

반도체의 비선형 광학적 특성 및 그 응용

Nonlinear Optical Properties of Semiconductors and Their Applications to Optoelectronic Devices

박 승 한

연세대학교 이과대학 물리학과

반도체 물질들은 일반적으로 흡수 끝 (absorption edge) 근처에서 비선형 광학 계수가 이례적으로 크고, 그 반응 속도가 빠른 특성을 갖고 있다. 본 논문에서는 반도체와 반도체 미세구조에 있어서의 비선형 광학적 특성 및 초고속 논리 광소자로서의 응용을 고찰하였다.

I. 서 론

반도체와 반도체 미세구조에 있어서의 비선형 광학적 특성은, 그 자체가 매우 흥미로운 물리현상일 뿐만 아니라 장차 초고속 광소자로서의 응용 가능성이 있다는 점으로 인해 지난 수 년간 많은 주목을 끌어 왔다.¹⁻² 특히, 최근에는 반도체 결정 성장 기술이 급격히 발전하여 반도체의 원자층 두께 및 조성 물질을 정확하게 조절할 수 있게 되었고 경계면도 매우 우수한 원자적층 성장이 가능하게되어, 고품질의 인공 반도체 미세구조를 만들 수 있게 됨에 따라 이들 구조에 대한 연구가 활발히 진행되고 있는 중이다.

반도체는 일반적으로 광흡수가 일어나는 흡수끝이 레이저 광을 이용하기 편리한 가시광과 근적외선 그리고 근자외선 영역에 존재하며, 그 조성 물질 및 두께를 적절히 조절하면 양자속박효과를 이용하여 광학적 성질을 변화시킬 수 있는 특징이 있다. 양자속박효과는 반도체의 크기가 다음 절에 설명할 엑시톤 보어 반지름에 접근할 때 일어나는 현상으로 가장 대표적인 예가 바로 광스위치, 레이저 다이오드, 광변조기, 광 다이오드등의 형태로 광통신과 광컴퓨터등에 직접 사용되고 있는 다중 반도체 양자 우물 혹은 초격자 구조이다. 본

연구에서는 반도체가 덩어리(bulk)로 부터 양자우물(Quantum Well)구조, 그리고 양자구슬(Quantum Dot)구조로 변해감에 따라 양자속박효과에 의한 광학적 특성의 변화를 간단히 설명하고, 초반도체를 이용한 초고속 논리 광소자의 기본 원리를 기술하고자 한다.

II. 반도체 (Direct Gap Bulk Semiconductor)

반도체는 일반적으로 광흡수가 일어나는 흡수 끝이 레이저광을 이용하기 편리한 가시광과 근적외선 그리고 근자외선 영역에 존재한다. 빛이 반도체에 입사하여 흡수되면 전자가 전도띠로 전이하면서 가전자띠에는 호울을 남기게 된다. 전하를 띄고 있는 준입자인 전자와 호울은 쿨롱 포텐셜을 통해서 상호작용을 하게되는데 같은 띠에 있는 준입자끼리는 서로 반발하고 다른 띠에 있는 준입자 끼리는 당기게된다. 서로 당기는 띠 간의 준입자 상호작용을 통해 엑시톤(exciton)이라는 전자-호울 쌍이 형성될 수 있는데, 소위 Wannier-Mott exciton은 수소 원자와 비슷한 특성을 가진다. 그들의 결합 에너지(E_{Bx})는³ $E_{Bx} = e^4 m^* / 2h^2 \epsilon^2$ 으로 주어지고 (1) 엑시톤 보어 반경(a_B)는 $a_B = h^2 \epsilon / e^2 m^*$ (2)

(여기서 ϵ 은 유전상수이고 m^* 는 엑시톤 환산 질량이 다.)으로 주어지는데 보통 E_{BX} 는 수 meV 정도이고 a_B 는 수 십 Å 정도이다.

