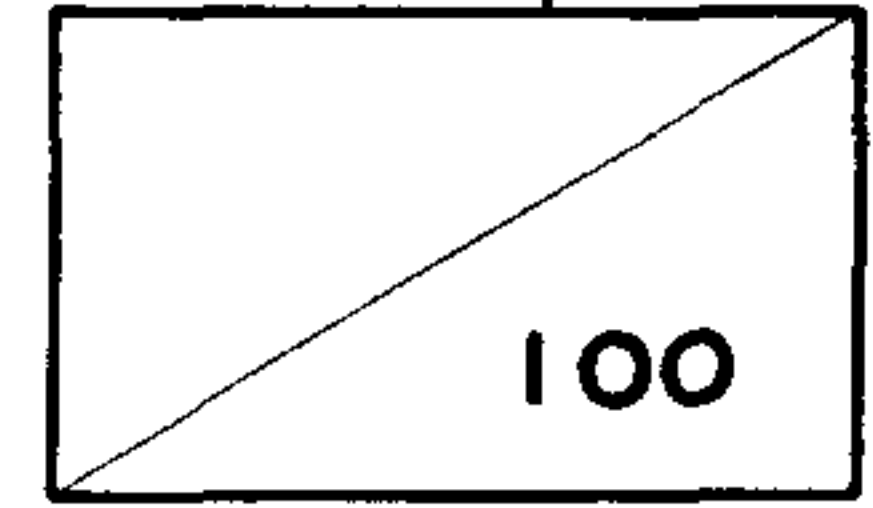


제 1 차년도
연차보고서

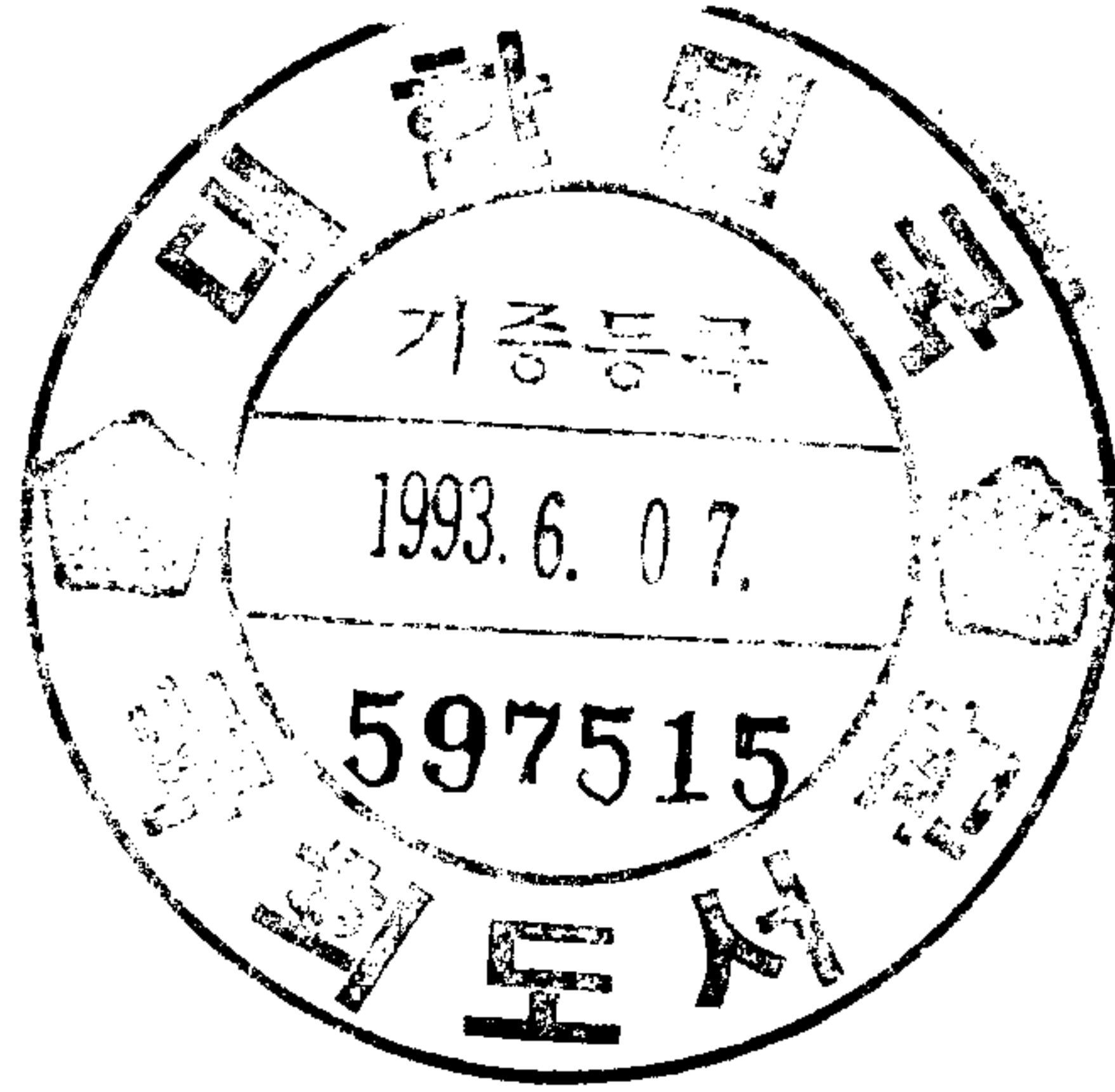


Optical Gate 기술 개발

Development of Optical Gate Technology

연구기관
한국과학기술연구원

과 학 기 술 처



제 출 문

과학기술처장관 귀하

본 보고서를 “Optical Gate 기술 개발”사업의 1차년도 연차 보고서로 제출합니다.

1993. 11.

연구책임자 : 김 선호(정보전자부)

연구 원 : 변 영태(정보전자부)

박 경현(정보전자부)

연구 조 원 : 김 신근(정보전자부)

오 봉환(정보전자부)

이 재하(정보전자부)

여 백

요 약 문

1. 제 목

Optical Gate 기술 개발

2. 연구개발의 목적 및 중요성

본 연구의 목적은 광집적회로(Photonic Integrated circuits, PIC)에서 필요한 여러 기능들을 수행하는 III-V계 광소자 구조의 분석과 설계기술을 개발하고 광소자를 제작하기 위한 단위 공정기술을 개발하는데 있다.

3. 연구개발의 내용 및 범위

III-V계 광소자 구조를 설계하고 분석하기 위해 두가지의 설계 기술에 대한 연구를 수행하였다. 한 종류는 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향을 따라 변하지 않는 도파로 분석에 가장 적합한 유효 굴절률 방법(Effective Index Method, EIM)이고 다른 종류는 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향을 따라 변할 때 사용할 수 있는 FD-BPM(Finite Difference Beam Propagation Method)이다. 이 방법들을 이용하여 슬랩 도파로의 구조가 3층, 4층, 5층인 경우에 단일모드 도파로와 NXN star coupler 구조를 설계했으며 star coupler와 grating 도파로를 이용하여 arrayed waveguide grating 파장 분할 다중기의 설계에 관한 연구를 하였다.

한편 단위 공정기술 개발을 위해 레이저 리소그래피를 이용한 마스크의 제작방법과 음각의 마스크 제작방법을 개발하고 습식 식각법과 건식 식각법의 식각조건을 찾았다. 설계와 공정기술을 이용하여 단일모드의 strip-loaded 광도파로를 제작하고 sine 함수로 된 S-형태의 굽은 도파로에서 복사손실과 직선도파로의 전파손실을 측정하였다. 그리고 embedded 직선도파로를 제작하고 cleave-back 방법으

로 전파손실을 측정하였다.

4. 연구 개발 결과 및 활용에 대한 건의

첫째, III-V 반도체에 적용되는 유효 굴절율 방법과 FD-BPM 방법의 설계기술을 확립하고 슬랩 도파로에서 단일모드 도파로와 NXN star coupler 구조를 설계했으며 star coupler와 grating 도파로를 이용하여 arrayed waveguide grating 파장 분할 다중기의 설계에 관한 연구를 수행하였다.

둘째, 단위 공정기술 개발을 위해 레이저 리소그라피를 이용한 마스크의 제작방법과 음각의 마스크 제작방법을 개발하고 습식 식각법과 건식 식각법의 식각조건을 찾았다.

셋째, 단일모드의 strip-loaded 광도파로를 제작하고 sine 함수로 된 S-형태의 굽은 도파로에서 복사손실과 직선도파로의 전파손실을 측정하였다. 그리고 embedded 직선 도파로를 RIE로 제작하고 cleave-back 방법으로 전파손실을 측정하였다.

이 기술들을 이용하므로써 광통신과 광신호 처리 시스템에 실용화 될 수 있는 많은 기능소자들이 제작될 수 있을 것으로 기대된다.

SUMMARY

1. Title

Development of Optical Gate Technology.

2. Purpose and Importance of the Reserch

This reserch aims to the development of design and analysis technologies of various optical device structures in the III-V semiconductor and to fabrication technologies in order to fabricate the optical devices.

3. Contents and Range of the Reserch

In order to design and analyse the optical devices in the III-V semiconductor two kinds of design method are carried out. One is the so-called effective index method, which is most suited to the analysis of the waveguide whose cross-sectional dimensions and index profiles do not vary along the direction of propagation. The other method is adequate for the waveguide whose cross-sectional dimensions and index profiles vary along the direction of propagation. The most commonly used method to analyze such structures is the so-called beam propagation method(BPM) and the BPM using finite difference algorism is the FD-BPM. Using these methods the single mode waveguide and the NXN star coupler are designed in the three, four, and five planar slab waveguides. And Reserch on the arrayed waveguide mutiplexer is carried out using the waveguide grating between two star couplers.

And to development the fabrication technologies we fabricate a positive Cr-mask with a laser lithograpy and a negative Cr-mask using a lift-off technique. Also we find the etching conditions in the wet- and dry-etching(RIE) process.

Finally based on the design and fabrication technologies we fabricate the strip-loaded waveguide with a single mode using a wet etching method and measure a bend radiation loss in a sine-generated S-curved guide and a propagation loss in a straight guide. And then we fabricate a embedded straight waveguide using a RIE method and measure propagation loss using a cleave-back method.

4. Results of the Reserch and Suggestions for Practical Application.

Results of the reserch are as follows. First, the design technology was established by the effective index method and the FD-BPM. Using these results, we analyzed a sigle moded waveguide and designed a 9X9 star coupler structure, and then arrayed waveguide multiplexer was studied by the FD-BPM. Second, as a development of fabrication technology the positive and negative Cr-masks were fabricated by a laser lithography and a lift-off technique, respectively. Also using the wet- and dry-etching techniques the etching condition of waveguide was established. Third, in the strip-loaded waveguie fabricated the radiation loss of S-shaped bend waveguide and the propagation loss of straight guide were measured. Also the embedded guide was fabricated and measured to obtain the propagation loss by the cleave-back method.

Using these technologies, it is possible to fabricate many functional devices for practical application of optical communication and signal processing system.

CONTENTS

Chapter 1. Introduction.....	11
Chapter 2. Design of III-V optical waveguide structure	14
Section 1. Introduction.....	14
Section 2. Optical waveguide theory	15
A. Calculation of the index of $Al_xGa_{1-x}As$	15
B. Planar slab waveguide theory	19
(1) Symetric 3 layer slab waveguide	20
(2) Asymetric 4 layer slab waveguide	24
(3) Symetric 5 layer slab waveguide	29
Section 3. Design of single mode waveguide using effective index method	43
Section 4. Conclusion	46
Chapter 3. Design of Arrayed waveguide multiplexer	48
Section 1. Introduction	48
Section 2. Finite Difference Beam Propagation Method ...	49
A. Calculation of propagation constant	52
B. Single waveguide of 5 layer waveguide	53
Section 3. Design of optical device structure	55
A. NXN star coupler	55
B. NXN array multiplexer	59
Section 4. Conclusion	65
Chapter 4. Optical loss of waveguide	66
Section 1. Introduction	66
Section 2. Calculation of optical loss	67
A. Calculation of bend radiation loss	67
B. Calculation of propagation loss	72

Section 3. Measurement	73
A. Waveguide fabrication	73
B. Measurement of radiation loss	80
C. Measurement of propagation loss	84
Section 4. Conclusion	87
Chapter 5. The fabrication of $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ embedded type waveguide	89
Section 1. Introduction	89
Section 2. The fabrication process of waveguide	89
A. Epitaxy and design	91
B. The process of lithography	92
C. The process of RIE(Reactive Ion Etching)	94
Section 3. Measurement and result	96
A. The characteristic of embedded type waveguide.....	96
B. Propagation loss of single mode embedded waveguide	98
Section 4. Conclusion	102
Chapter 6. Conclusion	112
Reference	114

목 차

제 1 장 서 설	11
제 2 장 III-V계 광도파로 구조 설계	14
제 1 절 서론	14
제 2 절 광도파로 이론	15
가. $Al_xGa_{1-x}As$ 의 굴절을 계산	15
나. 평면 슬랩 도파로 이론	19
(1) 대칭 3층 슬랩 도파로	20
(2) 4층 슬랩 도파로	24
(3) 5층 대칭 슬랩 도파로	29
제 3 절 유효굴절을 방법에 의한 광도파로 설계	43
제 4 절 결 론	46
제 3 장 Arrayed 도파로 격자소자 설계	48
제 1 절 서론	48
제 2 절 Finite Difference Beam Propagation Method	49
가. 전파상수의 계산	52
나. 5층구조의 단일 도파로	53
제 3 절 광소자 구조 설계	55
가. NXN star coupler	55
나. NXN array multiplexer	59
제 4 절 결 론	65
제 4 장 광도파로의 광손실 특성	66
제 1 절 서론	66
제 2 절 광손실의 계산방법	67
가. 복사손실 계산 방법	67
나. 전파손실 계산	72
제 3 절 실험	73

가. 도파로 제작	73
나. 복사손실 측정	80
다. 전파손실 측정	84
제 4 절 결 론	87
제 5 장 $Al_{0.05}Ga_{0.95}As/GaAs/Al_{0.05}Ga_{0.95}As$ embedded 도파로 제작	89
제 1 절 서 론	89
제 2 절 도파로 제작 과정	89
가. 기판성장 및 디자인	91
나. lithography 과정	92
다. RIE(Reactive Ion Etching) 과정	94
제 3 절 측정 및 결과	96
가. Embedded 형태의 광도파로 제작 및 측정	96
나. Embedded 형태 단일모드 광도파로의 전파손실 측정	98
제 4 절 결론	102
제 6 장 결 론	112
참 고 문 헌	114

제 1 장 서 설

반도체 도파로들은 반도체 칩(chip)상에서 광신호를 전파시키는데 사용되며 광통신, 광신호 처리, 그리고 광센서와 같은 응용에 적합한 많은 집적 광소자들에서 필수적으로 요구된다. III-V 반도체들은 LiNbO_3 에 비해 광원과 광검출기를 단일기판위에 집적할 수 있고, 낮은 구동전압을 갖는 고속 변조기와 스위치를 제작할 수 있으며, epitaxial 성장과 선택적 에칭을 이용한 정교한 제작과정과 cleaving에 의한 간단한 방법으로 거울같은 단면을 얻을 수 있다는 장점이 있다¹⁻¹⁾. 이런 이유들때문에 III-V 반도체를 이용한 광소자들에 대한 관심이 꾸준히 증가되어 왔다. 그러나 III-V 반도체 광소자들은 LiNbO_3 광소자들보다 insertion loss가 크기때문에 광소자들의 기본요소인 저손실 광도파로를 만들기 위한 연구를 최근에 많이 하고 있다.

광소자의 구조를 설계하기 위해서 가장 많이 사용되는 방법으로는 유효 굴절을 방법이 있으며 이 방법은 도파로 단면의 3차원 굴절을 분포를 2차원 평면으로 등가시켜 2차원의 굴절을 분포를 계산하는 방법이다. 이 계산 방법을 이용하면 도파로의 epilayer 구조와 에칭구조가 어떤 조건일 때 단일모드 도파로를 만들 수 있는지를 알 수 있다. 한편 광소자의 구조를 설계하고 분석하기 위한 방법으로 사용되는 BPM(Beam Propagation Method)은 소자에 빛을 전파시킴으로서 소자의 특성을 알 수 있으므로 새로운 아이디어를 실험하기 전에 시뮬레이션을 통해 확인함으로써 시간을 절약할 수 있는 장점이 있다. BPM은 도파로의 굴절을 분포가 느리게 변할 때 이용되는 FFT-BPM¹⁻²⁾과 급격하게 변할 때 이용되는 FD-BPM이 있다¹⁻³⁾. 그러므로 본 연구에서는 광소자의 구조를 설계 및 분석하는 방법으로 유효굴절률 방법과 FD-BPM 방법을 연구하였다.

단일 반도체 칩 위에 다른 종류의 광소자들을 많이 집적하기 위해서는 밀집된(compact) 도파로와 저손실 도파로 기술이 광신호를

처리하는데 필요하다. 광변조기, 광스위치, 그리고 광결합기등에서 보듯이 III-V 반도체로 만든 평면 도파로 구조들에서 전파하는 빛의 진행방향을 바꾸는 것이 필요하며 이를 위해서 곡율이 일정한 원형의 굽은(circular bend) 도파로 구조가 많이 사용된다¹⁻⁴⁾ 밀집된(compact) 도파로를 만들기 위해서는 곡율반경이 작아야 하지만 굽은 도파로의 복사손실을 줄이기 위해서는 곡율반경을 크게해야 한다. 그러므로 밀집된(compact) 도파로를 만들려면 굽은도파로의 복사손실과 곡율반경 사이에 적당한 타협이 이루어져야 한다.

III-V 반도체를 이용한 단일모드 S-형태의 도파로에서 복사손실은(bending loss) 이론과^{1-5,6,7)} 실험을 통해 연구되어 왔다. 실험에서는 주로 GaAs/AlGaAs rib형태의 도파로에 대해 보고되었으며^{1-8,9,10)} AlGaAs/GaAs/AlGaAs strip-loaded 형태의 도파로에 대해 거의 보고되지 않았다.^{1-11,12)} 또한 굴절율차를 줄이기 위해 도파로층과 클래딩층을 AlGaAs층으로 성장시킨 구조를 이용하여 sine 함수로 만든 S-형태의 도파로에서 복사손실에 대한 연구는 없다.

한편 LiNbO₃에 비해 큰 전파손실을 줄이기 위해 III-V 반도체를 이용한 단일모드의 도파로에서 전파손실은(propagation loss) 이론과^{1-13,14)} 실험을 통해서 많이 연구되어 왔다.^{1-15,16)} 작은 전파손실을 갖는 직선 도파로를 만들기 위해서는 고질의 epitaxial 물질이 epilayer의 산란손실과 흡수손실을 최소화하는데 요구된다. 그러므로 MOCVD와 MBE와 같은 성장방법의 출현으로 전파손실을 크게 줄일 수 있었다. 1987년 이후에 실험에서는 주로 GaAs/AlGaAs epilayer를 사용한 ridge형태의 단일모드 도파로에 대해 1dB/cm이하인 전파손실이 많이 보고되었으며,^{1-17,18,19)} 도파로 또는 클래딩에 초격자(superlattice)나 다중 양자우물(multi-quantum well)을 사용해서도 1.8dB/cm 이하의 전파손실이 보고 되었다.¹⁻²⁰⁾ 보고된 도파로들은 주로 AlGaAs층에서 Al의 몰비를 0.1이상으로 크게 만들었으므로 도파로층의 두께가 1.0 μ m이하로 상당히 작다. 그러나 도파로층과 클래딩층 사이의 굴절율차를 줄임으로서 도파로층의 두께를 가능한 한 크게하

기 위해 도파로층과 클래딩층을 모두 AlGaAs층으로 성장시키고 그 epilayer구조를 이용하여 만든 직선 도파로의 전파손실에 대한 연구는 아직 보고된 바 없다.

본 연구에서는 유효굴절률 방법과 FD-BPM 방법으로 도파로 구조와 NXN star coupler구조를 설계했으며¹⁻²¹⁾ star coupler와 grating 도파로를 이용하여 arrayed waveguide grating 파장 분할 다중기를 설계하고 있다¹⁻²²⁾. 한편 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 3층의 대칭구조를 이용하여 strip-loaded 형태로 광도파로를 만든 경우에 대해 광손실 특성으로서 sine 함수로 된 S-형태의 단일모드 도파로 조건과 굽은 도파로의 복사손실을 이론적으로 계산하고 실험을 통하여 연구하였다. 습식식각 방법으로 strip-loaded형태의 S-bend 단일모드 도파로가 제작되고 복사손실이 측정되었다. 그리고 동일한 방법으로 직선 도파로가 제작되어 전파손실이 cut-back방법을 이용하여 측정되었다. 전파손실을 향상시키기 위해서는 도파로의 폭이 증가됨으로서 광구속이 증가되어야하고 습식에칭보다 건식에칭을 사용하는 것이 더 효율적이다. 그러므로 광구속이 좋은 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ embbed형태의 단일모드 직선 도파로가 건식에칭 방법의 하나인 RIE방법으로 제작되고 cut-back방법으로 전파손실이 측정되었다. 그 결과 1.52dB/cm의 낮은 광손실이 얻어졌다.

