0.63 Vより大きい0.88 Vに設定した。OE MOBILEの出力レベルは V_{bias} が $2V_p$ より大きくなった瞬間に決定される。A-A'の破線で示すように、V_{bias} の増加時に光入力を印加した場合、出力電圧はLOWレベルとなった。一

方、B-B'の破線で示すように、光入力を印加しなかった場合、出力はHIGHレベルとなり、光入力に対する反転動作が確認できた。注目すべき点は、V_{bias} = 0.88 V の間は、光入力がターンオフした後もLOWの出力レベルが保持されている点である。このラッチ動作はOE MOBILEの双安定動作に起因するものである。

OE MOBILEの動作が単安定—双安定転移に基づいていることを更に確認するため、意図的に光入力を遅延させて動作実験を行った。その結果を図 3-9に示す。V_{bias} が立ち上がった後に光入力を印加しても反転動作は起こらなかった。A-A'の破線で示す単安定—双安定転移が起こる時点、つまり、V_{bias} が増加して $2V_p$ を越えるときに光入力が印加されなかったため、出力論理レベルがHIGHレベルに決定されたことを反映している。また、一度、論理レベルがHIGHに決定されると、B-B'の破線で示すタイミングで光入力を印加してもLOWに変化せず、HIGHレベルを保持している。これらの結果は、論理素子が3-2節で述べた原理に基づいて動作していることを示している。

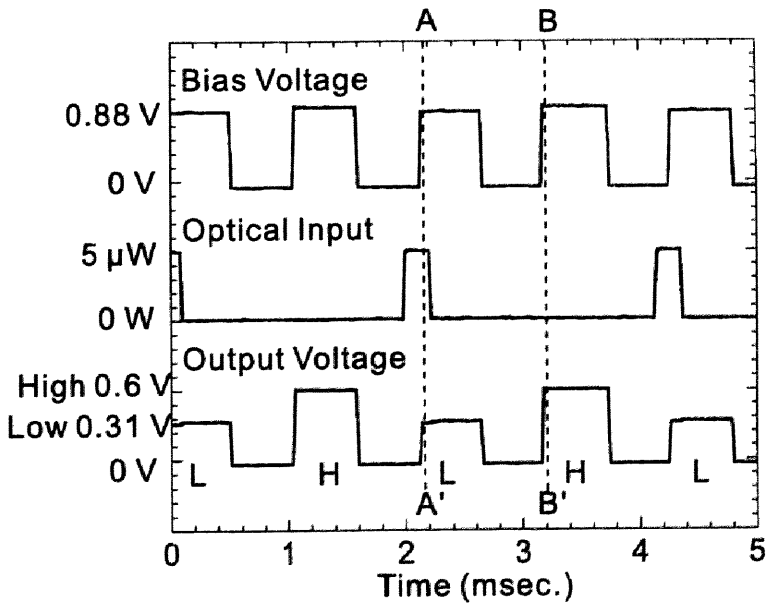


図 3-8　光入力に対する反転動作例

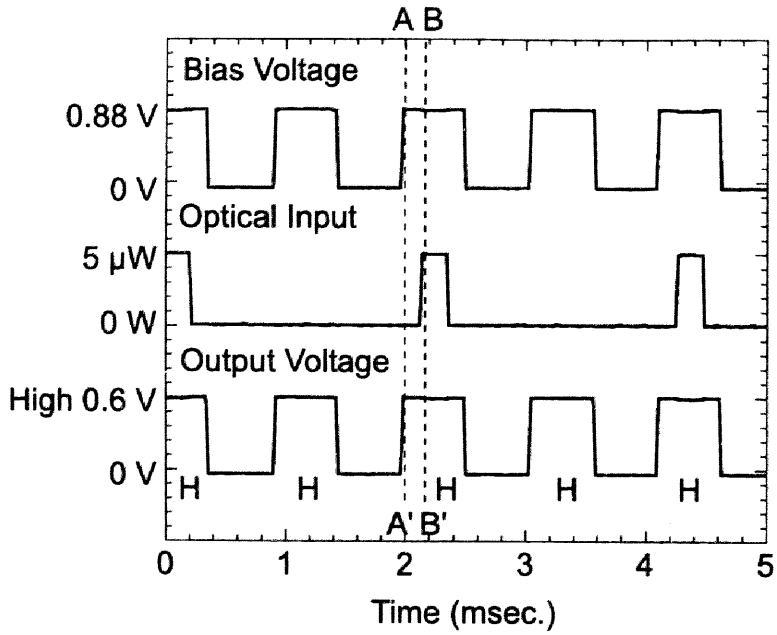


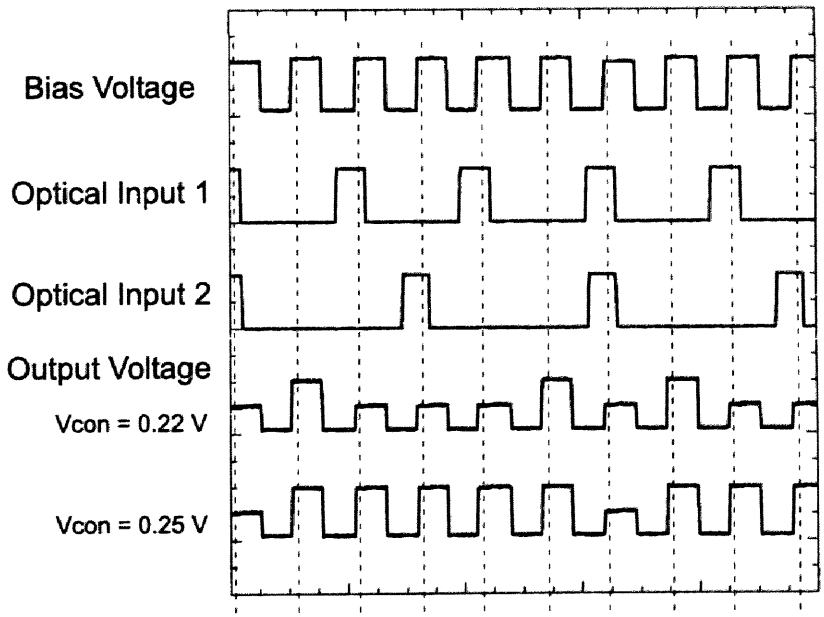
図 3-9　光入力の位相を遅延させた場合の動作例

3-6　光２入力に対する機能可変動作

次に、２つの光入力に対する基本的な機能論理動作について述べる。図 3-１０に NOR と NAND の動作例を真理値表とともに示す。上から順に、V_{bias}、光入力１、光入力２、V_{con} = 0.22 V および V_{con} = 0.25 V の場合の V_{out} である。注目すべき点は、V_{con} による OE MOBILE の論理機能が異なる点である。すなわち、V_{con} = 0.22 V のとき、２つの光入力が両方とも LOW の場合のみ出力が HIGH レベルとなり、NOR 動作を行った。一方、制御電圧が 0.25 V のとき、NAND 動作を行っている。つまり、２つの光入力が HIGH の時のみ、出力が LOW レベルとなった。

このような機能可変動作は、図 3-１１に示すように、２つの RTT のピーク電流の大小関係とその光入力パワー依存性を考えることで簡単に説明できる。横軸は駆動 RTT への光入力パワーであり、光入力によって駆動 RTT のピーク電流が増加する。また、負荷 RTT のピーク電流は V_{con} により変化する。$V_{con} = V_1$ としたとき、負荷 RTT のピーク電流は光入力を印加し

ない場合の駆動 RTT のピーク電流より大きいが、その差は小さく、１つの光入力に相当する光パワーP_0により駆動 RTT のピーク電流は負荷 RTT のピーク電流より大きくなる。従って、２つの光入力に対して NOR 動作を行う。一方、V_{con} = V_2に設定し、負荷 RTT のピーク電流を増加させると、光入力を印加しない場合の駆動 RTT のピーク電流との差が大きくなる。従って、ピーク電流の大小関係を反転させるのに２つの光入力に相当する光パワー$2P_0$が必要となる。この場合は NAND 動作を行う。なお、図 3-10 の動作実験では、V_1 = 0.22 V、V_2 = 0.25 V、P_0 = 5 μW であった。このように、OE MOBILE は１つの論理素子で NOR と NAND の両方の論理動作を行うことができ、さらに、V_{con} で論理機能を選択できるという特徴を持っている。



Optical Input 1	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	
Optical Input 2	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	
Output Voltage											
Vcon = 0.22 V	0	1	0	0	0	1	0	1	0	0	**NOR**
Vcon = 0.25 V	0	1	1	1	1	1	0	1	1	1	**NAND**

図 3-10　２つの光入力に対する NOR/NAND の機能可変論理動作例

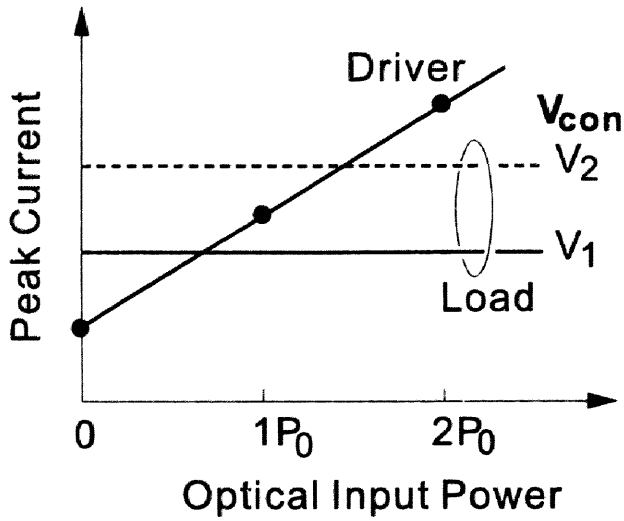


図　3-11　駆動 RTT への光入力パワーの関数として表した
2 つの RTT のピーク電流の大小関係

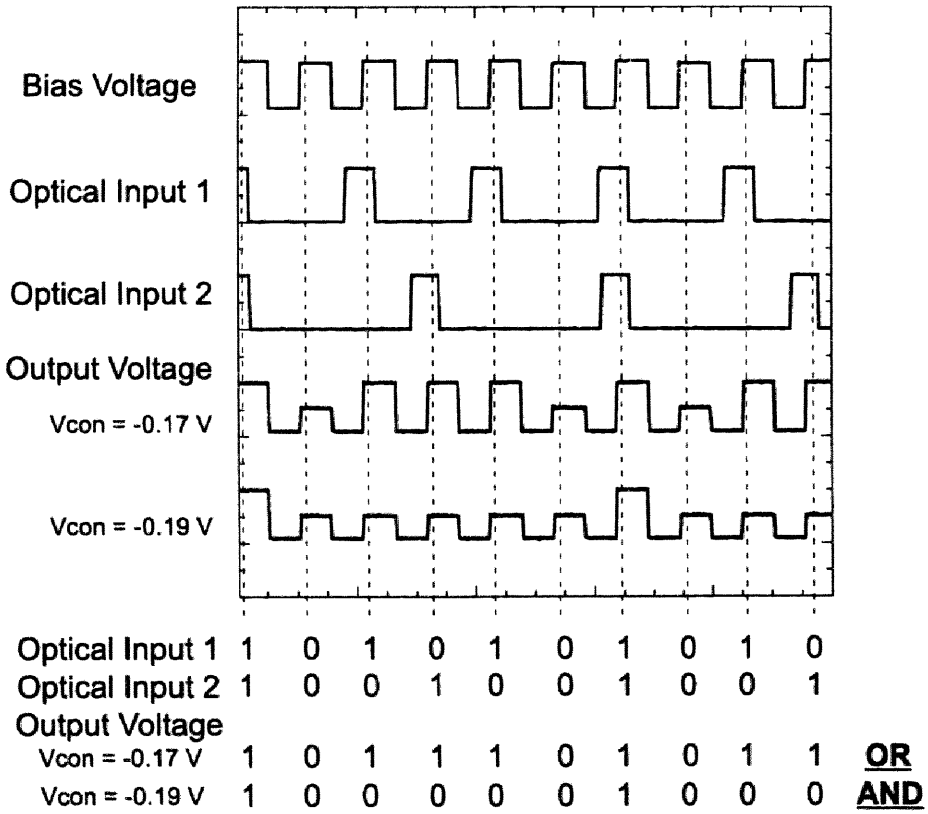


図　3-12　2 つの入力に対する OR/AND の機能可変論理動作

また、光入力を負荷RTTに印加することにより、OR/AND動作も可能である。図 3-12に、V_{con} = −0.19 V および V_{con} = −0.17 V のときのOR動作およびAND動作を示す。2つの光入力がLOW (HIGH)のとき以外、出力はHIGH (LOW)であるので、OR (AND)動作が確認できた。さらに、駆動RTTのゲートに電気入力を加えることでも論理動作が可能であることが示されており[1]、OE MOBILEは光・電子機能論理素子として多様な可能性をもっている。

NOR動作とNAND動作における V_{con} の違い、及び、OR動作とAND動作における V_{con} の違いは、それぞれ、30 mV及び20 mVと大きくない。このことは、RTTのピーク電流の光応答特性が、図 3-11のような線形応答ではなく、図 3-5に示したように光パワーの対数に比例することに起因する。対数的な光応答特性は、光入力に対するディスクリミネータに使う場合は有効であるが、本提案のような多入力論理素子応用の場合はマージンの低下を招く。V_{con} のマージンを大きくする方法としては、RTTを受光素子として用いず、替わりにpinフォトダイオードのような線形応答特性をもつ受光素子をRTTに並列に集積して用いる方法が考えられる。

3-7　まとめ

共鳴トンネル光・電子論理素子OE MOBILEの提案を行い、論理動作実験を行ったところ、以下の結果を得た。

1) p^+/n 接合ゲートを持つ共鳴トンネルトランジスタ(RTT)のピーク電流は光照射によって増加し、MOBILE型の光入力素子として有効であることを明らかにした。
2) RTTは大きなResponsivityを持つことを示し、その原因が光生成キャリアによる p^+/n 接合ゲートの空乏層変調効果で説明できることを示した。

3) 提案したOE MOBILEは、２つのRTTの直列接続で構成され、振動電圧で駆動することにより単安定―双安定転移動作を行う。

4) OE MOBILEについて、光入力に対するNOT / NOR / NAND / OR / ANDの動作確認を行い、共鳴トンネル素子の光・電子機能素子応用という新しい可能性を示した。

5) OE MOBILEは次の特徴を持つことを示した。

   a) 論理動作に必要な光入力は5 μWと非常に小さく、高感度である。

   b) ラッチ動作を行うことができる。

   c) １つの論理素子で複数の論理機能を持ち、選択的に論理機能を変化させることができる。

OE MOBILEは電気入力に対しても論理動作が可能であり、超高速かつ高機能な光・電子集積回路への応用が考えられる。

参考文献

1. K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **32**, L42 (1993).
2. T. Akeyoshi, K. Maezawa and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 794, (1994).
3. K. Maezawa, T. Akeyoshi and T. Mizutani: *1993 IEDM Tech. Dig.*, 1993, p. 415.
4. K. Maezawa: T. Akeyoshi and T. Mizutani: IEEE Trans. Electron Devices **41**, 148, (1994).
5. T. Waho: *25th Int. Symp. Multiple Valued Logic, Bloomington*, 1995.
6. J. Graffeuil, P. Rossel and H. Martinot: Electron. Lett. **15**, 439 (1979).
7. G. J. Chaturvedi, R. K. Purohit and B. L. Sharma: Infrared Phys. **23**, 65, (1983).
8. R. N. Simons and K. B. Bhasin: IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **34**, 1349, (1986).

第4章　共鳴トンネルトランジスタのフォトルミネッセンス解析

4－1　はじめに

共鳴トンネル論理素子MOBILEの特性改善には、構成要素である共鳴トンネルトランジスタ(RTT)におけるキャリア輸送機構の解析が重要な手がかりとなる。

半導体デバイスにおけるキャリアの振舞いを理解する上で、デバイス内部で発生するルミネッセンスを分光解析する手法は大変有効である。これは、ルミネッセンスが電子とホールのエネルギー分布についての情報を含むことに基づいている。例えば、ヘテロバイポーラトランジスタ(HBT)のベースで発生するエレクトロルミネッセンス(EL)から、LOフォノン散乱による電子の緩和機構が明らかにされている[1,2]。また、GaAs金属—半導体電界効果型トランジスタ(MESFET)[3-5]や高電子移動度トランジスタ(HEMT)[6,7]における高電界ELも解析され、衝突イオン化で生成した少数キャリアの振舞いが明らかにされている。

共鳴トンネルダイオード(RTD)においても、デバイスに電圧を印加した状態でフォトルミネッセンス(PL)解析を行う方法が有効であることが示されている[8-13]。RTDのPL観測は、Youngらにより最初に報告された[8]。彼らは、PL強度のバイアス依存性から、量子井戸内に蓄積される電子濃度およびその蓄積時間を見積もった。しかし、彼らの求めた電子濃度はゼロバイアスにおける電子濃度で規格化された相対濃度であり、絶対濃度としては正確性に欠けることがFrensleyらにより指摘された[14,15]。Skolnickらは、PL

線幅が共鳴時に増大することを見出し、量子井戸内の電子蓄積の直接的な証拠を示した[10,11]。MOBILE に用いる RTT においても同様に量子井戸内の電子蓄積が起こることが予想される。電子の蓄積は付加的なキャパシタンス成分であり、第2章で示したように MOBILE の誤動作の原因となり得るため、詳細な評価が必要である。

本章は、RTT の PL 解析から量子井戸内における電子の振舞いを調べるとともに、井戸内電子蓄積とその充電時間の評価を行い、MOBILE の高速化の指針を得ることを目的とする。第2節では PL 解析を行った p^+/n 接合ゲートを有する RTT の構造を示す。加えて、RTT の PL スペクトルを議論するために用意した4つの RTD の構造も示す。第3節では RTT のような微細素子の PL 解析が可能である顕微 PL 測定法について説明する。第4節では、RTT における PL 機構を述べた後、励起光源を中心に PL 測定条件の検討を行う。第5節では RTT の PL スペクトルのバイアス電圧依存性を議論する。はじめに、コレクタ電圧依存性を議論し、続いて p^+/n 接合ゲートの影響を示す。第6節では非対称 RTD について井戸内電子蓄積および充電時間を議論する。

4－2　RTT の素子構造

図 4-1 に PL 解析を行った RTT の断面図を示す。RTT は第3章で用いた素子と同様の構造を有し、共鳴トンネルダイオードの周囲に p^+/n 接合が形成されている。接合ゲートに印加された電圧により、空乏層幅を変化させ、共鳴トンネル電流を制御することができる。

エピタキシャル結晶は、半絶縁性 GaAs 基板上に分子線エピタキシ(MBE)法により成長。エピタキシャル層構造を表 4-1 に示す。AlAs/GaAs/AlAs (2/6/2 nm)の2重障壁量子井戸構造をもつ。エミッタコンタクト層に n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$ を用いることで、エミッタの Ti/Au 電極とノンアロイオーミック接触を実現している。製作は通常のウェットエッチングとリフトオフ

プロセスを用いて行った。Ni/Zn/Au/Ti/Au を蒸着した後、合金化を行うことによりゲートの p^+領域を形成した。エミッタ電極の面積は 1×10 μm^2、エミッタゲート間隔は 0.2 μm である。

RTT の PL を解析するため、および量子井戸における電荷蓄積を解析するため、4 つの RTD (RTD A, B, C, D)を作製した。標準試料である RTD A のエピタキシャル層構造を表 4-2 示す。AlAs/GaAs/AlAs (1.8/6.0/1.8 nm) の対称二重障壁共鳴トンネル構造を持つ。表 4-3 に RTD B、C、D のエピタキシャル層構造の RTD A との違いを示す。なお、表中の（－）は RTD A と同じであることを意味する。RTD B、C は非対称障壁共鳴トンネル構造を持つ。エミッタ障壁の厚さは RTD A と同じ 1.8 nm であるが、コレクタ障壁の厚さは、それぞれ 2.4 nm、3.0 nm である。これらの非対称 RTD は量子井戸内の電荷蓄積の評価に用いる。RTD D は量子井戸の組成が $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ であり、量子井戸で発光していることを確認するための試料である。これらの RTD のエミッタ面積は 13×27 μm^2 である。なお、PL 測定のため、薄い Ti/Au (1/9 nm)をエミッタ用透明電極として使用した。