그러나 반도체 물질에 강한 레이저광이 입사되면 고밀도의 전자들과 호울들 즉 자유 운반자가 생성되면서, 양자역학적인 다입자계가 형성되어 여러가지 다입자 효과 즉 쿨롱 포텐셜의 스크리닝 효과, 띠 간격의 감소, 띠 채움 등이 일어나 광학적 특성이 크게 변하게 된다. 한 예로서 그림 1(a)는 상온에서 ZnSe에 대해 광 흡수 스펙트럼이 레이저광의 세기(혹은 자유 운반자 밀도)에 따라 앞에 언급한 양자역학적 다입자 효과에 의해 흡수 계수가 감소하는 비선형 효과를 보여준다. 그림 1(b)는 굴절률 변화의 스펙트럼으로 Kramer-Kronig 변환

$$\Delta n(\omega) = \frac{\hbar c p}{\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\Delta \alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3)$$

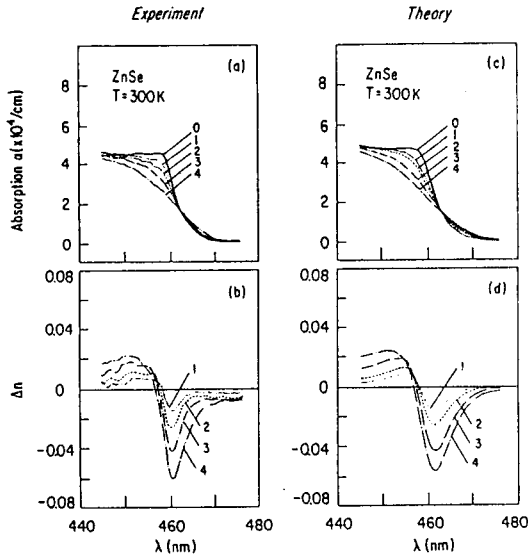


그림 1. (a) pump beam의 세기에 따른 비선형 흡수 스펙트럼 (kW/cm^2): 0) no pump, 1) 16, 2) 33, 3) 76, and 4) 157.
 (b) 비선형 흡수 스펙트럼 (a)로 부터 계산하여 얻은 굴절률의 변화
 (c) 이론적으로 구한 비선형 흡수 스펙트럼 (cm^{-3}): 0) 10^{15} , 1) 9×10^{16} , 2) 1.5×10^{17} , 3) 3×10^{17} , and 4) 5×10^{17} .
 (d) 비선형 흡수 스펙트럼 (c)로 부터 계산하여 얻은 굴절률의 변화

에 의해 측정된 흡수 계수의 차로 부터 얻을 수 있다.

이와 같은 비선형 효과가 나타나는 현상에 대한 설명은 양자역학적인 그린 함수 이론을 통하여 이해되어 왔으나 필연적으로 매우 복잡한 수치 계산을 행하여야 하므로 그 결과를 물리적으로 이해하기가 쉽지 않은 단점이 있었다.^{2,4} 이에 반해 준평형 상태에 있는 반도체에 대하여 1986년 Banyai and Koch가 개발한 플라즈마 이론을 이용하면 부분적으로 현상학적이기는 하지만 훨씬 수월하게 실험 결과를 분석하여 비선형 효과의 미시적 원인을 보다 쉽게 이해할 수 있다.⁵ 이 이론을 통하여 그림 1에 있는 ZnSe의 비선형 계수를 이론적으로 분석해 보면, ZnSe의 경우 엑시톤의 스크리닝과 폭넓힘이 그 원인임을 알 수 있다.⁶

III. 반도체 양자우물 구조 (Multiple-Quantum-Well)

MBE나 MOCVD와 같은 현대적 결정 성장법을 통해 띠 간격이 다른 두 반도체 물질을 적절한 두께 즉 엑시톤 보어 반경에 근접하는 초미세층의 두께로 교대로 성장시키면 앞에서 언급한 양자속박효과 혹은 양자크기효과에 의해 광학적 특성을 어느 정도 임의로 변화시킬 수 있다. 요즘 가장 많이 연구되고 있는 GaAs/AlGaAs 다중 양자 우물(MQW)은 띠 간격이 큰 AlGaAs 층 사이에 띠 간격이 작은 GaAs를 약 300 Å 이하의 두께로 성장시킨 반도체 미세구조이다.