제 2 장 III-V계 광도파로 구조 설계

제1 절 서 론

광통신을 위해 화합물 반도체 레이저와 광섬유를 기본으로 한 광시스템을 신뢰할 수 있고 이용이 경제적으로 가능하기 위해서는 광 집적회로(Photonic Integrated circuits, PIC)의 실현이 필수적이다. 그런 회로들은 스위치, 파장/주파수 다중기, 변조기, 그리고 아날로그-디지털 변환과 같은 여러 기능들을 수행하기 위해 광도파로를 이용한다. 지금까지, PIC를 제작하고 설계하고 분석하는 방법들을 개발하기 위해 많은 연구자들은 노력을 많이 기울여 왔다. 광집적회로의 가장 기본요소는 광도파로이다. 여러 형태중에서 rib도파로는 PIC에 가장 바람직한 물질인 화합물 반도체에서 가장 매력적인 도파로로 생각되고 있다. Rib도파로의 굴절을 분포는 정확하게 조절되므로 정확하고 효율적인 분석과 설계가 또한 필수적이다. 그런 분석과 설계 방법은 사실상 PIC를 위해 컴퓨터를 이용하는 설계방식으로 여러개의 다른 방법들이 개발되고 rib도파로 분석에 적용되어 왔다. 이 모든 방법들은 두 종류로 크게 분류될 수 있다. 한 종류는 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향(z)을 따라 변하지 않는 도파로 분석에 가장 적합하다. 이 도파로들을 분석하는 가장 간단한 방법은 유효 굴절을 방법(Effective Index Method, EIM)이다. 이 방법은 얇게 에칭되어 광이 약하게 도파되는(weakly guided) rib도파로에만 적용되지만 EIM가 예측한 전파상수의 값이 항상 실제의 값보다 크기 때문에²⁻¹⁾ EIM는 깊게 에칭되어 강하게 도파되는(strongly-guided) rib도파로를 설계하는데 아직까지 사용될 수 있다. 이 경우에 EIM가 예측한 cut-off에서 도파로폭값들은 신중하게 평가되어야 한다. 그러나 이 방법은 가능한 모든구조에 적용될 수 없으며 만일 적용된다면 모드의 구속이 증가함에 따라 그 정확도가 급격하게 저하된다. 그러므로 효

올적인 수치계산 방법들이 필요하게 된다. 이런 목적을 위해 유한차 방법(Finite Difference Method)과 변분방법(Variational Method)이 개발되었고 정확도와 계산상의 복잡성들이 EIM와 비교되었다.²⁻²⁾ 이외에 유한요소법(Finite Element Method)이 광도파로 분석에 적용되었으며²⁻³⁾ 거의 모든 방법들은 참고문헌 2-4에서 비교되었다. 다른 종류의 도파로에서는 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향을 따라(z)서 변한다. 그런 도파로들은 방향성 결합기에서 입출력단을 분리하기위해서 사용되거나 Mach-Zehnder간섭기의 두 arm들을 분리하기 위해 실제적으로 필요하다. 또 원하는 특성들을 얻기위해 Y형태의 결합기와 X교차 도파로를 이용할 때 필요하게 된다. 그런 구조들을 분석하기 위해서 가장 많이 사용되는 방법은 BPM(Beam Propagation Method)이고 이 방법은 전파방향을 따라 변하지 않는 도파로 구조에서 유효굴절을 계산할 때도 이용된다. BPM방법은 제3장에서 설명하기로 한다.

제 2 장에서는 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향을 따라 변하지 않는 도파로 구조를 설계하기 위해 유효 굴절률 방법을 이용한다. 먼저 슬랩 도파로의 구조가 3층, 4층, 5층인 경우에 전파상수를 결정하기 위한 방법을 이론적으로 논하고 컴퓨터를 이용하여 수치계산한 결과를 서술한다.

제 2 절 광도파로 이론

가. $Al_xGa_{1-x}As$ 의 굴절을 계산

GaAs 기판위에 성장되는 가장 흔한 epitaxial 물질은 $Al_xGa_{1-x}As$ 이고 이 물질은 x의 모든값에 대해 가장 좁은 띠 간격(bandgap)을 주는 x=0에서 GaAs와 거의 격자상수가 일치한다. GaAs - $Al_xGa_{1-x}As$ 계는 양자우물(quantum well), 초격자(superlattice), 그리고 단일장벽(single-barrier) 소자구조를 형성하며 그들은 중요한 고속 전기-광학 효과를 갖는다. 이것때문에 넓은 스펙트럼 영역과 가능한한 좁은

x간격으로 x=0에서부터 x=1까지 농도 영역에서 굴절을 n을 아는 것은 아주 중요하다. III-V 혼합물 $Al_xGa_{1-x}As$ 에서 Al의 농도는 연속적으로 변화될 수 있으므로 사실상 격자상수를 바꾸지 않고 굴절을 변화시킬 수 있다. $Al_xGa_{1-x}As$ 는 0보다 큰 x에 대해 모든 파장에서 GaAs보다 작은 굴절을 갖는다. 그러므로 파라미터 x를 변화시킴으로서 $Al_xGa_{1-x}As$ 기판위에 도파로들을 설계할 수 있다.

기본 띠간격(E_g) 아래에서 굴절률 n은 여러개의 x값에 대해서 H.C. Casey et al에 의해 측정되었다²⁻⁵⁾. M.A. Afromowitz는 직접 띠간격(E_g) 아래에 있는 에너지에서 $Al_xGa_{1-x}As$ 의 굴절을 계산하기 위한 준 경험적 방법(semi-empirical method)을 제시하고 계산된 굴절률이 Casey의 실험값과 잘 일치함을 비교하여 설명하고 있다.²⁻⁶⁾ 한편 Jensen은 3원소와 4원소 반도체에 대해 투과영역에(transparent region)에서 굴절률 n을 계산하기 위한 모델을 전개했다.²⁻⁷⁾ 이외에 굴절을 계산하는 방법으로서 경험적으로 결정된 Sellmeier 방정식이 있다.²⁻⁸⁾ 우리는 실험적인 굴절률값과 잘 일치하며 많이 이용되고 있는 M.A. Afromowitz의 방법을 사용하여 x에 대한 $Al_xGa_{1-x}As$ 의 굴절을 결정했다.

M.A. Afromowitz의 방법에 의하면 GaAs의 굴절률 data²⁻⁹⁾는 $\lambda = 0.895\mu m$ 부터 $1.7\mu m$ 까지의 파장영역에서 0.004이내로 계산치와 일치하고, AlAs의 data는 1.5eV까지의 에너지에 대해 0.004이내에 있다. 흡수 가장자리(absorption edge) 아래에 있는 광자 에너지(E)에 대해 $Al_xGa_{1-x}As$ 의 굴절률 n은 다음과 같이 주어진다.

$$n_{AlGaAs}(E,x) = \left[1 + \gamma(E_f^4 - E_r^4) + 2\gamma(E_f^2 - E_r^2)E^2 + 2\gamma E^4 \ln \left\{ \frac{E_f^2 - E^2}{E_r^2 - E^2} \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

.....(2-1)

여기서 입사광 에너지 E는

$$E = \frac{1.2398}{\lambda} \dots\dots\dots(2-2)$$

이고 γ 와 E_f 는 각각 다음과 같다.

$$\gamma = \frac{E_d}{4E_0^3(E_0^2 - E_f^2)} \dots\dots\dots(2-3)$$

$$E_f = (2E_0^2 - E_f^2)^{\frac{1}{2}}$$

그리고 여기서 사용된 E_0 , E_d , 그리고 E_f 는 아래와 같이 주어진다.

$$E_0(x) = 3.65 + 0.871x + 0.179x^2 \dots\dots\dots(2-4)$$

$$E_d(x) = 36.1 - 2.45x$$

$$E_f(x) = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2$$

이 모델의 예측과 $Al_xGa_{1-x}As$ 계에 대한 Casey의 실험적 data의 비교는 그림 2-1에서 보여진다. x_{PL} 로 나타낸 Al의 농도는 photoluminescence 정점 위치를 측정함으로써 얻어졌다. 모델은 약간 다른 농도 x_c 에서 실험적인 곡선과 일치한다. 이 차이는 Al농도를 실험적으로 결정할 때 예상되는 오차 범위내에 있다.

컴퓨터를 이용하여 $1.06\mu m$ 와 $1.30\mu m$ 파장에서 계산한 Al 농도 (x)에 따른 굴절율 분포는 그림 2-2에서 보여진다. 이 굴절율은 단일 모드 도파로를 설계할 때 이용되고 굴절율에 대응되는 x 값은 실제 도파로를 제작하기 위한 $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ epilayer 구조를 MOCVD장치로 기를 때 사용된다.

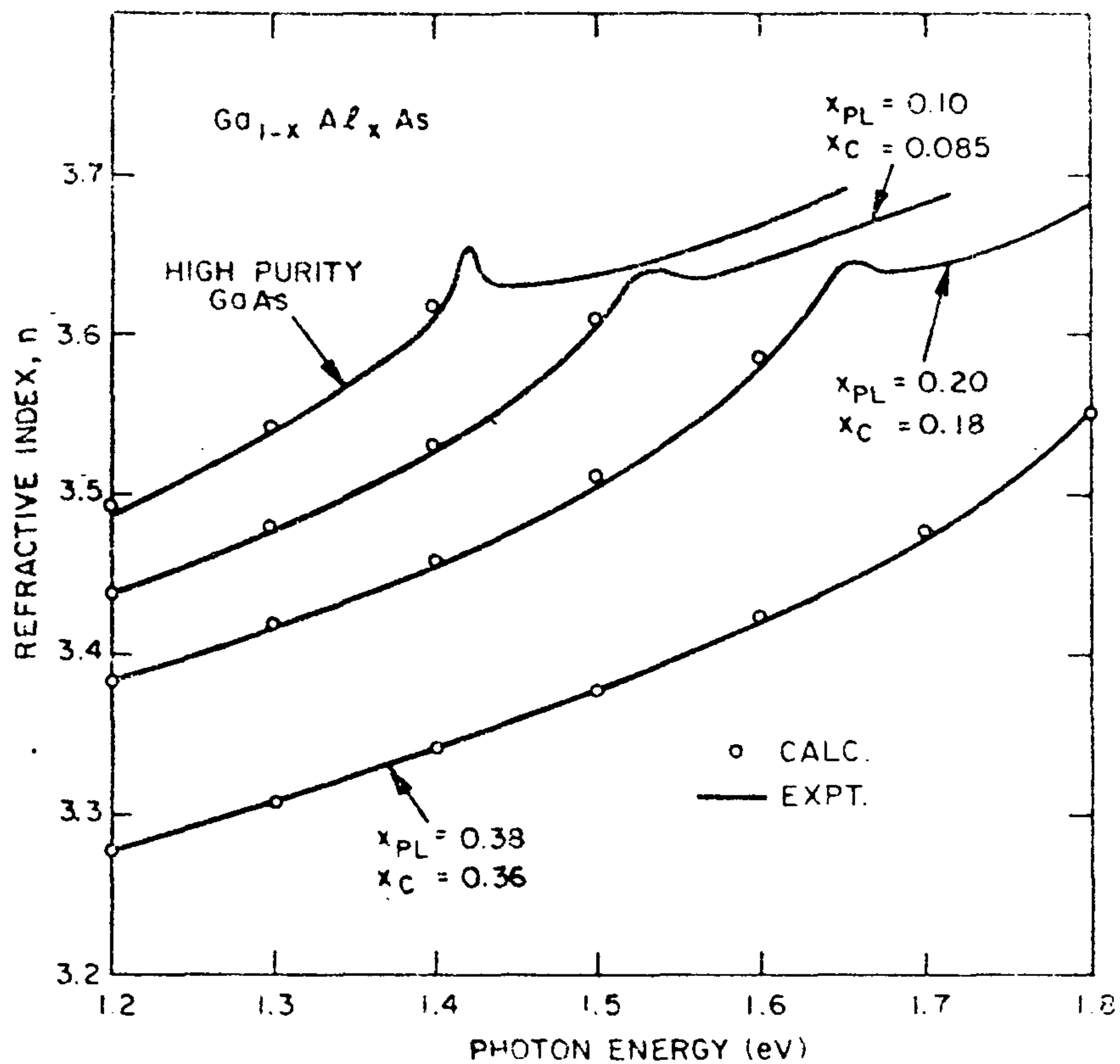


그림 2-1. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 계에 대해 굴절율 data와 모델의 계산결과 비교. 실선은 data, x_{PL} 은 실험적으로 결정된 Al의 농도를 나타내고 원은 data에 가장 잘 맞는 x_{C} 로 계산한 값을 표시한다.

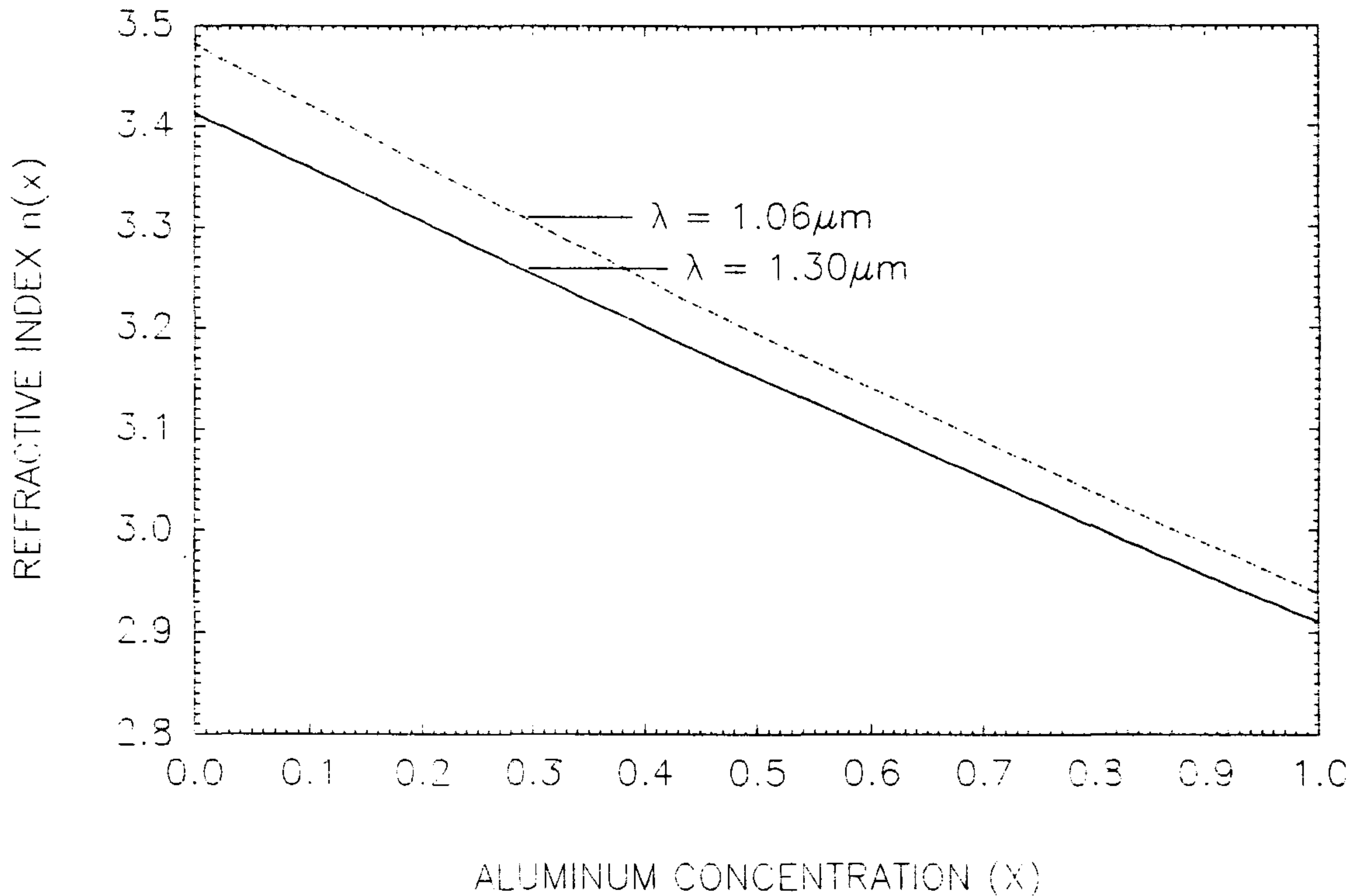


그림 2-2. Al농도(x)에 대한 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 계산된 굴절율. 실선은 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, 점선은 $\lambda = 1.30\mu\text{m}$ 를 나타낸다.

나. 평면 슬랩 도파로 이론

평면 슬랩 도파로는 복잡한 도파로 구조의 기본구조가 된다. 평면 도파로에서 모드들은 도파로 구조에 의한 경계조건을 만족하는 Maxwell 방정식을 풀어서 얻은 고유치 문제의 해가 된다. 그러므로 TM과 TE 도파모드들이 얻어지며 이 구속된 광의 전파는 경계면으로부터 평면파의 전 내부반사로 설명된다. III-V 반도체 도파로에서 TM

모드의 cutoff 값이 TE모드의 값보다 클지라도 TM편광(전기장 \perp [001])된 광은 변조가 안되므로 우리는 광변조를 고려하여 TE편광만을 다루기로 한다. 그러므로 본 절에서는 3층, 4층, 그리고 5층 평면 슬랩 도파로에서 TE 모드조건을 전자기 이론을 이용하여 알아 본다.

(1) 대칭 3층 슬랩 도파로

기본적인 3층의 평면 도파로 구조는 그림 2-3에서 보여진다.

