

# ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸による青-紫光波帯光変調器の開発

阿部 友紀

鳥取大学工学研究科情報エレクトロニクス専攻

Development of Blue-Violet Optical Modulators  
using ZnSe/ZnMgSSe Asymmetric Coupled Quantum Wells

Tomoki Abe

Department of Information and Electronics, The Graduate School of Engineering,  
Tottori University, Tottori, 680-8552 Japan  
E-mail: abe@ele.tottori-u.ac.jp

**Abstract:** In this paper, high efficiency blue-violet optical modulators consists of ZnSe/ZnMgSSe asymmetric-coupled quantum wells (ACQWs) have been developed. The modulator devices were designed based on the finite element method in the framework of the effective-mass approximation and grown by molecular beam epitaxy (MBE) systematically. The new device with an electron-resonant type ACQW of [ZnSe(6 ML)/ZnMgSSe(2 ML)/ZnSe(12 ML)] has revealed a large Stark shift of  $\Delta E > 34$  meV at room temperature in low electric field condition of 480 kV/cm. The maximum modulation depth is 51% with transmission configuration, and the devices show very stable operation. Differential absorption coefficients  $\Delta\alpha$  between reverse bias of 0 and 24V are  $-26000$  cm<sup>-1</sup> at the ground state exciton resonance ( $E_{e1-hh1}$ ), and  $+11500$  cm<sup>-1</sup> in transparent region below the ground state, which is promising for practical waveguide optical modulators for the short wavelength.

Based on above results, a practical Stark-effect waveguide optical modulator in blue wavelength region of ZnSe/ZnMgSSe asymmetric coupled quantum wells (ACQWs) has been demonstrated for the first time. The device structure is a p-i-n diode with the ACQW active region grown by molecular beam epitaxy on n<sup>+</sup>-GaAs. The ridge-shape devices are fabricated by wet-etching, and an effective modulation waveguide-length under a top stripe-electrode is fairly short value of 13  $\mu$ m. The waveguide modulator with an operating wavelength of 458nm exhibits a high modulation depth of 90% (contrast ratio: 10 dB) under reverse bias condition of 41V at room-temperature, and the maximum value of 95% (13 dB) is attained at 68 V.

**Key Words:** widegap semiconductor, quantum confined Stark effect, optical modulator, ZnSe, II-VI compounds

## 1. はじめに

近年の高度情報化社会の進展に伴う情報処理技術の発展は目覚ましいものがあり、情報通信、情報記録、画像処理、パターン認識、人工知能等と、情報処理の高速化、大容量化への要求は留まるところを知らない。このような社会的要請に応えるために、光ファイバー通信や光記録ディスク等の光による情報伝送・記録技術が実用に供され社会に広く普及している。これらの技術を支えているのは、半導体レーザーダイオード(LD)、光検出器、光変調器等の半導体光デバイスである。一方、大容量情報処理の中心的役割を果たす演算処理は、現在 Si 集積回路が中心であるが、その微細化加工技術や多層化技術の限界が見えつつある。そこで、従来の Si ベースの電子デバイスに代わって、光のもつ時間的高速性や空間的並列性を利用した

光機能デバイスの開発が要求されるようになってきた。また、光の超高速性の一つとして単一光子による量子暗号化演算など、情報通信・記録・演算の分野で、光デバイスのさらなる高速化・高密度化も求められている。

光記録ディスク用途では CD (Compact Disc), DVD (Digital Versatile Disk) 用に、780nm, 630nm の短波長レーザーダイオードが開発されてきたが、記録密度向上の観点から発振波長の更なる短波長化(青～近紫外)が求められてきた。これらの技術的背景の中で、ワイドギャップ化合物半導体の光デバイス応用の研究・開発が活発化してきた。

図 1 に示すように、ZnSe 系 II-VI 族半導体および GaN 系 III-V 族窒化物半導体は、可視光から紫外線領域に対応する広いバンドギャップをもち、ともに直接遷移型のバンド構造を有するため、可視短波長レーザーダイオード実現のためのデバイス

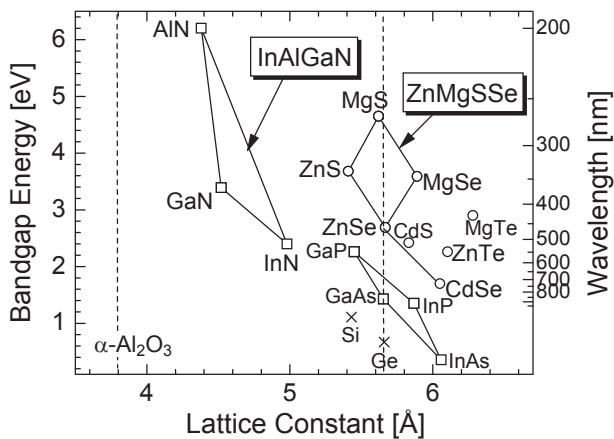


図 1：代表的な半導体材料の格子定数とバンドギャップの関係。

材料として研究が進められてきた。どちらの材料系も p 型伝導制御に困難を極めたが、1989 年には電子線照射による p 型 GaN の実現[1], 1990 年にはプラズマ窒素ドーピングによる p 型 ZnSe エピタキシャル膜の成長[2,3] が可能となった。この 2 つのブレークスルー技術の後、結晶成長技術が飛躍的に向上し、両材料系ともレーザーダイオードの室温連続発振が検証され[4,5], ZnSe 系は 500nm 帯, GaN 系は 400nm 帯を中心に、発振波長のさらなる拡大を目指した活発な研究が進められている[6,7]。

この ZnSe 系レーザーダイオードの発振波長域である 520~560nm 帯は、プラスチック・ファイバー (PMMA) の低損失領域であるため、プラスチック・ファイバーを利用した光ファイバー通信の光源として使用することで低損失通信が期待されている。また近年では、InGaIn 系レーザーダイオード (発振波長 405 nm) の実用化により、青-紫外線短波長領域の光デバイス開発が急速に展開している。現在、InGaIn 系 LD は主に Blu-Ray Disk 等の高密度光記録用光源として利用されており、記録密度の向上のために光源のさらなる短波長化が目標されている。