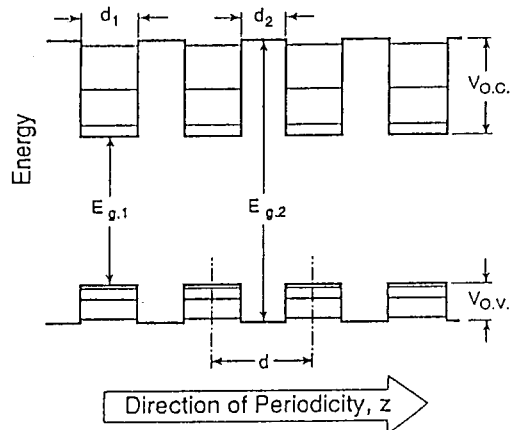


그림 2. 양자우물구조

이와 같은 MQW에 빛을 조사시켜 전자와 호를 생성시키면 이들 준입자들은 GaAs 층에 평행한 방향으로 자유로이 움직이지만 수직 방향으로는 그림 2에서 볼 수 있듯이 AlGaAs의 유한 장벽으로 인해 양자화된 운동을 하게되므로 준 2차원적인 MQW구조는 3차원적 운동이 가능한 bulk 반도체와는 매우 다른 광학적 특성을 갖는다. 우선 그림 3에서 볼 수 있듯이 bulk 반도체(3차원)이 $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ 에 비례하는 상태 밀도를 보이는데 반하여 MQW는 계단식의 상태 밀도를 가지며, 그림 2에서도 추정할 수 있듯이 MQW는 bulk 반도체에 비해 흡수 피가 더 높은 에너지 쪽으로(blue shift) 이동하게된다. 또한 엑시톤의 결합 에너지는⁷

$$E_n = \frac{E_R}{(n+1/2)^2} \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

로 주어지므로 (E_R 은 엑시톤 리드버그 에너지) 가장 낮은 들뜸의 경우($n=0$) MQW에 있어서의 엑시톤 결합 에너지는 bulk에 비해 4배나 되므로 보다 안정화되어 그림 4의(a)와 (b)의 GaAs와 GaAs/AlGaAs MQW 선형 흡수 스펙트럼(0 번)에서 볼 수 있듯이 상온의 경우 그림 4(a)에서 볼 수 없는 엑시톤 peak들을 그림 4(b)에서는 확연히 확인할 수 있다.

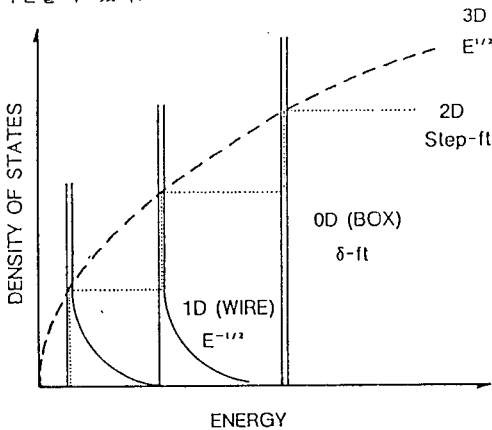


그림 3. 양자속박 효과에 따른 밀도 상태의 변화

그림 4 (a)와 (b)의 1, 2, 3 등으로 표시되어 있는 스펙트럼들은 레이저 광의 세기가 변함에 따른 비선형 흡수 스펙트럼을 보여 주고 있는데, (a)의 경우 앞에 언급한 플라즈마 이론을 도입하여 분석하여 보면 상온에

