

TR-O-0108

29

GaAs/AlAs type-II超格子における光励起電流発振

三村 秀典

1996. 3. 6

ATR光電波通信研究所

# ATR Technical Report

題目：GaAs/AlAs type-II 超格子における光励起電流発振

報告者：三村 秀典、細田 誠、大谷 直毅、富永 浩司

## 概要

光励起 GaAs/AlAs undoped type-II 超格子において、stable electric-field domain に起因する鋸歯状の電圧-電流特性及び metastable electric-field domain に起因する 10 MHz ~ 1 GHz の self-oscillation を見いだした。PL 測定と  $\Gamma_1$ 、 $X_{ze1}$  及び  $X_{ze2}$  準位のバイアス電圧依存性の計算より、stable electric-field domain は  $X_{ze1}$ - $X_{ze1}$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $X_{ze2}$ - $\Gamma_1$  トンネルングによる high field domain が stable であることにより生じていることがわかった。また、10 ~ 120 MHz の self-oscillation は  $X_{ze1}$  -  $X_{ze1}$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $X_{ze1}$  -  $X_{ze2}$  共鳴トンネルングもしくは  $X_{ze2}$ - $\Gamma_1$  トンネルングによる high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じており、150 MHz ~ 1 GHz の self-oscillation は  $X_{ze2}$  -  $\Gamma_1$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $X_{ze1}$  -  $\Gamma_1$  非共鳴トンネルングによる high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じていることがわかった。

## 目次

1. はじめに	1
2. 実験	2
3. 結果及び考察	3
3.1 電圧－電流特性	3
3.2 電流発振	5
3.3 PL 特性	12
4. 結論	23
謝辞	24
参考文献	24

## 1. はじめに

近年、超格子や量子井戸構造を用いた新機能素子の開発が盛んに行われているが、デバイス応用において、バイアス電圧印加時における超格子膜の垂直方向へのキャリア輸送特性は特に重要である。GaAs/AlAs 短周期超格子は、ATR 光電波通信研究所においてワニエ・シュタルク局在型 SEED (self-electro-optic effect device) への応用が図られている超格子であるが、1-3) その障壁層が薄いため、超格子のキャリア輸送特性は、キャリアが障壁層をトンネリングするトンネル効果によって支配されている。そして、GaAs/AlAs 超格子において、キャリアのトンネルは、通常 GaAs 井戸層の  $\Gamma$  準位間 (たとえば、 $\Gamma_1 - \Gamma_1$  共鳴トンネリングや  $\Gamma_1 - \Gamma_2$  共鳴トンネリング) で生じることが知られている。

このような超格子において、超格子内のキャリア密度が低い場合は、バイアス電圧による電界は均一であるが、キャリア密度が多少多くなると、超格子は異なった電界強度を持つ2つのドメイン (low field domain と high field domain) に分裂することが報告されている。これは、 $\Gamma_1 - \Gamma_1$  共鳴トンネリング及び  $\Gamma_1 - \Gamma_2$  共鳴トンネリングに起因する負性微分速度によるもので、Esaki と Chang によって 1974 年に報告されて以来、electric-field domain もしくは high field domain と呼ばれ、4) 実験的 5-12) にも理論的 13-16) にも研究されている。

このような安定な (stable) electric-field domain に対して、最近不安定な (metastable) electric-field domain が見いだされた。metastable electric-field domain も  $\Gamma_1 - \Gamma_1$  共鳴トンネリングや  $\Gamma_1 - \Gamma_2$  共鳴トンネリングに起因する負性微分速度によるものであるが、発振現象を伴うため、応用上非常に注目を集めている。これまでに、光強励起下の undoped GaAs/AlAs 超格子において damped 電流発振が、17) また n-doped GaAs/AlAs 超格子において、self-oscillation が 18, 19) 報告されている。

最近、GaAs/AlAs 超格子のキャリア輸送特性において、 $\Gamma_1 - \Gamma_1$  共鳴トンネリングや  $\Gamma_1 - \Gamma_2$  共鳴トンネリング以外に AlAs 障壁層内の X 準位を関与したトンネリングが筆者らにより報告された。20-25) 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。そのため、AlAs 障壁層内に X 準位があり、この X 準位を介したトンネリングが超格子のキャリア輸送特性において無視できないことが明らかにされた。しかし、X 準位を介したトンネリングによる stable electric-field domain もしくは metastable electric-field domain については研究例がない。GaAs/AlAs 超格子においては、GaAs 層が薄く (典型的には、12 原子層以下) かつ AlAs 層が充分厚ければ、伝導帯の最低エネルギーが AlAs の X 量子化準位で価電子帯の最高エネルギーが GaAs の  $\Gamma$  量子化準位となる type-II 超格子となることが知られている。そして、type-II 超格子となると、電子は X 準位に主に存在することになる。そこで、我々は undoped GaAs/AlAs type-II 超格子を用い、X 準位を介したトンネリングによる electric-field domain についての研究を行った。

本報告書において、undoped GaAs/AlAs type-II 超格子において、光強励起下で見いだした、X 準位を介したトンネリングによる electric-field domain とそれに起因する self-oscillation について記述する。特に、undoped GaAs/AlAs type-I 超格子においては、光強励起下で damped 電流発振のみで、self-oscillation は見いだされていないため、undoped GaAs/AlAs type-II 超格子において、光強励起下で self-oscillation が見いだされたことは、応用上非常

に重要である。

## 2. 実験

使用した試料の構造を図 2.1 に示す。測定に用いた試料は n-i-n 構造で MBE (Molecular beam epitaxy) 装置を用いて成長したものである。基板は (100) n-type GaAs (Si doped  $10^{18} / \text{cm}^3$ ) で、基板側より n-GaAs buffer 層 (Si doped  $10^{18} / \text{cm}^3$ )、n-GaAlAs clad 層 (Si doped  $5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ )、undoped GaAs/AlAs superlattice、n-GaAlAs clad 層 (Si doped  $5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ )、n-GaAs cap 層 (Si doped  $2 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ ) より構成されている。GaAs/AlAs 超格子層は 75 周期で、膜厚は GaAs=3.4 nm (12 ML)、AlAs=5.1 nm (18 ML) である。この試料を 50  $\mu\text{m}$  角のメサ構造にエッチングし、Au を蒸着して電極とした。なお、超格子は AlAs 障壁層の Xze1 及び Xze2 準位が GaAs 井戸層の  $\Gamma_{e1}$  準位より、低エネルギー側に位置する type-II に設計されている。

図 2.2 に実験系の概念図を示す。試料はクライオスタットにマウントし、20 K まで冷却した。光源は cw He-Ne レーザ (632.8 nm) を使い、 $n^+$ -GaAs cap 側から入射した。電圧-電流 (i-V) 特性は半導体パラメータアナライザ (YHP 4145B)、発振波形はサンプリングオシロスコープ (Tektronix 7854)、発振スペクトルはスペクトラアナライザ (HP 8566B) を用いて測定した。なお、PL 特性はストリークカメラ (Hamamatsu C4334) を用いて測定した。

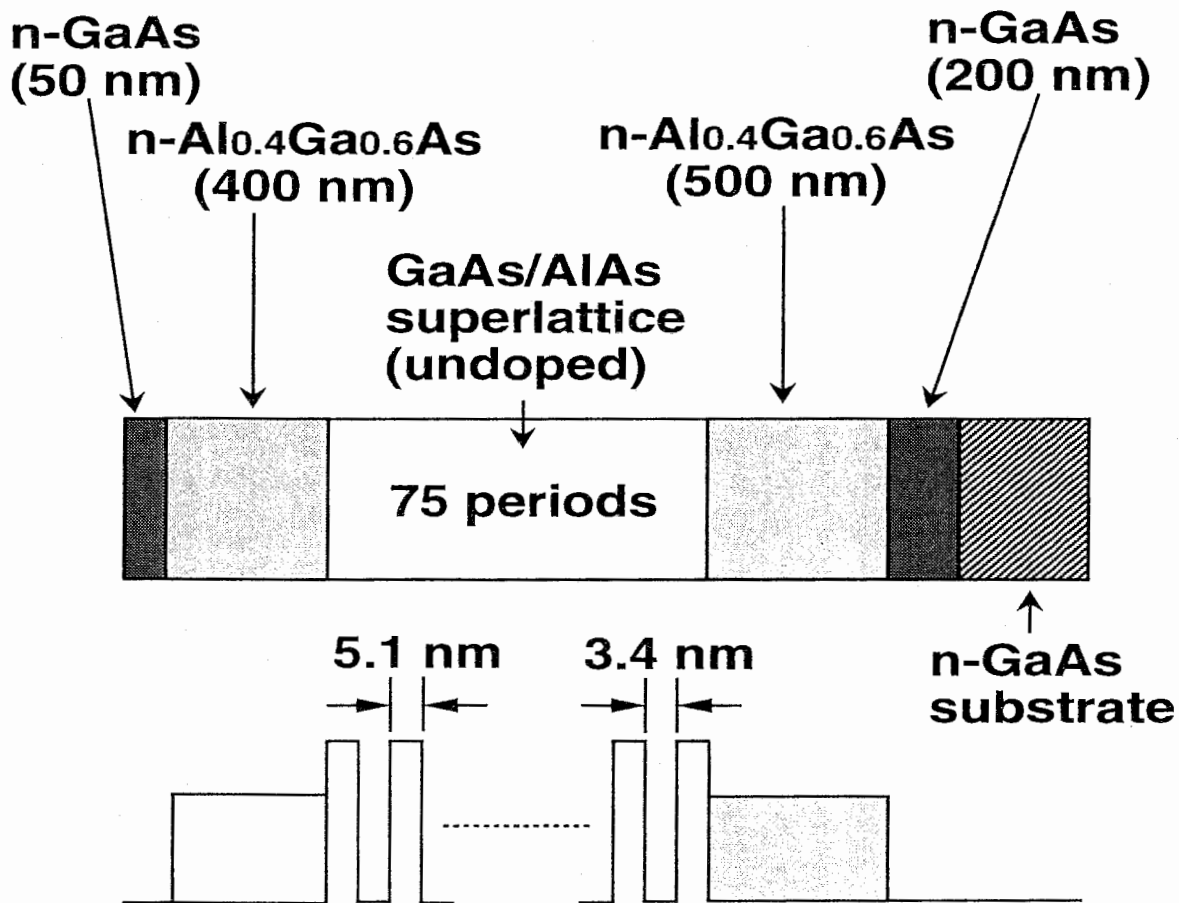


図 2.1 試料の構造

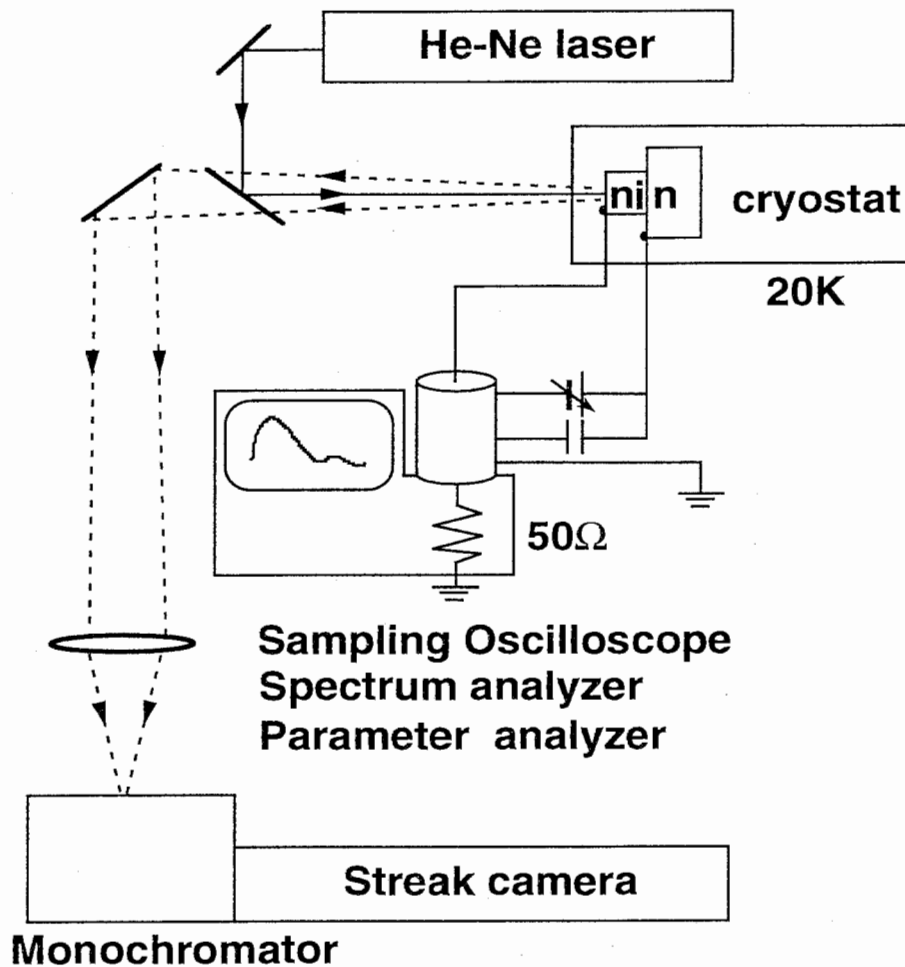


図 2.2 実験系の概念図

### 3. 結果及び考察

#### 3.1 電圧－電流特性

図 3.1 に測定温度 20 K における試料の  $i$ - $V$  特性を示す。点線は暗時、実線は He-Ne レーザ強度 1.0 mW 照射時の特性である。図中、正電圧が基板 n-type GaAs に正バイアスを印加した場合に対応している。暗電流は正負の電圧に対してほぼ対称な特性を示し、electric-field domain 形成の兆候は見られなかった。また、-8V から +8V までの暗電流量は 1pA 以下であった。一方、光励起下の特性は明らかな electric-field domain 形成を示した。+4 V から +10 V において、stable electric-field domain に特徴的な鋸歯状の微細構造が見られた。しかしながら、基板に負バイアス側においては、-1.7 V から -4.8 V 及び -5.5 V から -7.5 V において、光電流が電圧に対して平坦となる plateau 領域が見られたが、stable electric-field domain に特徴的な鋸歯状の微細構造は見られなかった。同様な特性は図 3.2 に示すように He-Ne レーザ強度 150  $\mu$ W まで見られたが、レーザ強度 50  $\mu$ W 以下では、微細構造は見られなかった。この微細構造の始まり電圧は、レーザ強度を上

