34 TR-O-0093 ワニエ・シュタルク局在効果を利用した 半導体光素子、WSL-SEEDの動特性解析 [III] 細田 誠 冨永 浩司 渡辺 敏英

· · .

1996. 1.17

ATR光電波通信研究所

ワニエ・シュタルク局在効果を利用した半導体光素子,WSL-SEEDの動特性解析 [III] WSL-SEEDにおける動的光吸収飽和特性および空間電荷遮蔽効果の影響

ATR光電波通信研究所 細田 誠, 冨永 浩司, 渡辺 敏英

概要

本報告では、ワニエ.シュタルク局在効果型Self-Electro-optic Effect Device (SEED) 素子の、パルス光入射時における光吸収飽和特性がキャリアー輸送特性の観点から述べ られている。このキャリアー輸送特性の解析はWSL-SEEDのみならず、種々のワニエ・ シュタルク型の非線形電界吸収効果を有する半導体光変調器等の高い光強度下や高繰り 返しレートの超高速動作時の動特性解析において重要である。それらキャリアー輸送特 性に関する異常性の多くは超格子内に部分的に生じた空間電荷による電界遮蔽効果に起 因していることが見出だされた。本報告においては、ワニエ.シュタルク局在効果型を 示すような短周期超格子内における種々の空間電荷遮蔽に伴なう新に発見された新規な 現象を解説し、その原因を解明する。

これらの超格子内における動的な効果はSEED以外にも種々の量子井戸を使用した電 界吸収型光変調器の動特性解析に対しても重要な知見を与えると思われる。その他に、 GaAs/AlAs超格子内ではバリアー中に存在するX点の影響もキャリアー輸送特性に重要な 影響を与えることが発見されており、それらについてはひき続き刊行されるATR技術研 究報告書(半導体光素子,WSL-SEEDの動特性解析 [IV])を参照されたい。 目次

第1章		はじめに	4
第2章		ワニエ.シュタルク局在効果型、自己電気光学効果素子 (SEED)の概要および動作原理の基礎	5
第3章	3-1 3-2	S-SEEDシステムにおけるスイッチング時間 と光吸収飽和特性との関係 応答時間制限要因としての光吸収飽和とcarrier sweep-out 短周期超格子におけるcarrier sweep-out	7 7 9
第4章	4-1 4-2	WSL-SEEDにおける動的な光吸収飽和特性 パルス光照射下における光吸収飽和特性 その物理的な原因	15 15 20
第5章	5-1	短周期超格子における動的な空間電荷遮蔽に起因する物理現象 PLの異常な遅れ現象	25 25
第6章		まとめ	34

参考文献

34

非線形電界吸収効果を利用したSelf-Electro-optic Effect Device (SEED)素子^{1),2)} は小型 集積化可能、高感度、低スイッチング・パワーという特徴を持ち、全光型データー処理 システムにおける主要素たる、ロジック・ゲート、ラッチ、メモリー等に使用されてゆ く潜在能力を有している。³⁾ その動作の基となっているのは電界吸収効果として知られて いる現象である。電界吸収効果としては、量子井戸中のエキシトン準位のシュタルク・ シフトを使用したQCSE効果 (Quantum Confined Stark Effect)がよく知られているが、我々 は薄いバリアーによる短周期超格子中に生じる電子のミニバンドが、電界によって各量 子井戸の個別の準位に戻るワニエ・シュタルク局在効果⁵⁾⁻⁷⁾ (Wannier Stark Localization effect,以後、WSL効果と略。)を利用してSEED素子を実現し(WSL-SEED)、それらの特 性、及び物性を研究している。⁸⁾⁻¹⁸⁾本報告においてはその光スイッチング特性を論じる上 で重要なファクターである光吸収飽和特性について、パルス光励起下での動的ふるまい について述べる。

従来の研究においてはQCSE 型SEED素子の光吸収飽和特性がExciton吸収のbleaching 特性およびcarrier transportとの関係で非常に良く研究されて来た。19-21) これに対し、ワニ エ・シュタルク局在効果を利用したSEED素子, WSL-SEEDに関してはこれまでまったく 研究報告が無かった。前回のATR技術報告22)に述べたように我々はWSL-SEEDに強い面密 度を持つCW光を照射することにより、従来のQCSE型SEEDとは大きく異なるWSL-SEED に特徴的な光吸収飽和特性を発見した。その報告において、WSL-SEEDの光吸収飽和時に おける光電流出力の減少(degradation)とPhotouminescence (PL)強度の印加電圧との関係 を検討することによって、超格子内部の空間電荷遮蔽の状態が物理的に裏付けられ、こ れまでの研究例では定性的にしかわかっていなかった光吸収飽和時のstationalな超格子内 部の電界配分の状態が、我々の研究によって初めて定量的に解き明かされた。それに対 し、本報告においてはパルス光入射時に生起する種々の新しい現象について述べ、WSL-SEEDにおける動的な光吸収飽和特性を明らかにする。この解析により、光吸収端のblueshiftを利用したSEEDにおける静的な光吸収飽和特性の動的な部分の大部分はあきらかと なり、WSL-SEEDにおける時間応答特性においてun-knownであるものは短周期超格子内 におけるキャリアー輸送のより素過程に関するΓ-X transferの問題が残るだけとなった。 また、解決すべき問題点としては残留ホールの問題を歪み超格子によって如何に解決す るかという問題が残っている。(以上の詳細は次回以降に刊行されるATR技術研究報告 を参照されたい。)

- 4 -

第2章 ワニエ.シュタルク局在効果型、自己電気光学効果素子(SEED)の概要 および動作原理の基礎

後の解説を容易にするために、まず、WSL-SEEDの非線形電界吸収効果について概 説する。なお、その詳細については参考文献、8~11, 18, 23~26を参照されたい。ワニ エ・シュタルク局在効果(以後、WSL効果と略。)による電界吸収効果はOCSE効果によ るものとは、その電界吸収効果の成因が大きく異なっている。^{6),7),23)}図1に示すように OCSEではバリア幅の厚い孤立した量子井戸の集合を用い、量子井戸中に閉じ込められた サブバンドにおけるエキシトンのシュタルク・シフトによるエキシトン・ピークのずれ を印加電界によって生じさせる。
・これにより、図2に示すように光吸収端はレッド・シ フトする。通常、光変調器ではこのずれた吸収端を利用するが、それと異なり、SEEDに おいては負性抵抗によって正帰還をかけて双安定特性を出すために、図2に示したよう な印加電界が弱くなった時に光吸収が増すといった波長でこのQCSE効果を利用する。¹⁾ ²⁾以上のQCSE効果とは異なり、WSL効果においてはバリア幅の薄い量子井戸(結合量子 井戸)の集合を用い、各、量子井戸中の互いのサブバンド・レベル間のトンネリングの 干渉によるフェルミ粒子統計を持つ電子のパウリの排他律から、全体としてミニバンド と呼ばれるバンドができる。印加電界がない場合、光吸収は図1のようにこのバンド内 の最低エネルギー準位集団に属する励起子によって起こり、単一の孤立した量子井戸の サブバンド・レベルよりも低いエネルギー(長波長側)で吸収端が生じる。電界をある 程度かけると、各量子井戸のサブバンド・エネルギーは図1のように干渉しなくなるた め、ミニバンドは破れて、もとの単一量子井戸のサブレベルに戻る。その時、波動関数 は超格子全体に渡ってバンド中に分布していたものが、各量子井戸中へ局在していく。 すなわち、これをワニエ・シュタルク・局在6,7)と呼ぶ。以上の物理的な原因により、 WSL効果の場合は電界によってブルー・シフトが起こり、図2に示すように吸収端は短 波長側に シフトする。