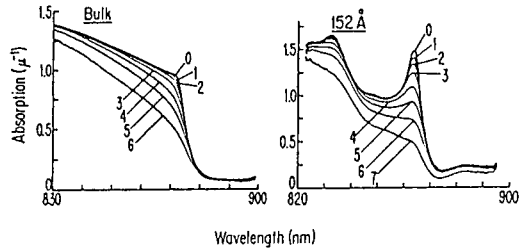


그림 4. (a) Bulk GaAs와 (b) GaAs/AlGaAs MQW의 비선형 흡수 스펙트럼.

서 GaAs의 비선형성은 클롱 상호 작용의 스크리닝 효과와 피 채움이 그 원인을 알 수 있고⁸ (b)의 경우는 그림에서도 볼 수 있듯이 엑시톤의 bleaching과 broadening이 그 원인을 알 수 있다.⁹ 또한 이 실험 결과들로부터 Kramer-Kronig 변환을 통해 굴절률의 변화량을 비교해 보면 MQW가 bulk GaAs에 비해 5배 이상 커짐을 알 수 있다.

MQW의 경우 굴절률의 변화를 일으킬 수 있는 다른 방법으로 MQW에 전기장을 걸정 성장면에 수직으로 가하는 방법이 있는데 그림 5에서 볼 수 있듯이 전기장의 세기가 증가함에 따라 흡수피가 bulk의 경우와는 달리 낮은 에너지 쪽으로 크게 이동하게되어 이들 흡수 스펙트럼의 차로부터 굴절률의 변화를 얻을 수 있다.¹⁰ 전기장에 따른 흡수 스펙트럼의 변화를 bulk의 경우

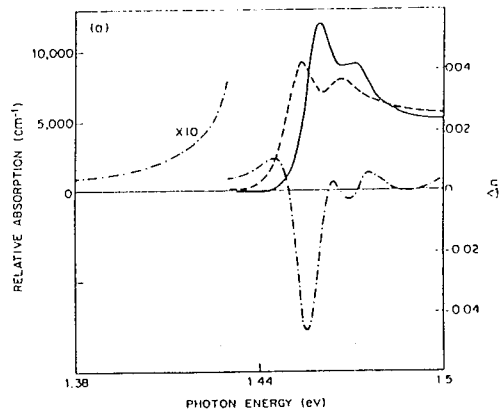


그림 5. 전기장에 의한 비선형 흡수 스펙트럼 및 굴절률 스펙트럼.

Franz-Keldysh 효과라 불리우는데 반하여 MQW의 경우는 양자속박 Stark 효과라 하는데 이 현상을 이용하는 대표적인 소자로 SEED(Self-Electrooptic-Effect-Device) 구조가 있다.^{1,2}

IV. 양자구슬 구조 (Quantum Dot Structure)

반도체를 엑시톤 보어 반경에 근접하는 크기의 구슬 모양으로 만든 후, 빛을 조사시켜 전자와 호울을 생성 시키면 이들 운반자들의 운동은 구슬안에 속박되게 되어 3차원적 양자속박 상태를 만들 수 있다. 이러한 양자구슬 구조에 대한 이론적 고찰은 1982년 Efros와 Bruce에 의해 독립적으로 다루어진 이후 많은 연구가 이루어져 왔는데, 특히 양자구슬 구조가 실현될 경우에는 상당히 큰 비선형성을 가질 것으로 여러 group들에 의해 예측되어 주목을 받아왔다.^{11, 12, 13} 양자구슬 구조에 있어서의 흡수 스펙트럼을 결정하는 상태밀도는 델타함수들로 나타나며, 그 위치는 양자구슬의 크기에 따라 식

$$E_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_e R^2} \phi_{nl}^2 \tag{5}$$

에 의해 결정됨이 알려졌다.¹¹ 여기서 ϕ_{nl} 은 1번째 Bessel 함수의 n번째 근이다.

