

전계흡수형 도파로에서 광전류를 이용한 전계에 따른 흡수변화의 측정

강병권 · 박승한
연세대학교 물리학과

최종길
연세대학교 화학과

(1999년 1월 14일 받음, 1999년 5월 14일 수정본 받음)

전계흡수형 반도체 도파로에서 흡수된 빛에 의해 발생된 광전류는 전파되는 파장에 따라 Fabry-Perot 모드의 간섭패턴을 나타냄을 보이고, 이로부터 인가전압에 따른 흡수계수의 변화를 측정할 수 있는 방법을 제시하였다. 광전류 신호는 파장에 따라 공명 반공명을 반복해서 나타내며 그 진폭은 흡수계수의 크기에 의존하므로 전계에 따른 흡수계수의 변화량을 측정할 수 있었고, 1.55 μm 파장에서 역전압 1.5V 인가시 bulk InGaAsP의 흡수계수 변화는 대략 157 cm^{-1} 임을 알 수 있었다.

I. 서 론

전계 흡수형 도파로는 강도 변조기, 위상변조기 및 전광스위치 등에 사용될 수 있어 이를 이용한 많은 연구가 진행되어 왔다.^[1-3] 특히 수동 소자로 사용되는 경우 파장 및 전계에 따른 흡수율 및 유효 굴절률을 정확히 측정하는 것이 필요하다. 기존의 방법으로는 cut-back 방법,^[4] Fabry-Perot cavity 방법^[5] 등이 있는데, 이러한 방법으로 측정하는 경우 파장의 크기 또는 그 보다 작은 단면을 갖는 도파로 구조에서는 회절 각이 크므로 출력 면에서 투과된 빛을 결합 방식으로 검출하는데 어려움이 있으며, 또한 도파되는 파장에서 기관의 흡수율이 낮은 경우 입력 단에서 도파로 주변으로 산란된 빛이 기관으로 그대로 투과되어 도파로 출력 면에서 검출된 빛의 강도는 도파로를 진행하고 투과된 빛과 기관부분 또는 도파로 외부로 투과된 경우의 합이 되므로 도파로만의 특성을 정확히 측정하기 어렵다. 그러나 광전류는 도파되는 빛의 흡수에 의해 생성되므로 광전류 신호로부터 도파로의 흡수계수 및 유효 굴절률을 측정한다면 비교적 정확한 측정이 가능하다. 또한 입력 단에서 최대 결합이 이루어질 때 최대 전류가 생성되므로 광전류를 이용한 측정방법은 광축 정렬 상태를 유지하면서 광학변수를 측정하기가 용이하다.

본 논문에서는 빛이 도파되면서 감쇠가 있는 Fabry-Perot cavity에서 흡수된 빛에 의해 생성되는 광전류 신호가 파장에 따라 변화됨을 보이고 이로부터 소자의 흡수계수를 구하는 방법에 대해 논의하며, 전계흡수형 도파로에서 파장에 따른 광전류 신호를 측정하여 이로부터 유효 도파 굴절률 및 전계에 따른 흡수계수 변화를 측정하여 광전류 측정 방법으로 도파로의 광학적 특성을 평가하는 방법이 효과적임을 보이고자 한다.

II. 이 론

무반사막을 증착하지 않은 반사율이 R인 반도체 도파로는 Fabry-Perot cavity로 설명되며 빛이 한쪽 거울 면에서 입사할 때 반사율에 따라 일부는 반사하고 일부는 도파로로 투과되며 출력 거울 면에서도 일부는 외부로 방출되고 일부는 다시 도파로로 반사된다. 이러한 특성으로 거울 면 양단에서의 빛의 강도는 거울 면에서 반사 또는 투과된 빛의 합으로 표현되며, 이 값은 파장에 따라 공명 및 반공명이 반복되고 도파로의 전체 흡수계수가, α 길이가 l인 경우, 도파로에서 투과 및 반사된 빛의 강도는 다음과 같은 관계를 갖게 된다.^[6]

$$P_t = P_o \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha l}}{(1-Re^{-\alpha l})^2 + 4Re^{-\alpha l} \sin^2 \beta l} \quad (1)$$

$$P_r = P_o \frac{R(1-e^{-\alpha l})^2 + 4Re^{-\alpha l} \sin^2 \beta l}{(1-Re^{-\alpha l})^2 + 4Re^{-\alpha l} \sin^2 \beta l} \quad (2)$$

