

표면 반사형 GaAs/AlGaAs 다중 양자  
우물 전광 스위치의 해석

연세대학교 대학원

전자공학과

최 용 호

표면 반사형 GaAs/AlGaAs 다중 양자  
우물 전광 스위치의 해석

지도 최 우 영 교수

이 논문을 석사 학위논문으로 제출함




1998년 12월 일

연세대학교 대학원

전자공학과

최 용 호

최용호의 석사학위논문을 인준함

심사위원 최우영   
심사위원            홍석   
심사위원            한상국 

연세대학교 대학원

1998년 12월 일

## 감사의 글

2년간의 대학원 생활을 마감하면서 졸업하기까지 큰 도움을 주신 많은 여러분께 감사의 마음을 전합니다. 특히, 진심 어린 충고와 성실한 지도로 저를 이끌어 주신 최우영 교수님과 본 논문을 지도해주시고 관심을 가져주신 한상국 교수님, 이석 박사님께 감사드립니다. 또한, 학부와 대학원 과정 동안 많은 가르침을 주신 전자공학과의 김봉열 교수님, 박규태 교수님, 차일환 교수님, 이상배 교수님, 강창언 교수님, 박민용 교수님, 이문기 교수님, 이용석 교수님, 윤대희 교수님, 김재희 교수님, 이재용 교수님, 홍대식 교수님, 송홍엽 교수님, 김재석 교수님, 이철희 교수님, 강문기 교수님, 이충용 교수님께 감사드립니다.

대학원 생활을 함께 하면서 여러 가지 면에서 많은 조언을 해주셨던 정태식 선배님과 마음씨 고운 김정환 선배님께 감사드립니다. 옆자리에서 끝없는 도움을 주었던 승우, 같이 졸업하기까지 대학원 생활을 동고동락한 대학원 동기들인 새은, 민우, 용상에게도 고맙다는 말을 전하고 싶습니다. 졸업 후에도 연구실을 이끌어갈 유근, 영광이형, 성훈, 명수, 형곤, 그리고 함께 지내다 먼저 졸업한 자용이형, 대욱, 정일, 종수, 한상, 상오에게 감사의 마음을 전합니다. 또한, 정태형과 CAD II에 계시는 동열이형에게 감사드립니다.

여러 교수님들과 선·후배님, 그리고 동기들의 도움으로 2년간의 대학원 생활을 무사히 마치고 졸업하게 되었습니다. 그 동안 함께 생활한 선·후배님들과의 즐거웠던 대학원 생활은 행복했던 추억으로 오래도록 기억에 남을 것입니다.

끝으로, 대학원을 졸업하기까지 저를 보살피 주시면서 고생하신 부모님께 진심으로 감사드리며, 동생 승호에게 고마움을 전합니다.

1998 年 12 月

최 용 호

# 차 례

그림차례 .....	iii
표 차례 .....	v
국문요약 .....	vi
제 1 장 서 론 .....	1
제 2 장 반사형 전광 스위치의 동작 원리 .....	3
제 2-1 절 광학적 비선형성 .....	3
제 2-2 절 표면 반사형 전광 스위치 .....	6
제 2-3 절 DBR을 이용한 표면 반사형 전광 스위치 .....	11
제 3 장 양자 우물의 광학적 특성 .....	13
제 3-1 절 양자 우물 구조 .....	13
제 3-2 절 흡수 계수 .....	17
3-2-1 Quasi-Fermi 준위 .....	17
3-2-2 Band-to-Band 흡수 계수 .....	18
3-2-3 Exciton 흡수 계수 .....	22
제 3-3 절 굴절률 .....	26
제 4 장 결과 및 고찰 .....	28

제 4-1 절 기존의 스위치의 출력 신호 특성 .....	28
제 4-2 절 DBR을 이용한 전광 스위치의 출력 신호 특성 .....	38
제 4-3 절 Pulse에 의한 스위칭 시간 해석 .....	42
제 5 장 결론 및 향후 연구 과제 .....	48
참 고 문 헌 .....	50
영 문 요 약 .....	54

# 그림 차례

그림 2-1. 표면 반사형 전광 스위치의 기본 구조 .....	7
그림 2-2. 양자 우물의 광학적 흡수 계수 특성 .....	8
그림 2-3. 전광 스위치의 스위칭 속도 .....	10
그림 2-4. DBR을 이용한 표면 반사형 전광 스위치의 동작 원리 .....	12
그림 3-1. GaAs/AlGaAs 양자 우물의 구조 .....	15
그림 3-2. GaAs/AlGaAs 양자 우물의 에너지 준위 .....	16
그림 3-3. Carrier 농도에 따른 흡수 계수의 변화 .....	23
그림 3-4. 흡수 계수의 변화 차이 .....	25
그림 3-5. 흡수 계수 변화에 따른 굴절률 변화 .....	27
그림 4-1. Probe의 에너지 준위에 따른 스위치 출력 신호 크기 .....	29
그림 4-2. Probe의 에너지 준위에 따른 출력 신호 크기 차 .....	30
그림 4-3. Probe 신호의 에너지 준위와 양자우물 수의 변화에 따른 출력 신호 차 .....	32
그림 4-4. 양자우물 수에 따른 출력 신호 크기 .....	33
그림 4-5. on/off 상태의 출력 신호 크기 차 .....	34
그림 4-6. 양자 우물 수에 따른 on/off 비 .....	36
그림 4-7. 양자 우물 수에 따른 modulation depth .....	37
그림 4-8. 전광 스위치의 전계와 반사 .....	40
그림 4-9. DBR을 이용한 전광 스위치의 출력 신호 크기 .....	41
그림 4-10. Pump-probe 지연 시간에 따른 carrier 농도 .....	44
그림 4-11. Pump-probe 지연 시간에 따른 흡수 계수 변화 .....	45



그림 4-12. Pump-probe 지연 시간에 따른 스위치 출력 특성 비교 .....	46
그림 4-13. Pump 신호 크기에 따른 스위치 출력 크기 변화 .....	47

# 표 차 례

표 3-1. Momentum matrix elements .....	21
---------------------------------------	----

## 국문 요약

# 표면 반사형 GaAs/AlGaAs 다중 양자 우물 전광 스위치의 해석

본 논문에서는 GaAs/AlGaAs 다중 양자 우물을 이용해서 표면 반사형 전광 스위치의 해석을 시도하였다. 또한 기존의 전광 스위치의 출력 신호 효율을 향상시키고 스위칭 속도를 증가시키기 위한 새로운 구조를 제시하고 해석하였다.

전광 스위치의 동작 특성을 해석하기 위해서 양자 우물의 광 흡수 계수의 변화 특성을 연구하였다. 전광 스위치의 출력 신호 크기가 최대가 되도록 동작하기 위해서 흡수 계수가 최대로 변화하는 probe 신호의 에너지 준위를 찾았다. 양자 우물의 흡수 계수 계산 결과를 이용해서 기존의 스위치에서 양자 우물의 수에 따른 스위치의 출력 크기를 계산했다. 양자 우물의 수는 약 40개에서 on/off 출력 차가 최대가 되었으나 on/off 비는 약 3:1로 낮은 비를 가졌다. 기존의 전광 스위치에서는 on/off 비가 양자 우물의 수가 증가함에 따라 증가하는 형태를 나타냈으나 양자 우물의 수가 증가함에 따라 스위치 내부 손실이 증가하는 문제가 발생했다.

스위치 내부 손실을 최소화하면서 on/off 비는 최대가 되도록 하기 위해 기존의 전광 스위치의 상단에 낮은 굴절률을 갖는 DBR을 첨가했다. DBR은 전광 스위치에 입력되는 probe 신호의 일부분을 반사시켜서, mirror에서 반사되는 신호와 상쇄되었다. 따라서 off 상태 출력은 0에 가까운 값을 가진다. on 상태에서는 양자 우물의 굴절률 변화로 out-of-phase 상태의 위상 관계는 변화한다. 또한 pump 신호로 인한 양자 우물의 흡수 계수 포화로 인해서 probe 신호는

흡수되지 않고 출력된다.

굴절률의 변화는 흡수 계수 계산 결과를 토대로 계산했다. DBR을 이용한 전광 스위치에서 출력 신호 크기가 최대 스위칭 폭을 가지는 조건을 찾았다. 또한 스위치의 on/off 비가 기존의 전광 스위치에 비해서 현저하게 향상됨을 확인하였다.

전광 스위치의 pump-probe 지연 시간에 따른 스위칭 시간 계산에서, 양자우물 내의 carrier의 농도가 최대일 때의 지연 시간을 구할 수 있었다. 뿐만 아니라, DBR을 이용해서 전광 스위치의 스위칭 시간을 약 27% 단축시킬 수 있었다. 이와 같은 전광 스위치에 대한 해석은 앞으로 초고속 통신을 위한 전광 스위치 구현에 기초 자료가 될 것이다.

---

핵심되는 말 : 전광 스위치, 다중 양자 우물, 최적화, 흡수 계수, 굴절률, DBR  
pump-probe.

# 제 1 장. 서 론

광 스위칭 소자는 광통신 시스템을 비롯해서 광 신호를 이용하는 여러 분야에서 반드시 요구되는 필수적인 소자이다. 광 스위칭 소자의 재료로는 많은 재료가 있으나, 그 중에서, 반도체는 집적화가 용이하고 광학적 비선형 현상이 크기 때문에 스위칭 소자로서 각광 받아왔다. 광통신 기술의 발전은 보다 빠른 스위칭 소자를 요구하고 있다. 뿐만 아니라, 광 신호만을 이용한 통신 시스템에 대한 연구가 활발하게 이루어지고 있다. 전광(All-Optical) 스위치는 빛을 이용해서 빛을 제어하는 방식의 소자으로써, 전기 스위칭 소자의 속도 한계를 극복하기 위한 한 방법으로써 오랫동안 연구되어 왔다.[1][2][3][4][5]

기존의 광 스위칭 소자는 p-i-n 구조의 반도체 재료에 electric field를 가해서 소자의 흡수 계수를 변화시키거나 굴절률을 변화시켜 스위치를 on/off 시키는 방법을 사용해왔다[6][7]. 따라서 스위치의 스위칭 속도는 스위치에 가해지는 전기 신호에 좌우된다. 그런데 전자는 상호 작용력이 강하기 때문에 스위칭 속도가 증가함에 따라 소자 내에서 capacitance를 발생시킨다. 이러한 capacitance는 스위칭 속도를 증가시키는데 있어서 장애 요소로 작용하며 초고속 스위칭을 위한 방식으로는 한계를 가지게 된다.

이런 문제점을 극복하기 위한 한 방법으로 광 신호만을 이용한 스위칭 소자에 대한 연구가 진행되었다. 빛은 신호간에 상호 작용이 없기 때문에 초고속에서도 스위칭이 가능한 장점을 가지고 있다. 또한 최근에는 초고속 스위칭을 위한 반도체 재료에 대한 연구가 활발하게 진행되고 있다.[8][9][10] 이러한 연구는 주로 저온 성장시킨 반도체 재료에 대한 연구가 중심을 이루는데 pico 초 이하의 lifetime을 갖는 반도체 재료에 대한 실험 결과가 나오기도 했다.[11]

본 논문에서는 GaAs/AlGaAs 다중 양자우물을 이용한 전광 스위치를 구현하고 전광 스위치의 동작 특성을 최적화 할 수 있는 조건을 제시한다. 또한 기존의 스위치의 동작 효율을 향상시키기 위한 새로운 구조의 전광 스위치를 제시하고 해석한다. 또한 제안된 구조의 스위치가 스위칭 시간도 감소시킬 있음을 보인다.

2 장에서는 표면 반사형 전광 스위치의 기본 동작 원리와 새롭게 제안된 전광 스위치의 동작원리에 대해서 설명하였다. 3 장에서는 전광 스위치의 동작 특성을 해석하기 위해 GaAs/AlGaAs 양자우물의 광학적 특성을 분석하였다. 4 장에서는 기존의 전광 스위치의 출력 특성을 계산하고 스위치 동작을 최적화하기 위한 조건을 알아보았다. 또한 본 논문에서 제안한 DBR을 이용한 전광 스위치의 신호 출력 특성에 대해서 해석하고 기존의 전광 스위치와 비교하였다. 마지막으로, 5장에서는 결과를 정리하고 향후 연구 내용을 간략히 기술했다.

## 제 2 장. 반사형 전광 스위치의 동작 원리

### 제 2-1 절. 광학적 비선형성

전광 스위치는 물질의 광학적 비선형성[12,13]을 이용하여 동작한다. 광학적 비선형성은 빛의 intensity에 따라서 물질이 가지는 성질이 바뀌는 현상을 의미한다. 빛의 electric field는 반도체 재료 내에서 식 (2-1)과 같은 형태의 polarization을 유도한다.

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 \dots \quad (2-1)$$

위 식의 첫 번째 항에서는 polarization은 electric field와는 선형적 관계이나 두 번째 이후의 항에서는 electric field가 2차 이상의 차수를 가지므로 작은 electric field의 변화에 대해서도 polarization은 큰 변화를 가지게 된다. 즉, 빛의 electric field는 반도체 재료 내부의 dipole과 상호 작용해서 결합을 극대화시킨다. 따라서 전하가 재분포되어 재료의 성질이 변하게 된다. 이러한 현상은 III-V족 반도체의 2차 전화율(electric susceptibility)  $\chi^{(2)}$ 과 관련해서 많은 연구가 이루어졌다.

3차 전화율  $\chi^{(3)}$ 는 물질의 굴절률 및 흡수계수와 관련이 있는데  $\chi^{(3)}$ 의 실수부는 식 (2-2)와 같이 물질의 굴절률을 의미한다.