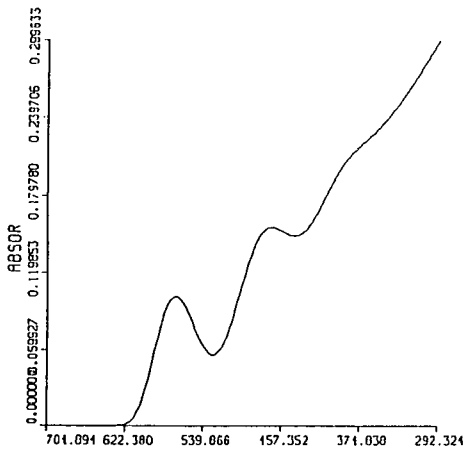


그림 6. (a) CdSe 양자구슬 구조의 이론적 흡수 스펙트럼 (R=28Å : $\epsilon=0.15$)

CdSe QD at 10K

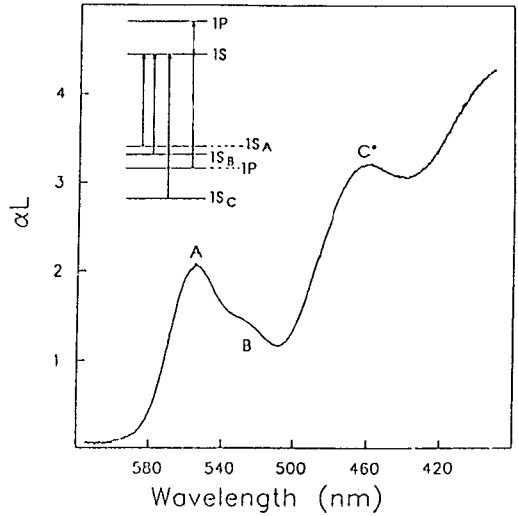


그림 6. (b) CdSe 양자구슬 구조의 측정 흡수 스펙트럼

다른 한편으로는 양자구슬 구조를 실제로 만들어 보려는 여러가지 방법이 시도 되어, 예측된 광학 특성을 만족하는 물질 구조들에 대한 많은 논문이 발표되어 왔다. 그 중 Corning Glass Works의 연구원 들은 유리속에 CdSe의 microcrystallite들을 성장 시켜 양자구슬 구조를 얻었는데,¹⁴ 이들 시료의 양자구슬 크기는 small-angle X-ray-scattering을 이용하여 측정해 본 결과 $26\text{\AA} \pm 5\text{\AA}$ 로 측정 되었다. 그림 6(a)는 앞서 기술한 이론을 CdSe에 적용하고 크기분포를 15%로 가정하여 얻은 이론적 스펙트럼이고, 그림 6(b)는 이 시료의 측정된 흡수 스펙트럼으로, 이 두 스펙트럼을 비교해 보면, 만들어진 시료의 선형 흡수 스펙트럼은 이론을 잘 충족시키고 있음을 알 수 있다.

또한 그림 7에서 볼 수 있듯이 공명현상에 의한 비선형성도 관측되는데, 이는 그림 7(a)와 같이 흡수 peak에 해당하는 레이저광을 조사했을때의 흡수 스펙트럼 변화가 그림 7(b)처럼 흡수 peak에서 약간 벗어난 지점에 레이저광을 조사한 경우 보다 훨씬 크다는 점을 통해 증명 될 수 있다. 자체포화방법과 축퇴4광파 합성법에 따른 연구 결과도 위의 결과를 뒷받침 해주고 있다.¹⁵ 반도체 양자구슬 구조는 이러한 반도체

microcystal이 함유된유리 뿐만 아니라 유기 중합체와 반도체 콜로이드 입자 혹은 MBE를 이용한 GaAs 양자상자 등을 통한 제작 시도가 활발히 이루어 지고 있으며 그 결과가 크게 기대되고 있으나 아직 초기 단계에 머물고 있다.

