

TR-O-0094

34

半導体超格子中の $\Gamma$ -X transferの  
キャリア輸送に対する影響

大谷 直毅      三村 秀典  
富永 浩司      細田 誠

1996. 1.17

ATR光電波通信研究所

# ATR Technical Report

報告題名：半導体超格子中の  $\Gamma$ -X transfer のキャリア輸送に対する影響

報告者：大谷直毅、三村秀典、富永浩司、細田 誠

## 概論

本報告においては、GaAs/AlAs 短周期超格子の光学特性および電気伝導特性に及ぼす AlAs 中の X 量子準位の影響についての新しい知見が解説されている。これらの知見は世界的に見ても非常に新しい発見であり、半導体超格子内の電子輸送機構に対し基礎物理的貢献をなした。本報告は以下の内容より成る。

電界印加による直接遷移型 GaAs/AlAs 短周期超格子の間接遷移型への転移を、縮退したホトルミネッセンススペクトルにより確認し、間接遷移型になると電子輸送に障壁中の X 点に起因する遅れが生じることが発見された。(第2章)

直接遷移型 GaAs/AlAs 短周期超格子の電子輸送の電界依存性を超短光パルス励起による実験で評価し、これまで知られていなかった異常な遅れ電流が生じることを発見した。この遅れ電流が生じる電界では、AlAs 障壁中の X1 レベルとその隣の  $\Gamma_2$  が mixing しており、X1- $\Gamma_2$  mixing によって遅れ電流成分となる電子の path が形成されることを示している。この結果は、直接遷移型超格子の電子輸送特性においても X 点の影響が如実に現れることを示す初めての発見である。(第3、4章)

以上が本報告に述べられている新しい知見の概要であり、前記された4名の共同研究の成果である。なお、本報告の作成は、第1、2章を大谷が、第3章を三村が、第4章を細田が担当した。

# 目次

1 緒論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本報告の構成	4
2 電界印加による type-I type-II 転移と $\Gamma$ -X mixing の観測	5
2.1 実験方法	5
2.2 PL の測定による $\Gamma$ -X mixing の観測	8
2.3 type-II 転移による光電流過渡応答の変動	14
2.4 まとめ	17
3 type-I 短周期超格子内キャリアー輸送における X 点の影響：異常に遅れた光電流成分の発現	18
3.1 実験方法	18
3.2 結果及び考察	19
3.3 まとめ	29
4 キャリアー輸送経路に対する光電流インパルス応答	30
4.1 理論による定性的な解析	30
4.2 Type-I 超格子中におけるキャリアー輸送経路の交代	45
5 結論	50
謝辞	51
参考文献	52

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 本研究の背景

半導体超格子の登場により固体のエネルギー状態が人工的に制御可能となった [1]。この人工格子の概念がもたらされて約 25 年が経過したが、その間に成された結晶成長技術の発達により現在では半導体超格子に用いられる代表的な物質である GaAs/AlAs 系材料であれば 1 分子層の膜厚制御も可能となり、ほぼ所望のエネルギー状態が実現可能である [2]。特に GaAs は直接遷移型のバンド構造を有するため光素子としての応用を考えた場合 Si などの間接遷移材料より光学遷移確率などの点ではるかに優れており盛んに研究されている。

GaAs/AlAs 超格子においては AlAs 層に挟まれた GaAs 層は  $\Gamma$  点ポテンシャルの高低差により量子井戸を形成し、電子および正孔の量子準位が同じ GaAs 層内に形成される。これらの量子準位は主に GaAs 層厚に依存するため、層厚の調整によって任意の光学遷移エネルギーが実現出来る。ところが障壁部に相当する AlAs は間接遷移型であり、そのバンド下端は X 点とよばれ  $\Gamma$  点とは電子のモーメントムは異なる位置に存在する。すなわち、GaAs/AlAs 超格子では AlAs 層が X 点にとって量子井戸となる。従って GaAs 層が 12 分子層以下の厚さの GaAs/AlAs 超格子では  $\Gamma$  点より低エネルギーの量子準位が X 点に生じることが可能となり、このため光学遷移が間接型となる場合がある。この X 点の量子準位は GaAs 層の正孔とは位置も異なるため、実空間および  $k$  空間で間接遷移型となる (図 1.1) <sup>1</sup>。しかし、間接型光学遷移の存在は Dawson ら [3] によるホトルミ

---

<sup>1</sup>これ以降本報告では直接型および間接型 GaAs/AlAs 超格子のことをそれぞれ type-I、type-II 超格子と呼ぶ。ただし、文献によっては InAs/GaSb からなる間接遷移型超格子を type-II と称することに注意する [23]。

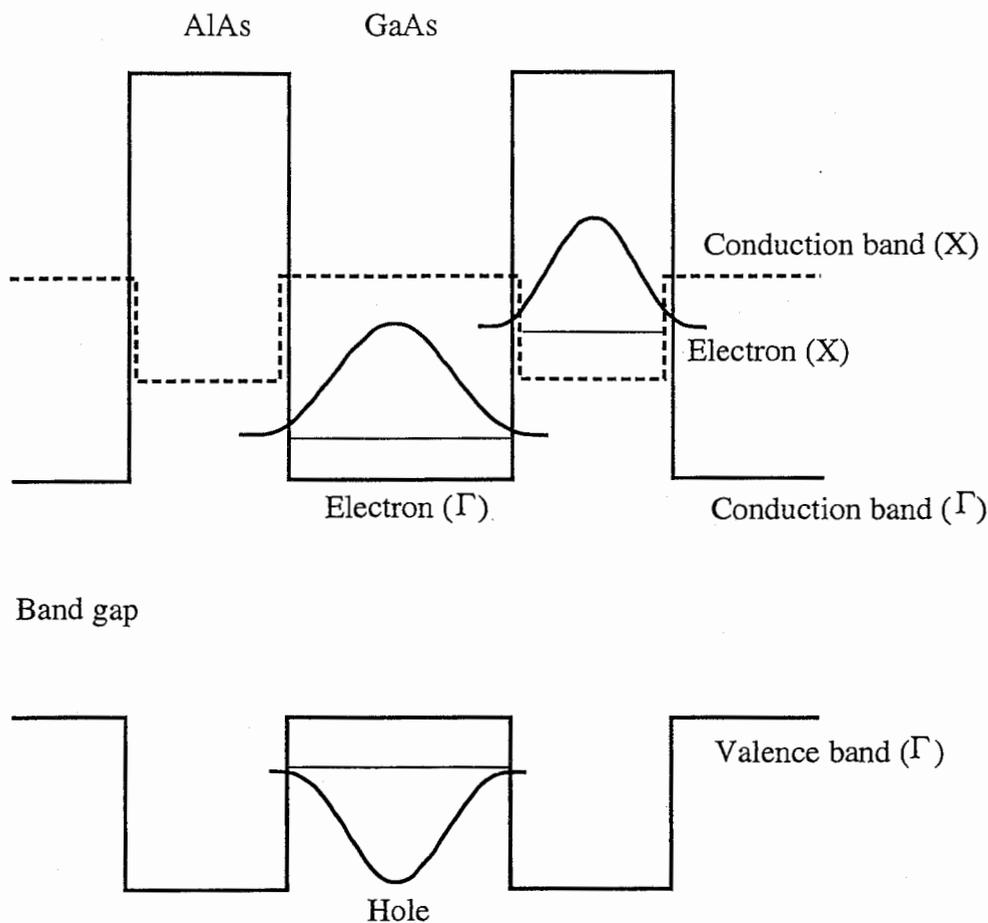


図 1.1:  $\Gamma$  点および X 点に生じる量子準位

ネッセンス (PL) の観測ではじめて確認された。すなわち、間接遷移であっても光学特性に強く影響を与えることが示された。以来、AlAs 障壁の X 点に形成される X 量子準位は理論および実験の両アプローチから数多く研究されてきた [4]~[22]。X 量子準位に存在する電子の個数は  $\Gamma$  量子準位から X 量子準位への緩和時間、すなわち  $\Gamma$ -X transfer time によって決まる。理論面からの  $\Gamma$ -X transfer time の評価には AlAs 層厚の分子数依存性に関して異なる解釈がみられたが<sup>2</sup> [7, 8, 9]、Feldmann らによって一応の決着をみた。Feldmann ら [4, 5, 6] は pump and probe 法によって type-II 超格子の  $\Gamma$ -X transfer time を測定した。その結果、 $\Gamma$ -X transfer time は GaAs 量子井戸の厚さに依存すること、その time scale はピコ秒あるいはサブピコ秒オーダーであること、 $\Gamma$  および X 電子の包絡関数の重なり積分で定量的に決定出来ることなどが明らかになった。これらの成

<sup>2</sup>80年代後半には  $\Gamma$ -X mixing が生じる条件として AlAs 層の分子数が偶数であることあるいは奇数であることという異なる主張がみられた

果は他の研究グループによって理論 [10] および実験結果 [11, 22] によって妥当性が確認されている。これまでの  $\Gamma$ -X transfer の研究（特に実験）は type-II 超格子を取り上げたものが主流であった。それは type-II 超格子では最低エネルギー準位が X 点に存在するため PL などの測定が容易であるからと思われる。一方、type-I 超格子に及ぼす X 量子準位の影響はこれまでほとんど検討されることがなかった<sup>3</sup>。

ATR で開発が進められている光素子 Self-Electro-optic Effect Device (SEED) [24] はワニエ・シュタルク局在効果 (WSL 効果) を利用する [25, 26]。従って、素子を GaAs/AlAs 超格子で構成する場合には薄い AlAs 障壁を用いるため（約 5,6 分子層以下）光励起された電子は熱励起で AlAs 障壁を乗り越えることなくトンネリングによって超格子層内を移動する。SEED の高速化実現のためには光吸収の飽和を避けるため電子の掃き出しを出来るだけ速く行なうことが必要である [27]。掃き出しの速さは超格子の構造に依存することが知られており [28]~[31]、特にトンネリング速度は単純に AlAs 障壁が薄いほど電界が高いほど速くなると考えられていた。しかし、超格子中の電子輸送のダイナミクスに及ぼす X 量子準位の影響はこれまで実験結果に現れた例は無く全く知られていなかった。

我々の研究グループでは、超格子の電子掃き出し速度を評価するために種々の type-I 超格子構造を  $i$  層に挿入した  $p$ - $i$ - $n$  ダイオードを作成し、その超短光パルス励起による光電流の応答速度を測定した。その結果、一部のサンプルのある特定の電界において光電流応答に異常な遅れ成分が生じることがわかった。その後の研究によって、その遅れ電流は X 量子準位の影響によるものであることが次第に明らかとなった。すなわち、直接遷移型である type-I 超格子においても電子輸送に X 量子準位が重大な影響を及ぼし、デバイスの動作速度を決定する要因になることがわかった。

このような新しい物理現象の発見が動機となり、X 量子準位の光学特性、電気伝導特性を検討した結果、現在まで基本的な物理現象がほぼ明らかとなり、更にはデバイス応用のひとつとして X 量子準位を利用した発振素子をはじめて実現された。

---

<sup>3</sup>type-I 超格子の  $I$ - $V$  特性に X 量子準位が介在した high-field domain を発見したとする文献があるが [18]、X 量子準位の計算方法に疑問点がある。

## 1.2 本報告の構成

第2章では type-I 超格子に電界を印加して type-II に転移させた場合の、PL および光電流の応答速度の観測結果を示す。縮退して分離した PL ピークが  $\Gamma$ -X mixing を示し、type-II 転移が起こっていることが確認できた。また、type-II 転移において  $\Gamma$ -X transfer の影響による光電流応答の遅れが観測された。

第3章および第4章では type-I 短周期超格子の異常に遅れた光電流応答について述べる。第3章で幾つかの異なる超格子構造の光電流応答を紹介し、その特徴について述べる。その後第4章では遅れ電流が X 量子準位の影響によるものであることを考察する。

最後に第5章で本報告のまとめを述べる。

## 第 2 章

### 電界印加による type-I type-II 転移と $\Gamma$ -X mixing の観測

量子準位は圧力や磁界によって変動することが知られており、実際これら外場の影響で type-I であった超格子が type-II に転移することが確認されている [21]。一方、電界印加による type-II GaAs/AlAs 超格子の type-I 転移が報告されており [12]、電界変化に対するエネルギー準位の変化および X 電子の有効質量などが評価されている。しかし、電界印加による type-I 超格子の type-II への転移はまだ報告されておらず、光学特性、電子輸送などに与える影響についてはまだ知られていない。そこで本章では電界印加による type-I GaAs/AlAs 短周期超格子の type-II 転移を実現し、物性に与える影響について考察する。

#### 2.1 実験方法

サンプル構造を図 2.1 に示す。測定に用いた *p-i-n* ダイオードは MBE によって成長したものであり、メサ面積  $50\ \mu\text{m}$  四方にエッチングされている。*i* 層は n-GaAs 基板上 (100) 方向に成長した GaAs/AlAs (11/6 分子層:  $31\ \text{\AA}/17\ \text{\AA}$ )100 周期超格子とそれを挟む厚さ  $500\ \text{\AA}$  の  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  クラッド層からなる。

パルス光励起時の実験系の概念図を図 2.2 に示す。パルス光は mode locked Ti:Sapphire レーザ (波長  $860\ \text{nm}$ 、パルス繰り返し周期  $82\ \text{MHz}$ 、パルス幅  $600\ \text{fs}$ ) の 2 次高調波 (波長  $430\ \text{nm}$ ) を用いている。レーザ光は倍率 10 倍の対物レンズを通してサンプルの p-cap 側に照射されており、そのスポット径は約  $20\ \mu\text{m}$  である。サンプルはクライオスタットに装着されており、最低  $20\ \text{K}$  まで冷却可能である。PL 信号は分光器を通してストリークカメラで受光され、時間域および波長領域の解析が可能である。その時間分解能は約  $10\ \text{ps}$  である。光電流の時間応答はサンプリング・オシロスコープで計測され、そ

の時間分解能はジッタを考慮して約 50 ps である。励起光としてパルス光に替わり cw Ar レーザあるいは cw He-Ne レーザを用いる場合もある。

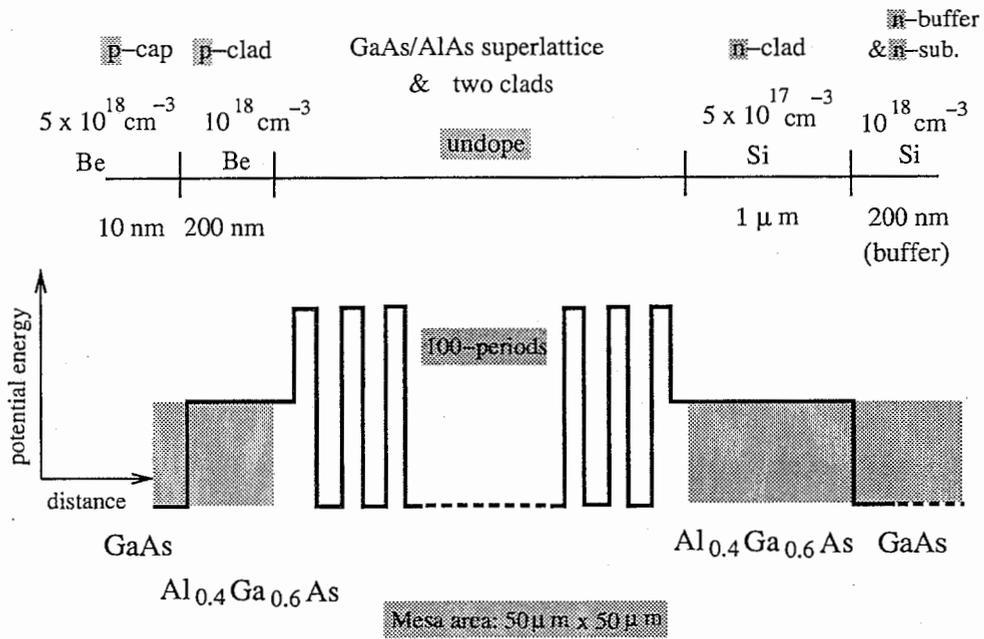


図 2.1: サンプル構造

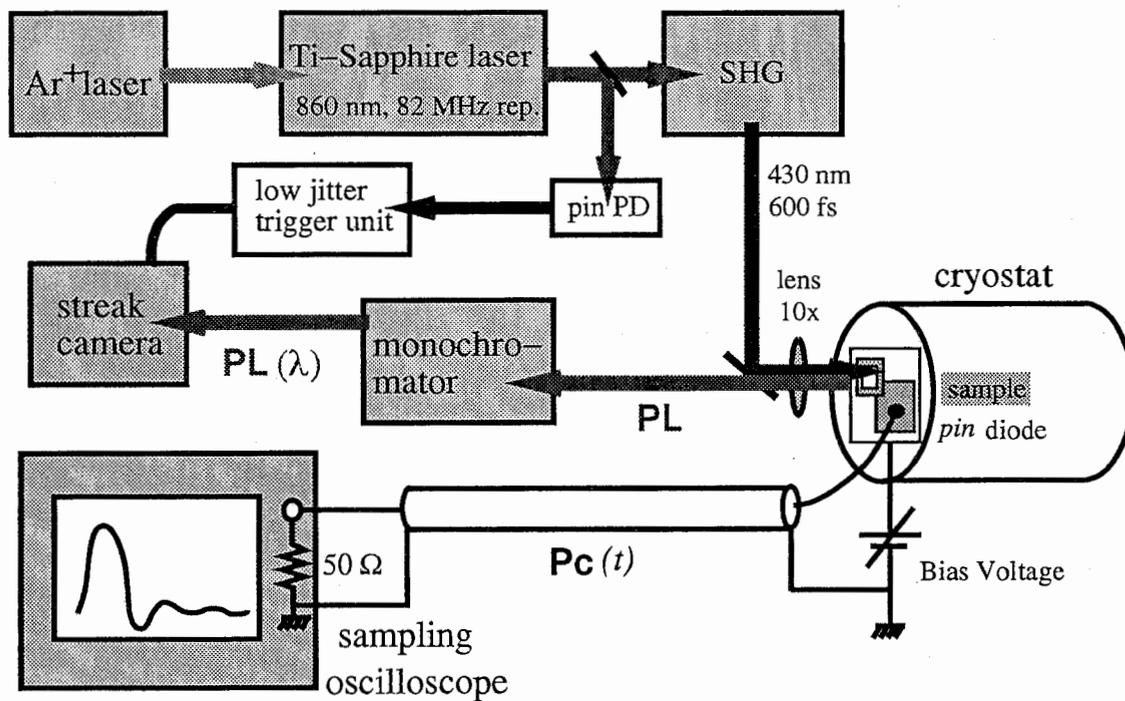


図 2.2: 実験系の概念図

有効質量近似計算によるとサンプルの  $\Gamma$  量子準位は 207 meV ( $\Gamma_1$ ) および 848 meV ( $\Gamma_2$ ) の値が得られ、一方 X 量子準位は 232 meV ( $X_1$ ) および 388 meV ( $X_2$ ) である。また、重い正孔および軽い正孔の第一量子準位 ( $hh_1, lh_1$ ) を計算すると価電子帯下端からそれぞれ 56 meV および 137 meV と得られる。最近の研究で伝導帯のバンドオフセットはおよそ 66% から 67% の間にあると考えられているので [13, 14]、AlAs 層 X 点下端と GaAs 層  $\Gamma$  点下端とのギャップの値に 175 meV を用いている<sup>1</sup>。バイアス電圧に対する量子準位の変化を図 2.3 に示す。約 5 V で  $\Gamma_1$  とそれに隣接する  $X_1$  が交差する、すなわち  $\Gamma$ -X mixing が起こる。従って、5 V 以上の電圧では  $\Gamma_1$  よりもそれに隣接する  $X_1$  のほうが低エネルギー準位になり、type-I バンド構造であった超格子が type-II に転移することになる。また 20 V 以下では、 $\Gamma_2$ - $\Gamma_1$  sequential resonant tunneling [32] は起こらない。