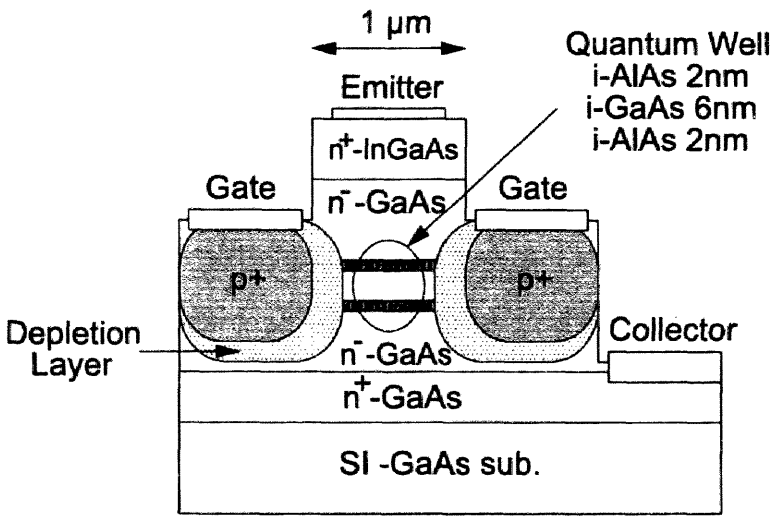


図 4-1　p^+/n 接合ゲートを持つ RTT の断面図

表 4-1　RTT のエピタキシャル層構造

Layer Name	Composition	Thickness (nm)	Doping (cm^{-3})
Emitter Contact	n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$	30	2×10^{19}
	n^+-$In_xGa_{1-x}As$	50	2×10^{19}
	n^+-GaAs	20	2×10^{19}
Emitter	n^--GaAs	200	5×10^{16}
Spacer	i-GaAs	1.5	-
Emitter Barrier	i-AlAs	2	-
Quantum Well	i-GaAs	6	-
Collector Barrier	i-AlAs	2	-
Spacer	i-GaAs	5	-
Collector	n^--GaAs	600	5×10^{16}
Collector Contact	n^+-GaAs	300	4×10^{18}
Substrate	S.I-GaAs	-	-

表 4-2　RTD A のエピタキシャル層構造

Layer Name	Composition	Thickness (nm)	Doping (cm^{-3})
Emitter Contact	n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$	30	2×10^{19}
	n^+-$In_xGa_{1-x}As$	51.5	2×10^{19}
	n^+-GaAs	20	2×10^{19}
Emitter	n-GaAs	100	1×10^{17}
Spacer	i-GaAs	1.5	-
Emitter Barrier	i-AlAs	1.8	-
Quantum Well	i-GaAs	6.0	-
Collector Barrier	i-AlAs	1.8	-
Spacer	i-GaAs	1.5	-
Collector	n-GaAs	100	1×10^{17}
Collector Contact	n^+-GaAs	300	2×10^{19}
Substrate	S.I-GaAs	-	-

表 4-3　RTD A と RTD B、C、D の層構造の違い

	RTD A	RTD B	RTD C	RTD D
Thickness of Emitter Barrier (nm)	1.8	-	-	-
Composition of Quantum Well	GaAs	-	-	$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$
Thickness of Collector Barrier (nm)	1.8	2.4	3.0	-

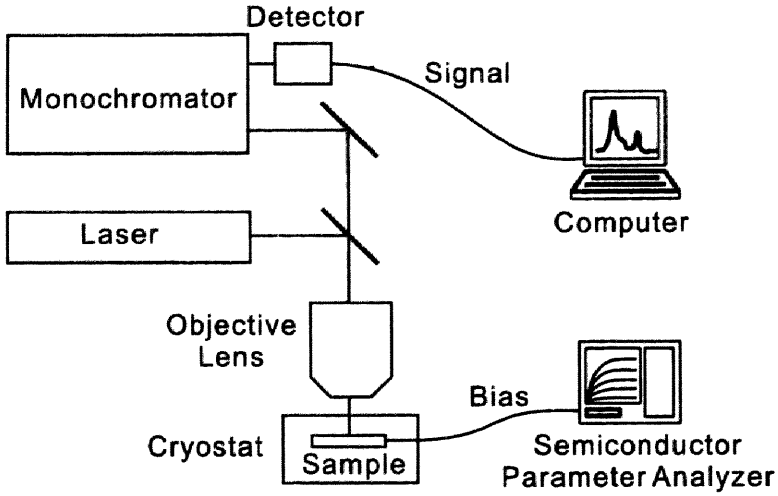


図 4-2　顕微 PL 測定装置

4－3　顕微 PL 測定法

RTT のような微小素子の PL 解析では、励起光の照射および PL の検出を対物レンズを用いて行う顕微 PL 測定技術が有効である。本研究で用いた顕微 PL 測定装置の概略図を図 4-2 に示す。試料は光計測用の窓を持つクライオスタットに装着し、液体ヘリウムにより冷却する。PL の励起光源として、Ar^+レーザ(波長 515 nm)と波長可変である CW Ti/sapphire レーザ（波長 700 ~ 850 nm）を用いる。励起レーザは 50 倍の対物レンズにより試料表面に集光し、励起領域を直径約 2 μm まで限定することが可能である。また、試料から放出されるルミネッセンスは同じ対物レンズにより集光し、分光器へ導入する。分光器は 1200 mm^{-1} のグレーティングを 2 枚使用する焦点距離 1 m のダブルモノクロメータであり、本測定には十分なエネルギー分解能を持つ。ルミネッセンスの検出には、GaAs の受光面をもつ光電子増倍管(PMT)を使用するフォトン計数法と、液体窒素で冷却した電荷結合素子(CCD)を使用する方法を併用する。また、半導体パラメータアナライザにより、試料にバイアス電圧を印加する。

本測定では、励起レーザが素子表面全体に照射されるように光学系を設定し、測定温度は30 K とした。

4－4　PL 機構と最適励起条件

図 4-3 に共鳴トンネル構造のバンド図および PL 機構を示す。多数キャリアである電子は、共鳴状態のときにエミッタから量子井戸へトンネル注入される。共鳴トンネル素子は電子を多数キャリアとするユニポーラデバイスなので、ルミネッセンスを得るには光により少数キャリアであるホールを励起することが必要である。コレクタ空乏層で光励起されたホールはコレクタ障壁に向かってドリフトし、量子井戸内へトンネル注入される。量子井戸に注入された電子の基底準位と重いホールの基底準位間で再結合発光することが期待される。

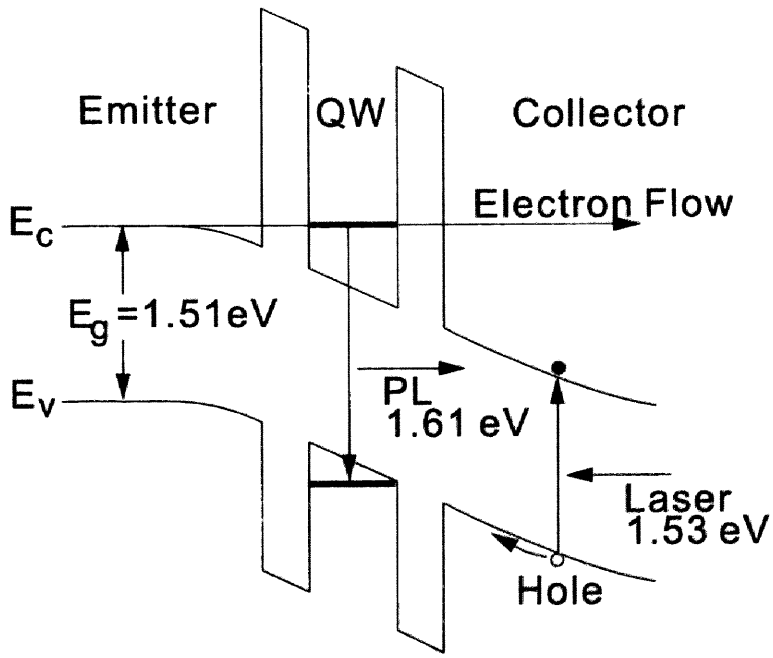


図 4-3　共鳴トンネル構造のバンド図と PL 機構

RTTのPL測定に使用する励起光源の検討を行った。通常、PL測定では、試料のエネルギー構造より十分大きなエネルギーをもつ励起光を用いる。例えば、本研究で用いるようなGaAs/AlAs系超格子構造では、Arレーザの514.5 nm (2.41 eV)線がよく使用される。しかし、本研究では波長可変のTi/sapphireレーザを用いて、量子井戸の吸収端(~1.6 eV)より小さく、かつ、コレクタGaAs層の吸収端(1.51 eV)よりわずかに大きい、1.53 eVの励起エネルギーを選択した。この励起方法では、量子井戸内や障壁層で電子—ホール対を励起しない、エミッタにおける電子温度の上昇が小さいという利点がある。なお、電極層の発光は励起エネルギーより低エネルギー側で起こるのに対し、量子井戸の発光は、キャリアが量子井戸にトンネル注入される際にエネルギーを得るため、励起光エネルギーより高エネルギー側で観測される。したがって、量子井戸の発光のみを分離して観測できることが予想される。

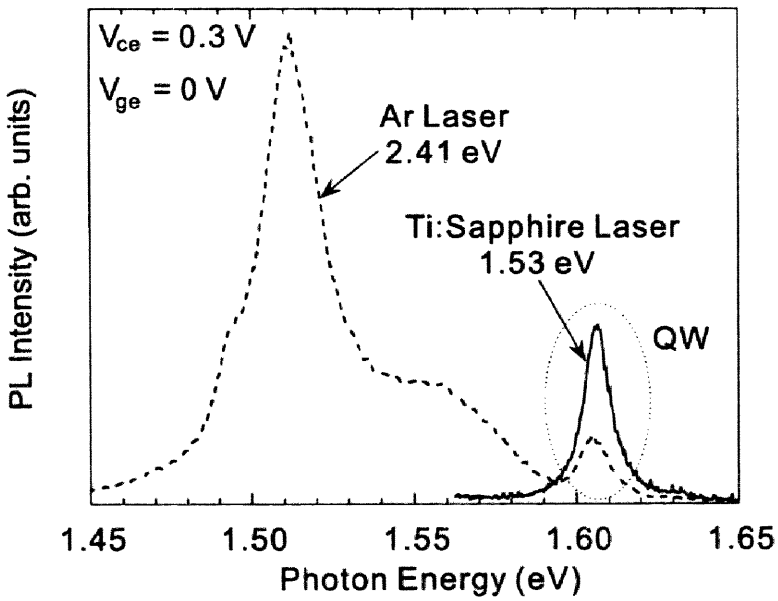


図 4-4　RTTのPLスペクトル
(破線：Arレーザ励起、実線：Ti/sapphireレーザ励起)

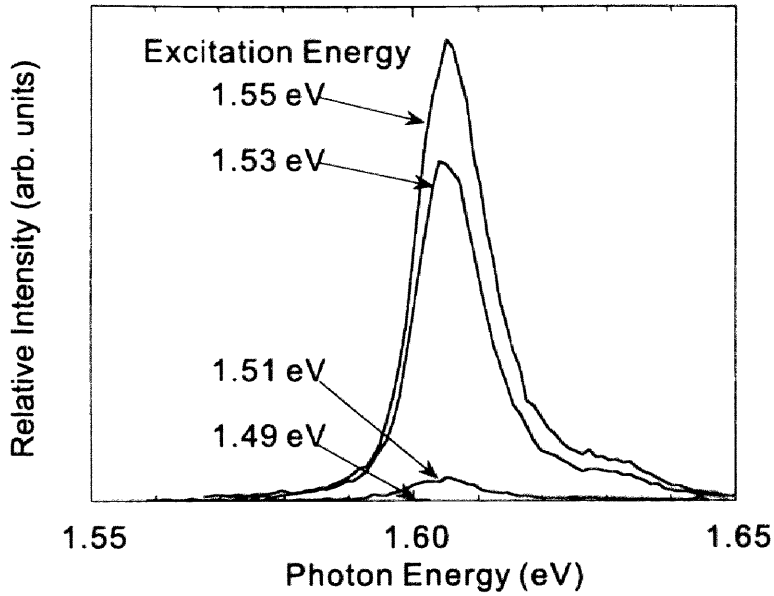


図 4-5　RTT の PL スペクトルの励起エネルギー依存性

図 4-4 に励起光源として、Ar レーザ(2.41 eV)と Ti/sapphire レーザ(1.53 eV)を用いたときの RTT の PL スペクトルをそれぞれ示す。後に述べるが、1.61 eV の発光ピークが量子井戸内での発光である。点線で示すように、Ar レーザで励起した場合は、量子井戸の発光に電極層の n^+-GaAs に起因すると思われる発光が重なっているのに対し、Ti/sapphire レーザで励起した場合は、量子井戸内の発光のみを得ることができており、PL スペクトルの解析が容易になっていることがわかる。

Ti/sapphire レーザの波長を変化させ、最適な励起エネルギーを詳細に検討した。図 4-5 に 1.49 eV から 1.55 eV の様々な励起エネルギーについて RTT の PL スペクトルを示す。これらのエネルギーは GaAs コレクタ層のバンドギャップ 1.51 eV に近い値である。励起エネルギーが 1.51 eV より小さい場合、PL はほとんど得られなかった。これは、励起エネルギーが GaAs 吸収端より小さく、コレクタにおいてホールが生成されなかったためである。励起エネルギーを大きくすると PL 強度は急激に増加し、1.53 eV 以上の励起エネルギーでは、PL スペクトルを解析するのに十分な PL 強度が得られた。エミッタにおける電子温度の上昇や量子井戸の発光への干渉を防

ぐためには、励起エネルギーは低い方が良く、最適な励起エネルギーは 1.53 eV であることがわかった。

さらに、励起強度の検討も行った。励起強度が大きい場合、1)エミッタの電子のエネルギー分布が格子温度で決まる熱平衡分布から外れ、量子井戸への電子供給関数が変化する、2)量子井戸内のホール濃度が高くなり、電子の共鳴トンネル現象に何らかの影響を及ぼすといった懸念が生ずる。光励起時における非平衡状態の電子分布は、光による励起とフォノンによる緩和とのバランスで決まる。1.53 eV の励起エネルギーは、GaAs のバンドギャップより 20 meV 大きいだけなので、非平衡電子の緩和機構は主に音響フォノン散乱である。Shah らの解析によると、励起された電子のエネルギーと平衡状態の電子のエネルギーが 20 meV のとき、励起パワー密度が 10 W/cm^2 以下であれば、電子温度の変化は格子温度の 30 K に比べて小さい[16]。したがって、解析に必要な PL 強度を得ることも考慮し、励起強度を 4 W/cm^2 とした。なお、この場合、量子井戸内のホール濃度は、寿命を 1 ns として見積もると、最大で約 5×10^9 cm^{-2} であり、後で述べるように井戸内に蓄積される電子濃度より十分小さい。

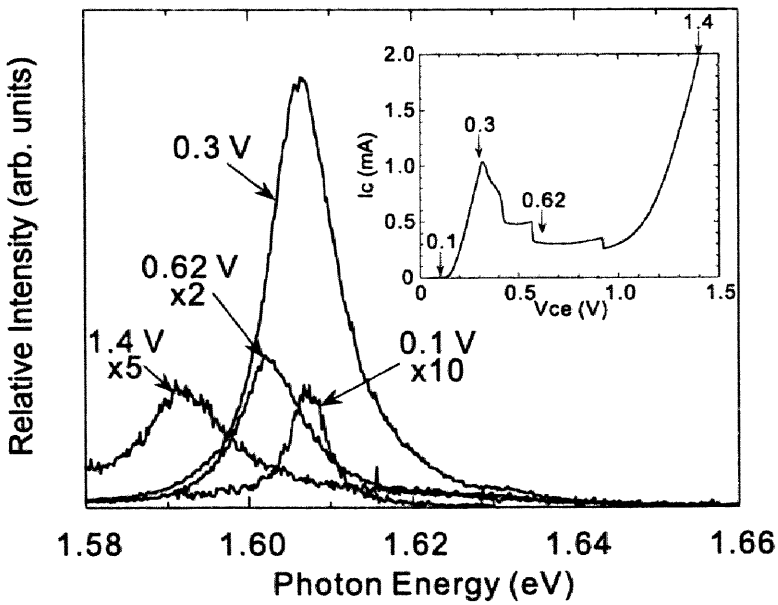


図 4-6　RTT の PL スペクトルの V_{ce} 依存性

4－5　RTTのPLスペクトルのバイアス電圧依存性

4－5－1　PLスペクトルのコレクタ電圧依存性

図 4-6にRTTのPLスペクトルのコレクタ電圧(V_{ce})依存性を示す。ゲート電圧(V_{ge})は0Vである。挿入図はコレクタ電流(I_c)-V_{ce}特性である。V_{ce} = 0 Vのとき、発光は観測されなかった。これは、電子—ホール対が量子井戸や障壁で励起されていないことを示している。PL信号は共鳴トンネル電流が流れ始める0.1 V以上で得られ、この発光が、エミッタから量子井戸内へ共鳴的に注入された電子と光励起されたホールの再結合によるものであることを示唆している。最大の発光強度は、共鳴ピーク電圧であるV_{ce} = 0.3 Vのときに得られた。また、バイアスの上昇とともに発光エネルギーが低下していることがわかる。以下の項では、PLスペクトルのエネルギー、強度、半値幅に着目してV_{ce}依存性を議論する。

4－5－2　PLピークエネルギーのコレクタ電圧依存性

図 4-7に、RTTのPLスペクトルのピークエネルギーおよびI_cをV_{ce}の関数として示す。ピークエネルギーはV_{ce}の増加とともに低下した。本研究で用いたRTTでは、図 4-8の(a)～(d)で示す4つのPL過程が起こることが予想される。(a)～(d)は、

(a)　エミッタ蓄積層の電子と量子井戸内のホール

(b)　量子井戸内の電子とホール

(c)　量子井戸内の電子とコレクタのホール

(d)　コレクタの電子とホール

の再結合過程である。ここで、(a)、(c)、(d)で表される再結合過程の場合は、ピークエネルギーはV_{ce}の増大にともない高エネルギー側へシフトすると考えられる。一方、(b)で示す量子井戸内の電子とホールの再結合による発光のみ、V_{ce}の増大にともない量子閉じ込めシュタルク効果により低エネル

ギー側へシフトする。量子閉じ込めシュタルク効果は、量子井戸に垂直に印加された電界により井戸ポテンシャルが変形し、量子準位が低エネルギー側へシフトすることを言う。したがって、シュタルク効果の観測は PL が量子井戸で発生していることを示している。

発光箇所をより明確にするため、表 4-3 で示した RTD A と RTD D の PL スペクトルの比較を行った。RTD D の構造は、量子井戸の組成が $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ であることを除き RTD A と同じである。図 4-9 に共鳴ピーク電圧にバイアスされた RTD A および RTD D の PL スペクトルを示す。RTD D のピークエネルギーは RTD A より高く、その差は 86 meV であった。この値は GaAs と $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ のバンドギャップの差 87 meV とほぼ等しく、これらの発光が量子井戸内の発光であることを示している。したがって、RTD A とほぼ同様な構造をもつ RTT の PL で得られた 1.61 eV の発光も量子井戸における電子とホールの再結合によるものであると言える。

