

저손실의 단일모드 $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ Strip-loaded 광 도파로

변영태 · 박경현 · 김선호 · 최상삼
한국과학기술연구원 정보전자연구부

임 동 건
고려대학교 물리학과

(1994년 12월 12일 받음)

저손실의 단일모드 $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ strip-loaded 도파로들이 유효굴절률 방법으로 설계되고 MOCVD 성장기법과 화학적인 습식 식각방법으로 제작되었다. 제작된 도파로의 전파손실과 도파로 단면의 반사율(R)은 $1.31 \mu\text{m}$ 파장에서 Fabry-Perot 공명방법과 연속적인 절단(sequential cleaving) 실험을 이용하여 측정되었다. 실험결과 폭이 $w=4.1 \mu\text{m}$ 인 직선 도파로에 대해 전파손실은 0.62 dB/cm 로 작았으며 도파로의 반사율(R)은 0.299가 되었다.

I. 서 론

III-V화합물 반도체로 만들어진 집적광학 소자들은 최근에 상당한 관심을 끌어 왔다. 이 소자들은 광 도파로형 소자들과 전자회로 뿐만 아니라 광원과 광검출기들이 동일 기판위에 집적되는 광전 집적회로의 기본이 된다. 이 회로들에서 광도파로들은 많은 기능 광소자들에 이용되며 다른 소자들을 광학적으로 연결해 주기 때문에 기본성분이 된다. 낮은 전파손실의 반도체 광도파로들은 도파광 소자들을 집적하는 데 필수적이다. 그런 저손실 도파로의 실현은 광통신과 광신호 처리와 같은 응용과 레이저와 광검출기의 단일 집적과 같은 응용에 특히 중요하다.

지금까지 보고된 도파로들은 클래딩의 Al 농도가 0.1 이상이 되어 단일모드 파로층의 두께가 $1.0 \mu\text{m}$ 이하로 작기 때문에 단일모드 광섬유와 결합하여 사용될 때 결합손실이 상당히 클 것이 예상된다.^[1] 그리고 Al의 농도가 증가할 수록 에피층에 수직방향 뿐만 아니라 수평방향의 광구속 효과가 증가하므로 단일모드 도파로의 폭이 작아진다. 또 반도체 도파로에서 수평방향의 광구속 효과는 도파로 영역과 그것을 둘러싼 클래딩 영역사이의 큰 유효굴절률 차 Δn_{eff} 를 만들기 위해 ridge를 깊이 식각함으로써 얻어진다. 그러므로 식각깊이가 같을 때 클래딩의 Al 농도가 큰 구조일 수록 Δn_{eff} 이 더 크기 때문에

도파로의 광 구속 효과가 커진다. 그러나 광산란 손실은 $(\Delta n_{\text{eff}})^2$ 에 비례할 뿐만 아니라 깊이 식각된 ridge는 광모드와 표면 경계면 사이의 상호작용을 증가시키므로^[2] 경계면에 있는 임의의 거칠기에 의해 전파손실은 더 커진다. 따라서 아주 작은 전파손실과 강한 광구속 효과는 서로 배타적이기 때문에 Al 농도와 식각깊이는 저손실 도파로를 제작하기 위해 적당히 타협을 해야한다.

최근에 발표된 반도체 직선 도파로들은 1 dB/cm 이하의 낮은 전파손실을 갖는다.^[3-7] 이 저손실 도파로들은 주로 양질의 에피박막으로 인해 자유운반자의 흡수손실을 감소시킴으로서 만들어졌다. 그러나 전파손실은 표면결함에 의한 산란으로부터도 생긴다. 광산란은 단일 이종접합구조(single heterostructure: SH)에서 증가될 것이 예상된다. 왜냐하면 이중의 이종접합구조(double heterostructure: DH)에서 ridge가 위쪽 클래딩에 형성되는 반면에 그것은 ridge가 도파로층에 형성되기 때문이다.^[8] 또한 ridge 폭이 작을 수록 광산란이 증가할 것이 예상된다.^[9] 그러므로 저손실 도파로는 DH에서 도파로 폭이 큰 단일모드 도파로에 대해 예측된다. 큰 단일모드 도파로를 제작하기 위해서는 클래딩의 Al 농도가 작고 식각깊이가 작아야 한다.

지금까지 제안된 3차원 광도파로 구조들은 embedded 도파로,^[10] strip-loaded 도파로,^[11] 그리고 ridge 도파로^[12] 등이다. 이 중에서 GaAs/AlGaAs strip-loaded 도파

로들은 광모드와 거친 ridge 측면의 접촉이 작으므로 도파관의 산란손실이 감소하는 이점이 있고, 또 많은 도파로형 기능소자들에서 이용되므로 본 연구에서 채택되었다. 이 논문에서 우리는 $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ 단일모드 직선 도파로를 습식 식각법을 이용하여 strip-loaded 형태로 제작하고 Fabry-Perot 공명방법과 연속적인 절단(sequential cleaving) 방법으로 1.31 μm 파장에서 측정된 전파손실의 결과를 발표한다.