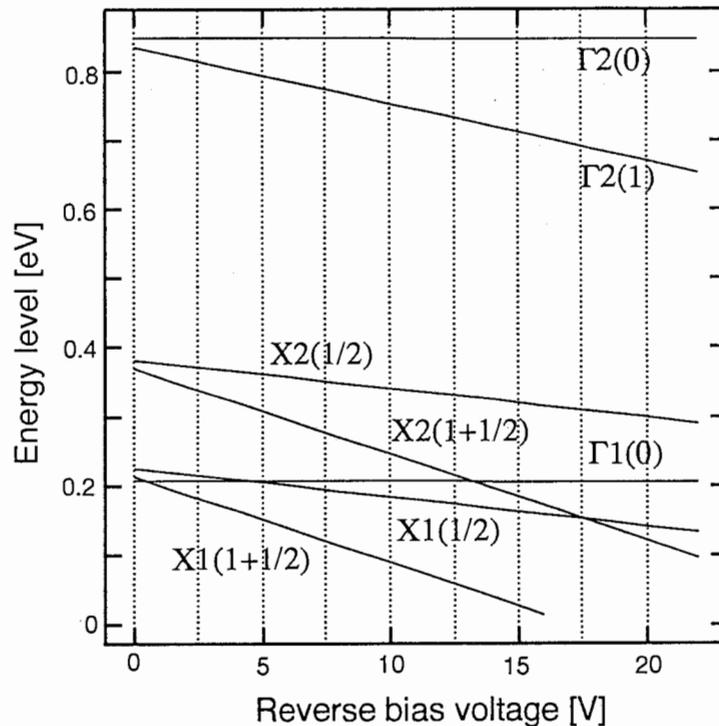


図 2.3:  $\Gamma$  および X 量子準位の電界依存性。サンプルはほぼ全ての測定で 20 K に冷却されているので、built-in 電圧を 1.5 V と仮定した。(0) は基準位置に選んだ GaAs 層を意味し (i) は基準位置から i 周期離れた GaAs 量子井戸を意味する。 $\Gamma_n(0)$  は基準位置での n 番目の  $\Gamma$  量子準位を意味する。また一方、 $X_m(1/2)$ 、 $X_m(1+1/2)$  はそれぞれ (0) と (1) の間に位置する AlAs 層、および (1) と (2) の間に位置する AlAs 層に存在する m 番目の X 量子準位である。電界は i 層に均一に分布するものと仮定している。

<sup>1</sup>バンドオフセットは AlAs 層 X 点下端を決定するにあたり重要なパラメータであるにもかかわらず様々な値が報告されている。具体的なことは文献 [15] を参照されたい。

## 2.2 PLの測定による $\Gamma$ -X mixingの観測

PL スペクトルの電界依存性を図 2.4 に示す。20 K での  $\Gamma$ 1-hh1 間の遷移エネルギーは計算で約 1.784 eV と得られる。これは光波長 695 nm に相当する。図 2.4 では 5 V 以

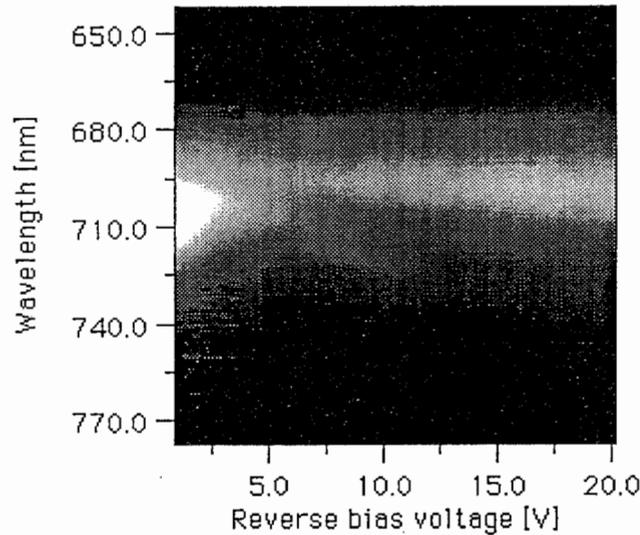


図 2.4: PL スペクトルの電界依存性。輝度は PL 強度の対数表示である。cw Ar レーザ励起 (強度  $450 \text{ W/cm}^2$ ) による。

上で約 696 nm に PL のピークが見られ、計算と良く一致している。バイアス電圧 5 V 前後の PL スペクトルを図 2.5 に示す。 $\Gamma$ -X mixing によるエネルギー準位の縮退が生じ、二つに分裂したピークが確認出来る。図 2.5 に示した結果は  $\Gamma$ -X mixing が起こっていることの証拠と考えられる。

5 V 以上で電界増加とともにリニアに red shift する成分があることがわかる。この傾きから推定される零電界での波長は、計算から得た X1-hh1 遷移エネルギー (1.806 eV) とほぼ一致するため X 量子準位の PL 光であると考えられる。 $\Gamma$ 1-lh1 の遷移エネルギーは更に高く 1.862 eV である。この X 量子準位の PL 光の傾きは 2 分の 1 周期に相当するシフト量よりやや多く、空間電荷効果の影響が現れていると考えられる。 図 2.4 に示

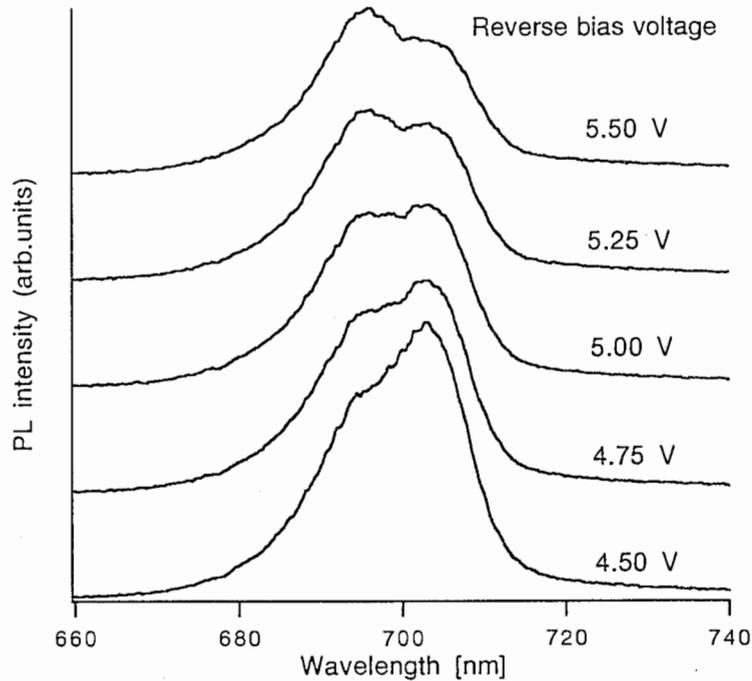


図 2.5: バイアス電圧 5 V 前後の PL スペクトル。

した PL 光の特徴を更に検討する。PL 強度と電界の一般的な因果関係は、高電界であるほどドリフト速度の増加によって光励起された電子と正孔の実空間での電界により対向する電極へと走行することによる分離がより速く行なわれるために PL 強度は quench される。しかしこの測定結果では、バイアス電圧 5 V 以上の type-II 転移時には  $\Gamma$ 1-hh1 の PL 強度は逆 quench を示している。この原因については以下のように考えることができる。

図 2.6 に示すように type-II 転移時には電子の進行方向の AlAs 障壁中にある X 量子準位が  $\Gamma$  量子準位より低エネルギーに位置する。そのため  $\Gamma$  量子準位に存在する電子はその隣接する AlAs 障壁中の X 量子準位に緩和することが可能となる。サンプル温度は 20 K であるから熱励起は無視できる [22]。従って、電子の移動は  $\Gamma$ 1- $\Gamma$ 1 sequential tunneling のみではなく他の経路として  $\Gamma$ 1-X1- $\Gamma$ 1 transfer が可能となる。 $\Gamma$  量子準位に存在する電子が次の移動先として  $\Gamma$  を選ぶか、あるいは X を選ぶかは  $\Gamma$ - $\Gamma$  および  $\Gamma$ -X 散乱時間の競合で決まる。 $\Gamma$ - $\Gamma$  non-resonant tunneling 時間に関しては簡単な計算で知ることができ [31]、このサンプルの場合は図 2.7 に示すようにバイアス 0 V から 20 V において 1.7 ps から 1.25 ps の範囲で変化する。一方、 $\Gamma$ -X 散乱時間に関しては Feldmann らの研究によってその詳細が知られている [4]~[6]。 $\Gamma$ -X 散乱時間は GaAs 量子井戸幅に依

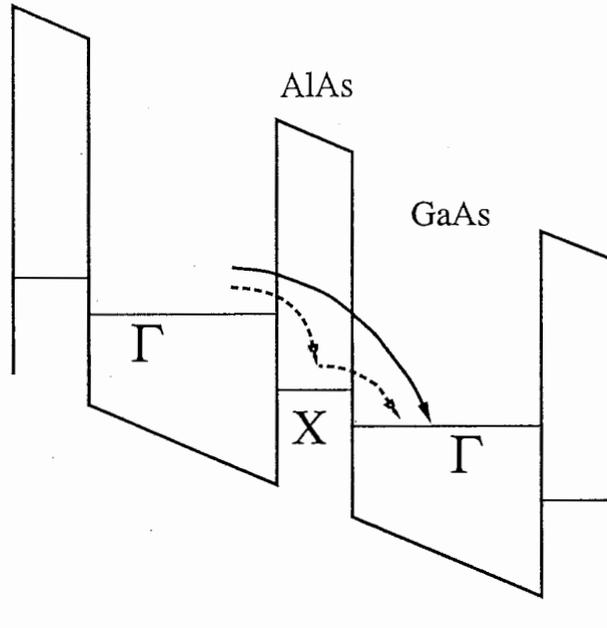


図 2.6: 電子輸送経路の概念図。

存し、特にその幅が 12 分子層以下であればサブピコ秒のオーダーとなることが測定されている。この速い散乱過程が生じる理由は  $\Gamma$  と X の状態密度の差によると考えられている [4]~[6]。本報告で使用しているサンプル構造もこの条件に含まれるので、同じオーダーの散乱時間と考えられる。従って、 $\Gamma$ - $\Gamma$  トンネリングよりも  $\Gamma$ -X 散乱の方が速く行なわれるために、 $\Gamma$  量子準位の電子は主に X 量子準位に緩和すると考えられる。次に  $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer 過程で  $\Gamma$ -X 散乱に引き続き行なわれる X- $\Gamma$  散乱について考える。X- $\Gamma$  散乱時間については詳しいことはまだ判明していないが、研究報告例として 20 ps [22] あるいは 30 ps [6] などがあり、 $\Gamma$ -X 散乱と比較してかなり遅いことが分かっている。従って、 $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer に要する時間は  $\Gamma$ - $\Gamma$  sequential tunneling より長く、その遅れは主に X- $\Gamma$  散乱時間で決まることになる。上記の散乱時間の関係から次のことがわかる。すなわち、type-II 転移時には電子の経路は  $\Gamma$ - $\Gamma$  トンネリングより  $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer の方が優先される。このとき、X- $\Gamma$  散乱過程が遅いことから電子と正孔の実空間での分離が type-I での  $\Gamma$ - $\Gamma$  トンネリングのように速やかに実行されない。その結果、PL 強度の逆 quench が生じると考えられる。

以上の考察が事実ならば PL は強度の増加と共に寿命も長くなるはずである。パルス励起時の PL 強度と寿命を図 2.8 に示す。cw 励起のとき PL 強度は 17 V で極大値をとる。

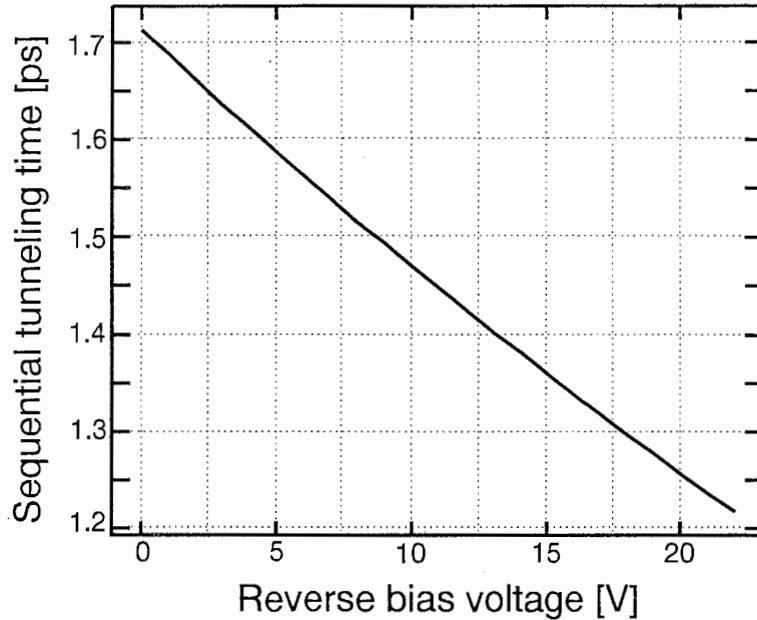
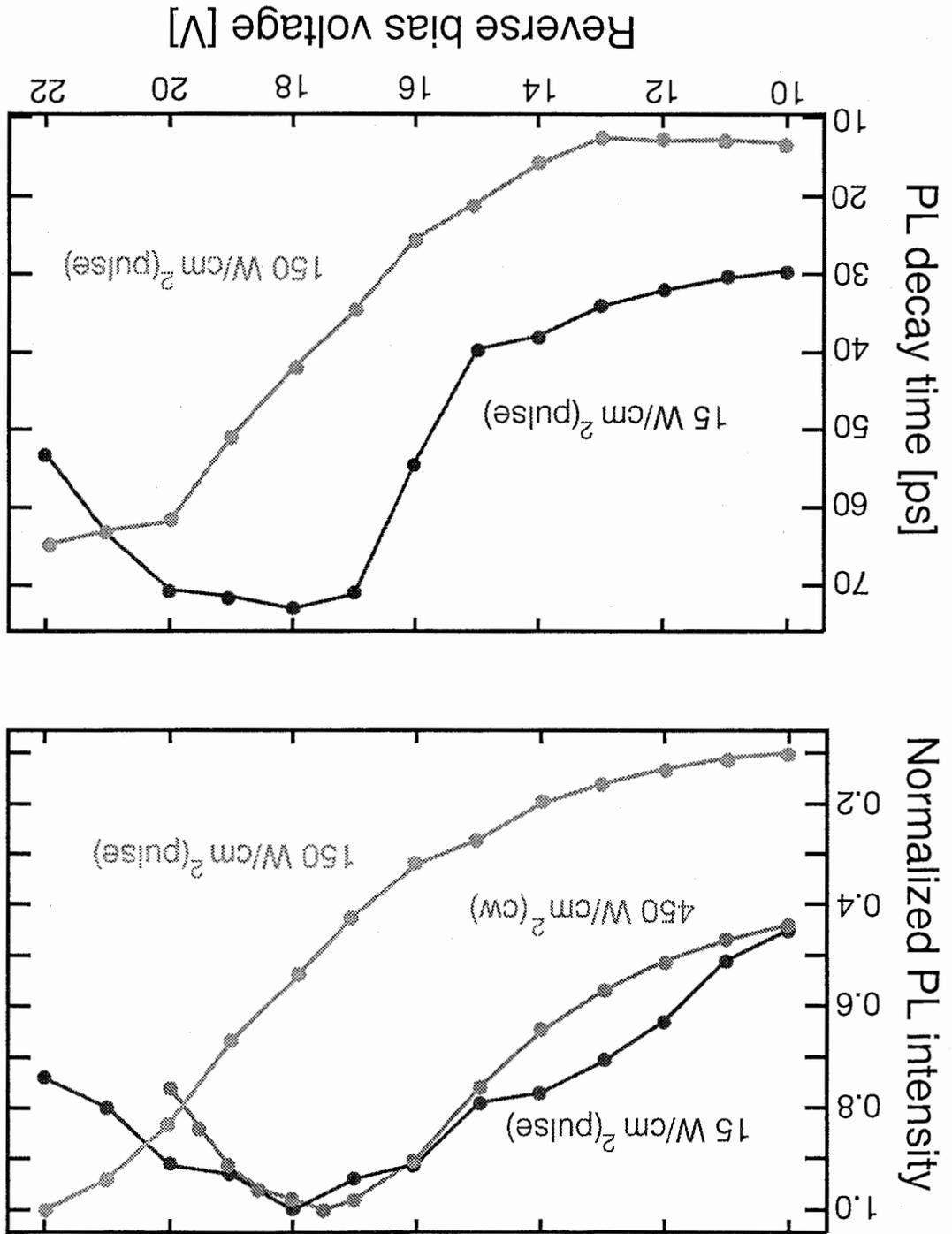


図 2.7:  $\Gamma$ 1- $\Gamma$ 1 トンネリング時間の電界依存性の計算結果。

パルス励起の場合、励起強度  $15 \text{ W/cm}^2$  のとき PL 強度は cw 励起とほぼ同様な電界依存性を示す。しかし励起強度が 10 倍の  $150 \text{ W/cm}^2$  のとき、PL 強度は 22 V まで単調増加を示し、極大値をとる電圧は 22 V 以上にシフトしたと見られる。これは空間電荷効果の影響と考えられる。一方 PL 寿命は、PL 強度の増加に対応して長くなっていることがわかる。通常 overlap integral の増大による oscillator strength の増加がある場合は PL 強度の増加とともにその寿命は短くなるため、強度と寿命の両方とも増加することは考えられない。従って、これらの結果から type-II での PL 光逆 quench は電子の掃き出しが遅くなるために正孔との実空間での分離が速やかに行なわれないことが原因であり、それは  $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer に起因すると考えられる。それではなぜ 18 V で強度の極大値が存在するかといえば、考えられる原因は  $\Gamma$ 1- $\Gamma$ 1 トンネリング速度が電界により速くなり (図 2.7)  $\Gamma$ -X transfer 速度を上回ることであろう。すなわち 18 V 以上で次第に電子は  $\Gamma$ 1- $\Gamma$ 1 経路を優先するようになるため走行速度が速くなる。その結果、正孔との実空間での分離が促進され PL 強度が低下すると考えられる。

図 2.8: PL 強度と寿命のバイアス電圧依存性。上が強度、下が寿命を示す。



次に X 点の PL について考察する。図 2.4 に示す結果から、X 点の PL は電界が高くなるほど強度が弱くなっている。PL 強度はキャリア数と光学遷移確率で決まる。X 点の光学遷移確率を与える行列要素  $M$  は  $\Gamma$ -X mixing に対する 1 次の摂動理論から次式で与えられる [16]。

$$M \propto \frac{\langle \Psi_X | V | \Psi_\Gamma \rangle}{\Delta E_{\Gamma-X}} \langle \Psi_\Gamma | p | \Psi_{hh} \rangle \quad (2.1)$$

ここに  $\Psi_\Gamma$ ,  $\Psi_X$ ,  $\Psi_{hh}$  はそれぞれ伝導帯の  $\Gamma$ , X 電子および価電子帯の重い正孔の波動関数である。また、 $p$  は dipole 演算子、 $V$  は界面ラフネスによって定まる mixing ポテンシャルである。 $\Delta E_{\Gamma-X}$  は  $\Gamma$  と X 量子準位のエネルギー差を示す。このとき、式 (2.1) の  $\langle \Psi_X | V | \Psi_\Gamma \rangle$  は次式のように変換できる。

$$\langle \Psi_X | V | \Psi_\Gamma \rangle = \langle \sigma_{Xz} | V | \sigma_\Gamma \rangle \langle \phi_{Xz} | \phi_\Gamma \rangle \quad (2.2)$$