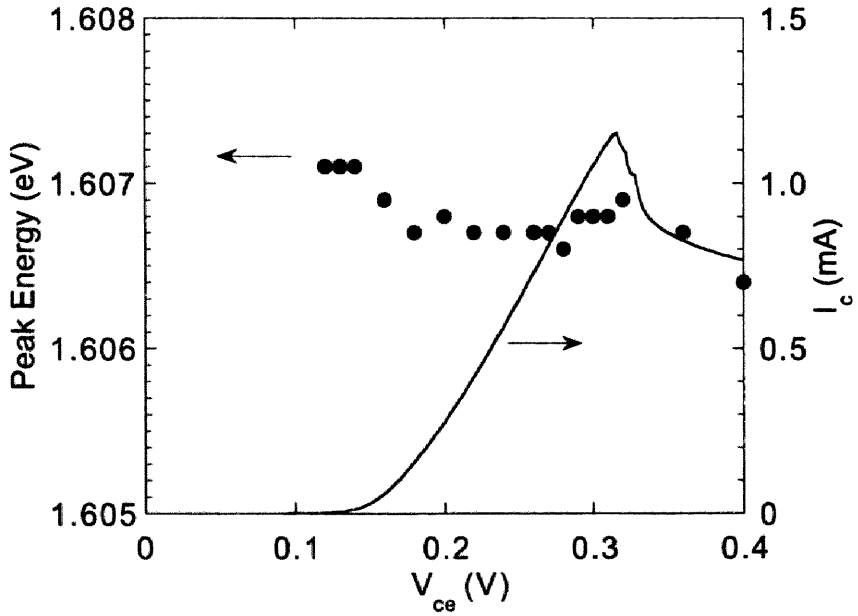


図 4-7　PL ピークエネルギーおよび I_c の V_{ce} 依存性

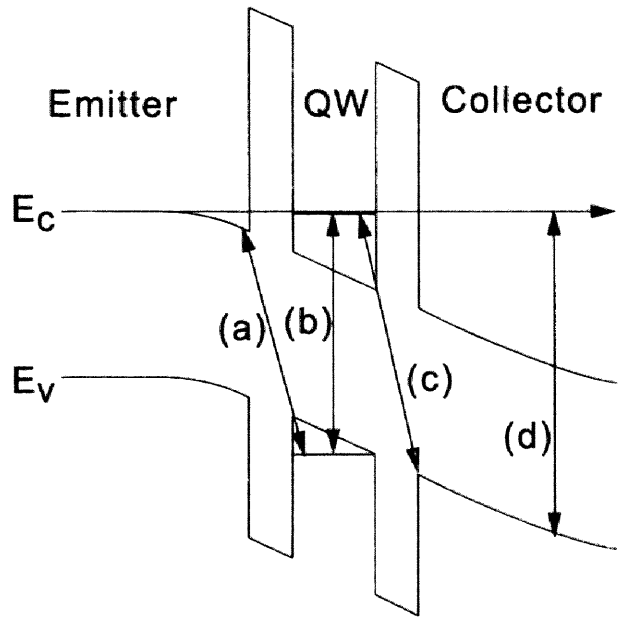


図 4-8　共鳴トンネル構造における発光過程

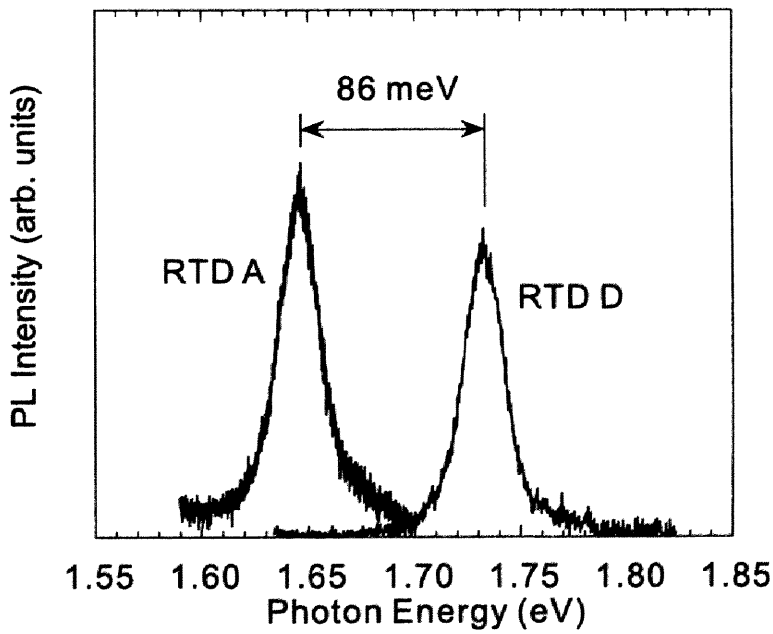


図 4-9　RTD A および RTD D の PL スペクトルの比較

4-5-3　PL 強度のコレクタ電圧依存性

次に、PL 強度の V_{ce} 依存性について議論する。図 4-10 に RTT の PL 積分強度（■）とコレクタコンダクタンス($g_{ce} \equiv \Delta I_c/\Delta V_{ce}$)を V_{ce} の関数として示す。PL 強度は、共鳴トンネル電流の増加にともなって増加し、下向きの矢印で示すように 0.19 V と 0.31 V にピーク構造を示した。0.31 V の PL 強度ピークは共鳴トンネル電流ピークに一致し、井戸内電子濃度が最大となったことに起因すると考えられる。0.19 V の PL 強度ピークについては、図中に実線で示した照射下の g_{ce}-V_{ce} 特性においても 0.19 V 付近に構造が観測されたことに注目する。破線で示した光照射しない場合の g_{ce}-V_{ce} 特性には 0.19 V 付近に構造が観測されないことを考慮すると、光照射下の g_{ce}-V_{ce} 特性における 0.19 V 付近の構造は光生成ホールの共鳴に起因すると考えられる。したがって、PL 強度の 0.19 V のピークは、ホール共鳴により井戸内ホール濃度が極大になったことを示唆していると考えられる。電子電流とホール電流の和となるコレクタ電流に対し、PL 強度は電子濃度とホール濃度の積に比例するので、多数キャリアと少数キャリアの共鳴をより明確に示したと思われる。

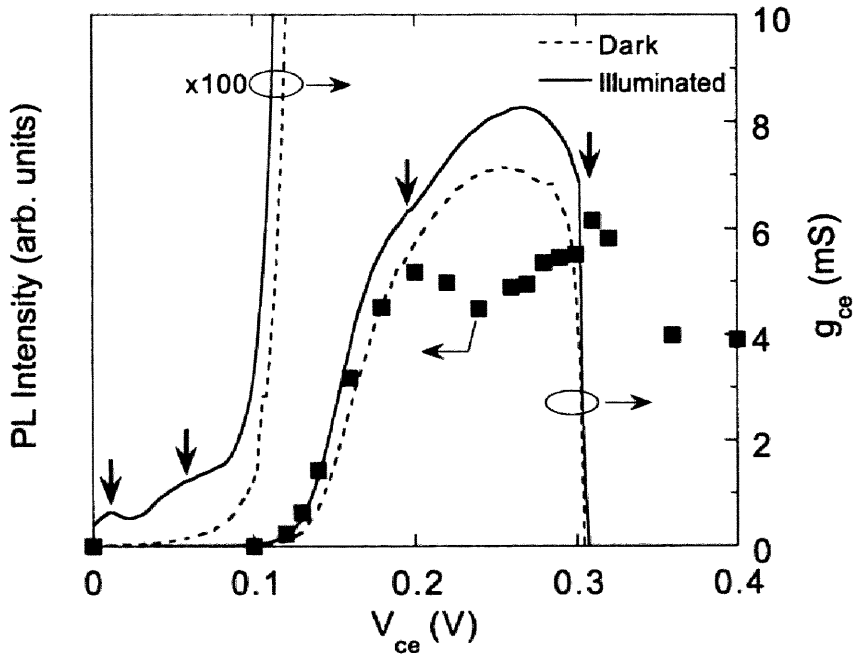


図 4-10　PL 積分強度と g_{ce} の V_{ce} 依存性

なお、光照射下の g_{ce}-V_{ce} 特性において 0.01 V と 0.06 V にも構造が確認できる。これらの構造はホールによると思われるため、ホールの共鳴電圧を見積もる。電子、重いホール、軽いホールについて、フラットバンド条件で透過確率をそれぞれ計算し、共鳴準位を求めると、E_e^0 = 105 meV、E_{hh}^0 = 18 meV、E_{hh}^1 = 72 meV、E_{lh}^0 = 72 meV であった。次に、共鳴電圧が共鳴準位に比例するとして、電子の共鳴電圧 V_e^0 = 0.31 V からホールの共鳴電圧を近似的に求めると、V_{hh}^0 = 53 mV、V_{hh}^1 = 210 mV、V_{lh}^0 = 210 mV であった。したがって、0.06 V の構造は重いホールの基底準位に、0.19 V の構造は軽いホールの基底準位か重いホールの第一励起準位の共鳴に対応すると思われる。なお、0.01 V の構造については光生成キャリアによるものであるか、測定ノイズに起因するものであるか不明である。

4－5－4　PL 半値幅のコレクタ電圧依存性

次に、RTT の PL スペクトルの半値幅について議論する。図 4-11 に PL 半値幅の V_{ce} 依存性を示す。半値幅は、共鳴が始まる V_{ce} = 0.12 V において 5 meV であったが、V_{ce} の増加に伴って広がり、ピーク電圧で最大となった。PL スペクトルは量子井戸内の電子分布を反映するものであり、PL 半値幅の増加は、サブバンドの電子分布幅の広がりを示している。サブバンドの電子分布幅とバイアス電圧の関係について図 4-12 を用いて考える。V_{ce} を印加することよりサブバンド端(E_0)がエミッタのフェルミ準位(E_F)より引き下げられると、エミッタの電子供給関数 $S(\boldsymbol{k})$と量子井戸の 2 次元サブバンド状態密度関数 $D(\boldsymbol{k})$との重なりができ、電子はエミッタからサブバンドに注入される。このようなバイアス条件では、サブバンドには E_0 から E_F まで電子が蓄積する。したがって、電子は E_F–E_0 のエネルギー幅で分布する。V_{ce} の増大に伴い E_F–E_0 は大きくなり、電子分布幅は増加する。PL 半値幅の広がりは E_F–E_0 の広がりに相当し、サブバンドにおける電子蓄積を表していると考えることができる。

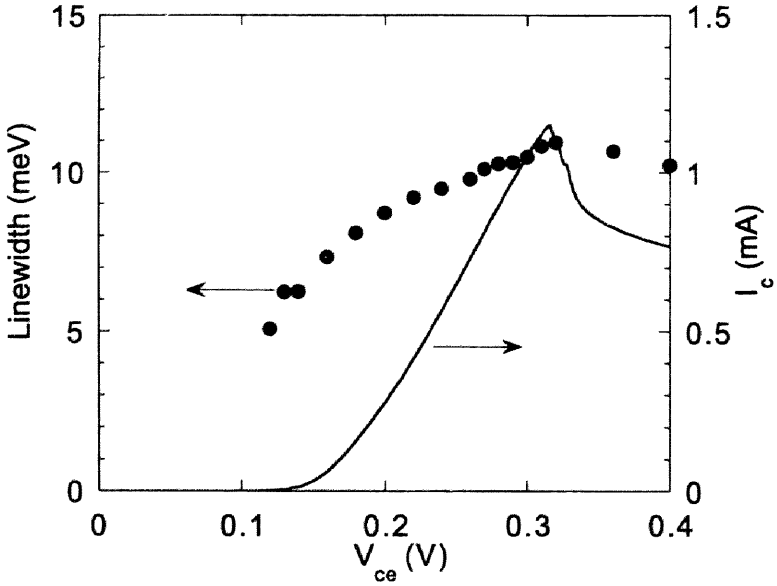


図 4-11　PL半値幅と I_c の V_{ce} 依存性

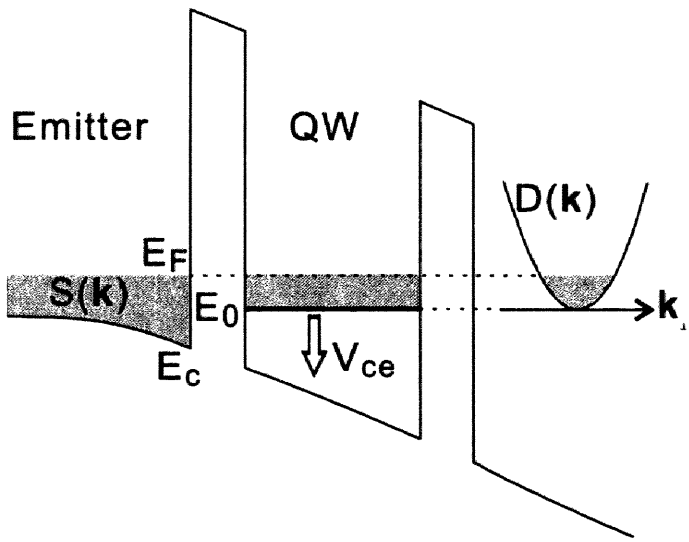


図 4-12　量子井戸内の電子分布とバイアス電圧の関係

サブバンドに蓄積される電子濃度(n_e)は、電子分布幅 E_F–E_0 およびその中の状態の占有率で決まる。占有率がエミッタからの入射電子束とコレクタへの出射電子束のバランスで決まることから、n_eは速度方程式の定常解[17]、

$$n_e = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}(E_F - E_0)\frac{T_e}{T_e + T_c}\theta(E_F - E_0)\theta(E_0 - E_c) \tag{4-1}$$

で与えられる。なお、絶対零度を仮定した。ここで、m^*、$\hbar$ は、それぞれ、電子の有効質量、プランク定数、T_e、T_c は、それぞれ、エミッタ障壁の透過率とコレクタ障壁の透過率である。$\theta(s)$はステップ関数で 1 ($s \geq 0$)あるいは 0 ($s < 0$)である。$\theta(E_F$–$E_0)\theta(E_0$–$E_c)$はエミッタの電子供給関数 $S(\boldsymbol{k})$と量子井戸サブバンド $D(\boldsymbol{k})$の重なりを表す。なお、E_c はエミッタの価電子帯端である。$T_e/(T_e+T_c)$は量子井戸内の各状態の電子占有率を表す。n_e は V_{ce} の上昇とともに増加しピーク電圧で最大値をとる。$E_0 = E_c$ とおくと、最大電子濃度は、

$$n_e^{\max} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}(E_F - E_c)\frac{T_e}{T_e + T_c} \tag{4-2}$$

となる。

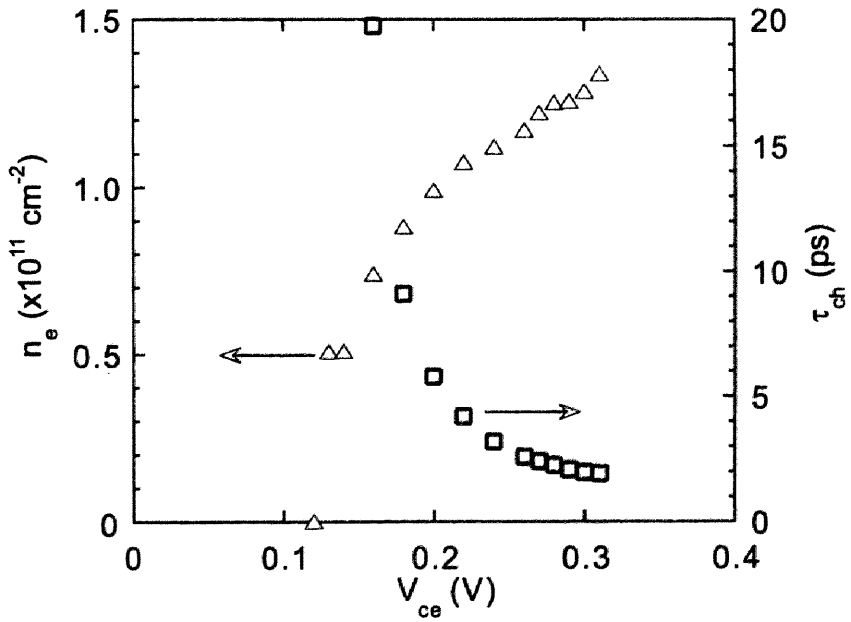


図 4-13　電子濃度と充電時間の V_{ce} 依存性

PL 半値幅から n_e を求める。共鳴開始電圧(V_{on})では、$S(\boldsymbol{k})$と $D(\boldsymbol{k})$の重なりは小さいので、図 4-11 で得られた大きな PL 半値幅は電子蓄積による幅でないと考えるのが妥当である。この大きな半値幅の原因としては、GaAs/AlAs 界面の凹凸による量子準位のばらつきが考えられる。したがって、各バイアス電圧における PL 半値幅$\Gamma(V_{ce})$から共鳴開始電圧の PL 半値幅$\Gamma(V_{on})$を差し引いた、PL 半値幅の増加分$[\Gamma(V_{ce})^2-\Gamma(V_{on})^2]^{1/2}$ を電子蓄積による幅とみなすこととする。PL 半値幅の増加分を E_F-E_0 として、(4-1)式から n_e を求めた。その結果を、V_{ce} の関数として図 4-13 に示す。なお、本 RTT は対称障壁共鳴トンネル構造を持ち、AlAs 障壁はバイアスによる障壁低下に比べ十分高いので、$T_e=T_c$ とした。n_e は V_{ce} の増加に伴い急激に増加し、ピーク電圧で最大値 $n_e^{max} = 1.3\times10^{11}$ cm^{-2} となった。

$n_e(V_{ce})$を電流密度 $J(V_{ce})$で割ることにより、量子井戸の充電時間(τ_{ch})を求めた[8]。τ_{ch} の V_{ce} 依存性を図 4-13 に□で示す。τ_{ch} は V_{ce} の上昇に伴い単調に減少し、ピーク電圧で最小値 2 ps となった。この値は Young らの報告した 0.4 ns より大変短い。これは、彼らの RTD の障壁厚さが 10 nm であるのに対し、本研究で用いた RTT は障壁層の厚さは 2 nm と薄く、透過率が大きいためである。また、V_{ce} の上昇に伴う τ_{ch} は、コレクタ障壁が低下することにより共鳴準位幅ΔE が増加したことを反映すると思われる。

4-5-5　ゲート電圧の影響

次に、RTT の 3 端子素子としての特徴であるゲートが PL スペクトルに及ぼす影響を調べる。図 4-14 に RTT の PL スペクトルの V_{ge} 依存性を示す。なお、V_{ce} はピーク電圧よりわずかに低い 0.28 V である。V_{ge} の上昇に伴い、PL 強度は増大した。図 4-15 に PL 強度および I_c の V_{ge} 依存性を示す。PL 強度は I_c の増加に伴って増大しており、挿入図に示すように PL 強度と I_c は比例関係にある。このことは、ゲートがチャネル面積と同様に PL に寄与する面積を変調できることを示している。なお、p/n 接合ゲートが光励起ホールを引き抜くことが考えられるが、I_c に比例した PL 強度が得

られていることは、チャネル幅がホールの拡散長より大きいことを示唆している。なお、ホールの寿命および移動度をそれぞれ 10 ns、1000 cm^2/Vs として拡散長を見積もると~1 μm であり、ゲート電極間隔 1.4 μm と同程度であった。

図 4-16 に PL スペクトルのピークエネルギーと半値幅の V_{ge} 依存性を示す。ピークエネルギーおよび半値幅はともに V_{ge} にほとんど依存しなかった。g_m ($\equiv \Delta I_c/\Delta V_{ge}$)が小さく、ピンチオフしないことから、チャネル幅はゲート電極間隔に近いと考えられる。ゲート電極間隔は 1.4 μm であり、電子のド・ブロイ波長より十分大きい。したがって、横方向の量子力学的閉じ込め効果によるピークエネルギーの変化などが観測されないことは妥当と考えられる。これらの結果は、p/n 接合ゲートが、電子の共鳴トンネリングの振舞いに影響することなく、I_c と発光強度を制御することが可能であることを示している。