II. 광도파로 설계

도파모드의 광구속 효과는 모드수가 증가됨에 따라 감소하기 때문에 대부분의 광소자들의 효율적인 동작을 얻기위해서 단일모드 도파로가 필요하다. GaAs/AlGaAs 도파로에서 클래딩의 Al 농도는 큰 광구속 효과와 단일모드 동작 사이에 타협이 된다. 왜냐하면 Al 농도가 증가됨에 따라 수직방향과 수평방향의 광구속 효과가 증가되는 반면에 그것은 단일모드만을 유지할 수 있는 도파로의 폭을 감소시키기 때문이다. 도파로 폭이 작으면 포토리소그라피를 이용하여 도파로를 정의하기가 어렵고, 광손실이 포토리소그라피 결함에 민감해진다. 그래서 저손실 도파로를 얻기 위해서는 도파로 크기가 큰 구조가 필요하다. 이 연구에서 우리는 그림 1에서 보이는 단일모드 GaAs/AlGaAs strip-loaded 도파로를 설계하였다.

유전 도파로의 기본적인 개념은 대칭의 3층 도파로를 이용하여 이해될 수 있다. 만일 클래딩이 충분히 두꺼워서 도파 모드가 주로 3층내에 구속된다면 나머지 층들은 무시될 수 있다. 수직방향의 모드(transverse mode) 들은 도파로 제작에 사용되는 여러층의 두께와 굴절률에 의존하고 층의 수는 광소자 구조에 따라 다르기 때문에 수직방향의 모드를 정확하게 기술하기 위해서는 4층 또는 5층을 생각할 필요가 있다. strip-loaded 도파로는 위쪽 클래딩의 두께가 얇은 영역이 존재하므로 대칭의 3층 슬랩구조에서 공기층을 고려하여 4층의 평면 도파로 구조로 모드를 계산해야 한다. 이 때 대부분의 광에너지는 도파로층에 구속되기 때문에 위쪽 클래딩에서 가장자리 거칠기는 직사각형 도파로에서 처럼 조건이 심각하지 않다. 그러므로 맥스웰 방정식이 각 층의 경계면에서 경계조건을 만족하도록 풀면 고유치 방정식이 얻어지고, 이 방정식을 뉴턴-랩슨 방법으로 수치계산을 하면 도파로의 유효굴절률이 얻어진다.^[13,14]

공기층을 포함한 수직 방향의 4층구조에서 파동 방정식의 모드해석은 간단하다. TE편광의 모드만을 생각하면 파동 방정식의 일반적인 해 $E(y)$ 는 다음과 같이

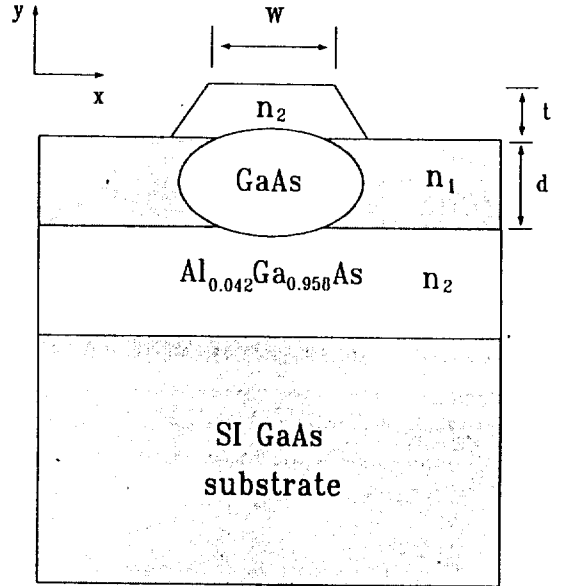


그림 1. GaAs/AlGaAs strip-loaded 도파로의 단면구조.

주어진다.

$$E(y) = \begin{cases} Ae^{-\gamma_0 y} & d+t \leq y \\ Be^{-\gamma_1 y} + Ce^{+\gamma_1 y} & d \leq y \leq d+t \\ D\cos(\kappa y) + E\sin(\kappa y) & 0 \leq y \leq d \\ Fe^{+\gamma_2 y} & y \leq 0 \end{cases} \quad (1)$$

(1)식에서 κ , γ_0 , γ_1 , 그리고 γ_2 는 각 층의 전파상수들이고 $E(y)$ 를 파동 방정식에 대입하면 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \sqrt{\beta_{eff}^2 - (k_0 n_0)^2} \\ \gamma_1 &= \sqrt{\beta_{eff}^2 - (k_0 n_1)^2} \\ \kappa &= \sqrt{(k_0 n_2)^2 - \beta_{eff}^2} \\ \gamma_2 &= \sqrt{\beta_{eff}^2 - (k_0 n_3)^2} \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 는 자유공간의 전파상수이고 β_{eff} 는 평면 구조에서 z방향의 전파상수이다. κ 와 γ_0 , γ_1 , 그리고 γ_2 는 하나의 미지수 β_{eff} 로 주어진다. 경계조건을 모드함수 $E(y)$ 에 적용한 후 $x=0$, $x=d$, 그리고 $x=d+t$ 에서의 연속 조건으로부터 얻은 식을 정리하면 다음의 고유치 방정식이 얻어진다.