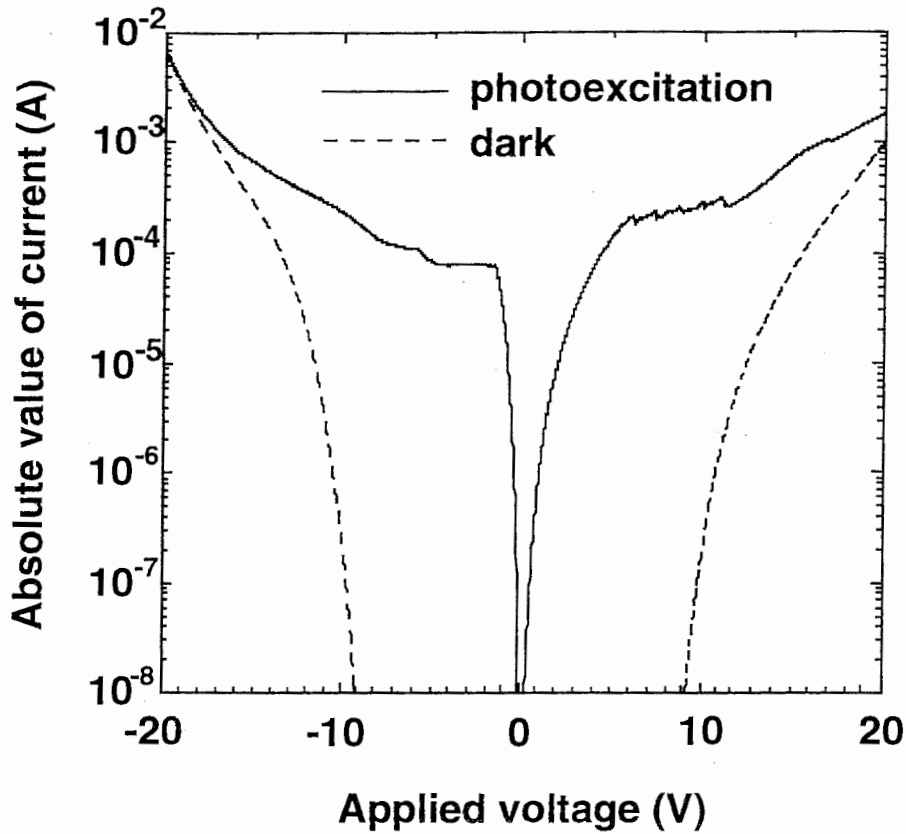


図 3.1 測定温度 20 K における i-V 特性。点線は暗時、実線は He-Ne レーザ強度 1.0 mW 照射時の特性。正電圧が基板 n-type GaAs に正バイアスを印加した場合に対応。

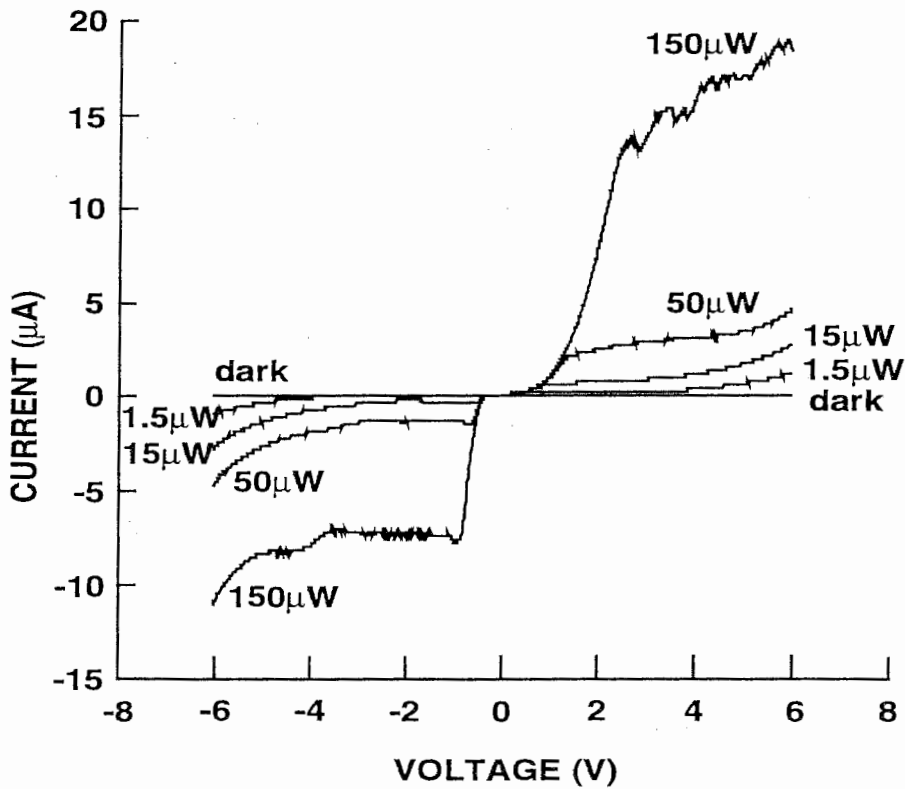


図 3.2 測定温度 20 K における i-V 特性の He-Ne レーザ強度依存性

昇するに従って、高電圧側へ移動した。暗電流と光電流の比較より、光電流に見られる非対称性は、光の吸収プロファイルの違いにより、光励起キャリアの流れが基板に対して正もしくは負電圧で方向依存性を持ち、その結果光励起キャリア分布が非対称性になるためであると考えられる。

### 3.2 電流発振

self-oscillation は、基板に負バイアス側において、第 1 plateau 領域 (-1.7 V から -4.8 V) でレーザ強度 0.5 mW から 8 mW の範囲で見られた。また、発振周波数や発振機構の異なる self-oscillation が、バイアス方向に関係なく約 12 V 以上で、レーザ強度 10 mW から 25 mW の範囲において見られた。

図 3.3 に測定温度 20 K、バイアス電圧 -3 V、He-Ne レーザ強度 2.5 mW における電流発振波形 (a) とパワースペクトル (b) を示す。発振の基本発振周波数は 34 MHz であるが、波形は純粋な正弦波ではなく、少なくとも 2 つの高調波成分を含んでいる。この電圧領域における暗電流は 1pA 以下であり、この電流振動は非常に小さな background の上に乗っている。しかし、平均電流は 0 ではない。このことは、電界によりキャリアの流れがあることを示している。

図 3.4 に測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 2 mW における、発振パワースペクトルのバイアス電圧依存性を示す。より黒い領域がより強いパワーを示している。レーザ強度 2 mW においては、電流発振は -1.5 V から -4.8 V でのみ見られ、その他の電圧では ( $\pm 20$  V まで測定した) 見られなかった。バイアス電圧 -1.5 V から -1.8 V において発振周波数は強いバイアス電圧依存性を持ち、バイアス電圧の絶対値の増加に伴い、発振周波数が減少する。しかし、-1.8 V から -3.5 V においてはほぼ一定で、-3.5 V から -4.8 V では、絶対値の増加に伴い発振周波数は増加する。この発振周波数の強いバイアス電圧依存性は、doped 超格子の electric-field domain の形成時間のバイアス電圧依存性の結果と同様であり、<sup>26)</sup> このことから -1.5 V から -1.8 V の領域がちょうど負性微分速度領域 (極値から下がるところ) に当たっているものと考えられる。また、発振は electric-field domain の境界が空間的に振動することによって生じているものと考えられるが、-3.5 V から -4.8 V 領域における発振周波数の増加は、バイアス電圧の絶対値の増加に伴い、electric-field domain の境界がコンタクト層に近づき、境界の振動距離が短くなったためであろうと考えている。図に見られる高調波の分布のバイアス電圧依存性については、超格子の膜厚の fluctuation や GaAs/AlAs 界面の fluctuation その原因であろうと考えられる。doped 超格子において、layer fluctuation やドーピングプロファイルの fluctuation が高調波成分等の発振現象に強い影響を及ぼすことが最近知られているが、<sup>27)</sup> undoped 超格子においてはドーピングプロファイルの fluctuation は考えなくてもよい。

図 3.5 に測定温度 20 K、バイアス電圧 -3 V における、パワースペクトルの He-Ne レーザ強度依存性 (a) と基本周波数の He-Ne レーザ強度依存性 (b) を示す。基本周波数はレーザ強度 1.5 mW から 2.5 mW において、レーザ強度を増加させるに従い急激増加し、その後飽和した。基本周波数の増加は、レーザ強度の増加に従い、electric-field domain の境界の振動距離が短くなるためと考えられる。図 3.5 (a) に示すように、-3 V のバイア



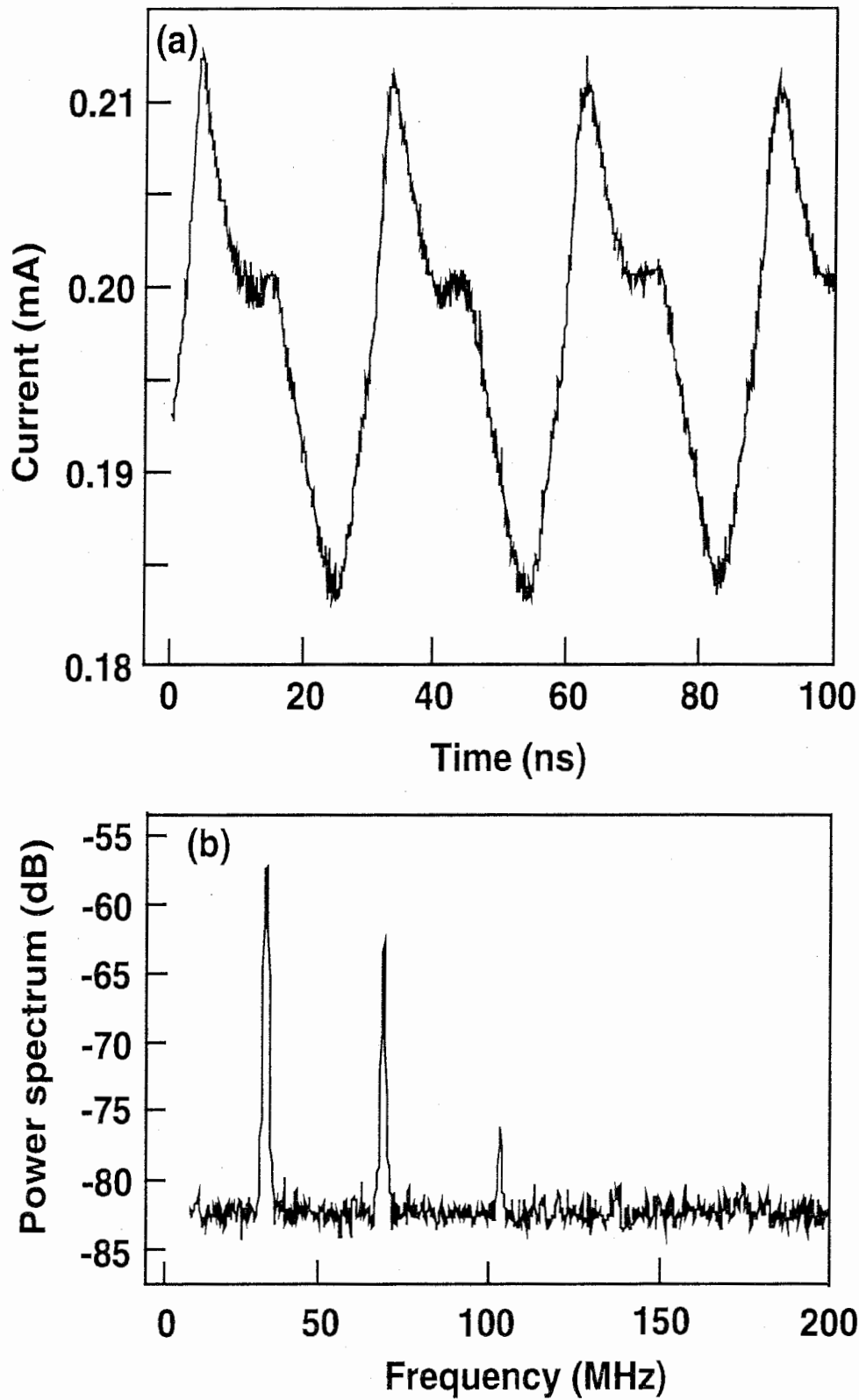


図 3.3 測定温度 20 K、バイアス電圧 -3 V、He-Ne レーザ強度 2.5 mW における電流発振波形 (a) とパワースペクトル (b)