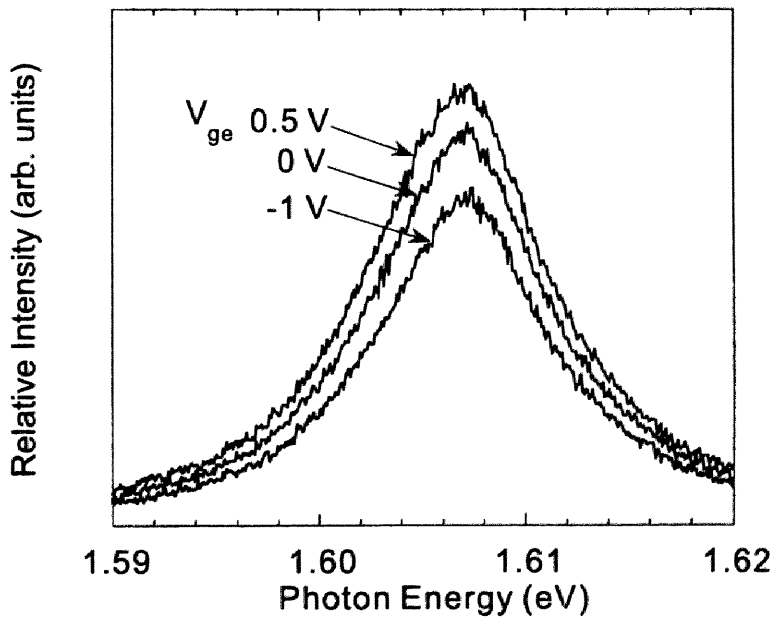


図 4-14　PL スペクトルの V_{ge} 依存性

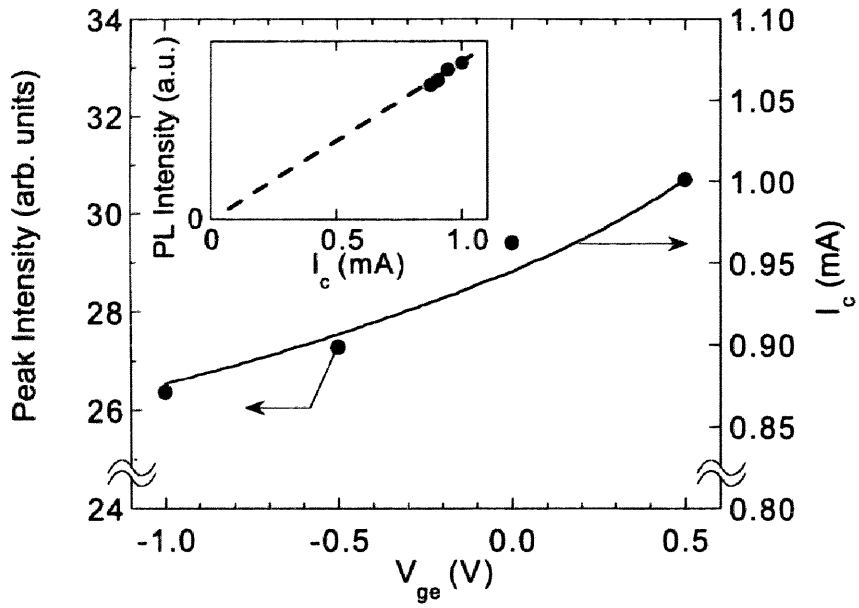


図　4-15　PL 強度と I_c の V_{ge} 依存性
（挿入図は PL 強度と I_c の関係を示す。）

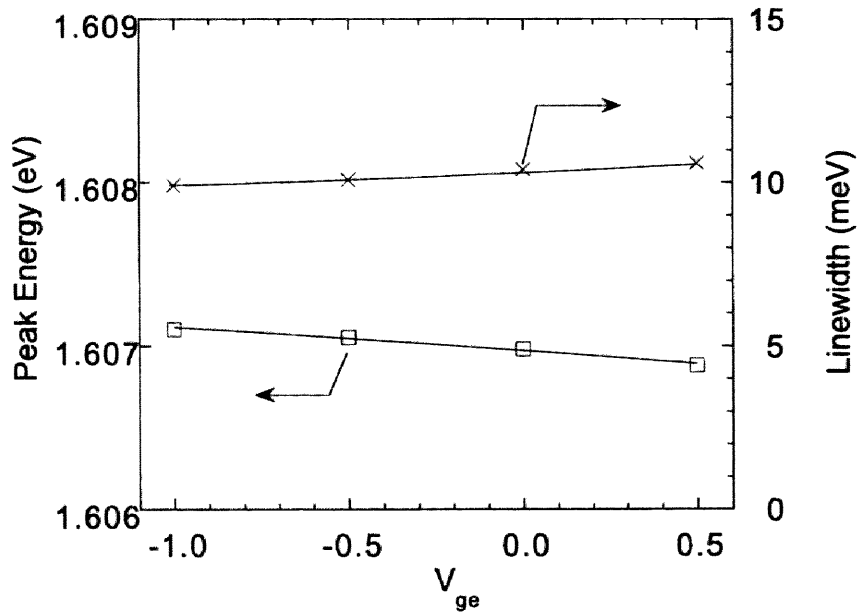


図　4-16　PL ピークエネルギーと半値幅の V_{ge} 依存性

4－6　非対称障壁構造をもつRTDにおける電荷蓄積と蓄積時間

本節では、対称障壁構造をもつRTD Aと非対称障壁構造をもつRTD BおよびRTD Cを用いて、井戸内における電荷蓄積について更に検討する。

表 4-3に示したように、RTD Aは厚さ1.8 nmの対称障壁構造をもつのに対し、RTD B (C)はコレクタ障壁厚さが2.4 nm (3.0 nm)である非対称障壁構造をもつ。量子井戸内の電荷蓄積に対する非対称障壁構造の影響は、(4-1)式および(4-2)式の$T_e/(T_e+T_c)$の部分に含まれる。

表 4-4にフラットバンド状態を仮定し、WKB 法を用いて計算した$T_e/(T_e+T_c)$を順逆両方向について示す。ここで、順方向はエピタキシャル層の表層（エミッタ）から基板（コレクタ）へ電子が流れる方向とする。図4-17に各RTDの（a）ピーク電流密度および（b）PL半値幅の増加分から求めたE_F–E_Cを順逆両方向について示す。

(4-2)式に表 4-4の$T_e/(T_e+T_c)$と図 4-17（b）のE_F–E_Cを代入することにより、各RTDのn_e^{max}を求め、コレクタ障壁層の関数として図 4-18（a）に示す。また、そのn_e^{max}を図 4-17（a）に示したピーク電流密度で割ることにより得られたτ_{ch}を図 4-18（b）に示す。対称障壁構造をもつRTD Aでは、n_e^{max}は両バイアス極性において3.5×10^{11} cm^{-2}であった。順方向バイアスではコレクタ障壁つまり出射側の障壁が厚くなるのに従いn_e^{max}は増加した。一方、逆バイアスでは入射側の障壁が厚くなるのに従いn_e^{max}は減少した。これらの振舞いは障壁厚さの非対称性に起因する。順方向バイアスの場合、エミッタ電極から注入された電子は、小さな透過率T_cをもつ厚いコレクタ障壁により井戸内に蓄積される。一方、逆バイアスの場合、出射側障壁の透過率に比べ入射側障壁の透過率が小さいので、電子は井戸に蓄積されにくい。

Skolnickらも非対称障壁RTDのPL半値幅から井戸内電子密度を見積もっている[10]。しかし、n_eの評価において、本論文で用いた$T_e/(T_e+T_c)$の項をもつ(4-2)式を用いず、n_e = [2次元状態密度]×E_Fとしている。したがって、

彼らの求めたn_eは過大評価であり、障壁の非対称性による蓄積密度の変化を考慮できていない。また、彼らは、バイアス極性によって、ピーク電圧における PL 半値幅が異なることを見出し、出射側障壁が厚いバイアス方向で半値幅が大きいことを、障壁の非対称性による電子蓄積の効果であると述べている。しかし、図 4-12で説明した様に、井戸内のE_Fはエミッタの供給関数で決まるものであり、バイアス極性によるピーク電圧における PL 半値幅の違いは障壁厚さの非対称性によるエミッタのE_Fの違いに起因すると考えるのが妥当である。障壁の非対称性による電子蓄積への影響は、サブバンドの各状態の占有率を示す(4-2)式の$T_e/(T_e+T_c)$の項で表されるべきである。

前節と同様に、n_e^{max}を電流密度で割ることで充電時間τ_{ch}を評価したところ、図 4-18（b）に示すようなコレクタ障壁厚さ依存性を示した。順方向バイアスではコレクタ（出射側）障壁厚さの増加とともにτ_{ch}が増加した。これは、コレクタ障壁が厚くなるのに従い、n_e^{max}は増加しI_cは減少したことに起因する。一方、逆方向バイアスの場合は入射側障壁厚さの変化にもかかわらず、τ_{ch}はほぼ一定であった。これは、入射側障壁厚さの増加に伴い、n_e^{max}とI_cの両方が減少したと考えることで説明できる。Weil と Vinter によると、I_cとn_e^{max}は、それぞれ、近似的に$T_{out}T_{in}/(T_{out}+T_{in})$と$T_{in}/(T_{in}+T_{out})$に比例する[18]。ここで、$T_{in}$と$T_{out}$はそれぞれ入射側障壁と出射側障壁の透過率である。これらから、$\tau_{ch} = qn_e^{max}/I_c \propto 1/T_{out}$となることがわかる。これは、順方向バイアスの場合コレクタ障壁厚さの増加に伴いτ_{ch}が増加するが、逆バイアスの場合はτ_{ch}は入射側障壁の透過率に依存しないことを示しており、図 4-18（b）に示した結果はこの考察に一致している。

表 4-4　RTD A、B、C の $T_e/(T_e+T_c)$

	RTD A	RTD B	RTD C
Forward	0.50	0.83	0.96
Reverse	0.50	0.17	0.04

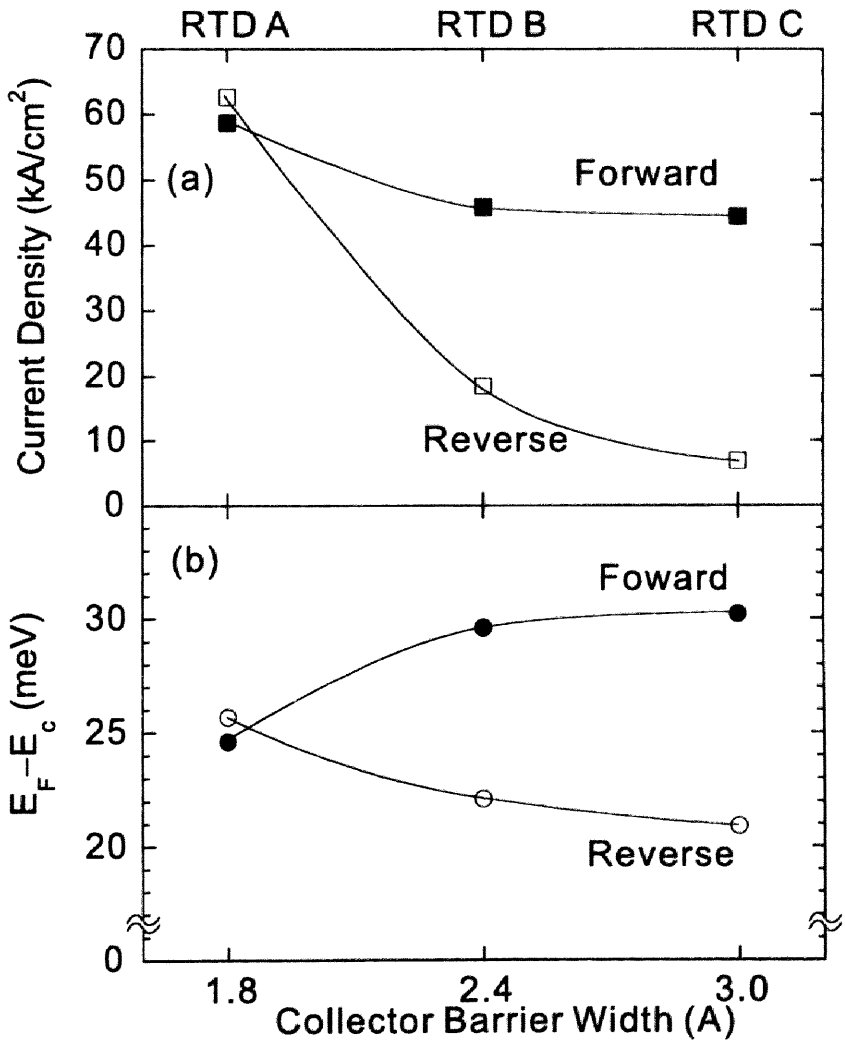


図 4-17　（a）電流密度および（b）E_F–E_cのコレクタ障壁厚さ依存性

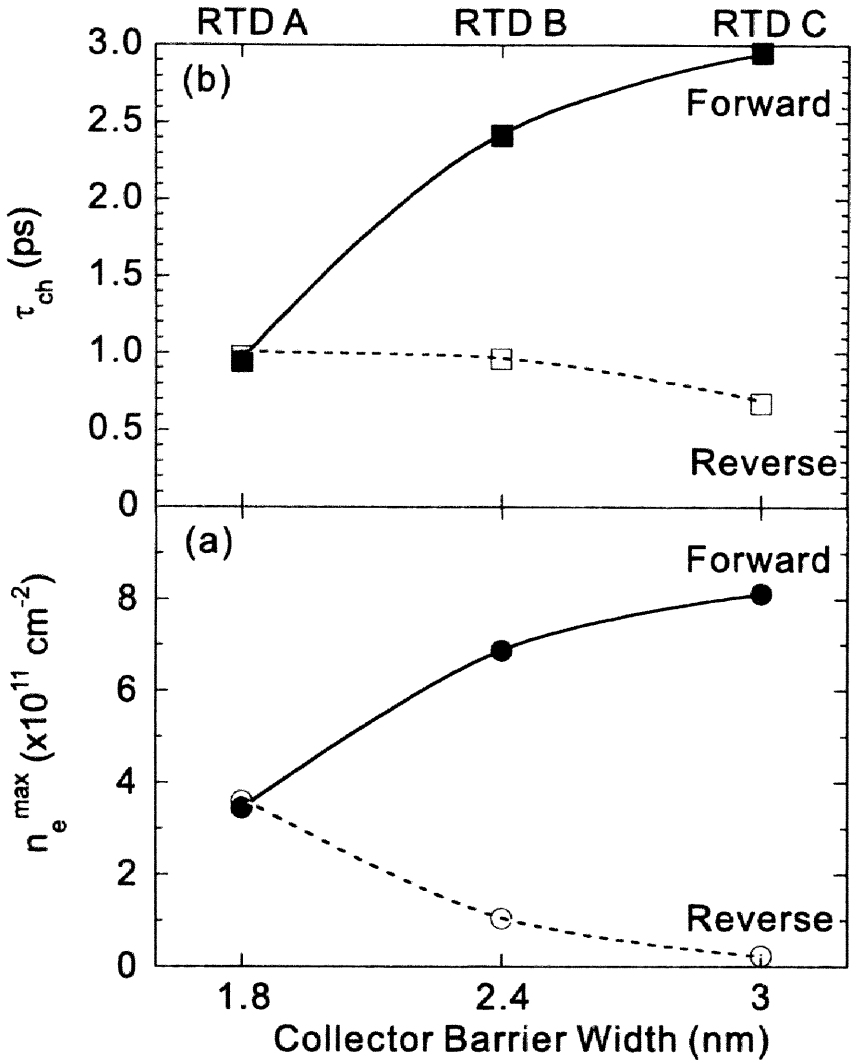


図 4-18　（a）n_e^{max} および（b）τ_{ch} のコレクタ障壁厚さ依存性

4－7　まとめ

p^+/n 接合ゲートを持つ共鳴トンネルトランジスタ(RTT)にバイアス電圧を印加した状態で、フォトルミネッセンス(PL)解析を行った。その結果、以下の知見を得た。

1) 対物レンズを用いる顕微 PL 測定法を導入することにより、微細な RTT の光学的評価が可能なことを示した。
2) 励起エネルギーを GaAs コレクタ層のバンドギャップ付近のエネルギーに選ぶことにより、PL スペクトル解析が容易になることを示した。
3) PL スペクトルのコレクタ電圧依存性を調べたところ、共鳴トンネル電流と強い相関をもっていることが明らかとなった。
4) 発光強度のコレクタ電圧依存性は2つのピークを持っており、それらがホールと電子の共鳴に対応することを示した。
5) PL スペクトルのピークエネルギーはコレクタ電圧の増加に伴い低下し、量子閉じ込めシュタルク効果の存在を明らかにするとともに、発光が量子井戸で起こっていることを示した。
6) PL 半値幅のコレクタ電圧依存性から井戸内の電子蓄積を確認した。また、その充電時間を 2 ps と見積もることができた。
7) ゲート電圧により、電子の共鳴トンネリングにおける振舞いに影響することなく、発光を制御することができることを示した。
8) 非対称障壁構造をもつ RTD について電子蓄積現象の解析を行った結果、充電時間は、出射側障壁厚さが増加するのに従い長くなるが、逆方向バイアスでは入射側障壁厚さに依存しないことがわかった。これらは、量子井戸の充電時間が出射側障壁の透過係数に支配されることを示唆している。

参考文献

1. Y. K. Fukai, T. Furuta and T. Ishibashi: Solid State Comm. **92**, 785 (1994).
2. Y. K. Fukai, T. Furuta and T. Ishibashi: Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1208 (1995).
3. R. Ostermeir, F. Koch, H. Brugger, P. Narozny and H. Dambkes: Semicond. Sci. Tech. **7**, B564 (1992).
4. A. Neviani, C. Tedesco, E. Zanoni, C. Canali, M. Manfredi and A. Cetronio: J. Appl. Phys. **74**, 4213 (1993).
5. H. Niwa, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani, H. Yamazaki and T. Taniguchi: Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 1343 (1998).
6. E. Zanoni, M. Manfredi, S. Bigliardi, A. Paccagnella, P. Pisoni, C. Tedesco and C. Canali: IEEE Trans. Electron Device **39**, 1849 (1992).
7. N. Shigekawa, T. Enoki, T. Furuta and H. Ito: IEEE Trans. Electron Device **44**, 513 (1997).
8. J. F. Young, B. M. Wood, G. C. Aers, R. L. S. Devine, H. C. Liu, D. Landheer and M. Buchanan: Phys. Rev. Lett. **60**, 2085 (1988).
9. N. Vodjdani, F. Chevoir, D. Thomas, D. Cote, P. Bois, E. Costard and S. Delaitre: Appl. Phys. Lett. **55**, 1528 (1989).
10. M. S. Skolnick, D. G. Hayes, P. E. Simmonds, A. W. Higgs, G. W. Smith, H. J. Hutchinson, C. R. Whitehouse, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, M. L. Leadbeater and D. P.Halliday: Phys. Rev. B **41**, 10754 (1990).
11. M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, D. G. Hayes, C. R. H. White, L. Eaves, A. W. Higgs, M. Henini, O. H. Hughes, G. W. Smith and C. R. Whitehouse: Semicond. Sci. Technol. **7**, B401 (1992).
12. N. Vodjdani, D. Côte, D. Thomas, B. Sermage, P. Bois, E. Costard and J. Nagle: Appl. Phys. Lett. **56**, 33 (1990).
13. J. S. Wu, K. H. Chang, C. P. Lee, C. Y. Chang, D. G. Liu and D. C. Liou: Appl. Phys. Lett. **59**, 87 (1991).
14. W. R. Frensley, M. A. Reed and J. H. Luscombe: Phys. Rev. Lett. **62**, 1207 (1989).

15. J. F. Young, B. M. Wood, G. C. Aers, R. L. S. Devine, H. C. Liu, D. Landheer, M. Buchanan, A. J. SpringThorpe and P. Mandeville: Phys. Rev. Lett. **62**, 1208 (1989).
16. J. Shah: Solid-State Electron. **21**, 43 (1978).
17. F. W. Sheard and G. A. Toombs: Appl. Phys. Lett. **52**, 1228 (1988).
18. T. Weil and B. Vinter: Appl. Phys. Lett. **50**, 1281 (1987).