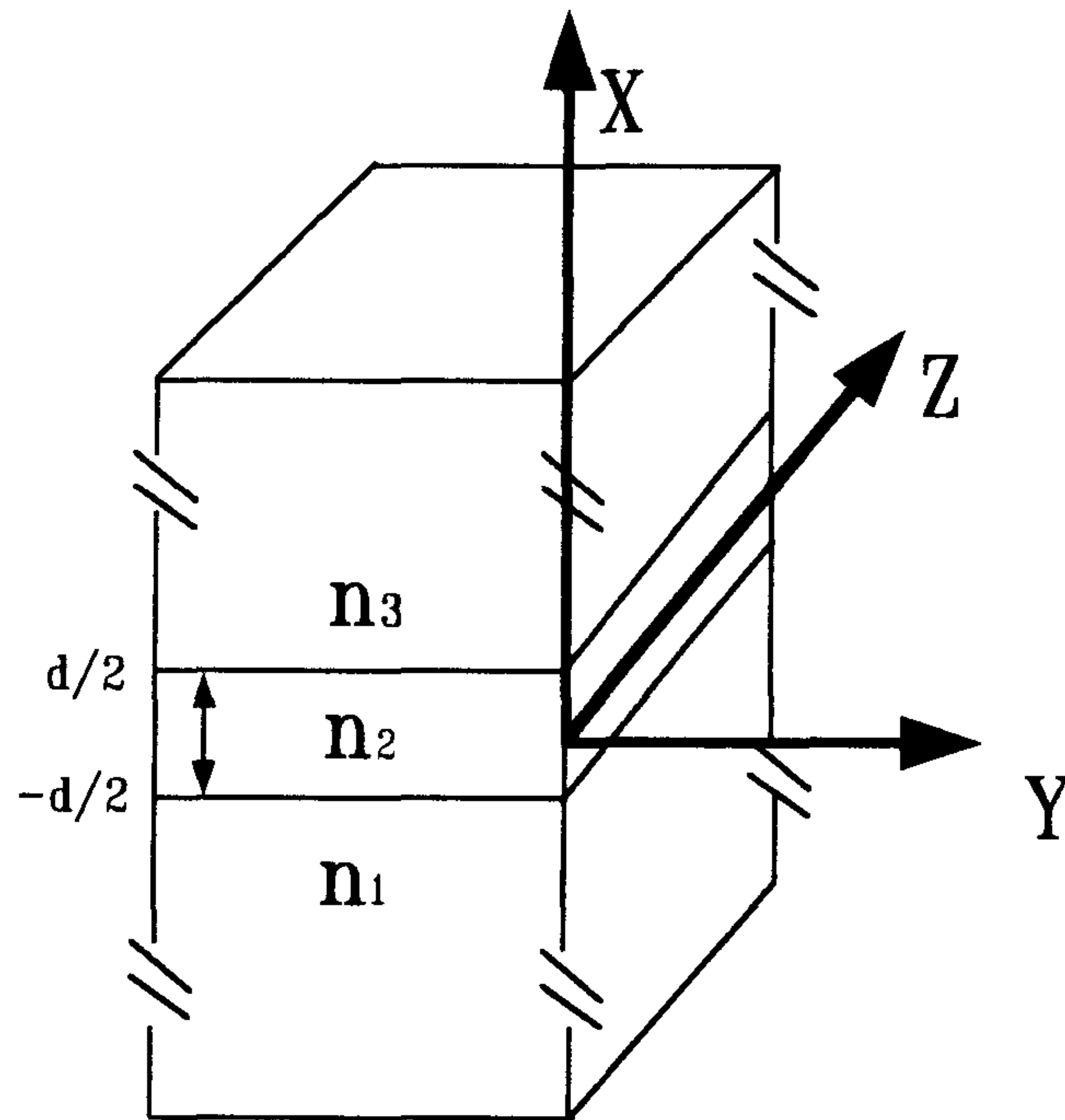


그림 2-3. 3층의 대칭 도파로 구조

굴절율 n_1 과 $n_3=n_1$ 인 광 구속층은 $+x$ 와 $-x$ 방향으로 무한대까지 확장된다고 가정한다. z 방향으로 진행하는 TE평면파(전파상수 β)에 대해서

$$H_y = E_x = E_z = 0 \dots\dots\dots (2-5)$$

$$H_x = \frac{-\beta}{\omega \mu} E_y$$

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}$$

이므로 Maxwell 방정식에서 E_y 에 대한 파동방정식이 유도된다.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k_0^2) E_y \dots\dots\dots (2-6)$$

경계조건은 $x = -d/2$ 와 $x = +d/2$ 에서 E_y 와 $\partial E_y / \partial x$ 가 연속이어야 한다. 도파되는 우모드에 대해 모드함수 $E_y(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cos\left(\frac{\kappa d}{2}\right) e^{-\gamma\left(x - \frac{d}{2}\right)} & \frac{d}{2} \leq x \leq \infty \\ A \cos\left(\frac{\kappa d}{2}\right) & -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2} \\ A \cos\left(\frac{\kappa d}{2}\right) e^{\gamma\left(x + \frac{d}{2}\right)} & -\infty \leq x \leq -\frac{d}{2} \end{cases} \dots\dots\dots (2-7)$$

κ 와 γ 를 결정하기 위해 $E_y(x)$ 를 파동방정식에 대입하면

$$\kappa = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (2-8)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

이 된다. κ 와 γ 는 하나의 미지수 β 로 주어진다. β 는 z 방향의 전파상수이다. 허용할 수 있는 해는 $x=-d/2$ 와 $x=+d/2$ 의 경계면에서 연속이어야 하므로 경계조건을 모드함수 $E_y(x)$ 에 적용하면 β 에 대한 조건이 유도된다.

$$\tan\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = \frac{\gamma}{\kappa} \dots \dots \dots (2-9)$$

이 방정식은 TE모드의 전파상수 β 가 이 조건을 만족하므로 모드조건(mode condition) 또는 고유치 방정식이라 부른다. 고유치 방정식의 해를 찾기 위해서는 우변과 좌변을 β 의 함수로 그리고 교차점을 찾는 그래프 방법이나 컴퓨터로 수치계산을 하는 뉴턴-랩슨 방법을 이용하면 된다. 평면 도파로의 굴절율 n_1 과 n_2 가 주어질 때 두께 d 가 충분히 크면 모드조건은 β 에 대해 유한개의 해를 준다.

이제 나머지 하나의 미지수 A 는 임의 값을 갖는다. 그러나 $E_y(x)$ 가 y 방향으로 단위 폭당 1watt의 power flow를 나타내도록 규격화 하는 것이 편리하다. 이 경우에 규격화 조건은 다음과 같다.

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y H_y^* dx = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2 dx = 1 \dots \dots \dots (2-10)$$

$E_y(x)$ 를 이식에 대입하여 적분을 하고 고유치 방정식을 이용하여 정리

하면 규격화 상수 A가 얻어진다.

$$A = \left[\frac{2\omega\mu_0}{\beta\left(\frac{d}{2}\right) + \frac{\beta}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(2-11)$$

한편 도파 기모드(odd mode)에 대해 모드함수 $E_y(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$E_y(x) = \begin{cases} B \sin\left(\frac{\kappa d}{2}\right) e^{-\gamma\left(x - \frac{d}{2}\right)} & \frac{d}{2} \leq x \leq \infty \\ B \sin\left(\frac{\kappa d}{2}\right) & -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2} \dots\dots\dots(2-12) \\ -B \sin\left(\frac{\kappa d}{2}\right) e^{\gamma\left(x + \frac{d}{2}\right)} & -\infty \leq x \leq -\frac{d}{2} \end{cases}$$

우모드의 계산과정을 반복하여 얻은 고유치 방정식과 규격화 조건은 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\tan\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = -\frac{\gamma}{\kappa} \dots\dots\dots(2-13)$$

$$B = \left[\frac{2\omega\mu_0}{\beta\left(\frac{d}{2}\right) + \frac{\beta}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(2-14)$$

우모드와 기모드의 고유치 방정식은 다음과 같은 분산관계식으로 정리된다. ²⁻¹⁰⁾

$$\frac{kd}{2} = \tan^{-1}\left(\frac{\gamma}{\kappa}\right) - \frac{m\pi}{2} \dots\dots\dots(2-15)$$

여기서 m 은 정수($m = 0, 1, 2, \dots$)이고 m 번째 도파 TE모드와 관련된 다. 일반적으로 모드는 cutoff 값보다 클 때 도파로에 구속된다. d 의 cutoff 값에서 $\gamma=0$ 이므로 $\beta=n_1k_0$ 이고 모드함수는 세 영역에서 sinusoidal이므로 모드는 $x=\pm\infty$ 로 퍼진다. 이것은 도파로의 radiation 모드이다. d 가 cutoff 값보다 약간 크면 $\gamma \geq 0$ 이고 두개의 클래딩 영역에서 모드함수가 지수적으로 감쇠하고 도파로영역에서 sinusoidal이므로 모드의 구속이 약하다. d 가 증가하면 γ 가 증가하고 모드는 점점 도파로 영역에 구속된다. 이것은 cutoff 값에서 n_1 이고 큰 d 에 대해 n_2 에 접근하는 모드의 유효굴절율을 $N_{eff} = \beta/k_0$ 를 나타낸다. 대칭 도파로의 경우 TE₀모드는 cutoff값이 존재하지 않고 모든 d 에 대해 구속된다.

(2) 4층 슬랩 도파로

3층 슬랩 도파로의 확장으로서 4층의 비대칭 슬랩 도파로 구조는 그림 2-4에서 보여진다. 평면 도파로는 큰 굴절율을 갖는 물질이고 위쪽 클래딩(strip)은 조금 작은 굴절율을 갖는다. 이 때 대부분의 에너지는 도파로층에 구속되며 위쪽 클래딩에서 가장자리의 거칠기는 직사각형 도파로에서 처럼 조건이 심각하지 않다. 4층의 비대칭 구조는 3층의 대칭구조에서 위쪽 클래딩층이 $x=+\infty$ 까지 확장되지 않고 유한한 두께를 가지므로 그 위에 있는 공기층이 존재한다. 그러므로 4층에 대한 맥스웰 방정식이 각 층의 경계면에서 경계조건을 만족하도록 풀어서 고유치 방정식을 얻은 후 TE모드의 전파상수는 뉴턴-랩슨 방법을 이용하여 계산하면 얻어진다^{2-11,12}). 슬랩 도파로에서 전파하는 TE 모드의 고유치 방정식은 V. Ramaswamy의 계산결과에 의하면 다음과 같이 표현된다.

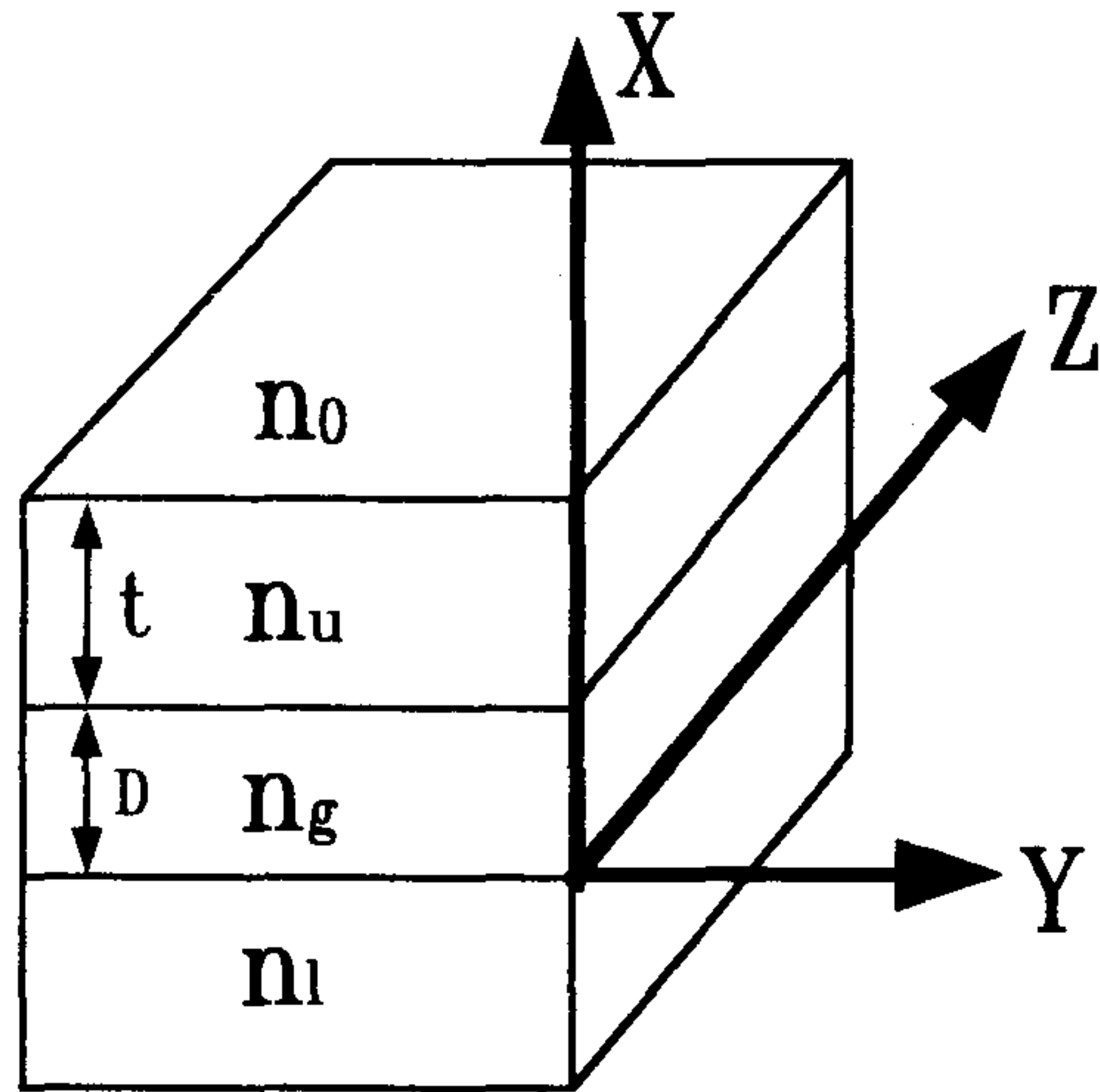


그림 2-4. 4층의 비대칭 슬랩 도파로 구조. 아래쪽부터 클래딩층 위에 도파로층, 클래딩층, 공기층이 차례로 놓여진다.

$$\kappa D = \phi_{u0} + \phi_l + m \pi \dots \dots \dots (2-16)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots \dots$$

여기서 ϕ_{u0} 와 ϕ_l 는 각층의 경계면에서 전내부반사에 의한 위상변화이다.

$$\phi_l = \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_l}{\kappa}\right) \dots \dots \dots (2-17)$$

$$\phi_{u0} = \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_u}{\kappa}\right) \left[\frac{1 - \eta e^{-2\gamma_u t}}{1 + \eta e^{-2\gamma_u t}} \right]$$

이고

$$\eta = \left[\frac{\gamma_u - \gamma_0}{\gamma_u + \gamma_0} \right] \dots \dots \dots (2-18)$$

이다. 각 층의 전파상수는 다음과 같이 주어진다.

$$\gamma_0 = [\beta^2 - (kn_0)^2]^{1/2} \dots \dots \dots (2-19)$$

$$\gamma_u = [\beta^2 - (kn_u)^2]^{1/2}$$

$$K = [(kn_g)^2 - \beta^2]^{1/2}$$

$$\gamma_l = [\beta^2 - (kn_l)^2]^{1/2}$$

여기서 $k = 2\pi/\lambda$ 는 자유공간의 전파상수이고 β 는 평면 구조에서 전파상수이다.

유효굴절을 $N = \beta/k$ 는 식 (2-16)을 컴퓨터를 이용하여 계산된 전파상수 β 로부터 결정된다. 지금까지 도파로층의 수직방향에서 모드의 구속만을 생각했다. 도파로층의 수평방향으로 존재하는 모드수 m 은 도파로 폭이 w 일 때 다음과 같이 얻어진다.

$$m = 1 + \left(\frac{2w}{\lambda} \right) [N^2(t) - N^2(0)]^{1/2} \dots \dots \dots (2-20)$$

또한 strip-loaded 도파로에 대해 도파로층의 수직과 수평방향의 모드 구속은 Noda et al.이 설명을 했으며, 그들은 도파로에서 기본 TE모드의 유효굴절을 해석적으로 계산했으므로 계산이 더 복잡하고 시간도 많이 걸린다.

한편 4층구조에서 공기층 아래가 도파로 층인 경우 도파로 구조는 그림 2-5에서 보여지고 TE모드에 대해 모드함수 $E_y(x)$ 는 다음과 같이 주어진다.

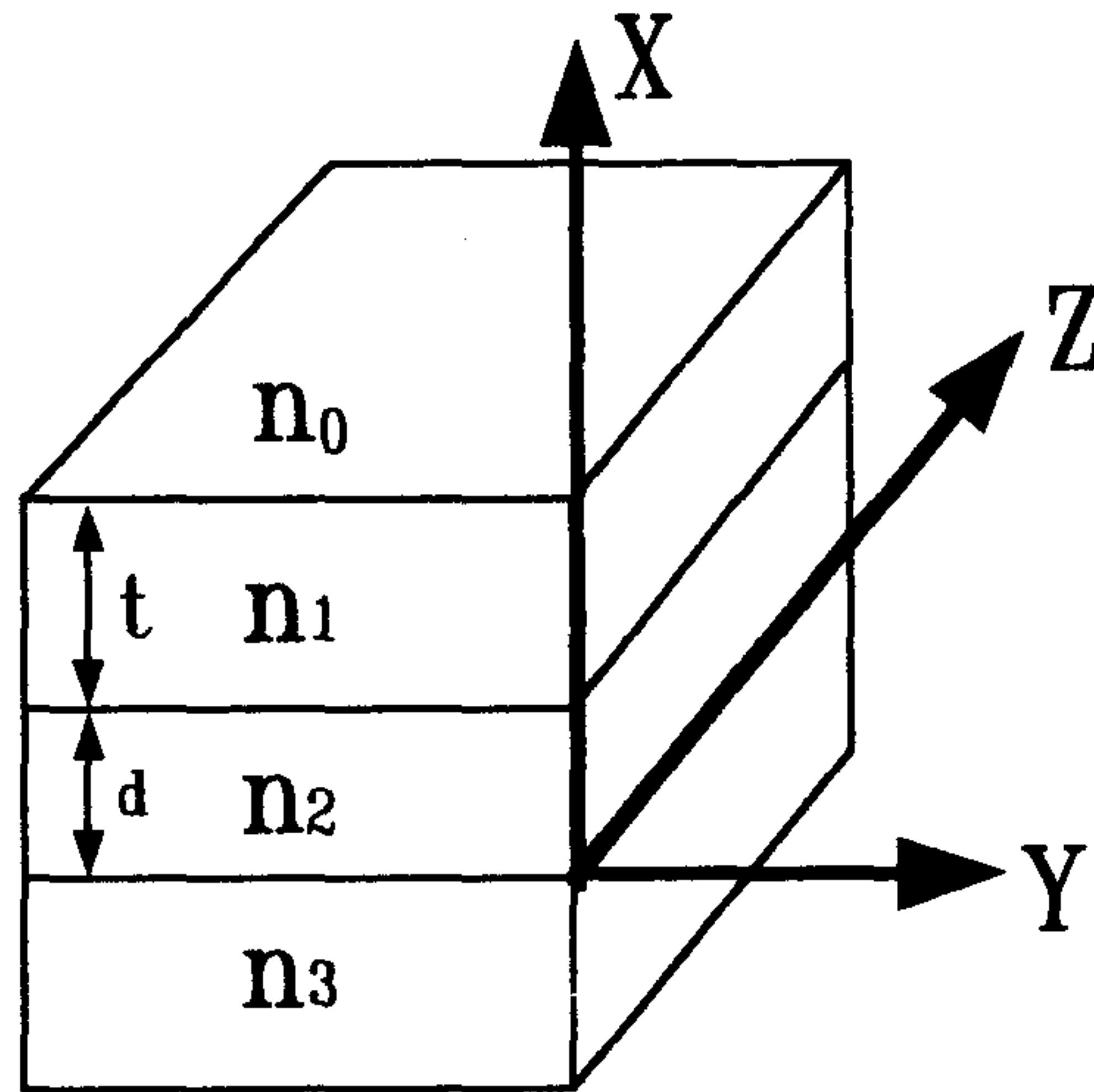


그림 2-5. 4층의 비대칭 슬랩 도파로 구조. 아래쪽부터 클래딩층 위에 클래딩층, 도파로층, 공기층이 차례로 놓여진다.

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{\gamma_2 x} & x \leq 0 \\ Be^{-\gamma_1 x} + Ce^{+\gamma_1 x} & 0 \leq x \leq d \dots \dots \dots (2-21) \\ D\cos(\kappa x) + E\sin(\kappa x) & d \leq x \leq d+t \\ Fe^{-\gamma_0 x} & x \geq d+t \end{cases}$$

κ 와 γ_0 , γ_1 , 그리고 γ_2 를 결정하기 위해 $E_y(x)$ 를 파동방정식에 대입하면 각 층의 전파상수는 다음과 같이 주어진다.

$$\gamma_0 = [\beta^2 - (kn_0)^2]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (2-22)$$

$$\kappa = [(kn_1)^2 - \beta^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma_1 = [\beta^2 - (kn_2)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma_2 = [\beta^2 - (kn_3)^2]^{\frac{1}{2}}$$

여기서 $k = 2\pi/\lambda$ 는 자유공간의 전파상수이고 β 는 평면 구조에서 z 방향의 전파상수이다. κ 와 γ_0 , γ_1 , 그리고 γ_2 는 하나의 미지수 β 로 주어진다. 경계조건을 모드함수 $E_y(x)$ 에 적용하면 $x = 0$ 에서

$$\eta = \left[\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_2 + \gamma_1} \right] \dots\dots\dots (2-23)$$

이 된다. 마찬가지로 $x=d$ 와 $x=d+t$ 에서의 연속조건으로 부터 얻은 식을 정리하면 고유치 방정식을 얻을 수 있다.

$$\kappa t = m\pi + \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_0}{\kappa}\right) + \tan^{-1}\left[\frac{\gamma_1}{\kappa} \frac{1 - \eta e^{-2\gamma_1 d}}{1 + \eta e^{-2\gamma_1 d}}\right] \dots\dots\dots (2-24)$$

여기서 t 는 도파로의 두께이고 d 는 아래쪽의 첫번째 클래딩의 두께이다. 이 방정식은 5층의 대칭 구조에서 위쪽의 클래딩이 모두 에칭되

있을 때 남아있는 구조의 평면 도파로에서 유효굴절을 N_{eff} 을 계산할 때 이용된다.