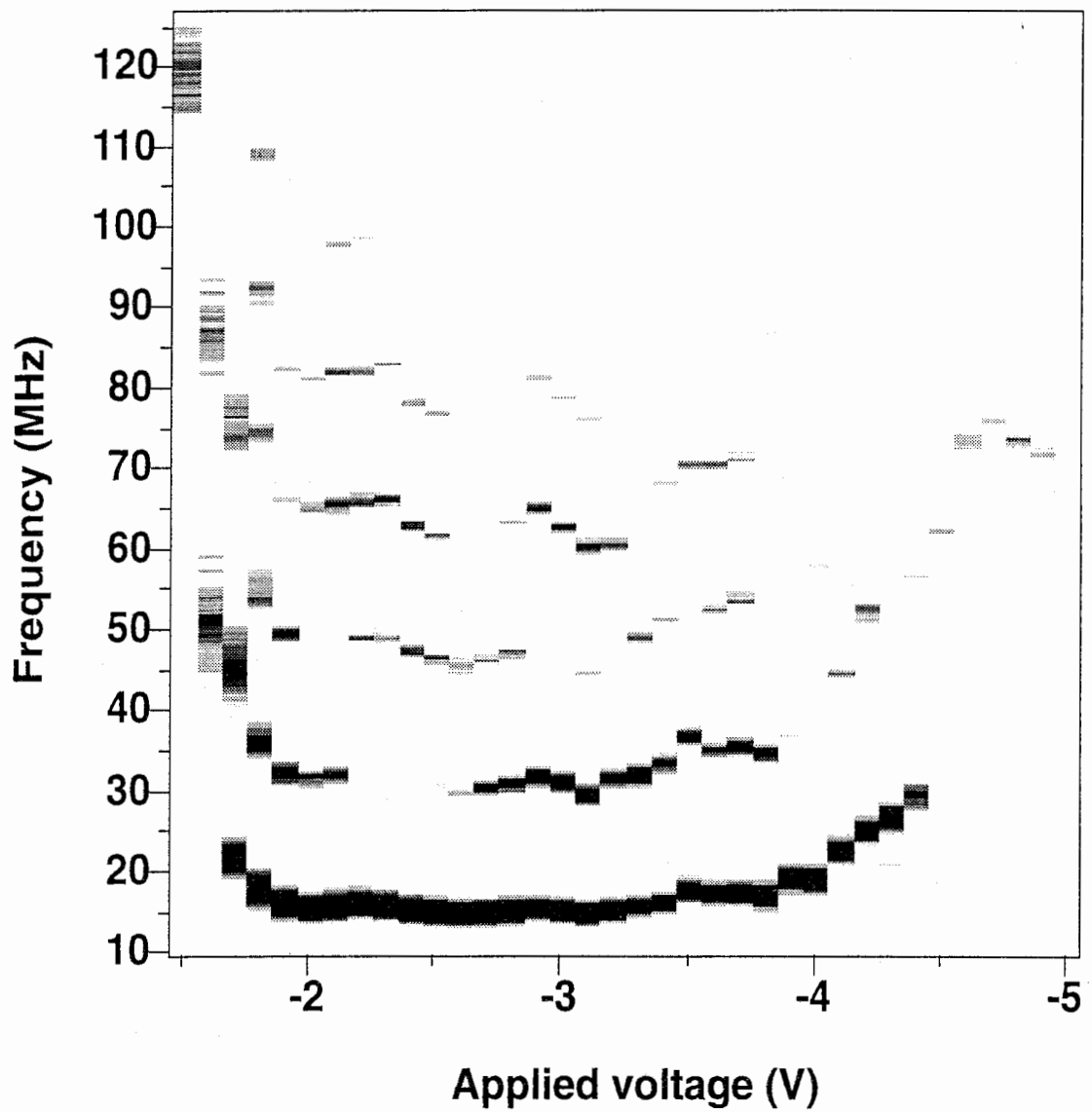


図 3.4 測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 2 mW における、発振パワースペクトルのバイアス電圧依存性。より黒い領域がより強いパワーを示す。

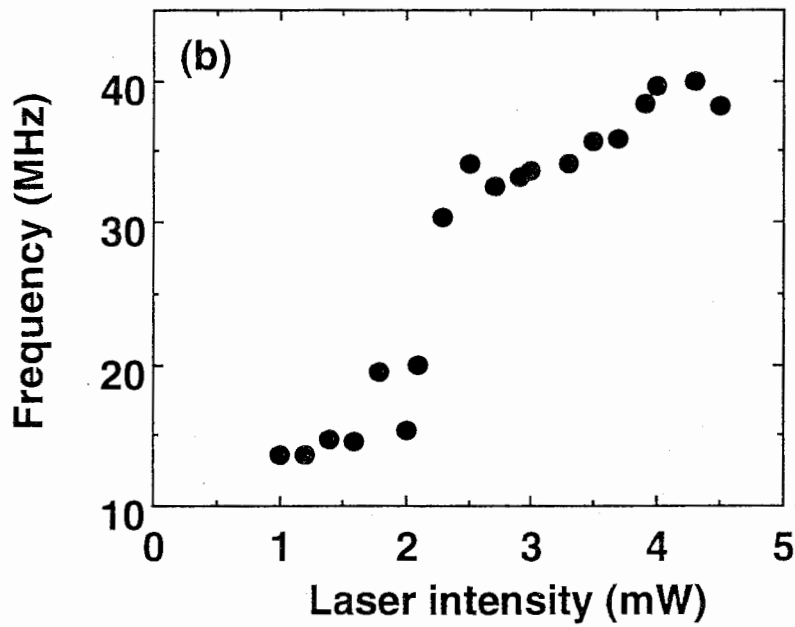
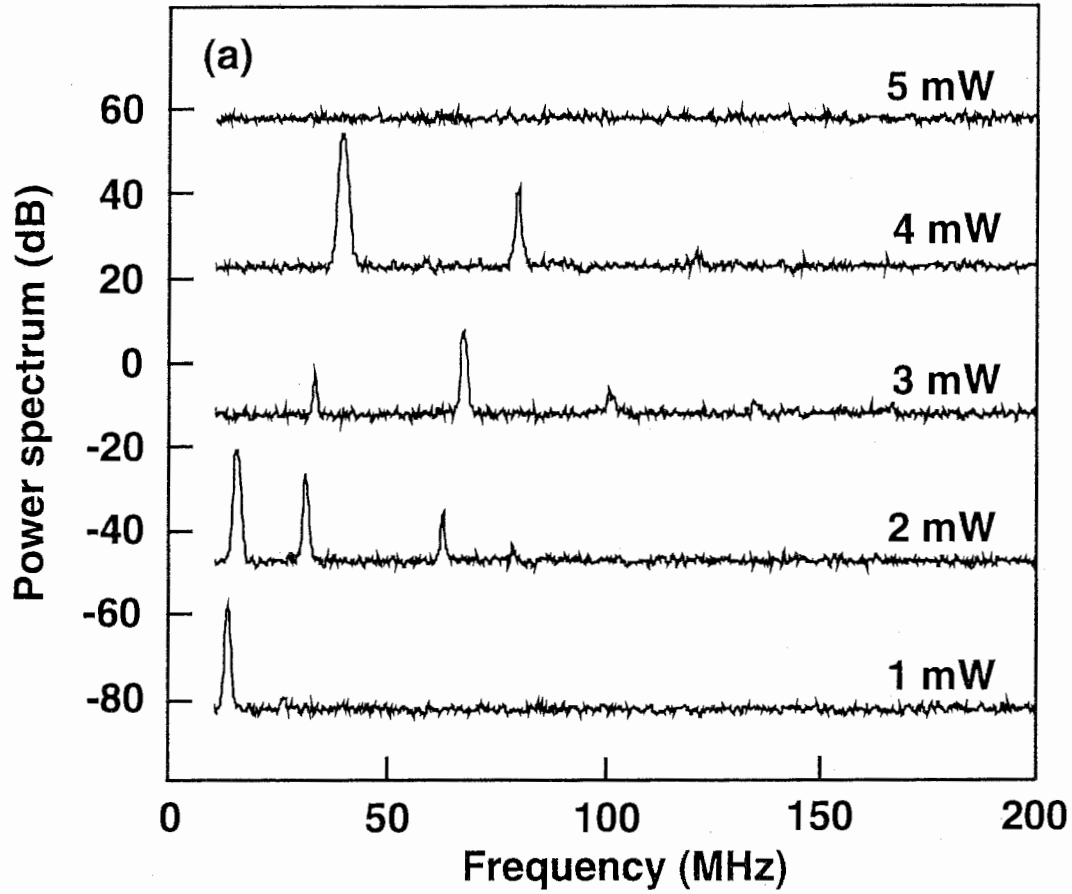


図 3.5 測定温度 20 K、バイアス電圧 -3 V における、パワースペクトルの He-Ne レーザ強度依存性 (a) と基本周波数の He-Ne レーザ強度依存性 (b)

ス電圧では、レーザ強度 5mW において、発振が停止した。レーザ強度 5mW においても、バイアスを多少増加させれば、発振は生じるが、第 1 plateau 領域 (-1.7 V から -4.8 V) での発振はレーザ強度 8 mW で全て消失した。レーザ強度 8 mW 以上においては、第 1 plateau 領域の electric-field domain は stable になるものと考えられる。

第 1 plateau 領域における、電流発振はレーザ強度 8 mW で全て消失するが、レーザ強度 10 mW から 25 mW において、バイアス方向に関係なく約 12 V 以上で別の電流発振が見られた。図 3.6 に測定温度 20 K、バイアス電圧 -20 V、He-Ne レーザ強度 15 mW における電流発振波形 (a) とパワースペクトル (b) を示す。発振の基本発振周波数は 159 MHz で、その高調波成分は、1 GHz 以上に達している。後に述べるように、第 1 plateau 領域における self-oscillation は Xze1 - Xze1 共鳴トンネルングによる low field domain と Xze1 - Xze2 共鳴トンネルングによる high field domain により生じ、この self-oscillation は Xze2 - Fe1 共鳴トンネルングによる low field domain と Xze1 - Fe1 非共鳴トンネルングによる high field domain より生じているものと考えられるが、より高エネルギーのサブバンド間のトンネルングに起因する発振がより高い周波数を示すことは、doped 超格子の結果と同様で、この結果は Xze2 - Fe1 共鳴トンネルングによる電子の透過確率が Xze1 - Xze1 共鳴トンネルングによる電子の透過確率より遥かに大きいことを示している。28)

図 3.7 に測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 17 mW における、発振パワースペクトルのバイアス電圧依存性を示す。(a) が基板に対して正バイアス側、(b) が負バイアス側の特性である。より黒い領域がより強いパワーを示している。第 1 plateau 領域における、電流発振と異なっている点は、発振の基本周波数 (159 MHz) がバイアス電圧に対して変化しないことと、また 10 MHz から 150 MHz においてカオス的な発振を示すことである。カオス的な発振現象の生成機構については、さらに検討が必要であるが、複数の domain boundary (各々異なった発振周波数やバイアス電圧依存性を有する) が相互作用を起こした結果生じているのではないかと推測している。

undoped GaAs/AlAs type-I 超格子においては、光励起下で damped oscillation しか観測されないが、undoped GaAs/AlAs type-II 超格子においては、光励起下で self-oscillation が観測される。その理由は、type-II 超格子においては光励起キャリアが空間的に離れて閉じ込められるため、再結合速度が遅くなる (キャリアの寿命が長くなる) ことに起因していると考えられる。GaAs/AlAs type-I 超格子のキャリアの寿命は約 1 nsec であるが、GaAs/AlAs type-II 超格子のキャリアの寿命は  $\mu\text{sec}$  オーダーとなることが報告されている。29) 発振周波数は 10 MHz から数百 MHz のため、type-I 超格子では domain boundary が完全に振動する前にキャリアは再結合してしまうが、type-II 超格子ではキャリアの寿命が  $\mu\text{sec}$  オーダーのため、キャリアは再結合する前に domain boundary が完全に振動することができる。

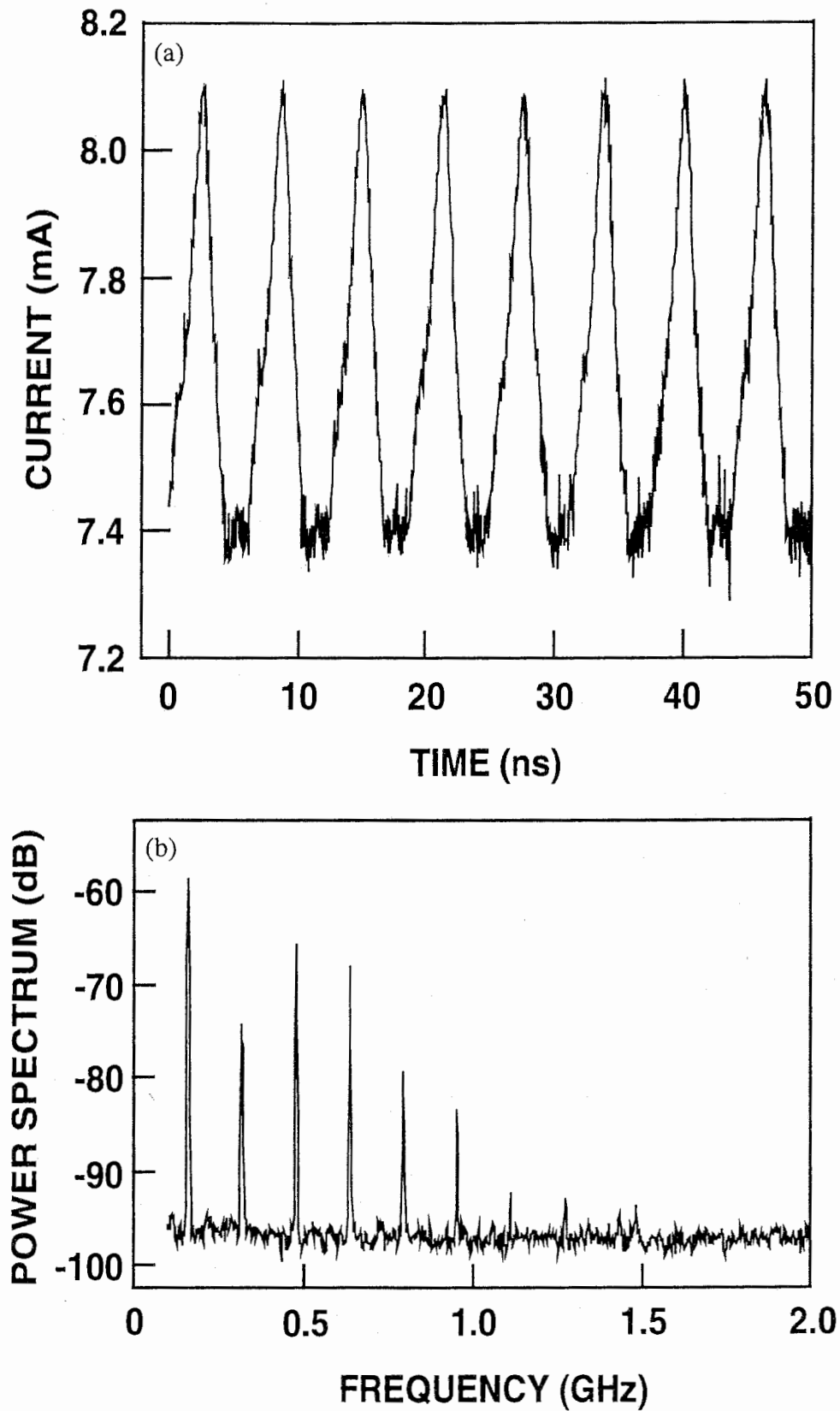


図 3.6 測定温度 20 K、バイアス電圧 -20 V、He-Ne レーザ強度 15 mW における電流発振波形 (a) とパワースペクトル (b)