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2-2)$$

$n$ 은 굴절률을 의미하며  $n_0$ 는 선형 굴절률 계수,  $n_2$ 는 비선형 굴절률을 결정하는 계수를 의미한다.  $I$ 는 광원을 의미한다.  $\chi^{(3)}$ 의 허수부는 식(2-3)과 같이 물질의 흡수 계수를 의미한다.

$$\alpha = \alpha_0 + \beta_2 I \quad (2-3)$$

$\alpha$ 는 총 흡수 계수,  $\alpha_0$ 는 선형 흡수 계수,  $\beta_2$ 는 비선형 흡수 계수를 결정하는 계수이다. 이러한 비선형 흡수 계수와 굴절률은 Kramers-Kronig 변환으로 연관되어 있다.[6]

광학적 비선형성은 nonresonant 비선형성과 resonant 비선형성으로 분류될 수 있다. nonresonant 비선형성은 광원의 에너지 준위가 반도체 재료의 에너지 준위보다 작을 때 발생한다. 따라서 전자가 가전자대에서 전도대로 직접적으로 여기되는 현상은 거의 일어나지 않는다. 그러나 two-photon absorption 현상에 의한 빛의 흡수가 이루어진다. nonresonant 비선형성은 resonant 비선형성에 비해서 매우 빠른 응답 시간을 가지고 있다. 따라서 초고속 스위칭 소자를 구현하는데 유리한 장점을 갖는다. 반면, nonresonant 비선형성은 스위칭 소자에 이용할 경우 비선형성을 일으키기 위해 많은 에너지가 필요하기 때문에 에너지 효율이 좋지 못한 문제점이 있다.

resonant 비선형성은 광원의 에너지 준위가 반도체 재료의 에너지 준위 보다 높다. 따라서 스위칭 소자에 입사된 광원은 소자 내에서 쉽게 흡수되어 스위치의 흡수 스펙트럼을 크게 변화시킨다. 그러므로 이러한 비선형성은 에너지 효율



이 좋은 스위칭 소자를 구현하는데 이용할 수 있다. 반면에 전자의 lifetime이 길기 때문에 스위칭 속도에 한계가 있다는 단점이 있다. 그러나 최근 초고속 스위칭을 위한 pico 초 이하의 lifetime을 갖는 반도체 재료에 대한 연구가 활발히 진행중이며 이에 대한 많은 실험들이 이루어졌다.[8][9]

## 제 2-2 절. 표면 반사형 전광 스위치

반도체 재료는 비선형성이 크고 집적화가 용이한 특징을 가지기 때문에 전광 스위치를 제작하는데 적합한 재료이다. 특히 다중 양자 우물 구조를 이용할 경우 bulk 구조에 비해서 더욱 큰 비선형성을 유도할 수 있다. 본 논문에서 해석한 전광 스위치는 다중 양자우물을 이용한 표면 반사형 전광 스위치이다. Mirror를 이용한 표면 반사형 스위치는 입력된 광신호가 mirror에 반사되어 나가기 때문에 양자 우물을 통과하는 길이가 두 배가 되는 장점이 있다. 따라서 스위치의 효율이 높다. 또한 스위치의 구조상 신호를 병렬 처리할 수 있는 장점을 가지고 있다.

그림 2-1은 표면 반사형 전광 스위치의 기본적인 구조를 나타내고 있다. 스위치의 구조는 표면에서의 신호 손실을 줄이기 위한 AR coating 층, 광학적 비선형성을 이용해서 스위칭하는 다중 양자 우물 층, 입사된 신호를 반사시키기 위한 mirror로써 구성되어 있다.

표면 반사형 전광 스위치는 pump 신호를 전광 스위치 표면에 입사시켜 스위치 내부의 다중 양자 우물에 carrier를 흡수시켜 입력신호의 on/off 상태를 제어하는 방식의 스위치이다. 그림 2-2(a)에서와 같이 스위치 내부의 다중 양자 우물은 매우 큰 흡수 계수를 가지고 있다. pump 신호가 스위치에 입력되지 않은 상태에서 probe 신호가 입사되면 probe 신호의 에너지는 다중 양자우물의 에너지 준위보다 높기 때문에 스위치 내에서 흡수가 일어난다. Probe 신호는 다중 양자우물을 통과하면서 흡수되고, 흡수되지 않은 신호는 mirror에 반사되어서, 다중 양자 우물을 다시 통과하면서 다시 흡수된다. 따라서 스위치 출력 신호는 0에 가까운 값이 되며 스위치는 off 상태가 된다.

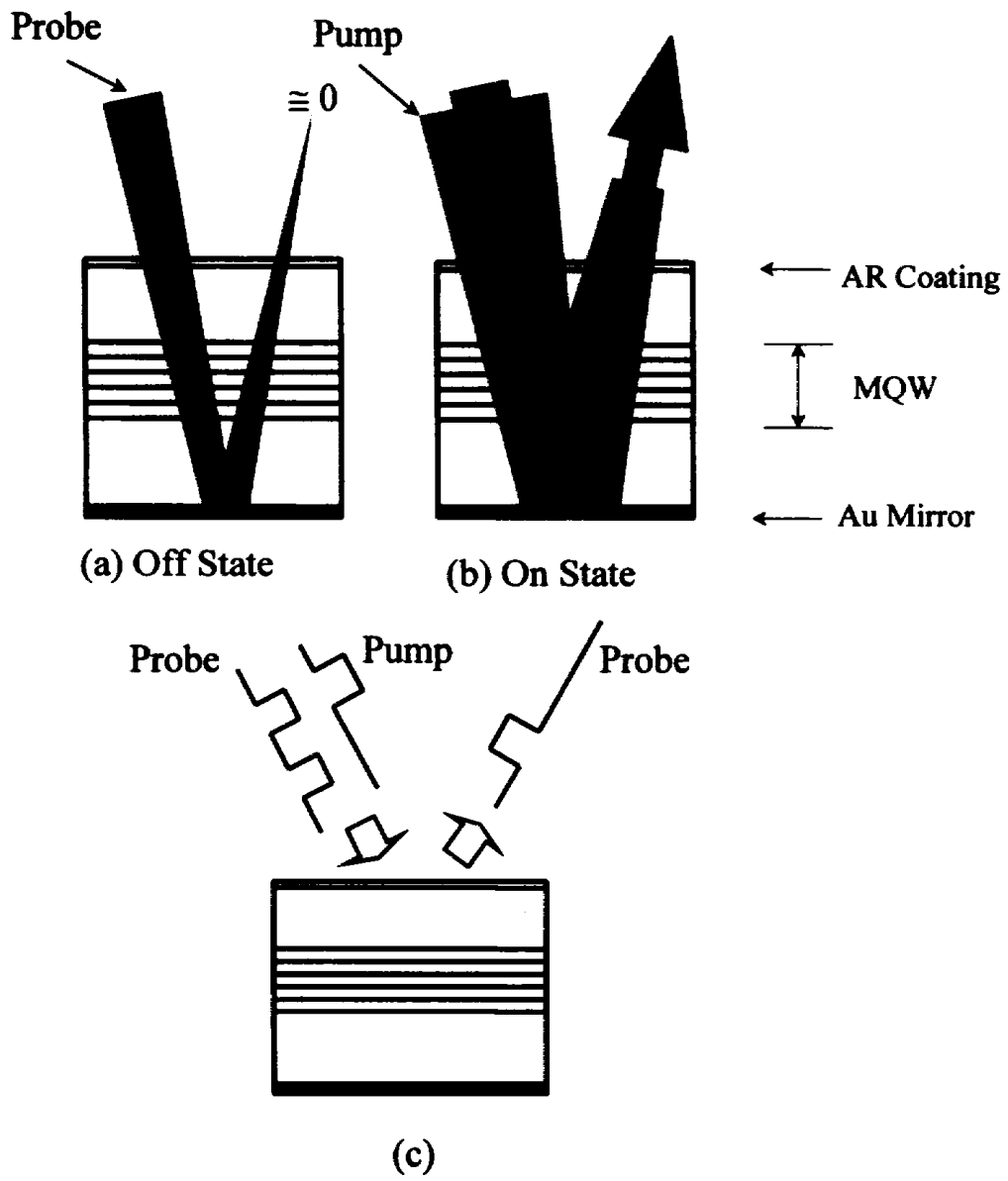
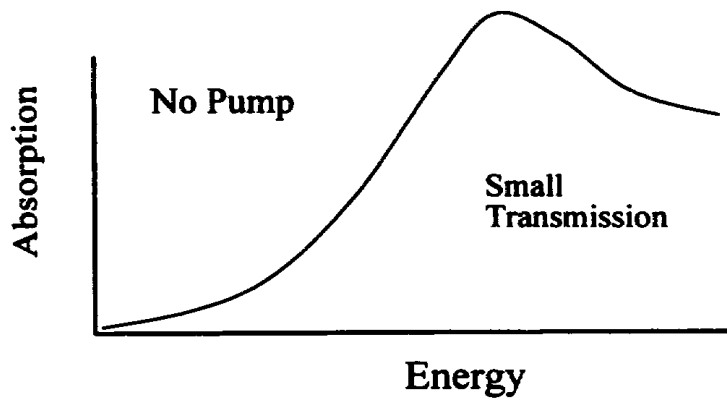
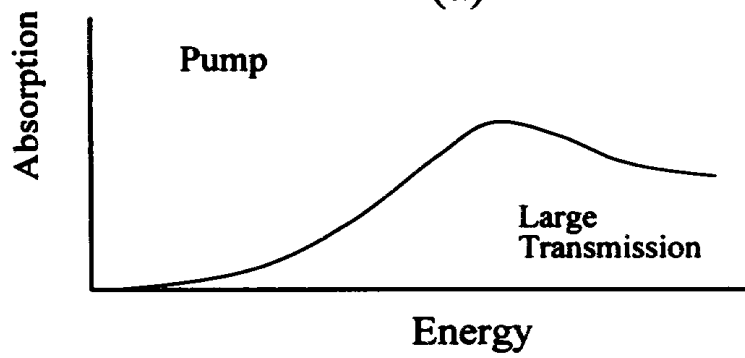


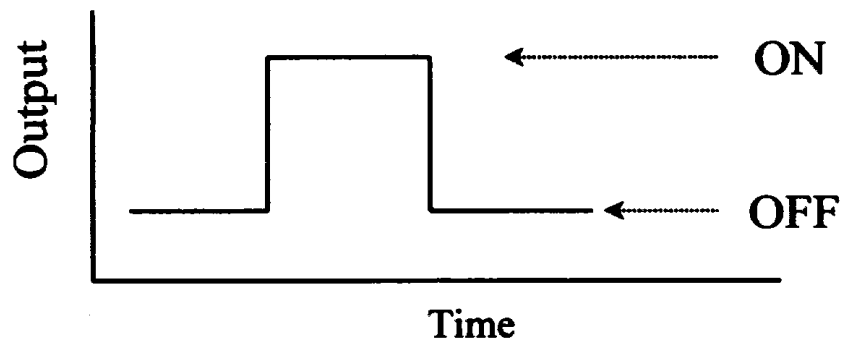
그림 2-1. 표면 반사형 전광 스위치의 기본 구조



(a)



(b)



(c)

그림 2-2 양자 우물의 광학적 흡수 계수 특성

만약, probe 신호보다 큰 에너지의 pump 신호가 스위치에 입력될 경우, pump 신호는 다중 양자 우물을 포화시키게 된다. 따라서 pump 신호와 약간의 지연 시간을 가지고 입사되는 probe 신호는 다중 스위치 내에서 흡수되지 않고 mirror에 반사되어 출력된다. 그런데 스위치의 출력 신호는  $e^{-\alpha z}$  형태이기 때문에 off 상태에서 완전한 0이 될 수 없다. off 상태에서의 출력 신호 크기를 감소시키기 위해서는 흡수 계수  $\alpha$ 를 증가시키거나 신호의 흡수가 일어나는 양자 우물의 수를 증가시켜야 한다. 그러나 이런 경우에는 스위치가 on 상태일 때의 출력 신호 크기도 감소하기 때문에 스위치의 내부 손실이 커지는 문제가 발생한다. 또한, 스위치 내의 양자 우물 수를 감소시키면 내부 손실은 감소하나 on/off 비가 감소하는 문제가 발생한다. 따라서 스위치의 효율을 최적화하기 위해서는 스위치 내부 손실을 최소화하면서 스위치의 on/off 비가 최대값을 갖도록 해야 한다.

전광 스위치의 스위칭 시간은 주로 반도체 재료가 가지는 고유의 특성에 의해서 결정되는 경향이 있다. 즉, 물질 내부에 있는 전자의 lifetime에 의해서 결정된다. 그림 2-3(a)와 같이 전자가 전도대로 여기되는 시간은 매우 빠르기 때문에 turn on 시간은 스위치의 속도를 제한하지 않으나 2-3(b)에서 전자가 가전자대로 떨어지는 시간은 길기 때문에 turn off 속도가 느리다. 전자의 lifetime은 일반적으로 수~수십 나노 초 정도로 전자가 여기되는 시간에 비해 매우 긴 시간이다. 따라서 전자가 전도대에 있는 상태에서 가전자대에 있는 상태로의 빠른 변환을 가로막는 걸림돌로 작용하므로 스위칭 속도를 제한하게 된다.