(3) 5층 대칭 슬랩 도파로

5층의 대칭 슬랩 도파로는 그림 2-6에서 보여진다. 이 구조는

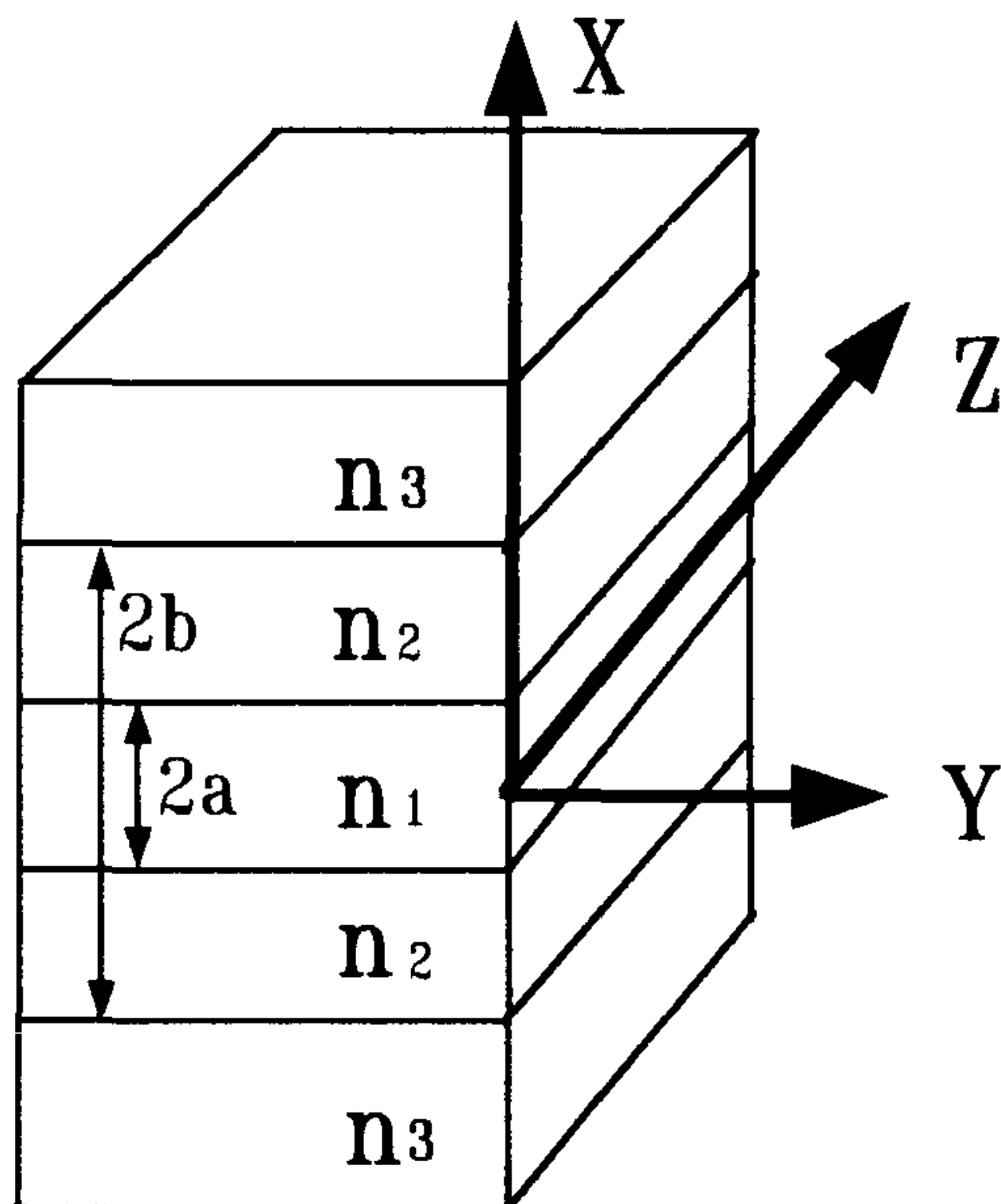


그림 2-6. 5층의 대칭 슬랩 도파로 구조.

굴절을 n_1 , 두께 $2a$ 인 도파로층이 굴절을 n_2 , 전체두께 $2b$ 인 내부 클래딩층속에 들어있고 그것은 다시 굴절을 n_3 인 외부 클래딩층 사이에 놓여진다. 이 구조에서는 두가지 경우를 생각할 수 있다. 첫째로 $n_1 \geq n_2 \geq n_3$ 인 도파로는 carrier와 광구속을 분리하는 separate confinement heterostructure 레이저에서 이용된다. 전자-홀 재결합이 일어나는 영역은 n_1 층으로 제한되므로 광은 n_1 과 n_2 층으로 퍼진다. 이 구조의 장점은 재결합 영역에 광을 구속하는 것이 double heterostructure

레이저 보다 더 우수하므로 재결합 과정에 의한 광 펌핑이 더 효율적이라는 것이다. 둘째로 $n_1 \geq n_3 \geq n_2$ 인 도파로는 5층의 굴절율 모양이 W형태이므로 W-도파로라 부른다. 이 구조는 3층의 대칭 구조에 비해 단일모드의 동작범위가 크고 광구속(confinement)이 증가하는 특성이 있고 또 모드 필터의 특성도 가지고 있다. 그러므로 여기서는 W-도파로만을 다루기로 한다. ²⁻¹³⁾

도파모드를 우모드만 생각하면 TE모드의 경우 우모드장 분포는 다음과 같이 주어진다.

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cos(kx) & 0 \leq |x| \leq a \\ \frac{A \cos(ka) \cosh(\gamma_1|x| + \chi)}{\cosh(\gamma_1 a + \chi)} & a \leq |x| \leq b \\ \frac{A \cos(ka) \cosh(\gamma_1 b + \chi)}{\cosh(\gamma_1 a + \chi)} e^{-\gamma_2(b-|x|)} & b \leq |x| \end{cases}$$

.....(2-25)

k 와 γ_0 , γ_1 , 그리고 γ_2 를 결정하기 위해 $E_y(x)$ 를 파동방정식에 대입하면 각 층의 전파상수는 다음과 같이 주어진다.

$$k = [(kn_1)^2 - \beta^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma_1 = [\beta^2 - (kn_2)^2]^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (2-26)$$

$$\gamma_2 = [\beta^2 - (kn_3)^2]^{\frac{1}{2}}$$

여기서 $k = 2\pi/\lambda$ 는 자유공간의 전파상수이고 β 는 평면 구조에서 z 방향의 전파상수이다. k 와 γ_0, γ_1 , 그리고 γ_2 는 하나의 미지수 β 로 주어진다. 각 경계면에서 경계조건을 모드함수 $E_y(x)$ 에 적용하고 식을 정리하면 고유치 방정식이 얻어진다.

$$ka = m\pi + \tan^{-1} \left[\frac{\gamma_1}{k} \tanh \left\{ \tanh^{-1} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) + \gamma_1(b-a) \right\} \right] \dots \dots \dots (2-27)$$

여기서 $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ 이다. 이 고유치 방정식은 TE와 TM모드가 근사적으로 축퇴(degenerate)된 약하게 도파되는 상태 (weakly-guiding situation)에 대해 규격화 변수들로 다시 쓰여질 수 있다. 규격화 변수는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} v^2 &= a^2 k^2 (n_1^2 - n_3^2) \\ u^2 &= a^2 (k^2 n_1^2 - \beta^2) \equiv a^2 k^2 \dots \dots \dots (2-28) \\ w^2 &= a^2 (\beta^2 - k^2 n_3^2) = v^2 - u^2 \equiv a^2 \gamma_2^2 \\ t^2 &= a^2 (\beta^2 - k^2 n_2^2) = v^2 c^2 - u^2 \equiv a^2 \gamma_1^2 \end{aligned}$$

여기서

$$c^2 = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2} \equiv \frac{n_1 - n_2}{n_1 - n_3} \dots \dots \dots (2-29)$$

$0 \leq u/v \leq c$ 인 경우에 고유치 방정식은 아래와 같이 표현된다.

$$u = m\pi + \tan^{-1} \left[\frac{t}{u} \tanh \left\{ \tanh^{-1} \left(\frac{w}{t} \right) + t \left(\frac{b}{a} - 1 \right) \right\} \right] \dots \dots \dots (2-30)$$

이 식은 두 변수 c 와 b/a 의 여러개의 값에 대해 v 의 함수로서 u 의 값

이 수치계산으로 쉽게 풀린다.

3층의 대칭 구조처럼 기모드에 대해 고유치 방정식을 확장하면 아래의 식이 얻어진다.

$$u = \left(M + \frac{1}{2}\right)\pi + \tan^{-1} \left[\frac{t}{u} \tanh \left\{ \tanh^{-1} \left(\frac{w}{t} \right) + t \left(\frac{b}{a} - 1 \right) \right\} \right]$$

.....(2-31)

여기서 M은 0, 1, 2, 3,이고 모드수와 관련된다. 즉 모드수 N = 2M + 1이 된다.

1차 모드의 cut-off조건을 알아보기로 한다. cut-off에서 $\beta = kn_3$ 이므로 $w=0$, $u=v_c$, $t=v_c(c^2 - 1)^{1/2}$ 가 된다. 그래서 고유치 방정식은 다음과 같이 된다.

$$-\cot v_c = \sqrt{c^2 - 1} \tanh \left[v_c \sqrt{c^2 - 1} \left(\frac{b}{a} - 1 \right) \right] \dots \dots \dots (2-32)$$

$b/a=1$ 일 때 cut-off조건은 $v_c = ka[(n_1)^2 - (n_3)^2]^{1/2} = \pi/2$ 가 되므로 3층의 대칭 슬랩 도파로의 조건과 같다. 그러나 두 변수 b/a 와 c 의 값이 증가하면 cut-off조건도 큰 값으로 증가한다. 이것은 3층 구조에서 가능한 것보다 더 큰 크기의 도파로와 굴절을 차를 갖는 단일모드 도파로를 얻을 수 있는 유용한 특성이다. 그러나 cut-off값에 대해 제한이 주어진다. 즉 $b/a \rightarrow \infty$ 일 때 식(2-32)는 다음과 같이 주어진다.

$$\cot v_c = -\sqrt{c^2 - 1} \dots \dots \dots (2-33)$$

그러므로 식(2-33)은 $c \rightarrow \infty$ 일 때 cut-off의 최대값은 $v_c = \pi$ 가 된

다. 원리적으로 코어와 클래딩 사이의 굴절율차가 같을 때 단일 모드로 동작하는 도파로에 대해서 W-도파로의 코어두께는 3층의 대칭 도파로 구조의 코어 두께의 두배가 된다. 여러개의 c^2 값에서 두께비 b/a 에 대한 1차모드의 cut-off값에 대해 v_c 의 계산결과는 그림 2-7에서 보여진다. 이 때 사용된 파장은 $\lambda=1.30\mu\text{m}$ 이고 각 층의 굴절율은 식 (2-1)에서 얻어졌다. c^2 의 값은 식(2-29)에서 계산되었으며 n_1 은 GaAs의 굴절율, n_3 는 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ 의 굴절율이며 n_2 는 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 굴절율이므로 $x = 0.07, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.40$ 에 대해 증가하는 c^2 의 값을 얻었다. $b/a = 1$ 은 3층 대칭 도파로이고 c^2 의 값이 증가할 수록 단일 모드의 cut-off값이 증가하는 것을 알 수 있고 $x=0.4$ 일 때 코어의 두께($2a$)가 가장 크다.

다음은 W-도파로에서 0차모드에 대한 구속인자(confinement factor) Γ 의 특성을 아는 것이 중요하다. Γ 는 총 power에 대해 코어에 구속된 power의 비로 정의 된다.

$$\Gamma = \frac{\int_0^a |E_y|^2 dx}{\int_0^{+\infty} |E_y|^2 dx} \dots\dots\dots(2-34)$$

$0 \leq u \leq v$ 또는 $kn_3 \leq \beta \leq kn_1$ 에 대해서 모드함수의 식(2-25)를 식(2-34)에 대입하고 적분을 한 후 식(2-28)에서 정의된 규격화 변수들로 정리하면 구속인자는 간단한 형태로 얻어진다.

$$\Gamma = \frac{u + \sin u \cos u}{u + \sin u \cos u \left(1 + \frac{u^2}{t^2}\right) + u \left(\cos^2 u - \frac{u^2}{t^2} \sin^2 u\right) \left(\frac{b}{a} - 1 + \frac{1}{w}\right)} \dots\dots\dots(2-35)$$

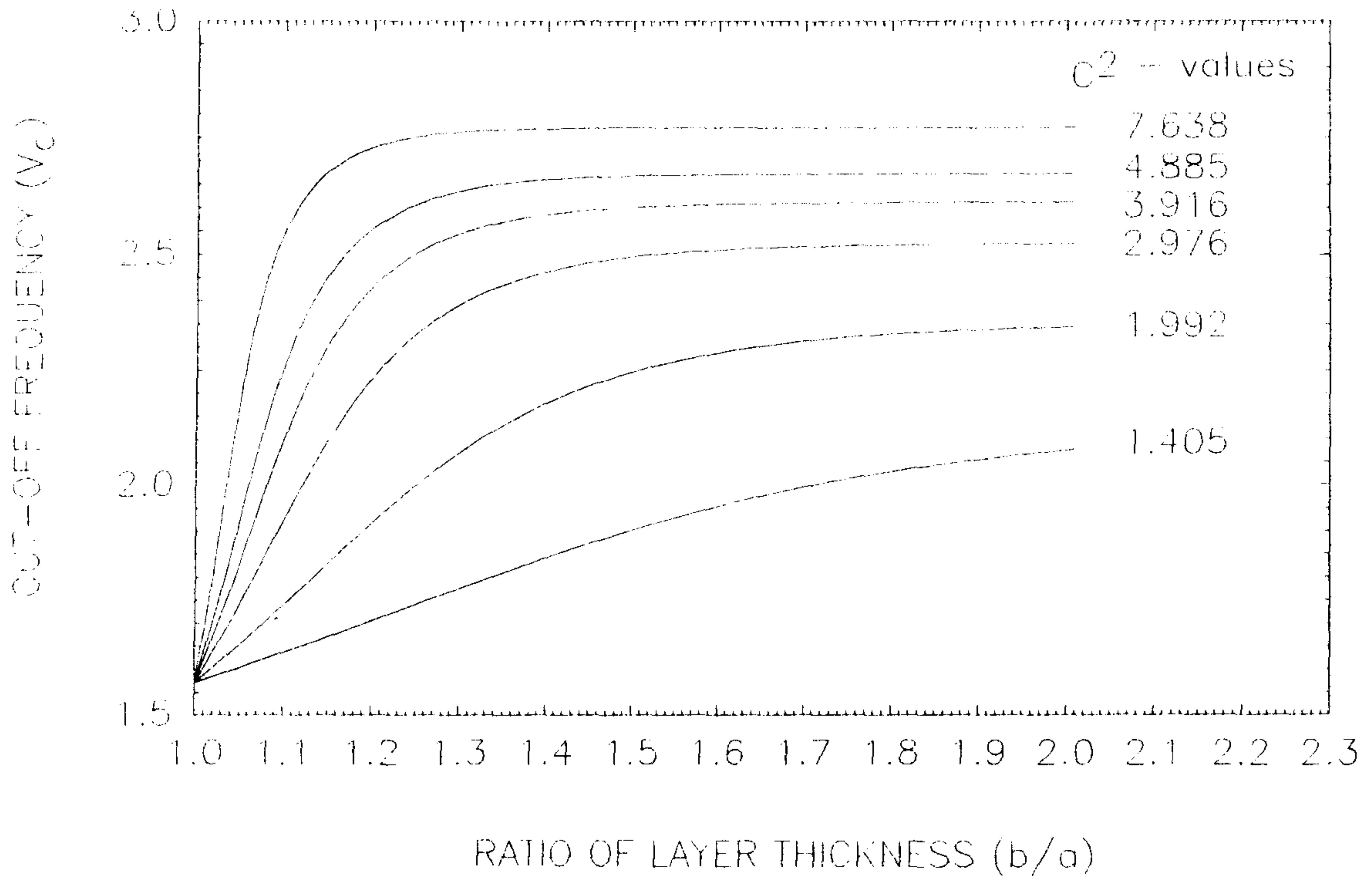


그림 2-7. W-도파로에서 층의 두께비에 대한 1차모드의 cut-off값.

0차모드의 규격화 주파수(v)에 대한 구속인자의 계산된 결과는 그림 2-8에서 보여진다. 클래딩(n_2)의 $Al_xGa_{1-x}As$ 층에서 $x=10$ 일 때 b/a 의 비가 1보다 크면 W-도파로의 구속인자가 3층의 대칭 구조보다 커진다. 또 x 가 증가할수록 구속인자는 더 증가한다. 점선은 3층의 대칭 슬랩 도파로를 나타낸다. v 가 작으면 3층 도파로의 구속인자가 더 큰 데 이것은 $w=0(\beta=kn_3)$ 근처에서 W-도파로의 안쪽 클래딩으로 모드장의 침투가 상당히 크다는 사실을 나타낸다. 그러나 v 값이 1보다 크면 W-도파로가 더 좋은 구속을 준다.

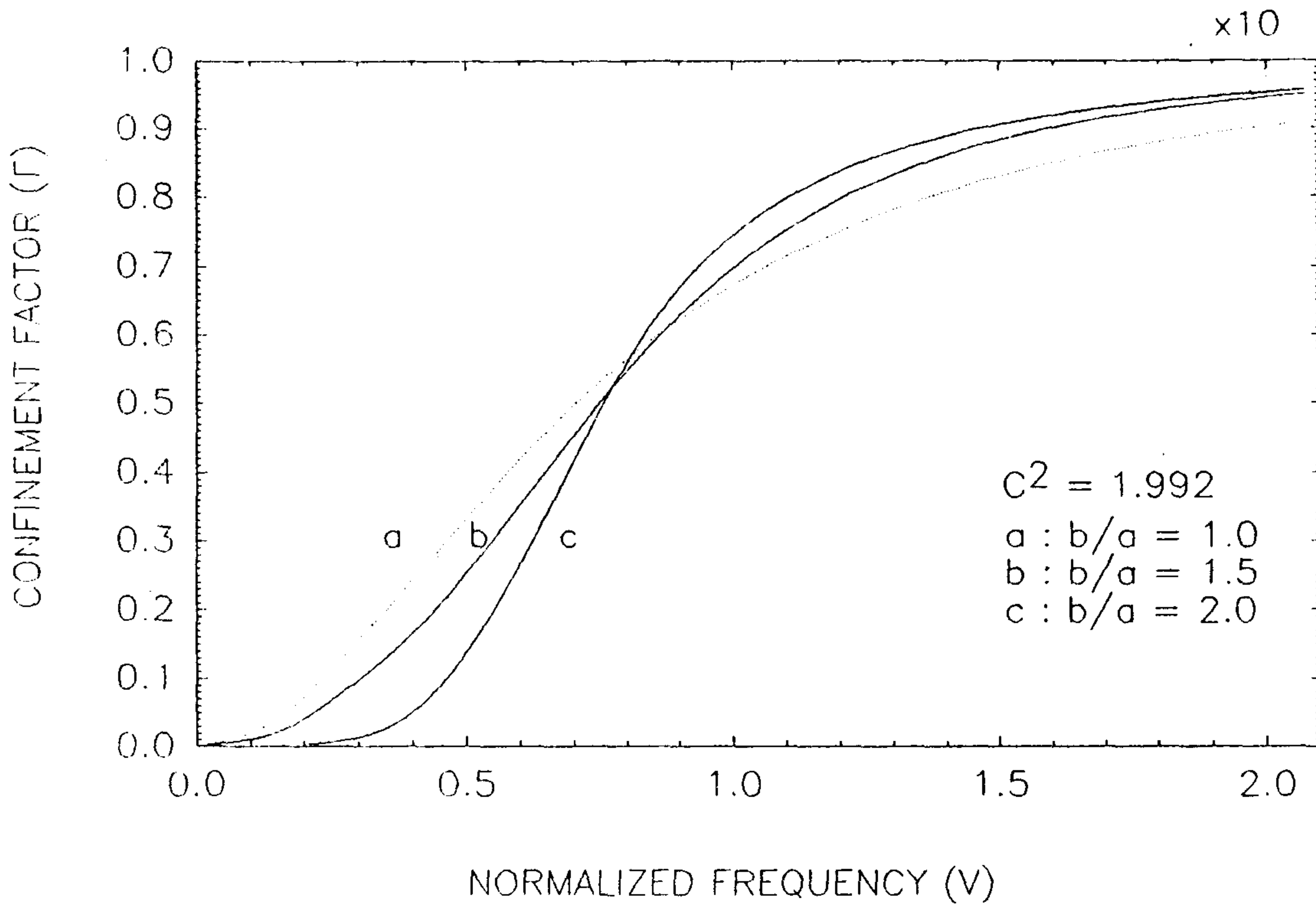


그림 2-8. W-도파로에서 0차 모드의 규격화 주파수에 대한 구속인자.

이 영역에서 W-도파로의 모드는 내부 클래딩에서 모드장의 감쇠가 강하게 되는 특성을 나타낸다.