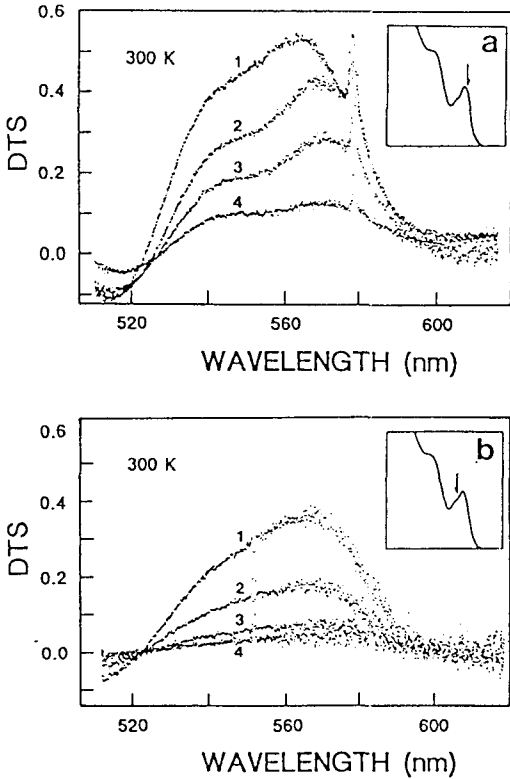


그림 7. 광세기에 따른 DTS [= (T-T₀)/T₀] 스펙트럼

- (a) λ_p = 581 nm : 1) 4.67, 2) 2.38, 3) 1.31, 4) .59 (MW/cm²)
- (b) λ_p = 552 nm : 1) 5.81, 2) 2.93, 3) 1.40, 4) .72 (MW/cm²)

V. 초고속 광소자로서의 응용 원리.

앞에서 언급한 바와 같이 반도체와 반도체 미세 구조는 조사된 광의 세기나 전기장이 증가하면, 생성된 많은 운반자들에 의한 다체효과 혹은 양자속박 Stark 효과에 의해 흡수 스펙트럼이 변화하게 되고, 그 결과 굴절률이 변화 하게된다. 이러한 비선형 특성을 이용한 광소자 중에 비선형 Fabry-Perot 에탈론 소자가 있는데

그 구조 및 동작 원리를 살펴보자. 비선형 Fabry-Perot 에탈론 소자는 면이 매우 고르고 평행한 반도체 혹은 반도체 미세구조의 양면에 높은 반사율을 갖는 박막을 입힌 것으로, 약한 빛의 투과 특성은 그림 8과 같고, 일련의 투과율이 높은 파장 (λ_{peak})의 위치는 $m=2nd/\lambda_{peak}$ 에 의해 결정된다. (여기서 m은 상수이다.) 따라서 굴절률 n이 증가 하거나 감소 하면 굴절률의 변화에 따라 λ_{peak}이 이동하게 된다.