$$\kappa d = m\pi + \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_2}{\kappa}\right) + \tan^{-1}\left[\frac{\gamma_1}{\kappa} \frac{1 - \eta e^{-2\gamma_1 t}}{1 + \eta e^{-2\gamma_1 t}}\right] \quad (3)$$

여기서

$$\eta = \left[\frac{\gamma_1 - \gamma_0}{\gamma_1 + \gamma_0} \right]$$

이고 d 와 t 는 각각 도파로와 위쪽 클래딩의 두께이다. 유효 굴절률 $n_{eff} = \beta_{eff}/k_0$ 은 (3)식에서 계산된 전파상수 β_{eff} 로부터 결정된다.

완전한 2차원 구조를 설계하기 위해 ridge에 인접한 식각된 슬랩구조는 4층 구조에서 위에 클래딩층이 없는 비대칭의 3층 평면도파로로 이루어진다. 그러므로 수평 방향의 구조는 3층의 대칭구조이고 폭 w 인 중심 영역의 유효굴절률 $n_{eff}(t)$ 가 측면의 유효굴절률 $n_{eff}(t_1=0)$ 보다 더 크다. 이제 수평방향의 모드(lateral mode)들은

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_{eff}^2(x) - \beta^2] E(x) = 0 \quad (4)$$

의 파동 방정식을 만족해야한다. 앞에서 논했던 수직 방향의 슬랩 도파로 문제가 이제 수평 방향의 두 영역(에칭한 영역과 에칭하지 않은 영역)에서 각각 풀린다. 수평 방향의 굴절률 분포는

$$n_{eff}(x) = \begin{cases} n_{eff}(t_1) & \frac{w}{2} \leq x \leq \infty \\ n_{eff}(t) & -\frac{w}{2} \leq x \leq \frac{w}{2} \\ n_{eff}(t_1) & -\infty \leq x \leq -\frac{w}{2} \end{cases}$$

이다. 수직 방향이 TE 편광일 때 수평방향은 TM 편광으로 계산을 해야 하며 TE 모드와의 차이점은 경계조건에 있다. 허용할 수 있는 해는 $x = -w/2$ 와 $x = +w/2$ 의 경계면에서 연속이어야 하므로 각 경계면에서 연속조건으로부터 계산된 고유치 방정식은 다음과 같은 분산관계식으로 정리될 수 있다.^[15]

$$\frac{\kappa w}{2} = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{n_{eff}(t)^2}{n_{eff}(t_1)^2} \frac{\gamma}{\kappa} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{n_{eff}(t)^2 k_0^2 - \beta^2} \\ \gamma &= \sqrt{\beta^2 - n_{eff}(t_1)^2 k_0^2} \end{aligned} \quad (7)$$

이고 m 은 정수($m=0, 1, 2, \dots$)이며 m 번째 도파모드와 관련된다. (6)식으로 부터 도파로층의 수평방향으로 존재하는 모드수 m 은 도파로 폭이 w 일 때 다음과 같이 얻어진다.

$$m = 1 + \left(\frac{2w}{\lambda} \right) \sqrt{n_{eff}(t)^2 - n_{eff}(t_1)^2} \quad (8)$$

한편 단일모드 도파로를 설계하기 위해서는 도파로의

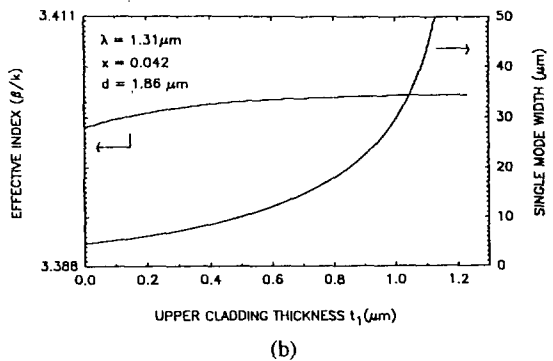
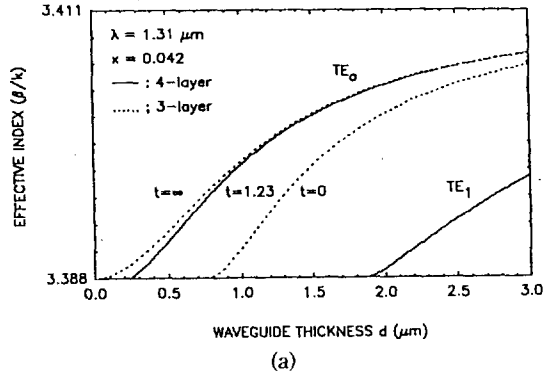


그림 2. (a) 4층과 3층의 슬랩 도파로에서 계산된 TE 모드의 분산곡선과 4층구조에서 모드의 cut-off 조건 (b) $t=1.23 \mu\text{m}$ 일 때 클래딩 두께(t_1)의 합수로 계산된 유효굴절률(n_{eff})과 폭방향의 단일 모드 조건.