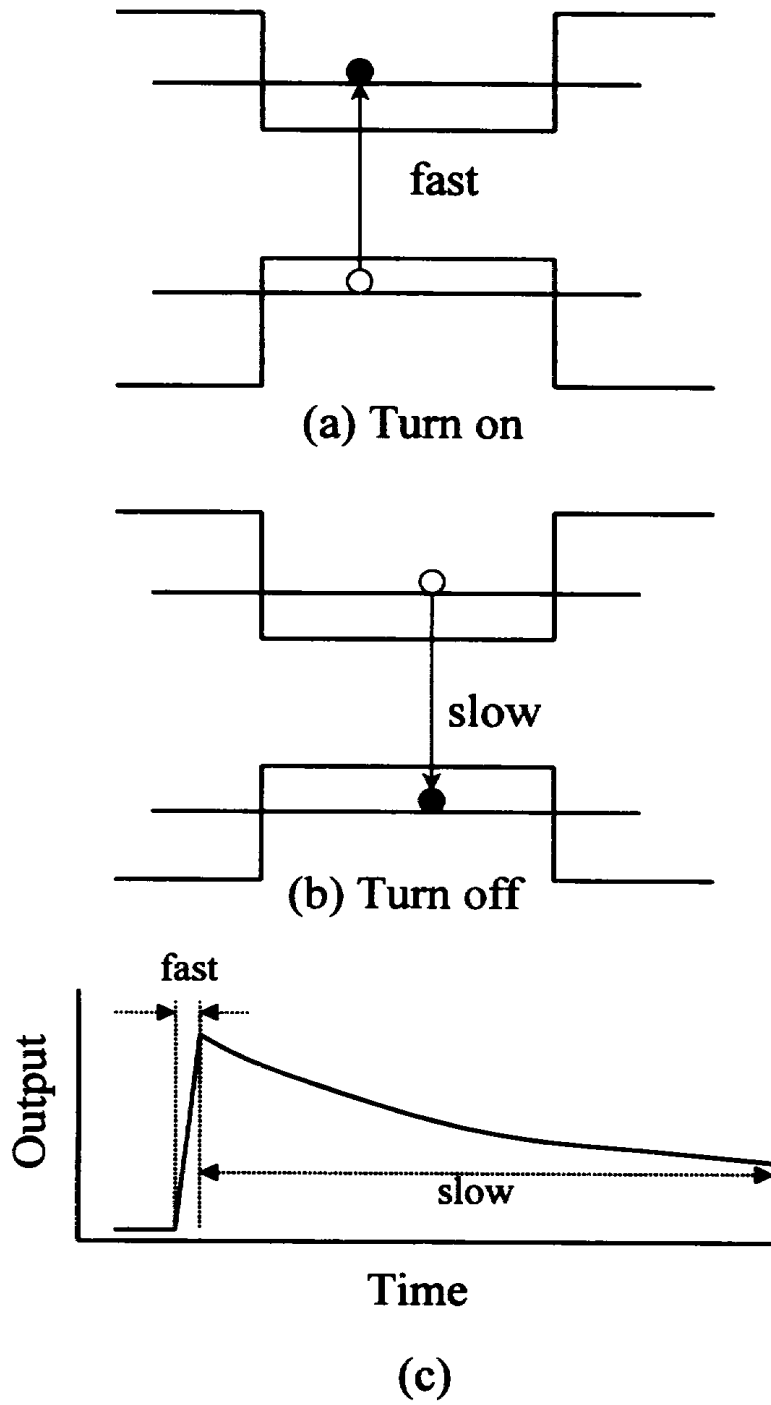


그림 2-3 전광 스위치의 스위칭 속도

## 제 2-3 절. DBR을 이용한 표면 반사형 전광 스위치

Off 상태에서의 출력 신호를 감소 시켜 스위치의 on/off 비를 향상시키기 위한 방법으로 스위치의 다중 양자 우물 층 상부에 작은 반사율을 가지는 Distributed Bragg Reflector(DBR)를 추가한다. 이 경우, off 상태에서 probe 신호가 스위치에 입사되면 probe 신호의 일부분은 스위치 상부의 DBR에서 반사되고 나머지 probe 신호는 스위치의 다중 양자 우물을 통과하면서 흡수되어 작은 probe 신호가 mirror에서 반사되어 출력된다. 이때, mirror에서 반사되는 probe 신호와 DBR에서 반사되는 probe 신호의 크기를 갖도록 DBR의 reflectivity를 정해주고 두 신호의 위상을 out-of-phase가 되도록 위상 조절 층의 두께를 조절해 주면 두 신호는 서로 상쇄되어 스위치의 출력은 0에 가깝게 된다. 그림 2-4(a)는 이와 같은 원리를 나타낸 것이다.

스위치에 pump 신호가 입력되면 양자우물은 포화되므로 mirror에서 반사된 probe 신호의 출력은 크게 증가한다. 따라서 DBR에서 반사된 신호와 합쳐지더라도 DBR에서 반사된 신호가 작기 때문에 큰 영향을 주지 않는다. 뿐만 아니라 양자우물의 흡수 계수 변화로 인한 굴절률 변화는 두 신호간의 out-of-phase 상태를 변화시킨다. 따라서 DBR을 이용한 전광 스위치는 off 상태의 출력값을 0에 가깝게 감소시키면서 on 상태 신호의 크기에는 별다른 영향을 주지 않는 효율적인 스위칭을 할 수 있다. 또한 이러한 스위칭 방법은 흡수 계수 변화와 굴절률 변화를 동시에 이용하기 때문에 스위칭 시간을 감소시킬 수 있다.

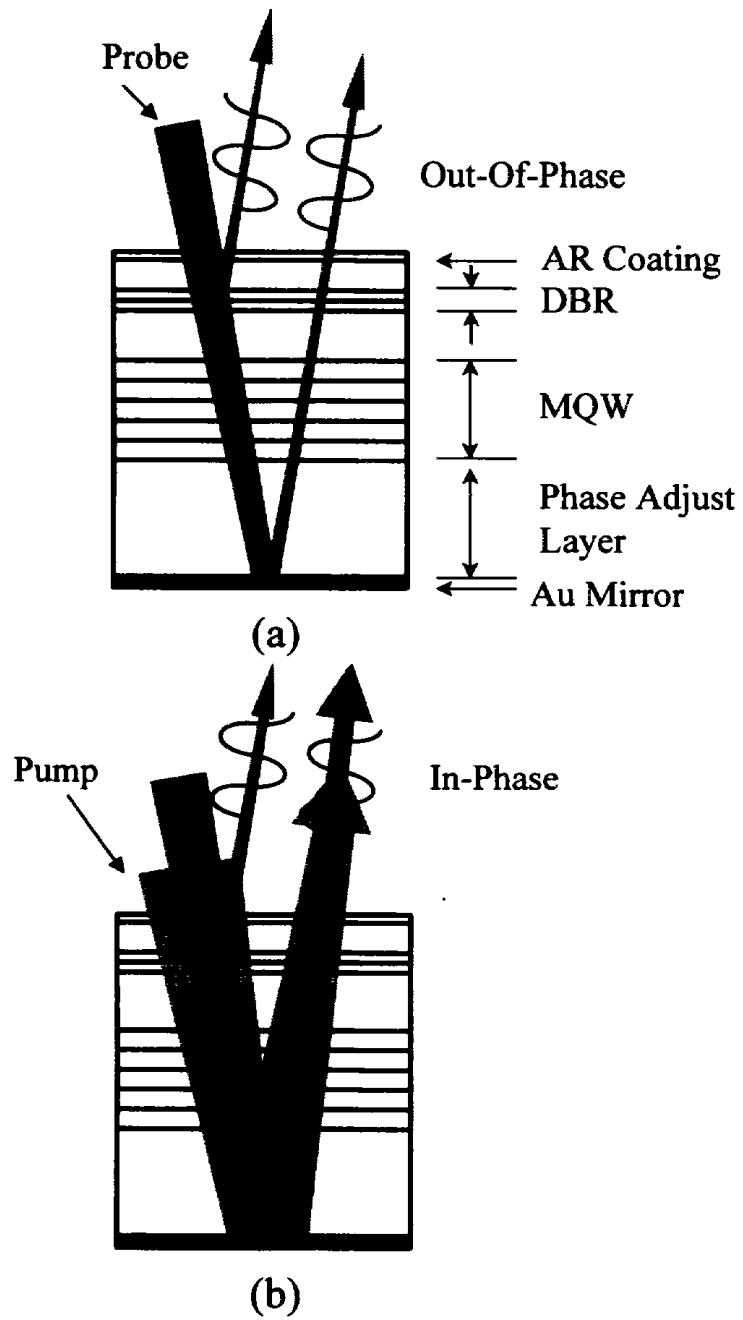


그림 2-4 DBR을 이용한 표면 반사형 전광 스위치의 동작원리



## 제 3 장. 양자 우물의 광학적 특성

### 3-1 절. 양자 우물 구조

본 논문에서는 GaAs/AlGaAs 다중 양자우물을 이용했다. Al과 Ga의 구성비는 우물 장벽의 크기를 결정한다. 따라서 이 비율을 통해서 양자 우물내의 에너지 준위를 조절해서 원하는 에너지 대역에서 소자가 동작하도록 할 수 있다. 본 논문에서는 GaAs/Al<sub>0.37</sub>Ga<sub>0.63</sub>As 양자우물을 구성하였다. 양자 우물의 두께는 75Å로 정하였으며 Barrier는 100Å로 설정하였다. 다중 양자우물에서 이러한 Barrier의 두께는 주변의 양자 우물 구조에 별다른 영향을 끼치지 않으므로 단일 양자 우물의 구조에 대해서 해석한다.

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As의 밴드 갭을 계산하기 위한 실험식은 다음과 같다.[14]

$$E_g(\Gamma) = 1.424 + 1.247x \text{ (eV)} \quad (300 \text{ K}, x < 0.4) \quad (3-1)$$

$$E_g(\Gamma) = 1.519 + 1.447x - 0.15x^2 \text{ (eV)} \quad (0 \text{ K}, x < 0.4) \quad (3-2)$$

스위치는 상온에서 동작한다는 전제하에서 식 (3-1)을 이용해서 AlGaAs의 밴드 갭을 계산하였다. 또한 AlGaAs의 유효질량은 다음과 같이 계산 할 수 있다.

$$m_e^*/m_0 = 0.067 + 0.083x \quad (3-3)$$

$$m_{hh}^*/m_0 = 0.50 + 0.029x \quad (3-4)$$

$$m_{lh}^*/m_0 = 0.087 + 0.063x \quad (3-5)$$

$m_e^*$ ,  $m_{hh}^*$ ,  $m_{lh}^*$ 는 각각 전자, heavy hole, light hole의 유효 질량을 의미한다.

전도 대역에서의 에너지 준위차  $\Delta E_c = 0.67\Delta E_g$ , 가전자 대역에서의 에너지 준위차  $\Delta E_v = 0.33\Delta E_g$  로 설정했다.[15] 그림 3-1은 본 논문에서 해석한 양자 우물의 구조이다. 양자우물 내에서의 에너지 대역을 계산하기 위해서는 식 (3-6)의 Schrödinger equation을 계산해야 한다.

$$\left[-\frac{d}{dz} \frac{1}{m} \frac{d}{dz} + V(z)\right]\phi(z) = E\phi(z) \quad (3-6)$$

$V(z)$ 는 양자 우물의 장벽의 에너지 준위차이며  $m$ 은 질량을 나타낸다.

식 (3-5)를 계산하면 양자우물의 가전자대와 전도대의 에너지 준위를 구할 수 있다. 각각의 에너지 준위는 그림 3-2와 같다.