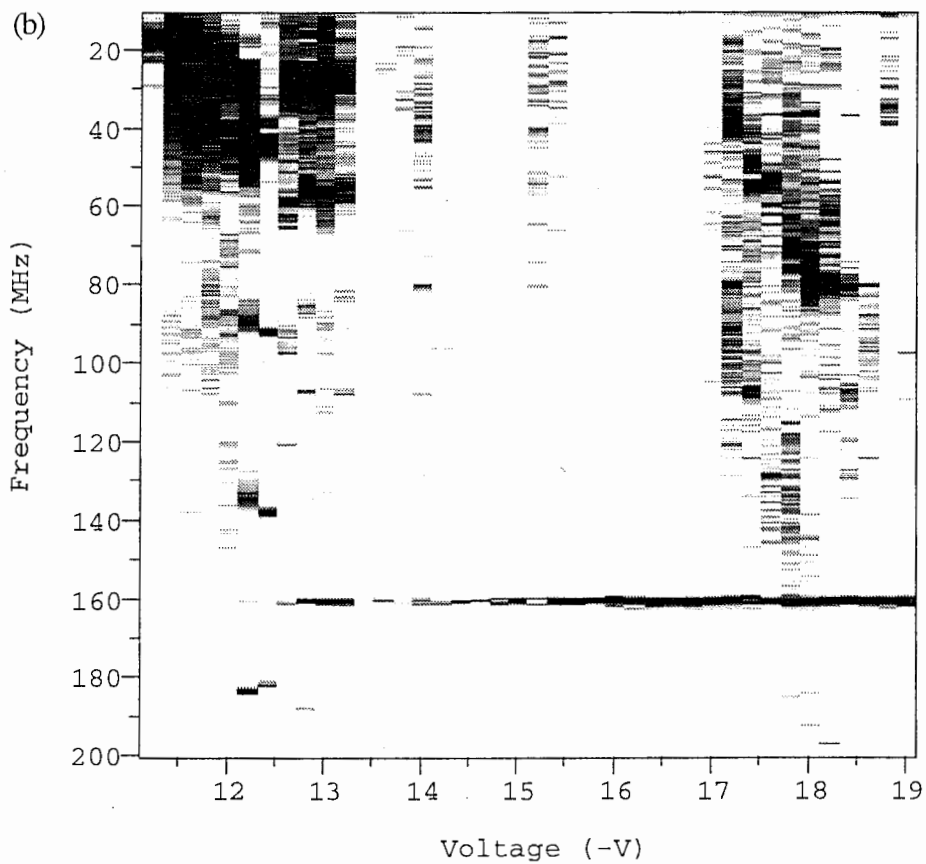
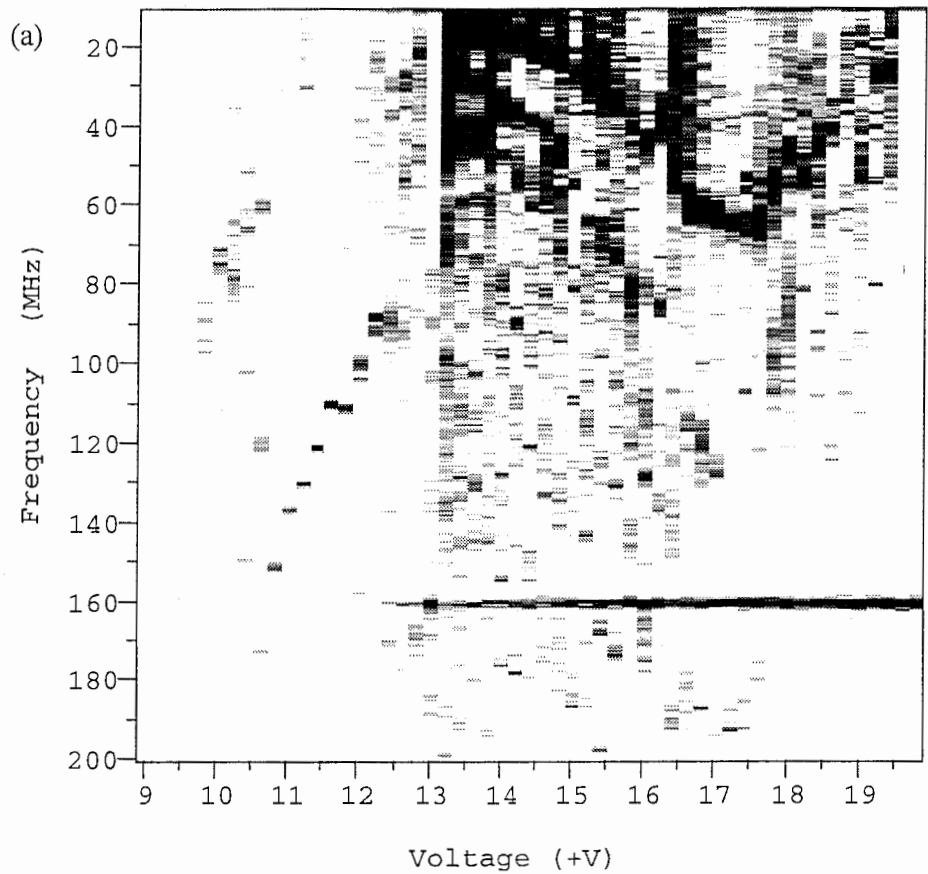


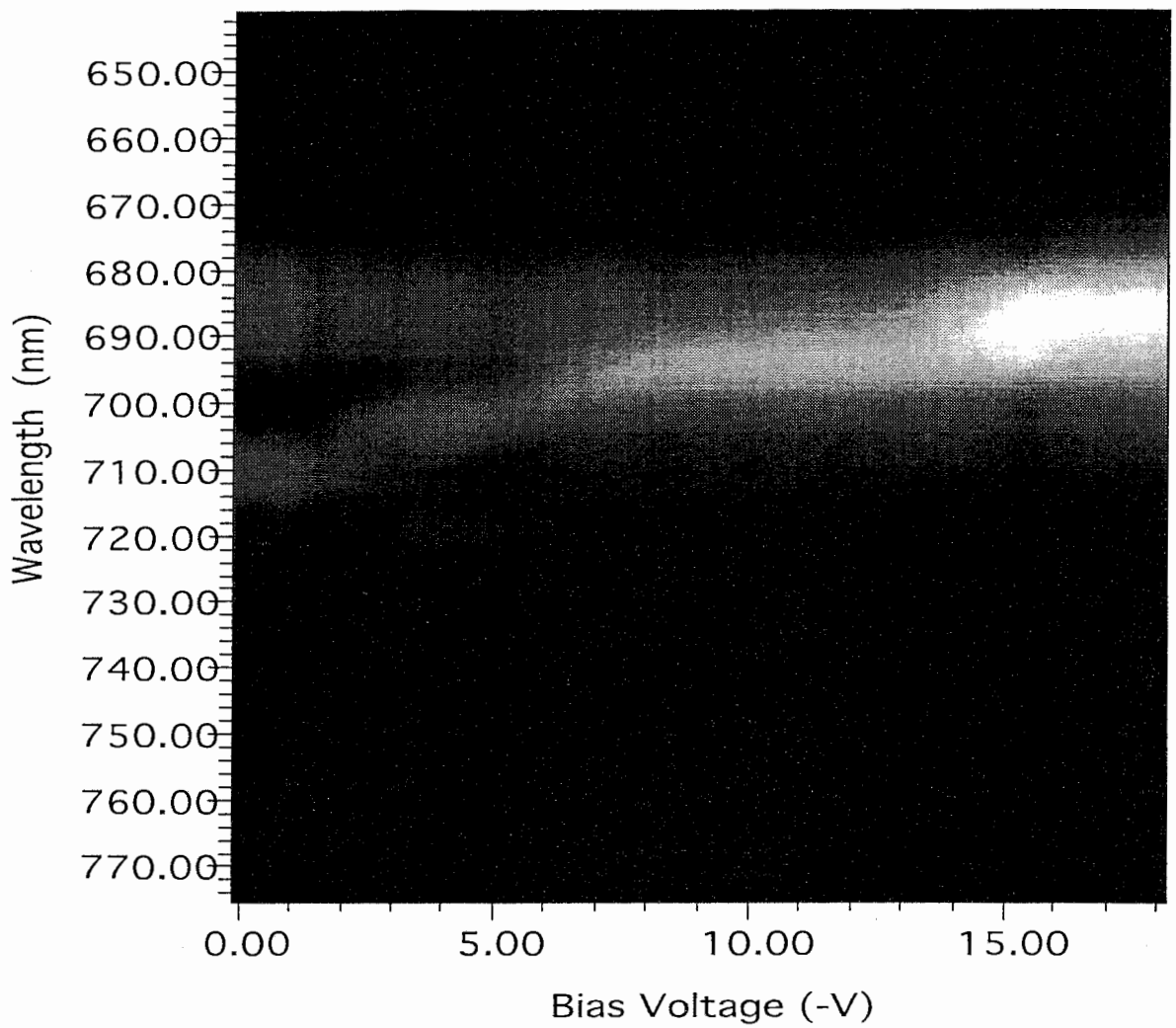
図 3.7 測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 17 mW における、発振パワースペクトルのバイアス電圧依存性。基板に対して正バイアス側 (a)、負バイアス側 (b)。より黒い領域がより強いパワーを示す。

### 3.3 PL 特性

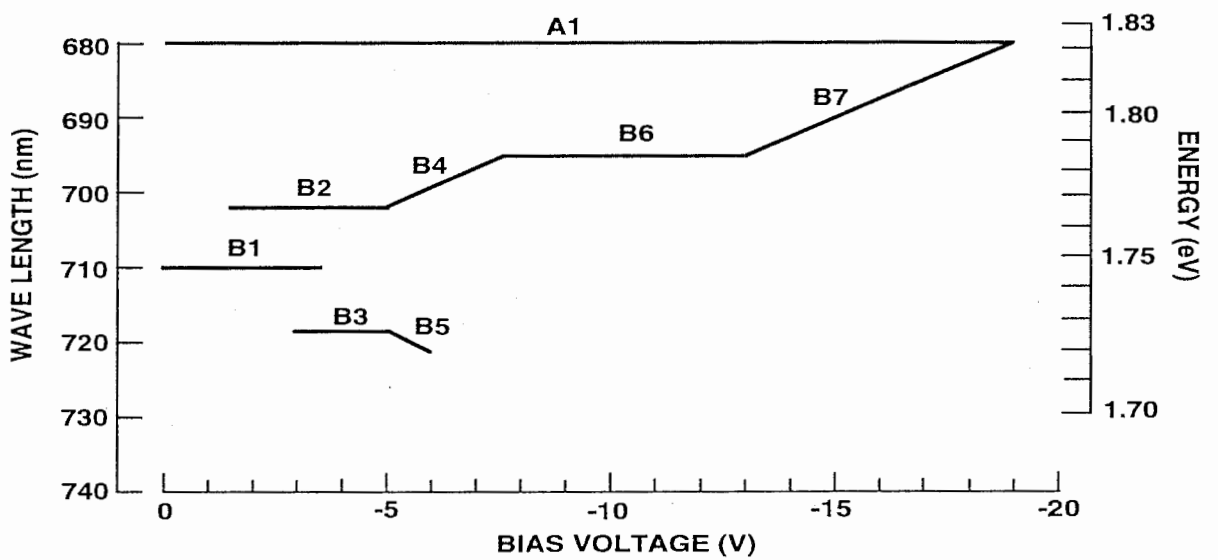
static electric-field domain と電流発振を生じる metastable electric-field domain の origin について考察するため、試料のホトルミネッセンス (PL) をバイアス電圧に対して測定した。図 3.8 (a) に測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の負バイアス電圧依存性を示す。明るさは PL の強度を示している。PL 特性をより理解しやすくするために、主な PL バンドを抽出し、ラベルを付けた模式図を図 3.8 (b) に示す。図中 680 nm 付近の PL バンド (A1) は、図 3.9 に示す試料の 15 K での光電流スペクトル (Pc) より  $\Gamma e1-\Gamma hh1$  エキシトン発光と見積もられる。他の PL バンド (B1、B2、B3、B4、B5、B6、B7) は、B4 と B7 が短波長側へ  $+ (1/2) eFd$  の傾きを示し、また B5 が長波長側へ  $(-1/2) eFd$  の傾きを示すことより ( $(-1/2) eFd$  及び  $(+1/2) eFd$  の傾きは典型的な X 電子と  $\Gamma$  正孔のシュタルクラダー遷移の傾きである<sup>30)</sup>)、 $Xze1-\Gamma hh1$  の発光と考えられる。ここで、 $e$  は電気素量、 $F$  は電界強度、 $d$  は超格子の周期で今回は 75 である。なお、超格子の閉じ込め効果は AlAs 障壁層の X vally の縮退を解き、2 つの状態に分裂させる。すなわち、超格子の成長方向である  $z = [001]$  方向の状態である  $Xz$  state とその方向に垂直な  $Xxy$  state である。しかし、縦方向の有効質量 ( $m_z^* = 1.1m_0$ ) は横方向の有効質量 ( $m_{xy}^* = 0.19m_0$ ) に比べて非常に重いため、常に  $Xz$  state が  $Xxy$  state より低エネルギー側にある。そこで、図中の X 関連の PL は  $Xze1-\Gamma hh1$  の発光とした。X 電子と  $\Gamma$  正孔のシュタルクラダー遷移は、PL スペクトルや<sup>31, 32)</sup> electroreflectance スペクトル<sup>33)</sup> において報告されているが、図 3.8 (a) は極めて明確な X 電子と  $\Gamma$  正孔のシュタルクラダー遷移の証拠を提示している。また、この図から実験に用いた超格子が設計通りに type-II であることがわかる。なお、試料が type-II 超格子であるにもかかわらず、 $\Gamma e1-\Gamma hh1$  発光が強く見られるのは、強励起状態においてはキャリア間の散乱や X 準位の filling により、 $\Gamma$  点にも電子が存在するためである。この PL 特性を理解するため、PL 特性と Pc 特性より、0 V における  $\Gamma e1$  と  $Xze1$  のエネルギー準位を定め、 $\Gamma e1$ 、 $Xze1$  及び  $Xze2$  準位のバイアス電圧依存性を有効質量近似を用いて計算した。