この新波長域にバンドギャップが対応するワイドギャップ材料系は、いずれも励起子結合エネルギーが大きいため、前述したような励起子を利用した光機能デバイスの実現が目標の一つとなる。さらには、室温でも安定した励起子状態が保たれることから、光演算や高速光メモリなどの新機能光デバイス実現の可能性もある。このように、励起子を素子動作のメカニズムとして活用する短波長光デバイスの実現を考えると、励起子結合エネ

ルギーが 21.1meV と大きな ZnSe 系 II-VI 族半導体が強力な候補となることがわかる。また、ZnMgSSe 混晶は GaAs 基板に格子整合することから、高品質エピタキシャル膜が成長可能であり、超格子作製上の大きな利点となる。このように、ZnSe 系 II-VI 化合物半導体は励起子の特性を各種光機能デバイスに発現させることが可能となる興味ある材料系であるといえる。

このような ZnSe 系ワイドギャップ半導体の超格子を利用した可視短波長から紫外線領域の新たな光変調器等の光機能デバイス実現により、プラスチック光ファイバー・光バス通信システム、高速近接場光記録システム、高速ホログラム記録システムなどへの展開が期待される。

## 2. ZnSe/ZnMgSSe 結合量子井戸におけるシュタルク効果

### 2.1 量子閉じ込めシュタルク効果

量子閉じ込めシュタルク効果は、電子と正孔とがクーロン引力により対を形成した複合粒子、すなわち励起子に対する電界効果である。半導体中において励起された電子、正孔はクーロン相互作用を及ぼし合い、励起子という水素原子類似の結合状態を形成し、バンドギャップより励起子結合エネルギーだけ低い準安定状態をとる[8]。

通常バルク半導体結晶においては極低温でしか励起子効果を観測できなかったのに対して、量子井戸構造では室温においても励起子が作り出す光物性を発現させることが可能となり、量子井戸中の励起子を応用した新しい光デバイスの研究が展開されてきた。

図 2 のように電子・正孔が量子井戸に閉じ込められている場合、無電界時に対して電界印加時には、電子と正孔の波動関数はそれぞれ逆向きに偏る。この際、電子と正孔の間の遷移エネルギーは

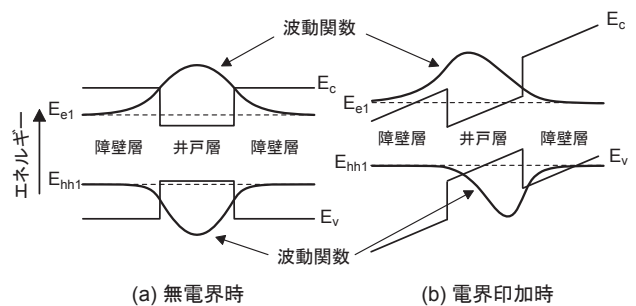


図 2：電界印加時における量子井戸中の電子および正孔の波動関数の変化。

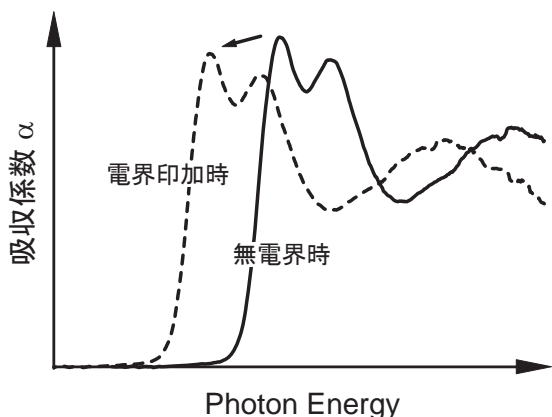


図 3 : 量子閉じ込めシュタルク効果による無電界時と電界印加時の吸収係数スペクトルの変化。

減少するが、電子・正孔が励起子状態を保ったままエネルギーシフトが生じる現象を領し閉じ込めシュタルク効果という[9,10]。この両氏閉じ込めシュタルク効果が生じると、吸収係数スペクトルは図3のようになり、無電界時と電界印加時に大きな吸収係数の差が生じる。

この効果を利用したデバイスの代表例としては、量子井戸光変調器[11,12]、光双安定素子[13]、自己電界効果素子(Self Electro-optic Effect Device; SEED) [14,15]などが挙げられる。これらは、主に GaAs/AlGaAs 系[16,17]、光ファイバー通信波長帯に対応した InGaAs/InAlAs 系 [18-20]、InGaAsP/InP 系 [21,22] で実用的な開発が進められてきた。

### 2.2 ZnSe/ZnMgSSe非対称結合量子井戸の量子閉じ込めシュタルク効果

本節では、ZnSe/ZnMgSSe 単一量子井戸、対称結合量子井戸および非対称結合量子井戸における励起子のシュタルク効果について述べる。結合量子井戸は、大きな量子閉じ込めシュタルク効果が期待され、デバイス応用上非常に興味深い量子井戸構造である。

量子井戸中準位の遷移エネルギーおよび遷移強度の電界依存性について述べる。本研究では、電子と正孔の波動関数および量子準位は有限要素法により有効質量近似シュレディンガー方程式を解くことで求めた[23]。