またWSL効果においては薄いバリアを使用しているため、サブバンド準位に分裂した 後も各量子井戸内の各々の波動関数は図3に示すようにトンネリングによって近傍の量 子井戸中へしみだしている。これらの準位はeFD (e:電子の単位電荷、 F:電界強度、

D:超格子の基本周期)の等間隔をもった階段状の準位、シュタルク階段準位⁶⁾を形成 する。これらの波動関数のしみだしに対し、下のホール準位(ヘビーホールは有効質量 が重く、ほとんどトンネルせず井戸中に局在する。)から遷移が生じるため、エネルギー の低い側(ex.n=-1,-2 etc.)にも光吸収が生じる。従って特に非常に薄いバリアを用いた 場合、各次数のシュタルク階段準位の吸収ピークが印加電界によって吸収波長を移動し て現われるため、フォトカレントの波長依存性は印加電圧に対し複雑な変化を示すよう になる。²⁵⁾このような超格子をpinダイオード構造中のi-層に埋め込んでSEEDを作製した 場合、入射波長を適度に選択すると、これらの各n次のシュタルク階段ピークが印加電圧 によって次々とその波長を横切っていくため、多峰的i-Vカーブを示すSEED素子を得るこ ともできる。^{9,11),18)}このように複数のピークをi-V 特性に持つということは、すなわち複 数の負性抵抗領域を持っているということであり、単峰的i-Vカーブを持つQCSE型と異な り、WSL-SEEDにおいてはこれまで種々のバラエティーに富んだSEED動作が実証されて きた。^{9,11),13)-18)}

- 5 -

無電界時

電界印加時

Ļ

l



図1 電界吸収効果の成因





· .



図3 シュタルク階段準位

第3章 S-SEEDシステムにおけるスイッチング時間と光吸収飽和特性との関係

以下においてはSEED素子におけるスイッチング時間の律足要因である光吸収飽和について、その重要性を簡潔に述べる。より詳細については前回のATR技術研究報告²²⁾を参照されたい。

3-1 応答時間制限要因としての光吸収飽和とcarrier sweep-out

S-SEED回路においては図4に示すように片側のSEED素子を一種のp-i-nフォトダイ オードとして使用し、相手側のSEED素子を充放電してその両端の電圧を変えてやること により、相手方のSEEDの光吸収率を変化させ、それによって光スイッチングを起こさせ る。

図4において双安定特性を示すS-SEEDの場合、安定点においては片側の素子にかかる電圧は通常0V付近まで行くため^{1),28)}、この電圧を電源電圧V0の所まで持って行くのに要する充放電電荷QはQ=CV0となる。(各SEED diodeの静電容量をC/2とすると、各々充電、放電をするため、トータル容量としてCとなる。)この電荷を光電流iで充放電するのに必要な時間 τ はi τ =Q=CV0より、 τ =CV0/iとなる。V0は一定なのでiが大であるかCが小であれば応答速度は速くなるという、単純なCR時定数に相当する話になる。すなわち、素子のサイズを小さくして素子容量を減らし、かつ、強い光をあてればよい。2),3),29)

ところがここにsaturation (光吸収飽和)という問題が出る。²⁰⁾すなわち、図5に示 すようにある程度以上、光入射強度(PIn)を増やして行くと素子から出力される光電流(i) が飽和してきてしまうという現象が起こる。(図では、ふたつのSaturation特性が示され ている。早くSaturationするものと、より大きな入力までSaturationしないものである。 Saturationがどれぐらいで起こるかは i-層にある超格子の構造に依存する。)従って、 Saturationが起こると、これにより充放電の電流が制限され、応答速度がこれ以上速くな らない。また光電流は通常、光吸収率の反映なので光吸収率も図5と同様な飽和特性を 示してくる。すなわち、saturationが起こると光吸収率が減ってくるため、光スイッチング のコントラスト比が劣化してきて、正常な動作が出来なくなってくる。

Saturationの原因は普通、高いキャリアー密度による光吸収準位のfillingに起因す る。バルク型の半導体材料においてはSate fillingやSpace charge どうしのCoulomb遮蔽で あることが知られているが、量子井戸中のExciton stateにおいては後述されるように他に Exclusion effect(一種の多体効果)が上記効果よりも大きな働きをする。³⁰⁾⁻³²⁾その要点の みを述べるなら、Excitonを生成する場合、Excitonの密度は最大で各隣り合うExcitonの直 径以下にはパッキングできないということである。従って、単一量子井戸(SQW)にお けるsaturation densityは量子井戸の構造によって決まるExciton 直径およびその反映である Excitonのbinding energyによって決まる。^{30),33)-36)}以上の検討からExciton準位に対しては 10¹¹⁻¹²/cm²のキャリアー密度のオーダーで光吸収飽和が起きることが導かれており、かつ 実験的にも確かめられている。^{33),34)}

saturationを起こさないようにするためには、電界印加によりすみやかに光キャリ

- 7 -



図4 S-SEED回路



図 5 光吸収飽和 (Absorption Saturation)

アーを活性部の量子井戸領域から掃き出してやる(Sweep-outと言う。)ことが正攻法で ある。従って、ここにおいてsaturation問題とsweep-out問題とが関連づけられるようにな る。SEEDや半導体光変調器を高繰り返し速度で使用する場合、各々の短い光パルス中に 含まれるフォトン数は十分なS/N比を得るためにはある程度多くする必要がある。(例え ば10 ps のパルス中に千個から一万個。) このような場合、素子内に発生するキャリアー 数は時間積分として非常に大きなものとなる。このため、特に高繰り返しレート下にお いてはsweep-outの問題が重要になってくる。また、S-SEED構成を取る場合、相手側の素 子をもう一方の側の素子から出る電流で充放電するためには光電流出力がどれだけ速く 出てくるかが重要であり、ここにおいても速いsweep-out timeが高速スイッチングのため には必要となる。但し、この充放電に関するsweep-outにおいては、瞬間最大風速的なス イッチング速度を実現するのであれば、その光電流の立ち上がり時間のみが主に効いて きて、光電流応答の立ち下がり部は遅いすそ引き等があってもよい。すなわち、強い光 パワーで瞬間的にたたき、光電流応答の立ち上がり部分のみで相手側の素子を充放電で きればよいため、立ち下がり部は効いてこない。但しこれはあくまでも瞬間最大風速的 なスイッチング速度であり37、高繰り返しを実現するためには光電流応答に遅い立ち下が り部が無いことが必要であることを注意しておく。

3-2 短周期超格子における carrier sweep-out

まず光キャリアーはどのように出来、どのように印加電界によって超格子部から掃 き出されるかの概略を示しておく。図6におけるダイアグラムはフォトン,hvが入射して excitonを作り、そのexcitonがどのように崩壊していくかを示したものである。Excitonは 室温では数百fsのdecay time でLOフォノンにより衝突(散乱)を受けて自由に動ける電 子とホールの対(Free e-h plasma)に解離していく。³⁸⁾また、Exciton準位以外のsubband等 の準位によって吸収された光は直接電子とホールを分離した形で生成する。これらの Free carrier は、それの生じた量子井戸部に電界がかかっていれば、両端の電極まで、なんら かのSweep-out プロセスによって走り、吸い出される。(電極に到達した後は普通の電気 伝導と同じで非常に移動スピードは速いため、今の議論においては関係してこないので 無視できる。)ところが、もし、Sweep-outにかかる時間があまりに遅いと、e-h plasmaが たまって、吸収ピークを飽和させる。それを防ぐためには、できたキャリアーをできる だけ速く掃き出す事が必要である。これがSaturationとSweep-out time との関係である。