도파로에서 전체 빛의 강도는 일정하므로 도파로에 입사된 빛은 반사 및 투과된 빛을 제외하면 모두 흡수 손실되었다고 볼 수 있으므로 $P_a = P_o - (P_t + P_r)$ 의 관계로부터 흡수된 빛의 강도는

$$P_a = P_o \frac{(1-Re^{-\alpha l})^2 - R(1-e^{-\alpha l})^2 - (1-R)^2 e^{-\alpha l}}{(1-Re^{-\alpha l})^2 + 4Re^{-\alpha l} \sin^2 \beta l} \quad (3)$$

가 되며, 여기서 $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$ 는 도파로에서 진행하는 빛의 전파상수(propagation constant)이고, n_{eff} 는 도파로의 유효 도파 굴절률이며 도파로 물질의 분산에 의해 파장에 따라 달라진다.

일반적으로 p-i-n type의 반도체 소자에서 광전류는 흡수된 빛에 대해 다음과 같은 관계를 갖는다.^[7]

$$I = \frac{ne}{hv} \frac{\Gamma\alpha_s}{\alpha} P_a \quad (4)$$

여기서 η 는 quantum efficiency 로 전계에 따라 변하며 전계가 증가함에 따라 1에 접근한다. ν 는 해당 파장의 주파수이고 P_a 는 도파로 안에서 흡수 및 산란된 빛의 강도이다. 전체 흡수계수는 $\alpha = \alpha_0 + \Gamma\alpha_s$ 로 나타낼 수 있는데 Γ 는 도파로에서 진행되는 빛의 optical confinement factor이며, α_s 는 도파로에서 전계에 따른 흡수계수이고 α_0 는 가해진 전계와 무관한 산란 등에 의한 흡수계수이다.

식 (4)로부터 광전류 I 는 흡수된 빛에 비례하므로 투과파의 강도와 마찬가지로 특정파장에서 공명과 반공명을 갖게된다. 공명에서 $\beta l = m\pi$ 를 만족하고, 반공명에서 $\beta l = \left(\frac{1}{2} + m\right)\pi$ 이므로 첫 번째 공명위치의 파장을 λ_m , 다음 공명위치의 파장을 λ_{m+1} 이라고 하고 그 사이의 반공명 위치의 파장을 λ_n 라고 하면 파장 간격이 크게 변하지 않으므로 반공명 위치의 파장은 인접한 두 공명위치의 파장의 중간 값으로 근사할 수 있다. 또한 공명 상태의 광전류를 I_p 라고 하고 반공명 상태를 I_v 라고 하면 반공명 파장 λ_n 에서 공명신호의 크기를 대략 유추할 수 있는데 각각의 공명위치의 신호의 크기가 급격히 변하지 않는다고 하면 반공명 위치의 파장에 대하여 공명신호의 크기는 인접한 공명위치에서 공명신호의 평균값으로 근사할 수 있으므로 $I_p(\lambda_n) \cong \frac{I_p(\lambda_p) + I_p(\lambda_{p+1})}{2}$ 로 나타낼 수 있다. 그러므로 반공명 위치의 파장에서 광전류 신호의 공명과 반공명 신호의 비율을 r 이라 하면 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$r(\lambda) = \frac{I_p(\lambda)}{I_v(\lambda)} \cong \frac{(1 + R(\lambda)e^{-\alpha(\lambda, V)l})^2}{(1 - R(\lambda)e^{-\alpha(\lambda, V)l})^2} \quad (5)$$

그림 1은 위의 관계를 공명 반공명 신호비율과 흡수정도의 관계를 각각의 거울 면 반사율에 따라 나타낸 것으로 광전류 신호에서 흡수계수를 측정할 수 있는 정도를 나타낸다. 일정한 길이의 도파로에서 흡수가 클수록 신호비율은 급격히 감소함을 볼 수 있으며, 같은 흡수계수의 경우 길이가 증가함에 따라 마찬가지로 신호비율이 급격히 감소한다. 또한 거울 면의 반사율이 증가할수록 같은 흡수정도에서 신호의 비율이 증가함을 알 수 있다. 그림 1에서 관찰할 수 있듯이 신호비율이 작은 부분에서는 신호비율의 미소한 변화에도 흡수정도의 변화가 크므로, 이 측정방법은 흡수가 비교적 작거나 길이가 짧은 경우에 더욱 효과적이며 거울 면의 반사율이 높을 수록 더 나은 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