図 3.10 に計算したエネルギーファンチャートと、3 V 付近の予想バンド図を示す。正孔の有効質量は電子に比べ遥かに重いため、電流は電子電流がメインであると考え、電子についてのみ検討した。エネルギーファンチャートより、約 2.8 V で  $Xze1-Xze2$  共鳴が、約 5.8 V で  $Xze2-\Gamma e1$  共鳴が、約 11.8 V で  $Xze1-\Gamma e1$  共鳴が生じることがわかった。超格子のキャリアの輸送特性を考えると、この共鳴点で電子の速度が急激に増加するものと考えられる。そこで、速度のバイアス電圧 (電界) 依存性を三角波で近似し、各準位の共鳴特性から予想される electric-field domain を考え、そして各 domain から生じる PL 特性を予想した。

図 3.11 に仮定したドリフト速度のバイアス電圧依存性とそのバイアス電圧依存性により生じると予想される PL バンドを示す。図中太い点線が予想 PL バンドである。680 nm の PL バンドは  $\Gamma e1-\Gamma hh1$  による発光、他は  $Xze1-\Gamma hh1$  による発光である。710 nm から短波長側へ伸びている点線は  $(+1/2) eFd$  シュタルクラダーで長波長側に伸びている点線は  $(-1/2) eFd$  シュタルクラダーである。なお、今回実験に用いた超格子は井戸層、障



(a)



(b)

図 3.8 測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の負バイアス電圧依存性 (a)。明るさは PL の強度を示す。主な PL バンドを抽出し、ラベルを付けた模式図 (b)。



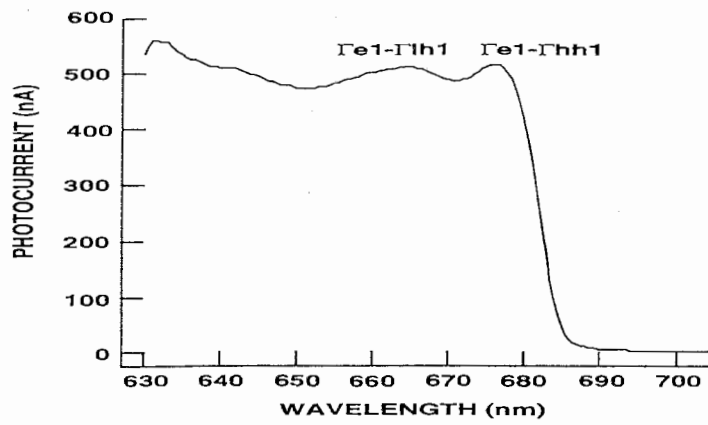


図 3.9 15 K での光電流スペクトル

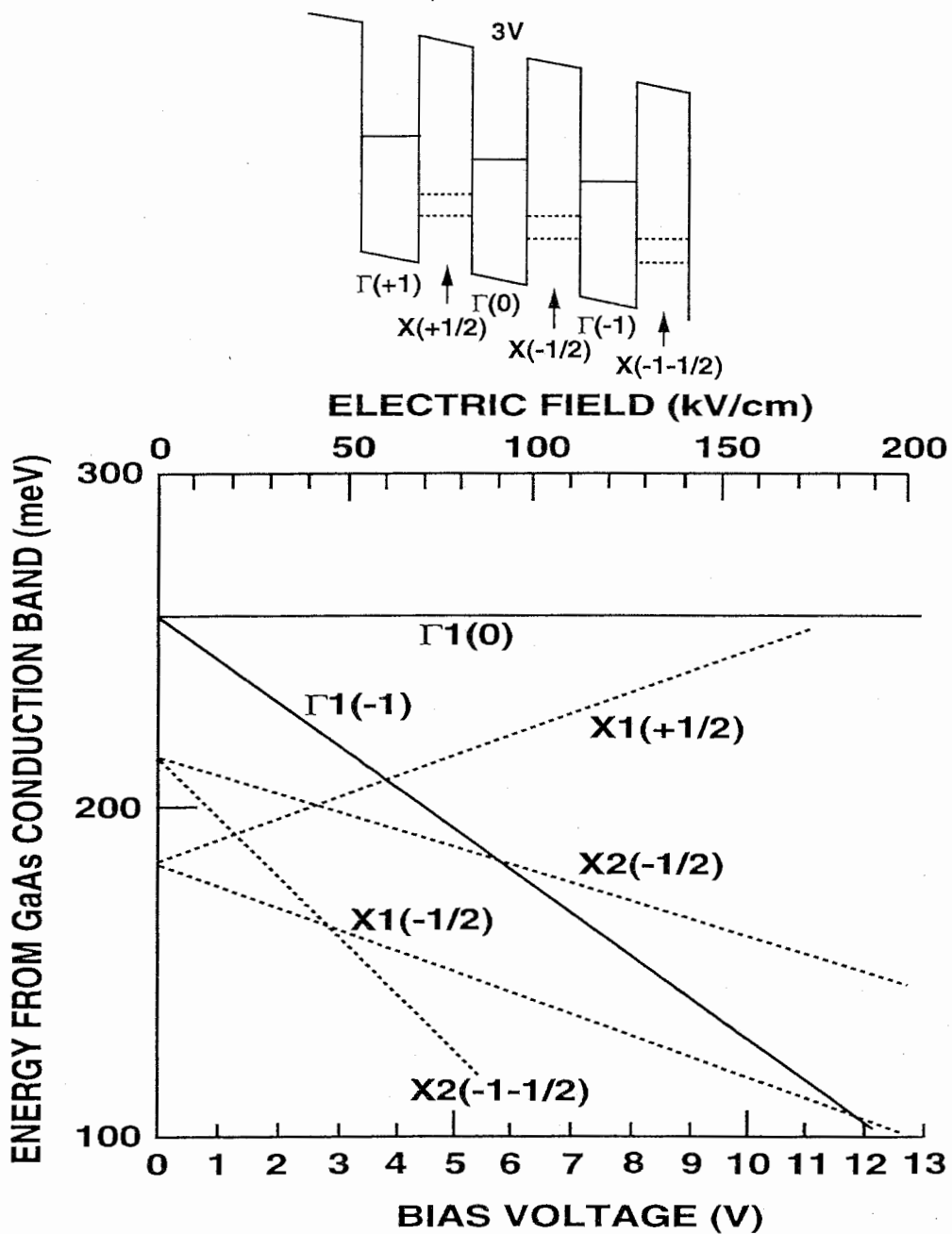


図 3.10 計算したエネルギーファンチャートと、3 V 付近の予想バンド図

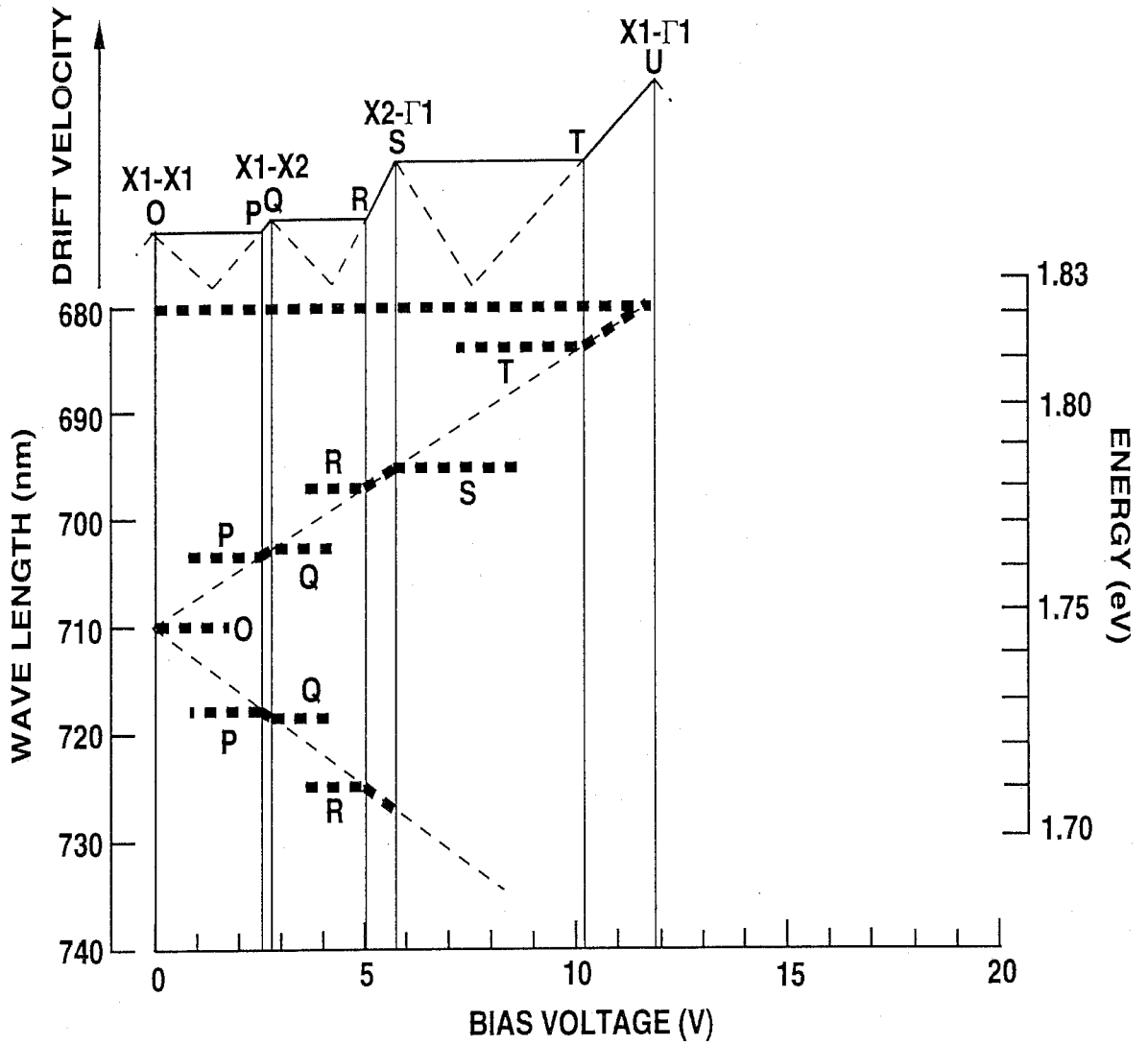


図 3.11 仮定したドリフト速度のバイアス電圧依存性とそのバイアス電圧依存性により生じると予想される PL バンド。図中太い点線が予想 PL バンドを示す。

壁層共に薄い短周期超格子で量子閉じ込めシュタル効果は小さいため、量子閉じ込めシュタル効果は無視した。0 V 付近の Xze1-Xze1 共鳴点 (O 点) を越えてバイアスを上昇させると、負性微分速度領域に入る。この領域では、電界が上昇するに従い電流が減少するため、動作は極めて不安定となる。そのため、より安定になるため、超格子層は安定な電界を持つ 2 つの層 (図では O 点の電界持つ層と P 点の電界を持つ層) に分裂する。これが、electric-field domain である。そして、さらに電圧を上昇すると、high field 側 (P 点の電界を持つ層) の層の厚みが増して行き、全ての超格子層が high field 層となるまで、超格子は low field 層と high field 層に分裂したままとなる。従って、ドリフト速度の図で OP 間のバイアス範囲では、PL バンドは  $(-1/2) eFd$  のシュタルクラダーを考えると 3 つに分裂するものと考えられる。なお、添え字 P (O) は P (O) 点の電界をもつ超格子層から放射されると予想される PL バンドを示す。また、-側のシュタルクラダーはバイアス電圧の上昇と共に波動関数 (heavy hole との波動関数) の重なりが小さくなるため、次第に検出されなくなる。電界が P 点に達すると、超格子層は全て high field となり、次の負性微分速度領域に達するまで (PQ 間)、超格子層には均一に電界が印加される。そのため、この領域では、シュタルクラダー線に沿った PL バンドが現れるものと考えられる。以下、バイアスを上昇するに従い、図 3.11 に示すような、PL バンドが現れるものと考えられる。なお、各共鳴点における drift 速度の大きさは任意に設定したが、後の図 (図 3.12 (b)、図 3.13 (b)、図 3.15、図 3.17) に示すように、PQ 間 (Xze1-Xze2 の非共鳴領域から Xze1-Xze2 共鳴領域にかけて、超格子層に均一に電界がかかる領域) が見られないことより、Xze1-Xze2 共鳴における drift 速度の大きさは Xze1-Xze1 共鳴におけるそれとほぼ同程度ではないかと、推測している。