그림 2-9는 $b/a = 1.25$ 이고 c^2 이 증가할 때 구속인자의 계산된 결과를 보여준다. 여기서 점선은 비교하기 위해 3층 구조를 나타낸다. $x=0.4$ 인 e의 그래프가 가장 큰 구속을 나타낸다. $v=2.0$ 에서 $x=0.25$ (d 그래프)일 때 Γ 는 98%이상이 된다.

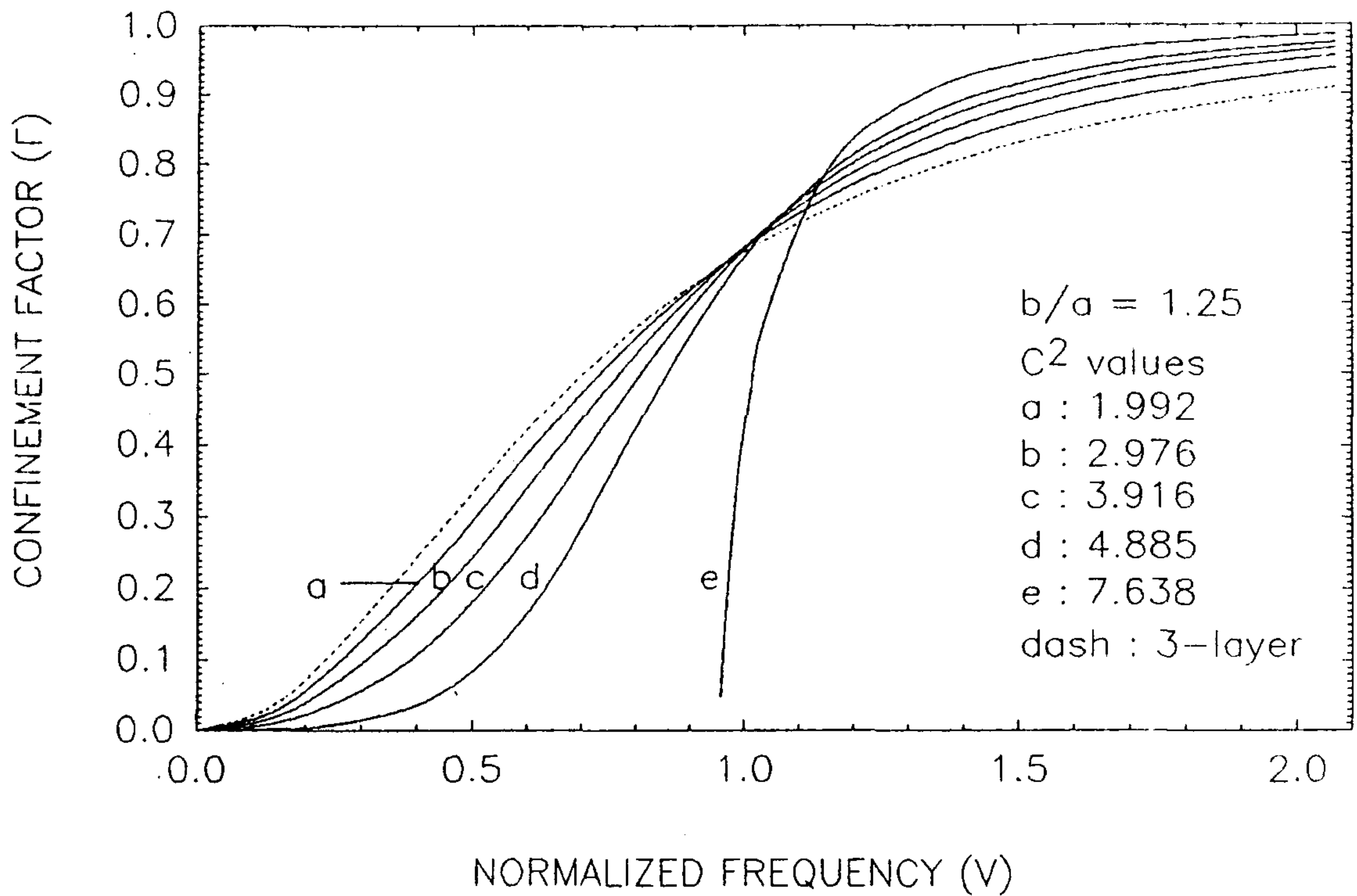


그림 2-9. W-도파로에서 $b/a=1.25$ 이고 여러개의 c^2 값에서 계산된 0차 모드의 규격화 주파수(v)에 대한 구속인자.

W-도파로가 3층의 대칭 도파로 구조와 비교할 때 단일모드의 동작 범위의 증가를 나타낼 지라도 1차와 고차 모드들이 상당히 작은 광손실을 일으키는 leaky모드나 준도파(quasi-guided)모드로서 cut-off조건 아래에서도 아직까지 전파하고 있다는 것을 기억해야 한다. 그러므로 W-도파로에서 필터의 특성들이 실현될 수 있는지를 알아보기 위해서 cut-off조건 아래에서 특정모드의 광손실을 계산하는 것이 중요하다. 그런 분석은 고유치 방정식인 식(2-30)과 식(2-31)로부터 시작된다. 흥미있는 leaky 모드에 대해 u 의 0차근사(zero-order approximation)는 $\gamma_2 \rightarrow i\gamma_2''$ 로 대체하는 것을 의미한다. 즉 $w \rightarrow iw''$

로 대치되므로 $w''=a[(kn_3)^2 - \beta^2]^{1/2}$ 이 되므로 외부 클래딩층에서 진동하는 모드장 분포가 있게 된다. u 에 대해 0차근사는 다음과 같이 주어진다.

$$\text{우모드 : } u^{(0)} = \frac{(2m+1)\pi}{2} \dots\dots\dots(2-36)$$

$$\text{기모드 : } u^{(0)} = \frac{(2M+2)\pi}{2}$$

두 경우에 대해 모드수 N 으로 바꾸면 아래의 결과가 얻어진다.

$$u^{(0)} = (N+1) \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots(2-37)$$

삼각법의 항등식을 이용해서 \tan^{-1} 함수를 전개한 항에서 1차항을

$$\tan^{-1}(x) = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1}\left(\frac{1}{x}\right) \dots\dots\dots(2-38)$$

취하여 얻은 u 의 1차 근사식 $u^{(1)}$ 은 다음과 같다.

$$\text{우모드 : } u^{(1)} = \frac{(2m+1)\pi}{2} \left\{ 1 - \frac{\frac{iw''}{t} + \tanh\left[t\left(\frac{b}{a}-1\right)\right]}{t + iw'' \tanh\left[t\left(\frac{b}{a}-1\right)\right]} \right\} \dots\dots\dots(2-39)$$

$$\text{기모드 : } u^{(1)} = \frac{(2M+2)\pi}{2} \left\{ 1 - \frac{\frac{iw''}{t} + \tanh\left[t\left(\frac{b}{a}-1\right)\right]}{t + iw'' \tanh\left[t\left(\frac{b}{a}-1\right)\right]} \right\}$$

$u^{(1)}$ 은 복소수이므로 실수와 허수부분으로 갖는다. 그러므로 power 감쇠는 아래의 결과로 얻어진다.

$$\begin{aligned} \alpha &\cong \frac{2(N+1)\pi \operatorname{Imag}(u^{(1)})}{2akn_1} \dots\dots\dots(2-40) \\ &= \frac{(N+1)^2\pi^2}{a^2kn_1} \left\{ \frac{w''}{v^2(c^2-1) \cosh\left[2t\left(\frac{b}{a}-1\right)\right] + (t^2-w''^2)} \right\} \end{aligned}$$

여기서 $N = 0, 1, 2, 3, \dots\dots$ 이고 t 와 $(w'')^2$ 은 아래와 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} w''^2 &= u^2 - v^2 = \frac{(N+1)^2\pi^2}{4} - v^2 \dots\dots\dots(2-41) \\ t^2 &= v^2c^2 - u^2 = v^2c^2 - \frac{(N+1)^2\pi^2}{4} \end{aligned}$$

식(2-40)은 W-도파로에서 N차모드의 감쇠에 대한 1차 근사를 준다. 모드 필터를 얻기위해서 0차모드는 도파되고 고차 모드들은 큰 광손실을 가지고 leaky되도록 파라미터들을 선택하는 것이 중요하다. 고차 모드들의 감쇠가 클 때 식(2-40)은 c^2 과 b/a 가 1에 가깝도록 작아야 한다는 것을 나타낸다. 그러나 이 조건하에서 단일모드 동작영역의 증가와 0차모드의 구속인자 향상의 특성을 더 이상 얻을 수 없다. 그

그림 2-10은 내부 클래딩층의 Al 농도가 $x=0.25$ 이고 $c^2=4.885$ 일 때 여러 개의 b/a 의 비에 대해 $\lambda=1.3\mu\text{m}$ 에서 규격화 주파수의 함수로 1차모드의 광손실을 계산한 결과이다.

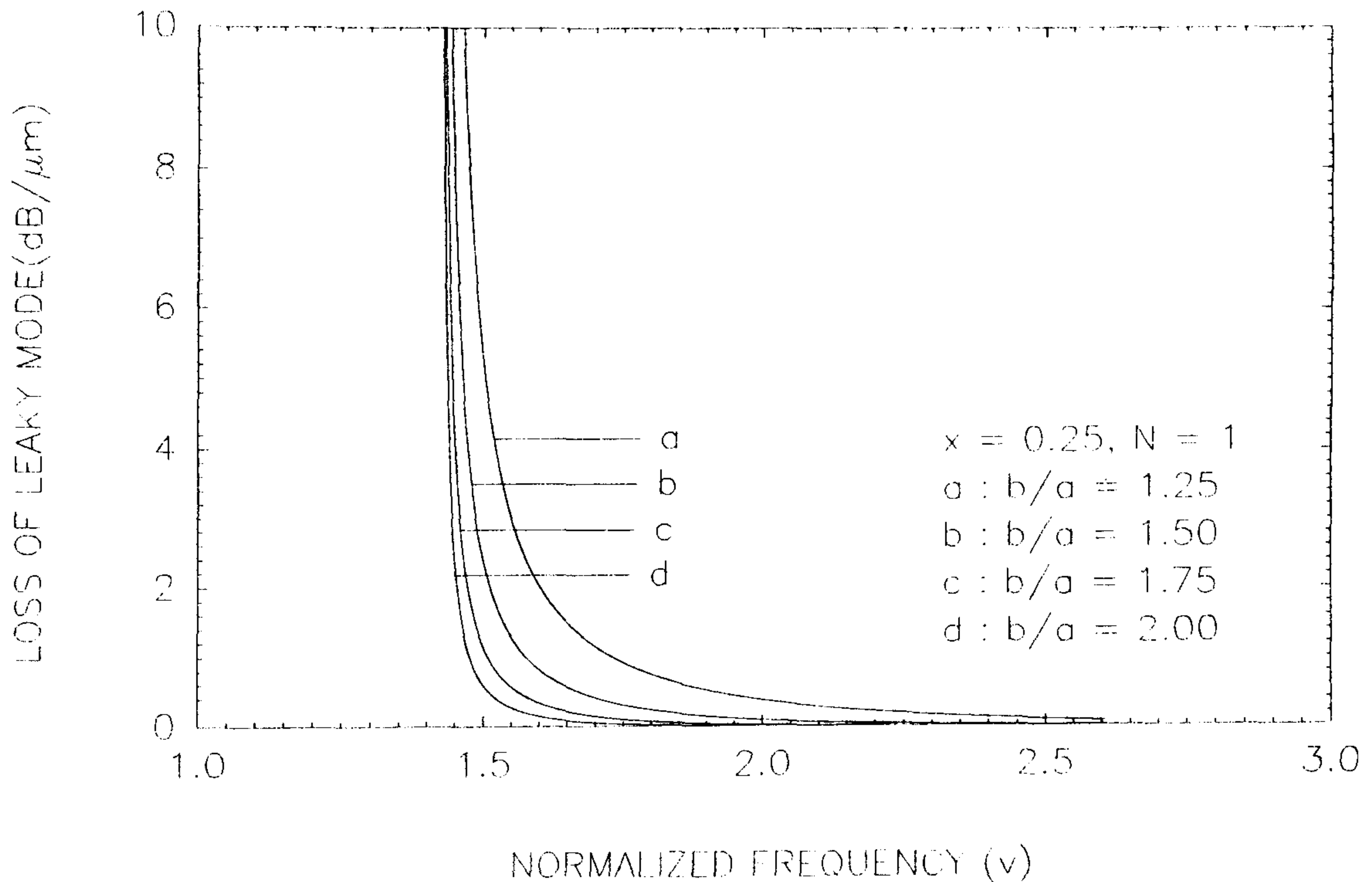


그림 2-10. W-도파로에서 $x=0.25$ 일 때 1차 모드의 규격화 주파수(v)에 대한 광손실의 계산결과.

$V_c=2.607$ 이므로 $b/a=1.25$ 일 때 cut-off에서 도파로폭은 $2.518\mu\text{m}$ 이고 $2a=2.5\mu\text{m}$ 에서 광손실은 $0.073\text{dB}/\mu\text{m}$ 로 작다. b/a 의 비가 증가하면 leaky모드의 광손실은 감소한다. 한편 c^2 의 증가에 대한 광손실의 효과를 보기위해 x 를 $0.25 \rightarrow 0.40$ 으로 증가시키면 $c^2=7.638$ 이 되고 이 때 계산된 결과는 그림 2-11에서 보여진다. 그림 2-10과 그림 2-11을

비교하면 $x=0.4$ 일 때 leaky모드의 광손실이 동일 조건에서 더 작게 나타나는 것을 볼 수 있다.

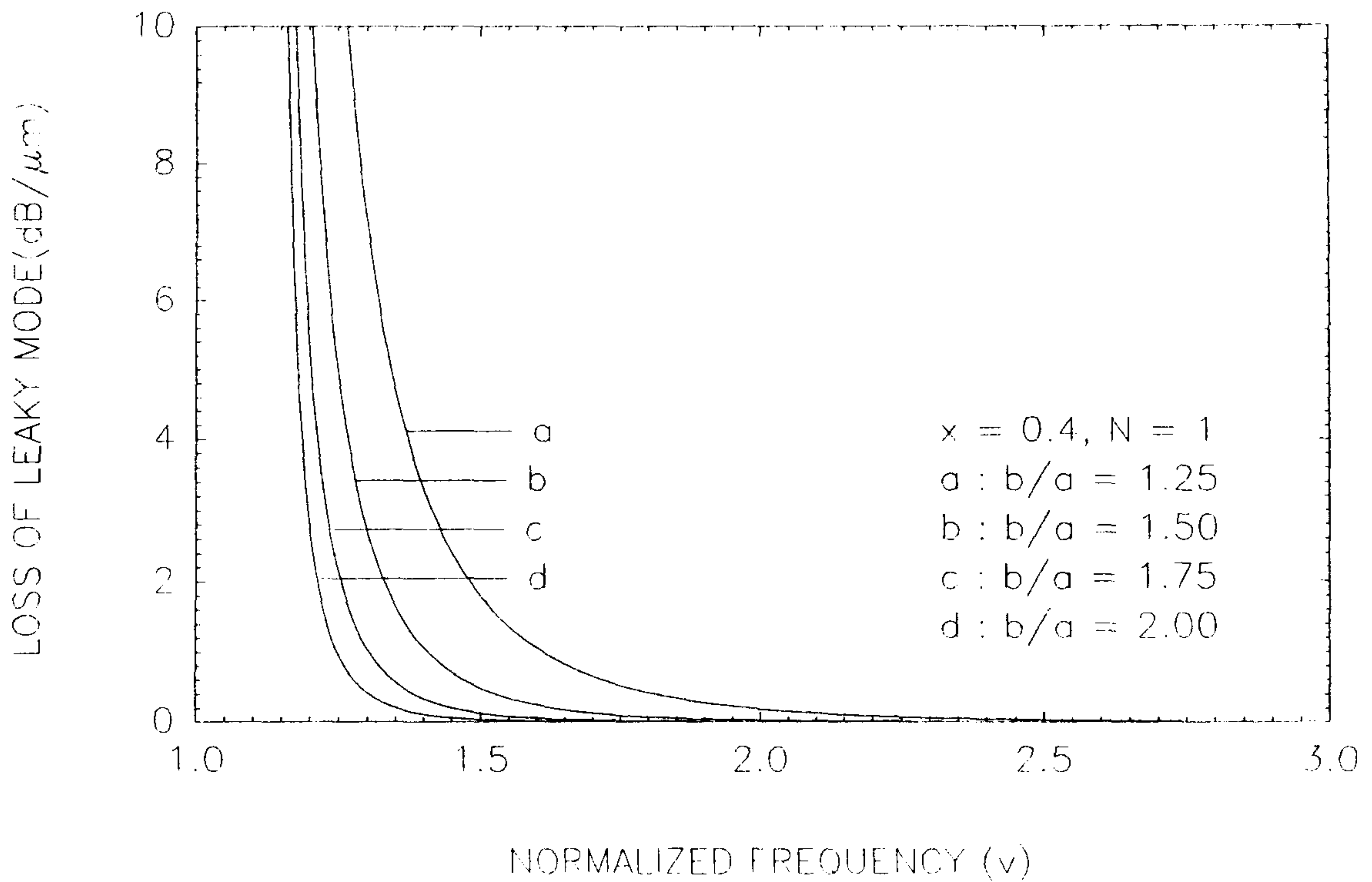


그림 2-11. W-도파로에서 $x=0.40$ 일 때 1차 모드의 규격화 주파수(v)에 대한 광손실의 계산결과.

그림 2-12은 내부 클래딩층의 Al농도가 $x=0.25$ 이고 $\lambda=1.3\mu\text{m}$ 에서 세개의 a 에 대해 b/a 비의 함수로 1차모드의 광손실을 계산한 결과이다. $V_c=2.607$ 이므로 $b/a=1.25$ 일 때 cut-off에서 도파로의 반폭(a)은 $1.259\mu\text{m}$ 인데 실험적으로 측정할 수 있는 데이터를 얻기 위해 광손실이 큰 영역에서 계산을 하였다.

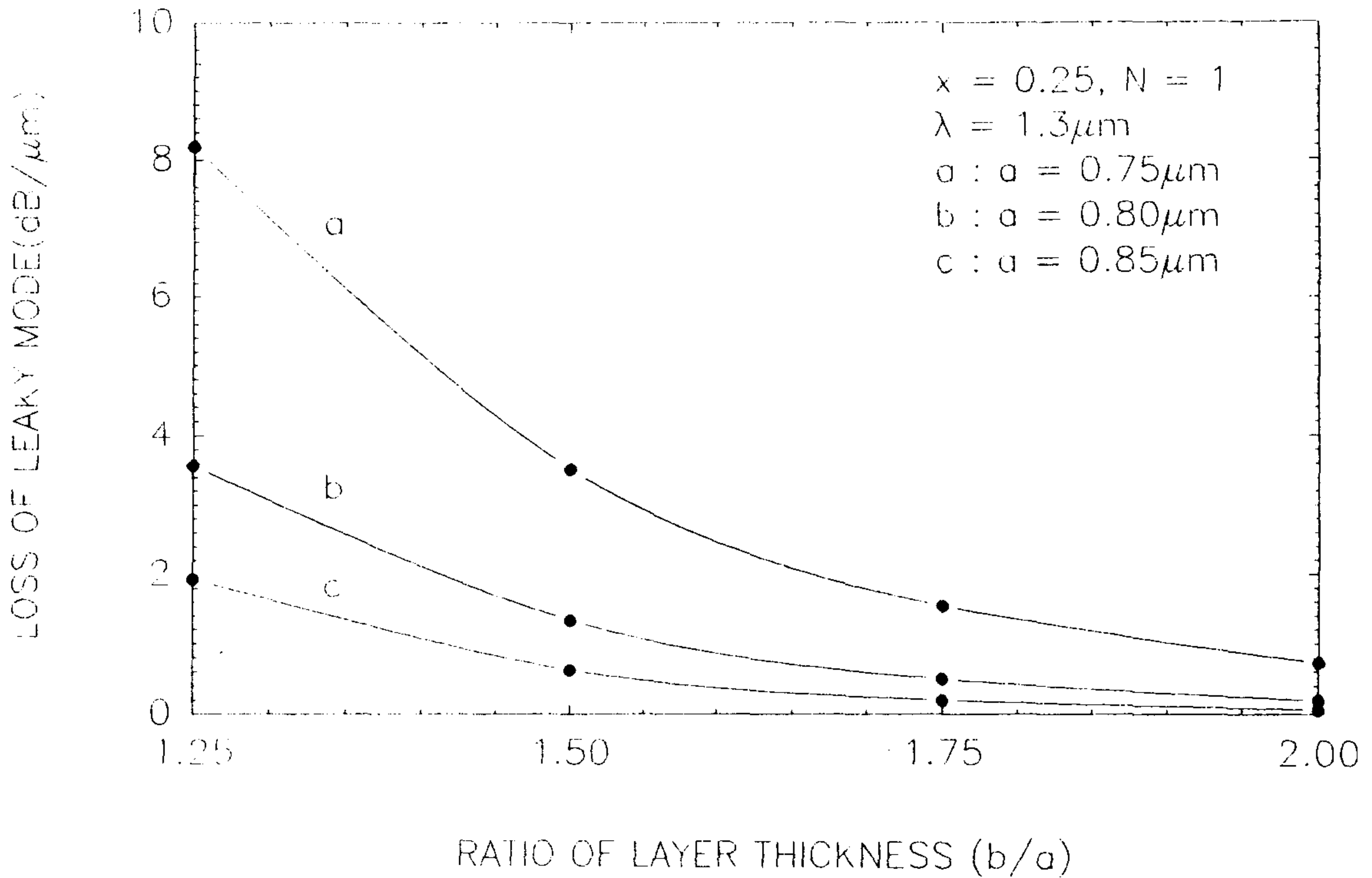


그림 2-12. W-도파로에서 $x=0.25$ 일 때 세개의 a 값에 대해 b/a 비의 함수로 계산된 leaky모드의 광손실.

a 가 $0.75\mu\text{m}$ 와 $0.8\mu\text{m}$ 일 때 leaky모드의 광손실은 측정할 수 있게 큰 값으로 변한다. a 가 cut-off근처의 값일 때는 광손실이 너무 작아 측정하기가 어렵다. 한편 $a=0.7\mu\text{m}$ 로 고정되고 b/a 비가 변할 때 AI농도(x)에 대한 광손실이 계산되었으며 그 결과는 그림 2-13에서 보여진다. x 가 0.3보다 작을 때는 광손실의 변화가 크나 그 값보다 클 때는 변화가 작다. 그러므로 $1\text{dB}/\mu\text{m}$ 이하의 손실을 얻기 위해서는 $x > 0.3$ 이고 $b/a > 1.75$ 가 되어야 한다.