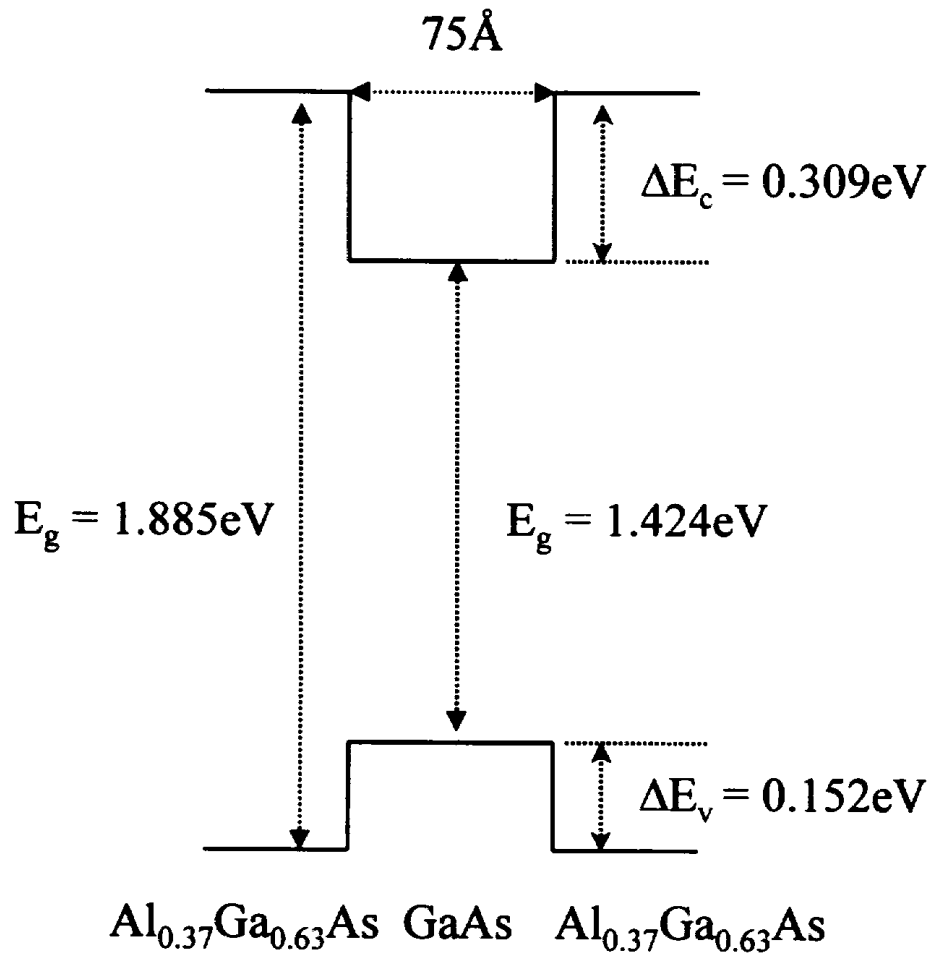


그림 3-1 GaAs/AlGaAs 양자 우물의 구조

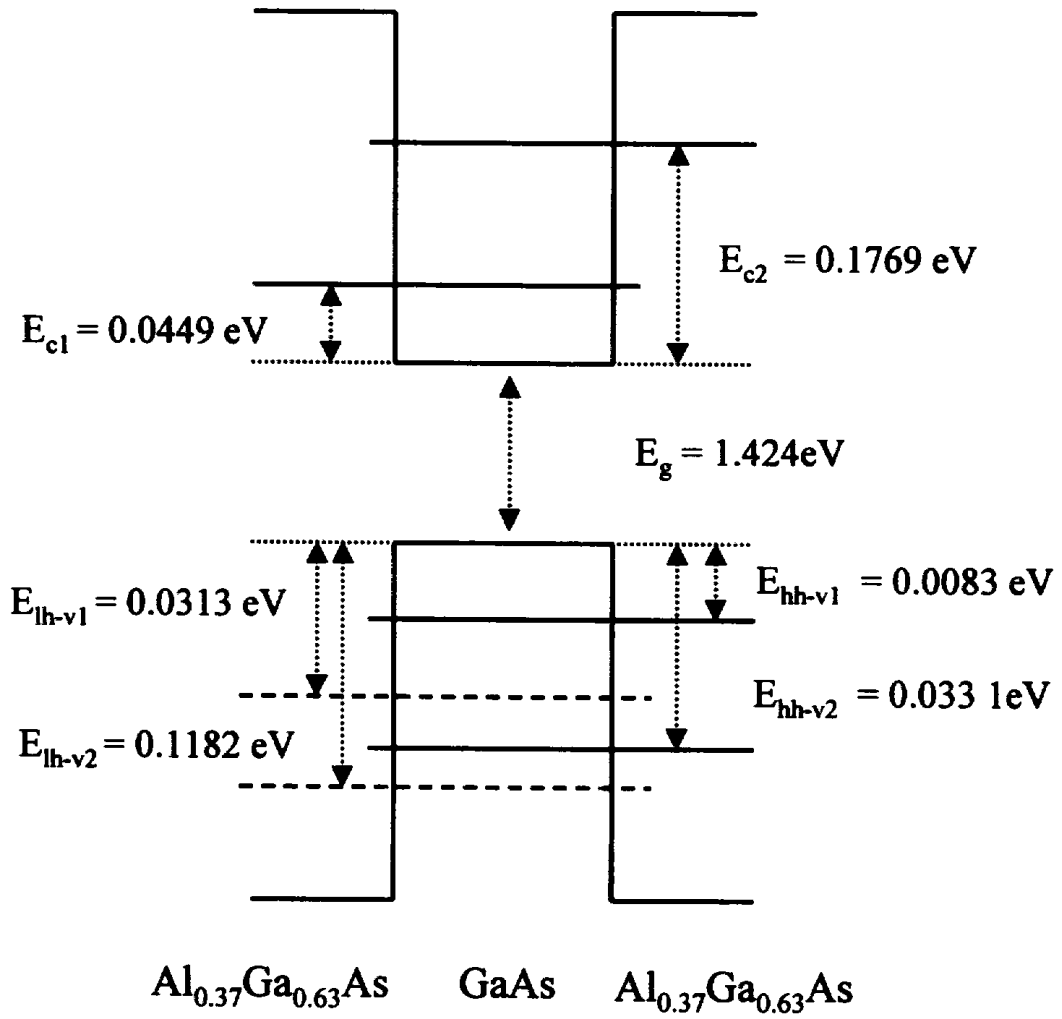


그림 3-2 GaAs/AlGaAs 양자 우물의 에너지 준위

## 3-2 절. 흡수 계수

### 3-2-1 Qausi-Fermi 준위

양자우물 내에 주입된 전자에 대해서 Qausi-Fermi level은 다음의 식을 이용해서 구할 수 있다.

$$N = \sum_i N_i = \sum_i \int dE \rho_e^{2D}(E) f_c^i(E) \quad (3-7)$$

$N_i$ 는  $i$ 번째 subband 전도대에서의 전자의 농도를 의미한다. 여기서  $E$ 는 다음과 같다.

$$E = E_{ei} + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_e^*} \quad (3-8)$$

$f_c^i$ 는 전도대에서의 quasi-Fermi 준위를 의미하며 다음과 같이 나타낸다.

$$f_c^i = \frac{1}{e^{(E_{ei} + \hbar^2 k_i^2 / 2m_e^* - F_c) / k_B T} + 1} \quad (3-9)$$

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_e^*} \quad (3-10)$$

$$\rho_e^{2D} = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2 L_z} \quad (3-11)$$

위 식에서 다음의 식을 구할 수 있다.

$$N_i = \frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \ln(1 + e^{(F_c - E_i)/k_B T}) \quad (3-12)$$

hole 에 대해서,  $F_c$ 는 다음의 식을 이용해서 계산한다.

$$\begin{aligned} P &= \sum_j P_j = \sum_j \int_0^\infty dE_i \rho_h(E_i) f_h(E_i) \\ &= \sum_j \frac{m_h^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \ln(1 + e^{(E_i - F_v)/k_B T}) \end{aligned} \quad (3-13)$$

### 3-2-2 Band-to-Band 흡수 계수

반도체 내에서의 광 흡수 현상은 band-to-band 흡수, exciton 흡수, lattice absorption 흡수, 불순물 흡수, background 흡수 현상 등 여러 가지가 있으나 이 중에서 가장 두드러진 흡수 현상은 band-to-band 흡수 과 exciton 흡수이다. 본 논문에서는 이 두가지 흡수 현상만을 고려하여 흡수 계수를 계산하였다. Band-to-band 흡수 스펙트럼은 다음의 식을 이용해서 계산한다.

$$\alpha(\hbar\omega) = C_0 \sum_{i,j} |I_{ij}^{ei}|^2 \int_0^\infty dE \rho_r^{2D} |\hat{e} \cdot p_{cv}|^2 \\ \times F(E_g + E_{kj} + E_{ei} + E_t - \hbar\omega) [f_c^i(E) - f_v^j(E)] \quad (3-14)$$

F(x)는 전자의 천이를 표현하기 위한 함수로써 Lorentzian 함수로써 나타낸다.

$$F(x) = \frac{\Gamma/(2\pi)}{x^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3-15)$$

이때,  $\Gamma$ 는 linewidth를 의미한다.  $C_0$ 는 다음과 같은 계수이다.

$$C_0 = \frac{\pi e^2}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega} \quad (3-16)$$

$\rho_r^{2D}$ 는 2차 모델의 reduced density of state이다.

$$\rho_r^{2D} = \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} \quad (3-17)$$

$I_{ij}^{ei}$ 는 가전자대와 전도대에서 각 에너지 준위의 포락선 함수의 적분값으로 다음과 같다.

$$I_{ij}^{ei} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \psi_i(z) g_j(z) \quad (3-18)$$

$f_c^i, f_v^j$ 는 전도대와 가전자대에서의 quasi-fermi 준위를 나타내며 다음과 같이

표현될 수 있다.

$$f_c^i(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\{[E_g + E_a + (m_r/m_e^*)E_i - F_c]/k_B T\}} \quad (3-19)$$

$$f_v^i(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\{[E_{hv} - (m_r/m_h^*)E_i - F_v]/k_B T\}} \quad (3-20)$$

$|\hat{e} \cdot p_{cv}|^2$ 는 momentum matrix element를 나타내며  $m_r$ 은 reduced effective mass로써 식 (3-21)과 같다.

$$m_r = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad (3-21)$$

Momentum matrix element  $|\hat{e} \cdot p_{cv}|^2 = |\hat{e} \cdot M|^2$ 는 bulk의 경우

$$|\hat{e} \cdot p_{cv}|^2 = M_b^2 = \frac{m_0}{6} E_p \quad (3-22)$$

이다.

Momentum matrix element는 양자우물의 경우, TE polarization과 TM polarization에 따라서 다른 값을 갖으며 표 3-1과 같다. 식3-22에서 optical matrix parameter  $E_p$ 는 GaAs의 경우,  $E_p = 25.7\text{eV}$ 이다.



TE Polarization
$\langle  \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{M}_{c-hh} ^2 \rangle = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta)M_b^2$
$\langle  \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{M}_{c-hl} ^2 \rangle = \frac{1}{4}(5 - 3 \cos^2 \theta)M_b^2$
TM Polarization
$\langle  \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{M}_{c-hh} ^2 \rangle = \frac{3}{2} \sin^2 \theta M_b^2$
$\langle  \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{M}_{c-hl} ^2 \rangle = \frac{1}{2}(1 + 3 \cos^2 \theta)M_b^2$

### ⌘ 3-1 Momentum matrix elements

### 3-2-3 Exciton 흡수 계수

Exciton 흡수 계수는 식 (3-23)과 같이 정리될 수 있다.

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{16C_0}{\pi L_x a_0^2} \sum_x |I_{hj}^{ei}|^2 |\hat{e} \cdot \hat{p}_{cv}|^2 \frac{\gamma/\pi}{(E_x - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} \quad (3-23)$$

이때, exciton transition  $E_x = E_{hj}^{ei} + E_{ex}$  이다.  $E_{ex}$ 는 1s, 2s, 3s,... 과 continuum binding 에너지 향으로 구성되어 있다. 이러한 에너지 준위는 양자 우물 내에서의 carrier 농도에 따라서 변화하는데 본 논문에서는 고려하지 않았다. [16] Exciton 흡수 계수는 1s 상태에서의 흡수계수 이외의 성분은 무시할 수 있을 정도로 크기가 작다. Exction binding 에너지  $E_{ex} = \epsilon_{ex}R_y$ 이며 Rydberg energy  $R_y$  는 다음과 같다.

$$R_y = \frac{m_r e^2}{2\hbar^2 (4\pi\epsilon_s)^2} \quad (3-24)$$

$\epsilon_{ex}$ 는 2D 모델에서는 -4이다.

그림 3-3은 양자 우물에 주입된 Carrier의 농도에 따른 흡수 계수의 변화를 나타낸다. 흡수 계수  $\alpha$ 는 (3-25)와 같이 exciton 흡수 계수와 band-to-band 흡수 계수의 합으로써 계산했다.

$$\alpha(\omega) = \alpha_{ex}(\omega) + \alpha_{band}(\omega) \quad (3-25)$$

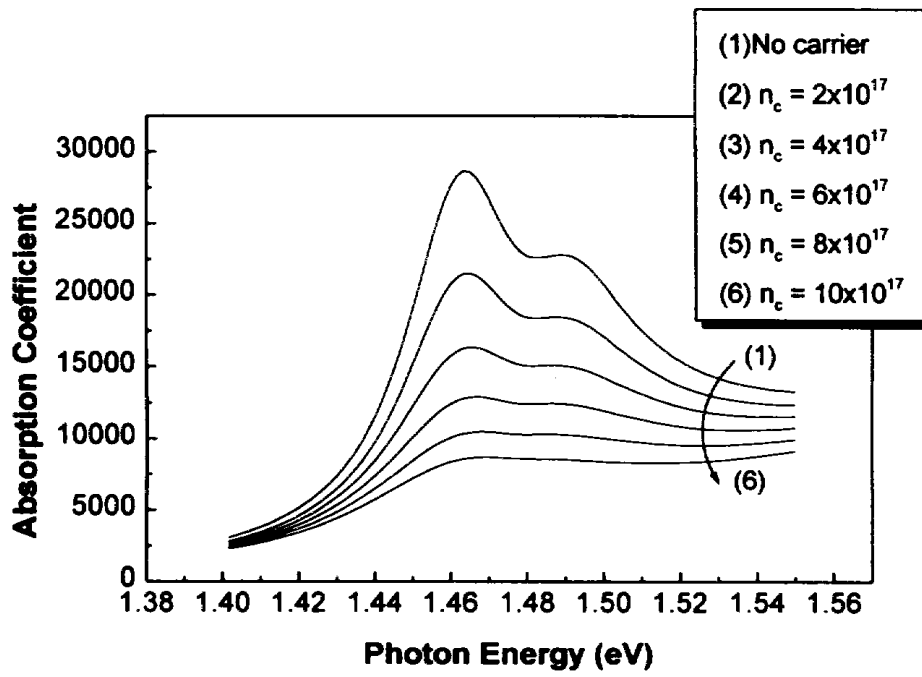


그림 3-3 carrier 농도에 따른 흡수 계수의 변화

그림3-3에서 보듯이 주입된 carrier가 없을 때에는 흡수 계수 그래프에서 두 개의 peak 가 나타남을 알 수 있다.

첫 번째 peak는 exciton 흡수 계수 중에서 heavy hole에 의한 천이를 나타내고 두 번째 peak는 light hole에 의한 천이를 나타낸다. 흡수 계수의 peak는 carrier의 농도가 증가함에 따라 현저하게 감소함을 알 수 있다. 이것은 exciton 흡수가 band-to-band 흡수 계수보다 빨리 포화되기 때문이다. 따라서 carrier의 농도 변화에 따른 exciton 흡수 계수의 변화를 나타내기 위해서는 carrier 농도에 따른 linewidth의 변화를 고려해야 한다.[17][18][19][20] Carrier의 농도 증가에 따른 linewidth broadening은 선형적인 관계를 가진다고 가정하여 계산하였다. exciton 흡수 계수의 carrier의 농도에 따른 변화는 식 (3-26)을 이용하였다.

$$\alpha(N) = \frac{\alpha(\hbar\omega)}{1 + N/N_s} \quad (3-26)$$

$N_s$ 는 포화 상태에 이르는 carrier의 농도를 나타낸다.

일반적인 전광 스위치의 스위칭 동작 파장은 흡수 계수의 변화가 최대인 영역으로 정해지는 것이 가장 효율적이다. 그림 3-4은 carrier를 주입하지 않았을 때와 carrier를 주입했을 때의 흡수 계수 차이를 나타낸 것이다. 흡수계수 변화는 GaAs/AlGaAs에 관한 비선형성 실험 결과와 비교적 일치한다고 볼 수 있다.[12][13][21] 흡수 계수 변화는 1.463eV에서 가장 크게 나타났다.