光励起によって量子井戸中にできた光キャリアーは井戸面に垂直方向にかかった電場により、その方向に掃き出される(Vertical transport)。従って、通常の伝導現象とは異なる伝導機構となる。(もし、水平方向の伝導なら、バンド内、または2次元ガス中のキャリアーのモビリティの問題となる。)超格子部はi-層なので、井戸中で生じたキャリアーは超格子部をはさんだP-層、N-層のどちらかに達するまでなんらかのルートをとって、垂直方向に走らねばならない。従って、そのキャリアーは井戸中の励起準位から何らかのプロセスを経て抜け出さねばならない。

Bell研のMiller等はQCSE型SEEDの量子井戸に関し、CarrierのSweep-out 機構を調べ、以下の3つの要素がきいていることを確認した。²⁰⁾



図6 GaAs量子井戸中のExcitonのdecay

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\scriptscriptstyle R}} + \frac{1}{\tau_{\scriptscriptstyle E}} + \frac{1}{\tau_{\scriptscriptstyle T}}$$

ここで

 τ : Carrier lifetime

 τ_{P} : Recombination lifetime

 $\tau_{_{\rm F}}$: Thermionic emission time

 $\tau_{\rm T}$: Tunneling time

である。

これらのプロセスは図7のように摸式的に表わせる。 光励起された電子とそれによって生じたホールは、

1. 再結合(recombination)して消滅する。

2. 熱的に励起されて、上にある連続体バンド(図中、斜線部)まで上がり

(Thermionic emission 39)、そこから通常の伝導機構で流れて掃き出される。

3. バリアーをトンネルして隣の井戸に抜ける。(Tunneling)

これらの合成によって、ひとつの井戸からキャリアーが抜けるレートが決まる。 (但し、厳密に言えば、2と3の過程は独立ではなく、例えば共鳴トンネリングの場合、 隣の井戸の上の準位に抜け出てくるので、すぐ同時にThermionic emissionが起こり、連続 体(Continuum band)に励起されるといったことが起こる。)

注) 図7中、一番右の井戸の準位中に書いてあるのは運動量対エネルギーの関係 図であり、(2次元電子ガスにおけるX、Y 水平方向の運動量について書いてある。 その場合は運動量の2剰に比例する放物線である。)フォノンから熱エネルギーと運動

- 10 -



Carrier transport process with electric field

図7 多重量子井戸におけるCarrier transport

量をもらった電子が井戸内の各準位レベルよりも上のエネルギーにあることを示す。光 の運動量はフォノンの運動量に較べ、ほとんどゼロに近いため、光吸収後、瞬間できる エキシトンの運動量はゼロであるが(Cold Exciton)、数百フェムト秒後には解離して、 フォノンから得た運動エネルギーにより、Hotな(熱平衡にない)キャリアーとして井戸 中に存在する。(この後、フォノンと衝突を繰り返すことにより、熱平衡に達する。)

これらの過程の起こるレートは超格子の構造に依存し、以下の様に関係づけられる。²⁰⁾

$$\frac{1}{\tau_R} \propto \sum_{n,n'} \left[\left| \left\langle \phi_{en} \mid \phi_{hn'} \right\rangle \right|^2 \int g_{red}(E) f_C \left(1 - f_V \right) E dE \right]$$
(1),

$$\frac{1}{\left(\tau_{E}\right)_{i}} = \left(\frac{k_{B}T}{2\pi m_{i}L_{W}^{2}}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{H_{i}(F)}{k_{B}T}\right] \qquad (2) ,$$

$$\frac{1}{\left(\tau_{T}\right)_{i}} = \frac{n\hbar\pi}{2L_{W}^{2}m_{i}} \exp\left[\frac{2L_{b}\sqrt{2m_{bi}H_{i}'(F)}}{\hbar}\right] \qquad (3) .$$

(添字、i はキャリアーのタイプ、電子かホールかを表わす。) Lw : Well width, Lb : barrier width Hi : Barrier hight, F : electric field T : Temperature, mi : effective mass k_B : Boltzmann const., ϕ : Wave function gred : 縮退数 , fc, fv : density of state in conduction and valence band

ここで、電場をかけているので、Barrier Hight H(F)は次のように変化する。

 $H_{i}(F) = Q_{i}\Delta E_{g} - E_{i}^{(n)} - |e|FL_{W} / 2 \qquad (4) .$

Qi: ratio of band discontinuity

Ei: n-th subband energy relative to the center of the well

以上の式の要点は

1. Recombination 確率は遷移の振動子強度に比例する。 (その他に、その準位を満たす(フェルミ準位からの)キャリア密度等に 比例する。)

- Thermionic emissionはバリアー高さを熱エネルギーで越えるために、 温度にボルツマン分布ライクに依存する。また、井戸幅に逆比例し、 バリアー高さに依存する。
- 3. トンネル確率はキャリアーが井戸を往復して、
 - バリア壁をたたく回数に比例するため、井戸幅の二乗に逆比例し、 また、トンネリングの一般的性質として、バリア幅と高さに依存する。
- 4. Thermionic process と Tunnelingはキャリアーの有効質量に影響をうける。

WSL-SEEDにおいては短周期超格子というMQW型とは異なる構造の超格子を用いる ため、Saturationには以下の二つのケースがあると考えられる。第一に、大きな電界強度 が超格子部にかかってワニエ・シュタルク局在効果が起こった場合には、光吸収はエキ シトンによって起こり、そのSaturationはQCSEと同様、フリーキャリヤによって阻害され る。第二に、ほとんど電界がかかっていない時には、エネルギー準位としてミニバンド が形成され、この準位により光吸収が起こる。その場合、バンド準位にある電子のコヒー レンス長は数量子井戸に渡っているだけで、全超格子に渡っているわけではないので、 ある程度の局在効果も波動関数に現われ、光吸収に対する寄与はエキシトンとミニバン ドとの重畳したものとなると考えられる。エキシトンSaturationに関しては第一のケース と同様と考えられる。ミニバンド準位に関しては、もしその準位がすでに前のキャリアー によって満たされていれば(Phase space filling)、Pauliの排他原理によって次の励起がで きないため、やはりキャリアーのSweep-out機構が関係すると考えられる。

以上より、短周期超格子におけるキャリアーのVertical transport 機構とSweep-out 時間を見積もることが必要になってくる。以下、二つの場合について、何が主要なファクターとなるのか、考察する。

ゼロ電界の場合

短周期超格子構造においてはバリアーが薄いため、電子とホールはトンネリングに より隣り合う量子井戸のサブバンド準位と干渉しあいミニバンドを形成する。ホールに おいてはヘビーホール(hh)とライトホール(lh)の二つのミニバンドがあり、hhのほ うは有効質量が重いため、トンネリングが十分でなく、ミニバンド幅が狭く、ほとんど 局在しているのと変わらない。

