TR - 0 - 0052 29ワニエ・シュタルク局在現象を利用した 自己電気光学効果素子 川島健児 藤原賢三 細田誠

: .

1992. 10. 1

ATR光電波通信研究所

ワニエ・シュタルク局在現象を利用した 自己電気光学効果素子

川島健児 藤原賢三 細田誠

本研究では、半導体超格子のワニエ・シュタルク局在に起因する光吸収端 のブルーシフト機構、およびシュタルク階段準位による光吸収に着目し、これら の特長を生かした光双安定素子の試作と動作特性の評価をおこなった。その結果、 従来の自己電気光学効果素子に比べ、低挿入損失動作あるいは新しい機能を持っ た多重安定動作が得られた。 目 次

第1章 序論

第2章 自己電気光学効果素子(SEED)の概略および
 ワニエ・シュタルク局在の概念
 2-1 従来のSEED動作原理

2-2 超格子におけるワニエ・シュタルク局在の概略

1

2

7

3 1

第3章 ブルーシフト機構を利用した低挿入損失SEED
3-1 素子構造
3-2 電気光学的吸収特性
3-3 SEED動作特性

第4章 シュタルク階段準位光吸収による多重安定SEED
 4-1 電気光学的吸収特性
 4-2 2波長駆動対称-SEED
 4-3 パルス光励起対称-SEED

第5章 まとめ

 謝辞
 3 2

 参考文献
 3 3

第1章 序論

半導体は、現在の電子情報処理システムの基盤構成要素である電子デバイ スの重要な材料であるとともに、次世代の光情報処理システムにおいてもキーデ バイスを生み出す素材として注目されている。また、近年の半導体超薄膜作製技 術の進展によって、任意のポテンシャル構造を持った結晶が作製可能となり、従 来観測されなかった新しい非線形電気光学効果も検証されるようになった[1-3]。 特に多重量子井戸構造や超格子構造では、室温においても大きな電気光学的非線 形性が得られるため[4,5]、近年これらを用いた光素子の研究が盛んに行われてい る。

その中でも光双安定素子は、特に注目されているキーデバイスの候補であ る。代表的な例は、多重量子井戸構造における量子閉じ込めシュタルク効果(QC SE)によって生じる、フォトカレントー電圧特性の負性抵抗を利用した自己電気 光学効果素子(Self-electro-optic effect device: SEED)である[6]。さらに最 近では、超格子構造におけるワニエ・シュタルク局在現象に基づいた新奇な電気 光学特性を用いた、新しい機能と優れた特性を持った光双安定素子の研究も盛ん になっている[7-10]。

本報告では、このワニエ・シュタルク局在によって生じる光吸収端のブル ーシフト機構、およびシュタルク階段準位による光吸収に着目し、これらの特長 を生かした光双安定素子の試作と動作特性の評価をおこなう。まず第2章では、 超格子におけるワニエ・シュタルク局在の特長を、従来の多重量子井戸における 量子閉じ込めシュタルク効果との比較によって、簡単にまとめる。また同時に、 SEED動作原理の概略を述べる。続く章では、ワニエ・シュタルク局在の特徴を2 つに大別し、まず第3章において、ミニバンド幅60meV程度の超格子ダイオードで のブルーシフト機構の特徴を利用した低挿入損失SEEDについて述る。第4章では、 広いミニバンド幅(~140meV)の超格子におけるシュタルク階段準位を利用した 多重安定SEEDについて述べる。 第2章 自己電気光学素子(SEED)の概略およびワニエ・シュタルク局在の概念

2-1 従来のSEED動作原理

従来からのSEEDに用いられている、量子閉じ込めシュタルク効果(QCSE) [11]による光吸収スペクトルの変化を図2.1の模式図に示す。多重量子井戸では、 電界(F)が印加されるとQCSEによって、励起子共鳴に基づく光吸収ピークが低エ ネルギー側へ移動(レッドシフト)する。従って、無電界状態において励起子に 共鳴する波長の光を照射すると、多重量子井戸構造を含むp-i-nダイオードのフォ トカレントー電圧特性(PC-V特性)には、電界印加によってフォトカレントが減 少(光吸収が減少)する負性抵抗特性が得られる(図2.2(b))。D.A.B.Millerら は[6]、この負性抵抗特性を利用し、多重量子井戸ダイオードに抵抗とバイアス電 圧を直列に接続したSEED(Resistor-biased SEED:R-SEED)(図2.2(a))におい て光双安定動作を見いだした(図2.2(c))。R-SEEDの動作原理は、図2.2(b)の実 線で表されたp-i-nダイオードのPC-V特性曲線と、破線で示された抵抗の電流-電 F 特 性 線 か ら 描 か れ る 負 荷 線 図 を 用 い て 下 記 の よ う に 説 明 さ れ る 。 ダ イ オ ー ド に 照射する光強度が弱いとき(P1)、R-SEEDの動作点は交点Aで示されているように、 ダイオードの光吸収は弱い状態にある。光強度が増加し、ある臨界光強度P₃を越 えると動作点は交点Bを離れて、光吸収が強い状態B'へ移る。しかし、逆にダイオ ード照射強度を減少させたときには、臨界強度Psより低い光強度P2で低光吸収状 態(CからC')に復帰する。このようにしてSEEDでは、低電界における低透過状態



図1.1 量子閉じ込めシュタルク効果による吸収スペクトルの変化



ĩ

図2.2 抵抗バイアスSEED

(オフ状態)と、高電界における高透過状態(オン状態)という2つの安定状態 間でのスイッチング動作(双安定動作)が得られる。このQCSEに基づいたSEEDで は、現在までに多くの研究が進められ、共振器構造を用いたオン/オフ比の改善 [12]、量子井戸構造あるいは回路構成を改良した素子応答速度の高速化[13,14]、 そしてSEEDを組み合わせた論理回路[15]に関する報告が成されている。