ここに  $\sigma$  はブロッホ関数、 $\phi$  は包絡関数であり、電界の変化が大きくなければ両関数の変化は微小とみなすことができる。以上より、光学遷移確率  $f$  は行列要素の 2 乗に比例するので、

$$f \propto M^2 \approx \Delta E_{\Gamma-X}^{-2} \quad (2.3)$$

すなわち、 $f$  は  $\Gamma$  と X 量子準位のエネルギー差  $\Delta E_{\Gamma-X}$  の逆数の 2 乗に比例することがわかる。式 (2.3) の両辺の対数をとると、

$$\log f \propto -2 \log \Delta E_{\Gamma-X} \quad (2.4)$$

となり、 $\log f$  と  $\log \Delta E_{\Gamma-X}$  の関係は負の傾きをもつ直線で与えられる。

図 2.4 に示したデータからバイアス電圧および X 点の PL 強度をそれぞれ対数表示にしたものを図 2.9 に示す。対数表示によって両者の関係が直線で示されており式 (2.4) の結果を支持している。8 V を越える電圧では PL 強度は理論直線より大きくなるが、この原因としては PL 光の背景にあるオフセット信号が重ね合わせられること、あるいは式 (2.2) 項の変化等により式 (2.3) の近似誤差が生じることなどが考えられる。なお、図 2.4 の上横軸は  $\Gamma$  と X 量子準位のエネルギー差  $\Delta E_{\Gamma-X}$  の計算値を示すが、X の PL 波長の変化から実際の  $\Delta E_{\Gamma-X}$  はもう少し大きいと推定される。

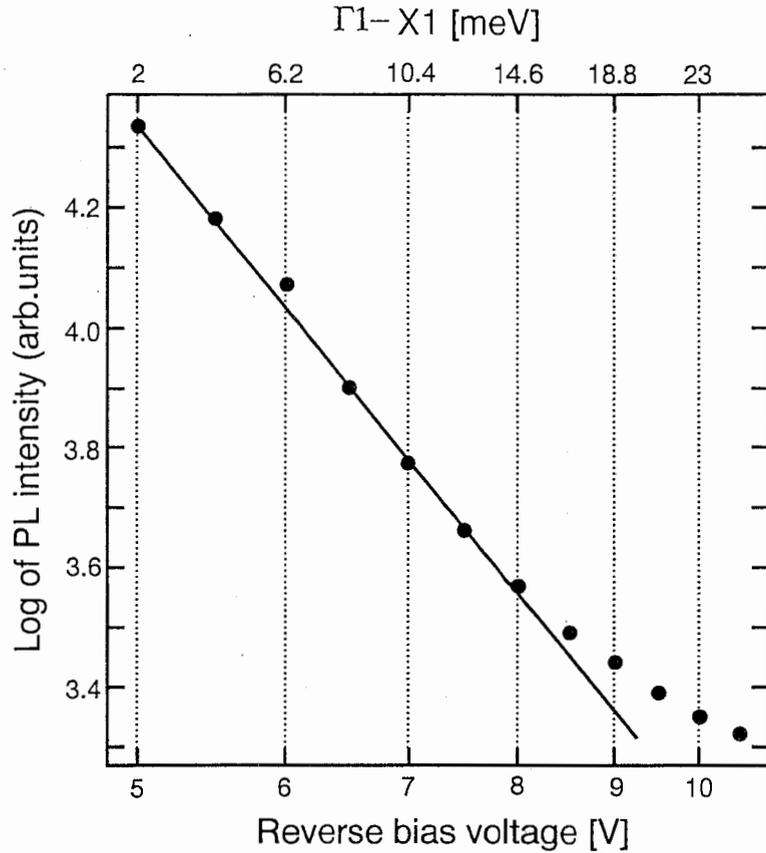


図 2.9: X 量子準位の PL 強度の電界依存性。

### 2.3 type-II 転移による光電流過渡応答の変動

PL 光の観測から type-II 転移時の電子輸送は  $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer が支配的になること、その散乱時間が遅いために PL 強度の逆 quench を起こすことなどが明らかとなった。この電子輸送の遅れは光電流応答にも影響すると考えられる。

光パルス励起（強度  $150 \text{ W/cm}^2$ ）による光電流の過渡応答の測定結果を図 2.10 に示す。バイアス電圧が  $0 \text{ V}$  から  $3 \text{ V}$  に増加すると光電流の応答が速くなることがわかる。これは電子のドリフト速度の増加と共にトンネル時間の減少（図 2.7）が原因と考えられる。しかし、type-II 転移が生じる  $5 \text{ V}$  以上になると光電流の応答が遅くなり、特に立上り時間が徐々に長くなることがわかる。立上り時間の変化を具体的に検討する。 $3 \text{ V}$  の速い応答は X 点の影響を受けていないと思われるので、このとき電流値がピークになる時間を基準にとる。この基準時間と遅れた電流応答のピーク値との時間差を 100 で割った値が 1 周期当たりの  $\Gamma$ -X- $\Gamma$  transfer による遅れとみなされる。2.2 節で述べたように、

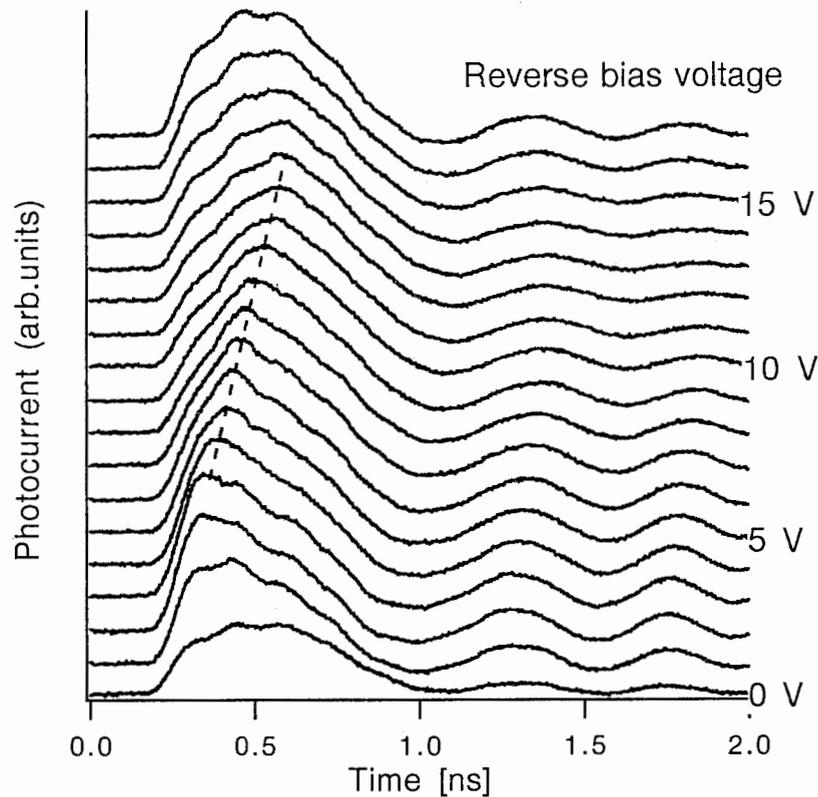


図 2.10: 光パルス励起時の光電流応答。0 V から 17 V まで 1 V 間隔で表示している。破線はピーク値のガイドライン。

$\Gamma$ -X- $\Gamma$  経路で生じる電子輸送の遅れは主に X- $\Gamma$  散乱により決まる。従って、この方法で求めた遅れ時間は X- $\Gamma$  散乱時間を示すと考えられる。なお、サンプリングオシロスコープの時間分解能が約 50 ps であるから、この方法の時間分解能は約 0.5 ps である。上記の方法により求めた結果を図 2.11 に示す。上の横軸にはバイアス電圧に対応する  $\Gamma$  と X 量子準位のエネルギー差を示した。しかし、PL の観測から空間電荷効果も認められるため実際のエネルギー差は図に示したものより大きいと思われる。5 V から 11 V にかけて遅れ時間がリニアに増加する。立上りの遅れ時間がこのような特性を示す理由についてはまだはっきりしたことは分かっておらず現在検討中である。この結果から 11 V 以上の X- $\Gamma$  散乱時間は約 2.3 ps と判明した。この値は Feldmann らの報告 [6] より 1 桁速い。この違いの原因は測定に用いたサンプルの GaAs 層厚の違いに起因すると考えられる。すなわち、 $\Gamma$ -X 散乱時間が GaAs 層厚に強く依存するのと同様に X- $\Gamma$  散乱時間も GaAs 層厚に影響されると考えられる。文献 [6] で測定に用いられたサンプルの GaAs 層厚は我々のものより約 2 倍の広さである。15 V 以上では立上りに速い成分が現れる。こ

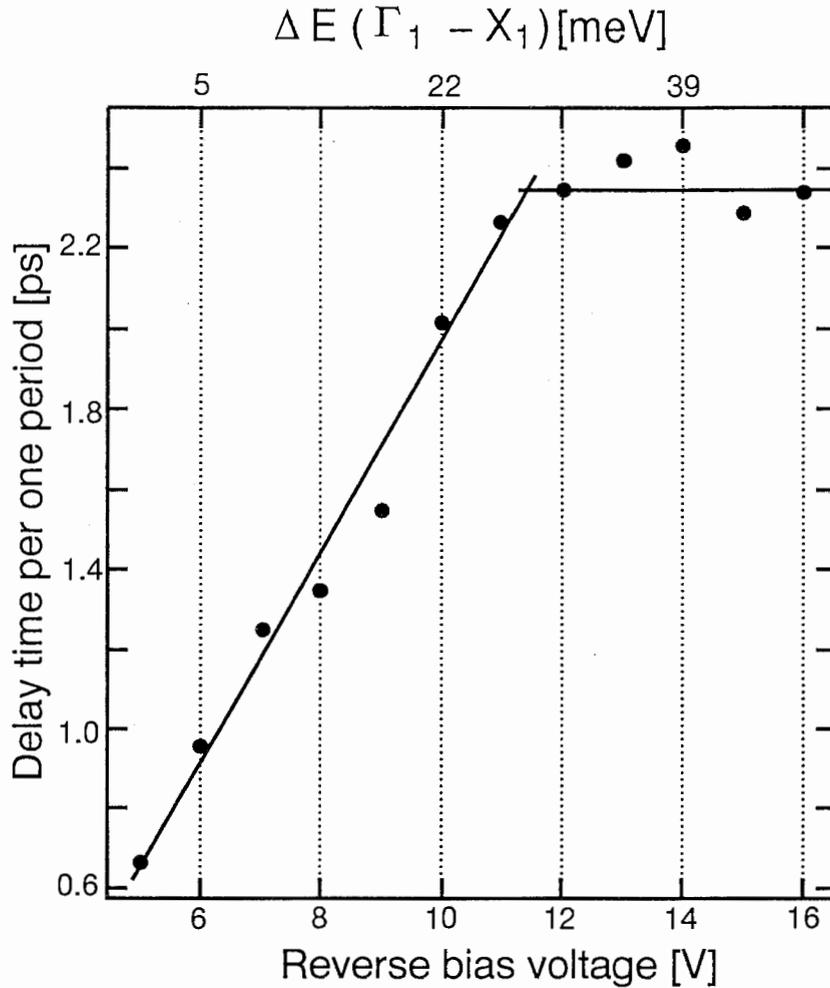


図 2.11: 1 周期当たりの光電流応答立上り時間の遅れの電界依存性。15 V 以上するとき、光電流応答の立上りおよび decay にもピークが現れるがここでは最大値となるときの時間を採用した。

これは雪崩降伏 [33, 34] による  $\Gamma_1$ - $\Gamma_1$  電子輸送の増倍が原因と考えられる。すなわち、X 点を経由すると X- $\Gamma$  散乱時間の遅れのために電子が雪崩降伏を起こす程十分に加速されることがない [33]。従って雪崩降伏に寄与するのは  $\Gamma_1$ - $\Gamma_1$  sequential tunneling によって加速された速いドリフト速度、すなわち大きな運動量を持った電子のみであると考えられる。更に図 2.12 示されたバイアス電圧に対する時間平均光電流特性より、15 V 以上で雪崩降伏の影響のため光電流が急激に増加することがわかる。また、暗電流も 15 V 以上で増加して素子が break down を起こすことから 15 V 以上の電流増加は雪崩降伏によるものと考えられる。

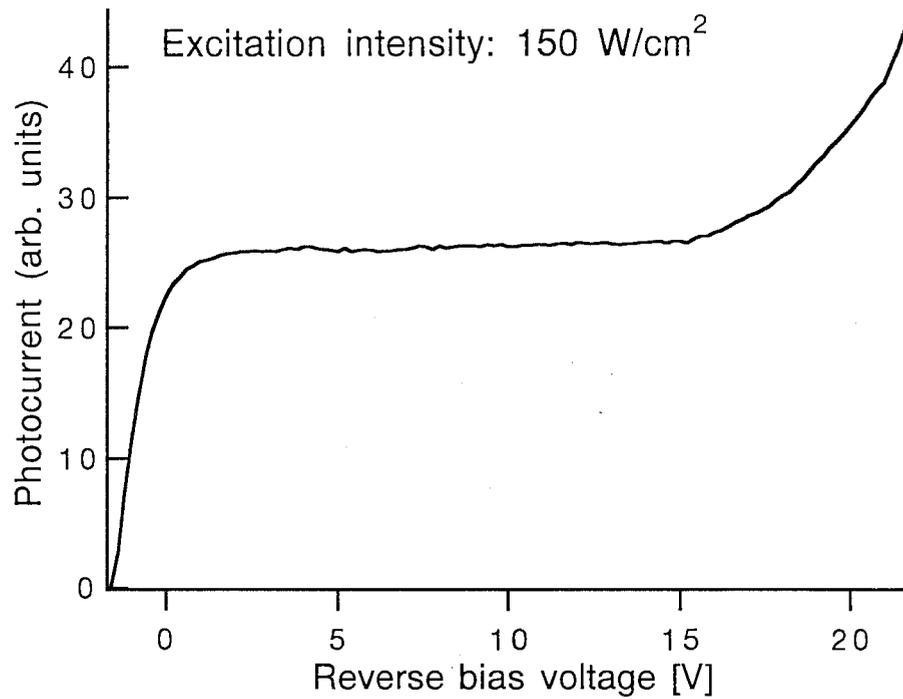


図 2.12: 時間平均光電流のバイアス電圧依存性。励起強度 150 W/cm<sup>-2</sup> である。

## 2.4 まとめ

電界印加によって type-I 超格子の type-II 転移を起こし、光学特性、電気伝導特性に与える影響について考察した。縮退した PL ピークの観測により  $\Gamma$ -X mixing を確認した。 $\Gamma$  量子準位の PL 強度の逆 quench、および X 量子準位の PL 強度の電界依存性を観測しその原因について考察した。また、光電流の過渡応答を測定し type-II 転移により遅れが生じることをはじめて確認した。電子輸送に対する X 点の影響については次章以降において更に詳しく議論する。

## 第 3 章

### type-I 短周期超格子内キャリアー輸送における X 点の影響：異常に遅れた光電流成分の発現

本章では、フェムト秒レーザパルス励起下における時間分解光電流特性に見られる異常な電流の遅れ成分を考察し、そのキャリア走行経路について我々が考えているモデルを示す。

#### 3.1 実験方法

本実験には 3 種類の GaAs/AlAs 短周期超格子を用いたが、試料の構造は GaAs/AlAs 超格子層を除いて、第 2 章で使用した試料と同じである。試料 1 は GaAs/AlAs 層の膜厚が  $68 \text{ \AA}/17 \text{ \AA}$  (24/6 分子層)、試料 2 は  $68 \text{ \AA}/34 \text{ \AA}$  (24/12 分子層)、試料 3 は  $34 \text{ \AA}/17 \text{ \AA}$  (12/6 分子層) である。各試料は良好なダイオード特性を示し、特に順方向特性から、電極とダイオード間は良好なオーミック特性が形成されていることを確認した。また、X 線回折とスタティックな光電流スペクトルから良好な超格子が形成されていることも確認した。なお、試料の CR 時定数は 100 ps 以下である。

時間分解光電流 (time-resolved Pc) 特性は、モードロック Ti-sapphire レーザの第 2 高調波 (波長 430 nm、繰返し周波数 82 MHz、パルス幅 600 fs) を pin ダイオードの p 層側に入射し、過渡光電流波形をサンプリングオシロスコープを用いて測定した (第 2 章参照)。この測定では、入射光として 430 nm の短波長光を用いているため、キャリアは p 層側表面近傍で発生するため、逆方向バイアス下において、p 層側表面近傍で発生した電子の n 層側への走行を観察することになる。なお、試料はクライオスタットに固定し、入射光は顕微鏡の対物レンズ (X10) を通して約  $20 \mu\text{m}$  に絞り照射した。

### 3.2 結果及び考察

図 3.1~3.3に各試料の 20 K、逆方向バイアス下における time-resolved Pc 特性を示す。図 3.1は試料 1 の特性、3.2は試料 2 の特性、3.3は試料 3 の特性である。非常に興味深いことは、試料 1 ではバイアス電圧 6V から 16 V の範囲で、試料 2 ではバイアス電圧 22 V 以上において、異常な電流の遅れ成分が生じていることである。しかし、試料 3 では、異常な電流の遅れ成分は見られず、通常の光応答波形が見られただけであった。この現象は、逆方向電圧に強く依存して、入射レーザー強度 (0.3 ~ 300 W/cm<sup>2</sup>) や測定温度 (20 ~ 300 K) に依存しなかった。このことは、high field domain などの空間電荷効果や欠陥などがこの現象を引き起こしているのではないことを示している。