동작 파장에서 GaAs와 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 굴절률을 알아야 한다. GaAs와 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 에서 굴절률 분산에 대한 semi-empirical 방정식은 M.A. Afromowitz에 의해 보고되었으며,^[16] 그것은 GaAs 띠틈간격(band gap) 근처에서 측정된 굴절률 값과 잘 일치함을 보인다.^[17] 그러므로 우리는 Afromowitz의 방법을 이용하여 x 에 대한 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 굴절률을 결정하였다. $\lambda=1.31 \mu\text{m}$ 파장에서 GaAs와 $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ 의 계산된 굴절률은 각각 3.411과 3.388이고 굴절률차는 0.023이다.

수치계산 결과에 의하면 $1.31 \mu\text{m}$ 파장에서 $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ 도파로 구조에 대해 단일모드 도파로층의 두께가 $d \leq 1.9 \mu\text{m}$ 으로 제한된다. 그림 2a는 4층의 슬랩도파로에서 TE 기본모드의 cut-off 조건과 3층의 구조로 계산한 결과를 잘 비교하여 놓았다. 실선과 점선은 각각 4층구조와 3층구조에서 계산한 결과이며 $t=\infty$ 와 $t=0$ 는 각각 3층의 대칭구조와 비대칭구조의 분산곡선이다. 우리가 제작한 도파로는 $t=1.23 \mu\text{m}$ 이고

4층의 슬랩구조에서 얻은 분산곡선이 3층의 대칭구조에 가깝기 때문에 3층의 대칭구조보다 더 정확한 모드해석이 공기층을 포함했을 때 얻어짐을 알 수 있다. 그림 2b는 $t=1.23 \mu m$ 일 때 클래딩 두께(t_1)의 함수로 계산된 유효 굴절률과 단일모드 도파로 폭을 보여준다. t_1 에 대해 유효굴절률의 변화가 아주 작기 때문에 단일모드 도파로 폭이 증가함을 알 수 있다. $t_1=0$ 일 때 도파로 폭은 $4.7 \mu m$ 까지 단일 모드가 얻어진다.

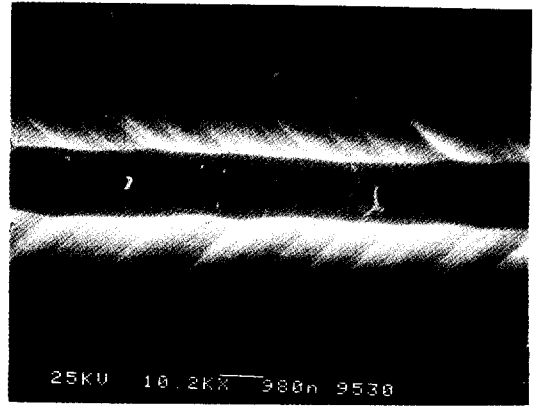
III. 실험

1. 도파로 제작

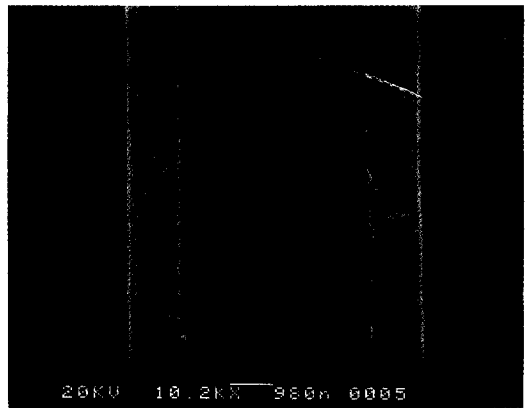
전파손실을 측정할 단일모드 직선 도파로들은 $Al_{0.042}Ga_{0.958}As/GaAs/Al_{0.042}Ga_{0.958}As$ 대칭구조를 이용하여 strip-loaded 형태로 제작되었다. 에피층 구조는 반절연-GaAs (001) 기판위에 $2.3 \mu m$ 두께의 $Al_{0.042}Ga_{0.958}As$ 클래딩, $1.86 \mu m$ 두께의 GaAs 도파로, 그리고 $1.23 \mu m$ 두께의 $Al_{0.042}Ga_{0.958}As$ 클래딩층들이 차례로 MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition) 기법으로 성장된다. 이 때 각 층들은 운반자(전자 또는 정공)에 의한 흡수손실을 줄이기 위해 잔유 n-type 운반자 농도가 $10^{15}/cm^3$ 보다 작은 undoped 층들로 성장된다.