しかし、QCSEによるレッドシフト機構では、照射光のエネルギーに対し光 吸収端が低エネルギー側に移動するため、高電界領域においても光吸収が残留す る(図2.1の破線矢印)。したがって、多重量子井戸SEEDではオン状態でも信号光 が吸収され、これが挿入損失となる。

2-2 超格子におけるワニエ・シュタルク局在の概念

一方、薄い障壁層を介して互いに結合している量子井戸、いわゆる超格子 では、その電界効果は多重量子井戸のものとは異なっている[1,4,16,17]。 図2. 3に超格子の伝導帯および価電子帯のエネルギーバンド構造、およびその電界によ る変化を示す。超格子においては、個々の量子井戸のエネルギー準位は波動関数 の共鳴トンネリングによってミニバンド(伝導帯ミニバンド幅:2△。,価電子帯 ミニバンド幅:2Δ h)を形成している(図2.3(a))。この超格子の積層方向に電 界を印加すると、共鳴トンネリング条件が崩れ波動関数は個々の量子井戸に局在 を始める。十分に強い電界の下では、各量子井戸に属する波動関数は個々の井戸 に強く局在し、エネルギーバンド構造は超格子のミニバンド状態から、本来の孤 立 量 子 井 戸 の レ ベ ル 状 態 に 復 元 さ れ る (図 2.3(c))。 こ の と き 光 学 的 吸 収 端 が 高 エネルギー側に Δ 。+ Δ ₁移動するブルーシフトが観測される。 この ワニエ・シュ タルク局在による光吸収スペクトルの変化を図2.4に示す。ブルーシフトが観察で きる波長領域の光をこの超格子ダイオードに照射すれば、電界の増加に対して光 吸収が減少するために、ダイオードのPC-V特性上に負性抵抗特性が得られる。こ のワニエ・シュタルク局在のブルーシフト機構がQCSEによるレッドシフト機構よ り優れている点は、ワニエ・シュタルク局在では光吸収端は電界が印加されると 高エネルギー側へ移動するため、光吸収端付近の光吸収は高電界領域で理想的に は消失する点である。したがって、この機構をSEEDに用いた場合、オン状態で極 めて高い透過率を有する光双安定素子の実現が期待される。

また、超格子におけるワニエ・シュタルク局在現象では、適度な電界強度 においては、波動関数は隣接した有限個の量子井戸に広がっている(図2.3(b))。 このような状態では個々の量子井戸において、隣接した量子井戸からしみだして 来た波動関数によって、等間隔に分離した複数のエネルギーレベル、いわゆるシ ュタルク階段準位(Stark-ladder levels)が観測される。次数nのシュタルク階



-- +

図2.3 超格子のエネルギーバンド構造とワニエ・シュタルク局在

-5-1

Photo current (Absorption)



Wavelength

図2.4 ワニエ・シュタルク局在による光吸収スペクトルの変化

段準位が観測されると言うことは、波動関数が隣接した(2n+1)個の井戸に広がっていることを示すもので、(2n+1)の量子可干渉性があると呼ばれる[18,19]。 このような高次の量子可干渉性は、トンネリング強度や結晶性の良さを指標でも ある。このシュタルク階段準位に基づく光吸収は、前述したブルーシフトととも に超格子の電気光学特性を決める重要な要因でもある。高次のシュタルク階段準 位による光吸収が大きい場合、ダイオードのPC-V特性は単純でなく複数の負性抵 抗領域を持つ事になる。従って、このような特性をSEEDに応用した場合には多重 安定動作[8]が期待できる。

これらの2種類の光変調機構(ブルーシフトとシュタルク階段準位)による吸収の変調深さは、超格子のミニバンド幅と密接に関連している。すでに我々は、様々なミニバンド幅構造においてワニエ・シュタルク局在による電気光学特性を調べ[20,21]、SEEDスイッチング特性とミニバンド幅の関連を明らかにした [22,23]。以下の章では、ワニエ・シュタルク局在の特徴であるブルーシフト機構 あるいはシュタルク階段準位による光吸収機構を利用したSEEDについて述べる。 第3章 ブルーシフト機構を利用した低挿入損失SEED

序論にて述べたように、ワニエ・シュタルク局在による光吸収の特徴のひ とつは光吸収端のブルーシフト機構がある[1,4]。本章では、このブルーシフト機 構が顕著に観測されるミニバンド幅60meV程度の超格子構造を用い[22]、透過型 SEEDの低挿入損失動作について述べる。

3-1 素子構造

図 3.1に透過型SEEDに用いたp-i-nダイオードの構造を示す。アンドープ超格子層を含んだp-i-n構造は、分子線エピタキシーによってn型GaAs基板上に成長した。0.2µmのn-GaAsバッファー層、1µmのn-Alo.4Gao.6Asクラッド層に続き、50nmのアンドープAlo.4Gao.6Asに挟まれた100周期のアンドープGaAs/AlAs (3.92 nm/0.86nm) 超格子を成長し、その上に0.2µmのp-Alo.4Gao.6Asクラッド層と10 nmのp-GaAsコンタクト層を成長した。