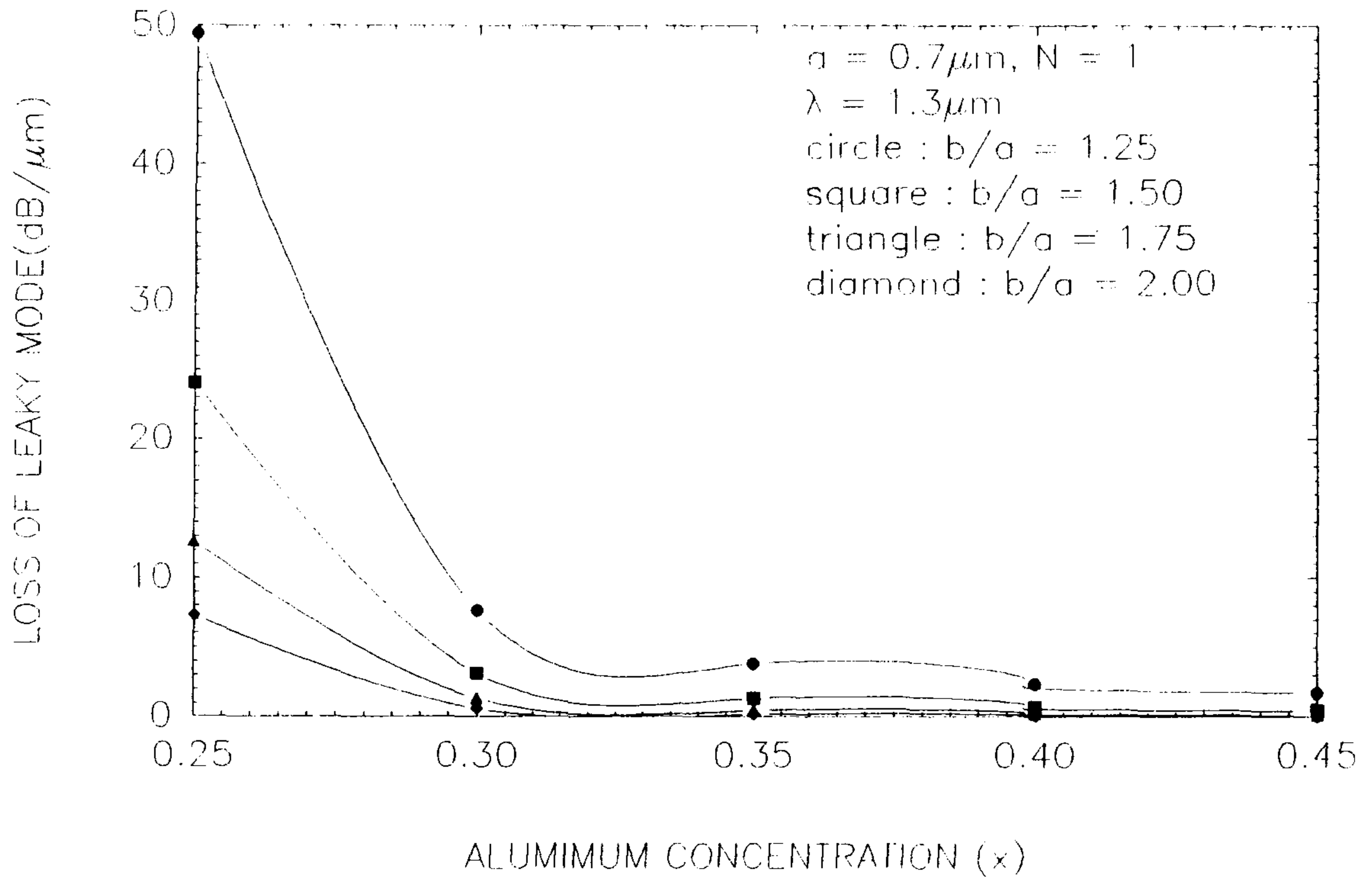


그림 2-13. W-도파로에서 $a=0.75\mu\text{m}$ 일 때 네개의 b/a 값에 대해 Al 농도(x)의 함수로 계산된 leaky모드의 광손실.

제 3 절 유효굴절을 방법을 이용한 광도파로 설계

유효 굴절률 방법(EIM)은 유전체 도파로에서 기본 모드의 전파상수와 전기장 분포를 결정하기 위해 널리 사용되는 근사기술이다. 여기서 생각하는 도파로들은 전파방향인 z 와 무관하다. $n(x,y)$ 는 도파로의 굴절률 분포이다. EIM는 $y = y_0$ 인 각 평면에서 x 방향의 굴절률 $n(x, y=y_0)$ 을 생각할 때 y 와 무관한 슬랩 도파로로 구성된다. 이 도파로의 가장 낮은 도파모드의 유효굴절률 $n_{\text{eff}}(x)$ 이 계산된다. 마침내 두 번째 슬랩 도파로가 x 와 무관한 굴절률 분포 $n_{\text{eff}}(y)$ 를 찾기 위해 도입된다. 이 도파로의 기본모드의 전파상수는 원래 도파로의 전파상수에 대해 좋은 근사가 된다. EIM를 적용하기 위해서 1차원 파동방정식은 x 방향에서 여러번 풀리고 나서 y 방향으로 다시 풀려져야 한다. 이것은 많은 다른 방법에 의해 수행되었다. 즉, 슬랩 도파로가 간단하면 해석적으로 풀리거나 또는 잘알려진 계단(staircase)방법이나 1차원의 유한차근사(finite difference approach)에 의해 수치적으로 풀린다.

III-V 반도체를 이용하여 광도파로를 만들 때 epilayer구조를 먼저 고려해야 하는데 일반적으로 3층의 대칭구조와 비대칭구조가 많이 연구된다. 비대칭구조는 rib형태의 도파로이므로 에칭면의 거칠기에 따라 산란손실이 증가하지만 대칭구조는 rib형태와 strip-loaded 형태의 도파로를 제작할 수 있으며 에칭깊이가 최대일 때 위쪽의 클래딩층까지만 에칭되므로 에칭면의 거칠기가 광산란 손실에 직접적인 영향을 거의 주지 않는다. 그러므로 strip-loaded 형태의 도파로를 제작하기 위하여 대칭구조를 선택하였다.

epilayer구조는 3층의 대칭구조이므로 층의 수직방향으로 진행하는 광이 구속된다. 측면방향의 광 구속(confinement)을 얻기 위해 위쪽 클래딩의 일부를 에칭하면 strip-loaded 도파로를 제작할 수 있다. 에칭 깊이에 따라 도파로의 종류는 rib형태와 strip-loaded 형태로 분류되는데 위쪽의 클래딩층의 일부 또는 전체가 에칭될 때 strip-loaded 도파로라 하고 도파로층까지 에칭될 때 rib 도파로라

부른다.

strip-loaded형태의 도파로로 보고된 대부분의 논문들은^{2-14,15,16,17)} 도파로층을 GaAs로 하고 클래딩층들을 $Al_xGa_{1-x}As$ 로 만들었으며, Al 몰비가 0.1이상이므로 도파로층의 두께가 $1.0\mu m$ 이하로 제작되었다. 그러나 광소자를 단일모드 광섬유와 결합하여 사용할 때 도파로의 두께가 $1.0\mu m$ 이하인 경우 결합손실이 상당히 클 것으로 예상된다.²⁻¹⁸⁾ 참고문헌 2-18은 Al 몰비가 0.025이므로 도파로층의 두께가 $3.3\mu m$ 인 대칭구조를 만들었으나 우리가 이용한 MOCVD장치는 Al 몰비가 0.1이하로 되면 조성이 균일한 GaAs와 $Al_xGa_{1-x}As$ 층을 만들 수가 없다. 그러므로 도파로와 클래딩 사이의 굴절율차를 줄임으로써 도파로층의 두께를 가능한 한 크게하기 위하여 도파로와 클래딩층을 둘다 AlGaAs층으로 설계하였다. 이 때 도파로와 클래딩층의 Al몰비는 각각 0.15와 0.2이므로 Al몰비의 차는 0.05이고 $1.06\mu m$ 파장에서 굴절율차는 0.026이다²⁻¹⁹⁾.

위에서 언급한 epilayer구조에 대해 단일모드 도파로를 제작하기 위하여 도파로층의 두께와 도파로 폭을 계산하였다. 이 때 3층의 대칭구조를 위쪽 클래딩층 위에 있는 공기층을 고려하여 4층에 대한 맥스웰 방정식이 각 층의 경계면에서 경계조건을 만족하도록 풀어서 고유치 방정식을 얻은 후 TE모드의 전파상수를 뉴턴-랩슨 방법을 이용하여 계산하였다.

컴퓨터 계산결과에 의하면 단일모드 도파로의 두께는 $1.7\mu m$ 이하이고 도파로 폭은 $3.0\mu m$ 이하이다. 그러므로 전파손실 측정용 도파로의 단일모드 조건으로서 도파로의 두께가 $1.3\mu m$ 이고 폭이 $1.6\mu m$ 인 광도파로를 제작하기로 결정했으며 도파로의 구조는 그림 2-14에 나타내었다. 제작하기로 결정한 복사손실 측정용 도파로의 단일모드 조건은 도파로의 두께가 $1.0\mu m$ 이고 폭이 $2.0\mu m$ 이며 도파로 구조는 그림 2-14와 비슷하다.

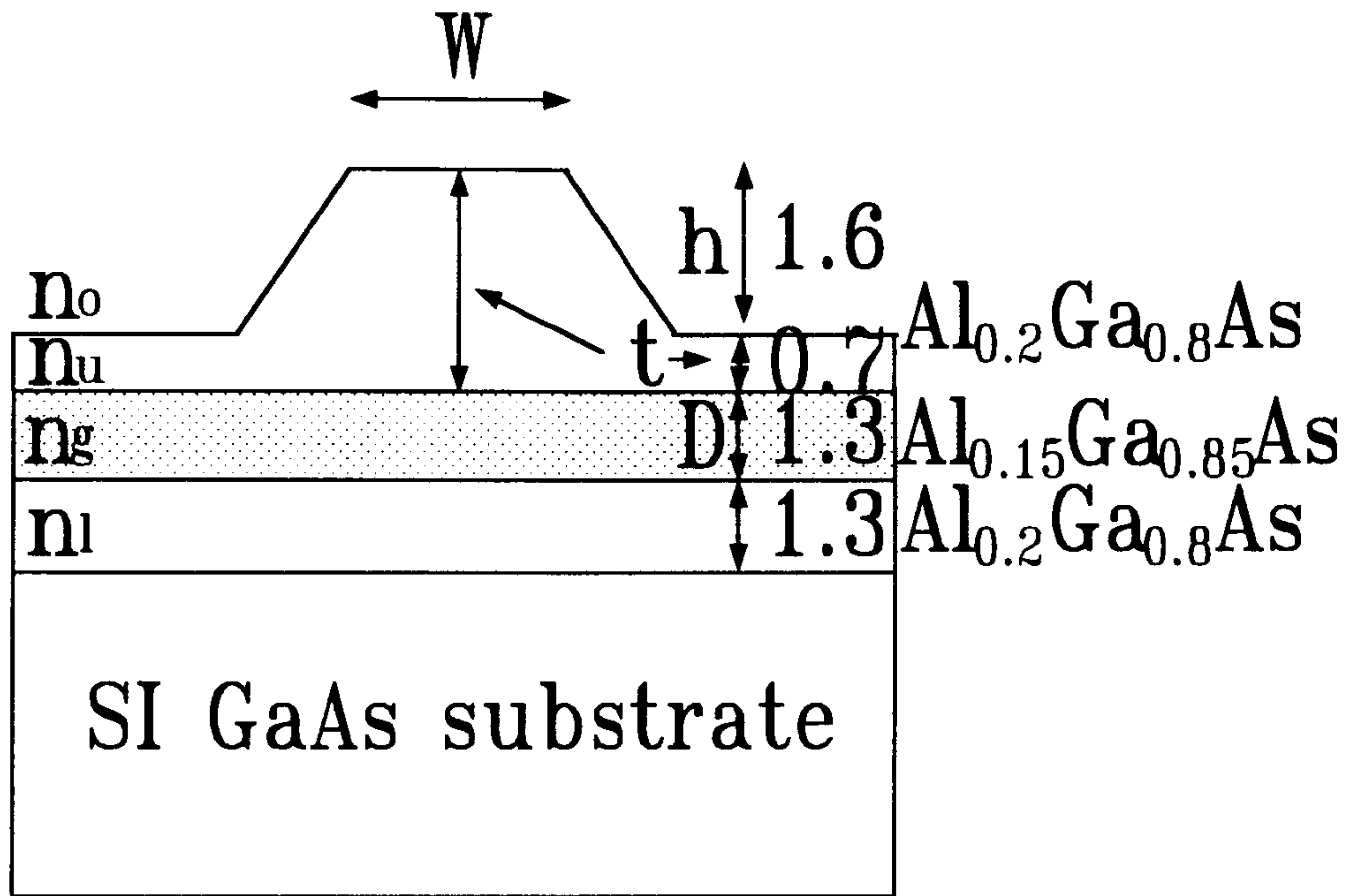


그림 2-14. Strip-loaded 도파로의 단면구조

3층과 5층의 대칭 및 비대칭 구조에 대한 유효굴절율도 동일한 과정을 거치면 고유치 방정식이 계산되고 컴퓨터를 이용하여 수치계산 결과를 얻었다. 그림 2-15은 세 파장에서 $x=0.4$ 일 때 b/a 에 대한 1차모드의 cut-off에서 도파로 두께의 계산결과, 즉 5층과 3층 epilayer구조의 단일모드 조건을 보여준다. 파장이 증가할 수록 cut-off 두께가 증가하는 것을 볼 수 있다. 여기서 $a=b$ 일 때가 3층 구조이고 $a \neq b$ 일 때가 5층구조이며 x 는 Al의 농도이다. 동일 조건하에서 단일모드 도파로의 두께는 5층 구조에서 더 큼을 알 수 있다.

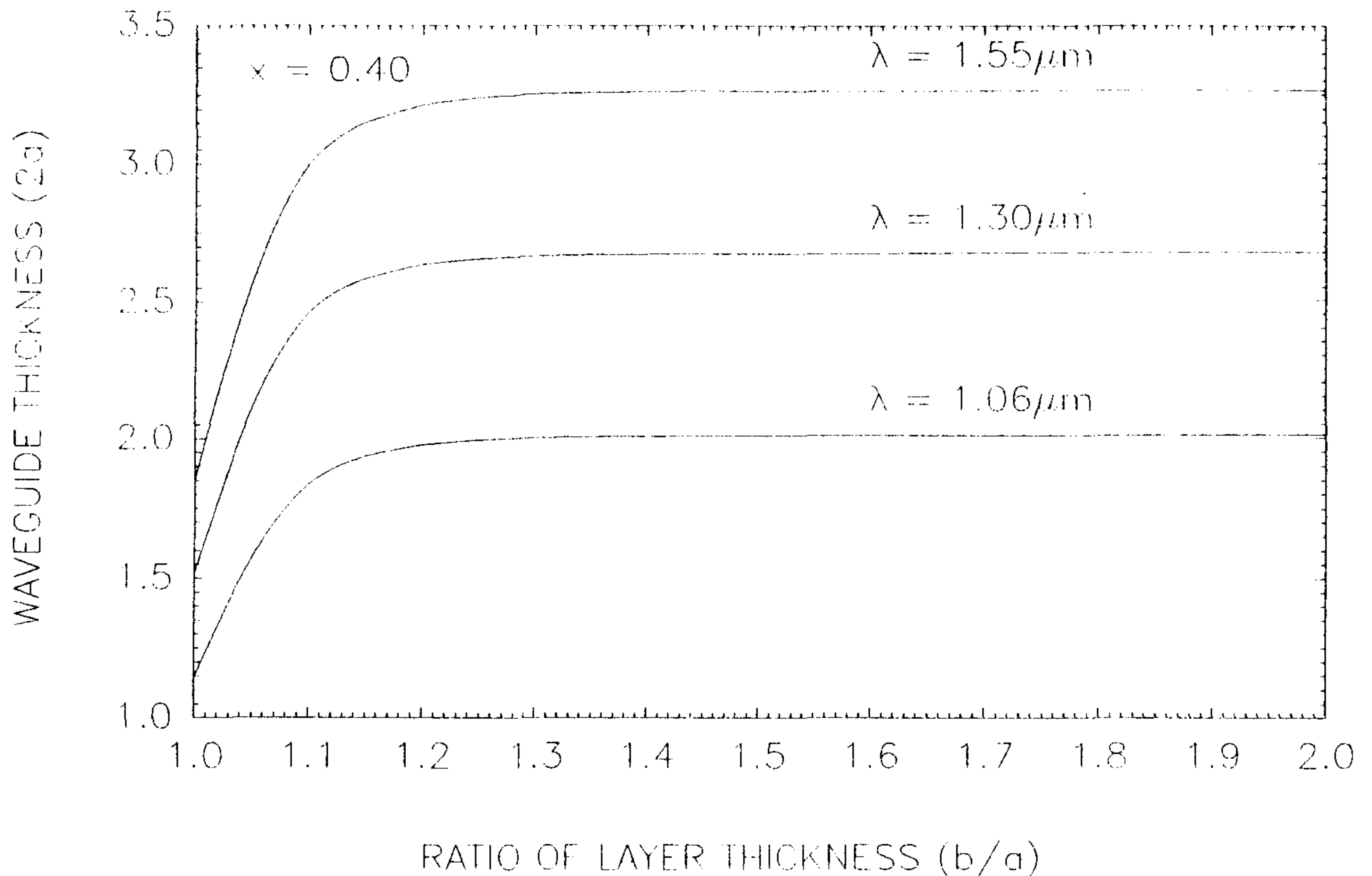


그림 2-15. 3층과 5층 epilayer 구조의 단일 모드조건

제 4 절 결 론

광집적회로(Photonic Integrated circuits, PIC)들은 스위치, 파장/주파수 다중기, 변조기, 그리고 아날로그-디지털 변환과 같은 여러 기능들을 수행하기 위해 광도파로를 이용한다. 지금까지, PIC를 제작하고 설계하고 분석하는 방법들을 개발하기 위한 연구가 많이 이루어졌다. 광집적회로의 가장 기본적인 요소인 광도파로를 정확하고 효율적으로 분석하고 설계하는 방법은 사실상 PIC를 위해 컴퓨터를 이용하는 설계방식이다. 지금까지 개발되고 rib도파로 분석에 적

용된 방법들 중에서 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향(z)을 따라 변하지 않는 도파로들을 분석하는 가장 간단한 방법은 유효 굴절률 방법(Effective Index Method, EIM)이다. 그러므로 전자기이론을 도파로 구조에 적용하여 유효굴절률을 결정하는 원리를 알아보았다. 슬랩 도파로의 구조가 3층, 4층, 5층인 경우에 전파상수를 결정하기 위한 고유치방정식을 계산하고 이 방정식을 컴퓨터를 이용하여 수치계산함으로써 유효굴절률을 결정하고 단일모드 도파로를 설계하고 도파로 특성들을 계산하였다.