직선 도파로의 마스크들은 레이저 리소그래피 장치를 이용하여 음각의 도파로 패턴을 Cr-마스크로 직접 만든다. 직선 도파로들은 PR(AZ1350) 을 식각 마스크로 사용하여 화학습식 식각방법으로 만들어졌다. 이 전에 사용했던 식각용액은 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O(1:1:3)$ 이고 식각율은 약 $4.0 \mu m/분$ 이다.^[18] 그림 3a는 이 용액으로 제작된 strip-loaded 직선 도파로의 SEM 사진이며 도파로 폭의 변화가 크고 도파로 측면이 상당히 거칠게 보인다. 반면에 식각용액으로 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=19\%:6\%:75\%$ 를 사용하여 90초 동안 식각한 도파로의 SEM 사진은 그림 3b에 제시되어 있는데 그림 3a보다 도파로 폭의 변화가 아주 작고 식각면의 거칠기가 상당히 작게 나타난다. 식각율을 측정하기 위해 $6 mm \times 13 mm$ 크기의 시료에 직선 도파로를 만든 후 길이를 약 2 mm 간격으로 자르고 식각시간이 다르게 각 도파로를 식각하였다. 식각깊이는 SEM사진에서 측정되었고 식각시간에 따라 식각깊이를 최소자승법으로 얻은 결과는 그림 4에서 직선으로 표시 되었으며 직선의 기울기로부터 평가된 식각율은 $0.7 \mu m/분$ 이었다.

그림 3의 결과에 의하면 이 식각용액을 이용할 때 식각면의 거칠기에 의한 광산란 손실을 상당히 줄일 수



(a)



(b)

그림 3. (a) $H_3PO_4(20\%):H_2O_2(20\%):H_2O(60\%)$ 로 습식 식각된 직선 도파로의 SEM 사진(도파로 폭의 변화가 크고 도파로 측면이 상당히 거칠다). (b) $H_3PO_4(19\%):H_2O_2(6\%):H_2O(75\%)$ 로 식각된 도파로의 SEM 사진.

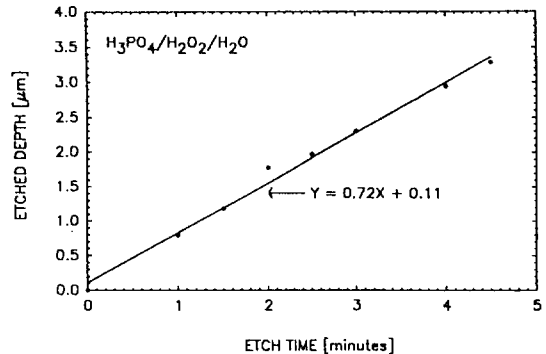


그림 4. $H_3PO_4(19\%):H_2O_2(6\%):H_2O(75\%)$ 식각용액에서 측정된 식각시간에 따른 식각깊이.

있을 것으로 생각된다. 또한 첫번째 식각용액은 식각율이 상당히 크기 때문에 식각깊이를 조절하기가 어렵지만 두번째 용액은 식각율이 작아서 식각깊이를 조절하기 쉬운 장점이 있다. 그러므로 본 연구에서는 광도파로의 전파손실을 줄이기 위해 H₃PO₄(19%):H₂O₂(6%):H₂O(75%)의 용액을 이용하여 폭이 W=4.1 μm인 도파로를 제작하였다.

도파로의 양쪽 끝을 자를 때 거울면을 얻기 위해서는 시료의 두께를 얇게 갈아낼수록 유리하다. 따라서 5 μm인 알루미늄나 분말과 연마장비를 사용하여 시료의 뒷면을 갈아내기 위해서 우리는 weight를 바꾸어가며 연마를 할 수 있는 장치를 제작하여 사용하였다. 제작된 시료는 전체두께가 100 μm될 때까지 얇게 갈아졌으며 그 후에 PR은 아세톤으로 제거 되었다. 시료의 크기는 처음에 약 6 mm×13 mm이고 5개의 도파로를 포함하고 있다.

2. 전파손실 측정

광도파로의 전파손실을 측정하는 방법은 두 가지로 대표된다. 첫번째 방법은 cleave-back 방법으로^[1] 도파로의 길이를 약 1 mm~3 mm 간격씩 연속적으로 절단하면서 각 도파로의 출력광 세기를 도파로 길이의 함수로 측정한 후 다음의 관계식으로 부터 도파로의 전파손실이 결정된다.^[19]

$$-10 \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_2} \right) = 4.343\alpha(L_2 - L_1) \quad (9)$$

여기서 P₁과 P₂는 각각 도파로 길이 L₁과 L₂에서 측정된 출력광의 세기이다. 따라서 측정된 데이터를 이 식에 피팅함으로써 직선의 기울기 4.343 α[dB/cm]로부터 도파로의 전파손실이 얻어진다. 그러나 이것은 이 전에 이용했던 방법^[18]으로 도파로 단면의 상태가 길이를 연속적으로 자를 때 일정하게 유지되지 않고 도파로에 광결합이 각 도파로 길이에서 측정할 때마다 약간씩 다르게 되어 오차가 크게 내포될 가능성이 있다. 두번째 방법은 Fabry-Perot 공명과 연속적인 절단방법을 이용하여 도파로 단면의 반사율과 전파손실을 동시에 결정하는데 cleave-back 방법보다 더 정확한 결과를 주므로 저손실 도파로에서 전파손실이 측정될 때 이용되어 왔다.