図3.1 透過型p-i-nダイオード構造

透過型素子のメサ構造を得るために、まずリフトオフによって200μmの円 形の窓を持つ800μmの矩形Au電極を形成し、その後フォトリソグラフィーとウェ ットエッチングによって、900μmの矩形パターンをnクラッド層までエッチングし た。続いて、ファブリ・ペロー干渉効果を低減するために、TiO₂/Al₂O₃/SiO₂から 成る無反射コーティングを行った。p側プロセスの終了後、メサダイオードをエポ キシ樹脂によってサファイア基板に張り付け、光学窓の下部のGaAs基板を選択エ ッチングによって取り除いた。

フォトカレントスペクトルは、分光されたハロゲンランプ光(NIKON, P250) を照射し、発生したフォトカレントをピコアンペアメーター(ADVANTEST, R8340A) を用いて測定した。またフォトカレント - 電圧(PC-V)特性および透過 - 電圧 (T-V)特性の測定には、光源として波長可変のチタン・サファイアーレーザーを 使用し、フォトカレントおよび透過光信号の受信にはピコアンペアメーターと光 パワーメター (ANRITU, ML910B)を用いた。

超格子の膜厚は、小角X線散乱方によって校正した。クローニッヒ・ペニ ーモデルの有効質量近似によって計算したこの超格子の伝導帯ミニバンド幅は約 60meVである。

3-2 電気光学的吸収特性

図3.2(a)に超格子p-i-nダイオードの各種印加電圧(V_b)でのフォトカレン トスペクトルを示す。ここでV_bの負の値は逆バイアス状態を示す。印加電界が弱 い状態では優勢なピークは見られず、超格子ミニバンドに特有なステップ状の吸 収スペクトルが観測される。逆バイアスが-8V程度になると双峰性のピークが現れ る。これらは局在後の重い正孔(0(hh))及び軽い正孔(0(1h))に関与した励起 子共鳴吸収によるものである。-8Vのバイアス電圧でのスペクトルと低電界状態 (+0.4V)でのスペクトルを比較すると、25meV程度の光吸収端のブルーシフトが 観測される。この実験値は、ブルーシフト幅の理論値(ミニバンド幅の半値;こ の試料では30meV)にほぼ一致している。さらに逆バイアスが高くなると、励起子 吸収ピークは低エネルギー側へシフトしていくが、これは孤立した量子井戸にお ける量子閉じこめシュタルク効果によるものである。

また、中間の電界領域ではシュタルク階段準位による2つの吸収ピークが 観測され、電界印加にともないレッドシフト(-1(hh))及びブルーシフト(+1(h h))している。図3.2(b)は、フォトカレントスペクトルに観測されるピークをバ イアスに対してプロットしたファンチャートである。実験による+1(hh)および-1 (hh)傾き(破線)はそれぞれ0.421、-0.461(meV/(kV/cm))である。理論的には シュタルク階段準位は、

 $E(n) = E_0 \pm neFD$

で与えられる[24]。ここで、E₀は孤立した量子井戸の固有エネルギー, Fは電界, Dは超格子の周期, n=0, ±1, ±2, ···である(図2.3参照)。この試料ではn=±1の 傾きは ±0.478 (meV/(kV/cm)) である。理論値と実験値はよく一致しており、図 3.2にみられる光吸収がワニエ・シュタルク局在現象によるものであることが確認



できる。この試料では、第4章にて議論する試料に比べてミニバンド幅が狭いために、次数n=1以上のシュタルク階段準位は観測されていない。

図 3.3(a)および(b)は、図 3.2においてブルーシフトが観測される波長領域 での、T-V特性およびPC-V特性である。透過率を見積もるために、17Kで測定した 光吸収スペクトルにおいて光吸収端より充分長波長での透過光信号レベルを透過 率100%とした。ここで試料表面の反射は無視した。なお、無反射コーティングに よって除去できなかったわずかなFabry-Perot干渉パターンは、透過率100%レベル の設定の際に誤差を生じる。このため本実験では、素子のオン状態での透過率の 読みとり値が、下限値となるような信号レベルを選択した。

図3.3(a)あるいは(b)において、照射光が長波長になると、超格子の光吸収 振動子強度が弱くなるために、透過光強度は強くなり(図(a))、逆にフォトカレ ント信号は弱くなる(図(b))。また図3.3(a)のT-V特性における凹部あるいは変 曲点は、図3.3(b)のPC-V特性における凸部あるいは変曲点に明確に対応している。 これらのことはフォトカレントスペクトルが光吸収特性を良く反映していること を示している。またT-V特性に見られる透過率の極小点(あるいはPC-V特性上の極 大点)は、図3.2のフォトカレントスペクトルとの対応によって、n=-1次のシュタ ルク階段準位によるものであることがわかる。

照射光波長が短い場合(図3.3の曲線1および2)は、T-V特性において逆バ イアス電圧の増加に伴い、初期(0>V_b>-2)にはT-V曲線に平坦部が見られるが、 その後透過光信号強度は強くなり(V_b>-4)、さらに高電界では逆に透過率は減少 していく。初期の平坦な特性は、ブルーシフトによる透過率の増加とシュタルク 階段準位による透過率の減少とが均衡するために生じている。その後の透過率の 増加は、シュタルク階段準位による共鳴状態を過ぎて、ブルーシフトの効果が優 勢に現れたものである。続いて生じる透過率の減少は、照射波長が局在励起子ピ ークに近く、ブルーシフトにより透過率が増加した直後から、局在励起子ピーク のQCSEによるレッドシフトによって光吸収の再増加が生じるためである。一方、 図 3.3(a)の曲線3で示した780nmの照射波長では、ブルーシフトによる光吸収の減 少が充分大きく、かつシュタルク階段準位による光吸収変調が比較的少ないため、 ほぼ単調に透過率が増加している。その結果、この試料において最も大きな透過 率の変調深さ(~23%)が得られている。また照射光波長が長い場合、T-V特性の 曲線4,5で示されように、逆バイアス-5V付近でシュタルク階段準位による共鳴吸 収によって透過率の極小点が現れる。さらに逆バイアスが強くなると、シュタル ク階段準位との共鳴がずれるとともに、シュタルク階段準位自身の振動子強度も 小さくなるために、透過率は上昇する。その結果、照射波長785nm、逆バイアス-15Vにおいて、93%以上の高い透過率が得られている。