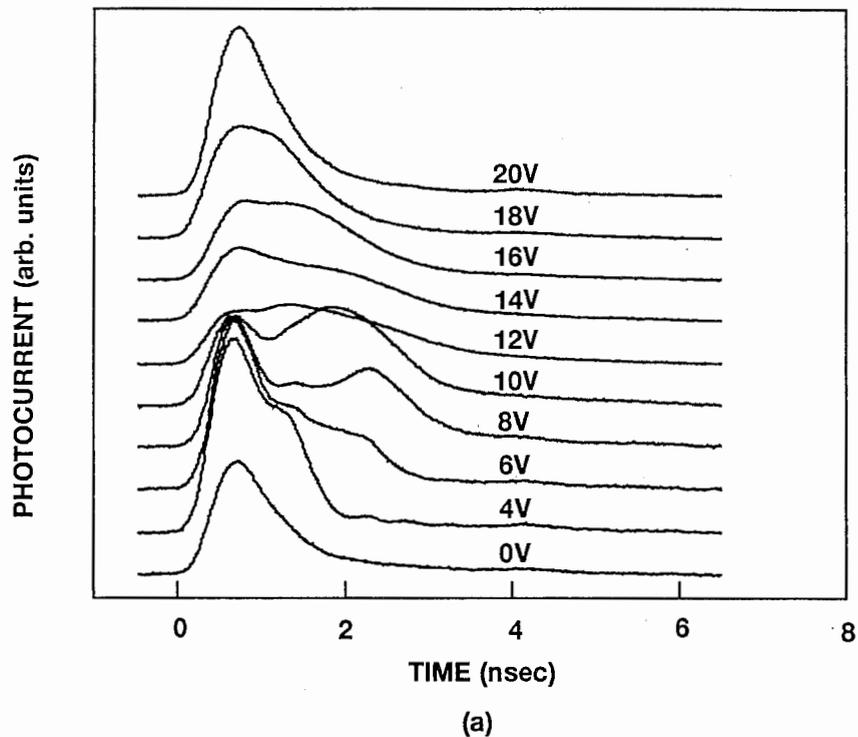
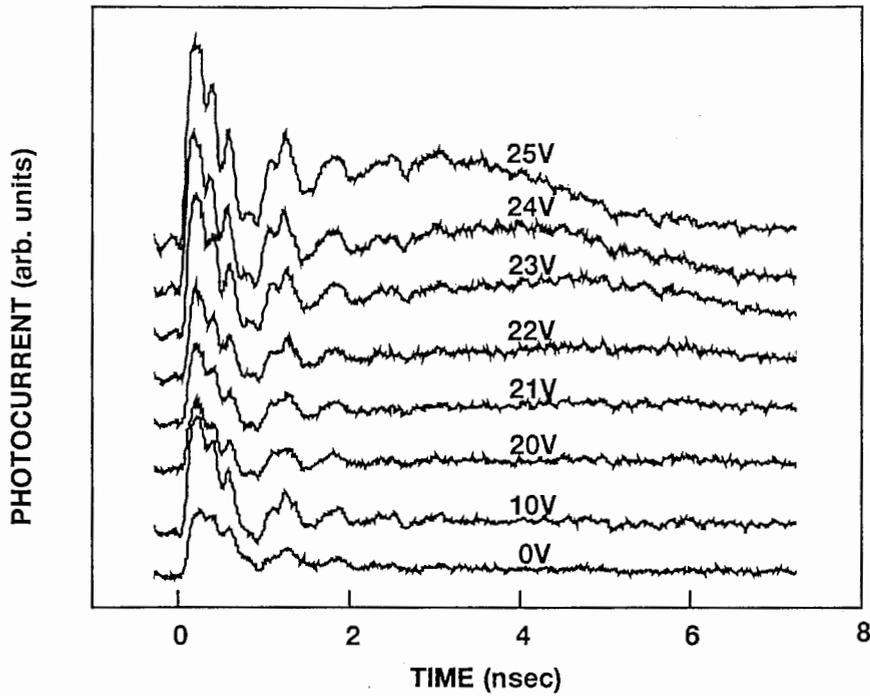
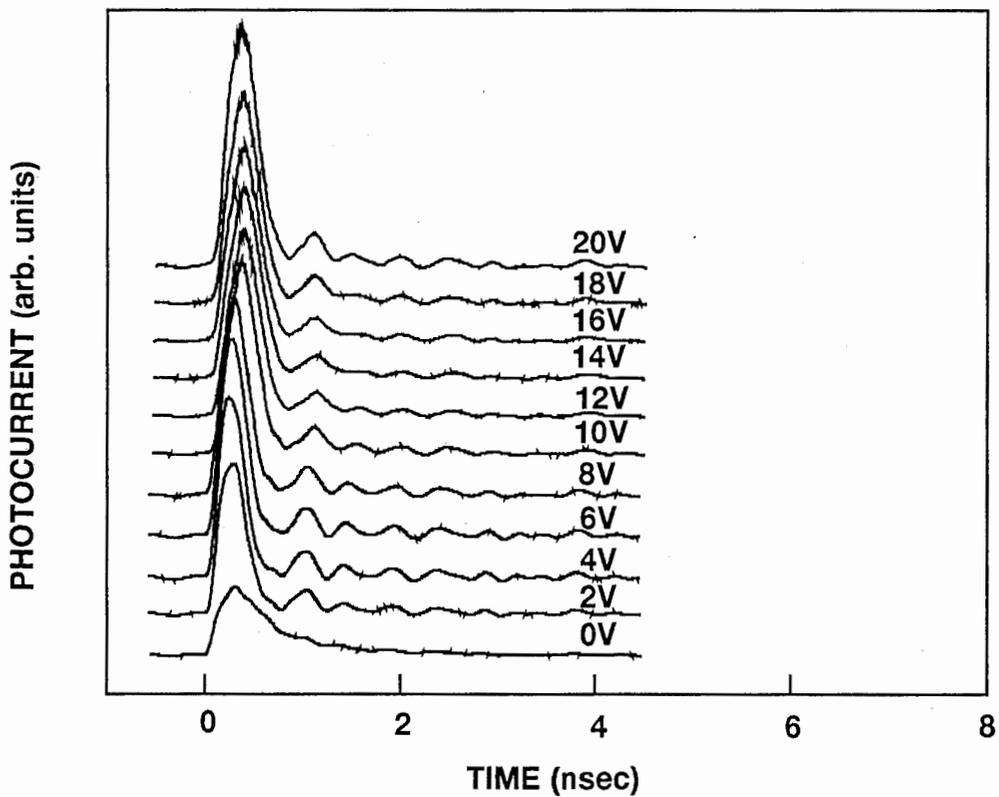


図 3.1: 逆方向バイアス下における試料 1 の time-resolved Pc 特性。



(b)

図 3.2: 逆方向バイアス下における試料 2 の time-resolved Pc 特性。



(c)

図 3.3: 逆方向バイアス下における試料 3 の time-resolved Pc 特性。

また、我々は Ti-sapphire レーザ励起における平均光電流 - 電圧 (i-V) 特性を測定したが、図 3.4 に示すように high field domain に特徴的な電流の不連続現象は見られなかった [35, 36]。この異常な電流の遅れ現象は、通常の  $\Gamma_1 - \Gamma_1$  トンネリングや  $\Gamma_1 - \Gamma_2$

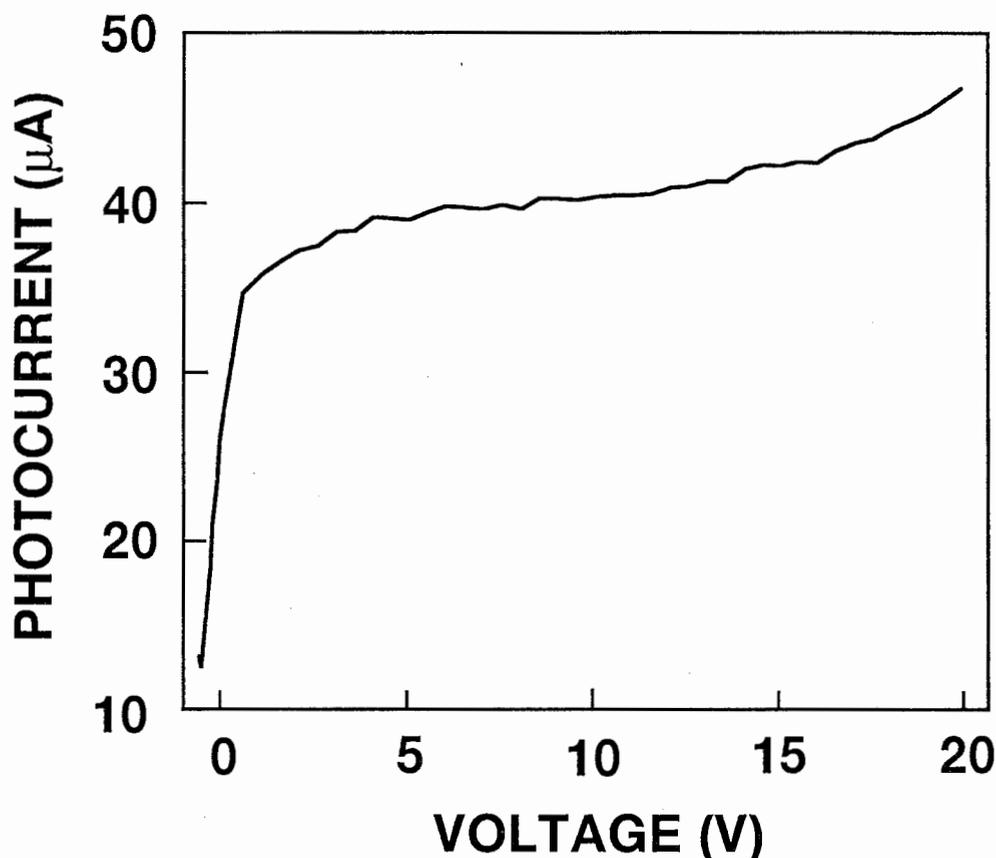
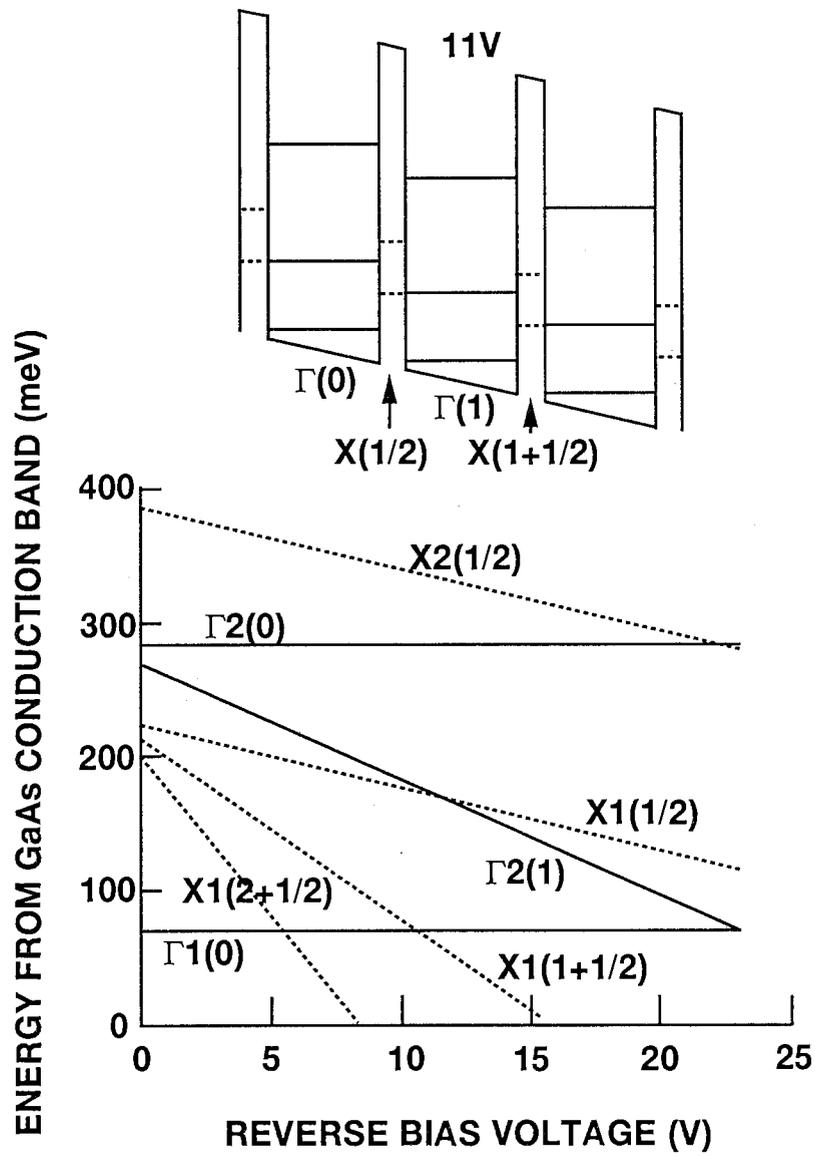


図 3.4: 試料 1 の Ti-sapphire レーザ励起における平均光電流 - 電圧 (i-V) 特性。

の sequential 共鳴トンネリングでは説明不可能なため、別の要因を考える必要がある。ここで、「普段無意識に省略しているが、実際には存在するもの」を考えると、気が付くのは AlAs 障壁層の X 点である。すなわち、GaAs では伝導帯の最低エネルギーは  $\Gamma$  点であるのに対して、AlAs は間接遷移型半導体で、X 点が伝導帯の最低エネルギーである。そこで、我々は逆バイアス電圧に対して、GaAs 層の  $\Gamma$  量子化準位と AlAs 層の X 量子化準位の計算を行った。超格子構造の閉じ込め効果のため、X 準位は縮退が解けて、2つの状態となる。すなわち、超格子の成長方向 ( $(001)$  基板を用いているため、 $[001]$  方向) に沿った  $X_z$  準位とその方向に垂直な  $X_{xy}$  準位である。しかし、今回の実験の場合、電子を超格子の成長方向に走らせているため、 $X_z$  準位についてのみ計算した。また、前に述べたように、主に p 層側表面近傍で光励起により発生した電子の n 層側へ

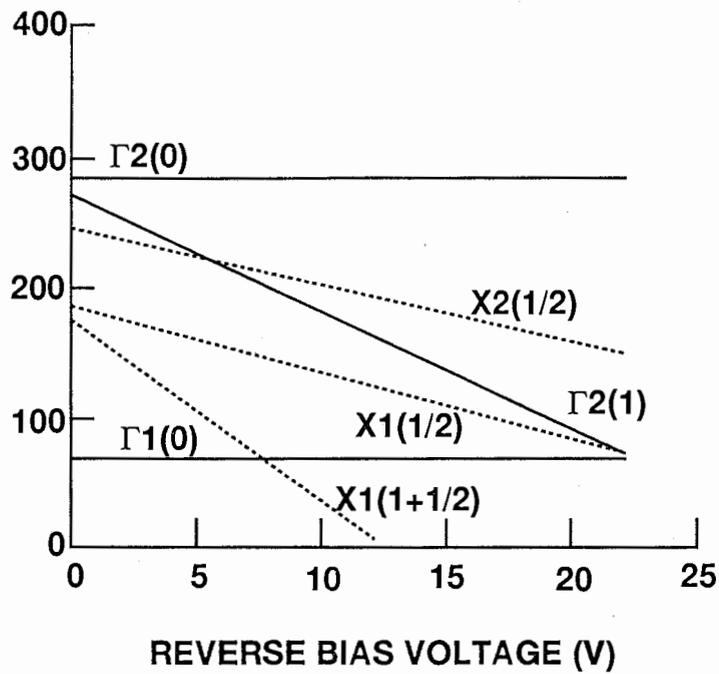
の走行を観察しているため、正孔は考慮せず、電子のみの準位を計算した。

図 3.5~3.7に逆方向電圧に対する計算したエネルギーファンチャートを示す。図 3.5は試料 1 のファンチャート、3.6は試料 2 のファンチャート、3.7は試料 3 のファンチャートである。図 3.5にはバイアス電圧 11 V における試料 1 の予想バンド図も示す。第 2 章での計算と同様に、GaAs の  $\Gamma$  点と AlAs の X 点とのエネルギー差は 175 meV、また 20 K における各試料の built-in potential は 1.5 V として計算した。図より、試料 1 では AlAs の X 点の第 1 量子化準位  $X1(1/2)$  とその AlAs のすぐ右隣の GaAs の  $\Gamma$  点の第 2 量子化準位  $\Gamma2(1)$  がバイアス電圧約 11 V でクロスすることがわかる。また、試料 2 ではバイアス電圧約 22 V で  $X1(1/2)$  と  $\Gamma2(1)$  がクロスすることがわかる。なお、試料 3 ではバイアス電圧約 25 V 以内では  $X1(1/2)$  と  $\Gamma2(1)$  がクロスしないがわかった。これら結果と図 3.1~3.3の結果を見比べてみると、図 3.1~3.3に見られた異常な光電流の遅れ現象は  $X1(1/2)$  と  $\Gamma2(1)$  がクロスするバイアス電圧近傍で生じていることがわかる。このことは、光電流の遅れ現象が  $X1$  と  $\Gamma2$  の共鳴効果により生じている可能性が強いことを示唆している。



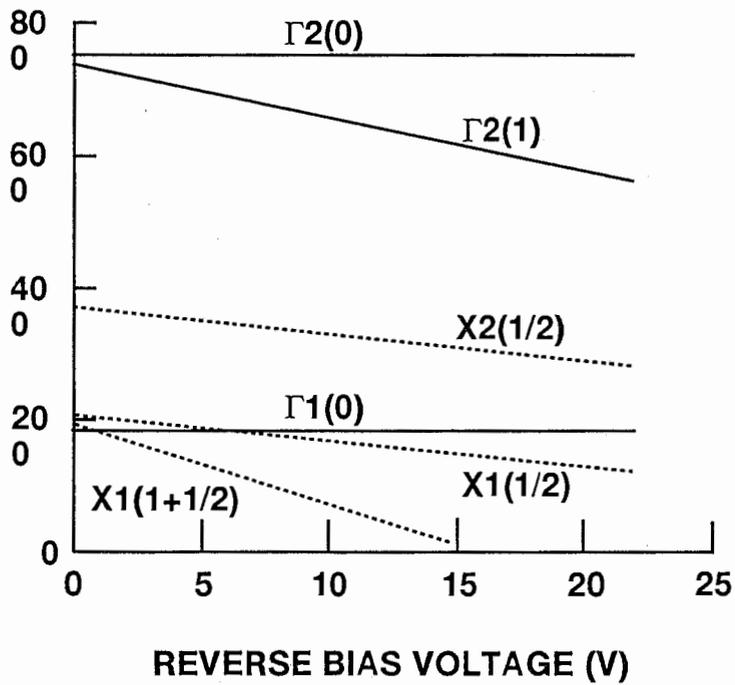
(a)

図 3.5: 試料 1 の逆方向電圧に対する計算したエネルギーファンチャート。バイアス電圧 11 V における予想バンド図も示す。



(b)

図 3.6: 試料 2 の逆方向電圧に対する計算したエネルギーファンチャート。



(c)

図 3.7: 試料 3 の逆方向電圧に対する計算したエネルギーファンチャート。

type-I 超格子においても、バイアスを印加していくことにより、 $\Gamma$  と X のエネルギー準位を揃えることができれば、 $\Gamma$ -X 共鳴を起こす ( $\Gamma$  点から X 点へ電子が移動できる) ことは、第 2 章においてすでに述べたが、試料 1 においても、 $\Gamma$  と X のエネルギー準位が揃えば共鳴が起こるかどうか検討した。図 3.8 に 20 K で測定した、試料 1 の 770 nm 付近 ( $\Gamma E1$  -  $\Gamma HH1$  のエネルギーに対応) の PL スペクトルの FWHM (the full width at half-maximum) の逆方向バイアス依存性を示す。また、 $\Gamma 1$  に対する  $X1$  のファンチャートを示す。図より、 $\Gamma 1(0)$  -  $X1(2+1/2)$  の共鳴電圧約 5 V 及び  $\Gamma 1(0)$  -  $X1(1+1/2)$  の共鳴電圧約 10.5 V において、FWHM が広がっていることがわかる。試料 1 においては、第 2 章で示したような  $\Gamma$ -X 共鳴による明確な 2 つのピークは観測できなかったが、 $\Gamma 1(0)$  と  $X1(2+1/2)$  及び  $\Gamma 1(0)$  と  $X1(1+1/2)$  が共鳴する電圧において FWHM が広がったことは、短周期超格子では障壁層が薄いため、電子は隣の障壁層を通り抜け空間的に数層離れた AlAs 層の X 点にトンネルできることを示している。なお、電場変調反射分光法による実験結果では、短周期超格子における電子波の広がり、14 Å の AlAs 障壁層で約 4 層先まで広がっているという報告がある [37]。図 3.8 及び第 2 章の実験結果より、 $\Gamma$  点から X 点へ電子のトンネルはほぼ確実に生じていることがわかったので、電流の遅れ成分を生じさせているキャリアの経路について考察した。

図 3.9(a) に試料 1 のバイアス電圧 5.5 V 付近の予想バンド図を、図 3.9(b) に電圧 11 V 付近の予想バンド図を示す。まず、バイアス電圧 5.5 V 付近について考察する。5.5 V 付近では、図 3.5 に示されているように、 $\Gamma 1(0)$  に  $X1(2+1/2)$  がクロスしているため、 $\Gamma 1$  から  $X1$  への電子のトンネルはある。しかし、このバイアスでは  $X1$  にすぐ右隣の  $\Gamma 2$  がまだエネルギー的に高いため、 $X1$  の電子は  $\Gamma 2$  に移ることができない。そのため、 $X1$  準位は電子で満たされ、結局キャリアは主に  $\Gamma 1$  -  $\Gamma 1$  のトンネリングで流れることになる。一方、11 V 付近になると、図 3.9(b) に示すように、 $X1$  にすぐ右隣の  $\Gamma 2$  が  $X1$  に共鳴し始める。すると、 $X1$  の電子は  $\Gamma 2$  に移ることができるようになる。そして、この  $\Gamma 2$  の電子は  $\Gamma 1$  に緩和するよりエネルギー的に近い  $X1$  に散乱される方が有利である。このことは、通常の、 $\Gamma 1$  -  $\Gamma 1$  のトンネリング以外に、新しい  $\Gamma 1$  - ( $X1$  -  $\Gamma 2$ ) - ( $X1$  -  $\Gamma 2$ ) パスが形成されることを意味している。ここで、電子の散乱時間を考えてみると、 $\Gamma$  から X への散乱時間は、サブピコ秒のオーダーであるのに対して、 $\Gamma$  から X への散乱時間は 10 ピコ秒のオーダーと報告されている [4, 6]。すなわち、 $\Gamma$  から X への散乱時間