第5章　InAs 量子ドットのフォトルミネッセンス解析

5－1　はじめに

0次元量子構造をもつ量子ドットは、その離散的状態密度を利用することにより半導体レーザの特性改善[1]や新しい量子効果デバイスへの応用が考えられ、注目を集めている。特に最近は、GaAs 上の InAs のエピタキシャル成長において、Stranski-Krastanov (S-K)モードによる InAs 量子ドットの自己形成現象が明らかになると[2-5]、InAs 量子ドットを用いたレーザ[6-8]やメモリデバイス[9,10]などが盛んに研究されるようになった。これらの InAs 量子ドットデバイスの実現・特性改善には、InAs 量子ドットにおけるキャリアの振舞いを解明することが重要である。

半導体量子構造におけるキャリアの振舞いを調べる上で、フォトルミネッセンス(PL)解析は最も一般的かつ有効な評価方法のひとつである。InAs 量子ドットにおいても、PL 解析の報告例は多数存在する。しかし、そのほとんどが多くのドットを観察するマクロ的な測定を行ったものである[11-15]。そのようなマクロ PL 測定では、InAs ドットのサイズなどの不均一性に起因する幅の広いスペクトルが得られ、個々のドット内におけるキャリアの振舞いを知ることはできない。したがって、少数個のドットを観察するため、局所的な測定技術が必要である。Marzin らは顕微 PL[16]、Grundmann らはカソードルミネッセンス[17]により、個々の量子ドットの離散的状態密度に起因する線幅の狭い発光線を観測し、局所励起による発光の分光解析が量子ドットの評価に重要なことを示した。

量子ドットが持つ離散的状態密度では、フォノン散乱によるキャリアの熱分布が抑えられ、発光線の線幅が温度に依存しないことが予想されている[18,19]。発光線幅の温度無依存性は、実験的にも Grundmann ら[17]や Notomi ら[20]によって報告されている。しかし、量子ドットの発光線幅の温度依存性を実験的に確認するには、単一ドットの観察はもちろんのこと、高いスペクトル分解能が必要であるが、報告されている発光線幅は 150 μeV[17]あるいは 400 μeV[20]とやや大きく、測定系の分解能で決められていた可能性がある。したがって、これらの報告からは量子ドットの発光線幅は温度依存性を持たないと結論することはできず、注意深い測定が必要である。

本章では、<50 μeV のスペクトル分解能を持つ顕微 PL 測定系を用いて、単一自己形成 InAs 量子ドットの PL 観察を行う。はじめに、試料構造を示した後、顕微 PL による単一量子ドットの観察について述べる。次に、発光線幅の温度依存性を調べるとともに、励起子の位相緩和について議論する。

5－2　試料構造と PL 測定条件

本研究で用いた試料のエピタキシャル層構造を表 5-1 に示す。結晶成長は分子線エピタキシ法により半絶縁性(S.I.)の GaAs(100)基板上に行った。GaAs および InAs の成長速度は、それぞれ 2.3~2.5 Å/s および 0.04 ML/s、As 圧は 1.6×10^{-5} Torr である。熱電対が示す基板温度 600 °C において GaAs バッファ層(300 nm)と AlGaAs 障壁層(48 nm)を成長した後、InAs の再蒸発を防ぐため基板温度を 530 °C まで下げ、1.8 ML の InAs を成長した。ここで、反射高速電子線回折(RHEED)がストリークパタンから 3 次元性を示す回折パタンに変化したことを観測し、InAs ドットが形成されたことを確認した。続いて、i-AlGaAs 障壁層を 5 nm だけ成長した後、基板温度を 600 °C に上げ、i-AlGaAs 障壁層を 43 nm (i-AlGaAs の厚さは合計 48 nm) と i-GaAs

キャップ層(20 nm)を成長した。最後に、基板温度を 530 °C まで下げ、原子間力顕微鏡(AFM)観察用の InAs ドット(1.8 ML)を成長した。

図 5-1 に表面 InAs ドットの AFM 像の一例を示す。図の黒い部分が低く、白い部分が高い。多数の白い斑点が存在し、ドットが形成されていることがわかる。AFM 観察により、複数の InAs ドットの高さおよび直径を調べ、平均値を求めると、それぞれ、1.7 nm および 37 nm であった。ドットの形状は、高さが低いドーム型であった。また、ドットの密度は 5×10^{10} cm^{-2} と見積もられた。このような高いドット密度では、顕微 PL の最小励起レーザ径 2 μm 内に 1,500 以上の量子ドットが存在する。さらに、光励起キャリアは 1 μm 程度拡散するため、実効的な観測領域は直径 4 μm 程度になることが予想され、顕微 PL でも完全に分離した単一発光線を観察することは難しい。したがって、電子線リソグラフィとウェットエッチングにより、直径 1 μm 程度のメサを作製した。これにより、観測されるドット数を少なくするだけでなく、温度依存性の測定の間、特定の量子ドットを見失うことなく追跡できるようになる。

表 5-1　エピタキシャル層構造

Layer Name	Composition	Thickness (nm)
Surface Dot	i-InAs	1.8 ML
Cap	i-GaAs	20
Barrier	i-$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	48
Quantum Dots	i-InAs	1.8 ML
Barrier	i-$Al_{0.35}Ga_{0.68}As$	48
Buffer	i-GaAs	300
Substrate	S.I. GaAs	-

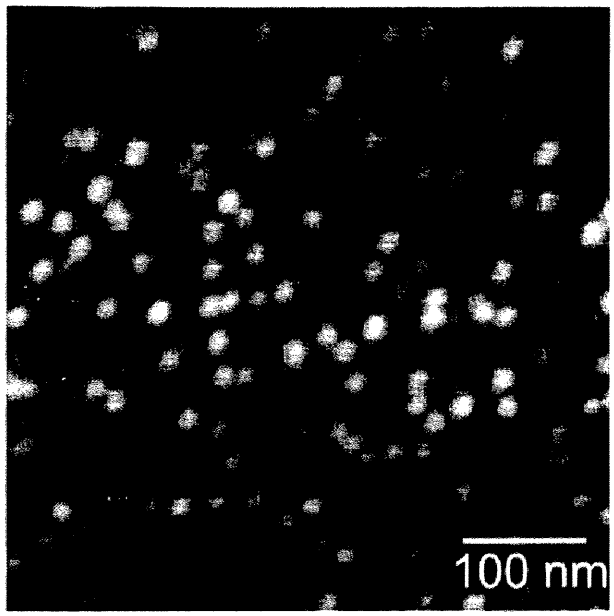


図 5-1　表面 InAs ドットの AFM 像

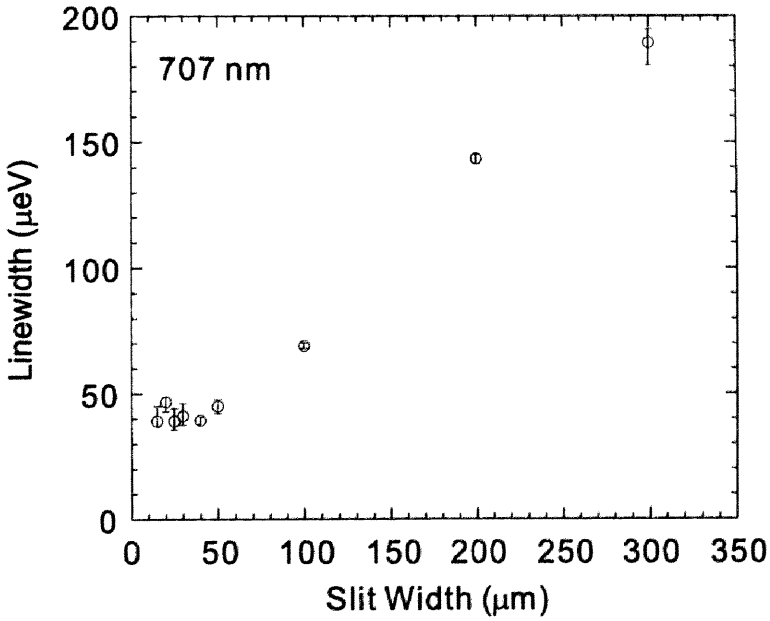


図 5-2　スペクトル分解能の入射スリット幅依存性

顕微 PL 測定は、4-3節で示した測定系で行い、励起光源には $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ 障壁を励起するため Ar レーザ(514.5 nm)を用いた。試料はクライオスタットに装着し液体ヘリウムで冷却した。

量子ドットの発光線は非常に狭い線幅を持つことから、発光線幅を議論する上で測定系のスペクトル分解能を知ることは重要である。Ar レーザに含まれる 707 nm の線スペクトルを測定することにより、測定系の分解能を見積もった。分解能評価用狭スペクトル光源として、PL 測定における試料の位置に配置した擦りガラスにより、レーザ光を散乱させたものを用いた。散乱させることにより、擬似的に PL と同様な指向性を持たない光源とした。図 5-2 に測定された線幅を分光器の入射スリット幅の関数として示す。なお、ディテクタに CCD を用いる場合、分光器の出射スリット幅は、CCD のチャネル間隔(~30 μm)となる。図から、707 nm の波長におけるスペクトル分解能は 50 μm 以下の入射スリット幅で 45 μeV 程度であることがわかる。

5-3　単一量子ドットの観察

図 5-3 に、メサ加工を行った試料の PL スペクトルを示す。測定温度は 10 K である。(a)はマクロ的測定によるスペクトル、(b)、(c)、(d)は、それぞれ、メサ径が 3.4 μm、2.0 μm、1.1 μm の試料のスペクトルである。マクロ測定の PL スペクトルは、1.5 eV の GaAs バンド端による発光、1.45~1.70 eV の量子ドットによるブロードな発光、1.8 eV にピークを持つウェッティングレイヤによる発光で構成される。メサ径の減少に従い、量子ドットおよびウェッティングレイヤのブロードなスペクトルは鋭い発光線に分離し、メサ径 1.1 μm の試料では完全に分離した発光線を観測することができた。この方法により、単一量子ドットの解析が可能なことがわかる。

図 5-4 に 1.60 eV 付近の PL スペクトルを拡大して示す。矢印で示すように、1.598 eV に細い線幅(83 μeV)をもつ独立した PL 線が観測され、細い

線幅はこの発光が量子ドットの０次元状態密度に起因していることを示している。以下では、この発光線に注目して議論する。なお、低エネルギー側にある比較的ブロードなPL線は、励起子分子の発光[21]と思われるが、本論文では詳細な解析は行っていない。

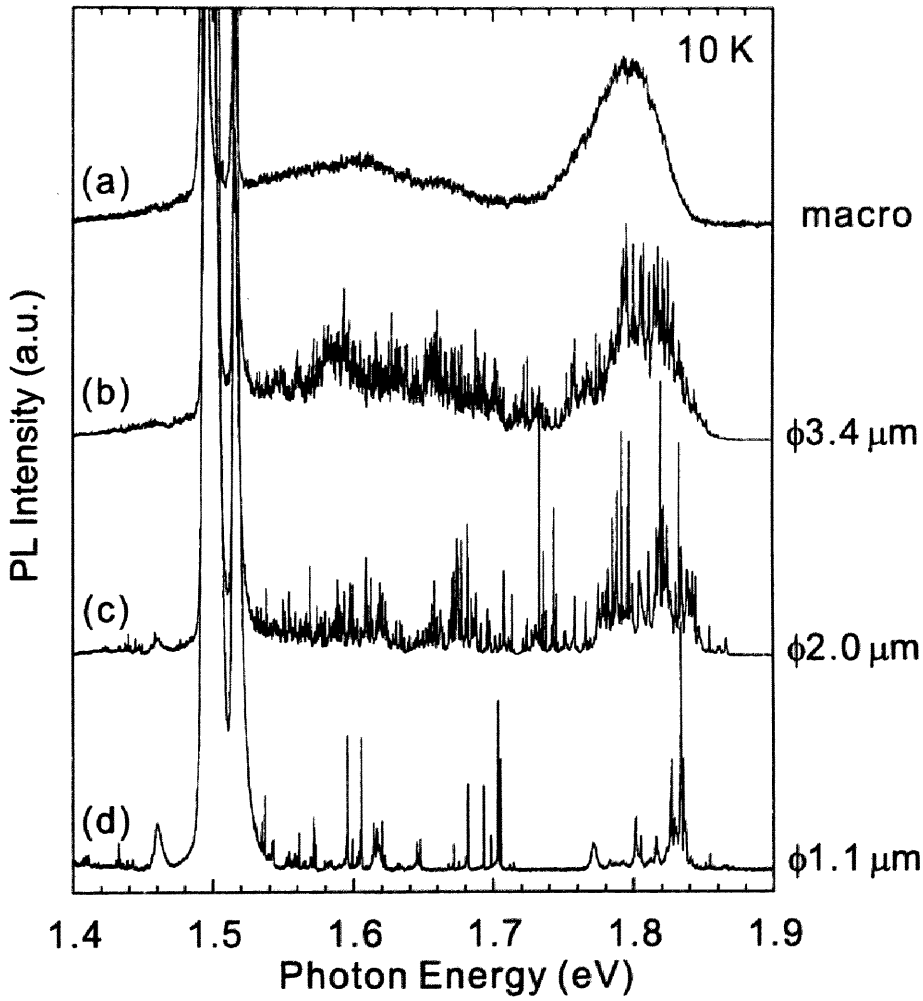


図 5-3　PLスペクトルのメササイズ依存性

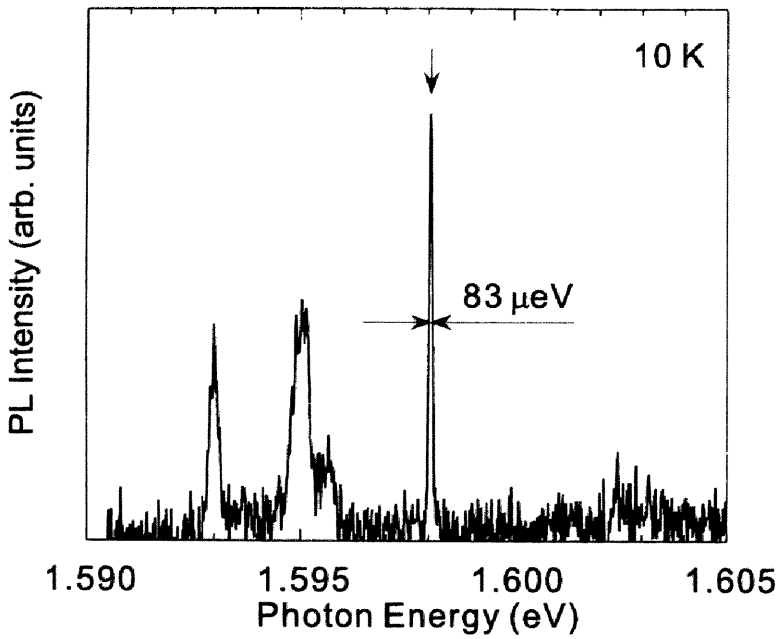


図 5-4　単一PL線の観測

5－4　励起強度の検討

量子ドットのPL線幅を議論する場合、強励起条件下では線幅が広がる可能性があることから、励起強度を検討する必要がある。本節では、PLスペクトルの励起強度依存性を調べることで適当な励起強度を検討する。

図 5-4に示した1.598 eVのPL線の励起強度依存性を図 5-5に示す。100 W/cm^{2}以下の励起強度では、ピーク強度は励起強度に従い増加したが、さらに大きな励起強度では、ピーク強度は飽和傾向を示した。量子ドットの励起子発光強度は、近似的に励起子準位の占有率と再結合速度の積で与えられる。占有率は、再結合速度($1/\tau_{re}$)とキャリア注入速度($1/\tau_{in}$)のバランスで決まることを考慮すると、$\tau_{in}/(\tau_{in}+\tau_{re})$に比例する。注入されるキャリアが少なく$\tau_{in} << \tau_{re}$の場合、占有率は$\tau_{in}/\tau_{re}$に比例し小さい。このとき、発光強度は$\tau_{in}$に比例する。一方、$\tau_{in}$が大きくなると、占有率はほぼ1となり、発光強度は$\tau_{in}$に依存しなくなる。$\tau_{in}$は励起強度に比例することを考慮すると、100 W/cm^{2}以下の励起強度では、発光強度が励起強度に従って強くな

ることから、励起子準位の占有率が小さく弱励起と言える。一方、100 W/cm^{2}以上の励起強度では、発光強度は励起強度に依存しないので、占有率がほぼ1となる強励起条件と考えることができる。

なお、100 W/cm^{2}以上の強励起条件下では、鋭いピークが白色光的なスペクトルに重畳するようになる。この様なホワイトスペクトルは、InAsドットの替わりに1 MLのInAs層を埋め込んだ試料では観測されなかったことから、濡れ層やマトリックス層ではなく、InAsドットに起因している。強励起条件下では基底準位が常に占有される状態となるため、励起準位にキャリアが入るようになることを考慮すると、観測されたホワイトスペクトルは、複数の励起子による多体効果[22,23]が顕著になった可能性を示唆している。

以上の議論から、100 W/cm^{2}以下の励起強度ならばほぼ弱励起と言える。PL線幅の励起強度依存性をまとめ、図 5-6に示した。100 W/cm^{2}以下の励起強度では、PL線幅はほぼ励起強度に依存しないので、線幅の議論が可能であることがわかる。なお、十分に弱励起であること、解析に必要なPL強度が得られることを考慮し、以降のPL測定における励起強度は30 W/cm^{2}が適当であると判断した。

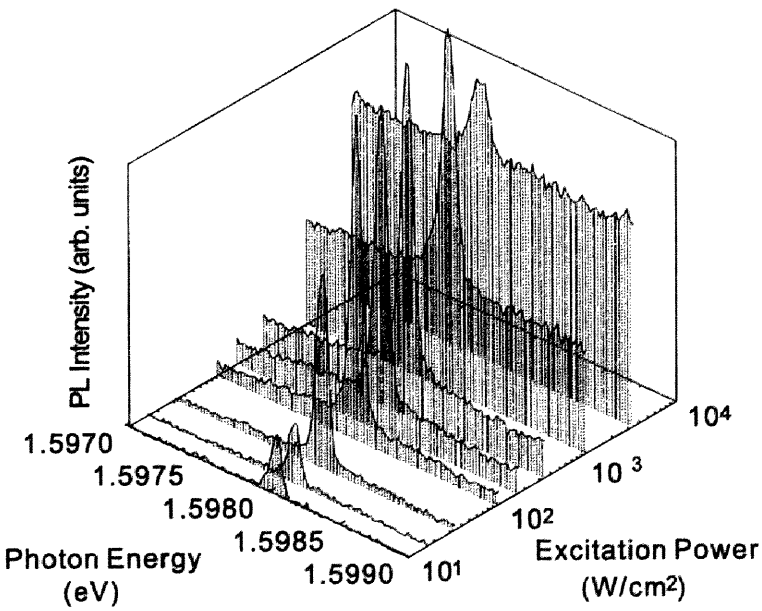


図 5-5　PLスペクトルの励起強度依存性

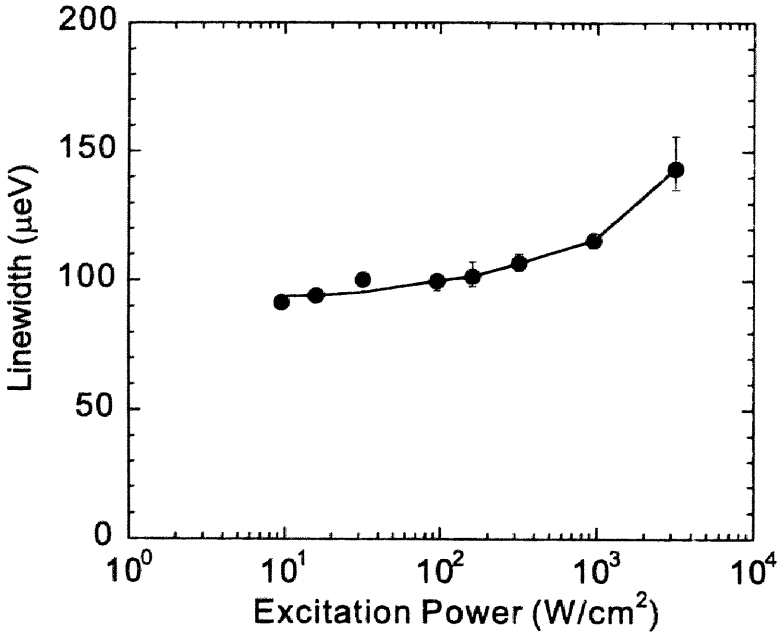


図　5-6　PL線幅の励起強度依存性

5－5　PL線幅の温度依存性と励起子位相緩和機構

図　5-4で示したPLスペクトルの温度依存性を図　5-7に示す。図中の矢印で示す1.598 eVのPL線に着目すると、温度の上昇に伴い、低エネルギー側へシフト（レッドシフト）するとともに線幅の増加が見られる。なお、温度上昇に伴うレッドシフトはバンドギャップの温度依存性に起因すると考えられる。図　5-8に線幅の温度依存性をまとめた。Grundmannら[17]やNotomiら[20]の報告に反して、30 K以上の温度で明らかにPL線幅は広くなっており、量子ドットの発光線幅の議論には十分なスペクトル分解能が必要であることともに、温度に依存した励起子の位相緩和過程が存在することを示している。なお、線幅は温度にほぼ比例しており、その傾きから位相緩和率を7.0±0.8 μeV/Kと見積もった。

量子ドットの基底準位における励起子の位相緩和は、励起子が基底準位から他の状態へ遷移するpopulation decayに加えて、2つのフォノンを介することにより最終的な励起子準位の変化はないが位相のみを緩和するpure

dephasing が考えられる[25-27]。前者は、再結合による励起子の減衰、励起準位への励起子の熱的遷移、近接ドットへの励起子のトンネリングやフォノンを介した遷移が考えられる。これらの population decay による PL 線幅の広がりは $\hbar\Gamma_{pop} = \hbar(\Gamma_{rec}+\Gamma_{mig}+\Gamma_{ther})$で与えられる。ここで、$\Gamma_{rec}$は再結合速度、$\Gamma_{mig}$は近接ドットへの遷移速度、$\Gamma_{ther}$は励起準位への熱的遷移速度である。pure dephasing による PL 線幅への寄与は、理論的に $2\Gamma_{pure}$ である[25]。ここで、Γ_{pure} は pure dephasing 速度である。まとめると、励起子の位相緩和による PL 線幅の広がりは、

$$\hbar\Gamma = \hbar(2\Gamma_{pure} + \Gamma_{pop}) = \hbar(2\Gamma_{pure} + \Gamma_{rec} + \Gamma_{mig} + \Gamma_{ther}) \qquad (5\text{-}1)$$