제 3 장 Arrayed 도파로 격자소자 설계

제 1 절 서 론

광집적회로(Photonic Integrated circuits, PIC)에서 필요한 스위치, 파장/주파수 다중기, 변조기, 그리고 아날로그-디지털 변환과 같은 여러기능들을 수행하는 광도파로를 제작하고 설계하고 분석하는 방법중에서 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향(z)을 따라 변하지 않는 도파로 분석에 가장 적합한 유효 굴절률 방법(Effective Index Method, EIM)은 제 2장에서 다루었다. 그러므로 제3장에서는 방향성 결합기, Mach-Zehnder 간섭기, Y형태의 결합기, 그리고 X교차 도파로등에서 볼 수 있듯이 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향(z)을 따라 변하는 도파로들을 설계하고 분석하기 위한 FDBPM(Finite Difference Beam Propagation Method)방법의 원리와 적용에 대해 알아보기로 한다.

NXN star coupler는 입력신호를 여러개의 수신기들에 분배하고 결합시키는데 적합하기때문에 대용량 LAN(local area networks)에서 중요한 요소이다. Star coupler는 3dB 결합기를 여러단으로 연결해서 만드는 방법과 슬랩도파로/채널도파로 구조로 나누어 진다. Dragon이 제안한 후자의 구조는 전자에 비해 채널 도파로 수 N 을 확장하기 쉽고 소자의 크기가 작을 뿐만아니라 분기점에 의한 excess loss가 작은 장점이 있다. 따라서 슬랩도파로/채널도파로 구조의 9x9 star coupler를 FDBPM으로 설계를 하였다.

광통신에 사용되는 파장영역에서 정보 전송 능력은 약 20THz이지만 현재의 전자기술의 한계때문에 수십 GHz밖에 사용을 못하고 있다. 이런 문제점을 해결하기위해 WDM 또는 FDM 기술연구가 활발이 진행되고 있다. WDM 전송계에서 중요한 요소는 파장분할기와 파장다중기이며 그들의 중요한 특성들로는 광손실, crosstalk, 채널간격, 소자의 크기와 편광 의존도등이 있다. 평면 다중기의 대표적인 광소자

들은 Mach-Zhender 간섭기(MZI), 두 모드 간섭기(TMI), 방향성 결합기(DC)이다. MZI와 DC는 한개의 마스크로 도파로들이 쉽게 제작되고 후방반사를 무시할 수 있으며 큰 전송피크를 갖지만 스펙트럼 특성이 주기적이고 좁은 파장영역에서만 crosstalk가 낮아 제작상에서 조절하기가 어렵다. 최근에 집적광학 다중기는 SiO_2/Si 를 이용하여 waveguide array로 제작되었는데 제작이 쉽고 후방반사가 낮으며 전송피크가 반복되는 주기적인 특성을 갖는다. 그러므로 두개의 star coupler를 도파로 격자로 연결하여 파장/주파수 분할기를 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 계에서 만들기 위해 광소자 구조를 설계하고 분석하여 제작조건을 찾는 연구를 수행하고 있다.

제 2 절 Finite Difference Beam Propagation Method

BPM방법은 대부분의 도파로 소자들을 시뮬레이션할 때 아주 유용한 접근 방식이다. 3차원 BPM을 이용하면 제작조건들로 부터 기본 모드와 1차모드의 cut-off파장을 계산할 수 있다. 3차원 BPM은 2차원 BPM보다 더 정확하지만 하나의 결과를 계산하는데 CPU시간이 많이 소요되고 컴퓨터의 기억용량도 많이 필요하다. 그러므로 도파로가 기본 모드만을 도파시키는 것이 확인되면 계산시간을 줄이기위해 2차원 BPM을 사용하는 것이 효율적이다. 2차원 BPM을 이용할 때 문제는 도파로 구조의 여러부분에서 유효 굴절율을 정의함으로써 2차원의 굴절율분포를 1차원으로 줄이는 것이다. 이 방법은 전파방향의 굴절율을 나타내기 위해 하나의 유효 굴절율을 이용한다. 도파로의 유효굴절율을 계산하는 방법은 이미 제2장에서 알아 보았다. 그 때 paraxial 파동방정식은 FFT를 포함하는 알고리즘을 이용하면 1차원의 유효굴절율로 풀린다.

보통 사용되는 BPM은 각 전파단계에서 fast Fourier Transform (FFT)을 필요로 하므로 FFT-BPM이라고 불린다.³⁻¹⁾ FFT-BPM은 3차원 도파로 구조에 적용되지만 보통 3차원 구조를 2차원 구조로 바꾼 유

효굴절을 방법과 결합되어 사용된다. FFT-BPM은 graded index 분포를 한 Ti:LiNbO₃ 광소자를 설계 및 해석할 때 많이 사용되었다. 그러나 step-index 분포를 갖는 III-V 반도체는 굴절율이 급격하게 변하므로 아주 작은 전파단계를 이용해야 정확한 결과를 얻을 수 있으며 그 결과 계산시간이 많이 걸리게 된다. 이 문제로 인해 최근에는 FFT-BPM의 계산효율을 향상시키기 위한 연구가 활발이 진행되었다. Paraxial wave equation을 풀기위한 한 방법으로 FFT대신에 finite difference 근사식이 이용될 때 이 기술을 FD-BPM³⁻²⁾이라고 부른다. Crank - Nicholson scheme을 기본으로 한 FD 알고리즘은 원통형의 대칭계에서 1차원 단면의 굴절을 분포를 갖는 경우에 비선형 파동의 전파를 해석 하는데 적용된다. 이 구조는 유효굴절을 근사시 rib 도파로를 나타낸다.

1차원 단면의 굴절을 분포가 $n(x,z)$ 일 때 paraxial limit에서 Scalar Helmholtz 방정식은 paraxial 파동방정식으로 줄어 든다. 즉

$$2jn_0k_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2[n^2(x,z) - n_0^2]E_y \dots \dots \dots (3-1)$$

여기서 E_y 와 $n(x,z)$ 는 슬랩도파로에서 TE모드의 전기장 성분과 굴절을 분포를 나타낸다. FFT-BPM에서 전기장은 다음의 오퍼레이터를 적용하면 각 단계에서 찾아진다.

$$E_y(z + \Delta z) = PQPE_y(z) \dots \dots \dots (3-2)$$

여기서

$$P = \exp\left(-j \frac{\Delta z}{4k_0 n_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \dots \dots \dots (3-3)$$

$$Q = \exp\left[-j \frac{k_0 n_0 \Delta z}{2} \left(\frac{n^2(x, z + \frac{\Delta z}{2})}{n_0^2} - 1\right)\right] \dots \dots \dots (3-4)$$

수치계산에서 균질매질의 전파 오퍼레이터 P는 FFT에 의해 계산된 평면파의 스펙트럼 성분을 전파시킴으로서 충족된다. 비록 FFT가 느리게 변하는 단면 굴절을 분포를 갖는 도파로 구조를 분석하는데 효과적일지라도 단면 굴절을 분포가 급격하게 변하는 반도체 rib도파로를 분석하는데는 효과적이지 못하다.

Rib 도파로를 분석하기위해 P의 효율을 향상시킨 이전의 결과들이 성공적이지만 더 간단하고 효율적인 알고리즘은 finite difference 근사식을 paraxial 파동방정식에 직접 적용함으로써 얻어진다.

$$2jn_0k_0 \frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{E_{i-1} - 2E_i + E_{i+1}}{\Delta x^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_0^2] E_i$$

.....(3-5)

여기서 E_i 는 $(i\Delta x, z)$ 에서 전기장이고 i 는 $0, 1, 2, \dots, N-1$ 이다. 윗식을 $[z, z + \Delta z]$ 에서 적분하고 우변의 적분을 trapezoidal rule로 근사시키면 $E_i(z + \Delta z)$ 를 $E_i(z)$ 와 관련시킬 수가 있다.

$$-aE_{i-1}(z + \Delta z) + bE_i(z + \Delta z) - aE_{i+1}(z + \Delta z)$$

$$= aE_{i-1}(z) + cE_i(z) + aE_{i+1}(z) \dots \dots \dots (3-6)$$

여기서

$$a = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2}$$

$$b = \frac{\Delta z}{\Delta x^2} - \frac{\Delta z}{2} (n_i^2(z + \Delta z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0$$

$$c = -\frac{\Delta z}{\Delta x^2} + \frac{\Delta z}{2} (n_i^2(z + \Delta z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0$$

식(3-6)은 선형방정식의 tridiagonal system이고 아주 효과적으로 풀린다.

가. 전파상수의 계산

BPM을 이용해서 전파상수를 찾는 방법은 모드의 power spectra에서 정점위치를 이용한다. power spectra는 특별한 모드의 전파상수를 얻기위해 전파하는 모드장과 초기의 입사장의 상관함수(correlation function)로부터 얻어진다. 자세한 것은 참고문헌 3-3과 3-4를 이용하면된다. 대칭의 3층 구조에서 코아와 클래딩의 굴절율이 각각 3.377과 3.38이고 $\Delta n=0.003$ 일 때 $\lambda=1.15\mu\text{m}$ 에서 폭이 $4.0\mu\text{m}$ 인 도파로는 FD-BPM 계산결과에 의하면 단일모드이고 유효굴절율은 3.37887이다. 한편 유효굴절율 방법의 결과는 $n_{\text{eff}}=3.37893$ 이므로 FD-BPM과 EIM의 결과는 잘 일치하고있다. 그림 3-1은 단일 도파로에 가우시안 빔이 입사될 때 전파상수가 얻어지는 모드의 power spectrum을 보여준다. 정점의 위치는 line fitting방법에 의해 정확하게 결정된다. 그림 3-1에서 가장 큰 정점은 도파모드를 나타내고 작은 정점들은 복사모드들을 표시한다.

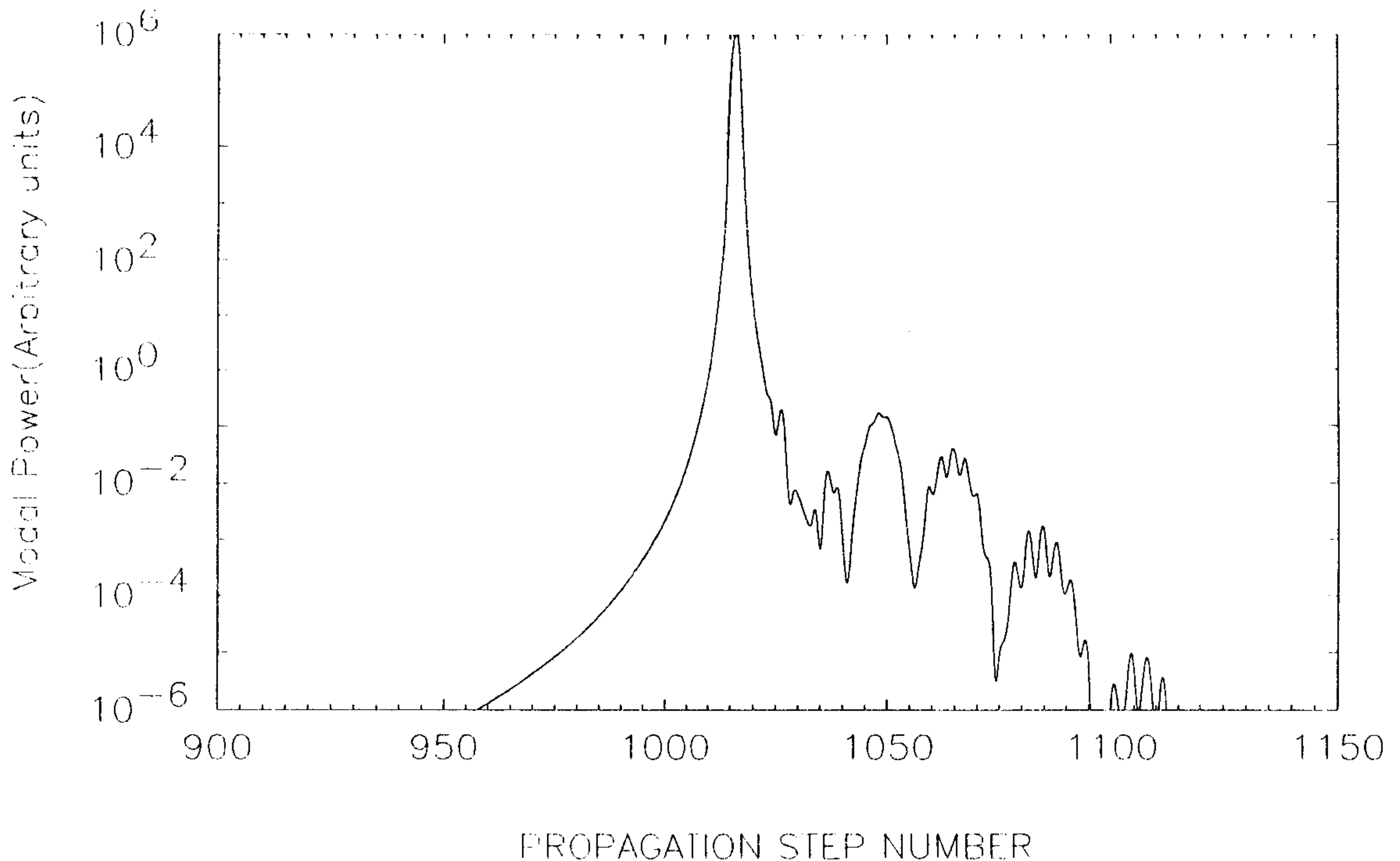
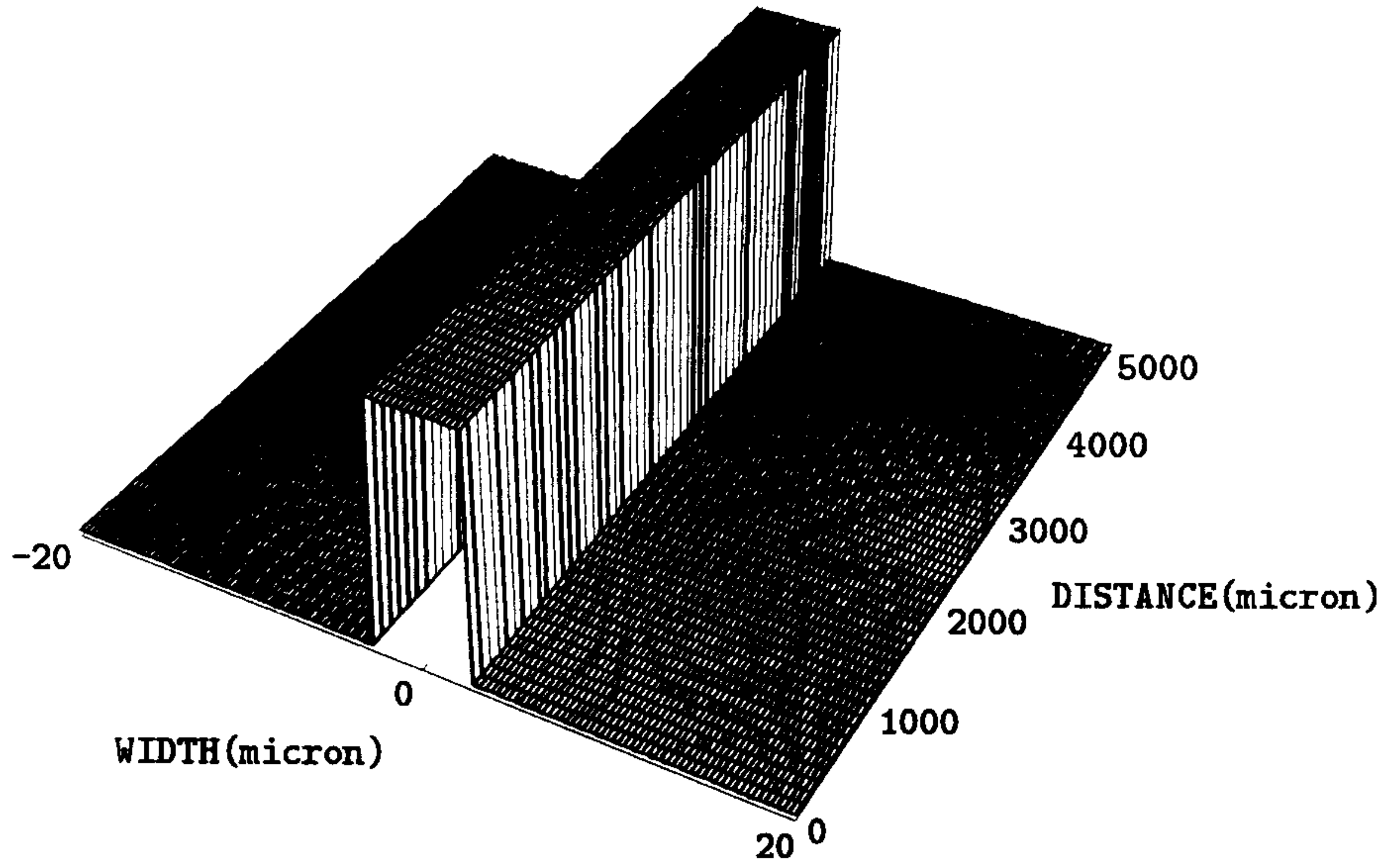


그림 3-1. 단일 도파로에서 모드의 스펙트럼 파워.

나. 5층구조의 단일 도파로

수직방향으로 $b/a=1.25$ 이고 $x=0.4$ 이며 코아의 두께가 $1.9\mu\text{m}$ 인 5층의 대칭 슬랩 도파로에서 도파로 영역이 5층이고 에칭된 영역이 4층일 때 EIM로 $\lambda=1.30\mu\text{m}$ 에서 계산한 유효굴절율은 각각 $n_{\text{eff}}(5)=3.401086$ 과 $n_{\text{eff}}(4)=3.399644$ 이므로 $\Delta n=0.001442$ 이다. FD-BPM을 이용하여 도파로 폭이 $5\mu\text{m}$ 일 때 5mm 의 도파로 길이를 전파한 후 도파로의 굴절율 분포와 광세기의 분포는 그림 3-2에서 보여진다. FD-BPM의 계산결과에 의하면 입사모드가 가우시안의 고유모드이거나 슬랩 도파로의 모드분포를 가질 때 일정한 거리를 전파한 후 도파 모드장은 같은 분포를 하고 있다. 그러므로 입사 모드함수는 둘 중 어떤 것을 이용해도 된다.

INDEX PROFILE(dn.sgs)



INTENSITY PROFILE(de.sgs)

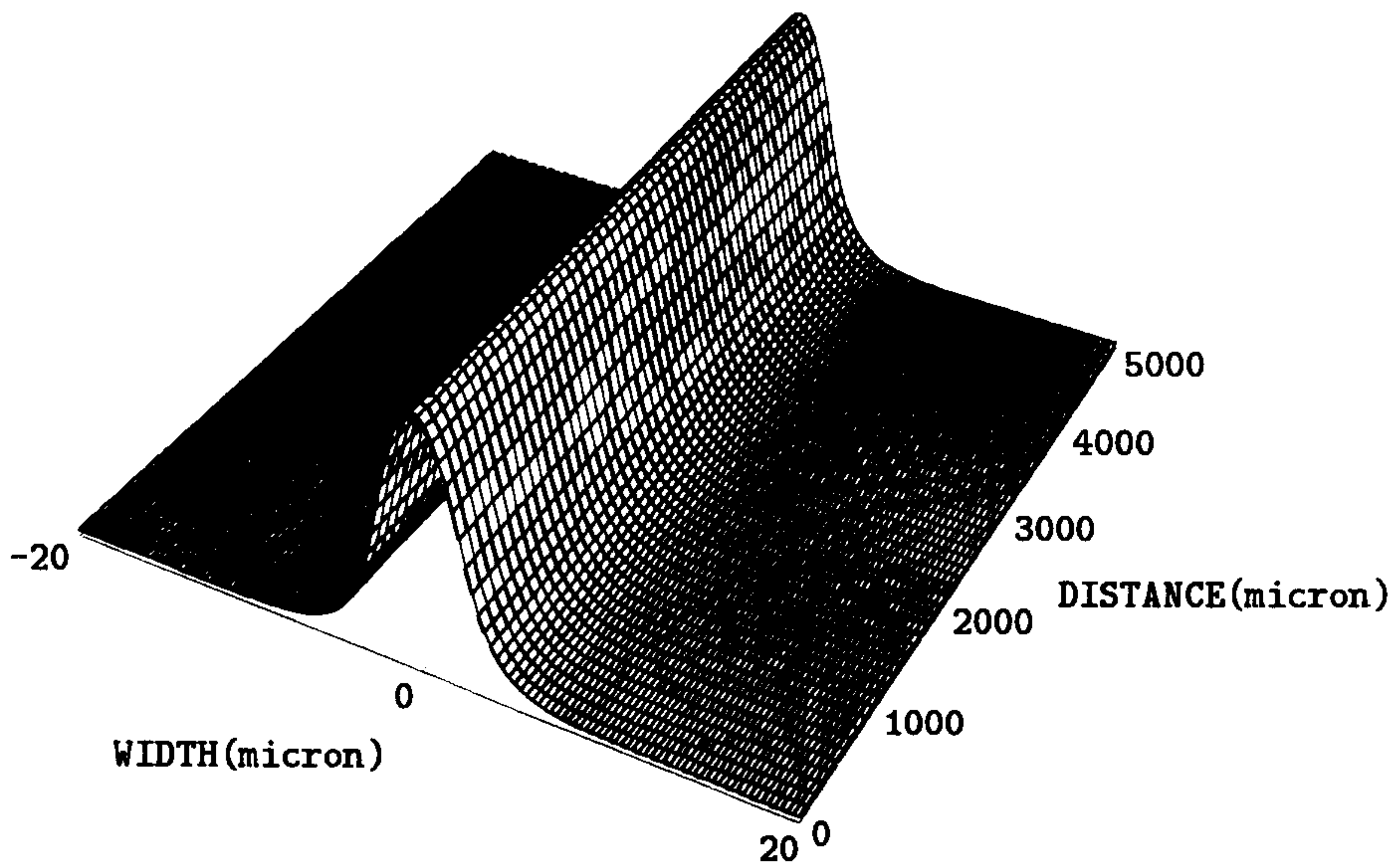


그림 3-2. 5층의 단일 도파로에서 굴절을 분포와 Intensity 분포.