광 강도 변조기와 같이 전계에 따른 흡수율의 변화를 이용하는 소자는 전체 흡수계수 보다는 흡수계수의 변화를 측정하는 것이 중요하다. 이 경우 거울 면의 반사율을 직접 측정할 필요 없이 전계에 따른 흡수계수의 변화량만 측정할 수 있다. 같은 파장에서 도파로의 흡수계수의 크기에 따라 거울면 반사율이 크게 달라지지 않는다면 각각의 전계에서 측정된 광전

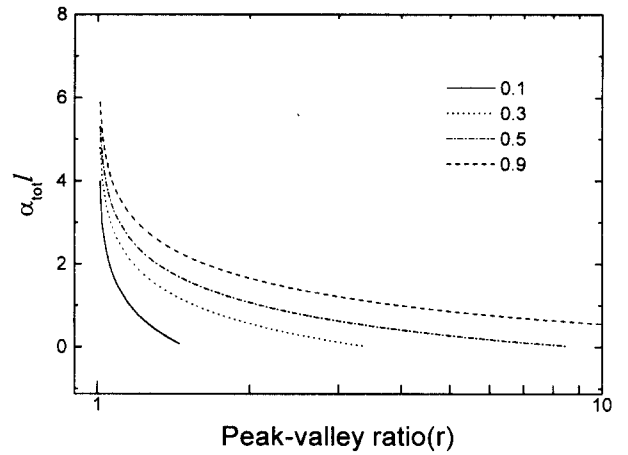


그림 1. 각각의 거울면 반사율에 따른 공명 반공명 신호 비율과 도파로의 흡수량(전계 흡수계수×길이)의 관계.

류의 공명 반공명 신호의 비율로부터 다음과 같이 전계에 따른 흡수의 변화를 구할 수 있다.

$$e^{-\Gamma\Delta\alpha(\lambda, V)l} = \frac{e^{-\alpha(\lambda, V)l} (\sqrt{r(\lambda, V)} - 1)(\sqrt{r(\lambda, 0)} + 1)}{e^{-\alpha(\lambda, 0)l} (\sqrt{r(\lambda, V)} + 1)(\sqrt{r(\lambda, 0)} - 1)} \quad (6)$$

위 식에서는 특정 파장에서 외부 전압이 0V인 경우를 기준으로 하여 외부 전압을 증가하였을 때 이로부터 상대적인 흡수의 변화를 나타낸다. 광전류의 공명 반공명 신호의 비율은 전체 흡수계수에 대한 값을 나타내지만 전계에 따른 흡수변화는 흡수계수의 변화에만 의존하므로 전체 흡수계수의 차이만이 의미가 있으며 그 값은 $\Gamma\Delta\alpha(\lambda, V)$ 가 된다. 결국 특정 파장에서 두 전계 상태에서 측정된 각각의 광전류 신호의 공명 반공명 신호의 비율만으로부터 흡수의 변화를 알 수 있고, 이로부터 도파로의 흡수계수의 변화를 구할 수 있음을 알 수 있다.

III. 실험 및 결과

전계흡수형 도파로의 제작은 저압 MOCVD를 사용하여 n-InP 기판에 0.5 μm 두께의 n-InP ($n: 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 완충층을 성장하였다. 이 층은 도파로의 아래쪽 클래드 역할을 한다. 이후 흡수층 및 도파로 층을 도핑을 하지 않은 상태로 0.27 μm 두께의 InGaAsP($\lambda_g: 1.47 \mu\text{m}$, FWHM: 46 meV)를 성장하고 클래드 층으로 p-InP를 2 μm 두께로 성장하였다. 이때 도파로 층으로 dopant 인 Zn의 확산을 방지하기 위하여 먼저 성장시 거의 확산이 일어나지 않는 정도의 도핑수준인 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 로 0.3 μm 두께를 성장하고, 중간 수준으로 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 로 0.5 μm 두께를 성장한 후 $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 정도로 1.2 μm 두께를 성장하였다. 다음으로 ohmic 접촉 층으로 p-InGaAs ($p: 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$)을 0.2 μm 두께로 성장하였다.