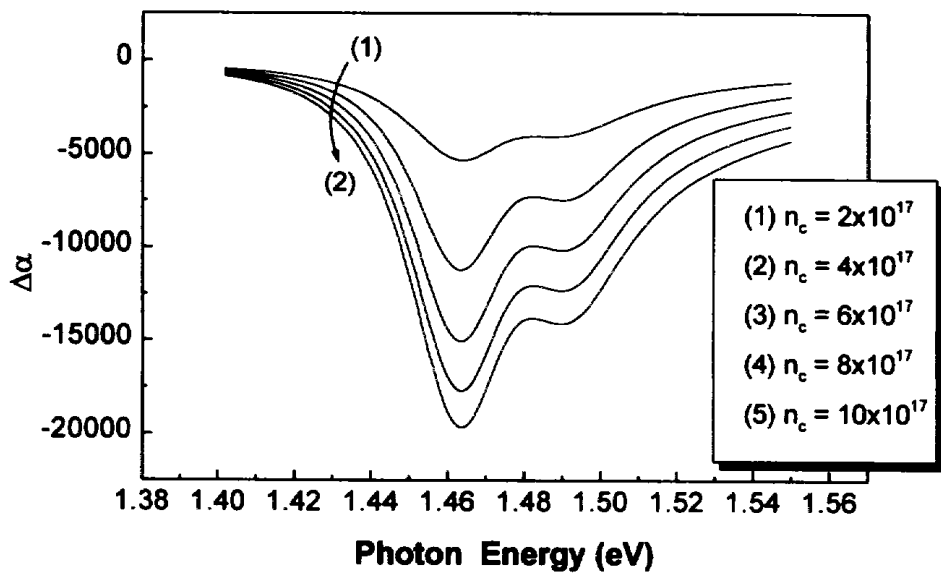


그림 3-4 흡수 계수의 변화 차이

### 제 3-3 절. 굴절률

반도체 내의 흡수 계수 변화는 유전 상수의 변화를 일으킨다. 따라서 굴절률이 변화된다. 이러한 굴절률 변화는 식(3-27)의 Kramers-Kronig 관계식을 이용해서 계산하였다.

$$\Delta n(\hbar w) = \frac{\hbar c}{\pi} \cdot \text{Pr} \int \frac{\Delta \alpha(\hbar w')}{(\hbar w')^2 - (\hbar w)^2} \cdot d(\hbar w') \quad (3-27)$$

식(3-27)에서 Pr은 principal value 적분을 의미한다. 위 식에서 적분 영역은 1.4eV에서 1.55eV까지로 설정했다.

굴절률 변화의 계산 결과는 그림 3-5와 같다. 굴절률 변화가 최대인 에너지 대역은 1.448eV로써 흡수 계수의 최대 변화 영역과는 차이가 있다. 흡수 계수 변화가 최대인 1.463eV에서 굴절률 변화는 0에 가까웠다.

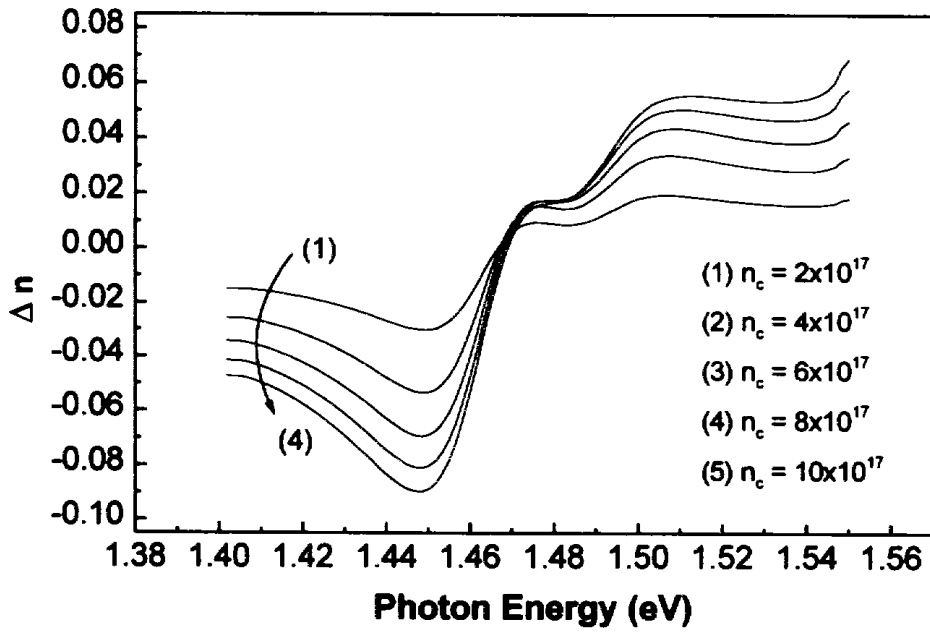


그림 3-5 흡수 계수 변화에 따른 굴절률 변화

## 제 4 장. 결과 및 고찰

### 제 4-1 절. 기존의 스위치 출력 신호 특성

그림 4-1은 양자 우물 60개를 갖는 전광 스위치에서의 스위치에 입력되는 probe 에너지 준위에 따른 출력 특성을 나타낸 그림이다. 스위치의 on 상태는 그림 3-3에서 (5)와 같이 양자 우물 내에  $10^{18}$ 개(/ $\text{cm}^3$ )의 carrier가 주입된 상태를 나타내고 off 상태는 carrier가 주입되지 않은 상태로 정의했다. 스위치의 on/off 상태는 steady state 상태로 가정했다. 스위치에서의 출력 신호 차이는 그림 4-2와 같다. On 상태와 off 상태의 출력 신호 크기 차이는 그림 3-3의 흡수 계수 그래프에서 흡수 계수 차이가 최대인 영역 부근에서 최대임을 알 수 있다. 그러나 양자 우물의 수를 변화시켜 보면 흡수 계수 변화가 가 최대인 영역과 출력 신호 크기 차가 최대인 영역이 항상 일치하지는 않았다.

그림 4-3은 흡수 계수 차가 최대인 에너지 영역에서 양자우물의 수를 증가시켜감에 따른 출력 신호 크기를 계산한 것이다.



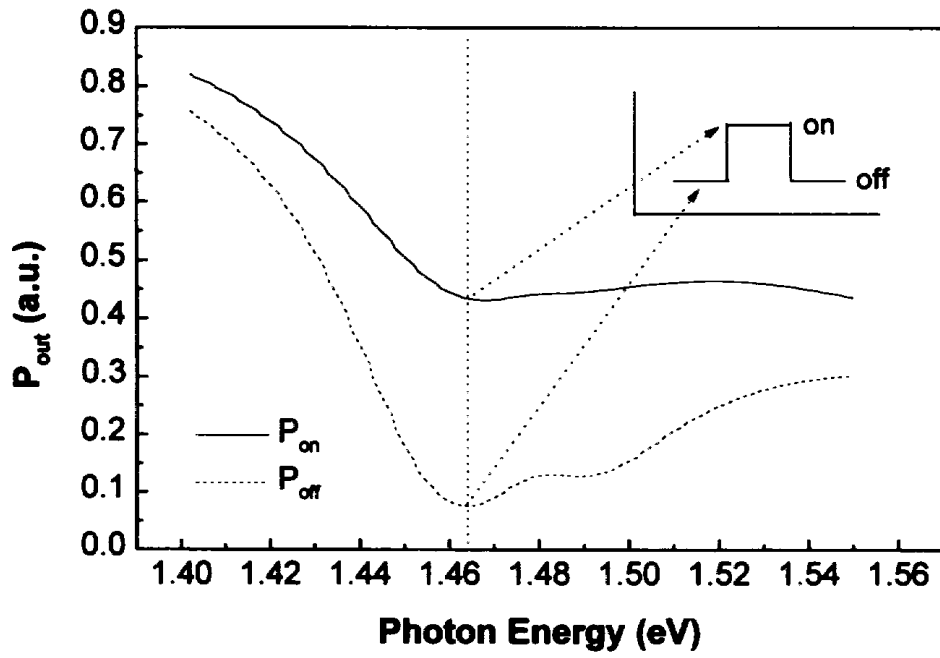


그림 4-1 Probe의 에너지 준위에 따른 스위치 출력 신호 크기

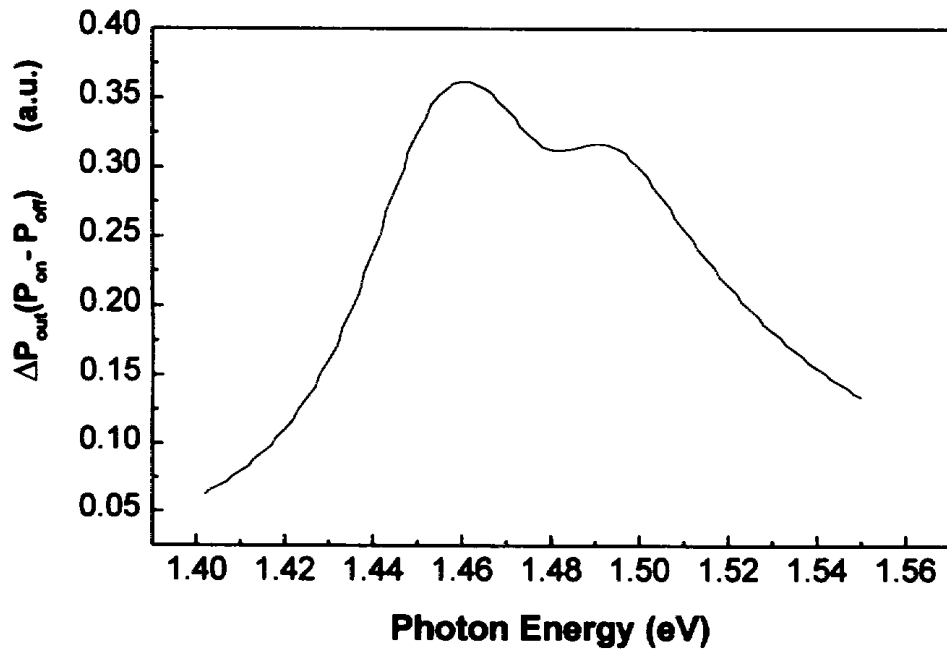


그림 4-2 출력 신호 크기 차 ( $P_{on} - P_{off}$ )

전광 스위치의 출력은 스위치 내의 양자우물의 수에 따라 다르게 나타난다. 스위치의 양자우물 수가 적으면 probe 신호가 적게 흡수되므로 스위치에서 출력되는 신호는 전반적으로 크게 나타난다. 즉, 스위치가 on 상태일 때의 출력 신호 크기도 크게 나타나게 되는 장점도 있으나 off 상태에서도 출력신호가 크게 나타나는 단점을 가진다. 반면, 양자 우물의 수가 적을 경우 off 상태에서의 출력 신호 크기가 작아지는 장점이 있으나 on 상태 신호도 작아지는 문제가 발생한다. 따라서 출력 신호의 크기가 차가 최대가 되는 조건을 찾기 위해서는 probe 신호의 에너지 준위와 양자우물의 수를 변화시키면서 on/off 상태의 출력 크기 차를 비교해야 한다.

그림 4-3는 양자우물의 수와 probe 에너지 준위에 따른 전광 스위치의 on/off 출력 신호 크기를 나타낸 그림이다. 최대 출력 신호 차를 얻기 위해서는 probe 신호의 에너지 준위가 약 1.463eV이고 양자 우물의 수가 40개일 때였다. 그림 4-4는 이러한 에너지 대역에서 양자 우물 수에 따른 on/off 출력 신호 크기를 나타낸 것이다. 그런데 이 경우 on/off 비는 3/1정도로 작은 매우 단점이 있다. 양자우물의 수를 증가시키면 그림 4-6에서와 같이 on/off 비는 증가한다. 그러나 이것은 off 상태의 출력 신호 크기 뿐 아니라 on 상태 출력 신호 크기도 현저하게 감소하기 때문에 신호 크기 손실이 더 커지는 문제점이 있다. 스위칭 소자의 특성을 평가하는 또 다른 기준 중의 하나인 modulation depth는 식 4-1와 같이 정의되며 그림 4-7은 양자 우물 수에 따른 modulation depth를 계산한 결과이다.