図4および図5は、それぞれ単一量子井戸(SQW)および非対称結合量子井戸(ACQW)の遷移エネルギーおよび遷移強度の電界依存性依

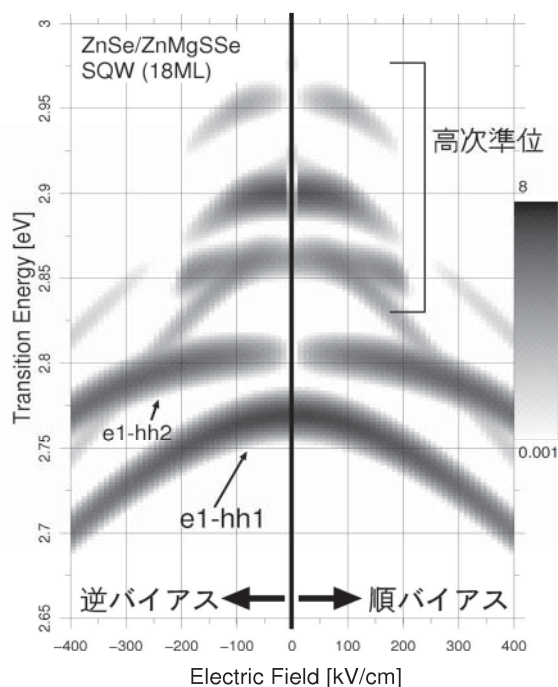


図 4 : ZnSe/ZnMgSSe 単一量子井戸の遷移エネルギーおよび遷移強度の電界依存性。

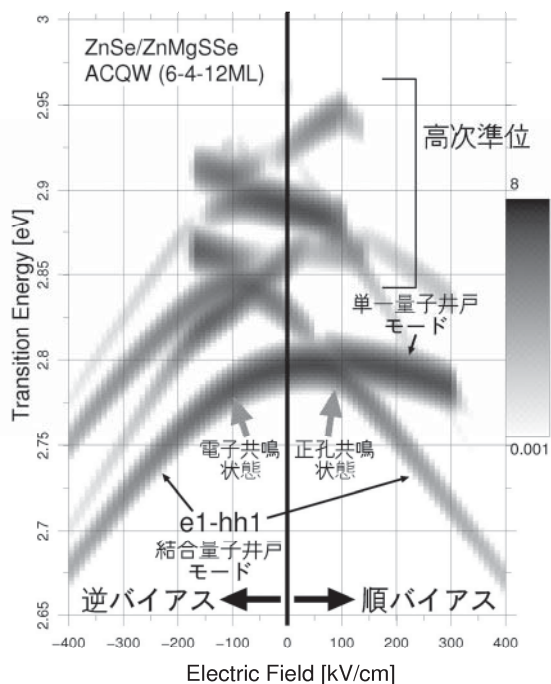


図 5 : ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸の遷移エネルギーおよび遷移強度の電界依存性。

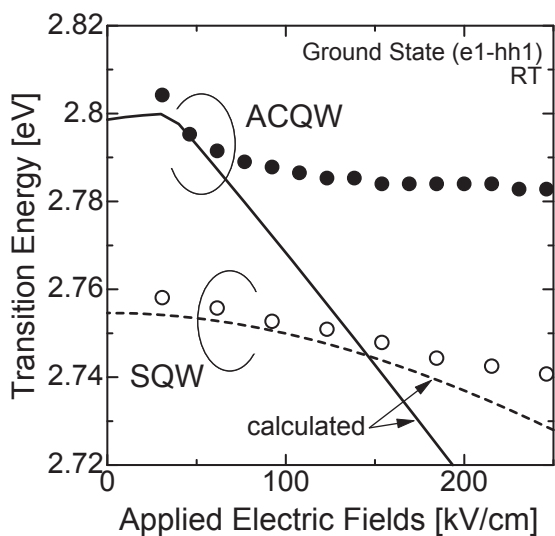


図 6：解析に用いた ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸の構造および電子と正孔の波動関数.

存性である。横軸に電界強度，縦軸に遷移エネルギー，そして濃淡で遷移強度をプロットしてある。なお，遷移エネルギーには熱および構造揺らぎとしてガウス関数を与えている。光変調器に重要な遷移は最も低エネルギー側の電子-正孔の基底準位間の遷移(e1-hh1)である。

ZnSe(18ML)/ZnMgSSe 単一量子井戸(図4)と ZnSe(6ML)/ZnMgSSe(4ML)/ZnSe(12ML) 非対称結合量子井戸(図5)とを比較すると，電界印加による基底準位間の遷移(e1-hh1)の低エネルギー側へのシフト，すなわちシュタルクシフトの様子が大きく異なることがわかる。総井戸幅は同じ18MLであるが，単一量子井戸が電界の2乗に比例し，かつゆるやかなシュタルクシフトを示すのに対して，ZnMgSSe 障壁層を4ML設けた非対称結合量子井戸のシュタルクシフトは直線的でシフト量が大きいことがわかる。これは，結合量子井戸では電子・正孔の分極作用が大きいためであると考えられる。

電子が共鳴状態となるのは図5の例では-100 kV/cm，重い正孔が共鳴状態となるのは+90 kV/cmである。2つの量子井戸間の電子が強く結合する電界条件を利用する非対称結合量子井戸を“電子結合型”と呼び，逆に2つの量子井戸間の重い正孔が強く結合している電界条件を利用するものを“正孔結合型”と呼ぶことにする。

電子結合型である図5の逆バイアス領域において，基底準位(e1-hh1)の遷移エネルギーは電界に対して遷移強度を保ったまま大きく変化すること

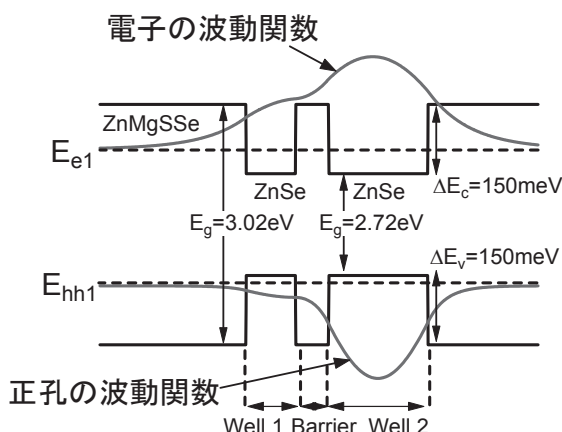


図 7：解析に用いた ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸の構造および電子と正孔の波動関数.