で与えられる。(5-1)式において、温度に依存する項はフォノンを介する位相緩和過程であるΓ_{pure}、Γ_{mig}、Γ_{ther}である。

量子ドットでは、３次元閉じ込めにより、結晶運動量保存則が緩和されること、および、フォノンによる励起準位への遷移が抑制されることを考慮すると、pure dephasing が顕著になり、Γ_{ther} よりΓ_{pure}が支配的になることが推測される。Fan らによるΓ_{pure}の計算結果[27]を引用し、PL 線幅の温度依存性と比較してみる。彼らの計算では、狭い GaAs/AlGaAs 量子井戸の界面凹凸による０次元局在励起子をモデルとして、LA フォノンによるΓ_{pure}を求めている。図 5-9 にΓ_{pure}の計算値（実線）と PL 線幅の測定値から温度依存の部分のみを取り出したもの（●）を示す。２つの温度依存性はよく一致していることから、PL 線幅の温度依存性が pure dephasing による可能性を示唆している。pure dephasing の位相緩和率は、CdSe や CuCl のナノ結晶ではドットサイズが小さい（発光エネルギーが大きい）ほど大きいことが報告されている[25,28]。しかし、同じ試料で 1.75 eV の PL 線についても位相緩和率を求めたところ、8.2±0.9 μeV/K であり、図 5-8 で得られた位相緩和率との大きな違いは見られなかった。最近の Takagahara の報告では、計算により pure dephasing の位相緩和率を求め、閉じ込めエネルギーが小さい場合はそのサイズ依存性が小さくなることが述べられている[29]。

Γ_{mig}の影響を調べるため、よりドット密度が高く(1×10^{11} cm^{-2})、ドット間が近接している試料において、同様に単一PL線(1.76 eV)の線幅の温度依存性を測定したが、得られた位相緩和率は6.5±0.2 μeV/Kであり、図 5-8で得られた位相緩和率との差は見られなかった。Γ_{mig}の影響については、更にドット密度の違う試料を用意して検討する必要がある。

InAsドットにおける励起子緩和機構について、PL線幅の温度依存性の測定結果とFunやTakagaharaらの計算結果との比較から、pure dephasingが支配的である可能性を述べたが、推測の域を出ていないことは否めない。この確認のためには、pure dephasingの緩和率とpopulation decayの緩和率を分離して測定できるphoton echo法が有効である。

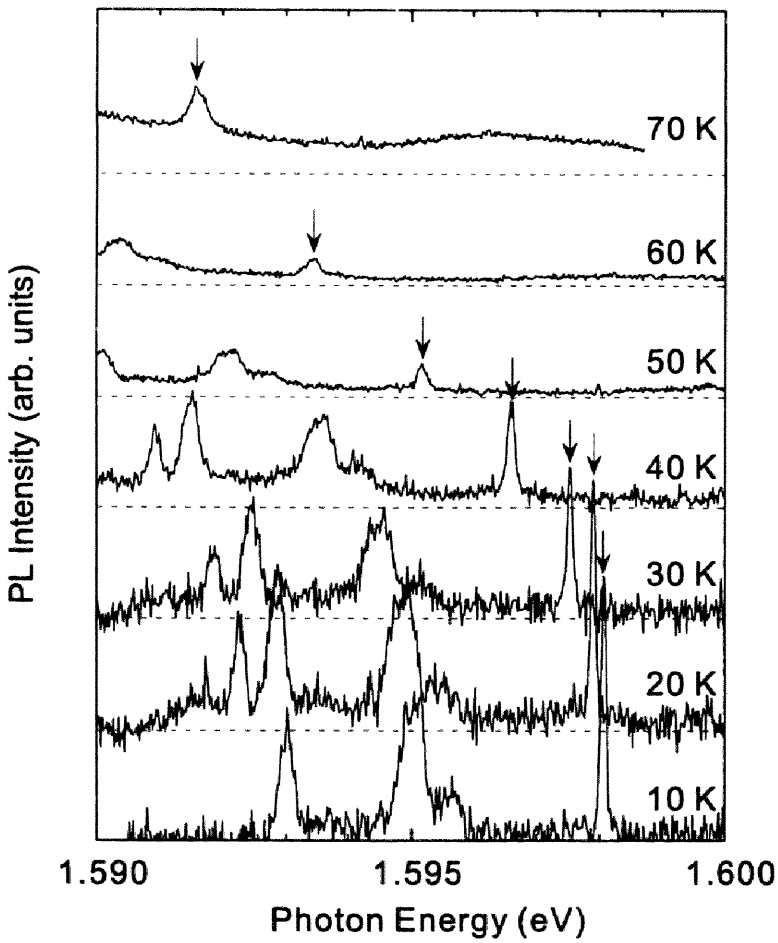


図 5-7　PLスペクトルの温度依存性

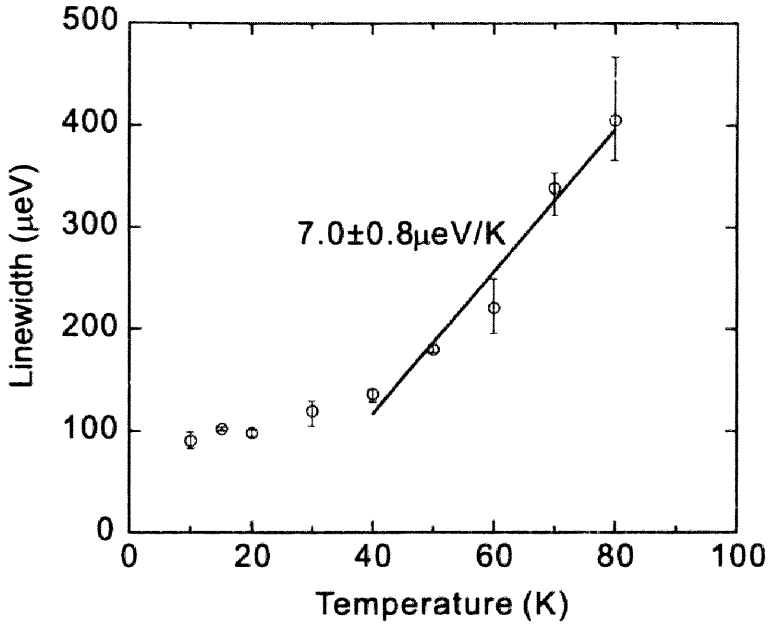


図　5-8　PL線幅の温度依存性

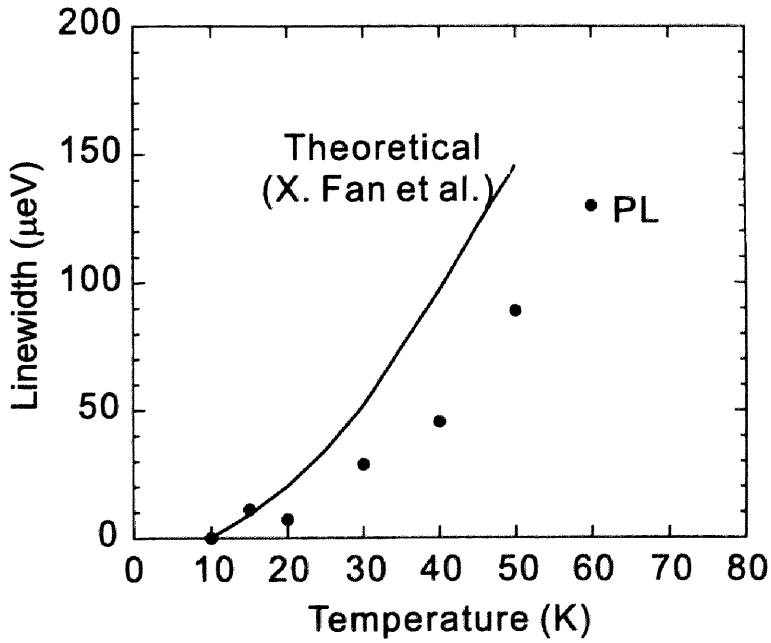


図　5-9　PL線幅とΓ_{pure}の計算値[27]との比較

5-6 まとめ

AlGaAs に埋め込まれた自己形成 InAs 量子ドットの顕微 PL を測定し、以下の結果を得た。

1) 顕微 PL 法と微細メサ加工を併用することにより、量子ドットの離散的状態密度を反映した鋭い発光線が分離して観測され、単一量子ドットの評価が可能であることを示した。
2) 高いスペクトル分解能を持つ分光器を用いることで、発光線幅が、従来の見解と異なり温度の上昇に伴い広がることを確認し、フォノンによる励起子の位相緩和過程の存在を示した。
3) 励起子位相緩和過程について議論し、Fan らの理論計算と比較した結果、高温では LA フォノンによる pure dephasing が支配的である可能性を示した。

参考文献

1. Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982).
2. D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars and P. M. Petroff: Appl. Phys. Lett. **63**, 3203 (1990).
3. S. Guha, K. C. Rajkumar and A. Madhukar: J. Cryst. Growth **111**, 4334 (1991).
4. J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André and O. Vatel: Appl. Phys. Lett. **64**, 196 (1994).
5. A. Madhukar, Q. Xie, P. Chen and A. Konkar: Appl. Phys. Lett. **64**, 2727 (1994).
6. H. Saito, K. Nishi, I. Ogura, S. Sugou and Y. Sugimoto: Appl. Phys. Lett. **69**, 3140, (1996).
7. D. L. Huffaker, O. Baklenv, L. A. Graham, B. G. Streetman and D. G. Deppe: Appl. Phys. Lett. **70**, 2356 (1997).
8. A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, D. A. Livshits, A. Y. Egorov, V. M. Ustinov, M. V. Maximov, Y. G. Musikhin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov and D. Bimberg: Electron. Lett. **35**, 1161 (1999).
9. G. Yusa and H. Sakaki: Electronics Lett. **32**, 491 (1996).
10. T. Suzuki, H. Ono, K. Nomoto, I. Hase and K. Taira: *Proc. 16th Symp. Future Electron Devices, Tokyo*, 1997, p. 52.
11. S. Fafard, D. Leonard, J. L. Merz and P. M. Petroff: Appl. Phys. Lett. **65**, 1388 (1994).
12. L. Brusaferri, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi and A. Bignazzi: Appl. Phys. Lett. **69**, 3354 (1996).
13. D. I. Lubyshev, P. P. González-Borrero, E. Marega, Jr., E. Petitprez, N. La Scala, Jr. and P. Basmaji: Appl. Phys. Lett. **68**, 205 (1996).
14. M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier and D. Bimberg: Appl. Phys. Lett. **68**, 979 (1996).
15. H. Lee, W. Yang and P. C. Sercel: Phys. Rev. B **55**, 9757 (1997).

16. J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, I. Izraël and D. Barrier: Phys. Rev. Lett. **74**, 4043, (1995).
17. M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer and D. Bimberg: Phys. Rev. Lett. **74**, 4043 (1995).
18. U. Bockelmann and G. Bastard: Phys. Rev. B **42**, 8947 (1990).
19. H. Benisty, C. M. Sotomayor-Torrès and C. Weisbuch: Phys. Rev. B **44**, 10945 (1991).
20. M. Notomi, T. Furuta, H. Kamada, J. Temmyo and T. Tamamura: Phys. Rev. B **53**, 15743 (1996).
21. A. Chavez-Pirson, J. Temmyo, H. Kamada, H. Gotoh and H. Ando: Appl. Phys. Lett. **72**, 3494 (1998).
22. M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, V. D. Kolakocskii, A. Gorbunov, M. Michel, R. Steffen and K. H. Wang: Phys. Rev. B **58**, 4740 (1998).
23. E. Dekel, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, D. Spektor, J. M. Garcia and P. M. Petroff: Phys. Rev. Lett. **80**, 4991 (1998).
24. R. W. Schoenlein, D. M. Mittleman, J. J. Shiang, A. P. Alivisotos and C. V. Shank: Phys. Rev. Lett. **70**, 1014 (1993).
25. T. Takagahara: Phys. Rev. Lett. **71**, 3577 (1993).
26. T. Takagahara: J. Lumin. **70**, 129 (1996).
27. X. Fan, T. Takagahara, J. E. Cunningham and H. Wang: Solid State Comm. **108**, 857 (1998).
28. T. Itoh and M. Furumuya: J. Lumin. **48&49**, 704 (1991).
29. Takagahara: Phys. Rev. B **60**, 2638 (1999).

第6章　InAs 量子ドットを介した共鳴トンネリングのフォトルミネッセンス解析

6－1　はじめに

半導体二重障壁構造における共鳴トンネル現象は、Tsu らにより提案されて以来[1,2]、基礎的物理現象や高速エレクトロニクス応用[3,4]など多岐にわたり研究されてきたが、これらの研究では、従来の結晶成長で形成される二次元量子井戸を介した共鳴トンネル現象を対象としている。近年、前章で述べたように、歪エピタキシにおける自己形成現象[5-10]により高品質な量子ドットを形成できることが明らかになると、量子ドットの零次元準位を介した共鳴トンネリングを容易に実現することが可能となった。InAs 量子ドットを介した共鳴トンネリングの観測は Itskevich らにより最初に報告され[11]、強磁場下における共鳴トンネル電流の振舞いが調べられた[11-13]。量子ドット共鳴トンネリングは量子ドットの電子構造評価･解析にとどまらず、新しい量子ドットデバイスや共鳴トンネルデバイスへの応用の可能性を含んでおり、重要なデバイス要素となり得る。

本章では、自己形成 InAs 量子ドットを AlGaAs 障壁層中に埋め込んだ量子ドット共鳴トンネルダイオード(QD-RTD)において、バイアスを印加した状態でフォトルミネッセンス(PL)測定を行うことにより、InAs 量子ドットを介した共鳴トンネリングに関する知見を得ることを目的とする。はじめに QD-RTD の素子構造と電流—電圧(*I-V*)特性を示した後、広いエネルギー

範囲で観測した PL スペクトルのバイアス依存性について述べる。次に、単一 PL 線の強度、エネルギー、線幅に注目して、バイアス依存性を議論する。

6－2　QD-RTD の素子構造と *I-V* 特性

表 6-1 に QD-RTD のエピタキシャル層構造を示す。結晶成長は(100) n^+-GaAs 基板上に分子線エピタキシで行った。基本構造は n-GaAs/i-AlGaAs/n-GaAs 単一障壁トンネルダイオードであるが、厚さ 14 nm の $Al_{0.38}Ga_{0.62}As$ 障壁層の中間に自己形成 InAs ドットが埋め込まれている。

素子の作製は、通常のフォトリソグラフィ、ウェットエッチング、金属蒸着、リフトオフにより行った。コレクタ電極に Ti/Au を用いることで、表面の n^+-InGaAs 層にノンアロイオーミック接触を形成した。なお、コレクタ電極にはルミネッセンス測定のための窓を設けてある。素子面積は、100×100 μm^2 である。

AlGaAs 障壁に埋め込まれた InAs ドットを評価するため、原子間力顕微鏡(AFM)観察および通常の PL 測定のための試料を用意した。AFM 観察用試料は、素子と同じ成長条件で InAs ドットを成長した後に成長を終了したものである。AFM 観察から、InAs ドットは高さ 1.5 ~ 3.0 nm、直径 20 ~ 40 nm のドーム形状をしていること、および、密度が 1.0 ~ 1.6×10^{11} cm^{-2} であることがわかった。図 6-1 は、十分に厚い AlGaAs 障壁(100 nm)の中間に InAs を埋め込んだ試料の顕微 PL スペクトルである。1.4 ~ 1.75 eV の領域に量子ドットによる発光線が観測され、GaAs バンドキャップエネルギーより 50 meV ほど高エネルギー側に最大値を持つ発光線の分布を示した。このブロードな分布はドットの不均一性によるものである。なお、1.62 eV の発光は、PL 参照用に形成した量子井戸によるものであり、InAs ドットと無関係である。

図 6-2に作製したQD-RTDの*I-V*特性を示す。挿入図は低バイアス電圧の部分を拡大したものである。電子がエミッタ（基板）からコレクタ（表面）へ流れる方向を順バイアスとする。電流—電圧特性には量子ドットの共鳴による構造は観測されなかった。これは、素子面積が100×100 μm^2と大きく、素子中のドット数が~10^7と非常に多いためである。これに対し、Itskevichらは面積が大きい素子にもかかわらず、量子ドットの共鳴電流ピークを観測した[11]。このことについて、彼らは、ほとんどの量子ドットの基底準位がエミッタの伝導帯端より低く、一部のドットだけ共鳴するためと述べている。本研究で用いた素子では、PLスペクトルから推測できるように、多くの量子ドットの共鳴準位はエミッタの伝導帯端より高いと考えられる。したがって、個々のドットによる共鳴電流ピークが観測されなかったのは妥当である。

表 6-1　QD-RTDのエピタキシャル層構造

Layer Name	Composition	Doping (cm^{-3})	Thickness (nm)
Collector Contact	n^+-$In_{0.6}Ga_{0.4}As$	1×10^{19}	30
	n^+-$In_xGa_{1-x}As$	1×10^{19}	50
	n^+-GaAs	1×10^{19}	100
Collector	n-GaAs	1×10^{17}	200
Spacer	i-GaAs	-	10
Barrier	i-$Al_{0.38}Ga_{0.62}As$	-	7
Quantum Dots	i-InAs	-	1.76 ML
Barrier	i-$Al_{0.38}Ga_{0.62}As$	-	7
Spacer	i-GaAs	-	10
Emitter	n-GaAs	1×10^{17}	200
Emitter Contact	n^+-GaAs	5×10^{18}	400
Substrate	n^+-GaAs	5×10^{18}	

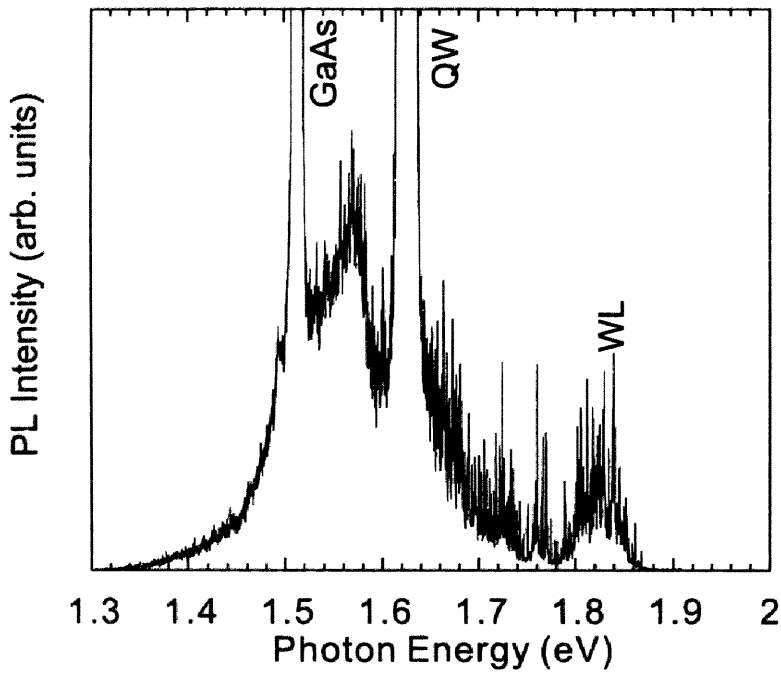


図 6-1　PL参照用試料の顕微PLスペクトル

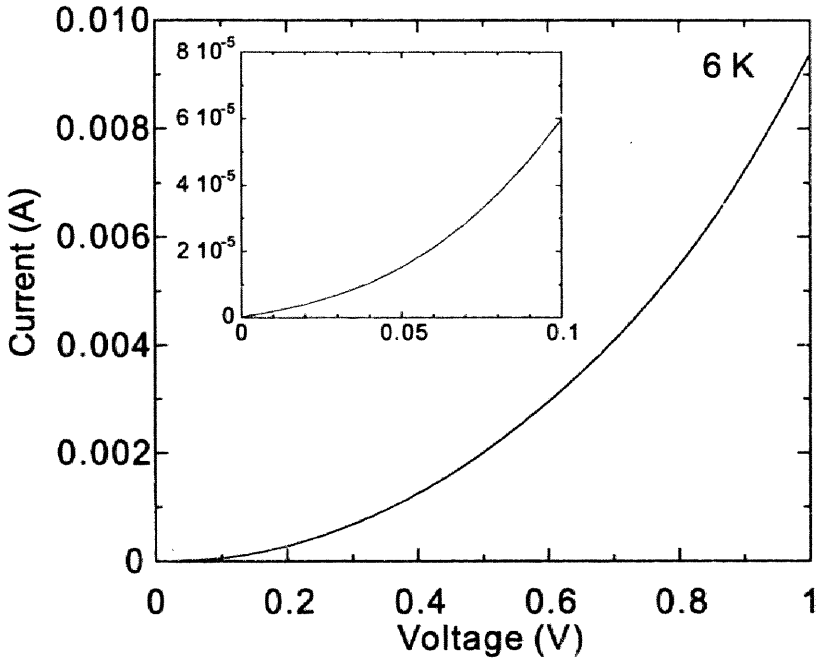


図 6-2　QD-RTDの*I-V*特性

6－3　QD-RTDのPL解析

6－3－1　QD-RTDのPL測定

QD-RTDのPL測定には、第4章の共鳴トンネルトランジスタのPL解析で使用した顕微PL測定系を用いた。少数キャリアであるホールの励起光源には、Arレーザ(514.5 nm)を用いた。測定は6Kで行った。