図 3.10 の計算の妥当性を確かめるために、空間電荷効果の影響が顕著ではない He-Ne レーザ強度  $15 \mu\text{W}$  における PL の電圧依存性を測定した。図 3.12 (a) に基板に対して負バイアス方向の測定結果を、また主な PL バンドを抽出し図 3.11 の予想 PL バンド上にプロットした図を (b) に示す。実線が実際に得られた PL バンドである。PL の測定温度は 20 K である。また、PL の正バイアス方向の測定結果を図 3.13 (a) に示し、また主な PL バンドを抽出し図 3.11 の予想 PL バンド上にプロットした図を (b) に示す。計算結果と実験結果は、約 12 V で生じる  $\Gamma_1$ -Xze1 ミキシングや  $+(1/2)$  シュタルクラダーにおいて、良く一致しており、計算の妥当性がよくわかる。さらに図 3.12、図 3.13 より、約 4 V 以下の電圧において、electric-field domain は見られるものの、PQ 間の領域が見られないこと、また、700 nm 付近の PL を生じている超格子層の電界は Q 点の電界にほぼ等しいにもかかわらず、R 点の電界に対応する PL が見えないこと (なお、S 点、T 点に対応する PL は PL の図が非常にブロードであるため、はっきりしないが、存在しているようにも見える) より、Xze2- $\Gamma_1$  による drift 速度の電圧依存性はなんらかの理由で非常にブロードとなっているのではないかと推測した。

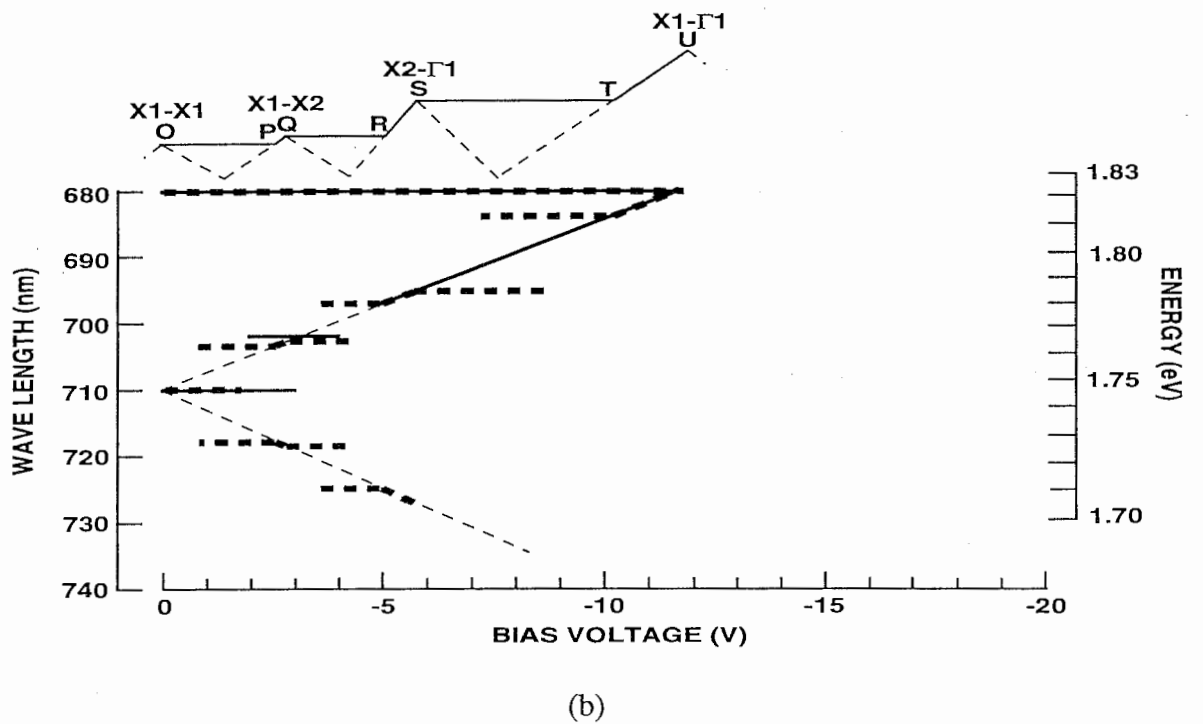
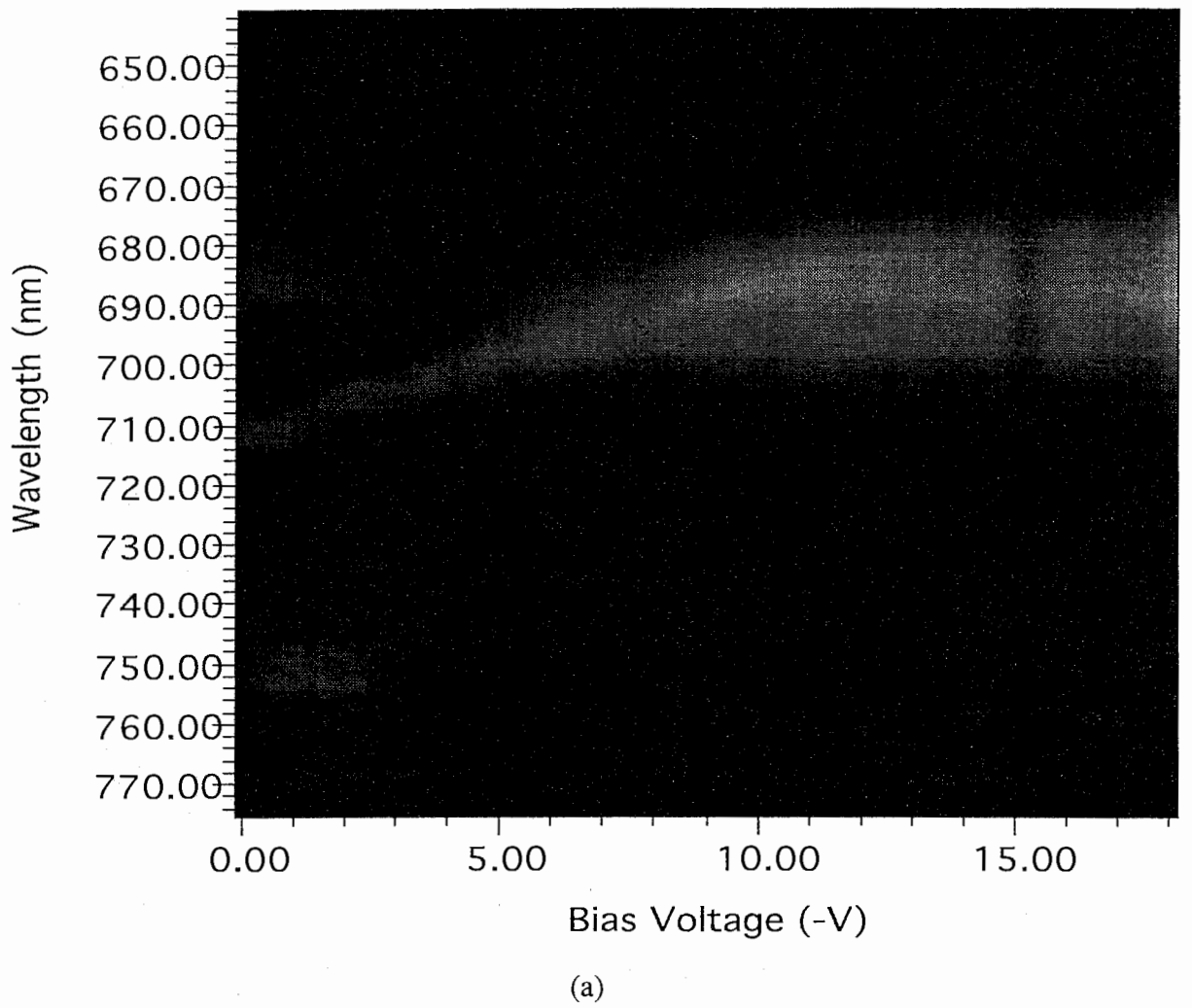
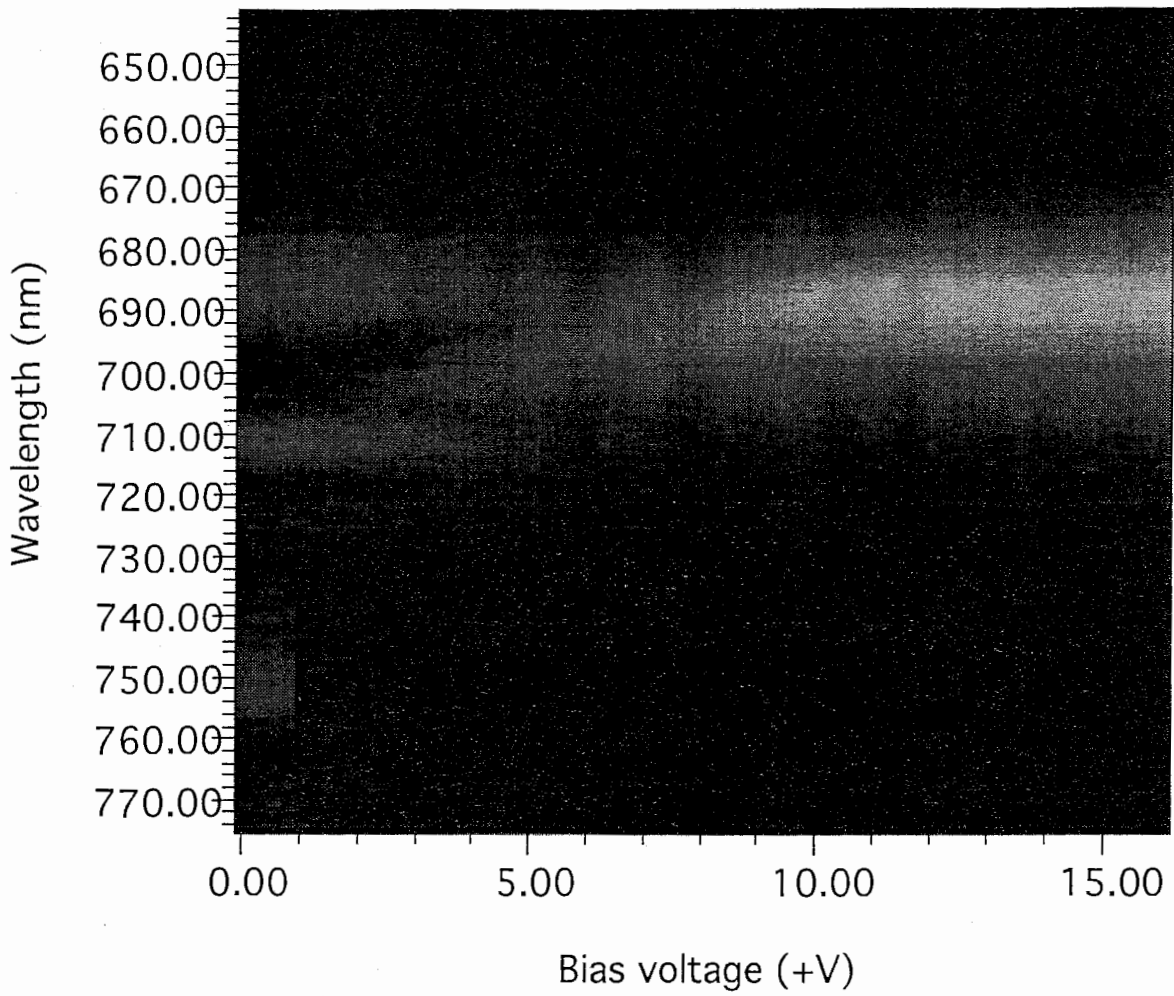
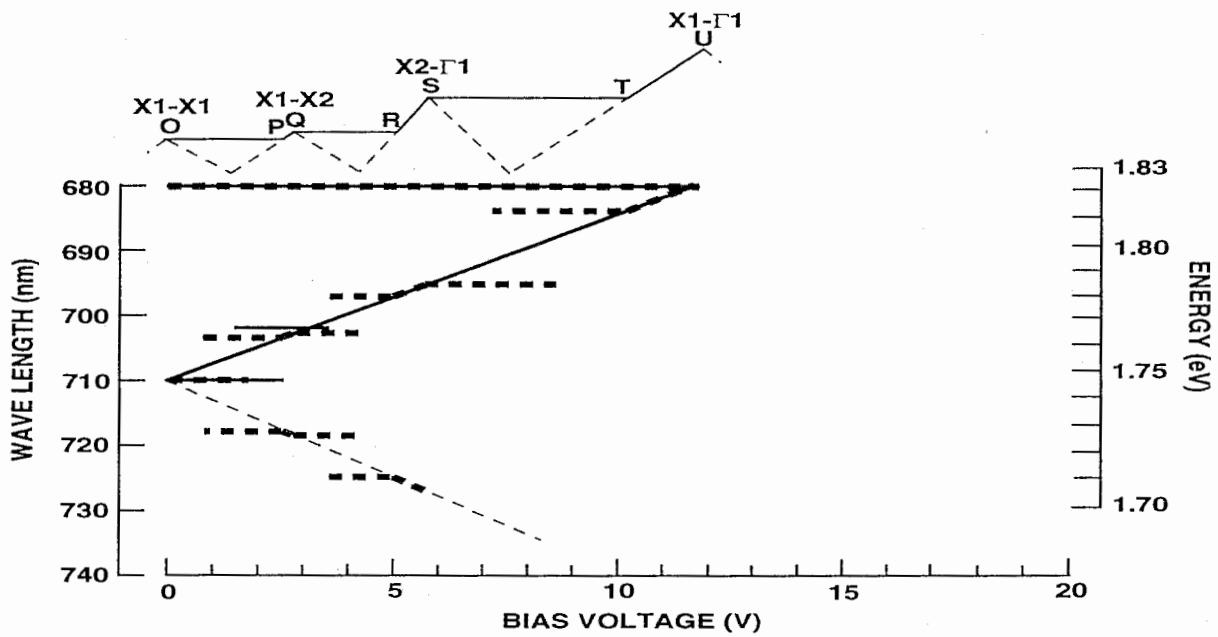