短周期超格子構造においては、キャリヤの伝導機構のメインであるのはトンネリン グであることが知られている。⁴⁰ 従ってtunnelingによるsweep-out time とphase space fillingの競合となり、tunneling timeが速いほどsaturationに対しては有利となる。これか ら、なるべく薄いバリアー幅と低いバリアー高さを使用すればよいことがわかる。ここ において電子のsweep-outはよくなるがheavy hole (hh)の問題が残る。通常、ホールは光励 起と共に電子とペアーになって生成され、ホールは非常に速い時間をもって最低エネル ギー準位であるhh準位に緩和することが知られている。従って、重いhhを如何に速く sweep-outするかが重要となってくる。もし、hhのsweep-outが悪く、超格子内にhhが残っ た場合にはそれがspace chargeとなって電界遮蔽等の影響を及ぼすことが考えられる。こ のホール掃き出しに関する解決策としては、バリアー高さをShallow QW⁴¹⁾のように低く してtherionic emissionによって掃き出すか、または超格子層に歪みを導入してvalence band 構造を変調し、light hole (lh)とhhの準位の逆転またはmixingを起こして有効質量の軽いlh によるtunnelingによってホール掃き出しを速めるといった方法⁴²⁾が考えられる。(詳細に ついては引き続いて刊行される予定の歪み超格子に関するATR技術研究報告を参照され たい。)

2) 電界がかかった場合

電界がかかると、量子井戸が傾き、隣と干渉していた準位がずれて共鳴トンネリン グはなくなり、ミンバンドは形成されなくなり、各井戸の電子とホールはひとつの井戸 中に局在してエネルギーレベルはサブバンドレベルとなる。(ワニエシュタルク局在)。 この場合、光吸収はサブバンドに付随したエキシトン準位により主に起こる。 Saturationを避けるため、キャリアーを速くSweep-outしなければならないが、Non-resonant sequential tunneling によってキャリアーが掃き出されるため、その過程が速く起こる 必要から(1)と同様に薄く低いバリアーが望ましい。

但し、WSL-SEEDの場合はQCSE型SEEDに比べ、以下の点でsaturationに対してはよ り有利である。すなわち、WSL-SEEDにおいてはOptical absorption band edgeのすそを使っ ているため、exciton吸収ピークを使用しているQCSE型に比べ、全体の光吸収量が少なく てすむためにsaturationしにくい。このようにabsorption band edge近傍のほうがsaturationし にくいことは他の文献にも述べられている。⁴³⁾

ホールについては電界の印加により、hhとlhのmixingが起こりやすくなるためバリ アー幅が薄ければ良好なsweep-outが期待できる。従って、この面においても薄く低いバ リアーが有利であると思われる。また、歪み超格子によるhh-lh mixingにより、電界印加 時においても良好なホールtunneingが出来る可能性がある。

4-1 パルス光照射下における光吸収飽和特性

第4章

以上述べてきたようなWSL効果を示す短周期超格子(GaAs/AlAs 16ML/3ML x 100)の通常の低強度光入射時におけるPhotocurrent Spectra (Pc spectra)の例を図8に示す。ここでMLとはmonolayerを表わし、16ML/3MLは42.5Å/8.5Åの厚みに相当する。低電界時には minibandによる吸収が、高電界時にはWanneir-Stark局在効果によって孤立化した量子井戸の吸収特性を示しているのが分かる。(光吸収端のBlue-shift)中間の電界域で吸収端より長波長側に出ているピークはStark-Ladder準位のによる吸収である。

このように吸収端のBlue-shiftを起こす超格子に光吸収端近傍の波長を持つ光を入射 すると光電流対印加電圧特性(i-V curve)は負性抵抗性を持ったものとなる。なぜなら、 印加電圧が上がったときに光吸収端がBlue-shiftし光吸収量が減るため、電圧の増加に対 し電流が減るといった特性が現われるためである。図9に種々の強度のパルス光を入射 した場合のi-V特性を示す。実験は1ps, 0.8MHz繰り返し、波長795nmの Ti-Sapphireパルス レーザー光を50Xの対物レンズで集光してPower densityを上げたものを使用した。実験 においては光電流出力の過渡応答は50Ω終端のsampling oscilloscope (Tektronics S6 sampling head)にて観測し、発生するPLをStreak cameraにて同時観測した。PLは入射光を通すのと 同じ対物レンズを逆に通った後、dichroic mirrorで波長が切り分けられて観測される。以 後のデーターは総てこの実験系で計測されたものである。レーザー光は素子の発熱によ る影響を避けるためにA/O modulator (AOM)によって82MHzのTi:sapphire laser繰り返し周 波数から0.8MHzにDutyが間引かれており、より大きな間引きでもi-V特性の変化は見られ なかった。対物レンズで集光されたスポットサイズのe²直径は2~4ミクロンである。光 電流は多くても数十mAレベルなので、50Ω終端抵抗による電圧降下の影響は無視でき る。なお、データーに若干あばれがあるが、これは使用したTi-Sapphireレーザーの光強度 が時間的に不安定なためである。

使用した素子はp-i-n構造で超格子部はnon-dopeで16ML/3MLのGaAs/AlAs超格子 1 00周期より成っている。素子はCR時定数による光電流応答の劣化を防ぐため50 μ 角 メサとなっており、CR時定数は100ps以下である。光入射はp-cap側から行なった。

以下、高励起下でのi-V 特性について考察する。図9において、3x10³ W/cm²の低励 起強度においては2Vから6Vにかけて印加電圧の増加に対し光電流の減少による負性抵抗 性が見られる。これと同じi-V特性は、より低い光励起強度におけるパルス光入射時や、 また、分光されたハロゲンランプによる弱いCW光入射時においても観測され、従って、 素子が光吸収飽和を示さない正常時のi-V特性を代表しているものと考えられる。なお、 弱励起時に7V付近に見られるi-V特性のピーク、およびそれ以後の負性抵抗性は-1次の シュタルク階段準位の影響による負性抵抗領域である。

このように正常に負性抵抗を示すWSL-SEED素子に、より強い強度のパルス光を与 えてi-V特性の変化を測ることにより、短周期超格子における光吸収飽和特性を調べた。 図9において3x10⁴ W/cm²や3x10⁵ W/cm²のような高い光強度においては負性抵抗領域 (Negative Differential Resistence region、以後NDR領域と略記。)の劣化や消失が見られ



ĩ





図9種々のパルス光強度下におけるi-V curve

る。図9における点線は1psのパルス幅(実線)ではなく、Mode-lock Ti:Sapphire laserの mode-lockingをdetuningして発生させた300psパルス幅による励起時のi-V特性である。1ps ではNDRが消失するのに対し、300ps励起パルスではNDRが高い電圧側に再生するのがわ かる。また、3x10⁴ W/cm²では3x10³ W/cm²に比べて高い電圧側にNDRピークが出現するこ とがわかる。これらは以下の事を示唆している。ワニエ.シュタルク局在効果を生じせ しめる電界は高い光励起時には、より高い外部印加電圧を加えなければ実現できなくなっ てくる。すなわち、超格子内部に残留したホトキャリアーによって空間電荷遮蔽によっ て内部電界が弱められている。超格子部分からのキャリアーの掃き出し時間は1psより遅 く、300psよりは速い。理論からの計算結果によるこの超格子におけるキャリアー掃き出 し時間は、各々、電子では数十ps、ホールでは数百psであった。従って、掃き出されずに 残っているキャリアーによる電界遮蔽が効いていると考えるのが妥当である。