図 3.3 ミニバンド幅60meVの試料の(a) T-V特性,(b) PC-V特性

図3.3(a)と(b)に見られるように、T-V特性とPC-V特性とは、原理的にはミ ラー対称的な特性を示すが、極めて高い電界領域ではこの対称性がずれる。これ は厳密にはフォトカレント信号強度が、光吸収と電荷伝導との2つの機構によっ て決定されるためである。例えば、極めて高電界では、取り出される電流成分の なかで拡散電流が比較的大きくなり、図3.3(b)曲線4,5に見られるような、高電界 でのフォトカレントの増大を導く。

3-3 SEED素子特性

第2節に示した超格子p-i-nダイオードを用い、負荷抵抗430kΩ, 逆バイア ス電圧23Vを直列に接続した抵抗バイアスSEED(R-SEED:第2章図2.2参照)の双 安定特性を図3.4に示す。入力信号光の最大値は約0.2mVで、3種類の照射波長にお けるスイッチング特性が示されている。図3.4(a)および(b)に示した透過光および フォトカレント信号は、同一実験系において同時に測定されたものである。それ ぞれの照射波長において、素子をオンおよびオフするためのスイッチングに必要 な入力信号強度は、透過光双安定特性とフォトカレント双安定特性において明瞭 に一致している。



図 3.4 抵抗バイアス SEEDの 双安定特性

双安定特性の照射波長依存性は、図3.3に示したPC-VおよびT-V特性に負荷 抵抗特性を描いた負荷線図によって解釈できる。図3.4において照射波長が長くな ると、スイッチング(オンおよびオフ)に要する入力信号強度は増加している。 これは長波長側では光吸収振動子強度が低下し、フォトカレント強度が減少する ためである。785nmの照射波長においては、n=-1のシュタルク階段準位によるPC-V特性の変調によって、オン状態およびオフ状態にそれぞれステップ状のスイッチ ング特性が見られる。照射波長780nmでは、図3.3に示した比較的単調で大きな負 性抵抗に対応して、単純で大きなヒステリシス曲線が得られている。

R-SEED双安定特性では、オンおよびオフ状態とも入力光の強度に対応して 変化する。そこでより優れた双安定特性と機能が期待できる対称SEED(Symmetri c-SEED:S-SEED)素子が提案された[25]。S-SEEDは、抵抗に代えて第2のダイオー ドを用い、個々のダイオードに同一光源から分割した2本の光によってバイアス 光を与え、一方のダイオードに照射する制御光強度によって他方のダイオードを スイッチングさせるものである。このS-SEED構成の採用によって、オンおよびオ フ状態の平坦化と、さらに光源強度のゆらぎに対するスイッチング特性の安定化 が実証された。このような素子特性の改善は、ワニエ・シュタルク局在を用いた SEEDでも同様に可能である。

図3.5に我々の超格子ダイオードを用いた透過型のS-SEED回路図と、バイアス電圧13V、照射波長780nmでの動作を解析するための負荷線図を示す。図中の下部の実線は透過型ダイオード(D₁)のPC-V特性、上部の実線はT-V特性を示している。また2本の破線は、異なる照射強度における電圧制御用ダイオード(D₂)のPC-V特性を示している。図3.3でも述べたように、この試料では波長780nmにおいてPC-V特性上の大きな負性抵抗に対応して、T-V特性上に最大の変調深さ58%~81%が得られている。

動作原理はQCSEを用いたS-SEEDと同様に次のように説明できる。ダイオー ドD2の照射強度が弱い状態では、光生成電荷量がダイオードD1に比べ少ないため D2高インピーダンス状態となり、一方ダイオードD1は低インピーダンス状態にあ る。ダイオードD2の光入力強度が増加し、発生するフォトカレントが図3.5の破線 P2¹を越えると、光生成電荷量のバランスが逆転し、ダイオードD2は低インピーダ ンス状態へ、ダイオードD1は高インピーダンス状態へ移る。つまり動作点はA1か らA'へスイッチングする。逆にダイオードD2の入力光が減少する時は、破線P2°に 対応する光強度まで動作点A'を保持して、その後動作点B'に復帰する。従ってダ イオードD1は、図3.5のT-V特性のオンおよびオフ状態で示した2つの安定領域の みで動作し、透過光信号強度は双安定特性を示す。



Ĭ

図 3.5 対称 SEED 回路図と負荷線図



図 3.6 低 挿入 損 失 SEED 双 安 定 特 性

図3.6はダイオードD1からの透過光を、ダイオードD2への制御光強度に対し てプロットしたものである。波長が780nmの場合、図3.5の負荷線図で示したよう にオン状態で81%、オフ状態で58%の明確な双安定特性が得られている。このよう な透過率が高い状態で比較的大きな変調深さが得られるのは、ブルーシフト機構 によるためである。さらに長波長の785nmの光を用いた場合は、図3.3のT-V特性で 示されたように、変調深さは小さくなっているが、より高いオン状態が得られて いる。またこの785nmの波長では素子がスイッチ・オフする付近で付加的な小さい ヒステリシス曲線が見られる。これは図3.3のPC-V特性に見られたように、長波長 の光では、シュタルク階段準位による光吸収変調が比較的顕著になったためであ る。このような付加的な光吸収変調を利用したSEEDに関しては次章において記述 する。