がわかる。つまり，電子結合型の特徴として，シュタルクシフトが大きく，高電界での遷移強度の減少が少ないことが挙げられる。このため，実際の光変調器においても高い変調効率が期待される。

図6に実際に分子船エピタキシー法で作製した ZnSe/ZnMgSSe 単一量子井戸(SQW)および非対称結合量子井戸(ACQW)のシュタルクシフトを示す[23]。図より，非対称結合量子井戸は弱電界領域で単一量子井戸に比べて大きなシュタルクシフトを示すことがわかる。

以上のことより，ZnSe/ZnMgSSe 量子井戸を実用的なpin型光変器の活性層として用いるには，量子井戸構造として電子結合型の非対称結合量子井戸が最も有望であることが明らかとなった。

### 2.3 結合量子井戸の設計

光変調器の活性層(変調層)には，井戸層: ZnSe, 障壁層: ZnMgSSe の ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸構造を用いた。図7に理論解析に用いた量子井戸の構造および電子・正孔の波動関数を示す。本節で行った理論設計は，前節の結果に基づき，電子結合型としている。伝導帯バンドオフセット  $\Delta E_c$  は 150 meV, 価電子帯バンドオフセット  $\Delta E_v$  は 150 meV とした。有限要素法での解析は要素を  $0.1 \text{ \AA}$  ごとに分割して行った。また，井戸層，障壁層の幅の単位 ML (monolayer)は， $1 \text{ ML} = 2.83 \text{ \AA}$  とした。

最初に，ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸におけるシュタルクシフトおよび変調度指標の障壁幅依存性について述べる。非対称結合量子井戸の総井戸幅は励起子を十分に量子井戸に閉じ

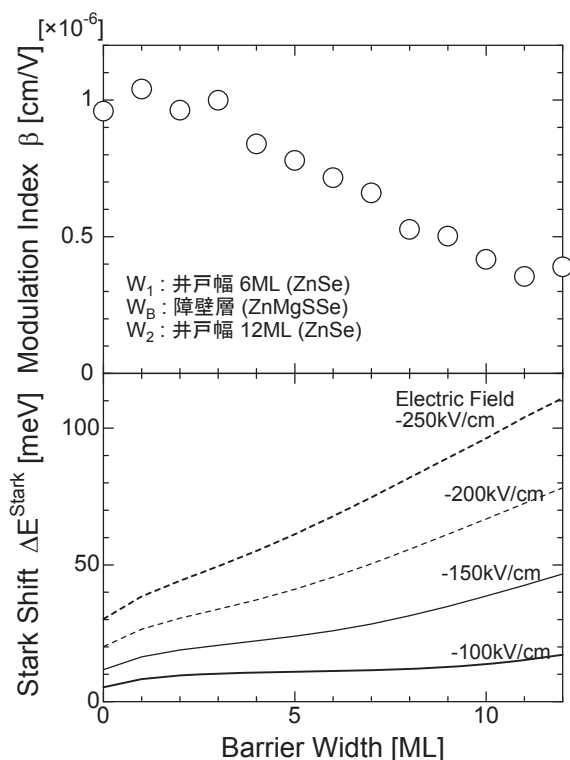


図 8 : ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸におけるシュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  と変調度指標  $\beta$  の障壁幅依存性。

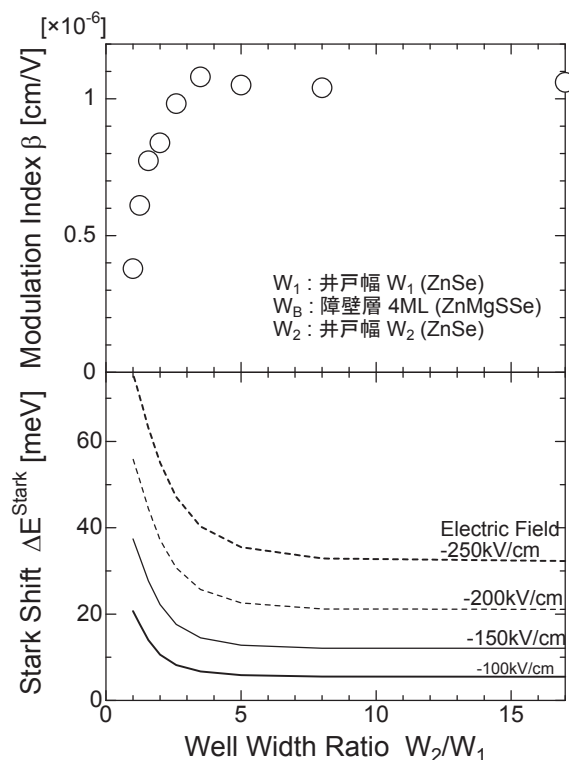


図 9 : 井戸幅比  $W_2/W_1$  を変化させた場合の、シュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  と変調度指標  $\beta$ 。

込めることが可能な 18ML とし、それぞれの井戸幅は Well 1 を 6ML, Well 2 を 12ML とした。図 8 に ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸におけるシュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  と変調度指標  $\beta$  の障壁幅依存性を示す。まずシュタルクシフトについて見ると、障壁幅が増加するに従いシュタルクシフトが増大していくことがわかる。例えば、電界 -200 kV/cm で 30meV 以上のシュタルクシフトを得るためには、2ML 以上の障壁幅が必要であることがわかる。また、障壁幅 0ML の場合は単一量子井戸であるが、この場合はシュタルクシフトが急激に減少している。これは、前節で述べたように電子・正孔の分極が不十分なためであると考えられる。続いて変調度指標について見ると、障壁幅が減少するに従い変調度指標が増加していくことがわかる。障壁幅 4ML 以下から変調度指標は飽和傾向を示し、3ML 以下ではほぼ一定である。これは、障壁幅を薄くすることで、電子・正孔の遷移強度を保ったまま分極を維持すること可能であるためだと考えられ、光変調器への応用には重要である。