以上の仮説を裏付けるために光電流の時間応答を測ったのが図10である。NDRの 出現が劣化し始める3x10⁴ W/cm²の光強度から光電流応答波形の立ち下がり部には裾引き 現象が出現し、光強度を上げるにしたがって裾引きは延びて行き3x10⁵ W/cm²においては 非常に長い裾引きが出現すると共にNDRは消失する。図における印加電圧は-0.2Vであ る。その他の電圧においても裾引きは観測され、印加電圧を上げれば裾引き時間が短く なる傾向が見られた。すなわち、空間電荷遮蔽によって妨げられるキャリアー掃き出し が外部印加電圧を増すことによって、より短い時間で超格子部内のキャリアー数が一定 数を下回るために遮蔽効果が解消され、以後は正常にキャリアー抜け出しが起こるため と考えられ、空間電荷遮蔽に起因するという仮説を裏付けている。

上記の光電流応答と同時にPLの時間応答を観測すると光電流の裾引きが観測される ときには同様に長いPLの裾引きが観測された。図11にその一例として、PLの裾引きと その印加電圧依存性を示す。図11a)に示すように印加電圧を上げることにより、光電流 応答同様に裾引きは短くなっていく。それをLOGプロットしたのがb)図である。注目する 点として、decayはnono-exponentialであり、ある時間がたった段階から急激に減衰してい くことがわかる。すなわち、ここにおいても空間電荷遮蔽の急激な崩れを裏付けている。

これら光電流とPLの両裾引き時間の比較を行なったのが図12である。図には4Vと 8Vの逆バイアス電圧の例を示したが、総ての印加電圧で両裾引き時間は完全な一致を見 た。以上より、これら裾引き現象はまったく同じ原因に起因し、その原因は空間電荷遮 蔽によるものと考えるのがもっとも妥当である。本報告では16ML/3ML GaAs/AlAs超格子 のデーターを例にとって現象を示したが、その他の構造を持つ短周期超格子においても 同様な現象および傾向が観測された。すなわち、上記に述べて来た高強度光下における 吸収飽和現象はワニエ.シュタルク効果を示す短周期超格子に共通した現象と考えられ る。最後に注意しておくが、これらの光吸収飽和現象が起こる光強度はMQW型のQCSE 型SEEDにおいて文献等で報告されている光吸収飽和強度と比べ非常に高いものであり、 この事実をもってしてもWSL-SEEDの高い耐吸収飽和強度と比べ非常に高いものであり、 この事実をもってしてもWSL-SEEDの高い耐吸収飽和ないないる。この高い耐 性の原因は非常に薄いバリアーによる速いキャリアーsweep-out特性によるものと考えら れる。実際、上記の飽和現象はバリアー幅が薄い超格子ほど高い光強度でもって起こっ ていることが確かめられた。(本報告には紙数の都合により掲載されていない。)光吸 収飽和の起こる光強度としての実際値としては3~4ML AlAs バリアーの超格子に対しては



ſ

図11 PLの時間応答波形



図12 光電流とPLの裾引き時間の比較

10⁵ W/cm²のオーダーであった。以上が観測された実験データーとその解釈であるが以下の節ではシミュレーションにより、より確実な裏付けを行なう。

4-2 その物理的な原因

以上の現象を最もリーゾナブルに説明するために超格子内のキャリアー輸送と空間 電荷遮蔽をトンネリング輸送モデルと1次元Green関数による電界計算によってシミュ レーションした。今回取り上げたようなGaAs/AlAs短周期超格子においては前記したよう にキャリアーはトンネリングによって超格子内を流れることがdominantな過程であり、 キャリアー輸送はnon-resonant sequential tunneling時間によって記述される。16ML/3ML GaAs/AlAs超格子の場合、1バリアーあたりのトンネリング時間²⁰⁾は各々、電子で約 100fs、ホールで約10psであり、印加電圧に相当する電界の変化範囲においてはほとんど 変化がないことが計算の結果導かれたため、シミュレーションにおいては各々100fs、 10psとして計算を行なった。

i-層である超格子内部の電界は、それがp-層、n-層に挟まれ、かつ、p-層、n-層が外部電極によって一定電圧に固定されているという配置のもとでの1次元問題に帰着する。 すなわち、有限境界での電位ポテンシャル(電圧)が決まっているpoisson方程式の解を 求めるという境界条件問題、Dirichlet problemに帰着する。このような問題はGreen関数法 で解けることが知られており、40以下の1次元Green関数を使用する。

$$\begin{split} \Delta \phi &= -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ \downarrow \\ \frac{d^2}{dz^2} \phi &= -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ G(z \mid \zeta) &= \begin{cases} \frac{1}{L} z(L-\zeta) &: z < \zeta \\ \frac{1}{L} \zeta(L-z) &: z > \zeta \end{cases} \\ \phi(z) &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^L \rho(\zeta) G(z \mid \zeta) d\zeta - \left[\phi(\zeta) \frac{dG(z \mid \zeta)}{d\zeta} \right] \zeta \stackrel{L}{=} 0 \\ \phi(0) &= 0, \quad \phi(L) = V_0 \\ \frac{dG(z \mid \zeta)}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} &= 1 - \frac{z}{L}, \quad \frac{dG(z \mid \zeta)}{d\zeta} \Big|_{\zeta=L} = -\frac{z}{L} \\ \therefore \quad \left[\phi(\zeta) \frac{dG(z \mid \zeta)}{d\zeta} \right] \zeta \stackrel{L}{=} 0 &= -\frac{V_0}{L} z \\ \phi(z) &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^L \rho(\zeta) G(z \mid \zeta) d\zeta + \frac{V_0}{L} z \end{split}$$

ここで $G(z \mid \zeta)$ がGreen関数である。 ε は誘電率、V0は印加電圧にbuilt-in voltage = 1.5Vを加えたもの、Lはi-層の厚みである。

このGreen関数を超格子内のζの位置に存在する密度pのキャリアーから求めて積分す ることにより、位置zでの電界が求まる。まず、初期の光キャリアーができた時点の電界 分布をGreen関数で求め、次にその電界からある時間後のキャリアー分布をキャリアー輸 送の計算から求め、そのキャリアー分布による次の電界分布をGreen関数によって求める といったサイクルを繰り返すことにより、キャリアーがどのように移動して行くかが求 まる。時間の1区切りをあまり長くとると不正確になるのに加え、計算上の不安定性を さそうため、できるかぎり時間区切りは短いほうが望ましい。今回のシミュレーション においては時間区切り(tick)は10fsから100fsにとった。

図13に10% cm² photon density時(前節の実験の光パルス、1パルスあたりのphoton 数で、10³ W/cm²オーダーの光強度に相当)の弱励起光におけるシミュレーション結果を 示す。印加電圧は1Vの逆バイアスを加えた場合を想定してある。この結果より、図a)に あるように電子は十数ps以内に超格子部より正常に掃き出されていることがわかる。それ に対し、ホールは10psオーダーのトンネリング時間(1バリアー周期あたり)という遅い 移動時間を持っているため、数十ps経った後でもほとんどまったく元の分布のまま動かな いことがわかる(図b))。この残留ホールによって、通常、内部電界が影響を受けるので あるが、10% cm²程度のホール密度では図c)に示すように内部電位Φは時間的にはほとんど 変わらない。PL強度は電子とホールの両方が存在しないと出ないので図c)に10ps後の値を 示したように電子のsweep-outと共に急激に消える。すなわち、短周期超格子のように キャリアー掃き出し速度の速い超格子に電圧を印加した場合、急激にPLが光らなくなっ てくるというPLのQuenching現象を記述している。