6－3－2　PLによる共鳴量子ドットの観測

はじめに、励起レーザの照射径をφ20 μmとやや大きくして、1.50 eVから1.75 eVの広いエネルギー範囲でQD-RTDのPLスペクトルを観察した。このような顕微測定法は、量子ドットの不均一性による発光線の分布を調べるのに有効である。なお、励起強度は約3 W/cm^{2}である。図 6-3に、QD-RTDに印加するバイアス電圧(V_{bias})を0 Vから1.0 Vまで変化させたときのPLスペクトルを示す。V_{bias} = 0 Vでは、1.51 eVに見られるGaAsのバンドギャップに相当する発光以外は観測されなかった。一方、V_{bias} > 0 Vでは、多数の鋭い発光線が観測され、バイアス電圧を印加することによりキャリアが量子ドットへ注入されたことを示す。図 6-2で示したように、QD-RTDの*I-V*特性では共鳴ドットによる構造は見られなかったが、PLスペクトルでは、個々のドットに起因する鋭い発光線が観測されたことから、単一量子ドットを介した共鳴トンネリングを調べることが可能であることがわかる。

図 6-4は、バイアス印加時におけるQD-RTDのエネルギーバンド図である。PL機構は、第4章で示した共鳴トンネルトランジスタのPL機構とほぼ同様である。零バイアスでは、薄いAlGaAs障壁で励起されたわずかな電子およびホールがInAs量子ドットに落ち込むだけであり、量子ドットの発光はほとんど得られない。一方、バイアス電圧を印加すると、コレクタの空乏層で励起されたホールは、電界によりAlGaAs障壁の方へドリフ

トし、量子ドットへトンネルする。多数キャリアである電子は、エミッタ蓄積層から量子ドットへ共鳴トンネルする。量子ドット内に注入された電子とホールが再結合することで、PL を発生する。

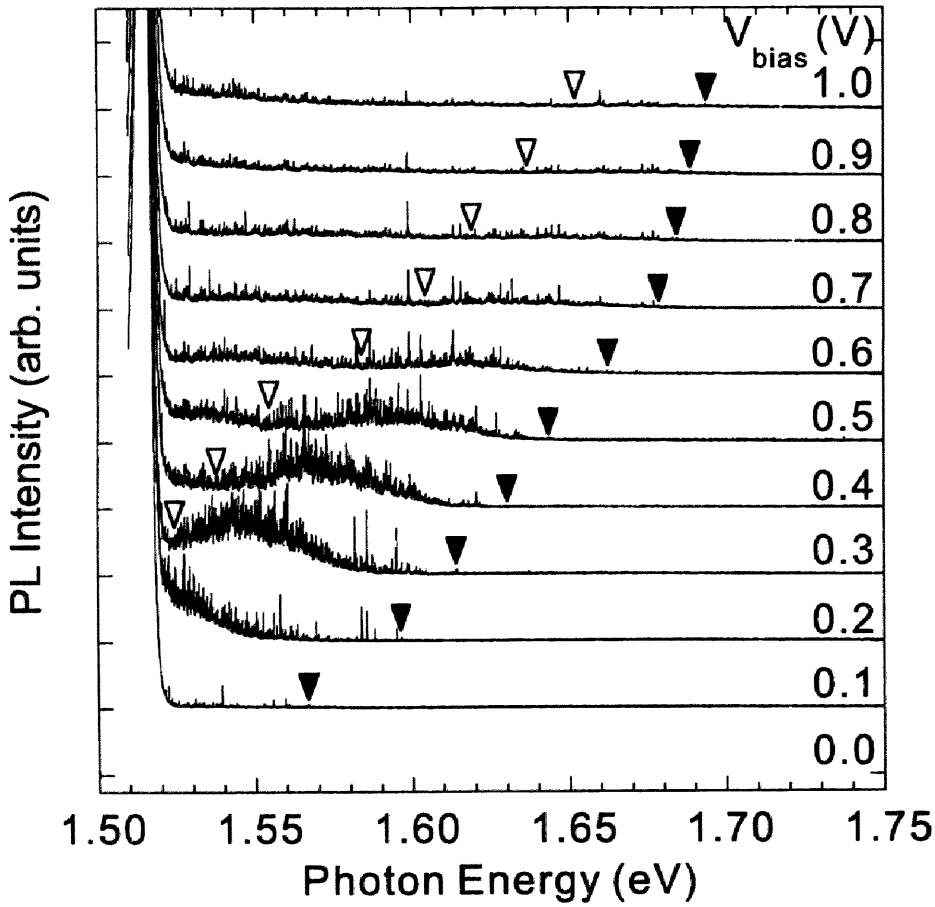


図 6-3　PL スペクトルの V_{bias} 依存性

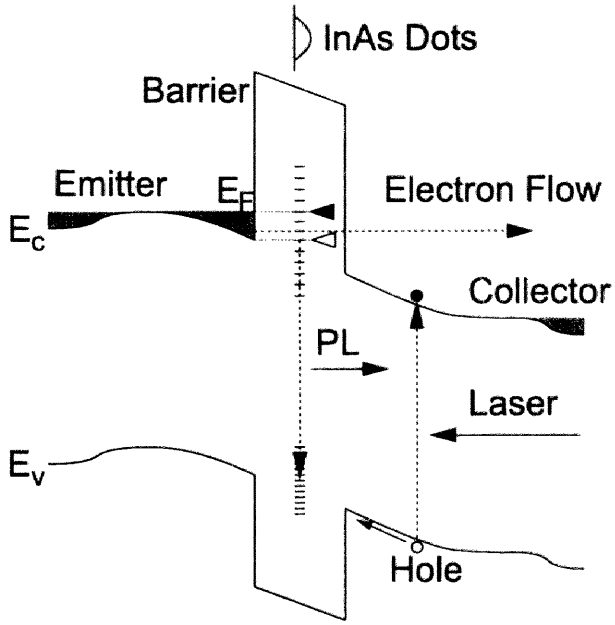


図 6-4　QD-RTDのエネルギーバンド図とPL機構

図 6-3に示したPLスペクトルにおいて、黒と白の矢印の間に見られる発光線の一群が、V_{bias}の増加に伴って、GaAsバンド端付近から高エネルギー側へシフトしていることに注目する。図 6-4のバンド図を参考にすると、エミッタ蓄積層の電子と共鳴している量子ドットは、V_{bias}の増加に伴い、GaAs伝導帯端付近の量子準位を持つ量子ドットから、より高い量子準位を持つ小さな量子ドットへと順番に代わってゆくことがわかる。このことを考慮すると、発光線の一群は共鳴量子ドットの一群に相当すると考えることができる。したがって、PLスペクトルに示した黒い矢印は、エミッタで最も大きなエネルギーをもつ電子と準位が一致した量子ドットを示す。バンド図に示すように、黒い矢印は絶対零度ではエミッタのフェルミエネルギー(E_F)を示す。また、白い矢印は、エミッタの伝導帯端(E_c)とエネルギーが一致した量子ドットを示す。V_{bias}の増加に伴うPL線群のブルーシフトは、各々の量子ドットが順々に共鳴していく様子を表しており、V_{bias}によって共鳴ドットを選択することができることを示している。また、白と黒

の矢印の間隔からエミッタ蓄積層の E_F を見積もることができ、$V_{bias} = 0.4$ V のとき $E_F \approx 90$ meV である。なお、PL スペクトルに示した黒の矢印の位置は、$V_{bias} > 0.7$ V では V_{bias} の増加にもかかわらず 1.7 eV 付近で変化しなかった。これは、不均一な InAs ドットのなかで最も高い量子準位を持つ InAs ドットを反映しているものと考えられる。

図 6-3 の PL スペクトルで、白い矢印より低エネルギー側においても、多数の発光線が観測された。これらの発光線に対応する量子ドットの基底準位は、大きな V_{bias} が印加されているため、エミッタの E_c 以下にさげられており、非共鳴状態である。詳細は明らかではないが、電子がフォノンを介することにより量子ドットに注入された可能性がある[14]。もうひとつの可能性としては、電子が量子ドットの励起準位にトンネリングした後、基底準位に緩和したことが考えられる。

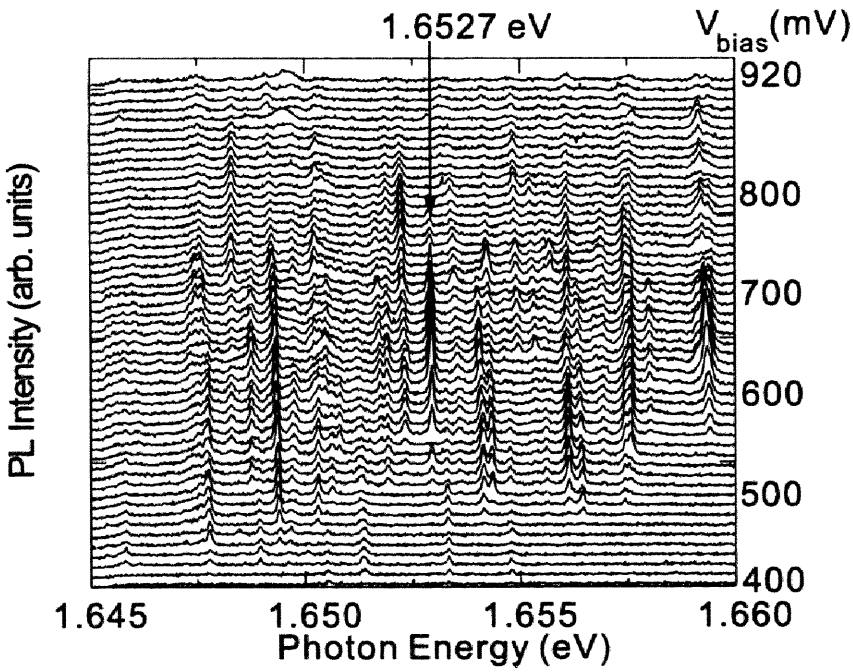


図 6-5　PL スペクトルの V_{bias} 依存性

6－3－3　単一共鳴量子ドットのPL解析

単一の量子ドットを介する共鳴トンネリングを解析するため、励起レーザ径をϕ2 μmに絞り、観測領域を小さくしてPL測定を行った。図 6-5に1.645 ~ 1.660 eVの狭いエネルギー領域におけるPLスペクトルのV_{bias}依存性を示す。この領域ではV_{bias}が0.4 ~ 0.9 Vのときに、共鳴状態の量子ドットによる発光線が得られた。矢印で示した1.6527 eVの単一PL線について、ピーク強度、ピークエネルギー、線幅のV_{bias}依存性を図 6-6にまとめる。

PL強度は、V_{bias}の増加に伴い610 mVで最大となったのち、徐々に減少した。この特性は、次に示す3D-0D共鳴トンネリングのI-V特性と似ている。

3D-0D共鳴トンネル電流のV_{bias}依存性について述べる。エミッタが3次元電子状態密度、量子ドットが0次元状態密度をもつとすると、エミッタ蓄積層の電子のうち、量子ドットの準位と等しいエネルギーを持つ電子のみ量子ドットへのトンネリングを許される[15]。したがって、共鳴トンネリングが起こる条件は、第1章の図 1-4で説明したように、

$$\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_x^2+k_y^2+k_z^2\right)=\frac{\hbar^2}{2m^*}k_R^2 \qquad (6\text{-}1)$$

のように表される。ここで、$\hbar$、m^*、k_i $(i = x, y, z)$は、それぞれ、プランク定数、電子の有効質量、エミッタにおけるそれぞれの方向の電子波数である。k_R (> 0)はドットの量子準位に相当する電子波数である。左辺はエミッタにおける電子のエネルギー、右辺は量子ドットの共鳴準位を表している。この関係を運動量空間に示すと、図 6-7（a）ように、エミッタのフェルミ球（半径k_F）とドットの準位に相当する半径k_Rを持つ半球面の重なりで表される。共鳴トンネル電流は、エミッタの状態密度に比例すると仮定すると、重なった半球面の面積に比例する。したがって、トンネル電流は、バイアス電圧を印加して共鳴準位が下がりE_Fと等しくなったとき$(k_R = k_F)$、図 6-7（b）の実線に示すように、急激に流れ始める。さらにバイアス

電圧を増加すると、半球面の面積が徐々に小さくなるので、トンネル電流も徐々に低下する。共鳴準位がエミッタの E_c より下がると($k_R < 0$)、トンネル電流は流れなくなる。したがって、3D-0D 共鳴トンネリングにおける *I-V* 特性は、図 6-7（b）の実線で示すような三角形の特性となる。なお、有限温度では、エミッタのフェルミ分布の広がりにより、点線で示すような *I-V* 特性となる。この場合、3D-0D 共鳴トンネル電流は

$$\begin{cases} I \propto \dfrac{V_{Ec} - V}{1 + \exp\left\{\dfrac{\alpha q}{kT}\left(V_{EF} - V\right)\right\}} & \left(V \le V_{Ec}\right) \\ I = 0 & \left(V > V_{Ec}\right) \end{cases}, \qquad (6\text{-}2)$$

で表される[16]。ここで、V_{Ec} および V_{EF} は、それぞれ、共鳴準位がエミッタの E_c および E_F と一致する電圧、q、k、T は、それぞれ、電荷素量、ボルツマン定数、絶対温度である。αは実効バイアス電圧係数である。

(6-2)式から計算した *I-V* 特性を、PL 強度の V_{bias} 依存性と比較するため、図 6-6（a）に破線で示す。ここで、5 ~ 17 K の各温度について計算した。なお、PL 強度の V_{bias} 依存性に合うように、V_{Ec} = 0.57 V および V_{EF} = 0.82 V とした。また、αは、ポアソン方程式を解くことにより求められ、V_{bias} = 450 ~ 850 mV に対して、0.08 ~ 0.06 である。PL 強度の V_{bias} 依存性は、計算した 13 ~ 17 K の *I-V* 特性によく一致しており、PL 強度が 3D-0D 共鳴トンネル電流を反映していることを示している。PL 強度は単位時間あたりに注入されるキャリアの数に依存すると考えられる。ホールの有効質量が重いことを考慮すると、量子ドットの価電子帯には多くの量子準位が存在するものと思われる。したがって、ホールについては V_{bias} に依存せず一定とみなせる。一方、電子の有効質量は小さく量子準位間隔が大きいので、量子ドットに注入される電子の数は V_{bias} に強く依存する。したがって、PL 強度の V_{bias} 依存性は、電子の共鳴トンネル電流を表すと考えることができる。なお、13 ~ 17 K という温度は、PL 測定温度の 6 K より少し高い。試料は

クライオスタットの熱伝導冶具に取り付けられており、試料温度は熱電対表示温度よりも若干高い可能性が考えられる。

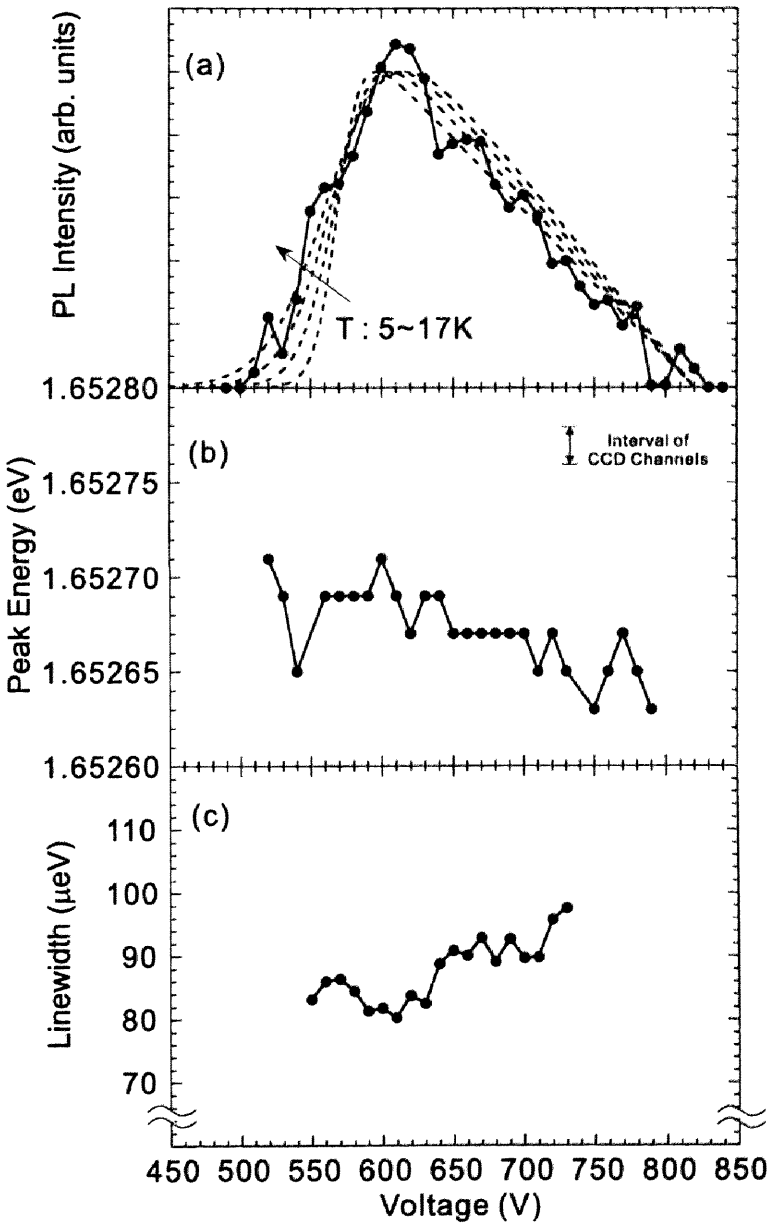


図 6-6　1.6527 eV の単一 PL 線の(a)発光強度、(b)ピークエネルギー、(c)線幅の V_{bias} 依存性

PLピークエネルギーは、図 6-6（b）に示すように、V_{bias}の増加に伴いわずかに低下した。これは、量子閉じ込めシュタルク効果の存在を示唆している。なお、レッドシフトが50 μeVと非常に小さいのは、キャリアが小さい量子ドットに閉じ込められているためである。

PL線幅(Γ_{PL})は、図 6-6（c）に示すように、V_{bias}の増加に伴い80 μeVから100 μeVに徐々に増加した。Γ_{PL}が共鳴準位におけるキャリアのエネルギー分布幅を反映すると考えると、V_{bias}によるΓ_{PL}の増加は、コレクタ障壁の低下によって共鳴準位—コレクタ間の結合が強くなった結果、共鳴準位幅が広がったことを示す可能性がある。

図 6-8は、様々なドットのPL線のΓ_{PL}を発光エネルギーの関数としてプロットしたものである。1.54 ~ 1.72 eVの範囲で、22 ~ 280 μeVのΓ_{PL}を持つPL線が観測された。多少のらばらつきは見られるものの、発光エネルギーが高いほどΓ_{PL}は大きい。発光エネルギーの高いものは、キャリアの閉じ込めエネルギーが小さいことからドットと外部電極の結合が大きいため、量子準位幅が広がっていることを反映していると思われる。