Fabry-Perot 공명방법의 이론은 다음과 같다. 광도파로 공명기에서 투과와 반사계수는 연속적인 투과와 반사진폭을 더하므로써 얻어진다. 이때 임의의 두개의 연속적인 반사 또는 투과광 사이의 기하학적인 경로차를 설명하는 위상 인자(Phase factor)를 포함시키는 것이 중요하다. 도파로를 한번 통과할 때 위상변화는 φ이므로

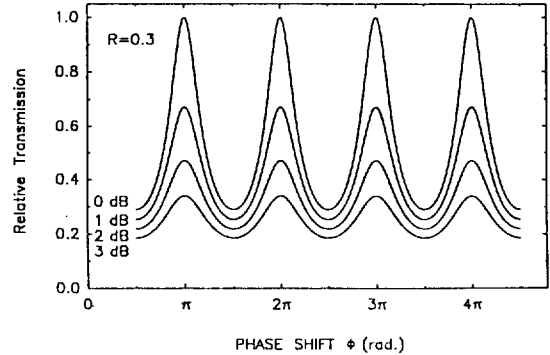


그림 5. 반사율이 R=0.3일 때 여러 개의 αL값에서 계산된 Fabry-Perot 간섭무늬.

두개의 연속적인 투과광의 위상변화 차는 -2φ가 되고 입사파의 진폭을 1로 놓으면 연속적인 투과광의 위상인자 차는 e^{-2iφ}이 된다. 한편 도파로 내에 광손실이 존재하므로 도파로를 한번 통과할 때 손실인자 e^{-αL}를 고려하면 연속적인 두 개의 투과광 사이의 손실인자 차는 e^{2κL}이 된다. 이 때 간단한 계산과정을 거침으로서 도파로 양끝단에 의해 만들어진 Fabry-Perot 도파로 공명기의 투과율은

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-2\kappa L}}{(1-Re^{-2\kappa L})^2 + 4Re^{-2\kappa L} \sin^2 \phi} \quad (10)$$

이 되고 광세기의 감쇠계수는 α=2κ이므로 투과율 T를 α로 표시하면

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-Re^{-\alpha L})^2 + 4Re^{-\alpha L} \sin^2 \phi} \quad (11)$$

이 된다. 그림 5는 (11)식을 이용하여 도파로 내에 광손실이 있는 경우 반사율이 R=0.3일 때 여러 개의 αL값에서 계산된 Fabry-Perot 간섭무늬를 보여준다.

다음은 측정된 Fabry-Perot 간섭무늬로부터 전파손실을 결정하기 위한 T의 분석 방법을 알아보기로 하자. Kapon은 도파로 공명기에서 투과광의 contrast를 다음과 같이 정의 하였다.^[7]

$$K = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}} \quad (12)$$

(11)식으로부터 T_{max}=T(0)이고 T_{min}=T(90°)이므로 투과광의 contrast는 간단한 형태로 계산된다.

$$K = \frac{2Re^{-\alpha L}}{1 + (Re^{-\alpha L})^2} \quad (13)$$

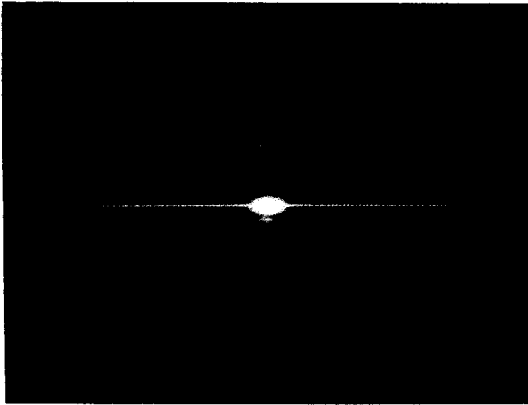


그림 6. 1.31 μm 파장에서 단일모드 strip-loaded 도파로의 Near-field 패턴.

K를 정리하고 양변에 자연로그를 취하면

$$-\ln\left[\frac{1-\sqrt{1-K^2}}{K}\right] = \ln R - \alpha L \quad (14)$$

이 된다. 도파로의 온도를 변화시키면 굴절률이 변하기 때문에 도파모드의 위상 ϕ 가 변하고 그 결과로 도파로 공명기의 투과율은 온도에 따라 sinusoid하게 변하므로 K를 도파로 길이 L의 함수로 측정 후 (14)식에 피팅함으로서 직선의 기울기와 종축절편에서 전파손실과 반사율 R이 각각 결정된다^[5,7].