上記に対し、強励起光下での状態を示したのが図14である。入射光強度は1光パ ルスあたり10¹¹/cm² photonで前節の光強度では10⁵ W/cm²オーダーの光強度に相当する。外 部印加電圧は図13と同様、1Vとしてある。図b)にあるように、電子の移動(図a))に よってホールとのCharge separationが進むにつれ、超格子内電位は大きく歪み、電子が進 もうとしている方向に対し電位がほとんど一定、すなわち、その微係数である電界がゼ ロに近くなり、電子がまったく加速されなくなって、その動きが止まってくる。これは、 ホールの移動が電子に比べ非常に遅いためにホールの分布が図13b)に示したように変わ らないためであり、そのような残留キャリアーによって超格子内部の電界が図14b)に示 されるようにスクリーニング(遮蔽)されたためである。この電子移動の停滞に伴ない、 PLはquenchせずに、より長時間にわたって図c)に示すように持続し、光電流も長時間に 渡ってゆっくりと掃き出される。すなわち、前節において述べられた実験結果をうまく 説明できている。PL再結合によるキャリアーの減少、および減速されたキャリアー掃き 出しによって、ある一定程度以下にキャリアー密度が減ると、空間電荷遮蔽効果が薄れ、 電界が再び強くなってくる。その時、キャリアー掃き出しはより加速され、ますます電 界遮蔽は破れてくるといった正帰還過程が働きだすようになる。従って、光電流は急激 に掃き出され、PLも同様に急激に消える。この現象は図11、12に示された実験事実 におけるnon-exponentialな急激なdecayをよく説明するものである。



I

図13 弱励起時におけるキャリアー分布 a) 電子密度 b) ホール密度

c) 電界分布とPL強度

Electron density (1/m²) 8.0 (1/m²) 9.0 (1/m²) 0.0 0.0 a) 0 ps 2 4 0.4 20 ps 10 0.2 20 40 60 80 0 SL period (depth) b) Electric potential (V) -0.5 Time after photo-excitation -1.0 0ps -1.5 2ps -2.0 4ps 6~20ps-Т 20 40 80 0 60 SL period 120x10²⁴ c) PL Intensity (a.u.) 80 2 ps 40 4 20 ps 0 80 0 20 40 60 SL period

図14 高励起光下でのキャリアー輸送 a) 電子分布の時間変化、b) 電位分布の時間変化、c) PL強度の時間変化

以上のように、キャリアー輸送特性におけるホールの遅さよりくる残留ホールによ る空間電荷遮蔽が、短周期超格子内における光吸収特性の劣化に重要な影響を及ぼして いることがわかった。このようなホールの遅さはトンネリング時における有効質量の重 さに起因しており、effective mass filteringとして知られている現象⁴⁵と共通点を持つもの である。上記より、短周期超格子における光吸収飽和特性を改善するにはホール掃き出 し速度を速めるため、その有効質量を軽くせねばならず、light-holeを使用したり、lightholeとheavy-holeとをmixingする等の工夫が必要となり、ごく最近の一部の文献⁴²において はMQW構造において歪み量子井戸を利用することにより、その解決が図られつつある。 ATRにおいても歪み超格子を利用してホール準位を変化させホール掃き出しを速める工 夫をしつつあるが、短周期超格子における歪みの導入は臨界膜圧の問題があり、非常に 難しい問題をかかえており、世界的に見てもほとんど成功した例がない。それに対し、 先頃、我々のグループではクラッド層にGraded buffer層を導入することにより、その解決 にめどを付け、短周期超格子において歪み超格子の導入に成功しつつあり、今後、同グ ループの冨永による報告書が刊行される予定であり、ひきつづくATR技術研究報告を参 照されたい。 第5章 短周期超格子における動的な空間電荷遮蔽に起因する物理現象

前章においては、短周期超格子内のキャリアー輸送において移動度の遅いホールが 超格子内に残留することによる空間電荷遮蔽が、キャリアー輸送を大きく阻害すること を述べた。本章では前章と同様な原因に起因するその他の現象について述べる。この現 象もこれまでまったく報告されたことの無い新しい現象であり、短周期超格子内におけ るキャリアー輸送に対する空間電荷遮蔽の寄与が重要であるという、別の側面からの発 見ともなっている。

5-1 PLの異常な遅れ現象

本節ではクラッドの無い短周期超格子における超短パルス光入射時の動的な空間電荷の影響について述べる。図15に実験に用いた素子の構造を示す。この素子は、前回のATR技術研究報告書²²⁾にあるようなAlGaAsクラッド部におけるホールpile-upによる空間電荷遮蔽効果を防ぐ意味で、i-層の超格子部を挟んでいるAlGaAsクラッド部を除き、i-GaAsのクラッドとしてある。この素子に430nm,1psの強い光パルスをp-cap側から入射したところ、図16に示すようなStreak Cameraの画像が観測された。この画像において横軸は波長軸、縦軸は時間軸である。画像中の発光パターンは左側より各々、室温における0.5V印加時の超格子subbandからのPL、GaAs部からのPL、励起レーザーの基本波長における光パルスである。本実験においてはps Mode-Locked Ti-Sapphireレーザーの基本波(860nm)のSHG光(430nm)を使用し、パルス幅0.6ps、82MHz繰り返し時の平均パワーは約2mW、e²スポットサイズは約30µmである。

明らかにGaAs部のPLがレーザーパルスで示される励起タイミングから遅れて出ており、かつ、超格子部のPL発光が終了した後でGaAs部PL発光が開始されていることがわかる。超格子部PLの寿命は1バリアーあたり数100fsの電子のsequential tunneling時間を考えると合う20~40psの値を各印加電圧で示した。PL発光のためには電子とホールの両方が存在することが必要なため、このPL寿命は超格子内から電子が掃き出された時間と考えることができる。なお、励起レーザーのタイミングと同時に超格子部からのPLが発光することから、430nmの光は十分、超格子部まで達していることが言える。Penetration-depthに少し矛盾があるように見えるが、実は0.6psの短時間パルス中に非常に高い光子密度があるため、p-cap側のGaAs部(計60nm)が強励起によってBleachingしているものと思われる。(事実、Substrate側の裏面をエッチングによって取り去ったGaAs部50nmの素子で透過光を見ると、十分に目視に足りるだけの光が観測される。)

これに対し、超格子部のPLが無くなってから発光が始まるGaAs部PL発光は図16b) に示されたように印加電圧を上げて行くとDelay値が短くなり、強度も弱くなって消えて 行く。(図中、+は順方向バイアス電圧を示す。本素子のBuilt-in voltageは1.50Vであった ので、+1.5Vの時に本素子はFlat-bandとなる。従って、図中、+0.9Vはflat-bandから見て少 しだけ逆方向に電界がかかっていることを示している。)GaAsからのPLは超格子部 ground state (e1-hh1基本遷移)によるPL発光が消えてから発光が始まっていることに注 意されたい。当初、このPLが観測されたときには超格子内を電子がsweep-outし、端点の