図3.7 透過光変調深さ(オン/オフ比)の超格子膜厚依存性

双安定特性のオン状態とオフ状態の吸収係数は一般的な式、I/I₀=exp(-α d)を用いて求めることができる。ここでdは超格子の厚み(0.39µm)、I/I₀は反 射による損失等を無視した場合の透過率である。780nmの波長ではオンおよびオフ 状態での吸収係数はそれぞれ5400cm⁻¹および14100cm⁻¹である。また785nmでは19 00cm⁻¹(オン)、6300cm⁻¹(オフ)である。図3.7は透過率を超格子の厚みに対し てプロットしたもので、2本の破線と2本の点線は、本実験で用いた超格子の厚 みを変化させたときの透過率の計算値である。我々の超格子SEEDのオンおよびオ フ状態での変調深さは、破線a(照射波長780nm)および点線b(785nm)で示され ている。比較のために従来のQCSE-S-SEEDの変調特性[25]を一点鎖線cで示す。こ れによれば、本実験で用いた超格子p-i-nダイオードの膜厚を厚くすれば、従来の SEEDと同程度の変調深さを持ちながら、より高い透過率を有するSEEDが実現でき ると考えられる。

A.L.Lentineら[26]によれば、S-SEEDを用いて最適な論理回路を作製するためには、個々のダイオードのオン状態とオフ状態での吸収係数の変調比が5以上であることが望ましい。しかし、QCSEによる光吸収端のレッドシフト機構を用いた

SEEDでは、オン状態でも比較的大きな光吸収が残留し(例えば図3.7で示したα= 14000cm⁻¹)、2以上の吸収係数の変調比を得ることは困難である。一方、超格子 を用いたSEEDでは、超格子の厚みと照射波長の調整によって高い透過率を保持し てオン/オフ比を改善できることが期待できる。我々の実験においては、長波長 領域にて3以上の光吸収変調深さを実現している。また、このように透過率の高い 領域でスイッチングする特性は、オン状態信号を損失なく次段の素子に伝達でき ることを示唆している。つまりQCSE-SEEDに比べ挿入損失の少ないSEEDが実現可能 となる[27]。従って、超格子のワニエ・シュタルク局在現象は、SEEDを用いた光 論理回路あるいは縦方向集積光素子の高性能化にとって有用であると考えられる。 第4章 シュタルク階段準位光吸収による多重安定SEED

ワニエ・シュタルク局在における光吸収特性の特徴のひとつは、第3章に て述べた、低挿入損失SEEDの高透過状態スイッチングを可能にした吸収端のブル ーシフトであり、もうひとつはPC-V特性に複数の負性抵抗領域をもたらすシュタ ルク階段準位による光吸収機構である。本章では、シュタルク階段準位による多 重の負性抵抗特性を利用した、新しい機能を有する多重安定素子について報告す る。

4-1 電気光学的吸収特性

シュタルク階段準位による光吸収変調を大きくするために、ミニバンド幅 の広い超格子構造を用いた。このために、第3章図3.1に示したものと同様の素子 構造において、GaAs/A1As超格子に5.7Åの薄い障壁層を用いた。図4.1はこの超格 子ダイオードの室温でのフォトカレントスペクトルを様々な電界において測定し たものである。図3.2のフォトカレントスペクトルと同様に、フラットバンドに近 い状態ではステップ状の吸収スペクトルを示し、高電界領域では光吸収端がブル ーシフトしながらn=0で記されたピーク状の吸収スペクトルに移っている。図4.1 において注目すべき点は、図3.2に比べて、ミニバンド幅の広さに対応してブルー シフト幅が大きくなり、さらに高次のシュタルク階段準位による吸収ピークも明 確に観測されていることである。

シュタルク階段準位による光吸収特性と、その波長依存性を明らかにする ため、図中の点線で示した4種類の波長におけるPC-V特性を図4.2に示す。図3.3 (b)に比べ、複数の高次のシュタルク階段準位によるピークが観測され、これに付 随して負性抵抗領域が複数観測される。このような特性を利用すれば個々の負性 抵抗領域に対応して複数の双安定領域を持ったSEED素子が作製できる[8]。

図4.3はこの超格子ダイオードに負荷抵抗5MΩ, 逆バイアス26Vを接続した R-SEEDを波長783nmの光で駆動したときの負荷線図(a)とフォトカレントの双安 定特性(b)を示したものである[23]。図4.3(a)の実線はダイオードのPC-V特性、 破線は負荷抵抗特性線を示している。少なくともn=-5までのシュタルク階段準位 による光吸収ピークが観測され、そのうちn=-4までの各ピークの高電界側では負 性抵抗特性が観測されている。ダイオードへの入射光強度が変化し、各負性抵抗 領域と負荷抵抗特性線との交点が順次移り変わることに対応して、双安定特性が 得られている。図4.3(b)では、3つ以上の双安定領域を持った多重安定動作が検 証され、各双安定特性と負性抵抗領域の対応は矢印で示されている。



- 7

- 19 -

; ;