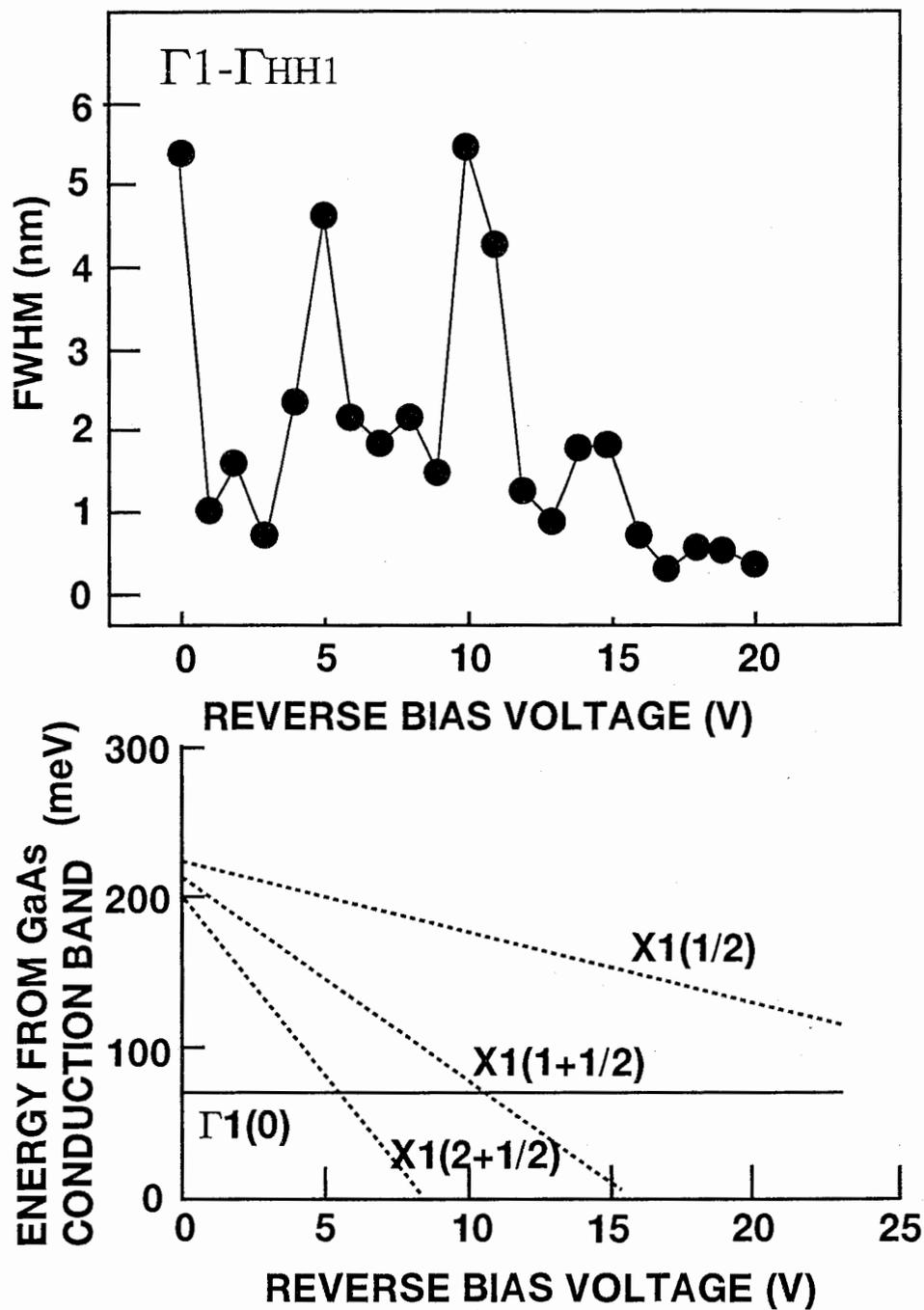


図 3.8: 試料 1 の 770 nm 付近 ( $\Gamma 1 - \Gamma_{HH1}$  のエネルギーに対応) の PL スペクトルの FWHM (the full width at half-maximum) の逆方向バイアス依存性及び  $\Gamma 1$  に対する  $X1$  のファンチャート。

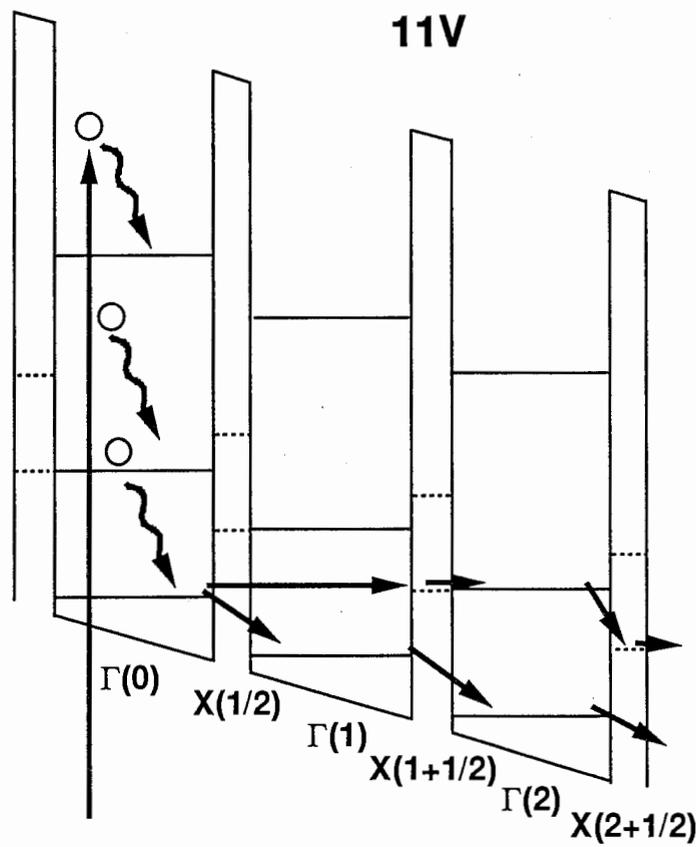
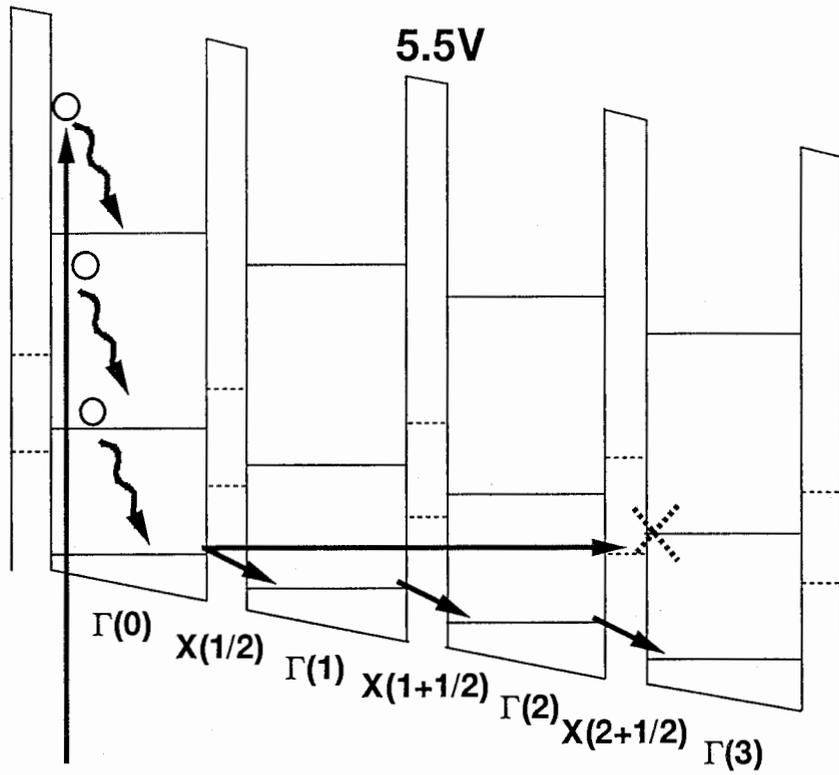


図 3.9: (a) 試料 1 のバイアス電圧 5.5 V 付近の予想バンド図。(b) 電圧 11 V 付近の予想バンド図。

は極めて遅い。そのため、 $\Gamma_1 - (X_1 - \Gamma_2) - (X_1 - \Gamma_2)$  を流れる電流は遅い電流となるものと考えられる。

上記の仮説を支持する実験結果を得るため、すなわち遅い電流成分が存在する時に  $\Gamma_2$  のキャリアが存在していることを検証するため、 $\Gamma E_2 - \Gamma HH_1$  の PL の測定を行った。図 3.10 に試料 2 の 680 nm 付近 ( $\Gamma E_2 - \Gamma HH_1$  のエネルギーに対応) の PL の逆方向バイアス依存性を示す。この場合励起は cw Ar+ レーザで強度は 2 mW である。バイアス

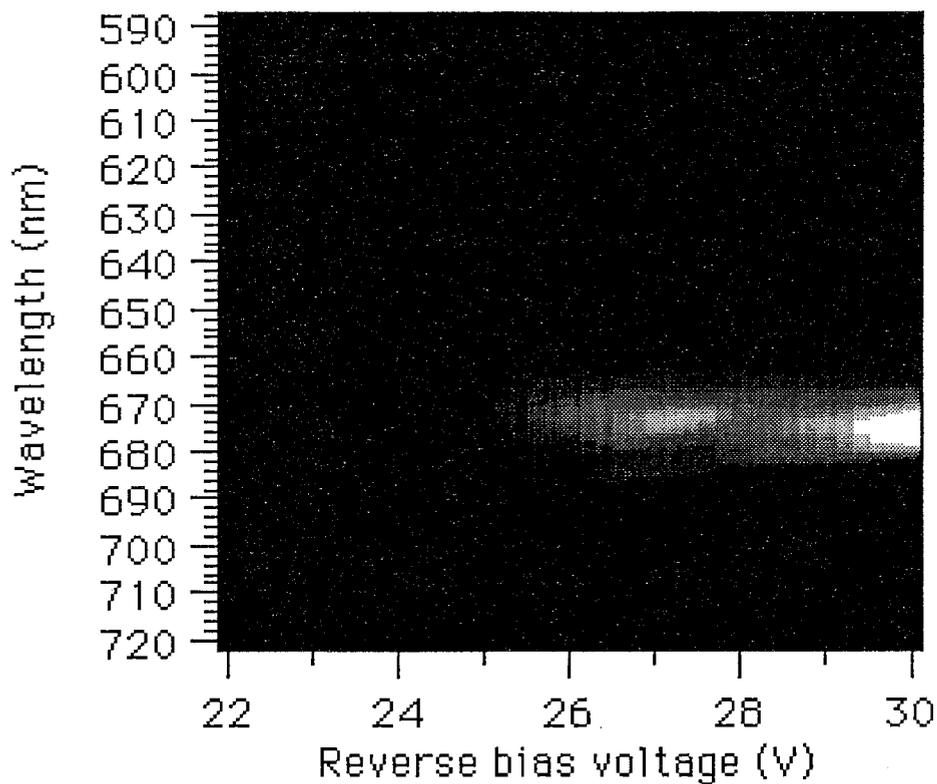


図 3.10: 試料 2 の 680 nm 付近 ( $\Gamma E_2 - \Gamma HH_1$  のエネルギーに対応) の PL の逆方向バイアス依存性。明るさが PL 強度に対応。

電圧 26 V 付近から  $\Gamma E_2 - \Gamma HH_1$  に起因する PL が現れることがわかり、遅い電流成分が存在する時に  $\Gamma_2$  のキャリアが存在していることがわかる。なお、バイアス電圧が高めに

でているのは、cwで励起したことによる空間電荷スクリーニングによるためと考えられる。

### 3.3 まとめ

GaAs/AlAs type-I 超格子において、フェムト秒レーザパルス励起下における時間分解光電流測定を行った。その結果異常な電流の遅れ成分を見いだした。この現象は、逆方向バイアス電圧に依存し、レーザ強度や温度に依存しなかった。GaAsの $\Gamma$ 点の量子化準位とAlAsのX点の量子化準位を計算した結果、異常な光電流の遅れ現象はX1とそのすぐ右隣の $\Gamma_2$ が共鳴するバイアス電圧近傍で生じていることがわかった。これらの結果から、この異常な光電流の遅れ現象は、 $\Gamma_1 - (X_1 - \Gamma_2) - (X_1 - \Gamma_2)$ という新しいキャリアパスにより生じているというモデルを提案した。このことは、type-I超格子においても、ダイナミックな電流輸送特性はAlAsのX点の影響を強く受けることを示している。

## 第 4 章

### キャリアー輸送経路に対する光電流インパルス応答

本章においては  $\Gamma$ -X transfer が起こるような超格子での光電流の時間応答について、より詳細に考察する。前章までで Type-I 超格子内においても QW 中の  $\Gamma$  準位とバリアー中の X 準位間の電子輸送 ( $\Gamma$ -X transfer) が起こっていることが実験事実として示されて来た。それでは、前章に述べられたような光電流における独立した第二のピークはどのような条件下で起こるのであろうか？ 本章においてはそれらの詳細について検討する。

#### 4.1 理論による定性的な解析

まず、X 点に  $\Gamma$  点より散乱された電子が単にそのまま  $\Gamma$  点に緩和して戻るだけだと、遅れて独立した光電流ピークは生じないことを示す。第 2 章にあるような場合がそれで、キャリアー輸送経路は  $\Gamma 1$ - $\Gamma 1'$  と  $\Gamma 1$ -X1- $\Gamma 1'$  の 2 経路が平行して起こり、超格子内をキャリアーは電搬して行く。(図 4.1) このような 2 経路を取った場合、以下の様にして走行キャリアーの時間的分布を求めることができる。 $\Gamma 1$ - $\Gamma 1$  の経路を "a"、 $\Gamma 1$ -X1- $\Gamma 1$  の経路を "b" と書く。超格子の周期数を  $n$  とすると、 $n$  回、各量子井戸とバリアーの組を移動する間に、 $k$  回、a の経路を通る組み合わせの数は  ${}_n C_k$  で表わされる。論理代数で使用するような OR 論理を "+" 記号で表わし、超格子の 1 周期を行く間に a の経路を通るか、または b の経路を通ることを " $a + b$ " と表現すると、上記のことは  $(a + b)^n$  と表現され、

$$(a + b)^n = \sum_k ({}_n C_k a^{n-k} b^k) \quad (4.1)$$

と展開されるため、組み合わせの数、 ${}_n C_k$  は自動的に得られる。この組み合わせの数は a の経路を  $k$  回、b を  $n - k$  回キャリアーが通って来るときの経路の組み合わせ数に相当する。例えば、 $n = 3$  とし、 $k = 2$  とすると、 ${}_n C_k = 3$ 、すなわち、 $a$ - $a$ - $b$ 、 $a$ - $b$ - $a$ 、

$b-a$  の経路が  $n = 3$  and  $k = 2$  を満たす経路となっている。

$a$  の経路を通る数である  $k$  が 1 回増えるごとに、 $b$  の経路を通る数、 $n - k$  は 1 回ずつ減る。すなわち、 $k$  の 1 の増加に対し、 $T_a - T_b = T$  だけの移動時間の増減がある。ここで、 $T_a$ 、 $T_b$  は超格子 1 周期を移動するための各々の経路における必要な時間であり、 $T$  はその時間差に相当する。従って、 $n$  周期の超格子を走行させたとき、キャリアーの確率分布は図 4.2 のように二項分布をなし、横軸を  $k$  の代わりに  $T$  で代表させてもよい。すなわち、ここにおいてキャリアー輸送の時間分布を得ることができる。ここで、 $n \rightarrow$  無限大となすと、中心極限定理より二項分布は Gaussian 分布となる。

$$\exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{\sigma^2}\right] \quad (4.2)$$

以上の分布は  $a$  の経路を通る確率と、 $b$  の経路を通る確率が等しい、ちょうど 50%、50% としたときのものであるが、もしその確率が異なり、各々  $R_a$ 、 $R_b$  とするなら、 $r = (R_a/R_b)$  と置いて、横軸を  $k$  または  $T$  と取ると、図 4.2 のようにその確率のみの分布は  $r^k$  となる。従って、最終結果としての確率分布は  $r^k$  とガウス分布との積で表わされ、図 4.2 下図のような非対称に偏った時間分布となる。

$$\begin{aligned} (a+b)^n &= \sum_k ({}_n C_k a^{n-k} b^k) \\ &\rightarrow \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{\sigma^2}\right] \times r^t \\ r &\equiv \frac{R_a}{R_b} \end{aligned} \quad (4.3)$$

このような時間応答波形は実際の  $CR$  時定数の寄与が少ない微小素子における時間分解光電流応答の測定においてひんぱんに観測されるものであり、何等かのキャリアー遅れ機構が並存する場合の応答波形を表わしている。ここで注意として述べておくが、上記のキャリアーの時間的な確率密度分布は  $n$  周期先に電極を置いた場合に、そこへのキャリアーの到達時間の分布を表わしている。ところが半導体の  $i$ -層中を流れるキャリアーによって発生し、外部に取りだされる電流は変位電流 (induced current) となることが知られている。しかしながら、簡単な古典電磁気学的考察から得られるように、電荷の保存則を組み合わせて導かれる式によって、ある条件下では実は電極への到達キャリアーと、それまでに流れている電流は等しいことが分かり、従って上記、確率密度分布で電流応答を考えて差しつかえないことが言える。