図15 クラッド部のない短周期超格子

,





図16 GaAsクラッド部からの異常に遅れたPL

a) ストリークカメラ画像

b) 超格子部PLとGaAsクラッド部PLの時間差とバイアス電圧依存性

n-電極側のGaAsクラッド部に到達してそこで発光するものと考えていた。ところが、以 下の事からこの仮説は正しくないことがわかった。まず、印加電圧を逆バイアス電圧を 強くしていくなら、電子のキャリアー輸送は増強されるため、GaAs部から発生するPLは より強くなるはずであるが、図16b)にあるようにまったく逆傾向となっている。この図 で、超格子部PLの強度が印加電圧の増加によってあまり弱くなっていないのに比べ、遅 れたGaAs部PLが極端に弱くなって行くことに注目されたい。(図では見やすさのため、 超格子部PLのbase-lineをシフトしてある。)加えて、この遅れたPLはflat-band近傍の低い バイアス電圧でしか発生しない。遅れたPLにはあまり温度依存性はなく、20K~300Kの温 度範囲でどこでも観測された。さらに、後に述べるように遅れたPLが観測されるために はある程度以上の励起光強度が必要であった。もし、電子のn-substrate 側への掃き出しに よってn-substrate側のGaAsクラッドで光るのなら、弱い励起光では、それなりに弱いPLで 遅れたPLが観測されるはずであるが、streak cameraのphoton-counting modeを用いてもまっ たくそのようなPLは観測されなかった。さらに、図15の素子はn-substrate基板上に作ら れているが、別にGaAs p-substrate上にp-i-nという順番で成長した素子にn-cap側から光を 入射し、電子を走行させると、この遅れたPLはまったく観測されない。また、i-層の超格 子部をただのBulkのGaAsにしたp-i-n構造をn-substrate上に作成してもまったく遅れたPLは 観測されない。上記、2つの場合、GaAs PLはi-層部PLとまったく同時に光る。

ſ

T

次に、前記の遅れたGaAs PLの強度の励起光強度依存性を測るとともに、同時に光 電流出力強度を観測した結果が図17である。このデーターは150Kで測ったものである が、150K以下の温度になるとGaAs p-cap層からのPLが励起と同時に瞬間的に光るように なってくる。図17a)の最初のピークがそれであり、低温化によってp-capにおける電子 寿命が増したためと考えられる。図a)における一番の要点は遅れたGaAs PLが図中、1mW 以下の励起光強度ではまったく観測されず、1.2mWのスレショルドを越えると急激に出現 することである。これをグラフ化したものが図b)である。図において、光電流出力値に注 目されたい。光強度を増して行くと光電流出力は比例して増加するはずであるが、1mW 以上の励起強度に対し、線形からずれて出力は小さくなっていき、それとともにGaAsの 遅れたPL強度が急激に立ち上がり始める。同時に超格子部PLも少しだけ増加していく。 この図より言えることは、超格子内部からキャリアー掃き出しが劣化するに伴ない、 GaAs PLの強度が増加しだすことであり、キャリアー密度の増加による空間電荷遮蔽によ る何等かのキャリアー輸送阻害過程が効いていることが暗示される。図中、1mWの光強 度は430nm時、約10¹²¹³/cm²のキャリアー密度に対応し、このような高キャリアー密度下 では残留ホールによる空間電荷遮蔽は十分ありえることである。

そこで、ホールによる空間電荷の寄与を検討してみる。このタイプの短周期超格子では電子のtunneling速度を評価するとホールと比べ、約100倍の差がある。そのため Charge separationによって電子のほとんどは光吸収後すぐにn-層近傍に到達する。これに対し、ホールはその時点では超格子内部に大部分が残留しており、空間電荷遮蔽による印加電界とは逆向きの合成電界ができる。図18は簡単な1次元Green関数によって∂関数的密度分布をしたHoleによる空間電荷が作るポテンシャルを示している。電子のほとんどが超格子中からなくなり、かつホールのTunneling速度が遅いため、ホールが動けなくて一ヵ所に留まった場合、ホール密度が十分高い(Estimationでは10¹¹⁻¹²/cm²オーダー)



図17 遅れたPLと光電流出力の励起光強度依存性



図18 ホールによる空間電荷による電界生成と印加電圧との合成電位

時、図18中のSPot.値が十分大きくなり、印加電圧との合成ポテンシャルとしてminimumを持つ状況を生じる。通常のBulk中ではホールもすぐ動いて、この電界を解消でき るのだが、超格子のバリアーに妨げられて、動けない。ここでi-層全体のCharge Neutrality を考えるなら、n-層近傍まで走った電子ならびにn-層からの電子の逆注入が起き、高速 に電子は超格子中を戻ってp-cap側のi-GaAs層に到達する。(図の左側がp-cap側に対 応。)光入射はp-cap側から行ない、430nmのperetration depthの短い光波長を使用している のでホール密度の空間分布はp-サイドに高い分布となっており、p-cap側のi-GaAs近傍で一 番高い。このため、p-cap側のi-GaAs部に合成電界のminimumがあり、逆注入された電子 はこの部分に溜まり、超格子部を抜けて来たホールと再結合することによりGaAs部PLが 遅れて見えるというわけである。

以上の仮説を摸式化したのが図19である。ここでminibandまたはsequential tunnelingによってBulk GaAs Conduction bandレベルよりも高い超格子内の準位を走って来た電 子は図19に示されたようにp-side GaAs中のより低い準位に落ちる。以上のことを裏付 けるもう一つの実験結果として、図20の150KでほぼFlat-band (順バイアス=1.5V)に近 い、1.4Vの電圧を印加した場合の結果を示す。ある程度高い温度ではflat-bias近くの電圧 ではパルス光励起後、遅れたGaAs部PL発光の終了後、長時間尾を引いたPL、すなわちEL



ł

図19 遅れたPLの発生機構(摸式図)



図20遅れたPLの ELとの接続

発光が観測される。これは光入射によって超格子内部の電界が空間電荷(ホールの残留) によって変化し、熱的に活性なキャリアーがクラッド部を越えてp-またはn-電極から注入 されるためであり、今回の素子ではクラッドがAlGaAsのように高くないため、容易に ちょっとした電界変化によって注入が起こることは明らかである。このELはflat-bandに近 接したバイアス電圧においては励起光を切っても観測された。すなわち、PLからELへの 接続が見られる。150Kの場合、Flat-Band近くでは熱的に励起された電子がBulk準位から 超格子Subbandに上がることができ、図19(4)のように走行する。その他、各温度で Flat-Band以上に順バイアスをかけても総てGaAs部ELのみが発光し、超格子部ELはまった く観測されない。すなわち、キャリアー注入においてもホールはバリアーによって超格 子内部に入れず、電子のみが図19(3)、(4)のように移動して来る。

この超格子中でのホールの走行遅れはEffective mass filtering⁴⁵⁾としても知られており、今回の遅れたPL発光もこのEffective mass filteringと空間電荷スクリーニング及び Charge Neutralityを保つための電子の逆注入(この場合も Effective mass filteringによる逆 走行時間の高速性が効いている。)が組み合わされた新しい現象ということができよう。 その他の実験結果として、GaAs部が無く、Al_{0.4}Ga_{0.6}Asクラッドである素子はGaAs部PLを 出さず、超格子部PLのみが遅れなく発光する。どちらのタイプの素子も光検出器の感度 を上げると、GaAs p-cap層からのPLが遅れなしに観測されるが、寿命は数ps以下と非常に 短く弱い。また波長もi-GaAs部PLに比べ、長波長にシフトしている。