以上のことより、この非対称結合量子井戸の光

変調器への応用に必要な、「大きなシュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  かつ大きな変調度指標  $\beta$ 」をもつ最適な障壁幅は 2ML~4ML であるといえる。

次に、シュタルクシフトおよび変調度指標の井戸幅比依存性について検討を行う。ZnMgSSe 障壁幅は 4ML と固定し、Well 1 の井戸幅  $W_1$  と Well 2 の井戸幅  $W_2$  の比  $W_2/W_1$  を変化させた場合の、シュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  と変調度指標  $\beta$  を図 9 に示す。まずシュタルクシフトについて見ると、井戸幅比 5 以上ではほぼ飽和しており、-200 kV/cm の電界印加条件では 20meV のシュタルクシフトしか得られないことがわかる。これは井戸幅比が大きすぎ、結合量子井戸が単一量子井戸として動作しているためであると考えられる。一方、井戸幅比 5 以下ではシュタルクシフトが急激に増加しており、結合量子井戸の特徴が現れていることがわかる。印加電界 -200 kV/cm で 30meV 以上のシュタルクシフトが得られる条件は、井戸幅比 2 程度以下である。変調度指標について見ると、井戸幅比を大きくするに従い変調度指標が増加していき、井戸幅比 3.5 が以上で飽和していることがわかる。また、井戸幅比 1.5 以下では変調度指標が急激に減衰している。これは対称結合量子井戸

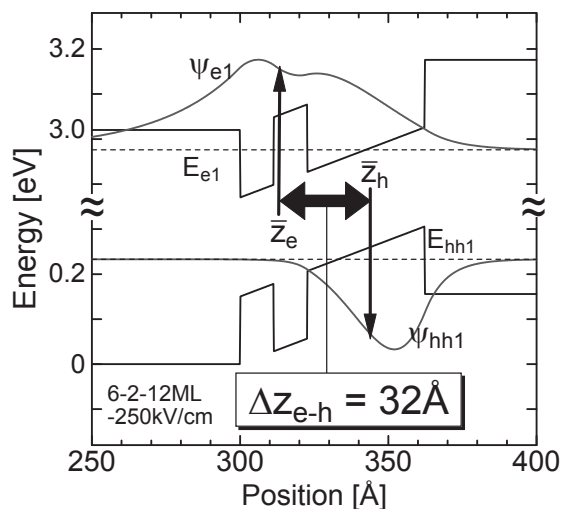


図 10：ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸に電界を印加した時の電子および正孔の波動関数。

の特徴が現れたものであり、前節で述べたように急激な電子・正孔の分極により遷移強度の低下を招いた結果であると考えられる。

以上より、「十分なシュタルクシフト  $\Delta E_{\text{Stark}}$  かつ大きな変調度指標  $\beta$ 」をもつ最適な井戸幅比は 2~3.5 であるといえる。

## 2.4 結合量子井戸構造最適化

図 10 に、ZnSe(6ML)/ZnMgSSe(2ML)/ZnSe(12ML)非対称結合量子井戸(以下 6-2-12ML 構造と呼ぶ)に -250 kV/cm の電界を印加した時の電子および正孔の波動関数を示す。この時の電子・正孔の分極変位は 32 Å である。この値は ZnSe の励起子ボア半径と同程度であり、-250 kV/cm 以上の高電界印加時には励起子が解離していると考えられる。室温においては、電界印加に加えて格子の熱振動を受けるため、更に励起子が解離し易い状況にあるといえる。したがって、電界印加時の電子・正孔の分極変位を励起子のボア半径以下に抑える量子井戸構造が有効であると考えられる。

そこで、この結合量子井戸を基に、前節で理論的最適化を行った範囲で、電界印加時の電子・正孔の分極変位が ZnSe の励起子ボア半径以下になるように構造を検討した[25]。電子・正孔の分極変位を小さくする方法としては、「障壁幅を狭くすることにより、電界印加時における広い井戸への電子波動関数の分布を大きくすること」が挙げられる。

実際に量子井戸構造を作製し、シュタルクシフトの温度依存性調べたところ、図 11 に示す

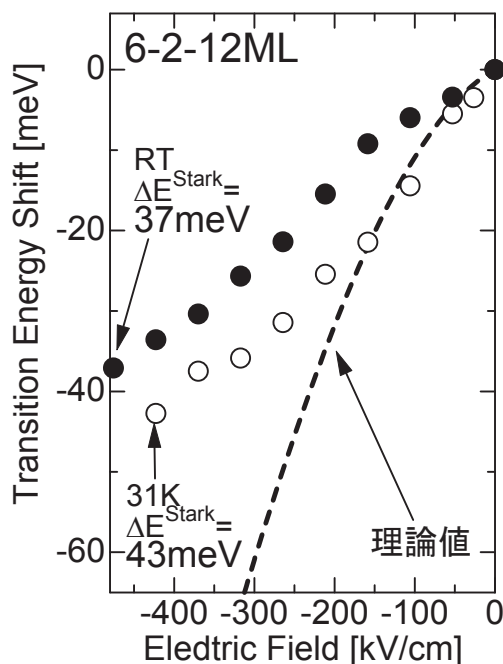


図 11：ZnSe(6ML)/ZnMgSSe(2ML)/ZnSe(12ML)非対称結合量子井戸のシュタルクシフト。

6-2-12ML 構造が最も励起子の熱解離に対する抑制効果が大きく、室温で 37meV と大きなシュタルクシフトを示した。この値は、シミュレーションで予測された値までは達しなかったものの、室温でのブロードニング 30meV を上回る値であり、実用素子としての光変調器の活性層構造として有望であるといえる。