# Carrier path topology

(1) Alternative two path

$\Gamma_1 - \Gamma_1$  &  $\Gamma_1 - X_1 - \Gamma_1$

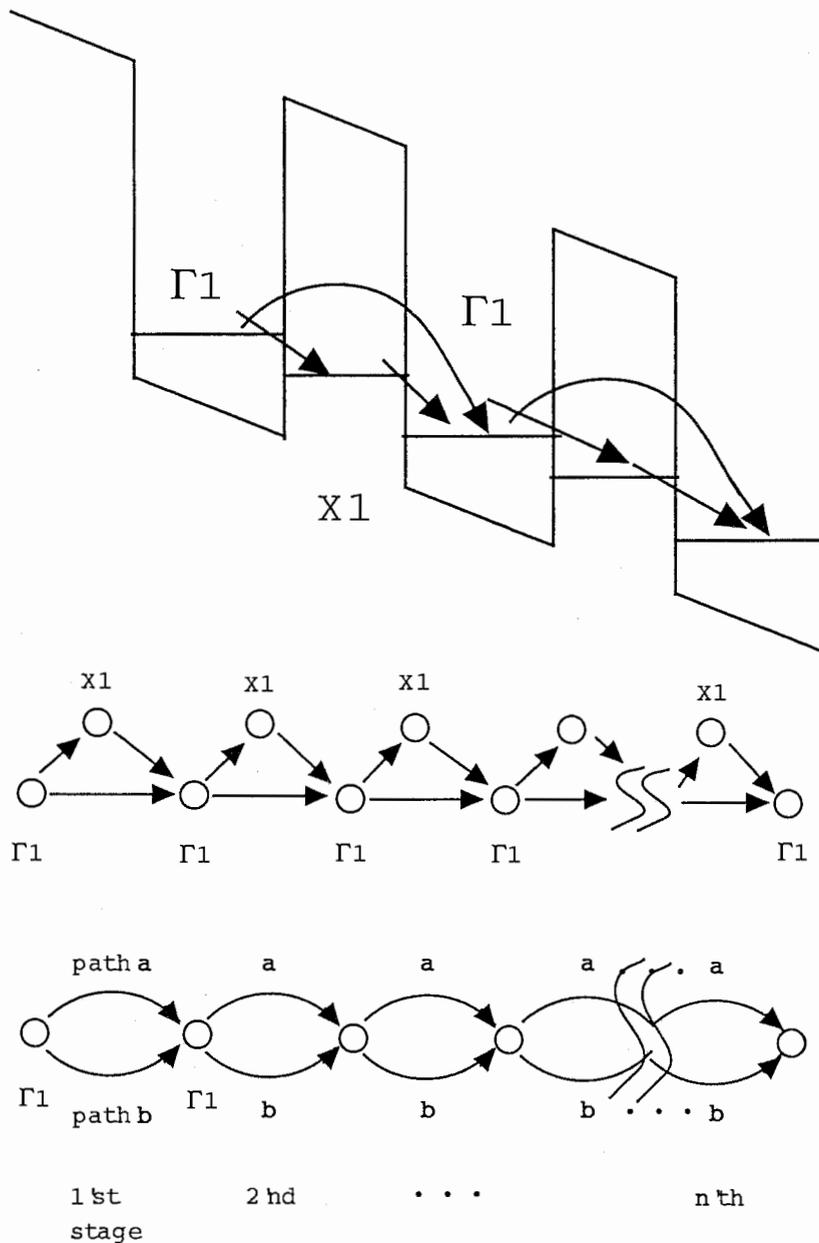


図 4.1: 同じ始点、終点を持つ 2 つのキャリア輸送経路

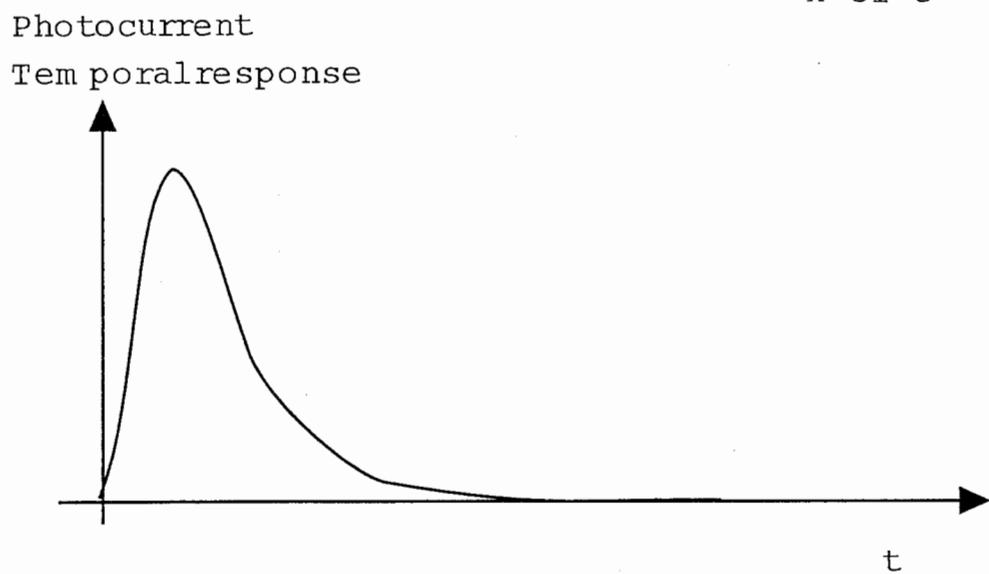
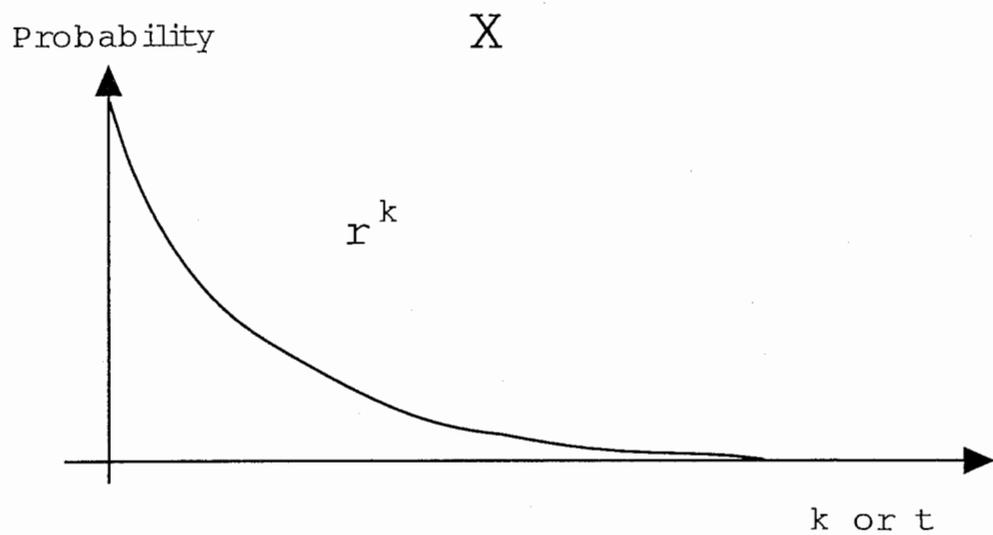
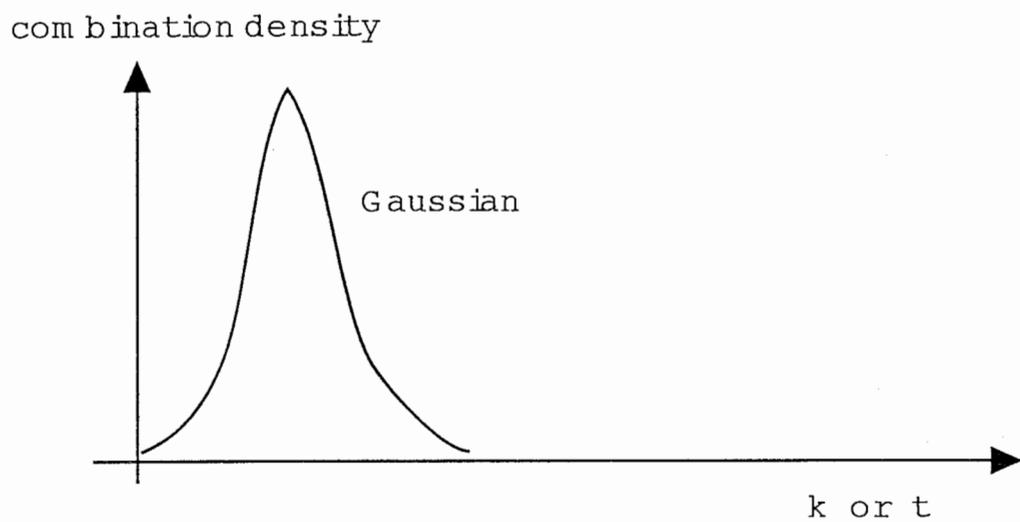


図 4.2: キャリア走行時間分布

以上のように、速い経路と遅い経路の二者が並存した図 4.1 のようなキャリア輸送経路のトポロジーの場合、独立して遅れたピークは存在せず、時間応答は単に遅い裾引き成分を持った応答となるのみである。このような現象は、例えば以下のような例を引き合いに出すとわかりやすい。江戸から大坂まで東海道五十三次を行くとして、各宿場おきに馬で行くか、歩いて行くかをランダムに選ぶとする。（例えば、前の宿場から馬で速く来た人はランダム選択により次の宿場まで歩きで行くようなこととなる。ましてや、電子の場合、意志がないのであるから、超格子の各周期ごとにランダムな確率選択となる。）このような場合、(4.1) 式のような二項分布で旅人は大坂へ順次到達する。それでは、まったく異なる時間遅れで旅人の集団が大坂へ着くようにするにはどのようにすればよいのであろうか？ それには江戸から出立した集団の一部が初めから、または旅路の途中から中山道を通り、大坂へ到着するようにすればよい。もし、両方の道の旅程の差が大きければ、時間的に十分に分離可能な二つの集団が大坂に独立して到着するであろう。すなわち、各宿場ごとの移動ステップに関し、始点、終点の独立したもうひとつの経路が存在する必要がある。東海道のみでは各宿場間の移動ステップにおいて始点も終点も等しいことに問題があることがわかる。

ここで、ひとつ注意しておくが、始点と終点の等しい二つの経路の並存において、独立した遅れピークは存在しない。それでは3つ以上の経路の並存についてはどうなるであろうか。その場合は前記の論理代数表現で例えば  $(a+b+c)^n$  の展開係数を求める多項分布問題に焼き直される。我々の解析結果によるなら、4つ以上の並存経路に対する一般解は求めていないが、3つの並存に対しては一般的には、ある非常に限られた確率比の場合を除いて、独立した遅れピークは存在しない。今回、本報告で扱っている超格子内キャリア輸送の問題は我々の測定した限りでは一般的に種々の構造の超格子で観測される事項なので、上記のような特殊な限られた確率比の場合ではないと考えられ、3つ以上の経路並存についてはこれ以上深入りしない。

以上より、独立した遅れピークの出現するためには始点、終点の独立した経路が必要である。第3章に述べたように、新たな経路として  $\Gamma_1$ - $\Gamma_1$  の経路の他に  $(X_1$ - $\Gamma_2)$ - $(X_1$ - $\Gamma_2)$  経路を考えるなら、独立した始点、終点を持つため、遅れたピークを生じる可能性が出て来る。その経路トポロジーを示したのが図 4.3 である。このままのトポロジーでは数式で解析できないため、図 4.4 のように簡略して考えてみる。このように二つの経路があっ

(2) Two isolated path regime

$$\text{Path1} = \Gamma1-\Gamma1 \ \& \ \Gamma1-X1-\Gamma1 \ \& \ \Gamma1-X1-\Gamma2-\Gamma1$$

$$\text{Path2} = (X1-\Gamma2) - (X1-\Gamma2)$$

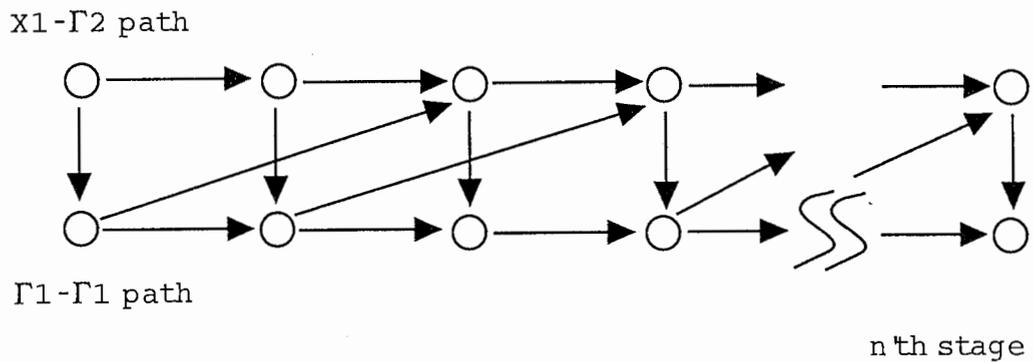
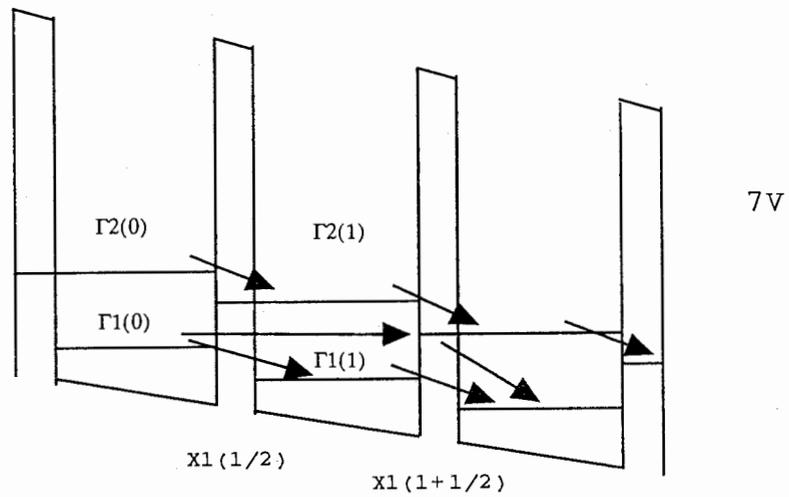


図 4.3: 異なる始点、終点を持つ2つのキャリア輸送経路

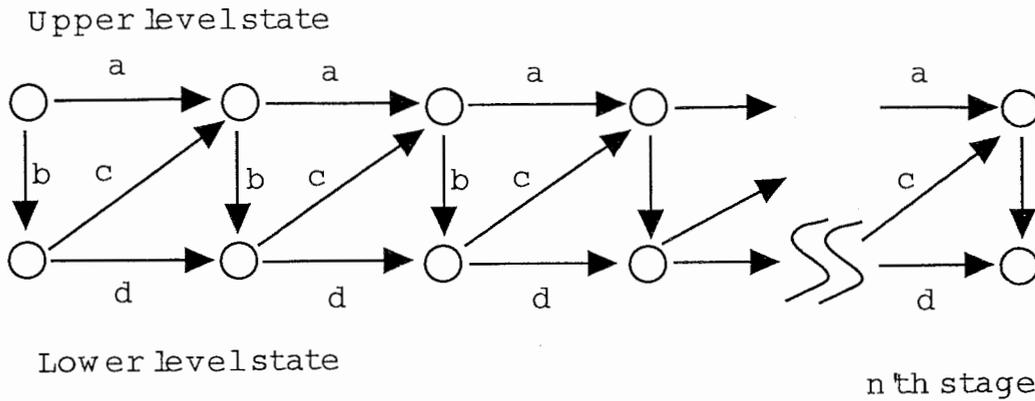


図 4.4: 簡略化されたキャリア輸送経路トポロジー

た場合、その通過経路の組み合わせの数は以下の行列式の展開における係数によって表わされる。

$$\begin{pmatrix} a+bc & c \\ bd & d \end{pmatrix}^n \quad (4.4)$$

この行列を展開し、各 4 つの要素すべての展開項を寄せ集め、 $a^{n_1}, b^{n_2}, c^{n_3}, d^{n_4}$  の項に付いた展開係数を総て加えたものが経路  $a, b, c, d$  を  $n_1, n_2, n_3, n_4$  回通る組み合わせ数になる。注意として、論理代数的な表記を使用しているため、“+”記号は数値の“+”ではなく、論理的“OR”に対応しているため、行列の積を求める際にすべて記号を保存したままで扱わなければならないことである。すなわち、数値的な計算は使えない。まず、概略、どの程度な計算になるかを例示しよう。積はユニタリー変換  $U$  と固有行列  $E$  を用いて以下のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &\equiv \begin{pmatrix} a+bc & c \\ bd & d \end{pmatrix} & (4.5) \\ \mathbf{U}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{U} &= \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \equiv \mathbf{E} \\ \lambda_1 &= \frac{1}{2}a + \frac{1}{2}bc + \frac{1}{2}d + \frac{1}{2}\sqrt{a^2 + 2abc - 2ad + b^2c^2 + 2bcd + d^2} \\ \lambda_2 &= \frac{1}{2}a + \frac{1}{2}bc + \frac{1}{2}d - \frac{1}{2}\sqrt{a^2 + 2abc - 2ad + b^2c^2 + 2bcd + d^2} \end{aligned}$$

より、

$$\mathbf{A}^n = \begin{pmatrix} a+bc & c \\ bd & d \end{pmatrix}^n = (\mathbf{U}\mathbf{E}\mathbf{U}^{-1})^n = \mathbf{U}\mathbf{E}^n\mathbf{U}^{-1} \quad (4.6)$$

ここで、以下の置き換えを行なっておく。

$$\alpha = (a+d+bc)^2 - 4ad = \{(a+bc)+d\}^2 - 4ad$$

$$\beta = (a + d + bc) - \sqrt{\alpha} = 2\lambda_1$$

$$\gamma = (a + d + bc) + \sqrt{\alpha} = 2\lambda_2$$

$$\varepsilon = (a + bc) + d$$

$$\alpha = \varepsilon^2 - 4ad$$

$$\beta = \varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - 4ad}$$

$$\gamma = \varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - 4ad}$$

すると、

$$U = \begin{pmatrix} \frac{-2c}{\gamma-2d} & \frac{-2c}{\beta-2d} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$U^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{(\beta-2d)(\gamma-2d)}{4c\sqrt{\alpha}} & \frac{(\gamma-2d)}{2c\sqrt{\alpha}} \\ -\frac{(\beta-2d)(\gamma-2d)}{4c\sqrt{\alpha}} & -\frac{(\beta-2d)}{2c\sqrt{\alpha}} \end{pmatrix}$$

$$E = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \beta & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}$$

従って、

$$E^n = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}^n = \frac{1}{2^n} \begin{pmatrix} \beta^n & 0 \\ 0 & \gamma^n \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

$$A^n = U E^n U^{-1}$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{-2c}{\gamma-2d} & \frac{-2c}{\beta-2d} \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta^n & 0 \\ 0 & \gamma^n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{(\beta-2d)(\gamma-2d)}{4c\sqrt{\alpha}} & \frac{(\gamma-2d)}{2c\sqrt{\alpha}} \\ \frac{(\beta-2d)(\gamma-2d)}{4c\sqrt{\alpha}} & \frac{(\beta-2d)}{2c\sqrt{\alpha}} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2 \cdot 2^n \sqrt{\alpha}} \begin{pmatrix} \gamma^{n+1} - \beta^{n+1} - 2d(\gamma^n - \beta^n) & 2c(\gamma^n - \beta^n) \\ 2bd(\gamma^n - \beta^n) & -4ad(\gamma^{n-1} - \beta^{n-1}) + 2d(\gamma^n - \beta^n) \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

となって、 $\gamma^n - \beta^n$  の一般形を求めればよい。ここで、求めたいのは  $A^n$  の行列を展開したものの中にある  $a^{n1}b^{n2}c^{n3}d^{n4}$  の項に付いた展開係数であるから、 $A^n$  の出力の4つの項の和をとり、

$$Sum = \frac{1}{2^n \sqrt{\alpha}} (a + d + c + bc + bd)(\gamma^n - \beta^n)$$

ここで、 $(a+d+c+bc+bd)$  は1段あたりのすべての有りうるキャリアー通過経路を表わしている。

$$z_n = (\gamma^n - \beta^n), \quad h = (a + d + bc), \quad g = 4ad$$

とにおいて、

$$\begin{aligned}
z_n &= 2\sqrt{\alpha} \sum_{j=0}^{\frac{n-1}{2}} \binom{n}{2j+1} h^{n-(2j+1)} (h^2 - g)^j \\
&= 2\sqrt{\alpha} \sum_{k=0}^{\frac{n}{2}} \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^{n-i-1} \sum_{m=0}^{n-i-j-1} \binom{n}{2k+1} \binom{k}{i} \binom{n-i-1}{j} \binom{n-i-j-1}{m} (-1)^i 2^{2i} \\
&\times a^{i+j} d^{i+m} b^{n-(i+j+m+1)} c^{n-(i+j+m+1)} \tag{4.9}
\end{aligned}$$