以上の仮説を支持するもうひとつの証拠として、p-cap側のi-GaAs中にInGaAsによる Single quantum well (単一量子井戸, SQW)を一個だけ入れ、その他の構造はまったく同 じ素子を作成し、遅れたPLを観測すると、図21にあるように、p-cap側にあるInGaAs SQWからの遅れたPL成分が観測される。図中、InGaAs SQWのPLは一旦、励起光パルス と同時に光った後、減衰し、その後ふたたび遅れたPLとして強度を増す。このような現

- 32 -



図21p-cap側に挿入された InGaAs SQWからのPL発光

象は前記に述べたように強い励起光強度でのみ観測され、弱い励起ではSQWからのPLは 遅れ成分なしにまったく正常にdecayした。また、SQWからの遅れたPL発光は長波長側に シフトしていっており、これはQCSE効果を考えると、SQW部分にかかる電界が急激に大 きくなったことを表わしており、前記の遅れたPL発光のメカニズムに合致するものであ る。以上より、p-cap側に挿入されたSQWからのPLが遅れ成分を有することから、電子は 逆注入されていることが明らかである。

以上述べてきたように、この現象においても短周期超格子内においては残留ホール による空間電荷遮蔽がキャリアー輸送に大きな影響を与えることが見い出だされた。 第6章 まとめ

以上述べてきたように、高入射光強度下におけるWSL-SEEDに代表される短周期超 格子素子においては、キャリアーはAbove barrier stateを走るのではなくバリアー下の超格 子内をtunnelingによって走るため、厚いバリアー幅を持つQCSE型SEEDのようなMQW型 素子とは非常に異なる光吸収飽和現象がある。すなわち、残留ホールによる空間電荷遮 蔽による超格子内部の電界の減少を介して、光キャリアー走行に関して新規な物理現象 が見られる。これらの現象を実験的に確認し、理論的数値評価により裏付けを行なった。

Ť

ĩ

謝辞

本研究を進めるにあたり、その機会を与えていただきましたATR光電波通信研究所 社長の猪股氏に感謝いたします。

参考文献

1) D. A. B. Miller et al., IEEE J. Quantum Electron. **QE-21**, 1462 (1985)

2) D. A. B. Miller, Optical and Quantum Electronics 22, S61 (1990).

3) A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham and L. M. F. Chirovsky, IEEE J. Quantum electron., **QE-25**, 1928 (1989).

4) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, Phys. Rev., B 32, 1043 (1985).

5) G. H. Wannier, Rev. Mod. Phys., 34, 645 (1962).

6) E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett., 60, 2426 (1988).

7) J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, Phys. Rev. Lett., 60, 220 (1988).

8) K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Shigeta, and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L793 (1991).

9) K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. 30, L1542 (1991).

10) 川島 健児、 藤原 賢三、 細田 誠、 ATR技術研究報告 TR-O-0052 (1992).

11) 細田 誠、 川島 健児、 藤原 賢三、 渡辺 敏英、 信学技報 OQE92-115 (1992).

12) M. Hosoda, K. Kawashima, M. Inai, T. Yamamoto, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett., 62, 2754 (1993).

13) K. Kawashima, M. Hosoda, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett., 62, 184 (1993).

14) M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics*, (CLEO'93), CThS74 (Baltimore, Maryland, 1993).

15) M. Hosoda, K. Kawashima, K. Tominaga, and K. Fujiwara, Solid-State Electron. **37**, 847 (1994).

16) K. Tominaga, M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics*, (CLEO'94), CTuK40 (Anaheim, California, 1994).

17) K. Tominaga, M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett. 65, 141 (1994).

18) M. Hosoda, K. Kawashima, K. Tominaga, T. Watanabe, and K. Fujiwara, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 954 (1995).

19) A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cuningham, J. E. Henry, and W. Y. Jan, Appl. Phys. Lett. 57, 2315 (1990).

20) A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cuningham, and W. Y. Jan, IEEE J. Quantum Electron. 27, 2281 (1991).

21) A. Miller, C. B. Park, and P. LiKamWa, Appl. Phys. Lett. 60, 97 (1992).

· · .

22) 細田 誠、冨永 浩司、渡辺 敏英: ATR技術研究報告"ワニエ・シュタルク局在 効果を利用した半導体光素子、WSL-SEEDの動特性解析 [II]".

23) J. Bleuse, P. Voisin, M. Allovon and M. Quillec, Appl. Phys. Lett., 53, 2632 (1988).

24) I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, Appl. Phys. Lett. 55, 340 (1989).

25) H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. V. Klitzing, and K. Ploog, Appl. Phys. Lett. 56, 605 (1990).

26) G. R. Olbright, T. E. Zipperian, J. Klem, and G. R. Hadley, J. Opt. Soc. Am. B 8, 346 (1991).
27) A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, Appl. Phys. Lett. 52, 1419 (1988).

28) A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, J. M. Freund, G. D. Guth, R. E. Leibenguth, G. L. Przybylek, and L. E. Smith, Appl. Phys. Lett. **60**, 1809 (1992).

29) A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'Asaro, C. W. Tu, and D. A. B. Mliier, IEEE Photon. Technol. Lett. 1, 129 (1989).

30) S.Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, Phys. Rev. B 32, 6601 (1985).

31) S.Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, Adv. Phys. 38, 89 (1989).

32) D. S. Chemla, Phys. Today 46, [6], 46 (1993, June).

33) H-C. Lee, A. Kost, M. Kawase, A. Hariz, P. D. Dapkus, and E. M. Garmire, IEEE J. Quantum Electron. 24, 1581 (1988).

34) S. H. Park, J. F. Morhange, A. D. Jeffery, R. A. Morgan, A. C. Pirson, H. M. Gibbs, S. W. Koch, and N. Peygambarian, Appl. Phys. Lett. **52**, 1201 (1988).

35) *Quantum Semiconductor Structures*, C. Weisbuch, and B. Vinter, Academic Oress, (1991, San Diego), Chap. 16.

36) 超高速光エレクトロニクス、 末松、神谷 共編、 培風館 1991、 第4章 (山西 著)

37) G. D. Boyd, A. M. Fox, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'Asaro, J. M. Kuo, R. F. Kopf, and A. L. Lentine, Appl. Phys. Let.. **57**, 1843 (1843).

38) W.H.Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. 54,1306 (1985).

39) H. Schneider, and K. v. Klitzing, Phys. Rev. B 38, 6160 (1988).

40) K.Fujiwara Optical and Quantum Electronics 22, S99 (1990).

41) J. Feldmann, K. W. Goossen, D. A. B. Miller, A. M. Fox, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, Appl. Phys. Lett. **59**, 66 (1991)

42) I. K. Czajkowski, M. A. Gibbon, G. H. B. Thompson, P. D. Greene, A. D. Smith, and M. Silver,

Electron. Lett. 30, 900 (1994).

43) G. D. Boyd, J. A. Cavaillés, L. M. F. Chirovsky, and D. A. B. Miller, Appl. Phys. Lett. 63, 1715 (1993).

44) J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", 2nd Ed., (John Wiley and Sons, New York, 1975), Chap. 1.

45) F. Capasso, K. Mohammed, A. Y. Cho, R. Hull, and A. L. Hutchinson, Phys. Rev. Lett., 55 (1985) 1152.

· ` •