$$M = \frac{P_{on} - P_{off}}{P_{on}} \quad (4-1)$$

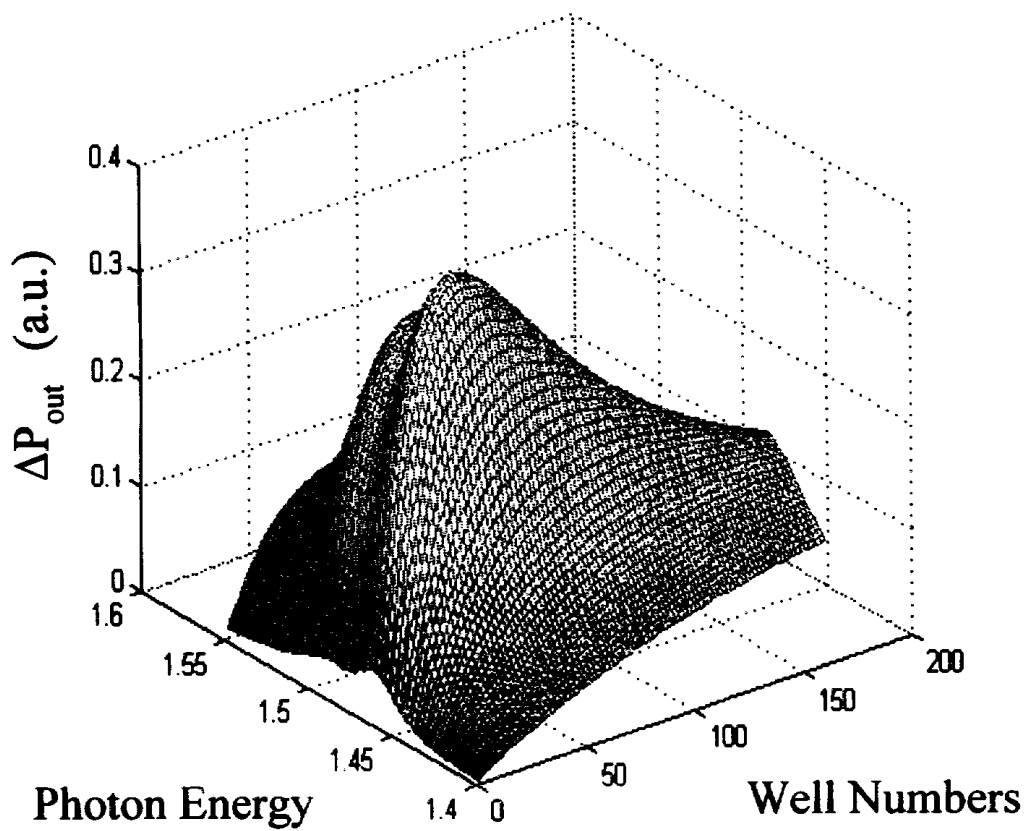


그림 4-3 Probe 신호의 에너지 준위와 양자우물 수의 변화에 따른 출력신호차

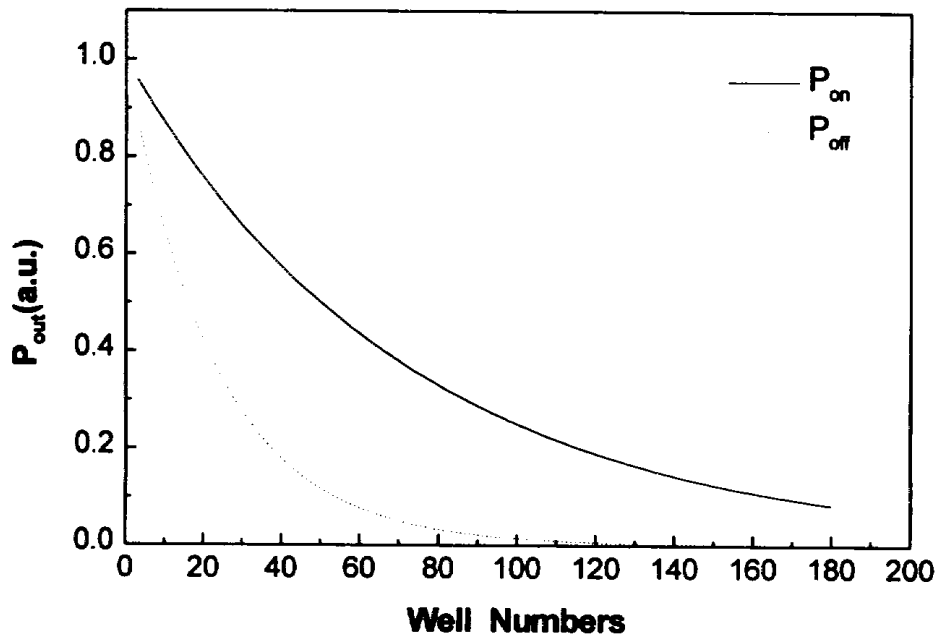


그림 4-4 양자 우물 수에 따른 출력 신호 크기 ( $\hbar \omega = 1.463\text{eV}$ )

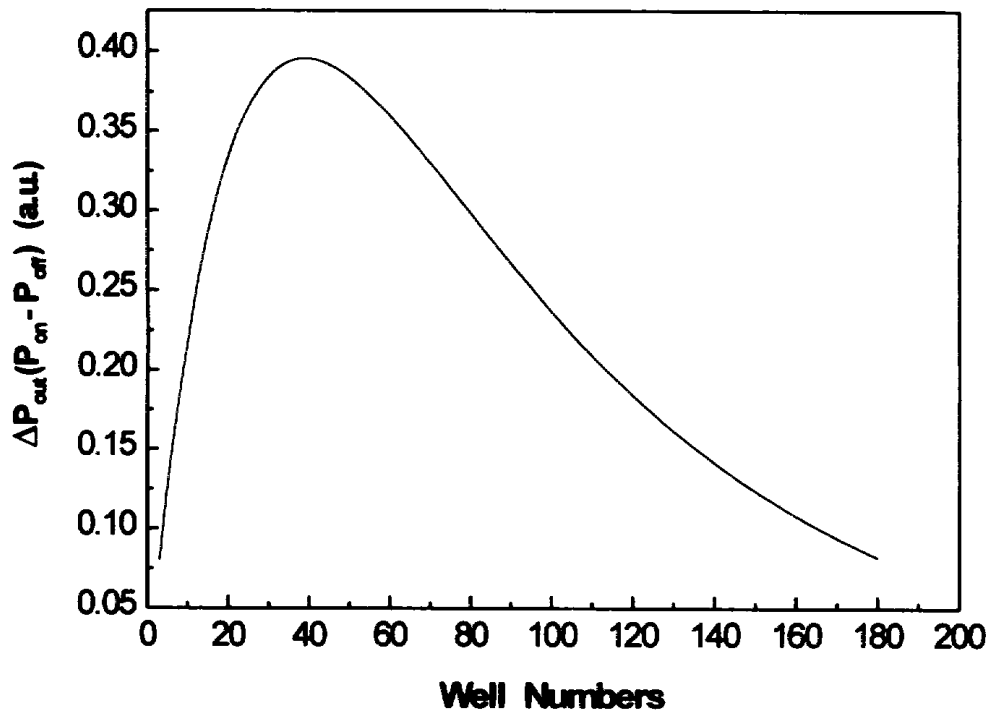


그림 4-5 on/off 상태의 신호 출력 크기 차 ( $\hbar \omega = 1.463\text{eV}$ )

Modulation depth 역시 on/off 비와 마찬가지로 well 수가 증가할수록 그 값이 증가하였다. 전광 스위치의 동작을 최적화 하기 위해서는 스위치의 신호 손실이 최소가 되도록 하면서, 동시에 스위치의 on/off 비(또는 modulation depth)는 최대가 되는 조건에서 스위치가 동작하도록 해야 한다.

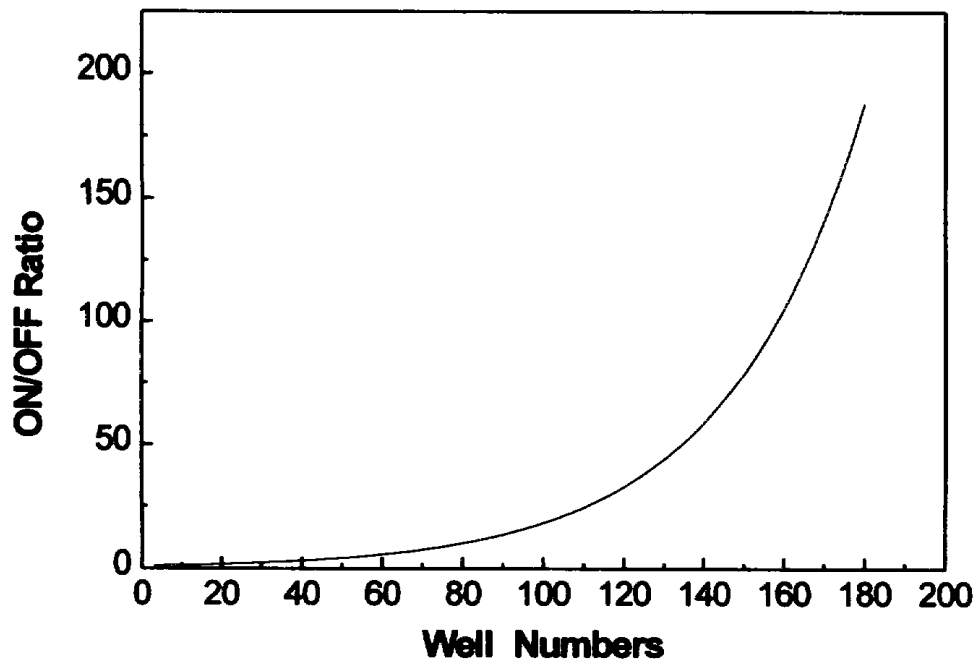


그림 4-6 양자 우물 수에 따른 on/off 비 ( $\hbar \omega = 1.463\text{eV}$ )



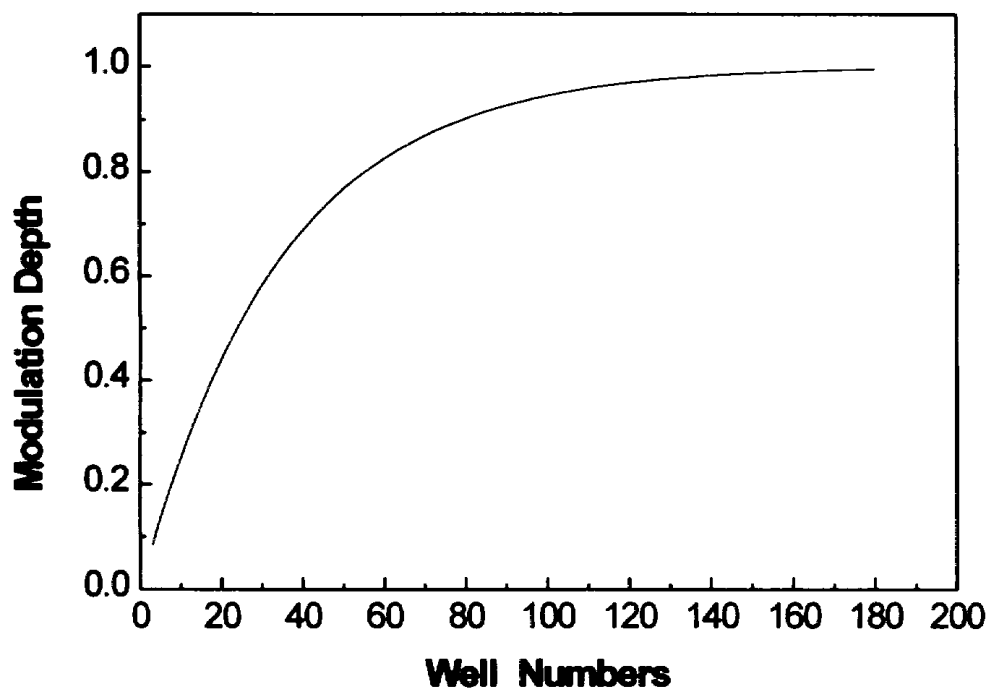


그림 4-7 양자 우물 수에 따른 modulation depth ( $\hbar \omega = 1.463\text{eV}$ )

## 제 4-2 절. DBR을 이용한 전광 스위치 출력 신호 특성

기존의 전광 스위치에서는 off 상태에서의 출력 신호로 인해서 낮은 on/off 비를 가질 수 밖에 없었다. 이러한 문제점을 개선하기 위해서 스위치의 상단부에 Distributed Bragg Reflector(DBR)을 첨가하고 스위치의 두께와 DBR의 반사율을 적절하게 조절해주면 off 상태에서의 출력 신호를 0으로 만들 수 있다. 따라서 on/off 비를 크게 개선할 수 있다.

스위치의 Au mirror에서 반사되는 출력 신호와 DBR에서 반사되는 출력 신호의 크기가 같도록 반사율을 계산하고 두 신호의 위상은 out-of-phase 상태가 되도록 조절을 해준다. Off 상태에서 출력 신호를 0으로 만들기 위해 요구되는 반사율 계산은 그림 4-8과 같은 방법으로 한다.[22] 전광 스위치에서의 출력 신호는  $E_1, E_2, E_3, \dots$ 의 합으로 나타낼 수 있다. 각각의 반사된 신호는 다음과 같은 식으로 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned}
 E_1 &= r_1 \\
 E_2 &= t_1 t_2 e^{i \Delta k z} e^{-(\alpha/2)z} \\
 E_3 &= t_1 t_2 e^{2i \Delta k z} e^{-\alpha z} r_2 \\
 E_4 &= t_1 t_2 e^{3i \Delta k z} e^{-(3/2)\alpha z} r_2^2 \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{4-2}$$

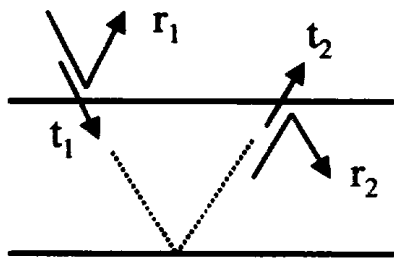
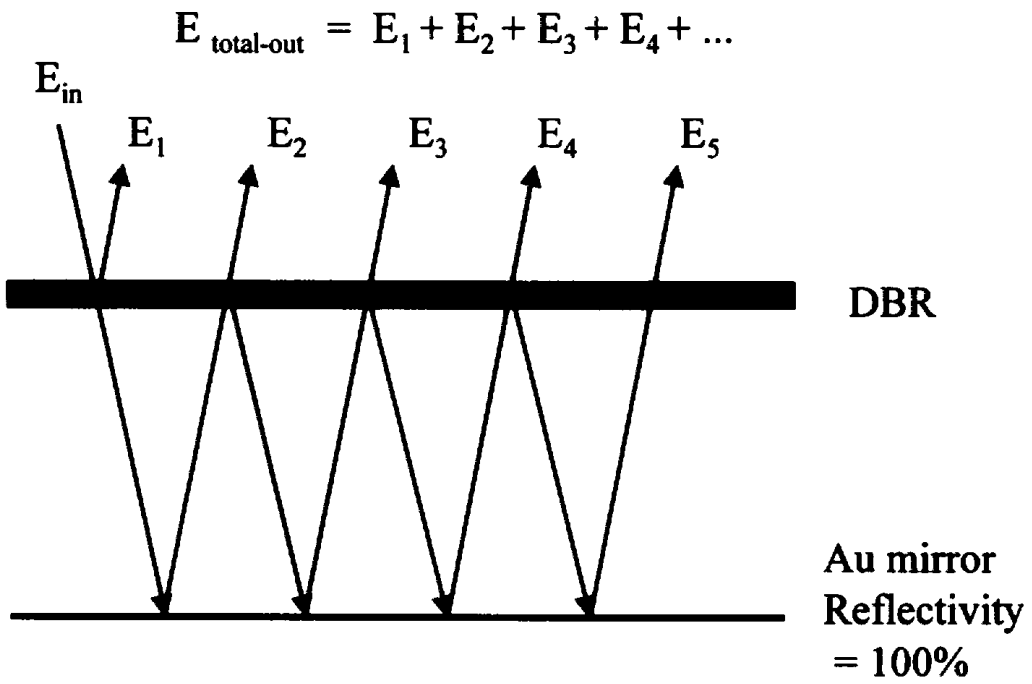
$r_1$ 은 DBR이 갖는 전계의 반사율이며  $r_2$ 는 스위치 내부에서 스위치 외부로 빛이 진행할 때 전계의 반사율이다.  $t_1$ 는 스위치 내부로 입사되는 전계의 투과 계

수이고  $t_2$ 는 스위치 내부에서 외부로 진행되는 전계의 투과 계수이다.  $\Delta kz$ 는 굴절률 변화에 따른 위상 변화 항이며,  $\alpha$ 는 흡수 계수를 의미한다.