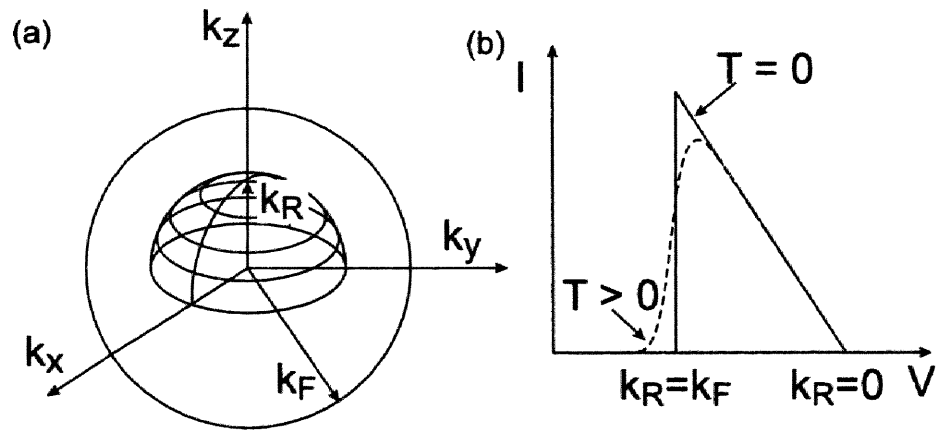


図 6-7　3D-0D共鳴トンネリングにおける(a)運動量空間でのエミッタのフェルミ球とドットの量子準位の関係、および、(b)*I-V*特性

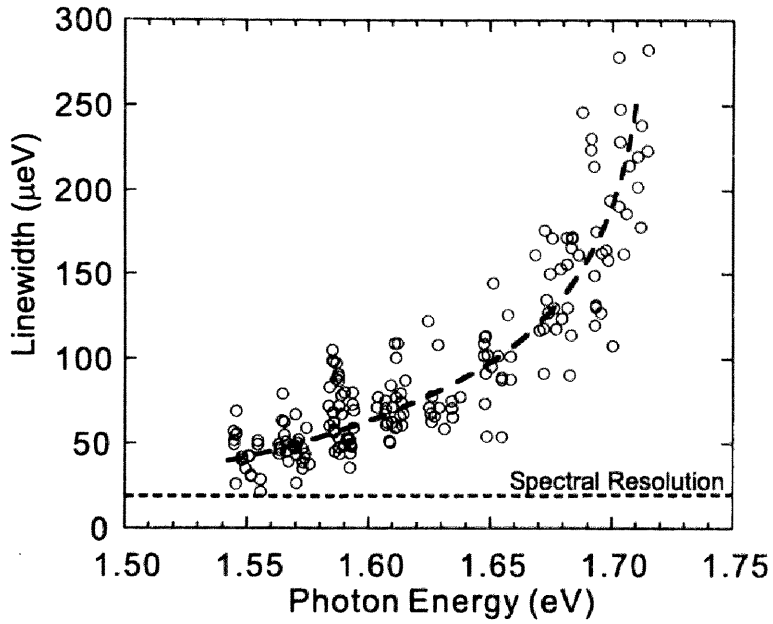


図 6-8　さまざまなPL線の発光エネルギーと線幅の関係

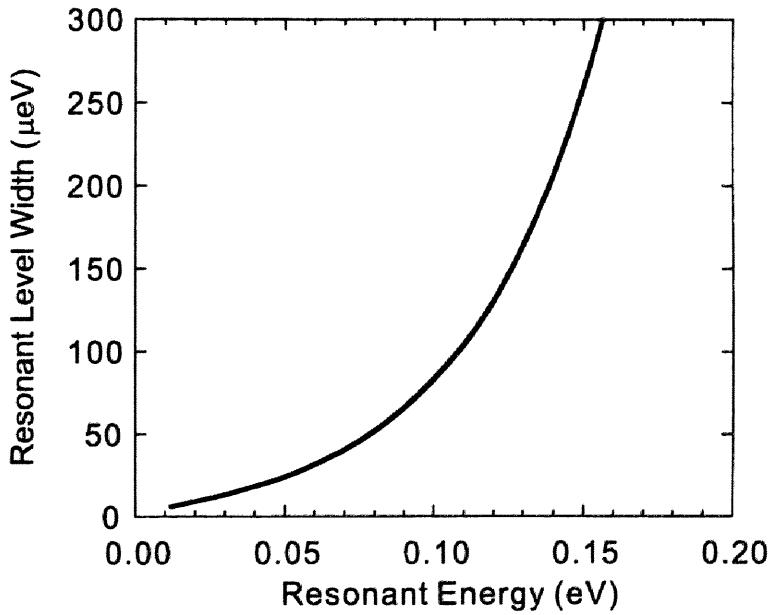


図 6-9　共鳴トンネル準位幅の共鳴エネルギー依存性

GaAs/AlGaAs/InAs/AlGaAs/GaAs 共鳴トンネル構造について、障壁に垂直な方向のみを考慮して共鳴準位幅を計算した。その結果を、共鳴エネルギーの関数として図 6-9 に示す。ここで、共鳴エネルギーはエミッタの伝導帯端から測った量子準位の高さであり、InAs 井戸の厚みを変えて計算を行った。共鳴エネルギーが高いほど共鳴準位幅が大きく、図 6-8 で示したΓ_{PL}の発光エネルギー依存性とよく対応した結果が得られている。このことは、Γ_{PL}が共鳴準位幅を反映するという考察を支持している。共鳴準位の寿命がΓ_{PL}の逆数で与えられると仮定すると、22 μeV から 280 μeV のΓ_{PL}に対して、共鳴準位の寿命は 27 ps から 2.1 ps と見積もられる。なお、図 6-8 のΓ_{PL}のばらつきは決して小さくないが、この理由としては、AlGaAs 障壁層の厚みや組成などのばらつき、キャリアのドット間マイグレーションや欠陥を介した非発光再結合などのトンネリング以外の緩和過程[17]が考えられるが、さらに検討が必要である。

PL 実験においては、ホールの存在が電子の共鳴トンネル過程に影響を及ぼすことが考えられる。特に、量子ドットでは、電子の状態密度が小さいためドット内の電子とホールの数が同程度になり、ホールの影響は顕著になると思われる。例えば、電子がホールとクーロン力で引き合うことによりドット内に留まり、共鳴準位の寿命がホールの存在しない場合に比べて長くなることなどが考えられるが、詳細は明らかにできなかった。微小 QD-RTD を作製することで単一ドットの共鳴トンネル電流を観測し、光照射がその電流—電圧特性に与える影響を調べることなどにより検討する必要がある。

6-4　まとめ

自己形成 InAs 量子ドットを埋め込んだ QD-RTD におけるキャリア輸送機構を調べるため、素子にバイアスを印加した状態で顕微 PL 解析を行った。その結果、以下の知見を得た。

1) QD-RTD の *I-V* 特性には、ドットの共鳴に起因する電流ピークは観測されなかったが、PL スペクトルには、共鳴状態にある量子ドットに由来する鋭い発光線の一群を観測し、PL 測定が有効であることを明らかにした。
2) 単一の PL 線を詳細に評価することで、単一量子ドットを介した共鳴トンネリングを調べることが可能なことを示した。
3) 単一 PL 線のバイアス依存性を測定し、発光強度から 3D-0D トンネリング特性が明らかとなった。
4) 単一 PL 線の発光エネルギーがバイアス電圧により低エネルギー側へシフトしたことから、量子閉じ込めシュタルク効果の存在が明らかとなった。
5) 単一 PL 線の線幅は、バイアスの増大に従い広がること、および、発光エネルギーの高い発光線ほど広いことから、共鳴準位幅を反映している可能性を示した。
6) 共鳴準位の寿命を 2.1 ps から 27 ps と見積もることができた。

参考文献

1. R. Tsu and L. Esaki: Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
2. L. L. Chang, L. Esaki and R. Tsu: Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
3. S. M. Sze, *High-Speed Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 1990).
4. T. Akeyoshi, H. Matsuzaki, T. Itoh, T. Waho, J. Osaka and M. Yamamoto: *Proc. Int. Conf. Induim Phosphide and Related Materials, Switzland*, 1999, p. 405.
5. L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse and G. Le Rouz: Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).
6. S. Guha, K. C. Rajkumar and A. Madhukar: J. Cryst. Growth **111**, 4334 (1991).
7. D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars and P. M. Petroff: Appl. Phys. Lett. **63**, 3203 (1990).
8. J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André and O. Vatel: Appl. Phys. Lett. **64**, 196 (1994).
9. A. Madhukar, Q. Xie, P. Chen and A. Konkar: Appl. Phys. Lett. **64**, 2727 (1994).
10. R. Nötzel, J. Temmyo and T. Tamamura: Nature **369**, 131 (1994).
11. I. E. Itskevich, T. Ihn, A. Thornton, M. Henini, T. J. Foster, P. Moriarty, A. Nogaret, P. H. Beton, L. Eaves and P. C. Main: Phys. Rev. B **54**, 16401 (1996).
12. A. S. G. Thornton, T. Ihn, P. C. Main, L. Eaves, F. W. Sheard and M. Henini: Physica E **2**, 57 (1998).
13. N. Narihiro, G. Yusa, Y. Nakamura, T. Noda and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **70**, 105 (1997).
14. V. J. Goldman, D. C. Tsui and J. E. Cunningham: Phys. Rev. B **36**, 7635 (1987).
15. H. C. Liu and G. C. Aers: J. Appl. Phys. **65**, 4908 (1989).
16. T. Suziki, M. Nomoto, K. Taira and I. Hase: Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 1917 (1997).

17. T. Takagahara: Phys. Rev. Lett. **71**, 3577 (1993).

第７章　総括

本論文は、筆者が 1995 年から 1999 年にかけて共鳴トンネル論理素子の動作解析と共鳴トンネル構造の評価に関して研究を行った結果をまとめたものである。

第１章では、半導体素子の歴史的背景と現状を基にして、共鳴トンネル論理素子の位置付けを行うとともに、その重要性を明らかにした。次に、共鳴トンネル素子の基礎的な動作原理と共鳴トンネル素子を用いた論理素子について述べた。共鳴トンネル論理素子の現状と課題を示した後、本論文の目的が共鳴トンネル論理素子の高速化のための指針を得ること、および、高機能化ための知見を得ることであることを述べた。

第２章では、２つの共鳴トンネル素子で構成され、単安定―双安定転移を利用する共鳴トンネル論理素子 MOBILE について、動作速度評価を数値計算に基づいて行った。はじめに、駆動電圧振幅、共鳴トンネルトランジスタの電流―電圧特性が動作速度に与える影響を検討した。その結果、駆動電圧振幅には高速動作のための最適値があること、２つのトランジスタのピーク電流差が大きい方が高速動作可能なこと、トランジスタのピーク電流／バレー電流比が大きい方が高速動作可能なことを明らかにした。論理素子全系のポテンシャルエネルギーを定義し、それにより MOBILE の応答特性を説明できることを示した。また、２つのトランジスタの容量の違いや配線容量・次段の入力容量などの寄生容量が高速動作時において誤動作を起こす原因となることを見出し、その機構を寄生容量を流れる変位電流から解明するとともに、正常動作マージンを求めた。さらに、MOBILE の高速動作のために最適なバイアス電圧条件の導出方法を示した。

第3章では、MOBILE間の配線に光配線を導入することにより誤動作の原因となる寄生容量を取り除くことが可能であるというアイデアを基に、共鳴トンネル光・電子論理素子OE MOBILEの提案・動作確認を行った。はじめに、共鳴トンネルトランジスタがp^+/n接合ゲートの空乏層変調効果により光照射に敏感に応答することを示し、MOBILE型の光入力素子として有効であることを示した。つぎに、OE MOBILEについて、光入力に対するNOT/NOR/NAND/OR/ANDの動作を確認するとともに、1) 光高感度である、2) ラッチ動作を行う、3) 1つの論理素子で複数の論理機能を持つ、4) 論理機能を選択的に変化させることができるという特徴をもつことを示した。これらの結果から、共鳴トンネル素子の光・電子機能素子応用という新しい可能性を明らかにした。また、OE MOBILEはトランジスタのゲートに電気入力を印加しても論理動作が可能であり、超高速かつ高機能な光・電子集積回路への応用の可能性を持つことを明らかにした。

第4章では、MOBILEの構成要素である共鳴トンネルトランジスタの高性能化の指針を得ることを目的に、フォトルミネッセンス解析を行った。励起光波長を選択することで量子井戸を直接励起しない工夫を行い、共鳴トンネル電流と相関を持つ発光の観測に成功した。これによりスペクトル解析が容易となり、発光強度・線幅が共鳴電圧で増大することを見出すとともに、量子井戸内への電荷蓄積という共鳴トンネルトランジスタの動作速度にとって重要な現象の存在を明らかにし、その充電時間を見積もることに成功した。さらに、非対称障壁構造をもつ共鳴トンネルダイオードについて、量子井戸内の電荷蓄積と充電時間を評価したところ、充電時間がコレクタ障壁の透過率で決められることを明らかにした。

第5章では、新機能デバイスの基本構造となり得る自己形成InAs量子ドットについてフォトルミネッセンス解析を行った。顕微フォトルミネッセンス測定法を導入することにより、単一量子ドットの解析を可能とした。また、高分解能な分光器を導入することにより、量子ドットの0次元状態

密度に起因する鋭い発光線の線幅の議論を可能とした。従来の見解に反して、発光線幅が温度の上昇に伴い広がることを見出し、フォノンによる励起子の位相緩和過程の存在を明らかにするとともに、LA フォノンによる pure dephasing の関与の可能性を指摘した。

第6章では、新機能が期待できる量子ドット共鳴トンネル素子について、そのキャリア輸送現象を明らかにするため、フォトルミネッセンス解析を行った。顕微分光技術を導入することにより、単一量子ドットを介した共鳴トンネリングの観測に成功した。単一発光線のバイアス電圧依存性を解析したところ、発光強度から3次元—0次元共鳴トンネリング特性、発光エネルギーから量子閉じ込めシュタルク効果の存在が明らかとなった。また、発光線幅は、バイアス電圧の増加に伴い広がること、発光エネルギーの高い発光線ほど広いことから、量子ドットの共鳴準位幅を反映していることを明らかにするとともに、共鳴準位の寿命を見積もることができた。

最後に、本論文で得られた成果を踏まえ、共鳴トンネル論理素子の研究に関する今後の展望と課題について述べる。単安定—双安定転移論理素子 MOBILE の高速化に関しては、2つのトランジスタの容量の違いによる誤動作を防ぐことに伴う遅延が問題であり、容量の制御・削減がポイントとなる。したがって、本論文で提案し、その基本動作を実証した光・電子論理素子 OE MOBILE に更に光出力を導入することで、MOBILE 間の配線を寄生容量のない光配線で行うことが重要である。この実現のためには、共鳴トンネル素子とレーザダイオードとの集積化技術を確立することが必要である。また、共鳴トンネルトランジスタの量子井戸に蓄積される電荷も、MOBILE の誤動作の原因となる容量成分として働くことが考えられるが、容量としての値は未検討であり、評価する必要がある。

また、共鳴トンネル論理素子の高機能化に関しては、OE MOBILE の機能の探求、および、量子ドット共鳴トンネル素子における機能論理動作の可能性を調べることが課題である。OE MOBILE については、光出力を導

入し、光と電気の両方で論理が可能な光・電子融合論理への発展が考えられる。また、量子ドットデバイスについては、機能動作実現のために求められる電気的特性を明らかにするとともに、そのための素子構造を検討する必要がある。負性抵抗を利用する機能動作と単一電子トンネリング現象を利用する機能動作の可能性があるが、これらの実現には、更なるキャリア輸送機構の解明が重要である。

謝辞

本研究の遂行にあたり、名古屋大学工学研究科量子工学専攻教授　水谷孝先生には終始懇切丁寧な御指導及び御鞭撻を賜りました。ここに謹んで感謝の意を表します。

名古屋大学工学研究科電子工学専攻教授　澤木宣彦先生、同助教授　前澤宏一先生には本論文をまとめるにあたり多大な御指導と有益な御討論を戴きました。厚く御礼申し上げます。

名古屋大学工学研究科量子工学専攻助手　岸本茂先生には、研究開始当初より、実験指導および有益な御助言を戴きました。深く感謝の意を表します。

本研究において使用した共鳴トンネルトランジスタは日本電信電話株式会社(NTT)フォトニクス研究所　明吉智幸研究員から提供していただいたものです。また、共鳴トンネルダイオードの結晶はNTTフォトニクス研究所　大阪次郎研究員に成長していただいたものです。自己形成InAs量子ドットに関する結晶は浅岡和也氏（現トヨタ自動車）に成長していただいたものです。ここに記すとともに厚く御礼申し上げます。

最後に、本研究の遂行に当たり筆者を支えてくれた家族、友人、水谷研究室の皆様に心より感謝します。

本論文に関する発表

I. 学会誌

1. Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani, K. Maezawa
   "Operation Speed Consideration of Resonant Tunneling Logic Gate Based on Circuit Simulation"
   IEICE Trans., Electron., Vol. E79-C, No. 11, 1530-1536, 1996.
2. Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani, T. Akeyoshi
   "Photoluminescence Study of Resonant-Tunneling Transistor"
   Int. Phys. Conf. Series, 97TH8272, pp. 613-616, 1997.
3. Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani, T. Akeyoshi
   "Logic Gate for Optical Input Using Monostable-Bistable Transition of Serially Connected Resonant Tunnelling Transistors"
   Electronics Lett., Vol. 34, No. 3, pp. 250-251, 1998.
4. K. Asaoka, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani
   "Microscopic Photoluminescence Study of InAs Single Quantum Dots Grown on (100) GaAs"
   Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, No. 1, pp. 546-549, 1999.
5. Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani, T. Akeyoshi
   "Optoelectronic Flexible-Function Logic Gate Using Monostable-Bistable Transition of Serially Connected Resonant Tunneling Transistors"
   Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, No. 4, pp. 2586-2589, 1999.
6. Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani
   "Photoluminescence Study of Resonant Tunneling Transistor with p^+/n-Junction Gate"
   Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 39, No. 1, 2000. (to be published)
7. Y. Ohno, K. Asaoka, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani

"Observation of Resonant Tunneling through Self-Assembled InAs Quantum Dot using electro-photoluminescence spectroscopy"
J. Appl. Phys. (submitted)

II. 国際会議

1. Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani
"Photoluminescence Study of Resonant-Tunneling Transistor"
24th International Symposium on Compound Semiconductors, San Diego, USA, September 1997.

2. K. Asaoka, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani
"Microscopic PL Study of InAs Single Quantum Dots Grown on (100) GaAs"
1998 International Symposium on Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures, Sapporo, June 1998.

3. K. Asaoka, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani
"Ultranarrow Luminescence Lines from Single InAs Quantum Dots Grown on a GaAs Substrate"
1998 Microprocesses and Nanotechnology Conference, Kyoungju, Korea, July 1998.

4. Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani, T. Akeyoshi
"Optoelectronic Flexible-Function Logic Gate Using Monostable-Bistable Transition of Serially Connected Resonant Tunneling Transistors"
1998 International Conference on Solid State Devices and Materials, Hiroshima, September 1998.

5. Y. Ohno, K. Asaoka, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani
"Observation of Resonant Tunneling through InAs Quantum Dots by Using Electro-Photoluminescence Spectroscopy"
11th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Davos, Switzerland, May 1999.

III. 国内発表

1. 大野雄高、岸本茂、水谷孝、前澤宏一

「共鳴トンネル論理ゲートの動作速度シミュレーション－容量の効果」
第４３回応用物理学関係連合講演会、東洋大学朝霞校舎、１９９６年３月

2.大野雄高、岸本茂、水谷孝
「共鳴トンネルトランジスタのフォトルミネッセンス」
第４４回応用物理学関係連合講演会、日本大学船橋校舎、１９９７年３月

3.大野雄高、岸本茂、水谷孝
「共鳴トンネルトランジスタのフォトルミネッセンス」
電子情報通信学会電子デバイス研究会、名古屋大学、１９９７年５月

4.大野雄高、岸本茂、水谷孝、明吉智幸
「共鳴トンネルトランジスタを用いた新光論理素子」
第４５回応用物理学関係連合講演会、東京工科大学、１９９８年３月

5.浅岡和也、大野雄高、岸本茂、前澤宏一、水谷孝
「AlGaAs で埋め込んだ InAs 量子ドットの顕微 PL 測定」
第４５回応用物理学関係連合講演会、東京工科大学、１９９８年３月

6.大野雄高、岸本茂、前澤宏一、水谷孝、明吉智幸
「共鳴トンネルトランジスタを用いた光入力論理素子の機能可変動作」
第５９回応用物理学会学術講演会、広島大学、１９９８年９月

7.浅岡和也、大野雄高、岸本茂、前澤宏一、水谷孝
「AlGaAs で埋め込んだ InAs 量子ドットの顕微 PL 測定(2)」
第５９回応用物理学会学術講演会、広島大学、１９９８年９月

8.大野雄高、浅岡和也、岸本茂、前澤宏一、水谷孝
「InAs 量子ドットを介した共鳴トンネリングの μ-PL 解析」
第４６回応用物理関係連合講演会、東京理科大学野田校舎、１９９９年３月