## 3. 透過型光変調器の開発

本研究では、透過型光変調器を作製し、その特性評価を行った[25]。透過型光変調器は、実用的な導波型光変調器へ応用するための基礎特性が得られるだけでなく、光変調器アレイを実現することによって空間光変調器としても機能する方式である。

図 12 に作製した透過型光変調器の構造を示す。作製方法は分子線エピタキシー法であり、活性層には電子結合型 ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸を 50 周期もった PIN 型ダイオードである。多重量子井戸間の障壁層は、結合量子井戸と結合量子井戸との間の波動関数が互いに干渉しない 36ML としており、活性層厚は約 0.8  $\mu\text{m}$  である。上部の p 型層はキャリア濃度向上のために p-ZnSe (1 ML)/p-ZnMgSSe (9 ML) の超格子を 60 周期成

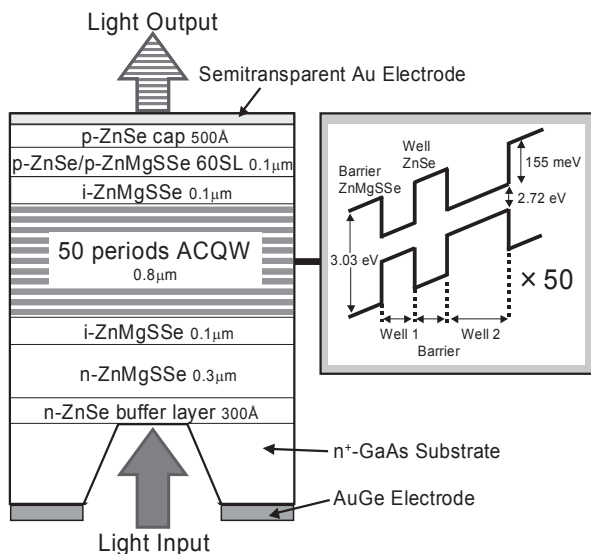


図 12 : ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸を用いた透過型光変調器の構造。

長し,  $0.1 \mu\text{m}$  としている。なお, この p-ZnSe/p-ZnMgSSe 超格子は形成される量子準位が活性層の量子準位より十分に高く, 光変調動作に影響を与えない。また, MBE 成長の基板温度は  $230^\circ\text{C}$  とした。透過型光変調器のために, GaAs 基板はウェットエッチングにより除去し, 光を基板側から入射し素子表面から変調された光を取り出す構造となっている。

はじめに, 作製した光変調器の光変調特性について述べる。図 13 に, ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸光変調器の透過スペクトルの逆バイアス依存性, つまり光変調特性を示す。(a) 6-4-12ML 構造, (b) 6-2-12ML 構造, (c) 4-4-14ML 構造のスペクトルである。逆バイアスを 0V から 32V まで印加して透過率測定を行っている。 $E_{e1-hh1}$  は電子・正孔の基底準位励起子吸収ピークであり, 電界印加とともに小さくなり, 低エネルギー側にシフトしていることがわかる。

まず, ゼロバイアス時の基底準位の励起子吸収ピーク位置での変調度を見ると, (b) 6-2-12ML 構造の変調度が 51% と最も大きくなっていることがわかる。また, (c) 4-4-14ML 構造の変調度も 48% と, どちらも (a) 6-4-12ML 構造と比較して大きくなっている。これは, 第 4.4.4 節で述べたように励起子の熱解離を抑えた効果であると考えられる。6-2-12ML 構造の変調度 51% という値は, 活性層厚  $0.8 \mu\text{m}$  の透過型変調器としては比較的高い値であり, 実用的な素子への展開が可能なレベルであるといえる。

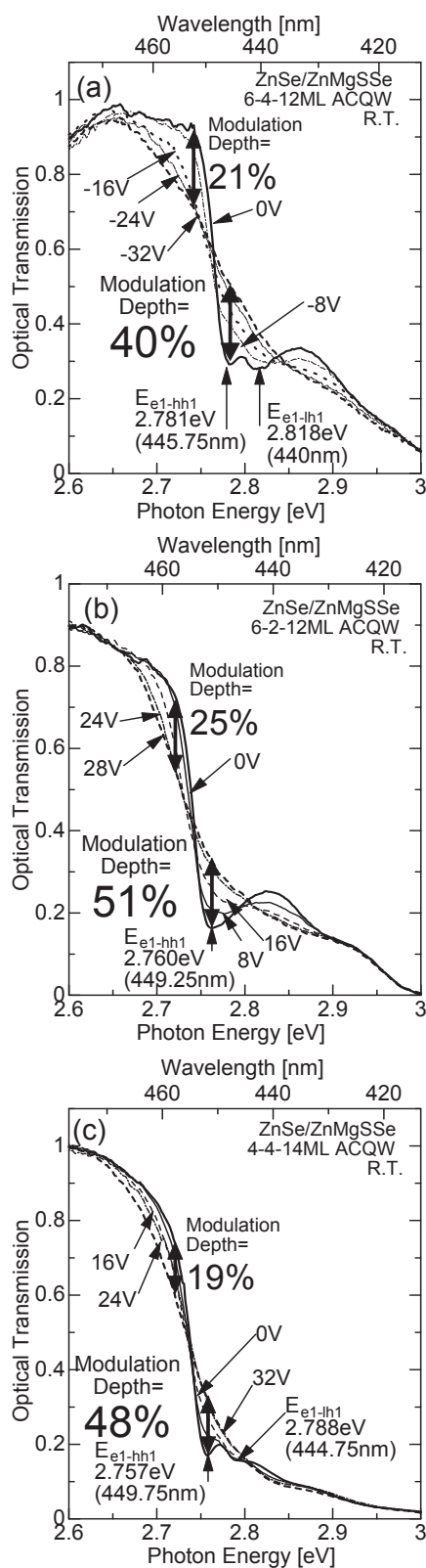


図 13 : ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸光変調器の光変調特性. (a)6-4-12ML, (b)6-2-12ML, (c)4-4-14ML 構造。