반사 계수는 스위치가 off 상태에서  $E_{\text{total-out}}$ 이 0이 되는 값으로 계산한다.

Pump 신호가 스위치에 입력되면 양자 우물의 굴절률은 그림 3-5와 같이 변화하므로 out-of-phase 상태가 바뀌게 된다.

그림 3-5에서 보면 양자 우물은 에너지 준위가 약 1.448eV에서 최대 굴절률 변화를 가짐을 알 수 있다. 따라서 굴절률 변화를 이용해서 위상을 최대한 변화시키려면 이 에너지 대역에서 스위치가 동작하도록 해야 한다. 그림 4-7은 probe 신호가 1.448eV 일때 양자 우물 수에 따른 출력을 나타낸 것이다. 양자 우물의 수가 변화하므로 각각의 양자 우물 수에 대해서 off 출력 신호를 0으로 만드는 DBR의 반사율은 다르다. 따라서 양자 우물 수에 따라 요구되는 반사율을 계산한 다음 양자우물 수에 따른 출력을 계산한 것이다. 양자 우물의 수가 132개에서 on 상태 출력 신호 크기는 최대로 나타났다. 또한 이 때 요구되는 DBR의 reflectivity는 약 2%정도였다. 이러한 스위치 동작 조건에서는 출력 신호의 크기를 극대화 하면서 on/off 비는 현저하게 향상된다.



$t_1, t_2$  : transmission coefficient

$r_1, r_2$  : reflection coefficient

그림 4-8 전광 스위치의 전계와 반사

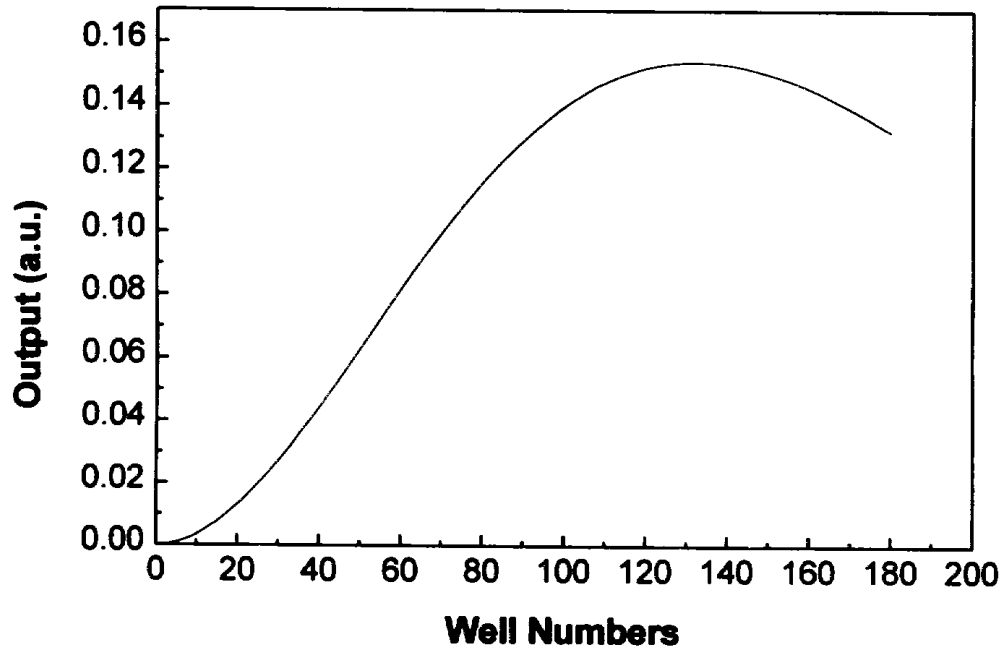


그림 4-9 DBR을 이용한 전광 스위치의 출력 신호 크기  
( $\hbar \omega = 1.448\text{eV}$ )

### 제 4-3 절. Pulse에 의한 스위칭 시간 해석

스위치 내에 입력되는 광 신호에 의한 스위칭 시간을 해석하기 위해서는 광 신호의 형태를 설정해야 한다. 스위치에 입사되는 pump 신호의 에너지 준위는 흡수 계수가 가장 큰 1.463eV로 설정하는 것이 가장 효율적이다. 스위치에서 사용되는 pump intensity  $I(t)$ 는 식 4-3과 같은 Gaussian pulse 형태로 가정한다.

$$I(t) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{1.6651}{FWHM} t\right)^2\right] \quad (4-3)$$

$I_0$ 는 pump의 peak intensity를 의미한다. Pump 신호와 probe 신호는 각각 3ns, 2ns의 FWHM 값을 갖는 신호로써 설정했다. 양자우물 내에서의 GaAs의 carrier lifetime  $\tau$ 는 20ns로 정했다. Pump 신호에 의해서 양자 우물 내에서 발생하는 carrier 농도는 다음과 같이 계산 할 수 있다.

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\alpha(\omega)I(t)}{\hbar \omega} - \frac{N(t)}{\tau} \quad (4-4)$$

위 식에서  $t$ 는 pump-probe 간의 지연 시간을 나타낸다. 위의 rate equation을 계산하면 carrier 농도는 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$N(t) = \frac{e^{-t/\tau} \alpha(\omega) I_0}{\hbar \omega} \int_{-x}^t e^{t'/\tau} \exp\left[-\left(\frac{1.6651}{FWHM} t'\right)^2\right] dt' \quad (4-4)$$

여기서,  $x$ 는 pump 신호의 FWHM의 2배 값으로 정했다. Pump intensity는

12000W/cm<sup>2</sup>로 정했다. 이 식을 이용해서 계산한 pump-probe 지연 시간에 따른 carrier 농도는 그림 4-10과 같다. carrier의 농도는 약 2.5ns에서 가장 큰 값을 나타냈다. 따라서 전광 스위치에 입력되는 probe 신호는 pump 신호와 2.5ns의 간격을 두고 입력될 때, 스위치는 가장 효율적인 스위칭을 할 수 있다. 그림 4-11은 carrier 농도에 따른 양자 우물의 흡수 계수의 변화에 따른 나타낸 것이다. 이와 같은 흡수 계수 변화 값을 토대로 스위치의 probe의 에너지 준위가 1.448eV에서 132개의 양자 우물을 갖는 기존의 전광 스위치와 DBR을 이용한 전광 스위치의 신호 출력을 비교하였다. 그림 4-12에서 볼 수 있듯이 DBR이 있는 스위칭의 경우 pump-probe 지연 시간에 따른 출력 크기가 더 빠르게 감소하는 것을 알 수 있다. 기존의 전광 스위치에서는 출력 신호가 최대 값의 1/2이 되기까지 약 18ns 정도 소요되었다. 그러나 DBR을 이용한 스위치의 경우 13ns 정도로 약 27% 정도 단축되었다. 기존의 스위치에서는 on/off 동작이 pump 신호에 의한 흡수 계수 변화만을 이용해서 이루어졌다. 그러나 DBR을 이용한 스위치의 경우는 경우, 흡수 계수 뿐 아니라 굴절률 변화까지 이용하기 때문에 더욱 빠른 스위칭을 할 수 있었다.

그림 4-13에서는 pump 신호의 크기를 증가시키면서 기존의 전광 스위치와 DBR을 이용한 전광 스위치의 출력 크기를 비교했다. DBR이 없는 스위치에서는 off 상태에서 약 -11dB의 출력 크기를 가지는데 반해서 DBR을 이용한 스위치에서는 off 상태에서 -54dB의 출력 크기를 가졌다. DBR을 이용한 경우에도 off 상태 출력 신호가 완전한 0이 될 수는 없었다. 이것은 DBR에서 반사되는 신호와 mirror에서 반사되는 신호 사이의 시간차에 기인했다. 이러한 시간차는 전광 스위치 내에서 다중 양자 우물과 우물 장벽의 두께 out-of-phase 상태를 만들기 위해 요구되는 위상 조절 층의 두께 때문에 발생했다.