図 3.12 PLの負バイアス電圧依存性 (a)。測定温度 20 K。He-Ne レーザ強度  $15 \mu\text{W}$ 。主な PL バンドを抽出し図 3.11 の予想 PL バンド上にプロットした図 (b)。



(a)



(b)

図 3.13 PL の正バイアス電圧依存性 (a)。測定温度 20 K。He-Ne レーザ強度  $15 \mu\text{W}$ 。主な PL バンドを抽出し図 3.11 の予想 PL バンド上にプロットした図 (b)。

そこで、図 3.14 に Xze2-Fe1 による drift 速度の電圧依存性をブロードにしたドリフト速度のバイアス電圧依存性とそのバイアス電圧依存性により生じると予想される PL バンドを示す。この場合は、P、Q、R それぞれの電界強度を持つ超格子層から生じる PL の波長は近いものとなる。

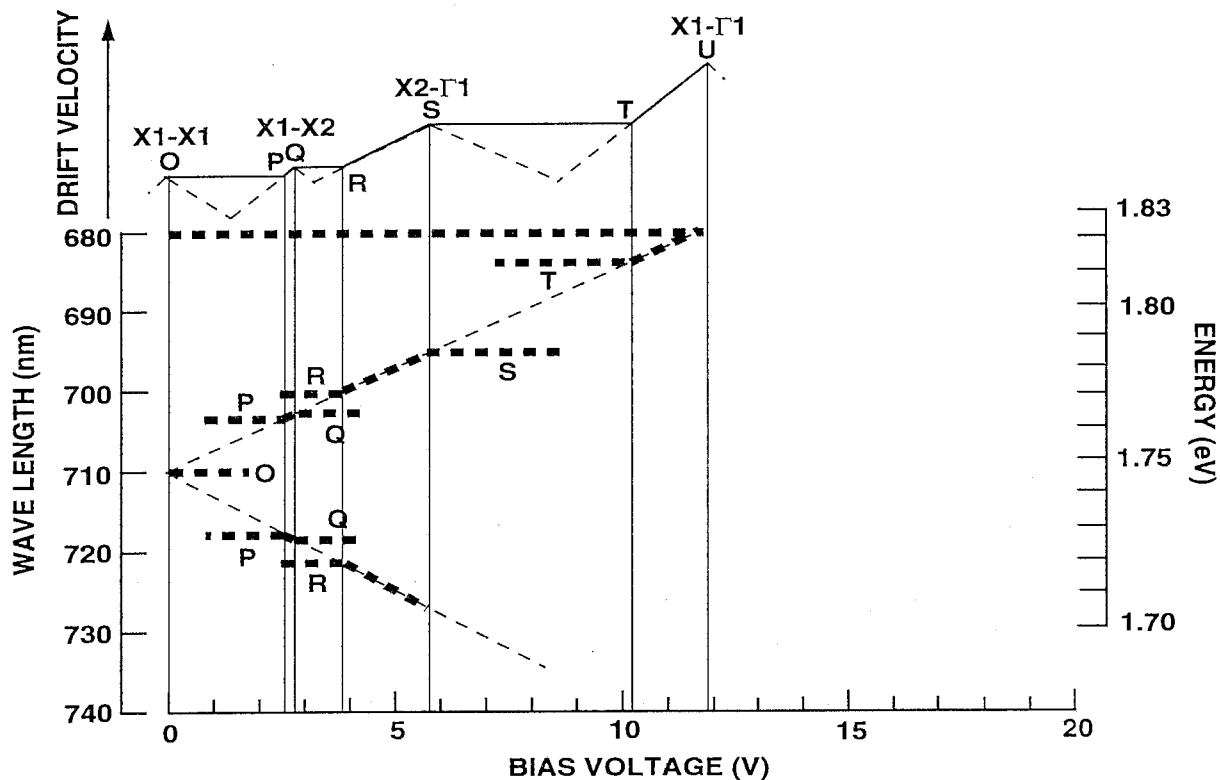


図 3.14 Xze2-Fe1 による drift 速度の電圧依存性をブロードにしたドリフト速度のバイアス電圧依存性とそのバイアス電圧依存性により生じると予想される PL バンド

図 3.15 に図 3.14 の予想 PL バンド図上に、図 3.8 (a) で実際に得られた He-Ne レーザ強度 1 mW の PL バンドをプロットした図を示す。実際に得られた PL バンドは、空間電荷の効果のため、特性が高バイアス側にシフト (特に、シフトは高バイアス側で大きく、B2 と B4 の交点で約 2 V、B6 と B7 の交点で約 7 V のシフトがある。) があるが、予想される特性と、かなり良く一致していることがわかる。なお、高バイアス側に特性をシフトさせている、空間電荷の効果は、主に正孔の pile up だと考えられる。今回の試料は、400 ~ 500 nm の n-GaAlAs clad 層が挿入されているため、光励起された正孔が clad 層で pile up する。そして、バイアス電圧が基板側に負である場合、光は p cap 側から入射されているため、正孔の pile up はバイアス電圧がかなり高い状態で生じる。これは、pile up が正孔が基板側の clad 層まで流れるようになって始めて生じるためである。このような正孔の pile up はバンドを下げる (バイアスを弱める) 方向に働くため、超格子層に電界を印加するのにより高いバイアスが必要となる (B6 のバイアス領域で、約 5 V が正孔の pile up をキャンセルするために用いられているものと予想している。すなわち、この領域では、バイアス電圧を上昇させても、超格子層にバイアスは印加されていないのではないかと考えている)。後で述べるように、バイアス電圧が基板側に正である場合も、正孔の pile up が生じるが、その場合、入射側の n-GaAlAs clad 層で生じるため、バイアス電圧が低い状態で主に生じる。

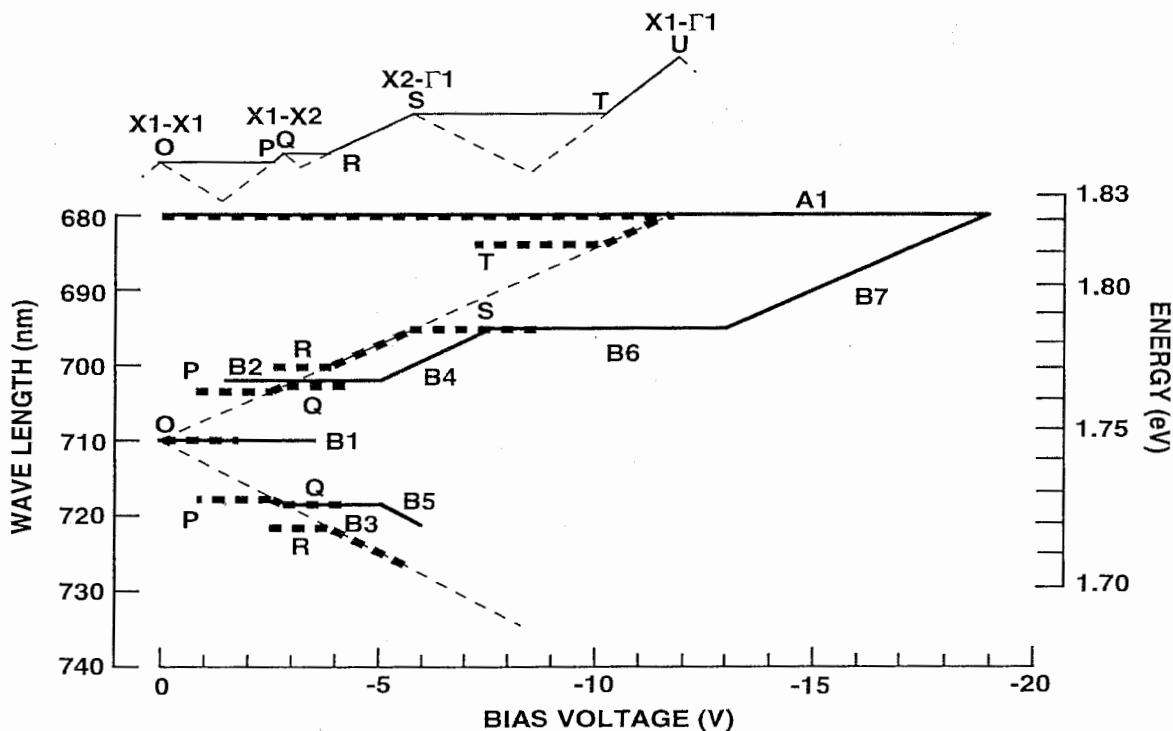


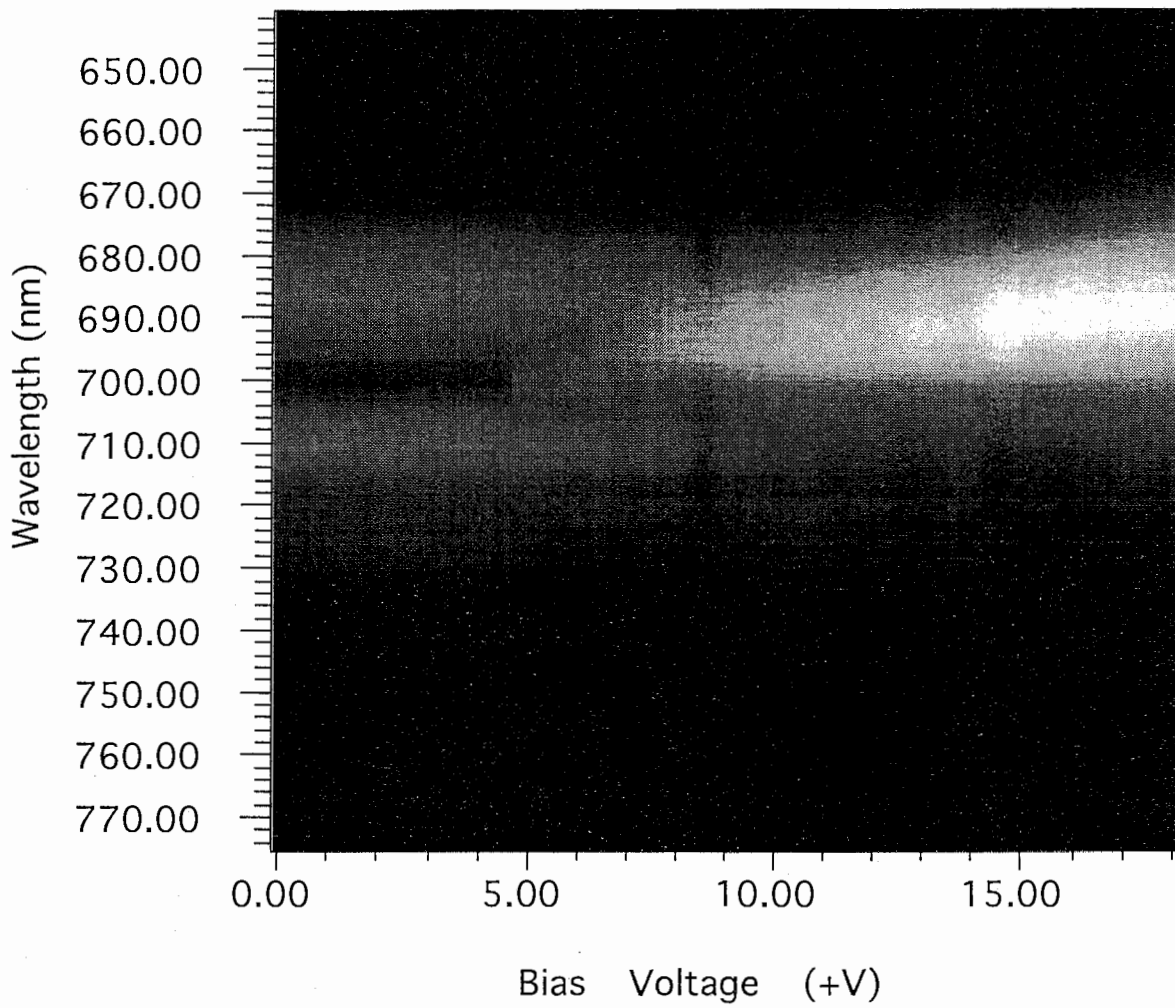
図 3.15 予想 PL バンド図上にプロットした、測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の負バイアス電圧依存性

ここで、図 3.1 の  $i$ - $V$  特性と図 3.15 を比較することにより、電流発振の起源について考察する。最初の電流発振は  $i$ - $V$  特性の第 1 plateau 領域 ( $-1.7$  V から  $-4.8$  V) で生じる。その領域において、PL は明確に分裂しており、その一方の電界強度は O 点の電界強度と他方は Q 点もしくは R 点の電界強度と等しい値を示している。従って、第 1 plateau 領域に見られる電流発振は、 $Xze1 - Xze1$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $Xze1 - Xze2$  共鳴トンネルングもしくは  $Xze2 - \Gamma e1$  による high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じているものと考えることができる。