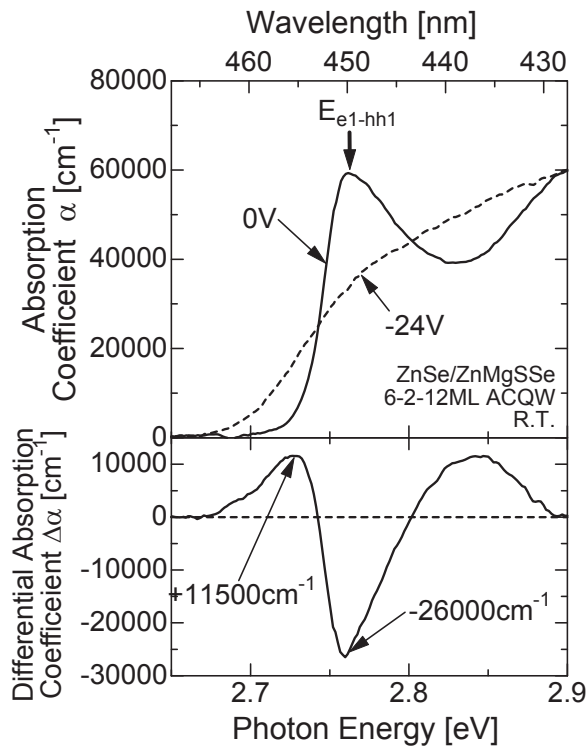


図 14：6-2-12ML 構造の 0V と -24V 印加時の吸収係数スペクトルおよびその差分吸収スペクトル。

次に、実用化レベルへの展開として基底準位の励起子吸収ピークより低エネルギー側の透明領域に着目する。この領域での最大変調度は、(a) 6-4-12ML, (b) 6-2-12ML, (c) 4-4-14ML 構造で、それぞれ 21%, 25%, 19% である。透明領域においても、(b) 6-2-12ML 構造が最も変調度が高いことがわかり、励起子の熱解離を抑制することがシュタルク効果型光変調器の設計に重要であることが明らかになった。また、(c) 4-4-14ML 構造は電子・正孔の分極を小さく設計し励起子の熱解離を抑えたものの、シュタルクシフト量は 21meV と小さいことから、透明領域での変調度が小さくなっていると考えられる。

以上の結果より、励起子の熱解離を抑えた 6-2-12ML 構造が最も大きな値を示しており、この量子井戸構造が光変調器として有望な構造であることが明らかである。

#### 4. 導波型光変調器の開発

前節までは透過型光変調器の最適化を行ってきた。本節では、前節までの量子井戸構造の最適

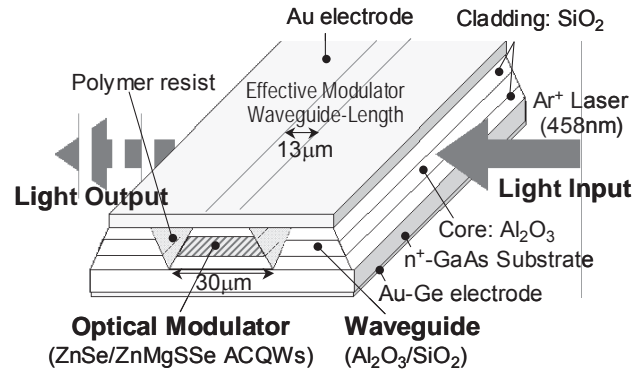


図 15：ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸による導波型光変調器の構造。

化を基に、光変調器更なる高効率化を目指した導波型光変調器の開発について述べる[26]。

まず、前節までに得られた量子井戸構造である 6-2-12ML 構造の 0V と -24V 印加時の吸収係数スペクトルおよびその差分吸収スペクトルを図 14 に示す。導波型光変調器では、透過型と比較して吸収領域を長く採ることができる一方、吸収損失を抑えるためには無電界での吸収係数が十分小さな透明領域を用いる必要がある。図 14 から 455nm より長波長側の波長域が透明領域であることがわかり、動作波長を 458nm に設定すると差分吸収係数は  $\Delta\alpha=7000\text{cm}^{-1}$ 、0 バイアス時の吸収係数は  $\alpha=1400\text{cm}^{-1}$  となる。またデバイスの屈折率分布から求めた光閉じ込め係数は 0.42 である。上記パラメータを用いてシミュレーションを行ったところ、動作波長 458nm において、変調度 90% 以上、吸収損失 60% 以下の導波路長は 10~15 μm 程度が適当であることがわかった。

図 15 に作製した導波型光変調器の構造を示す。活性層構造は図 12 の透過型光変調器と同様であるが、活性層部分はウェットエッチングにより 30 μm のリッジ加工を施し、活性層に光を導波させるための Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> 導波路を光の導入部と取り出し部に電子線蒸着している。デバイス上部には有機薄膜に幅 13 μm のオープンストライプを空けて金電極を蒸着している。この電極幅 13 μm が光変調器の有効導波路長となる。光変調動作には Ar<sup>+</sup> レーザの波長 458nm の光を用いた。光の入出力には対物レンズを用いて、CCD カメラでモニターしながら導波路にレーザ光を集光し、ピンホールにより出力光のみを取り出して、デバイス特性の評価を行った。