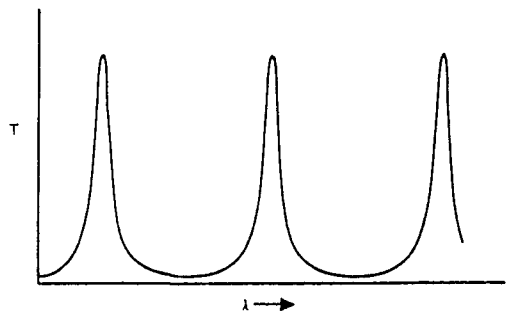


그림 8. 비선형 Fabry-Perot 에탈론 소자의 투과 특성

이 소자에 세기가 강한 pump beam을 조사 시킨다면 반도체 혹은 반도체 미세구조에 높은 밀도의 운반자를 생성케 하여 흡수계수가 변화하고 이에 따라 굴절률이 변화하여 최대 투과 파장이 변화하게 될 것이다. 만일 초기에 probe beam의 파장을 λ_{peak}에 맞추어 놓는다면 pump beam이 조사될 경우 λ_{peak}이 이동하게 되어 probe beam의 투과율이 낮아지게 될 것이다. 반대로, probe beam의 파장을 약간 원래의 λ_{peak}에서 벗어나게 하여두면 pump beam의 세기가 증가 함에 따라 λ_{peak}이 이동하여 와서 probe beam의 투과율을 높일 수도 있을 것이다. 따라서 pump beam의 세기에 따라 probe beam의 투과율을 결정할 수 있게됨을 알 수 있는데, 이를 응용한 것이 바로 비선형 Fabry-Perot 에탈론 논리 소자이다.

VI. 결 론

흡수 끝 (absorption edge) 근처에서 비선형 광학 계수가 이례적으로 크고, 그 반응 속도가 빠른 특성을 갖고 있는 반도체와 반도체 미세구조에 있어서의 비선형 광학적 특성 및 초고속 논리 광소자로서의 응용을 살펴 보았다. 특히, 반도체가 덩어리(bulk)로부터 양자우물(Quantum Well)구조, 그리고 양자구슬(Quantum Dot)구조로 변해감에 따라 양자속박효과에 의한 광학적 특성의 변화를 간단히 설명하였고, 초반도체를 이용한 초고속 논리 광소자의 기본 원리를 기술하였다.

이상적인 광소자는 큰 비선형 특성을 갖고, 반응 속도가 빠르며, 크기가 작고, 상온에서 동작할 수 있어야 한다. 하지만 상기의 모든 조건을 만족하는 광소자는 아직까지 실현되지 않았으므로, 광스위치, 레이저 다이오우드, 광변조기, 광 다이오우드등의 응용 연구와 더불어 새로운 광학 재료의 탐구와 새로운 반도체 구조에 대한 기초 연구가 병행 되어야 할 것이다.

참 고 문 헌

1. H.M. Gibbs, Optical Bistability : Controlling Light with Light (Academic Press, Orlando, 1985)
2. H. Haug, Optical Nonlinearities and Instabilities of Semiconductors (Academic Press, Boston, 1988).
3. K. Cho, Excitons (Springer-Verlag, Berlin, 1979); R.S. Knox, Excitons (Academic Press, New York, 1963).
4. H. Haug and S. Schmitt-Rink, *Progr. Quantum Electron.* **9**, 3 (1984).
5. L. Banyai and S.W. Koch, *Z. Phys. B* **63**, 283 (1986).
6. N. Peyghambarian, S.H. Park, S.W. Koch, A. Jeffery, J. Potts and H. Cheng, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 182 (1988).
7. M. Shinada and S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan*, **21**, 1936 (1966).
8. Y.H. Lee, A. Chavez-Pirson, S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J.F. Morhange, A.D. Jeffery, N. Peyghambarian, N. Banyai, A.C. Gossard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2446 (1986).
9. N. Peyghambarian and H.M. Gibbs, *J. Opt. Soc. Am B* **2**, 1215 (1985).
10. J.S. Weiner, D.A.B. Miller and D.S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 842 (1987).
11. A.L. Efros and A.L. Efros, *Sov. Phys. Semicond.* **16**, 772 (1982).
12. L.E. Brus, *J. Chem. Phys.* **80**, 4403 (1984).
13. L. Banyai, M. Lindberg and S.W. Koch, *Opt. Lett.* **13**, 212 (1988)
14. N.F. Borrelli, D.W. Hall, H.J. Holland and D.W. Smith, *J. Appl. Phys.* **61**, 5399 (1987).
15. S.H. Park, R.A. Morgan, Y.Z. Hu, M. Lindberg, S.W. Koch, and N. Peyghambarian, *J. Opt. Soc. Am B* **7**, 2097 (1990)