図4.3 抵抗バイアスSEED (a)負荷線図(b)多重安定特性

4-2 2波長駆動S-SEED

S-SEEDの動作原理は2つのダイオード間の電圧スイッチングであり、その 動作電圧は第3章図3.5で示したような負荷線図上の交点できまる。つまり、その 動作特性は各ダイオードのPC-V特性に依存している。例えば、共鳴波長の異なる 2種類のダイオードから構成された2波長駆動非対称SEEDでは、個々のダイオー ドが2種類の光に対して異なるPC-V特性を示すため、従来のS-SEEDにはない新し い機能が検証された[27]。さて、超格子のワニエ・シュタルク局在では、図4.2に 示したように、超格子構造は同じであっても、そのPC-V特性は照射波長によって 大きく変化する。そこで、同じ超格子構造を有する2つのp-i-nダイオード(信号 ダイオード:SL1,制御ダイオード:SL2)からなるS-SEEDを2種類の波長で駆動 する2波長駆動S-SEED(図4.4)を提案し、PC-V特性の制御性を利用した新奇な S-SEED動作特性を明らかにする。

図4.5は、信号光および制御光ともに770nmの光をもちい、電圧Vs=15Vでバ イアスした場合のS-SEED動作を解析するための負荷線図を示す。2本の実線は信号 ダイオードのPC-V特性(図中下部)とT-V特性(図中上部)である。破線は異なる 照射強度(P1<P2)での制御ダイオードのPC-V特性である。ダイオードSL1とSL2に かかるバイアス電圧Vs1およびVs2は、それぞれは図中の水平軸および-Vs-Vs1で与 えられる。この負荷線図に従えば、制御光強度がP2を越えると2つのダイオード のI-V特性の交点はA'のみとなり、動作点はAからA'へ移る。また逆に制御光強度 がP1以下になると、動作点はBからB'へスイッチする。従って信号ダイオードSL1 は、低電界領域(A~B')と高電界領域(A'~B)の2つの安定状態間でスイッチ ングする。この結果、図4.7(a)に示した双安定特性が得られる。

つぎに、制御光波長に入₂=781nmの長波長の光を用いた場合の負荷線図を 図4.6に示す。信号光波長とバイアス電圧は図4.4と同条件で、入ュ=770nm, Vs=15Vである。図4.6(a)の実線は信号ダイオードのPC-V特性、破線は異なる照射 強度(P₁<P₂<P₃<P₄)での制御ダイオードのPC-V特性である。図(b)は信号ダイオ ードのT-V特性である。制御光波長に長波長の光を用いたために、図4.4のPC-V特 性に比べ、シュタルク階段準位による光吸収変調が顕著になっている。従って、 図4.4に比べ負荷線図により多くの交点を見いだすことができる。例えば、制御光 強度がP₃を越えた場合にも、さらに2つの安定動作点(A'とB')が存在している。 その結果、制御光強度が増加していき、最初の臨界強度P₃を越えると動作点は、 AからA'に移り、さらに光強度がP₄を越えると動作点はBからB'へと移る。逆に、 制御光強度を減少させたときも、中間の安定状態を経由することがわかる。つま り信号ダイオードSL1は低電界領域(D'~A),中間電界領域(D~C'~A'~B)お よび高電界領域(C~B')の3つの安定領域をスイッチングし、それぞれに対応す



図 4.4 2 波 長 駆 動 S-SEED 構 成 図



図 4.5 2 波長駆動 S-SEED 負荷線図 (λ1,λ2=770nm)



図 4.6 2 波 長 駆 動 S-SEED 負 荷 線 図 (λ₁=770, λ₂=781nm)



図4.7 波長による動作特性の選択機能

る透過光強度を出力する(図4.6(b))。その結果図4.7(b)に示した3重安定特性が得られる。この3つの安定状態の透過光強度比は1.3:1.15:1である。さらに負荷線図を用いた同様な解析から、バイアス電圧の変化によっても2つのダイオードのPC-V特性上の交点を調整できることがわかる。

このようなワニエ・シュタルク局在を用いた2波長駆動S-SEEDは、次のような長所を持っている。まず、従来のQCSEを用いた多重安定SEED[29]に比べて、より簡単な構成で多重安定動作が得られること、さらに照射波長あるいはバイアス電圧による双安定あるいは3重安定などの動作特性の選択機能を有する点である[30]。

4-3 パルス光励起S-SEED

第4章2節に示した様に、2波長機能S-SEEDをλ₂=770nmで制御した場合、 最初の安定動作点(図4.5交点A)を離れると、残る安定動作点はひとつ(A')だ けであった。したがって、素子は単純な双安定動作を示した。しかし、同様の回 路構成において制御光強度を下げた場合の負荷線図では、さらに多くの交点を見 いだすことができる。

図4.8は信号光、制御光ともに770nm、バイアス電圧13.5Vを用いた場合のS-SEED(図4.9のダイオードD₁およびD₂からなるS-SEED)の負荷線図である。図下



図 4.8 パルス 光励起 S-SEEDの 負荷線図

部の実線は信号強度P₁[®]でのダイオードD₁のPC-V特性、2本の破線は異なる光強度 (P₂[®] <P₂¹)での制御ダイオードD₂のPC-V特性である。図上部はダイオードD₁の T-V特性である。制御ダイオードへの光強度がP₂[®]のとき、A, B, Cで示したように、 3 つの安定動作点(5 つの交点の中で2 つは不安定点であることはRef.6により明 かである)が存在している。初期の安定状態をAとした場合、動作点をA以外に移 すためには制御光強度をP₂¹以上にする必要がある。しかし、この時には中間の交 点Cは消失し残る安定点はBだけとなり、素子は双安定動作を示した。 しかしながら下記のような考察によって、交点Cは安定に動作し得ることが 推定できる。まずSEEDが交点Cの状態で動作している時に、ゆらぎによってダイオ ードD1(D2)にかかるバイアス電圧が減少(増加)したと仮定する。つまり負荷 線図で交点Cが右側へ微動したと仮定する。この時ダイオードD1(D2)では、シュ タルク階段準位による光吸収共鳴状態からずれるために(近づくために)光生成 電流が減少(増加)する。つまりダイオードD1およびD2はそれぞれ高インピーダ ンス状態および低インピーダンス状態に近づく。その結果、ダイオードD1(D2) にかかる電圧は増加(減少)し、最初の仮定を打ち消す。従って交点Cは安定動作 点であることがわかる。しかし2波長駆動S-SEEDで示したように、従来からのcw 光による制御ではこのC点に基づく安定動作は観測されず、このような意味におい て交点Cを準安定点と呼ぶ。準安定点の存在は、図4.7(a)に示した双安定特性にお いて、そのヒステリシス曲線内にもうひとつの安定準位が隠されていることを示 唆している。