그림 2는 제작된 도파로의 개략도를 나타낸다. 성장한 wafer를 사용하여 stripe 폭이 2 μm 정도이고 도파로가 드러나도록 식각 깊이를 3 μm 정도로 습식식각 방식으로 식각하였다. stripe 방향은 역메사 방향[110]으로 하여 InGaAs, InGaAsP

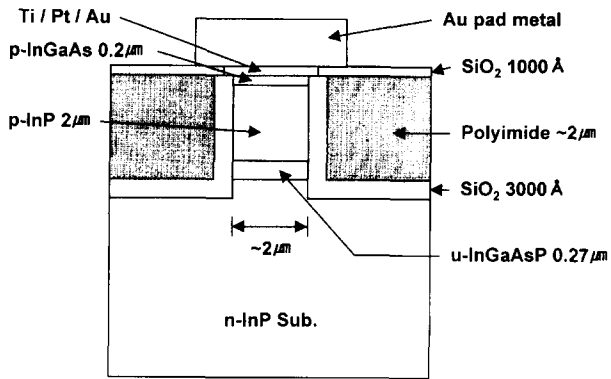


그림 2. 제작된 전계흡수형 광도파로의 구조도.

층은 선택식각 용액인 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ 계열로 식각하고 InP층은 $HBr:H_2O$ 계열로 선택식각 한 후 형성된 역매사를 수직형태로 하기 위하여 비선택 식각용액인 $HBr:H_2O_2:HCl:H_2O$ 계열로 적당히 식각 하였다. 다음 노출된 도파로 면을 보호하고 전기적 절연을 위하여 SiO_2 를 3000 Å 정도로 증착한 후 polyimide를 도포한 후 curing 하여 고형화하는 과정을 두번 반복하여 식각된 부분을 평탄화 하였다. 고속 동작용 광소자의 경우 정전용량의 기생성분이 소자의 변조 특성 저하를 가져오므로 이를 최소화 하는 것이 중요하다. 이를 위하여 금속 패드는 비교적 작게하고 stripe에 가깝게 배치하였다. 이때 금속패드를 polyimide 위에 배치하여 기생성분을 최소화 하였다. 작은 금속 패드($50 \times 60 \mu m^2$, Au)는 polyimide와 접착성이 좋지 않아서 그 사이에 SiO_2 를 1000 Å 정도로 증착하여 polyimide 위의 금속 패드의 접착성을 향상하였다. Ohmic층은 접촉저항이 비교적 작은 금속으로 p층에는 Ti/Pt/Au 를, n층에는 AuGe/Ni/Au를 증착하였다.

제작된 소자의 특성을 측정하기 위한 실험 장치를 그림 3에 나타내었다. Fabry-Perot cavity의 간섭현상을 정확히 측정하기 위해서는 레이저 빛의 간섭길이가 길어야 한다.^[8] 실험에 사용한 가변파장레이저(Hewlett-Packard, HP8168C)는 선폭이 1MHz 이하로 간섭성을 유지하는데 문제가 없었으며 파장의 안정도도 우수한 편이다. 또한 측정의 정밀도를 높이고 외부 전압을 인가한 상태에서도 측정이 가능하도록 레이저 빛을 변조하여 입사시키고 bias-T 를 사용하여 직류 전압을 소자에 인가하면서 동시에 변조된 광전류를 측정하였다. 생성된 광전

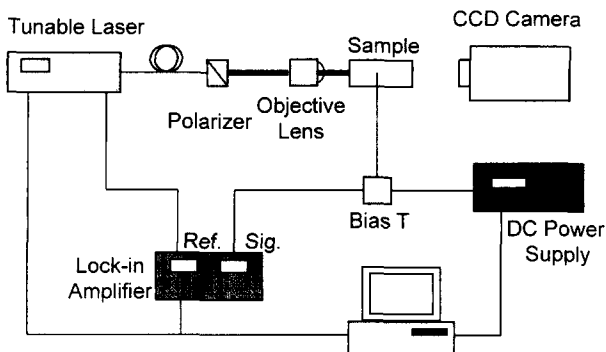


그림 3. 전계흡수형 광도파로의 광전류를 측정하기 위한 실험장치도.