직선 도파로의 전파손실과 도파로 단면의 반사율(R)은 Fabry-Perot 공명방법과 연속적인 절단을 이용하여 측정된다. 파장이 1.31 μm인 DFB 레이저에서 나온 광은 ×20배의 현미경 대물렌즈에 의해 도파로 단면에 end-fire coupling 되고 이 때 입사광의 편광은 대물렌즈 앞에 있는 편광기에 의해 TE로 조절된다. 도파로의 출력광은 ×10배의 대물렌즈로 확대되어 적외선 카메라(Hamamatsu C1000)에 연결된 TV 모니터를 이용하여 조사된다. 도파로가 단일모드만을 전파시키는지를 조사하기 위해 near field pattern을 측정했으며 그 결과는 그림 6에서 보여진다. 다중 모드가 여기된 도파로는 입력광의 위치가 바뀌면 출력된 near field pattern이 이동하므로 쉽게 확인된다. 그러나 제작된 도파로는 모두 단일모드이므로 계산결과와 잘 일치함을 확인하였다.

도파로의 굴절률은 온도변화에 비례하므로 도파로의 온도를 변화시키면 Fabry-Perot 간섭무늬가 만들어지고 이 간섭무늬로부터 전파손실을 구할 수 있다. 도파로위에 약 1 mm 간격으로 놓여있는 세라믹 판히타(20 W, 7.5 cm 길이)로 시료를 가열하면 온도가 상온에서 약 13°C까지

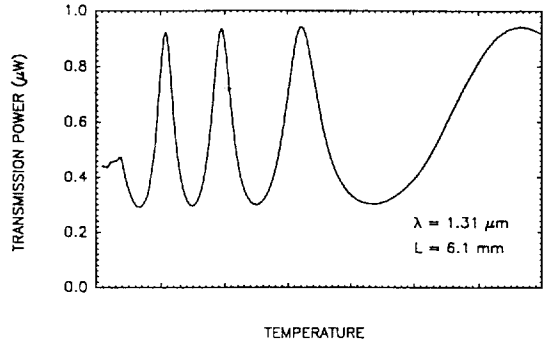


그림 7. L=6.1 mm일 때 도파로의 온도를 냉각시키면서 측정한 Fabry-Perot 공명곡선.

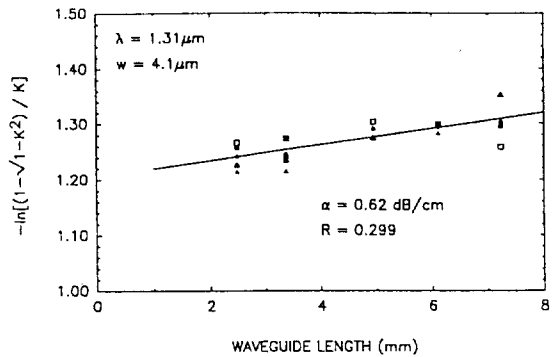


그림 8. Fabry-Perot 도파로 공명기에서 도파로 길이의 함수로 측정된 전파손실과 반사율. 직선은 최소자승법으로 얻은 것이고 기울기와 절편에서 결정된 전파손실과 반사율은 각각 $\alpha=0.62 \mu\text{m}/\text{cm}$ 과 $R=0.299$ 이다.

변하므로 온도변화는 Fabry-Perot 간섭무늬를 측정하기에 충분하다. 전파손실은 간섭무늬의 contrast로부터 결정되므로 Fabry-Perot 공명/비공명은 시료가 냉각되는 동안에 Ge 광검출기에 연결된 컴퓨터에 기록된다. 길이가 6.1 mm인 단일모드 직선 도파로에서 측정된 Fabry-Perot 간섭무늬는 그림 7에서 냉각되는 온도의 함수로 보여진다. 이 그림에서 K가 결정되고 도파로를 절단하여 얻은 간섭무늬에서 K가 다시 결정된다. 연속적으로 시료를 절단하면서 각 도파로 길이(L)에서 결정된 K를 최소자승법을 이용하여 (14)식에 피팅한 것이 그림 8에서 보이는 실선이고 각 데이터 점들은 측정된 값들이다. 직선의 기울기로부터 얻은 전파손실은 $\alpha=0.62 \text{ dB}/\text{cm}$ 이고 종축절편에서 결정된 반사율은 $R=0.299$ 이다.

도파로 끝의 절단이 좋고 도파로에 국소적인 결함들이 없다면 측정된 데이터 점들은 기울기가 α 이고 종축절

편이 $-\ln R$ 인 직선상에 있게 된다. Fabry-Perot 공명과 연속적인 절단에 의한 전파손실 측정방법은 α 와 R 이 상수라는 가정을 하고 있다. 그러나 도파로 길이를 따라 포토리소그래픽 결함들이나 에피층의 결함들에 의한 도파로 손실의 국소적인 변화들은 α 를 결정하는 그림에서 데이터 점의 흐트러짐을 만든다. 뿐만아니라 절단면의 질이 거의 균일하지 않기 때문에 R 은 도파로마다 다르고, 또 같은 도파로의 절단면마다 다르게 된다. 그 결과 그들이 그림 8에서 볼 수 있듯이 직선의 기울기 α 에 불확정도를 만든다.