このようにして、概略は解けるが、展開係数の明示形まで行き着くことは容易ではないことがわかる。なお、この問題は  $n$  個の並びにおいて禁則が付いた多項分布の問題にも焼き直されるが、紙数の都合で詳しくは述べない。(すなわち、Multinomial 分布で

$$\frac{N!}{n_a!n_b!n_c!n_d!}, \quad N = n_a + n_b + n_c + n_d$$

において、例えば、 $abc$  と  $cad$  の順序で並ぶ部分が準序列中にあることを禁止する等の禁則を付加する。) このような禁則は、すなわち、キャリアー輸送経路でトポロジ的に通れない経路があることを置き換えており、例えば、図 4.4 において、経路  $a$  を通った後は  $c$  を通ることが出来ないので、順序部分列、 $ac$  の出現を禁止するといったことに対応する。

別の方法として階差方程式で解を得る方法も考えてみた。上記の行列問題は以下の階差方程式に置き換えることもできる。

$$\begin{aligned}
X_{n+1} &= aX_n + bcX_n + cY_n = (a + (1-a)(1-d))X_n + (1-d)Y_n \\
Y_{n+1} &= bdX_n + dY_n = (1-a)X_n + dY_n \tag{4.10} \\
X_0 &= 0, \quad Y_0 = 1, \quad a + b = 1, \quad c + d = 1
\end{aligned}$$

但し、 $X_n$  は  $n$  段目の  $(X1-\Gamma2)$  の上位準位にあるキャリアー数、 $Y_n$  は  $\Gamma1$  準位にあるキャリアー数を表わしている。ここにおける  $a \sim d$  の記号は遷移確率を表わし、すべての値は 1 より小さい。また、この階差方程式を解くことはキャリアーの量のみ注目しており、時間的な情報はある程度少なくなってしまうことに注意されたい。ここにおいても展開係数の明示形によって求められるキャリアー通過経路の評価まで行き着くことは容易ではないことがわかる。上記の式を解くと、

$$X_n = \frac{1-d-(ad)^n+(ad)^nd}{ad-1} = \frac{(1-d)(1-(ad)^n)}{1-ad} = \frac{c(1-(ad)^n)}{1-ad}$$

(4.11)

$$Y_n = \frac{-d + ad - (ad)^n + (ad)^n d}{ad - 1} = 1 - X_n$$

を得る。

但し、この階差方程式を解く過程で有用な情報が得られることを注意しておく。すなわち、この階差方程式の上位準位（(X1-Γ2)-(X1-Γ2) 経路）の項と下位準位（Γ1-Γ1 経路）にある項との asymptotic form を求めてみると、

$$X_{n \rightarrow \infty} = \frac{1-d}{1-ad} = \frac{c}{1-ad} \quad (4.12)$$

$$Y_{n \rightarrow \infty} = \frac{d(1-a)}{1-ad} = \frac{bd}{1-ad}$$

となって、無限のステップ回数、超格子内をキャリアが電搬すると上位準位にある電子数と下位準位にある電子数の分布がある一定値に収束することがわかる。また、このキャリア分布数を初期条件として出発した場合、キャリア分布はいつまでたっても代わらないことがわかる。すなわち、この状態は系の固定点として働いている。上記における収束の度合は  $(ad)^n$  によって表わされ、準位間の遷移確率、 $a$  と  $d$  との両方の比が 1 から離れていれば非常に速く収束して行く。確率  $a$  と  $d$  がまったく 1 に等しいことはまずありえないため、（このような場合、 $b$  と  $c$  が 0、すなわち、上下の準位間にまったく mixing がないため、分布数はいつまでたっても変わるわけがない。また、X1 から Γ1 への緩和、 $b$  は Γ1 が X1 よりエネルギー的に下にあるため、0 で有りえない。）実際の超格子においては最終的に上位準位と下位準位の分布は式 (4.12) にすばやく収束する。通常の Γ-X transfer の無い超格子においては図 4.4 の  $b$  が非常に大きく、 $a = 1 - b$  と  $c$  のレートが 0 に近いいため、式 (4.12) より  $X$ (無限大) は 0 に近く、 $Y$ (無限大) は 1 に近くになって、キャリアーはほとんど下準位に存在する。ところが、Γ-X transfer の項が無視できなくなり、かつ X 準位のキャリアーが隣の超格子周期へ移動できるようになると、 $c$  と  $a$  のレートが増し、キャリアーは上準位を流れることが出来るようになってくる。実際、確率  $a$  と  $d$  として各々 0.7、0.3 とした例が図 4.5-a に示してある。この例では 10 周期しか行かないにもかかわらず、ほとんど上位準位と下位準位の占有率が確定している。従って、100 周期の超格子を進む場合、速い段階でキャリアー分布が遅い経路と速い経

路に分離することがわかる。その後、キャリアーは下準位に緩和するものと上準位に上がるものとがバランスがとれたまま電搬することとなる。このような現象は後述する光電流応答における第一ピークと第二ピークの間谷を変位電流の立場から説明するのに有用な視点を与えるものである。すなわち、速い移動速度の下位準位にあるキャリアー数が減っていき、代わって遅い速度の上位準位のキャリアーが増えていく過程により、変位電流による出力電流に一瞬、ディップが生じるという考え方ができる。但し、この分布数は時間を積分した数であり、ある瞬間に上記の準位分布が達成されているものではないことに注意されたい。すなわち、0～無限大の時間のトータルを取ると、その総量として、 $k$ 周期目の所では上準位と下準位を通ったキャリアー数の比率が上記の値となることを表わしている。すなわち、例えば、速く通るやつもいれば、遅く通るやつもいて、総計すれば上記比率が実現されているというわけである。

図 4.5 について、 $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  の遷移レートを変えた図 4.5-b、4.5-c を見るとわかるように、上準位から上準位へのレート、 $a$  や下準位から上準位へのレートが大きくなると急激にキャリアーの上準位への移動が起こることがわかる。(  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  のレートの定義については図 4.4 を参照。 ) これらのレートは各々、 $a = (X1 - \Gamma2) - (X1 - \Gamma2)$ 、 $c = \Gamma1 - X1$  の遷移レートに相当する。 $a$  に関しては  $\Gamma2$  準位が電界印加によって下がって来て  $X1$  準位にエネルギー的に近くなり、その後、 $X$  準位よりも下に下がっていくことによって、レート  $a$  が増加してゆく。その際、図 4.5-c より、より多くのキャリアーが上準位に上がり、 $a$  の増加によっては上下の準位に反転分布が生じることを示している。 $c$  に関しては、 $\Gamma1$  から  $X1$  にトラップされるキャリアーが増加してゆくと増加するため、薄いバリアーを通して染みだした  $\Gamma1$  電子の波動関数が、例えば 2 周期先のバリアー中の  $X1$  と共鳴する等によってキャリアー移動が起こった場合に増加する。このような状態は本報告に述べられている短周期超格子では電界印加によって非常に頻繁に起こりうると考えられ、図 4.5-b に示されたように  $a$  のレートがある程度高かった場合には  $c$  の少しの変化でキャリアーの上位準位への分布が急激に増えていく。

以上のように、数式による解法は可能であれば有用な結果を与えるのであるが、時間分布の項に関しては、我々の数学的力では完全に解くことはできなかったため、以下のように数値計算によって図 4.4 のトポロジーの経路における時間分布を解析した。このような経路は上位準位と下位準位間の mixing があるため、数値計算上も簡単には解けない。

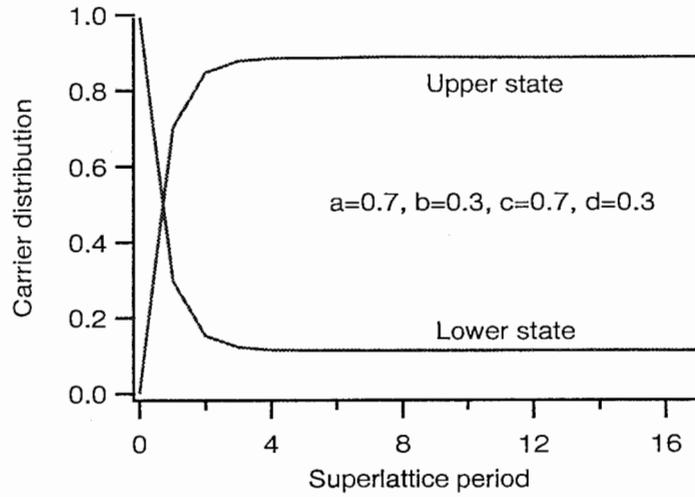


図 4.5-a:  $a=0.7, c=0.7$  の場合の上準位と下準位に対するキャリア数の変化

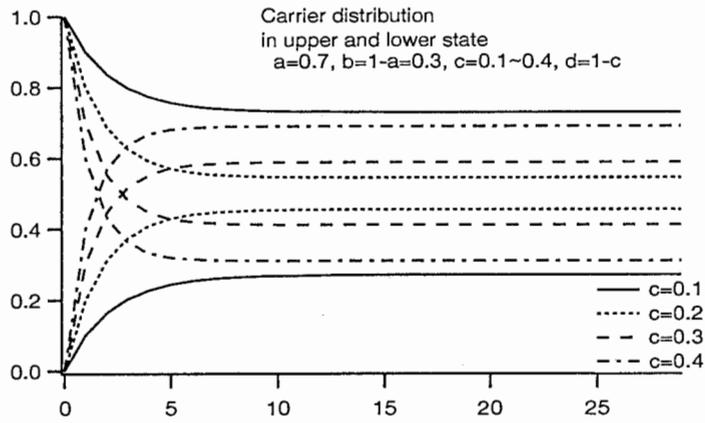


図 4.5-b:  $a=0.7$  のまま  $c$  を変化させた場合

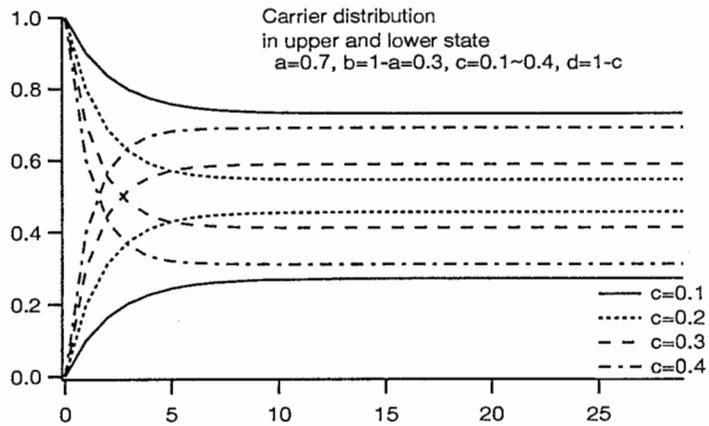


図 4.5-c:  $c=0.1$  のまま  $a$  を変化させた場合

図 4.5: 超格子周期を進む間のキャリア分布の変化

トポロジーの表記を変えるとこの系は各階層におけるトリー間に mixing がある binary-tree 問題として情報工学上とらえられ、並列計算のできない難しい問題であると考えられる。software 上、このような問題を解くために、recursive call 法を用いて解くこととする。binary-tree の一階層をひとつの recursive subroutine とし、recursive call により解く。すなわち、プログラムの流れは各分岐を下へと、しらみつぶしに総ての枝を渡って調べていくこととなる。このように並列計算のできないアルゴリズムであるため、非常に時間がかかり、図 4.6 の 15 周期の超格子の例を求めるのに 68040 CPU で assembler によっても 20 分程度を要する。それ以上の周期数の超格子については演算数が指数関数的に増加するために不可能に近く、前記、階差方程式の解析より得られた知見である上位、下位単位の分布の確定が 10 周期程度で終わるという知見をもとに 15 周期の超格子に関する計算で代用できると考える。<sup>1</sup>

以下に、C-like に書いた、初期キャリアー分布が 100% 下位単位 ( $\Gamma_1$ ) にある時の計算プログラム例を示す。実際に使用したプログラムは 68040 assembler で書いた special tuning version である。以下のプログラムにおいては induced current の計算とファイル出力サブルーチンは本質に関係ないため略す。

```
main()
{
float current(n_step);
int n = 0; /* superlattice period # */
float t = 0;
float ta = 2, tb = 5, tc = 1, td = 10; /* relaxation time (ps) */
float cn = 1; /* carrier density (1=100%) */
float ra,rb,rc,rd; /* divide rate */

ra = 0.5;
rb = 1-ra; /* exclusive selection */
rc = 0.7;
```

---

<sup>1</sup> 試しに 30 周期に関して計算を行なったが、1 週間たっても計算は終わらなかった。並列計算不可能なアルゴリズムであるため、普通の Vector 化並列計算機は能力を発揮できない。(back-track のできるタイプの Multi-CPU アーキテクチャーであれば出来る可能性が少しあるが、プログラムはけっこう難しいものになるであろうし、通常の Multi-CPU architecture はキャッシュ coherency の問題があり、この問題を解くために最適なタイプはほとんど無いと思われる。) また、単一 CPU の MIPS 値がたとえ 68040 CPU の 10 倍 (従来の super computer の無並列計算時の値程度) になったとしても、あまりたいした改善にはならない。

```

rd = 1-rd; /* exclusive selection */

pathc(n,cn*rc,t); /* Path-c */
pathd(n,cn*rd,t); /* Path-d */

outputfl(*current); /* data output to file */

}

patha(n,cn2,t) /* Path-a を通った時。 */
{
if(n>15) return;

ocurrent(cn2,ta,t); /* calculate induced current */

/* path-a を通った後は path-a and path-b にしか接続がない。 */

patha(n,cn2*ra,t+ta); /* recursive call patha */
pathb(n,cn2*rb,t+ta); /* recursive call pathb */

}

pathb(n,cn2,t) /* Path-b を通った時。 */
{
if(n>15) return;

ocurrent(cn2,tb,t); /* calculate induced current */

/* path-b を通った後は path-c and path-d にしか接続がない。 */

pathc(n,cn2*rc,t+tb); /* recursive call pathc */
pathd(n,cn2*rd,t+tb); /* recursive call pathd */

}

pathc(n,cn2,t) /* Path-c を通った時。 */
{
if(n>15) return;

ocurrent(cn2,tc,t); /* calculate induced current */

/* path-c を通った後は path-a and path-b にしか接続がない。 */

```

```

patha(n,cn2*ra,t+ta); /* recursive call patha */
pathb(n,cn2*rb,t+ta); /* recursive call pathb */

}

pathd(n,cn2,t) /* Path-d を通った時。 */
{
if(n>15) return;

ocurrent(cn2,td,t); /* calculate induced current */

/* path-dを通った後は path-c and path-d にしか接続がない。 */

pathc(n,cn2*rc,t+td); /* recursive call pathc */
pathd(n,cn2*rd,t+td); /* recursive call pathd.*/

}

```

以上のようにして計算された15周期超格子の光電流応答波形の例を図4.6に示す。初期キャリアー分布は第1量子井戸の $\Gamma_1$ 準位に100%のキャリアーがいる場合を想定してある。図中、スパイク状のノイズが入っているが、これは15という少ない周期数でシミュレーションを行なったため、 $(a+b)^n$ の二項分布で $n=15$ の時を考えればわかるように、中央の展開係数は他の係数と比べ非常に大きな値を持っており、 $n=15$ ぐらいと $n$ が少ないとこのようなスパイク状のノイズとなって目立ってしまう。このような組み合わせ確率の大きな項によるスパイクは実際の素子においてはトンネル確率や緩和時間の統計的なゆらぎや素子の $CR$ 時定数によってマスクされてしまい、現われない。従って、図4.6の読み方としてはこれらスパイクは平均化されるものとして考えていただきたい。また図における横軸の時間は15周期に関してのものであり、第4.2節における100周期の超格子ではこれよりも長い時間応答となることを断わっておく。

図4.6中、 $R_a$ 、 $R_c$ は図4.4に示された経路、 $a$ 、 $c$ に流れ込むキャリアーの比率で、 $a$ と $b$ の経路の結節点から $a$ には $R_a$ の比率で、 $b$ の経路には $R_b = 1 - R_a$ の比率で分岐する。同様に、 $c$ と $d$ の経路が分岐する結節点では、各々 $R_c$ と $R_d = 1 - R_c$ の比率でキャリアー流量が分岐していく。また、図中、 $T_a \sim T_d$ は $a \sim d$ の各経路を通過するに要する実効的時間を表わしている。実際の超格子では緩和時間やトンネル時間等のあわさったものとなり、かつ、Exponentialに減衰する量であるが、そのような扱いをする

と計算時間がとてつもなく増し、シミュレーションが不可能となるため、単純な実効的移動時間で代表してシミュレーションを行なった。

まず、一番下段の図では、 $R_a = 1$ ,  $R_c = 0$ としてあり、すなわち上下の準位間には、まったくキャリアの交換が無い場合である。下位準位に100%のキャリアがあると始めてるので、キャリアの移動により変位電流として一定な電流がキャリアのシートが超格子を走り去るまで流れる。従って、当然、図にあるような波形となる。その他のグラフにおいては上下の準位間の交換があり、また、移動時間を種々変えたものを示してある。移動時間に関しては、基本的には以下の仮定に従った。経路  $a$  の  $(X1-\Gamma2)-(X1-\Gamma2)$  については共鳴によりある程度速く移動できるとした。経路  $b$  の  $X1$  から  $\Gamma1$  への緩和については参考文献 [6, 22] より 10~30 ps の値を採用した。経路  $c$  の  $\Gamma1-X1$  遷移に関してはピコ秒オーダーの非常に速い時間を考えた。経路  $d$  の  $\Gamma1-\Gamma1$  non-resonant sequential tunneling に関しては数 ps から数十 ps の範囲で考えた。これは超格子内のバリアーの厚みに影響される [31]。以上より、確かに独立した遅れ成分によるピークが存在し、その一部は第3章の 24/12ML GaAs/AlAs 超格子で観測されたような遅れ電流を再現していることに注目されたい。

## 4.2 Type-I 超格子中におけるキャリア輸送経路の交代

以上の理論的考察から得られた結果をもとに、実際の実験データに関し考察を加えてみたい。図 4.7は 24ML/5MLにおける光電流応答を TIV graph (Time-resolved  $i$ - $V$  characteristics) によって表現したものである。実験条件は第2章、3章と同じである。この短周期超格子は図 4.8に示したように  $\Gamma2$  が  $X1$  と 12 V で交差する。また第3章で例に取った 24ML/12ML の超格子の同じく TIV graph を図 4.9に示す。これらのグラフを見ると明らかに遅れた電流ピークが  $\Gamma2-X1$  resonance 電圧付近から発生し、電圧を上げるにしたがって速くなってゆくことがわかる。また、図 4.7に顕著なように  $\Gamma1-\Gamma1$  キャリア経路による電流は 8 V~12 V へかけて減少し、 $(X1-\Gamma2)-(X1-\Gamma2)$  経路の電流に、とって代わられていることがわかる。このような電流経路の交代現象は前章に述べられたように、 $X1$  準位に  $\Gamma2$  準位がエネルギー的にも空間的にも接続してきて、新しいキャリア掃き出し経路が開いたせいであると考えられる。また3章で 24ML/12ML の超格子について示されたように、24ML/5ML の超格子においても図 4.10に示すように明らかに  $X1-$