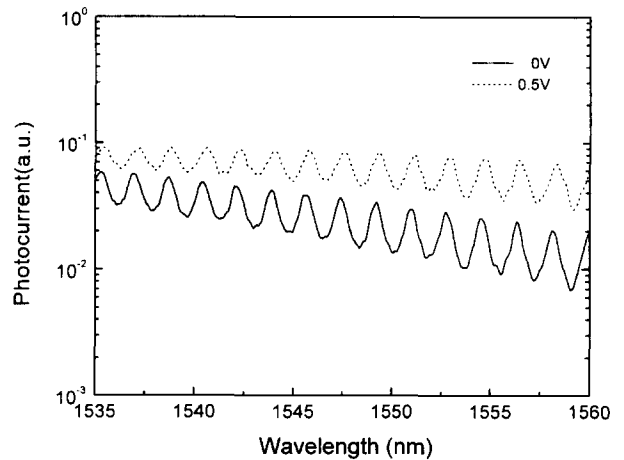


그림 4. 각각의 인가 역전압에서 파장에 따른 광전류 신호.

류는 레이저의 변조주파수를 기준신호로 하여 lock-in amplifier(Stanford Research Systems, SR530)로 50Ω 부하 저항 양단에서의 전압으로 검출하였다. 도파로 소자는 구조적으로 편광의존성이 있으므로 편광을 유지하기 위하여 편광기를 사용하여 직선편광 상태로 한 후 소자에 대물렌즈로 focusing 하였다. 소자의 광결합은 우선 IR 카메라로 소자의 출력면에서 near field상을 관찰하면서 빛이 소자의 도파로 근처에 입사되도록 렌즈를 이동시킨 후 렌즈의 위치를 미소조정하여 광전류의 증감을 관찰하면서 최대 전류가 생성되는 지점에 고정시킨다. 이 경우가 광축정렬이 최적이 되는 지점이 된다.

그림 4는 길이가 165 μm인 bulk InGaAsP 전계흡수형 도파로에서 각각의 인가 전압에 대해 TE 편광 상태의 파장에 따른 광전류를 나타낸다. 파장이 증가함에 따라 광전류 신호가 공명과 반공명을 반복해서 나타나며 공명신호와 반공명신호의 폭이 점차 증가함을 보여주면서 점차 전체적으로 감소함을 알 수 있다. 이는 파장이 증가함에 따라 흡수율이 감소하여 나타나는 현상으로 도파로에서 전체적인 흡수가 감소함을 알 수 있다. 한편 인가하는 역전압의 크기에 따라 같은 파장에서 공명 반공명 신호의 폭이 감소하는데 이는 전압의 크기가 증가함에 따라 흡수율이 증가함을 나타내고, 전체적으로 광전류가 증가하는 것은 도파로 중심에 전계가 증가하여 빛의 흡수로 생성된 운반자를 가속하여 양자효율이 증가하기 때문이며 전압이 증가함에 따라 증가현상은 포화되는데 이때는 양자효율이 1이 된다. 또한 전압이 증가함에 따라 공명신호의 위치가 장파장으로 이동함을 보이는데 이는 도파로의 유효 굴절률이 전계에 따라 변화됨을 나타낸다. 광전류 신호에 나타난 공명 위치는 Fabry-Perot cavity 모드의 공명파장이 되고 각 공명파장의 간격으로부터 유효도파 굴절률을 구할 수 있다. 도파로의 길이가 l 일 때, 인접한 두 공명파장의 측정값으로부터 반공명 파장에서 유효도파 굴절률은 대략 다음과 같이 나타낼 수 있다.^[9]

$$n_{eff} \cong \frac{\lambda_p \lambda_{p+1}}{2l|\lambda_p - \lambda_{p+1}|} \quad (7)$$