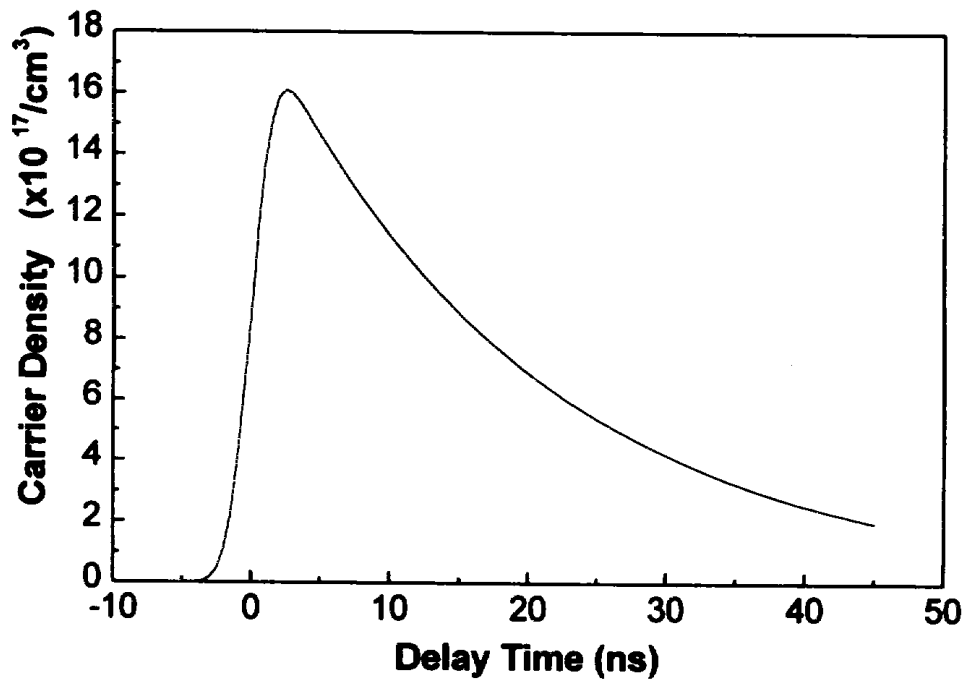


그림 4-10 Pump-probe 지연 시간에 따른 carrier 농도



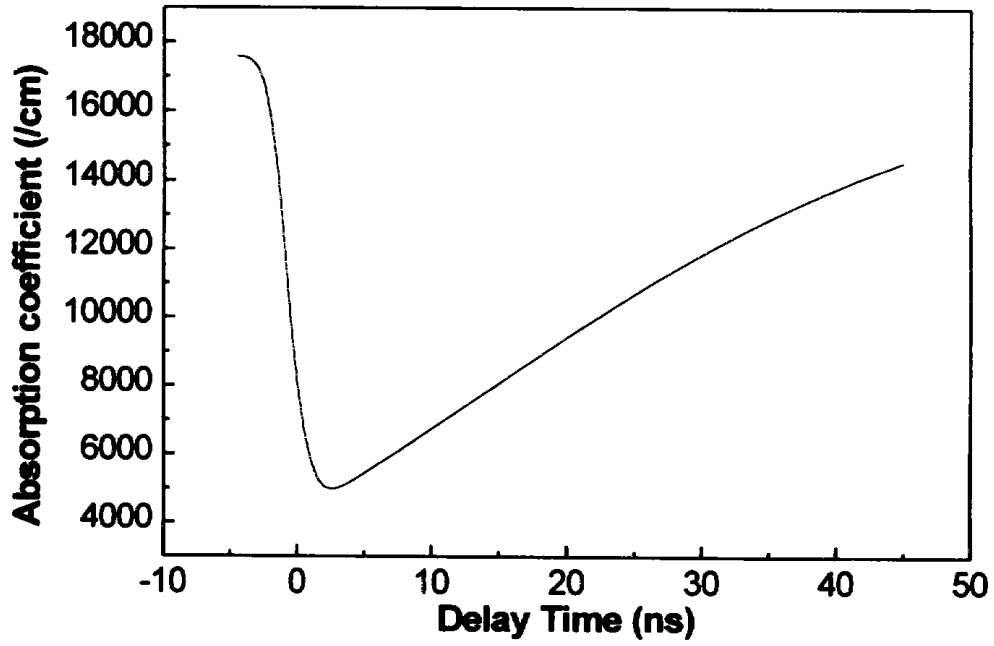


그림 4-11 Pump-probe 지연 시간에 따른 흡수 계수 변화

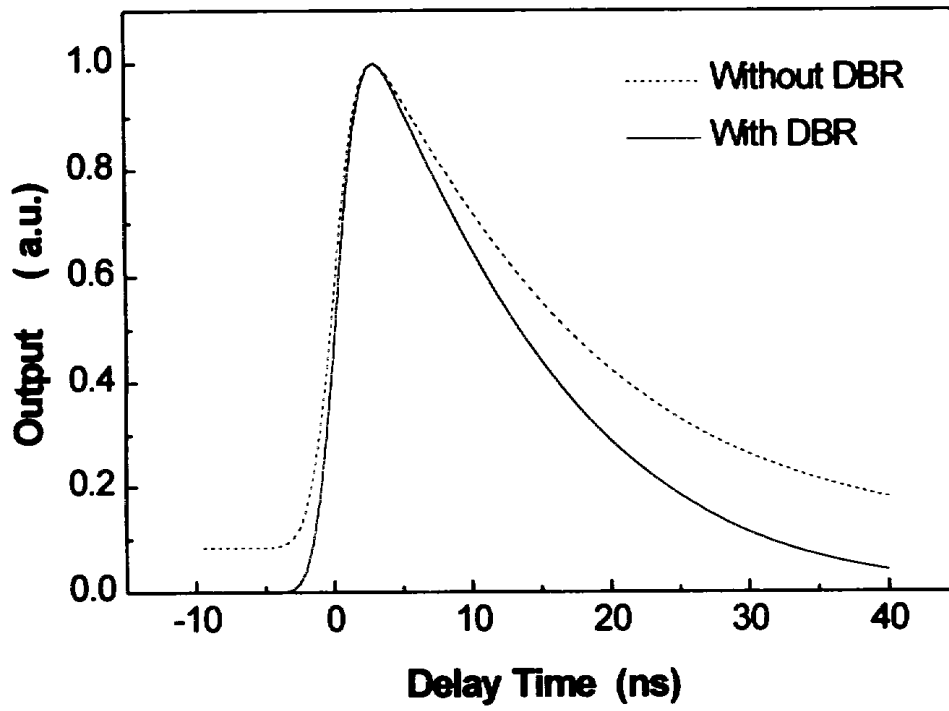


그림 4-12 Pump-probe 지연 시간에 따른 스위치 출력 특성 비교

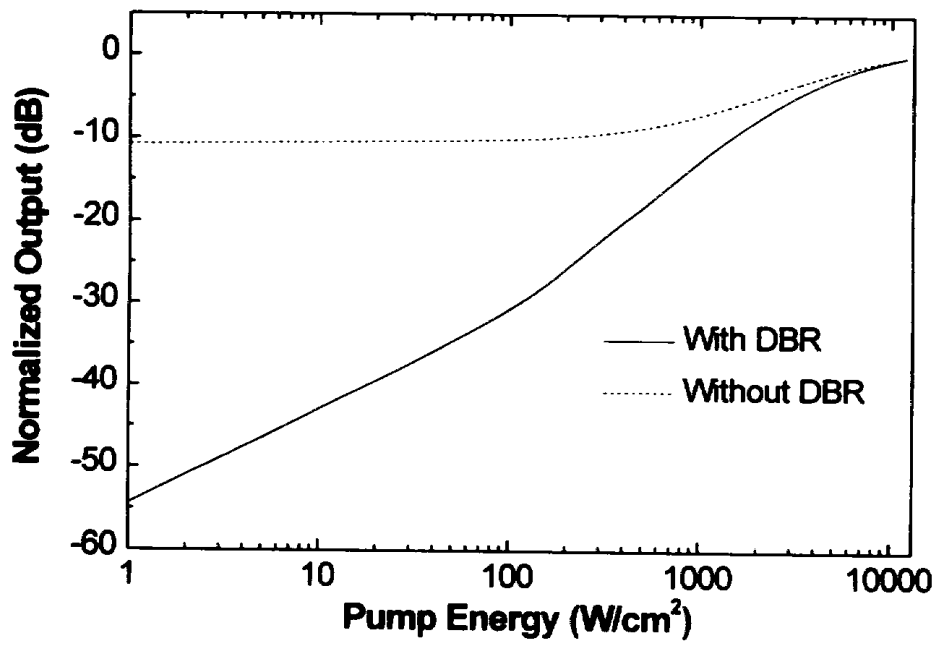


그림 4-13 Pump 신호 크기에 따른 스위치 출력 크기 변화

## 제 5 장. 결론 및 향후 연구 과제

본 논문에서는 GaAs/AlGaAs 다중 양자 우물을 이용한 표면 반사형 전광 스위치의 해석을 시도하였다. 또한 스위치의 효율을 향상시키고 스위칭 속도를 증가시키기 위한 새로운 구조의 전광 스위치에 대한 해석을 시도했다. 전광 스위치의 동작 특성을 해석하기 위해서 먼저, GaAs/AlGaAs 양자우물의 광 흡수 계수의 변화 특성을 연구하였다. 전광 스위치의 출력 신호 크기가 최대 스위칭 폭을 갖도록 하기 위해서는 흡수 계수가 최대로 변화하는 probe 신호의 에너지 준위를 찾아야 한다. 최대 흡수 계수의 에너지 영역은 양자 우물을 구성하는 반도체 재료와 양자 우물의 두께를 통해서 조절이 가능하다. 따라서 전광 스위치를 원하는 에너지 대역에서 동작하도록 변형시킬 수 있다. 본 논문에서 해석한 양자 우물에서는 1.463eV에서 흡수 계수가 최대 변화값을 가졌다.

양자 우물의 흡수 계수 계산 결과를 이용해서 기존의 스위치에서 양자 우물의 수에 따른 스위치의 출력 크기를 계산했다. 양자 우물의 수는 약 40개에서 on/off 출력 차가 최대가 되었으나 on/off 비는 약 3:1로 낮은 비를 가졌다. 기존의 전광 스위치에서는 on/off 비가 양자 우물의 수가 증가함에 따라 증가하는 형태를 나타냈으나 양자 우물의 수가 증가함에 따라 스위치 내부 손실이 증가하는 문제가 발생했다. 스위치의 효율을 극대화하기 위해서는 스위치 내부 손실을 극소화하면서 on/off 비는 최대가 되도록 해야한다. 이러한 문제점을 개선하기 위해 기존의 전광 스위치의 상단에 낮은 굴절률을 갖는 DBR을 첨가했다. DBR은 전광 스위치에 입력되는 probe 신호의 일부분을 반사시켜서, mirror에서 반사되는 신호와 상쇄되었다. 따라서 off 상태 출력은 0에 가까운 값을 가진다. on 상태에서는 양자우물의 굴절률 변화로 out-of-phase 상태의 위상 관계는 변

화한다. 또한 pump 신호로 인한 양자우물의 흡수 계수 포화로 인해서 probe 신호는 흡수되지 않고 출력된다.

굴절률의 변화는 흡수 계수 계산 결과를 토대로 Kramers-Kronig 관계를 통해서 계산했다. 굴절률이 최대로 변화하는 에너지 준위는 1.448eV였으며 흡수 계수가 최대인 에너지 대역에서는 굴절률 변화는 0에 가까웠다. DBR을 이용한 전광 스위치에서는 1.448eV 에너지 대역에서 양자 우물의 수가 약 132개일 때 출력 신호가 최대 스위칭 폭을 가졌다. 또한 스위치의 on/off 비는 같은 에너지 대역에서 기존의 전광 스위치가 11dB임에 비해서 DBR을 이용한 전광 스위치는 54dB였다. DBR을 이용한 스위치의 on/off 비 향상은 DBR을 이용한 전광 스위치 실험 결과와도 매우 유사함을 알 수 있다.[9]

전광 스위치의 pump-probe 지연 시간에 따른 스위칭 시간 계산에서, pump-probe 지연 시간이 2.5ns 일 때 양자우물 내의 carrier의 농도가 최대임을 알 수 있었다. 또한 기존의 전광 스위치가 약 18ns의 스위칭 시간을 갖는데 비해서 DBR을 이용한 스위치에서는 약 13ns의 스위칭 시간을 가졌다. 따라서 스위칭 시간을 약 27% 단축시킬 수 있었다.

본 논문에서는 GaAs/AlGaAs를 이용한 전광 스위치를 구현해서 해석하였다. 그러나 실제 광통신 시스템에서 사용되는 에너지 대역에서 스위치가 동작하기 위해서는 반도체 재료를 바꿔야 한다. 특히 전광 스위치를 연구하는 본래 목적인 초고속 스위칭 소자의 구현을 위해서는 수십 ns의 lifetime을 갖는 GaAs와 같은 재료는 부적합하다. 따라서 pico 초 이하의 lifetime을 갖는 저온 성장 반도체 재료를 이용해서 전광 스위치를 구현해야 한다. 또한 비선형성을 극대화하기 위한 양자 우물 구조에 대한 연구가 이루어진다면 더욱 효율적인 스위치의 구현이 가능해질 것이다.

## 참고 문헌

- [1] C. N. Ironside, "Ultrafast all-optical switching," *Cont. Phys.* 1993. Vol. 34. p.1, 1993.
- [2] M. N. Islam," Ultrafast switching with nonlinear optics," *Phys. Today.* 1994. May. p. 34, 1994.
- [3] D. campi, " Modeling of nonlinear absorption and refractive in quantum well structures for all optical switching," *IEEE. J. Quantum. Electron.*, QE-29, p. 1144, 1993.
- [4] K. Strobl and I. Golub, " All-optical switching and transmissivity by a nonlinear sandwich," *IEEE. J. Quantum. Electron.*, QE-28, p. 1435, 1993.
- [5] W. Kowalsky et al, " Optically controlled GaAs/AlAs multiple quantum well modulators employing integrated dielectric reflectors," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 52, p. 1933, 1988.
- [6] K. Nakamura et al, " Numerical analysis of the absorption and the refractive index change in arbitrary semiconductor quantum-well sturctures," *IEEE. J. Quantum. Electron.*, QE-28, p. 1671, 1992.

- [7] David A. B. Miller et. al., "Electric-field dependence of linear optical properties in quantum well structures," IEEE J. Quantum Electron., QE-22 p. 1816, 1986.
- [8] R. Takahashi et al., "Ultrafast 1.55 $\mu$ m photoresponse in low temperature grown InGaAs/InAlAs quantum wells," Appl. Phys. Lett. Vol. 65, p.1790, 1994.
- [9] R. Takahashi et al., "Ultrafast 1.55 $\mu$ m all-optical switching using low-temperature-grown multiple quantum wells," Appl. Phys. Lett. Vol. 68, p.153, 1996.
- [10] P. W. Juodawlkis, " Ultrafast carrier dynamics and optical nonlinearities of low temperature grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells," Appl. Phys. Lett. Vol. 69, p. 4062, 1996.
- [11] S. Gupta," Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures," IEEE J. Quantum Electron., QE-28, p. 2464, 1992.
- [12] S. H. Park et al, "Measurement of room-temperature band-gap-resonant optical nonlinearities of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells and bulk GaAs," Appl. Phys. Lett. Vol. 50, p. 1201, 1988.

- [13] M. Kawase et al., "Single pump-probe measurement of optical nonlinear properties in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-30, p. 981, 1994.
- [14] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronics Devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [15] C. G. Van de Walle," Band lineups and deformation potential in the model-solid theory, *Phys. Rev. B. Vol. 39*, p. 1871, 1989
- [16] E. X. Ping and H.X. Jiang," Effect of charge-carrier screening on the exciton binding energy in GaAs/AlGaAs quantum wells, *Phys. Rev. B. Vol. 47*, p. 2101, 1993.
- [17] Y .P. Feng et al., "Scattering of screened excitons by free carriers in semiconducting quantum well structures," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-24, p. 1659, 1988.
- [18] H. N. Spector ey al, "Exciton linewidth in semiconducting quantum well structures," *phys. Rev. B. Vol. 34*. p. 2554, 1986.
- [19] Tong San Koh et. al., " Exciton linewidth due to scattering by free carriers in semiconducting quantum well sructures : Finite confining



- potential model," J. Appl. Phys. Vol. 81, p. 2236, 1997.
- [20] Y. P. Feng and H. N. Spector, " Scattering of excitons by free carriers in semiconducting quantum well structures," J. Phys. Chem. Solid Vol. 48, p. 593, 1987.
- [21] D. S. Chemla, " Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures," IEEE. J. Quantum. Electron., QE-20, p. 265, 1984.
- [22] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley Pub. p.363, 1987.

## **Abstract**

# **Analysis of Surface Reflection Type GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well All-Optical Switches**

Yong Ho Choi

Dept. of Electronic Eng.

The Graduate School

Yonsei University

In this thesis, the surface reflection type GaAs/AlGaAs Multiple Quantum well all-optical switches are investigated, and the new structure that improves the switching efficiency and switching speed is suggested. The absorption spectra and the refractive index changes in the quantum wells are calculated to simulate the switch operation. we found the energy level where the switch had maximum output power difference. we also calculated the output power according to the number of quantum wells using the

absorption spectra.

The on/off power difference was maximum when the number of quantum wells is 40, but on/off ratio was low with 3:1. As the number of quantum wells increases, on/off ratio grows high, but the switch internal loss increases. To optimize the switch operation, Distributed Bragg Reflector (DBR) is added to the switches. DBR reflects the probe beams. The reflected beams from the mirror and DBR can be cancelled by destructive interference. So, the output power can be reached zero. As the pump beams are injected, the destructive interference condition is destroyed. And the probe beam transmission increases. We found the condition at which the switch performance was maximum. Also We could improve the on/off ratio of the switches.

We calculated the pump-probe delay time when the carrier density has maximum values. We could reduced the switching time by 27% using DBR. The analysis of the all-optical switches will be the contribution to the construction of ultrafast all-optical communication system.

---

Keywords : all-optical switch, quantum well optimization, absorption, DBR,  
pump-probe