ここで、S-SEEDのスイッチング過程を、制御光によって発生する電荷量に 着目し考察する。スイッチングに必要な光生成電荷量が制御できるパルス光励起 S-SEEDを図4.9に示す。光源は4分割され、その内2本はバイアス光を兼ねたcwの 信号光(S₁およびS₂)となり、他の2本はA/Oモジュレータによってパルス状の制 御光(C₁およびC₂)となる。はじめに信号光S₁およびS₂の強度を図4.8のP₁°およ びP₂°に調整する。制御光パルスC₂によってダイオードD₂で発生するフォトカレン トが、ある値(図4.8破線P₂¹)を越えるとD₂で発生した光電荷はダイオードD₁へ 流れ出し、SEED回路に流れる電流が一定になるように(つまり負荷線上の新しい 交点を求めて)2つのダイオード間で電圧の再分配が行われる。新しい電圧配分 に落ちつくまでの間、ダイオードD₁あるいはD₂にかかる電圧は連続的に変化し、 その過渡状態において必ず準安定状態に対応した電界領域を通過する。従って、 準安定状態に対応した電圧再分配に必要なだけの電荷を生じる短パルス光を照射 すれば、このSEED回路は準安定状態に基づいた中間状態にスイッチングすると考 えられる[31]。

図4.10は信号光S1およびS2の強度を同程度(図4.8のP1°およびP2°)に調節 し、パルス幅20μmのパルス列で制御したときのスイッチング特性を示している。 図下部の2本のトレースはC1およびC2パルスのタイミングで、上部のトレース S1°^{UT}およびS2°^{UT}はダイオードD1およびD2からの透過信号光を示している。最初 のC2パルスによってダイオードD1は低透過状態(状態0)から中間の透過状態(状 態1)にスイッチングしている。ダイオードD1が中間状態にある時に、さらに連続 してC2パルスを与えるとダイオードD1は高透過状態(状態2)へ移る。この3つの 状態における透過率の変化は、図4.8に示したT-V特性上の3つの安定領域に対応



1

図 4.9 パルス光励起S-SEED光学系



図 4.10 3 安 定 状 態 間 スイ ッチング

しており、状態1は準安定状態に起因していることがわかる。つまり、この3状態間のスイッチングは、図4.7(a)のヒステリシス曲線の中の隠された安定状態を経由したものである。

また、S-SEED回路の対称性によって、逆のダイオードに制御パルスを与え ても同様なスイッチングが可能である。つまりダイオードD1にC1パルスを照射す る事によって、D1は高透過状態から中間状態へ(状態2から状態1へ)、さらに中 間状態から低透過状態へ(状態1から状態0へ)スイッチングする。この結果、 S1^{0 UT}のトレースに見られるようなパルス光による加算機能および減算機能が得ら れている。このS-SEED回路の対称性は、S1^{0 UT}とS2^{0 UT}との対称性にも明らかに反 映されている。



図4.11 供給電荷量とスイッチング特性



ĩ

図 4.12 4 安 定 準 位 間 の ス イ ッ チ ン グ 特 性

図4.11は、電荷量によるスイッチング特性の制御性を検証するために、1 パルスで状態0から状態1(○印)および状態0から状態2(●印)へ、スイッチン グするのに必要な最小パルスの高さをパルス幅に対してプロットしたものである。 パルスによる生成電荷量は、パルス高(P_h)とパルス幅(P_{*})の積に比例し、状態 0から状態1および状態0から状態2へスイッチングするのに必要な最小電荷量は、 △印および▲印で表される。このように各状態へのスイッチングに要する電荷量 は、それぞれ一定の値であることが検証された。

第4章2節で述べた2波長駆動S-SEEDと同様に、このパルス光励起S-SEED においてもバイアス電圧の変化によってもその負荷線図上の動作点は変化し、素 子動作特性も変わってくる。図4.12は同じパルス光励起S-SEED回路においてバイ アスを10.2V、照射波長770nmとしたときのダイオードD₁の出力を示したものであ る。この場合は4つの安定状態が観測できる。まずC₂パルスによる光生成電荷量 が比較的少ないとき、C₂パルス列によってダイオードD₁は状態0から状態1を経由 し状態3に移る(図4.12上図)。一方、C₂パルス強度が比較的高い場合、C₂パルス 列によってダイオードD₁は状態0から状態2を経由し状態3にスイッチングする(中 図)。C₁パルスによる逆のリセット動作も図4.12中図および下図に示されている。 これらの結果は、パルス光励起S-SEEDが、光加算/減算器、多値論理素子あるい はしきい値素子への応用に適している事を示している。