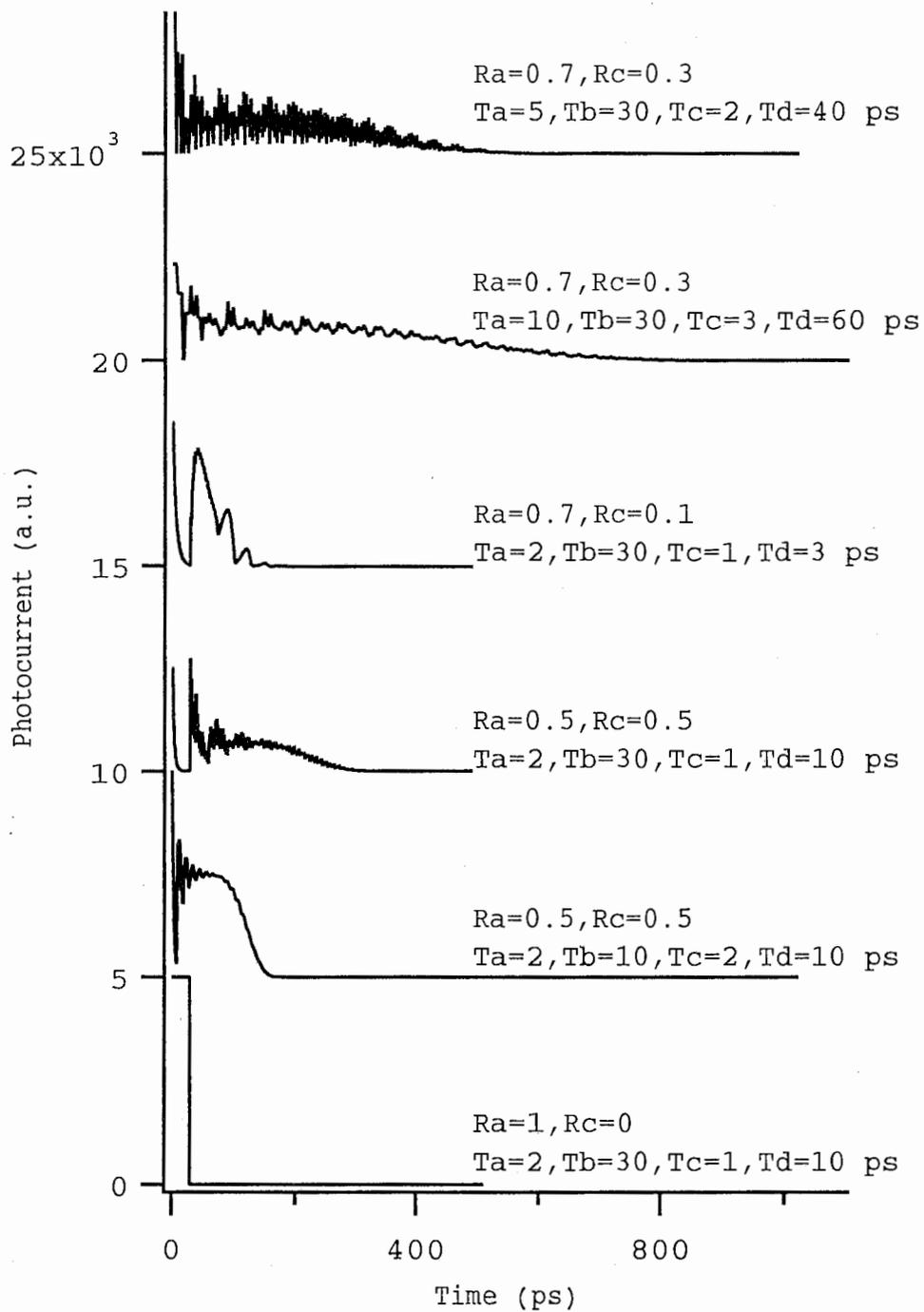


図 4.6: キャリア輸送のシミュレーション結果

$\Gamma_2$  resonance 電圧近辺で 680 nm 付近に  $\Gamma_2$  発光が認められ、キャリアーは  $\Gamma_2$  準位にも存在している。なお、770 nm にあるのが  $\Gamma_1$ -hh1 の PL 発光で、電圧を上げると QCSE により red-shift していることがわかる。また、斜め下に直線的に降りて行く弱い PL は  $-1$  次の Stark ladder 準位 ( $\Gamma_1(-1)$ -hh1 遷移) であり、超格子中に High-field domain 等が形成されずに電界が正常にかかっていることの証明となっている。(以上がこれらデータの概略であるが、その他の詳しい議論は参考文献 [38] を参照されたい。)

前節の理論的考察で述べたように、始点、終点が独立した新しいキャリア輸送経路が開かないと電流のインパルス応答は、たとえ遅れるキャリア経路があったとしても長く弱い裾を引くだけである。一般にそのような裾引きは弱く測定ノイズに隠れて観測することはできない。薄いバリアーを持つ GaAs/AlAs 短周期超格子においては電子の波動関数が長い距離、染みだしているために、sub-ps オーダーの速い緩和時間を持つ  $\Gamma$  点から X 点への強い散乱によって容易に電子は X 点に捕らえられる。事実、第 2 章や図 4.8 に示されたように  $\Gamma$  点は 1 つや 2 つの超格子周期だけ離れた X 点と数 V 以上の電圧で交差しており、そのような resonance によって強い散乱確率により、容易に X 点に飛び込む可能性が高い。そういった理論サイドからの当然の帰結や二重量子井戸における実験事実がありながら、超格子中のキャリアー輸送における X 点の影響は Type-II 型超格子に対して 2、3 の文献で考察された他は、まったく実験的な結果が出なかった。これまでの議論で明らかにされたように、X 点にトラップされたキャリアーは他に行き場所がなく、かつ、遅い X- $\Gamma$  緩和時間、ならびに始点、終点の一致するキャリアー輸送経路により弱く長い裾引きとなるため、これまで実験結果にかかることがなかったと考えられる。今回、我々が X 点にトラップされたキャリアーを独立して遅れた光電流応答ピークとして観測できたのは、本報告でこれまでに述べられてきた X1- $\Gamma_2$  transfer により、X 点中のキャリアーが速い時間で始点、終点の異なるキャリアー輸送経路を通して掃き出されたからであり、緩和時間が速まったために十分、観測にかかるだけのピーク値を持ち、かつ、異なるキャリアー輸送経路によって独立したピークを形成できたからである。

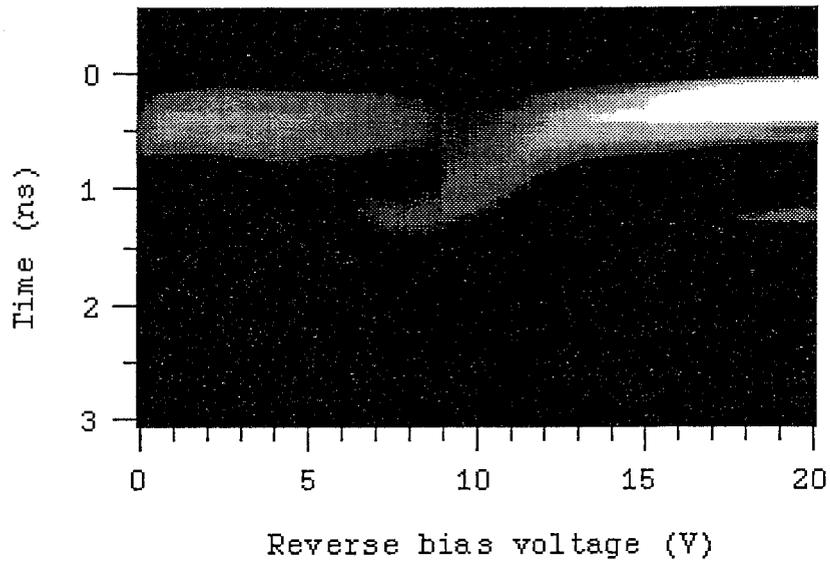


図 4.7: 24/5ML 超格子の TIV graph

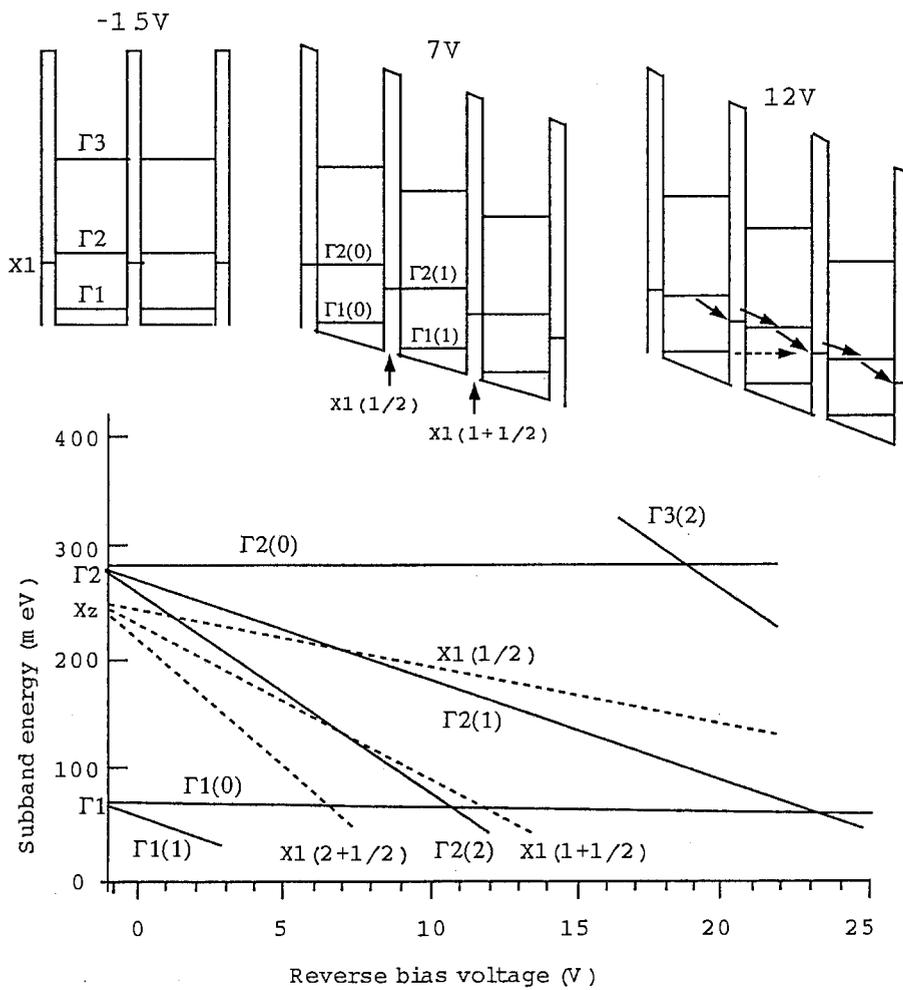


図 4.8: 24/5ML 超格子のエネルギーダイアグラム

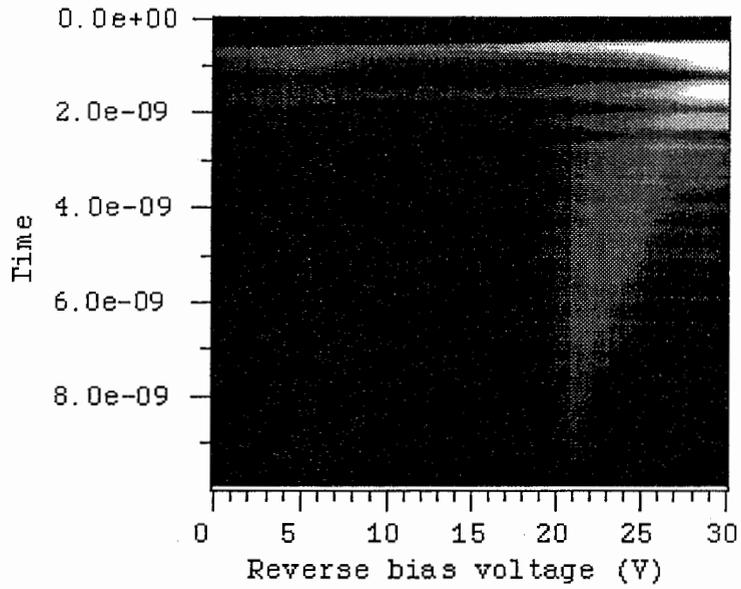


図 4.9: 24/12ML 超格子の TIV graph

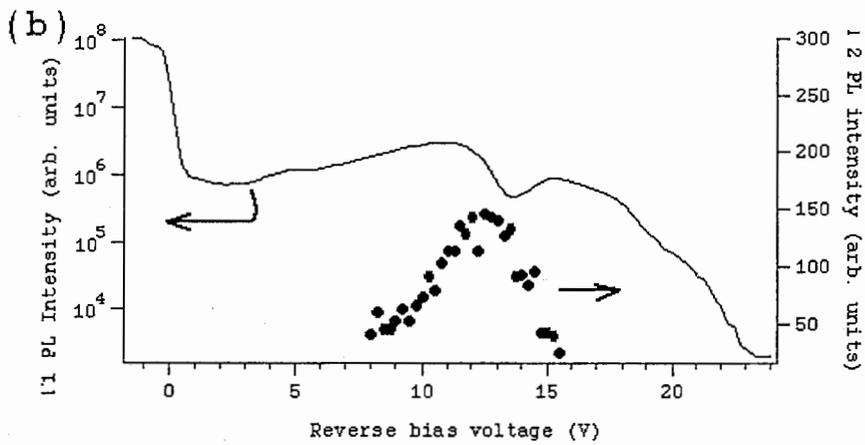
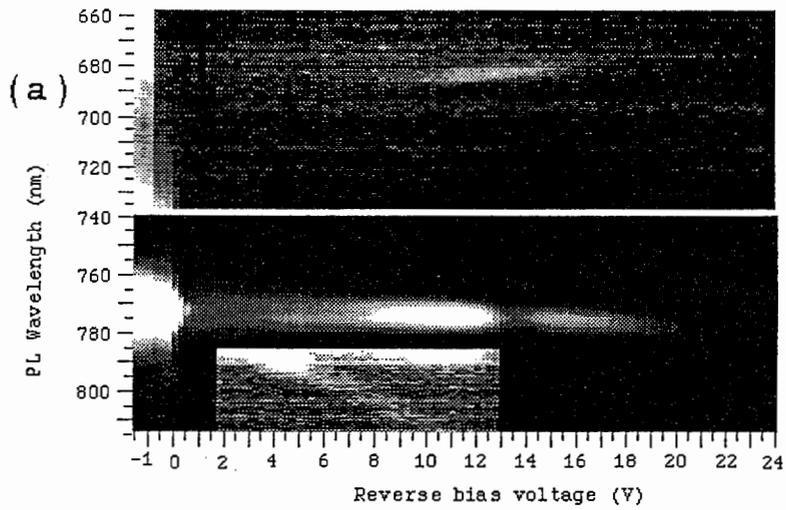


図 4.10: 24/12ML 超格子における PL の電界依存性

## 第 5 章

### 結論

本報告で示された原理は世界的に見ても初めて超格子中のキャリアー輸送に対し、バリアー中に存在する X 点が無視できない重要な寄与を及ぼしていることの証明となった実験結果である。この実験事実により、今後、種々の超格子内 X 点の寄与を調べる実験、および理論的考察を世界的に誘発する可能性があり、それらの文献に refer されることにより、本報告に述べられた実験事実は半導体物性における基礎研究の歴史に残る可能性を有する。また、今後刊行される予定の三村による ATR 技術研究報告で述べられる高周波発振素子の実現に代表されるように、超格子中の X 点の利用は応用的にも大きな将来性を有すると思われ、そこにおいても上記の論文が頻繁に参照される可能性を有す。

## 謝辞

本研究の遂行にあたりその機会を与えていただき終始御指導を承りましたエイ・ティ・アール光電波通信研究所、猪股英行社長、渡辺敏英室長に深謝いたします。

藤田和久主任研究員をはじめとする材料物性グループの方々の御助言・ご協力は誠に有益でありました。大阪市立大学工学部、中山正昭助教授の御助言は実験データの解釈、研究の方向性の決定など本研究全般に渡り大変有意義なものでありました。皆様方のご協力に深く感謝いたします。

## 参考文献

- [1] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, p. 61 (1970).
- [2] 例えば、W. Ge, M. D. Sturge, and W. D. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, p. 55 (1990).
- [3] P. Dawson, B. A. Wilson, C. W. Tu, and R. C. Miller, *Appl. Phys. Lett.*, **48**, p. 541 (1986).
- [4] J. Feldmann, R. Sattmann, E. Göbel, J. Kuhl, J. Hebling, K. Ploog, R. Muralidharan, P. Dawson and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, p. 1892 (1989).
- [5] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Göbel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B*, **42**, p. 5809 (1990).
- [6] J. Feldmann, M. Preis, E. O. Göbel, P. Dawson, C. T. Foxon and I. Galbraith, *Solid State Commun.*, **83**, p. 245 (1992).
- [7] D. Z.-Y. Ting, and Y. C. Chang, *Phys. Rev. B*, **36**, p. 4359 (1987).
- [8] Y. T. Lu, and L. J. Sham, *Phys. Rev. B*, **40**, p. 5567 (1989).
- [9] J. B. Xia and Y. C. Chang, *Phys. Rev. B*, **42**, p. 1781 (1990).
- [10] O. E. Raichev *Phys. Rev. B*, **49**, p. 5448 (1994).
- [11] M. Nakayama, K. Inazawa, K. Suyama, I. Tanaka, and H. Nishimura *Phys. Rev. B*, **49**, p. 13564 (1994).
- [12] M.-H. Meynadier, R. E. Nahory, J. M. Worlock, M. C. Tamargo and J. L. de Miguel, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, p. 1338 (1988).

- [13] K. J. Moore, P. Dawson and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B*, **38**, p. 3368 (1988).
- [14] P. Dawson K. J. Moore, and C. T. Foxon, *Proc. SPIE*, **792**, p. 208 (1987).
- [15] G. Duggan, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3**, p. 1224 (1985).
- [16] M. S. Skolnick, G. W. Smith, I. L. Spain, C. R. Whitehouse, D. C. Herbert, D. M. Whittaker and L. J. Reed, *Phys. Rev. B*, **39**, p. 11191 (1989).
- [17] H. C. Liu, J. Li, M. Buchanan, Z. R. Wasilewski, and J. G. Simmons, *Phys. Rev. B*, **48**, p. 1954 (1993).
- [18] Y. Zhang, X. Yang, W. Liu, P. Zhang, and D. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, p. 1148 (1994).
- [19] K. K. Choi, B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker, and C. G. Bethea, *Phys. Rev. B*, **35**, p. 4172 (1987).
- [20] T. Ando, *Phys. Rev. B*, **47**, p. 9621 (1993).
- [21] 佐々木 智、三浦 登、*固体物理*、**28**, p. 461 (1993).
- [22] L. P. Fu, F. T. Bacalzo, G. D. Gilliland, R. Chen, and K. K. Bajaj, *Phys. Rev. B*, **51**, p. 17630 (1995).
- [23] 半導体超格子の物理と応用、第一章、日本物理学会編、培風館 (1984).
- [24] D. A. B. Miller, *Optical and Quantum Electron.*, **22** p. S61 (1990).
- [25] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta, and K. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, p. L793 (1991).
- [26] WSL に関する論文は例えば、J. Bleuse, G. Basterd, and P. Voisin, *Phys. Rev. Lett.*, **60** p. 220 (1988).
- [27] 細田、他 半導体光素子の動特性解析 [I~III], ATR Technical Report.

- [28] H. Schneider, W. W. Rühle, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, p. 2656 (1989).
- [29] S. Tarucha and K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **38**, p. 4198 (1988).
- [30] S. Tarucha and K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **39**, p. 5353 (1989).
- [31] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, and W. Y. Jam, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, p. 2281 (1991).
- [32] F. Capasso, K. Mohammed, and A. Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, **48**, p. 478 (1986).
- [33] T. Kagawa, H. Iwamura and O. Mikami, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, p. 33 (1989).
- [34] T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Asai and M. Naganuma, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, p. 1895 (1990).
- [35] L. Esaki and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, p. 495 (1974).
- [36] H. T. Grahn, H. Schneider, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B*, **41**, p. 2890 (1990).
- [37] T. Tanaka, M. Nakayama, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, *Phys. Rev. B*, **48**, p. 2787 (1993).
- [38] M. Hosoda, N. Ohtani, H. Mimura, K. Tominaga, P. Davis, T. Watanabe, G. Tanaka, and K. Fujiwara, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, p. 4500 (1995).