그림 5는 위 식으로부터 추출한 TE 편광에서 도파로의 유효

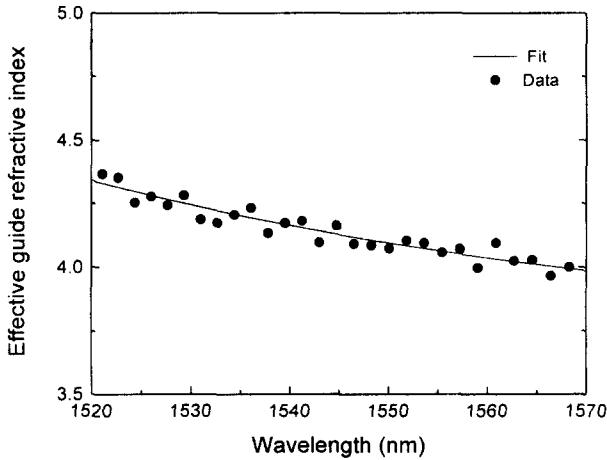


그림 5. TE 편광에서 파장에 따른 유효 도파 굴절률. 실선은 Adachi의 파장에 따른 굴절률 식을 이용하여 밴드갭이 1.47 μm 인 InGaAsP에 대한 곡선맞춤을 나타낸다.

호 도파 굴절률로 1520 nm에서 약 4.35 정도이고 파장에 따라 감소하며 1570 nm에서는 대략 3.95 정도이었다. 곡선맞춤은 Adachi^[10]의 InGaAsP 물질의 파장에 따른 굴절률 이론식을 이용하여 유효 굴절률을 유효 굴절률 방법^[11]으로 구한 후 파장에 따른 유효 도파 굴절률을 구한 것으로 물질의 중심파장이 1.47 μm 인 경우 잘 일치한다. 이때 InGaAsP 물질의 굴절률은 도파되는 빛의 파장이 1520 nm에서 1570 nm인 구간에서 3.492에서 3.458로 변하며, TE 편광상태에서 도파 모드의 유효 굴절률은 3.290에서 3.162로 변화된 것으로 계산되었다. 유효 도파 굴절률은 계산된 유효 굴절률보다 매우 큰데 이는 도파로 중심 물질인 InGaAsP의 색분산이 매우 크기 때문이다.

그림 6은 1.55 μm 파장 TE 편광상태에서 식(6)을 이용하여 구한 흡수계수 변화로 외부전압을 인가하지 않은 상태의 흡수계수를 기준으로 전압에 따른 흡수계수의 변화를 나타낸다. 측정에 사용된 소자의 경우 1.55 μm 파장에서 optical confinement factor Γ 는 0.56으로 계산되었고 유효 흡수계수

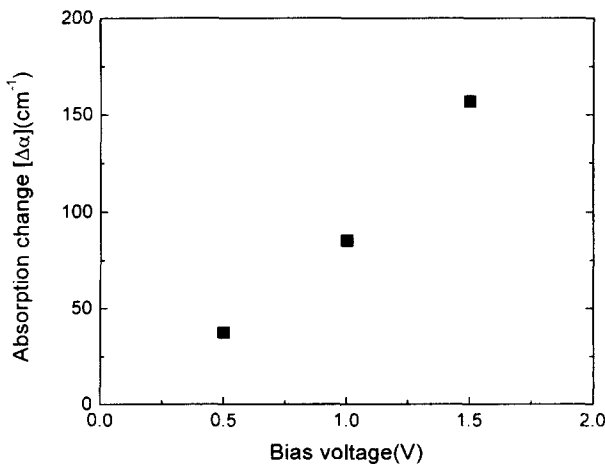


그림 6. 1.55 μm 파장, TE 편광 상태에서 인가전압에 따른 InGaAsP 물질의 흡수계수의 변화.

변화를 이 값으로 나누면 도파로 중심 물질인 InGaAsP의 전계에 따른 흡수계수의 변화가 된다. 측정 결과로부터 역전압 1.5V 인가시 157 cm^{-1} 정도의 흡수계수 변화를 얻었다. 비슷한 구조의 전계흡수형 광 변조기에 대한 결과가 발표된 바 있는데 K. Yamada^[12]는 도파로 중심의 두께가 0.26 μm 인 bulk InGaAsP 물질을 사용하였으며 양면에 무반사막을 증착하여 투과면에서 결합방식으로 광출력을 측정하였다. K. Yamada의 결과로부터 전압에 따른 유효 흡수계수의 변화 $\Gamma\Delta\alpha(\lambda, V)$ 를 환산하면 역전압 1.5V에서 96.7 cm^{-1} 로 실험에 사용된 소자의 광전류 신호에서 얻어진 값 88.6 cm^{-1} 와 비교할 만 하다.