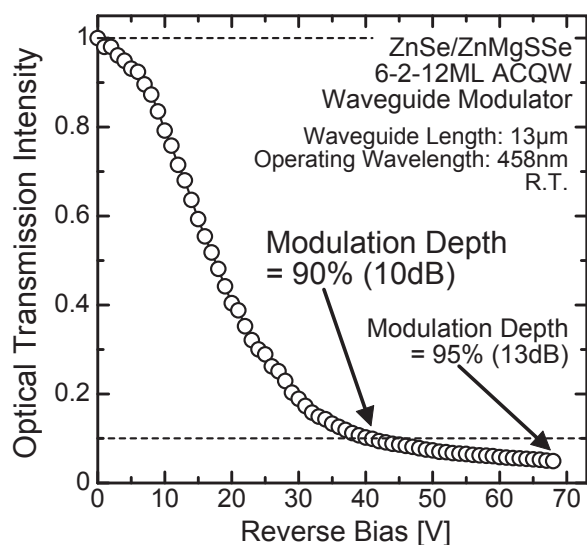


図 16 : ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸による導波型光変調器の動作特性。

図 16 に導波型光変調器の動作特性を示す。逆バイアス 41V 印加時に実用領域である 90%(10dB)の変調度が得られた。さらに、68V 印加時には 95%(13dB)の変調度を得た[26]。本光変調器の有効導波路長は、GaAs 系、InP 系の数 100  $\mu\text{m}$  より 1 桁短い 13  $\mu\text{m}$  にもかかわらず、実用領域である 90%の変調度を達成したことは、ワイドギャップ半導体量子井戸の励起子効果の大きさを示しているものであり、今後 ZnSe 系のみならず GaN, ZnO などのワイドギャップ化合物半導体の励起子を利用した光機能デバイスの開発が期待される。

## 5. まとめ

本研究では、次世代光半導体光デバイスとして、青-紫光波帯光変調器の開発を行った。

光変調器の活性層には II-VI 族化合物半導体である ZnSe/ZnMgSSe 非対称結合量子井戸を用い、量子井戸構造を最適化することにより、透過型光変調器で変調度 51%を実現した。さらに、実用的な変調度を目指して導波型光変調器を開発し、動作電圧 41V で変調度 90%(消光比 10dB)、68V で 95%(消光比 13dB)の実用領域の光変調器を開発した。

今後、本光変調器を用いた青-紫外線領域での光通信システムや光記録システムへの発展が期待されると同時に、励起子を用いた新たな材料系での光機能素子開発が期待される。

## 謝辞

本研究は、安東孝止 教授、笠田洋文 技術職員をはじめ、山田宏氏、板野憲行氏、楠原功氏、大村義人氏、雀部啓太氏、吉田徹氏、山根典嗣氏、西口俊史氏、小銭洋輝氏との共同研究として行ったものです。研究を進める上での御配慮、有益な御助言と御討論、および精密かつ粘り強い実験に対する努力をしてくださった学生諸氏に深く感謝致します。

また、本研究は鳥取大学産学連携地域機構、鳥取大学ベンチャー・ビジネス・ラボラトリーの御協力、および日本学術振興会 科学研究助成、鳥取大学 教育研究助成、鳥取大学工学部 若手研究助成の援助を受けて行ったものです。ここに深く感謝を致します。

## 参考文献

- [1] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 28, L2112 (1989).
- [2] K. Ohkawa, T. Karasawa, and T. Mitsuyu, *J. Cryst. Growth* 111, 797 (1991).
- [3] R. M. Park, M. B. Troffer, C. M. Rouleau, J. M. DePuydt, and M. A. Hasse, *Appl. Phys. Lett.* 57, 2127 (1990).
- [4] N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohta, K. Nakano, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda, and Y. Mori, *Electron. Lett.* 29, 1488 (1993).
- [5] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku, *Appl. Phys. Lett.* 70, 1417 (1997).
- [6] A. Gust, M. Klude, A. Ueta, E. Roventa, and D. Hommel, *phys. stat. sol. (b)* 241, 727 (2004).
- [7] T. Mukai, S. Nagahama, T. Kozaki, M. Sano, D. Morita, T. Yanamoto, K. Akashi, and S. Masui, *phys. stat. sol. (a)* 201, 2712 (2004).
- [8] 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).
- [9] 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).
- [10] T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* 44, 16 (1984).
- [11] T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21,

- 117 (1985).
- [13] H. M. Gibbs, S. S. Tarng, J. L. Jewell, D. A. Weinberger, K. Tai, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* 41, 221 (1982).
- [14] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.* 45, 13 (1984).
- [15] 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).
- [16] K. Wakita, Y. Kawamura, Y. Yoshikuni, and H. Asahi, *Electron. Lett.* 21, 338 (1985).
- [17] K. Wakita, Y. Kawamura, Y. Yoshikuni, H. Asahi, and S. Uehara, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, 1831 (1986).
- [18] K. Wakita, Y. Kawamura, Y. Yoshikuni, and H. Asahi, *Electron. Lett.* 22, 907 (1985).
- [19] H. Temkin, D. Gershoni, and M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.* 50, 1776 (1987).
- [20] J. E. Zucker, I. Bar-Joseph, B. I. Miller, U. Koren, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* 54, 10 (1989).
- [21] H. Temkin, D. Gershoni, and M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.* 50, 1776 (1987).
- [22] J. E. Zucker, I. Bar-Joseph, B. I. Miller, U. Koren, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* 54, 10 (1989).
- [23] T. Abe, Y. Yamada, N. Itano, T. Kusuhara, Y. Ohmura, H. Kasada, and K. Ando, *phys. stat. sol. (b)* 229, 1081 (2002).
- [24] T. Abe, Y. Ohmura, K. Sasaibe, H. Kasada, and K. Ando, *phys. stat. sol. (c)* 1, 1058 (2004).
- [25] T. Abe, T. Yoshida, N. Yamane, T. Nishiguchi, H. Kasada, and K. Ando, *phys. stat. sol. (c)* 3, 1209 (2006).
- [26] T. Abe, N. Yamane, T. Nishiguchi, H. Kozeni, T. Yoshida, M. Adachi, H. Kasada and K. Ando, *J. Korean Phys. Society*, 53, 94 (2008).

(受理 平成 20 年 10 月 31 日)