도파로 설계에서 예측했던 것처럼 측정된 strip-loaded 도파로는 단일모드만 전파시키는 것이 확인되었으며 측정된 전파손실은 0.62 dB/cm로 낮게 얻어졌다. 이것은 제작된 strip-loaded 도파로 구조에서 수평방향의 유효 굴절률 차($\Delta n_{eff}=0.0029$)가 작고, 또 이번에 사용된 식각용액에 의한 식각면의 거칠기가 작기 때문에 산란손실이 작은 것으로 생각된다.

IV. 결 론

우리는 낮은 전파손실을 갖는 단일모드 GaAs/AlGaAs strip-loaded 직선 도파로를 이론과 실험을 통해 연구하였다. 직선 도파로들은 MOCVD기법으로 성장된 평면 도파로 위에 포토리소그래피 방법과 습식 식각방법을 이용하여 제작되었으며, 광의 전파특성들이 $\lambda=1.31 \mu\text{m}$ 파장에서 측정되었다. 도파로들은 near-field 패턴으로부터 단일모드가 도파되는 것이 확인되었으며, 이것은 공기층을 포함한 4층 슬랩구조에서 유효굴절률 방법을 이용하여 계산한 결과로부터 예측했던 바와 같다. 도파로의 전파손실(α)과 반사율(R)은 Fabry-Perot 공명방법과 연속적인 도파로 단면의 절단방법으로 측정된 데이터로부터 정확하게 평가된다. 그 결과 전파손실은 0.62 dB/cm로 아주 낮게 측정되었다. 이것은 제작된 도파로의 유효 굴절률 차와 식각면의 거칠기가 작기 때문에 광산란 손실이 작아진 결과로 생각된다. 그러므로 이 도파로 구조들은 GaAs/AlGaAs 뿐만아니라 다른 물질계의 집적광학에서 필요한 저손실 광소자들을 만드는데 아주 유용한 요소가 된다.

감사의 글

우리는 에피박막을 성장시키고 PL측정에 많은 도움을 준 김용 박사와 토론을 함께 해주신 광운대 정영철 교

수님께 진심으로 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] S. H. Lin, S. Y. Wang, S. A. Newton and Y. M. Houng, *Electron. Lett.* **21**, 597(1985).
- [2] R. J. Deri, R. J. Hawkins and E. Kapon, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1483(1988).
- [3] R. J. Deri, E. Kapon and L. M. Schiavone, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 789(1987).
- [4] H. Inoue, K. Hiruna, K. Ishida, T. Asai and H. Matsumura, *J. Lightwave Technol.* **LT-3**, 1270 (1985).
- [5] P. W. A. Mcilroy, P. M. Rodgers, J. S. Singh, P. C. Spurdens and I. D. Henning, *Electron. Lett.* **23**, 701(1987).
- [6] R. G. Walker, H. E. Shephard and R. R. Bradley, *Electron. Lett.* **23**, 362(1987).
- [7] E. Kapon and R. Bhat, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1628 (1987).
- [8] R. G. Walker and R. C. Goodfellow, *Electron. Lett.* **19**, 590(1983).
- [9] P. K. Tien, *Appl. Opt.* **10**, 2395(1971).
- [10] L. M. Johnson, Z. L. Liao and S. H. Groves, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 278(1984).
- [11] S. H. Lin, S. Y. Wang, S. A. Newton and Y. M. Houng, *Electron. Lett.* **21**, 597(1985).
- [12] H. Takeuchi and K. Oe, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 87 (1989).
- [13] V. Ramaswamy, *Bell syst. Tech. J.* **53**, 697(1974).
- [14] H. Furuta, H. Noda, and A. Ihaya, *Appl. Opt.* **13**, 322(1974).
- [15] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*(Academic Press, New York, chap2, 1978).
- [16] M. A. Fromowitz, *Solid State Commun.* **15**, 59 (1974).
- [17] H. C. Casey, Jr., D. D. Sell and M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 63(1974).
- [18] 변영태, 박정현, 김선호, 최상삼, 김용, *응용물리* **6**, 127(1993).
- [19] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*(Springer-verlag, Berlin, 1985).
- [15] R. G. Walker, *Electron. Lett.* **50**, 581(1985).
- [16] R. Regner and W. Sohler, *Appl. Phys.* **B36**, 143 (1985).

**Loss Single Mode $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$
Strip-loaded Optical Waveguides**

Y. T. Byun, K. H. Park, S. H. Kim, and S. S. Choi
*Division of Electronics and Information Technology,
Korea Institute of Science and Technology, Seoul, 130-650, Korea*

Tong Kun Lim
Department of Physics, Korea University, Seoul, 136-701, Korea

(Received: December 12, 1995)

The low loss single-mode $\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.042}\text{Ga}_{0.958}\text{As}$ strip-loaded waveguides had been designed using an effective index method and fabricated using a MOCVD technique and chemical wet etching method. The propagation loss and facet reflectivity were measured by the Fabry-Perot resonance method and sequential cleaving experiment at $1.31\ \mu\text{m}$ wavelength. As a result, the propagation loss is as low as $0.62\ \text{dB/cm}$ and the facet reflectivity(R) equals to 0.299 for straight waveguides with width $w=4.1\ \mu\text{m}$.