IV. 결 론

결론적으로 Fabry-Perot cavity형 전계흡수 도파로에서 광전류는 도파로 거울면의 반사에 의해 파장에 따라 공명 반공명을 반복하는 간섭현상을 보이며 이를 이용하여 유효 도파 굴절률 및 전계에 따른 흡수계수의 변화 측정할 수 있음을 보였다. 같은 파장의 동일한 입사 강도에 대해 인가하는 역전압이 증가함에 따라 양자효율이 증가하여 광전류 신호의 크기가 커지며, 전계가 커짐에 따라 흡수율이 증가하여 광전류 신호의 크기가 증가할 뿐만 아니라 공명 반공명 신호의 비율도 감소한다. 광전류 신호에서 Fabry-Perot cavity 모드로부터 파장에 따른 유효 도파 굴절률을 구하여 1520 nm에서 1570 nm까지의 파장 영역에서 4.35에서 3.95까지 변화됨을 관찰하였고, 전계에 따른 공명 반공명 신호 비의 변화로부터 흡수계수의 변화를 측정할 수 있었으며 측정 결과 1.5V인가시 157 cm^{-1} 정도의 흡수계수 변화를 얻었다. 이상의 결과로부터 도파로의 단면의 크기가 작은 반도체 전계흡수형 도파로에서 파장에 따른 광전류 신호의 변화를 측정하는 방법은 유효 도파 굴절률 및 전계에 따른 흡수계수의 변화 등의 광학 변수를 비교적 간단히 측정할 수 있는 유용한 방법임을 알 수 있다.

감사의 글

소자의 제작 및 측정에 도움을 주신 현대전자 시스템IC연구소 광소자개발실 여러분께 감사드립니다. 본 연구는 1998년도 학술진흥재단의 학술연구비 및 과학기술부의 미래원천 기술개발 과제의 부분적인 지원으로 수행되었음을 알려 드립니다.

참고문헌

- [1] R. Weinmann, D. Baums, U. Cebulla, H. Haisch, D. Kaiser, E. Kuhn, E. Lach, K. Satzke, J. Weber, P. Wiedemann and E. Zielinski, IEEE Photon. Technol. Lett. **8**, 891 (1996).
- [2] N. Yoshimoto, T. Yamanaka, S. Kondo, Y. Noguchi and K. Wakita, IEEE Photon. Technol. Lett. **9**, 200 (1997).
- [3] H. Inoue, T. Ido, H. Sano and T. Kanetake, Proceedings of 8th European Conference on Integrated Optics (ECIO'97, Stockholm, Sweden, 1997), 462.
- [4] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*,

- 3rd ed. (Springer Verlag, New York, 1991).
- [5] R. G. Walker, *Electron. Lett.* **21**, 581 (1985).
- [6] K. H. Park, M. W. Kim, Y. T. Byun, D. Woo, S. H. Kim, S. S. Choi, Y. Chung, W. R. Cho, S. H. Park and U. Kim, *J. Appl. Phys.* **78**, 6318 (1995).
- [7] T. H. Wood, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1413 (1986).
- [8] L. S. Yu, Q. Z. Liu, S. A. Pappert, P. K. L. Yu and S. S. Lau, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 536 (1994).
- [9] D. A. Ackerman, L. M. Zhang, L. J-P. Ketelsen and J. E. Johnson, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1224 (1998).
- [10] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons, New York, 1992).
- [11] L. A. Coldren, and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley & Sons, New York, 1995).
- [12] K. Yamada, H. Murai, K. Nakamura, Y. Matsui and Y. Ogawa, *Electron. Lett.* **31**, 237 (1995).

Measurement of field-induced absorption changes in an electroabsorption waveguide using photocurrent

Byung-Kwon Kang and Seung-Han Park

Department of Physics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

Joong-Gill Choi

Department of Chemistry, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

(Received January 14, 1999, Revised manuscript received May 14, 1999)

We propose a simple technique to obtain field-induced absorption changes of an electroabsorption waveguide by using photocurrent generated inside a waveguide. Photocurrent proportional to the absorbed power and displaying Fabry-Perot interference fringes were observed and the field-induced absorption changes were derived from the ratio of resonant and anti-resonant currents in the photocurrent spectra. The field-induced absorption change of InGaAsP waveguide for 1.5V reverse bias voltage at 1.55 μm was determined to be $\sim 157 \text{ cm}^{-1}$.