短パルス光によるS-SEED制御は下記の様な特長を持っている。まず3 安定 状態間のスイッチングが正のパルス光のみで実現できること、つぎに、cw光では 観測できなかった準安定状態にも遷移できるため多重安定をより容易に得られる こと、そしてパルス光による生成電荷量を調整することで動作特性が選択できる ことである。そして、これらの特長は、回路構成を複雑にする事にとって得られ たのではなく、2 波長駆動S-SEEDと同様に、従来の双安定素子と同じ簡単な回路 ににおいて実現されている。このことは、新しい機能をもたらす機構が、p-i-nダ イオード内の超格子に内在されていることを示し、超格子におけるワニエ・シュ タルク局在が、新しい機能を持った次世代光素子の実現にとって、有用である事 を示している。 第5章 まとめ

GaAs/AlAs超格子におけるワニエ・シュタルク局在現象を利用した透過型自 己電気光学的素子(SEED)を作製し、その動作特性を調べた。ミニバンド幅 60meV程度の超格子における光吸収端のブルーシフト機構を利用したSEEDでは、高 い透過率状態でスイッチングが可能な低挿入損失特性が検証された。一方、広い ミニバンド幅(~140meV)を有する超格子を用い、シュタルク階段準位による光 吸収変調を利用したSEEDでは、簡単な回路構成において多重安定動作が得られた。 この多重安定SEEDを2波長で駆動した2波長駆動対称SEEDの場合、照射波長によ る動作特性(双安定あるいは3重安定)の選択機能が実証された。また多重安定 SEEDを短パルス光で制御したパルス光励起対称SEEDの場合、従来のcw光では遷位 できなかった準安定状態を観測するとともに、パルス光列による加算、減算機能 を示す3安定状態間のスイッチングが実証された。

このようなSEED動作は、従来の多重量子井戸を用いたSEEDと同様の簡単な 回路において実現されており、超格子構造における新奇な電気光学特性に起因し ているものである。このことは、超格子におけるワニエ・シュタルク局在が、新 しい機能を持った次世代光素子の実現にとって、極めて有用であることを示して いる。 本研究の遂行に際し常にご指導を賜り、また幾多の便宜を図っていただき ました古濱洋治社長、小林規矩男前室長(現:NHK技研)、渡辺敏英室長に感謝い たします。また、結晶成長におきまして多大のご協力をいただいました山本悌二 氏、稲井誠氏をはじめとする材料グループの方々に感謝いたします。最後に、日 頃有益な討論をしていただきました通信デバイス研究室の方々に感謝いたします。

K

参考文献

第1章

- [1] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. 60, 2426 (1988)
- [2] K. Fujiwara, Optical and Quantum Electronics, 22, S99 (1990)
- [3] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard,
 W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, Phys. Rev., B32, 1042 (1985)
- [4] K. Fujiwara, Jpn. J. Appl. Phys. 28 L1718 (1989).
- [5] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and
 W. Wiegmann, IEEE J.Quantum Electron. QE-20, 265 (1985).
- [6] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, T. H. Wood, C. A. Burrus, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, IEEE J.Quantum Electron. QE-21, 1462 (1985).
- [7] 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 (1990).
- [8] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K. Ploog, Appl. Phys. Lett. 56, 605 (1990).
- [9] K-K. Law, R. H. Yan, L. A. Coldren, and J. L. Merz, Appl. Phys. Lett. 57, 13 (1990).
- [10] G. R. Olbright, T. E. Zipperian, J. Klem, and G. R. Hardley, J. Opt. Soc. Am. B-8, 346 (1991)

第2章

- [11] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard,
 W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, Phys. Rev. Lett. 53, 2173 (1984).
- [12] B. Pezeshki, D. Thomas, and J. S. Harris, Jr., Appl. Phys. Lett. 58, 813 (1991).
- [13] R. A. Morgan, M. T. Asom, L. M. F. Chriovsky, M. W. Focht, K. G. Glogovsky, G. D. Guth, G. J. Przybylek, L. E. Smith, and K. W. Goossen, Appl. Phys. Lett. 59, 1049 (1991).

- [14] L. A. Lentine, L. M. F. Chriovsky, M. W. Focht, J. M. Freund, G. D. Guth, R. E. Leibenguth, G. J. Przybylek, and L. E. Smith, Appl. Phys. Lett. 60, 1809 (1992).
- [15] L. A. Lentine, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, L. M. F. Chirovsky, and L. A. D'Asaro, IEEE J.Quantum Electron. QE-29, 2153 (1990).; L. A. Lentine, T. J. Cloonam, and F. B. McCormick, Optical and Quantum Electronics, 24, S443 (1992)
- [16] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny, Phys. Rev. Lett. 61, 1639 (1988).
- [17] K. Fujiwara, H. Schneider, R. Cingolani and K. Ploog, Solid. State. Commun. 72, 935 (1989).
- [18] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Appl. Phys. Lett. 56, 2545 (1990).
- [19] F. Agullo-Rueda, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. B40, 1357 (1989).
- [20] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. 30, L793 (1991).
- [21] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, submitted to Phys. Rev.
- [22] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. 30, L1542 (1991).
- [23] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta and K. Kobayashi, Surf. Sci. 267, 643 (1992).

第3章

- [24] J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, Phys. Rev. Lett. 60, 20 (1988).
- [25] L. A. 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).
- [26] L. A. Lentine, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, and L. A. D'Asaro, IEEE J.Quantum Electron. QE-27, 2431 (1991).
- [27] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. (1992).

第4章

- [28] K. Kawashima, K. Fujiwara, K. Kobayashi, and N. Sano, Jpn. J. Appl. Phys. 31, L214 (1992).
- [29] L. A. Lentine, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, IEEE J.Quantum Electron. QE-25, 1921 (1989).
- [30] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, Appl. Phys. Lett. 52, 1679 (1992).
- [31] K. Kawashima, K. Fujiwara, and M. Hosoda, submitted to Appl. Phys. Lett.