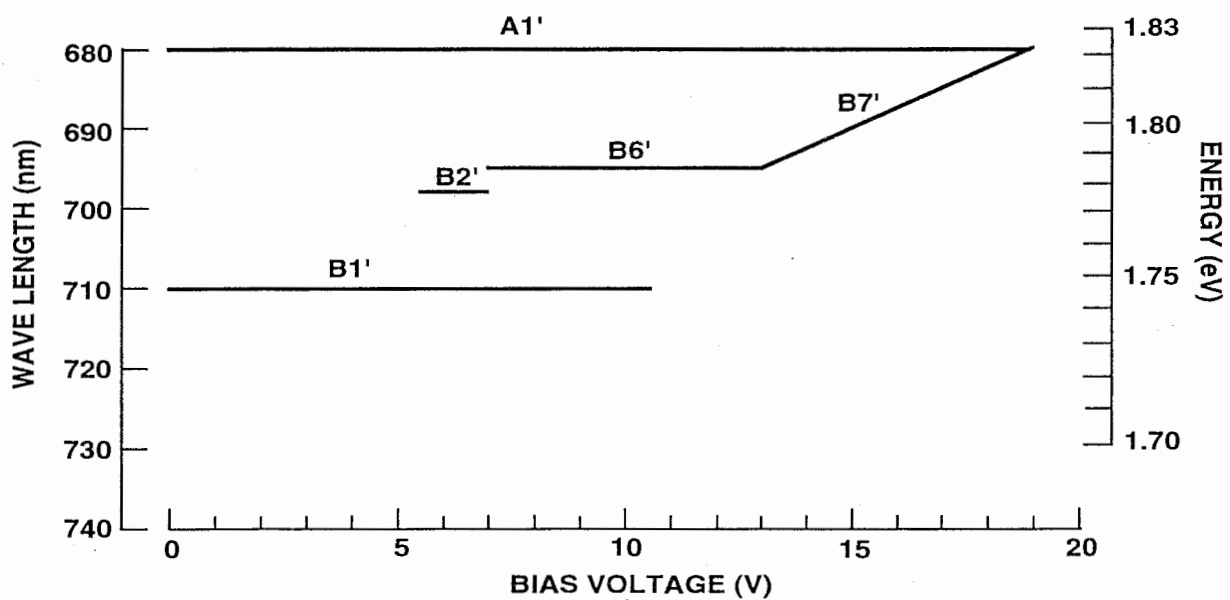
また、約 12 V 以上で、レーザー強度 10 mW から 25 mW の範囲において極性に関係無く見られる self-oscillation は、B7 が非常にブロードであるため、PL 特性から electric-field domain 生成の明確な証拠を得ることは難しいが、そのバイアス領域から考えて、 $Xze2 - \Gamma e1$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $Xze1 - \Gamma e1$  非共鳴トンネルングによる high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じているものと考えている。

次に、static electric-field domain の origin について考察する。図 3.16 に測定温度 20 K で、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の正バイアス電圧依存性 (a) を、主な PL バンドを抽出し、ラベルを付した模式図を (b) に示す。また、図 3.14 の予想 PL バンド上に主な PL バンドをプロットした図を図 3.17 に示す。前述したように、正孔の pile up は、バイアス電圧が低い状態で生じており、そのため超格子層にまったく電圧が印加されない状態が約 +6 V 付近まで続いていることがわかる。その後、electric-field domain の形成が見られる。図 3.1 の  $i$ - $V$  特性と図 3.17 を比較することにより、stable electric-field domain に特徴的な鋸歯状の微細構造が見られた +4 V から +10 V において、 $Xze1 - Xze1$  共鳴トンネルングによる low field 領域からの PL と  $Xze2 - \Gamma e1$  準位の共鳴トンネルングに起因する high field 領域からの PL を見ることができる。このことより、stable electric-field domain は  $Xze1 - Xze1$  共鳴トンネルングによる low field domain と  $Xze2 - \Gamma e1$  トンネルングによる high field domain が stable であることにより生じていることがわかる。しかし、PL 特性から類推されるバイアス点の移動は、R 点を經由せずに O 点から S 点に直接移動しており、このことはたとえば  $Xze1 - Xze2$  共鳴点における drift 速度が  $Xze1 - Xze1$  より小さいとしても理解しにくいところがあり、この点については今後さらに検討する必要がある。





(a)



(b)

図 3.16 測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の正バイアス電圧依存性 (a)。明るさは PL の強度を示す。主な PL バンドを抽出し、ラベルを付けた模式図 (b)。

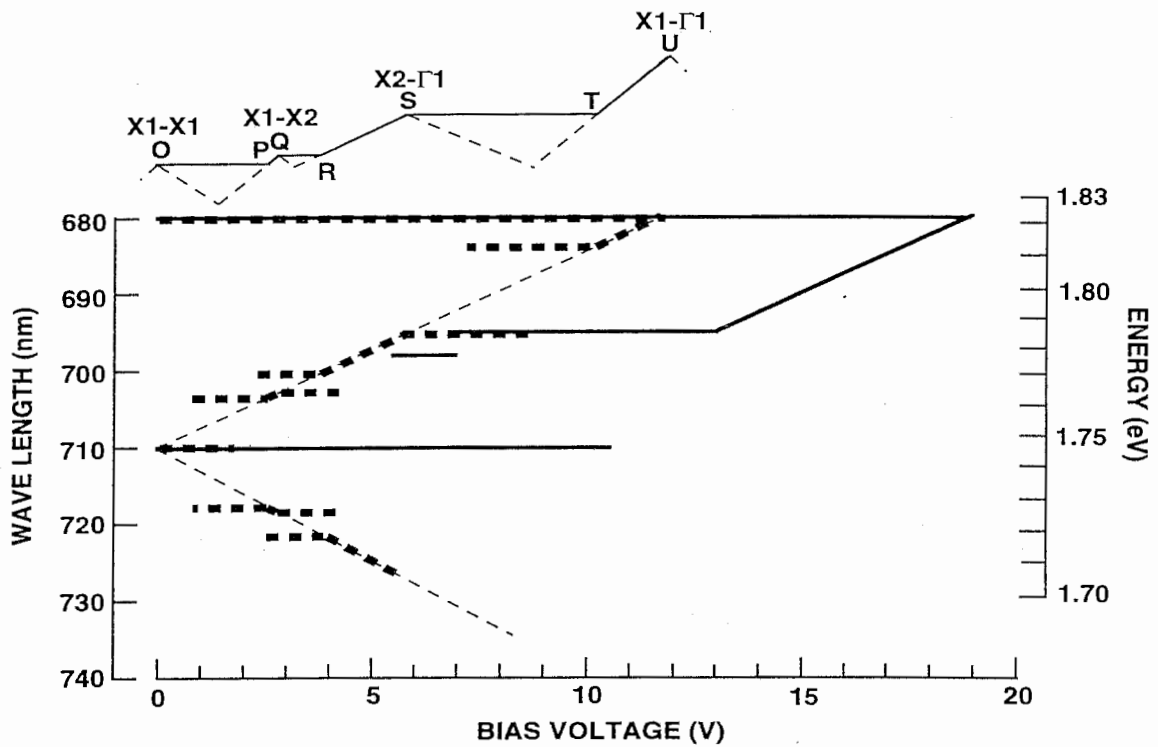


図 3.17 予想 PL バンド図上にプロットした、測定温度 20 K、He-Ne レーザ強度 1.0 mW における PL の正バイアス電圧依存性

#### 4. 結論

光励起 GaAs/AlAs undoped type-II 超格子において、stable electric-field domain に起因する鋸歯状の電圧-電流特性及び metastable electric-field domain に起因する 10 MHz ~ 1 GHz の self-oscillation を見いだした。PL 測定と  $\Gamma_1$ 、 $X_{ze1}$  及び  $X_{ze2}$  準位のバイアス電圧依存性の計算より、stable electric-field domain は  $X_{ze1}$ - $X_{ze1}$  共鳴トンネリングによる low field domain と  $X_{ze2}$ - $\Gamma_1$  トンネリングによる high field domain が stable であることにより生じていることがわかった。また、10 ~ 120 MHz の self-oscillation は  $X_{ze1}$  -  $X_{ze1}$  共鳴トンネリングによる low field domain と  $X_{ze1}$  -  $X_{ze2}$  共鳴トンネリングもしくは  $X_{ze2}$ - $\Gamma_1$  トンネリングによる high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じており、150 MHz ~ 1 GHz の self-oscillation は  $X_{ze2}$  -  $\Gamma_1$  共鳴トンネリングによる low field domain と  $X_{ze1}$  -  $\Gamma_1$  非共鳴トンネリングによる high field domain の domain boundary が metastable であることにより生じていることがわかった。

GaAs/AlAs undoped type-I 超格子においては、光励起キャリアの寿命が短く、そのため damped oscillation しか観測されないが、type-II 超格子においては、光励起キャリアの寿命が長くなるため、self-oscillation が観測される。この結果は、超格子の発振デバイスへの応用において、極めて重要な知見である。

## 謝辞

本研究の機会を与えて頂き、また終始御指導して頂きました ATR 光電波通信研究所、猪股英行社長、小川英一室長、渡辺敏英室長に深く感謝致します。また、有益な御討論を頂きました中山正昭助教授（大阪市立大学）、H. T. Grahn 助教授（東京工業大学）に感謝致します。また、日頃お世話になる ATR 光電波通信研究所、無線第二研究室並びに通信デバイス研究室の皆さんに感謝致します。

## 参考文献

1. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta, and K. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30, L1542 (1991) .
2. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31, 2682 (1992) .
3. M. Hosoda, K. Tominaga, T. Watanabe, and T. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* 65, 2913 (1995) .
4. L. Esaki and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* 33, 495 (1974) .
5. K. K. Choi, B. F. Levine, R. Malik, J. Walker and C. G. Bethea, *Phys. Rev. B* 35 (1987) 4172.
6. H.T. Grahn, H. Schneider, and K. v. Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* 54, 1757 (1989) .
7. H.T. Grahn, H. Schneider, and K. v. Klitzing, *Phys. Rev. B* 41, 2890 (1990) .
8. H. T. Grahn, R. J. Haug, W. Muller, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1618 (1991) .
9. A. Shakouri, I. Grave, Y. Xu, A. Graffari, and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* 63, 1101 (1993) .
10. S. H. Kwok, R. Merlin, H. T. Grahn, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* 50, 2007 (1994) .
11. J. Kastrup, H. T. Grahn, K. Ploog, F. Prengel, A. Wacker, E. Scholl, S. Murugkar, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* 51, 9943 (1995) .
12. R. Klann, S. H. Kwok, H. T. Grahn, and R. Hey, *Phys. Rev. B* 52, R8680 (1995) .
13. B. Laikhtman, *Phys. Rev. B* 44, 11260 (1991) .
14. B. Laikhtman and D. Miller, *Phys. Rev. B* 48, 5395 (1993) .
15. F. Prengel, A. Wacker, and E. Scholl, *Phys. Rev. B* 50, 1705 (1994)
16. L. L. Bonilla, J. Galan, J. A. Cuesta, F. C. Martinez and J. M. Molera, *Phys. Rev. B* 50, 8644 (1994)
17. S. H. Kwok, T. B. Norris, L. L. Bonilla, J. Galan, J. A. Cuesta, F. C. Martinez and J. M. Molera, H. T. Grahn, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* 51, 10171 (1995) .
18. H. T. Grahn, J. Kastrup, K. Ploog, L. Bonilla, J. Galan, M. Kindelan, and M. Moscoso, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, 4526 (1995) .
19. J. Kastrup, R. Klann, H. T. Grahn, K. Ploog, L. L. Bonilla, J. Galan, M. Kindelan, and M. Moscoso, *Phys. Rev. B* 52, 13761 (1995) .
20. N. Ohtani, H. Mimura, K. Tominaga, M. Hosoda, T. Watanabe, G. Tanaka and K. Fujiwara, *Workbook II of MSS-7, (Madrid, 1995) , p.1148.*
21. N. Ohtani, H. Mimura, M. Hosoda, K. Tominaga, T. Watanabe and K. Fujiwara, *Extended Abstract 1995 International Conference on Solid State Device and Materials (Osaka, 1995) , p.130.*

22. 三村、細田、大谷、富永、渡辺、藤原 電子情報通信学会 電子デバイス研究会 ED95-123 p.43.
23. H. Mimura, N. Ohtani, M. Hosoda, K. Tominaga, T. Watanabe, G. Tanaka and K. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* 67, 3292 (1995) .
24. M. Hosoda, N. Ohtani, H. Mimura, K. Tominaga, P. Davis, T. Watanabe, G. Tanaka and K. Fujiwara, *Phys. Rev. Lett.* 75, 4500 (1995) .
25. M. Hosoda, K. Tominaga, H. Mimura, N. Ohtani, and T. Watanabe, *Proc. the Asia Sym. Solid State Photophysics (Nara, 1995)* p.17.
26. J. Kastrup, F. Prengel, H. T. Grahn, K. Ploog, E. Scholl, *Phys. Rev. B* 53, 1501 (1996) .
27. A. Wacker, G. Schuarz, F. Prengel, E. Scholl, J. Kastrup, and H. T. Grahn, *Phys. Rev. B* 52, 13788 (1995) .
28. J. Kastrup, H. T. Grahn, K. Ploog, and R. Merlin, *Work book I of MSS-7, (Madrid, 1995)* , p.254.
29. M. Nakayama, K. Imazawa, K. Suyama, I. Tanaka, and H. Nishimura, *Phys. Rev. B* 49, 13564 (1994) .
30. D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, G. W. Smith, and C. R. Whitehouse, *Phys. Rev. B* 42, 3592 (1990) .
31. M.-H. Meynadier, R. E. Nahory, J. M. Worlock, M. C. Tamargo, L. de Miguel, and M. D. Sturge, *Phys. Rev. Lett.* 60, (1988) 1338.
32. D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, G. W. Smith, and C. R. Whitehouse, *Phys. Rev. B* 42, 1990 (3591) .
33. A. J. Shields, P. C. Klipstein, M. S. Skonick, G. W. Smith, and C. R. Whitehouse, *Phys. Rev. B* 42, 1990 (5879) .