제 3 절 광소자 구조 설계

가. NXN star coupler

NXN star coupler는 입력신호를 여러개의 수신기들에 분배하고 결합시키는데 적합하기때문에 대용량 LAN(local area networks)에서 중요한 요소이다. Star coupler구조는 두 종류가 보고되었다. 첫째는 3dB 결합기를 여러단으로 연결하는 방법이 주로 연구되었으며 2x8, 8x8, 32x32, 1x128등의 star coupler가 SiO₂/Si도파로를 이용해서 제작되었다.^{3-5,6,7)} 이 때 3dB 결합기의 수는 $(N/2)\log_2N$ 이 되므로 N=64인 경우에 192개의 3dB 결합기가 필요하다. 그러므로 비용과 제작상의 복잡성으로 인해 N이 64이상인 경우 만들기가 어렵다. 또 분기점에서 산란에 의한 excess loss는 결합기의 수에 따라 증가한다. 이 문제점을 해결하기 위해 집적광학 star coupler의 더 간단한 구조인 슬랩도파로/채널도파로 구조가 이용된다.^{3-8,9,10)} Dragon이 제안한 구조는 슬랩도파로 영역으로 분리된 두개의 채널도파로 arrays로 구성된다. 즉 직선영역, 곡선영역, radial 영역, 그리고 슬랩 도파로 영역으로 이루어진다. 이 구조는 전자에 비해 도파로 수 N을 확장하기가 쉽고 소자의 크기가 작으며 분기점에 의한 excess loss가 작은 장점이 있다. 슬랩도파로/채널도파로의 star coupler에서 동작원리는 다음과 같다. Input array의 한 도파로로 들어온 광신호는 radial영역에서 도파로 사이의 간격이 감소하기 때문에 도파로신호의 일부가 인접한 도파로들에 전달된다. 그 결과 도파로간의 상호 광결합이 이루어진다. 그리고 신호광은 슬랩도파로 영역에서 회절되고 output array의 채널도파로에 수신된다.

우리는 9X9 star coupler를 EIM와 2차원의 FD-BPM을 이용하여 두번째 방법으로 설계하였다. 여기서 사용된 epilayer 구조는 도파로 영역이 5층의 대칭구조이고 도파로 사이는 에칭되므로 4층구조이다. 우리는 이 도파로에 대해 유효굴절을 방법으로 단일모드 조건을 계산한 후 FD-BPM으로 전파특성을 계산하였다. 이 때 사용된 도파로의 폭

과 두께는 각각 $5\mu\text{m}$ 와 $1.9\mu\text{m}$ 이고 bend의 곡률반경은 직선영역의 도파로 간격이 같아되도록 변화되었다. 그림 3-3은 star coupler의 굴절을 분포를 계산하여 그린 구조와 광의 전파를 보여준다.

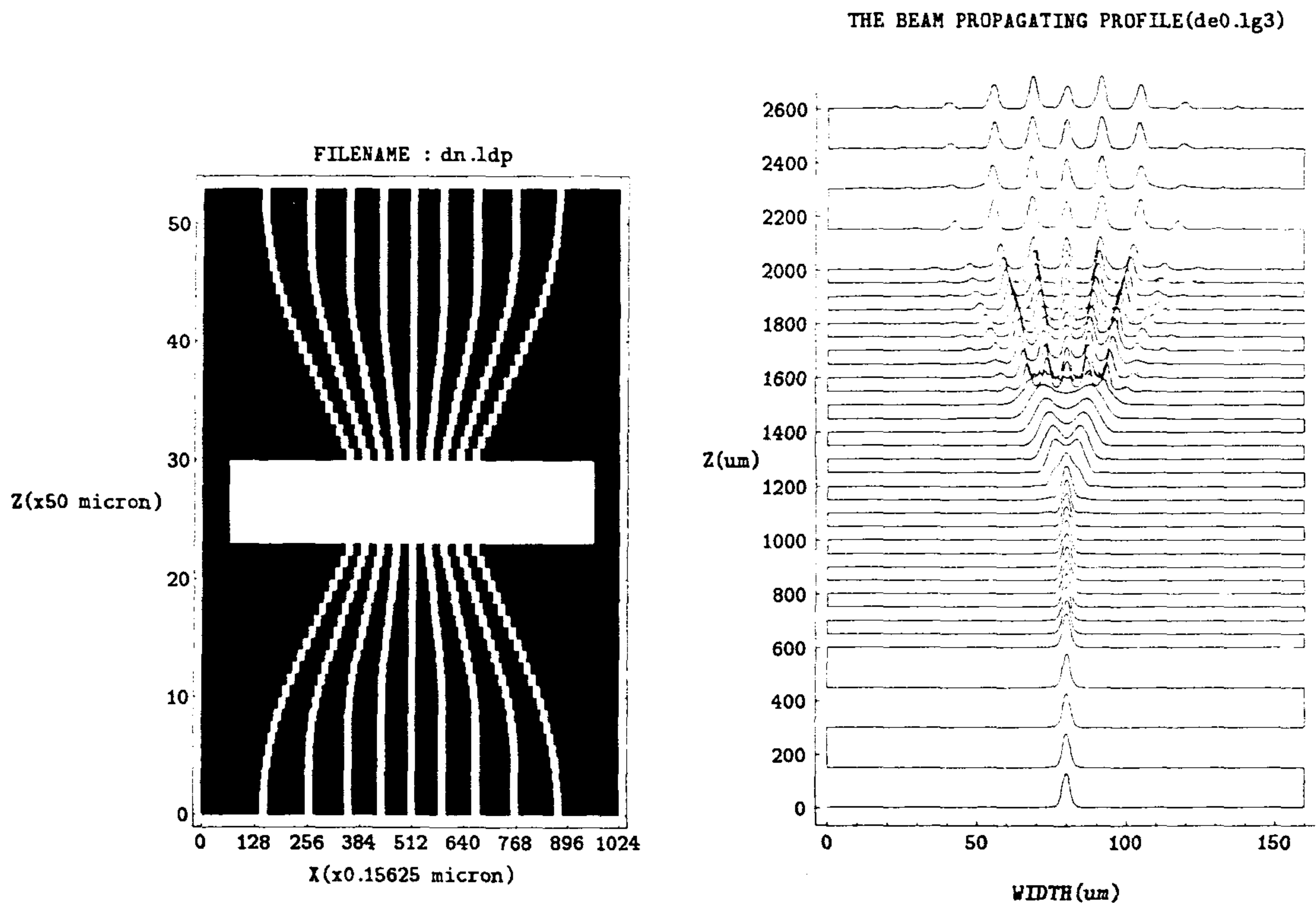


그림 3-3. 9x9 star coupler의 굴절을 분포와 도파특성. 도파광은 중심 도파로에 입사된다.

그림 3-3에서 star coupler는 두개의 도파로 array들이 대칭배열로 구성되고 각 도파로는 직선영역으로 이루어진다. 그 다음에 곡율이 다른 한 원호들로 구성된 곡선영역이 있고 그 뒤에는 반대 array의 위상중심(R_c)을 향한 radial영역이 온다. 이 조건은 다른 array의 가장 바깥의 도파로가 여기될 때 수신 array의 가장자리에 있는 도파로가 같은 power를 수신하기 위해서 필요하다. R_c 의 위치는 중심도파로를 여기시키고 전파 축근처에서 far-field에 만들어진 파면에 대해 위상중심(곡율중심)을 결정함으로써 근사적으로 결정될 수 있다. 한편 Dragone에 의하면 수신 array에 조사되는 복사 power 분포는 파라미터 Q_0 에 의해 결정된다.^{3-11,12)}

$$Q_0 = \frac{1}{\pi} n \Delta n k^2 a^2 \sin\left(\frac{l\pi}{a}\right) \dots \dots \dots (3-7)$$

여기서 a 는 array의 주기이고 $k=2\pi/\lambda$ 이다. Q_0 가 아주 작으면 대부분의 입력 power는 far-field의 제1 Brillouin영역 내에서 균일하게 복사된다. 이 power를 N 개의 출력 도파로에 효율적으로 모으기 위해 이 도파로들은 제1 Brillouin영역의 aperture Ω 보다 조금 작은

$$\Omega = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2a}\right) \dots \dots \dots (3-8)$$

Ω_0 안에 있어야 한다. Ω_0 가 정해지면 두 array사이의 거리 D 는

$$D \approx \frac{Na}{\Omega} \dots \dots \dots (3-9)$$

에 의해 결정된다. Ω_0 의 최적값은 근사적으로 0.75Ω 가 된다. 격자 (grating)의 중심 Brillouin영역에서 입력 도파로의 수 N 은 초점길이 R_c 에 의해 결정된다. 중심 Brillouin영역에서 도파로 수 $N = \Omega_0 / (a/R_c)$ 이다. 한 예로 도파로 코어와 클래딩의 유효굴절율 차가 Δ

$n=0.003$, $a=8\mu\text{m}$, 인접한 도파로 코어사이의 간격이 $l=a-w=3.0\mu\text{m}$ 이고 설계파장이 $\lambda=1.3\mu\text{m}$ 인 경우 $\Omega = 0.081(\text{rad})$ 이고 $\Omega_0 \approx 0.75\Omega = 0.061(\text{rad})$ 이 된다. 그러므로 R_c 를 $1350\mu\text{m}$ 로 선택하면 $N=10.295 \approx 10$ 이 된다. 이 N 값에 대해 $D=988\mu\text{m}$ 이다. 입력 array의 복사특성을 BPM을 이용하여 계산하면 grating의 여러개의 arms에서 진폭과 위상이 결정될 수 있다. 초점의 위치를 최적화 시킴으로서 free-space영역으로부터 각 위상중심(phase center)의 변위가 다음의 식으로 정확하게 주어진다라는 것을 알게 된다.

$$\frac{Z_A}{w} \tan \alpha \approx 0.55 \dots \dots \dots (3-10)$$

여기서 $w=5\mu\text{m}$ 이고 $\alpha=a/D=0.008$ 이므로 그 결과 초점간의 거리 $R_c = 1350\mu\text{m}$ 에 대해 $Z_A \approx 350\mu\text{m}$ 가 된다

지금까지 free-space영역의 설계에 대해 알아 보았다. 이제 곡선영역을 설계하는 방법을 알아본다. Dragone은 곡선영역의 곡률반경을 축으로부터 멀어짐에 따라 선형적으로 증가시킴으로 가장 바깥쪽의 도파로가 최대의 곡률반경을 갖도록 설계를 했다. 그러나 여기서는 하나의 원호를 이용해서 radial 도파로와 축에 평행한 도파로를 연결하였다. 굽은 도파로의 기하학적인 구조로부터 계산을 하면 곡선의 곡률반경은 다음과 같다.³⁻¹³⁾

$$R_i = \frac{s_0 + (R_c + t) \cdot (1 - \cos \alpha_i)}{\sin \alpha_i} \dots \dots \dots (3-11)$$

$$\alpha_i = \left\{ i - \frac{(N+1)}{2} \right\} \cdot \frac{a}{R_c}$$

여기서 s_0 는 곡선영역에서 중심도파로의 길이이고 t 는 radial 영역의 길

이다. 식(3-11)을 이용하면 곡률반경을 선형적으로 증가시키기 위해 최적조건을 찾는 작업을 하지않아도 된다.

슬랩도파로 영역에서 전기장 분포는 입력 광도파로가 하나일 때 gaussian이고 인접한 도파로가 있을 때 도파로사이의 광결합에 의해 평평해진다. 그러므로 광을 균일하게 출력 array에 결합하기 위해서는 후자의 경우로 star coupler를 설계하는 것이 좋다.

나. NXN array multiplexer

현재 광통신에서 사용되는 파장영역에서 정보전송능력은 약 20THz이지만 현재의 전자기술의 한계때문에 수십 GHz밖에 사용을 못하고 있다. 이런 문제점을 해결하기위해 WDM또는 FDM기술연구가 활발이 진행되고 있다. 파장 분할 다중기(WDM)는 광섬유의 전송용량을 증가시키기 위한 유용한 기술이다. WDM전송계에서 중요한 요소는 파장 분할기와 파장다중기이며 그들의 중요한 특성들로는 광손실, crosstalk, 채널간격, 소자의 크기와 편광 의존도등이 있다. 평면 다중기의 여러 구조들은 공간선택필터, 파장선택적 결합, 광회절 grating를 이용하여 만들어 졌으며 이 때 사용된 대표적인 광소자들은 Mach-Zehnder간섭기(MZI), 두 모드 간섭기(TMI), 방향성 결합기(DC), 그리고 chirped grating이다. MZI와 DC는 한개의 마스크를 이용하여 도파로들이 쉽게 제작되고 후방반사를 무시할 수 있고 큰 전송피크를 갖지만 스펙트럼 특성이 주기적이고 좁은 파장영역에서만 crosstalk가 낮아 제작상에서 조절하기가 어렵다.

최근에 집적광학 다중기는 SiO₂/Si를 이용하여 waveguide array로 제작되었는데^{3-12,14)} 제작이 쉽고 후방반사가 낮으며 전송피크가 반복되는 주기적인 특성을 갖는다. 그러나 도파로의 수가 증가함에 따라 전송대역이 주기와 비교할 때 좁아지므로 채널사이의 더 낮은 crosstalk가 가능하다. NXN 다중기는 2X2 Mach-Zehnder를 일반화시킨 것으로 두개의 star coupler가 grating으로 작용하는 M개의 도파로들로 연결된 구조이다. 하나의 입력 도파로만 사용되면 1XN 분리기가

된다. 자유공간 영역을 형성하는 슬랩 도파로 근처에서 도파로 사이의 간격이 좁으므로 인접한 도파로 사이의 광 결합으로 인해 aberration이 생겨 star coupler의 전송특성이 달라진다. 그래서 각 결합기의 초점을 최적화하는 과정이 필요하다. 이 과정은 NXN star coupler에서 설명을 하였다. grating의 목적은 두 결합기를 연결하는 인접한 경로들의 경로차를 일정하게 하여 원하는 파장들을 분리하는 것이다.

본 연구에서는 FD-BPM을 이용하여 두개의 9X9와 9X4 star coupler를 연결하여 9X4파장 분할기를 설계하기 위해 두가지 방법을 이용하고 있다. 한 방법은 array의 입출력 영역이 대칭배열이고 star coupler의 구조가 직선영역, 곡선영역, radial 영역, 그리고 슬랩 도파로 영역으로 구성되며 곡선영역은 하나의 호(arc)로 만들어진다. 그리고 두 결합기 사이의 grating은 곡률반경이 $R=4\text{mm}$ 인 두개의 S-bend를 연결하여 만든다. 이 때 도파로들의 간격은 일정하게 유지되나 구조상 인접한 경로들의 경로차를 일정하게 하는 것이 쉽지 않다. Dragone은 도파로 격자의 길이차를 충분히 길게 함으로서 결합기의 radial 영역에 의한 경로차를 무시하는 방법을 이용하였다. 그러나 우리는 이 문제를 해결하기 위해서 S-bend의 높이와 곡률반경을 바꾸면서 최적조건을 찾는 연구를 계속 진행중이다. 앞의 계산에서 언급한 star coupler의 epilayer구조에 대해 FD-BPM으로 $1.3\mu\text{m}$ 파장에서 계산한 9X4 파장 분할기의 굴절을 분포와 광의 전파특성은 그림 3-4에서 보여준다.

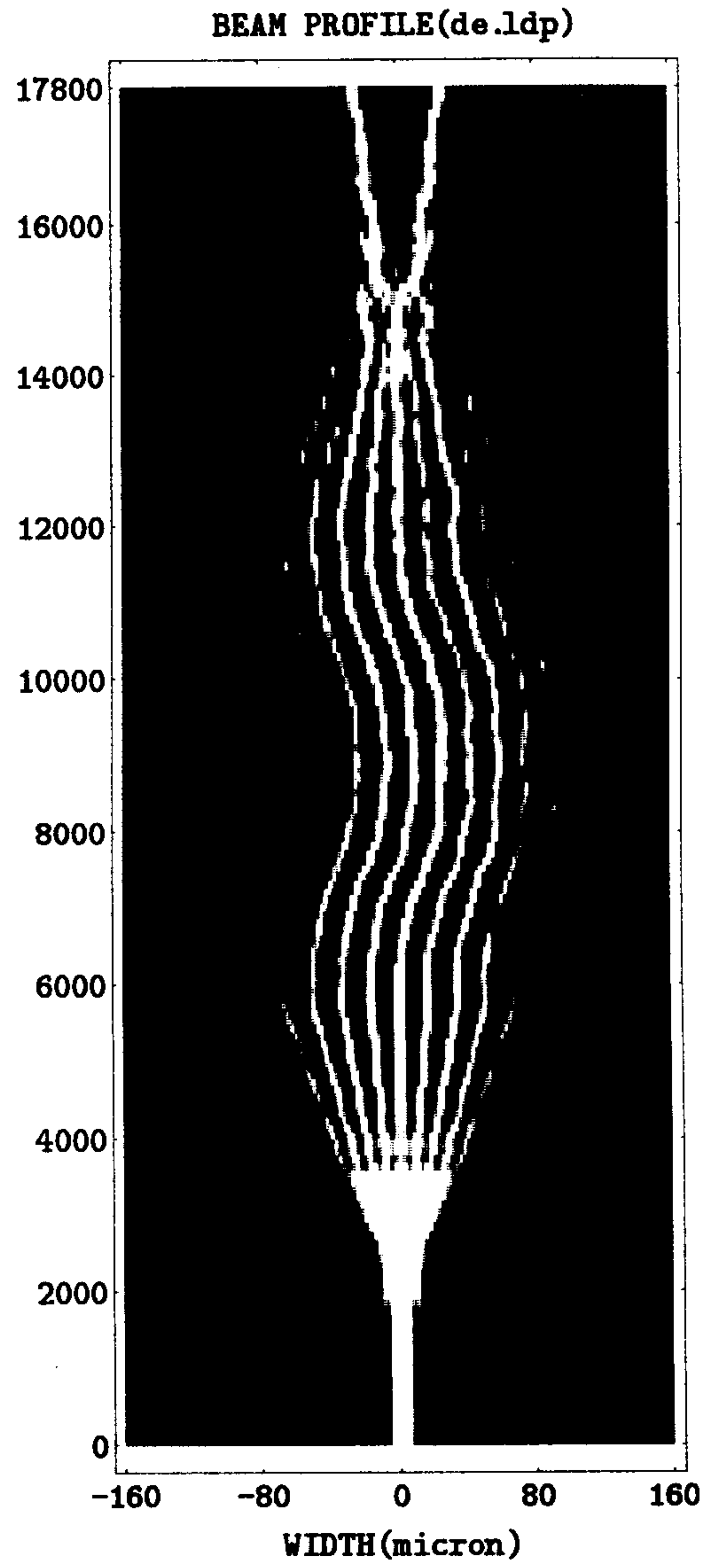
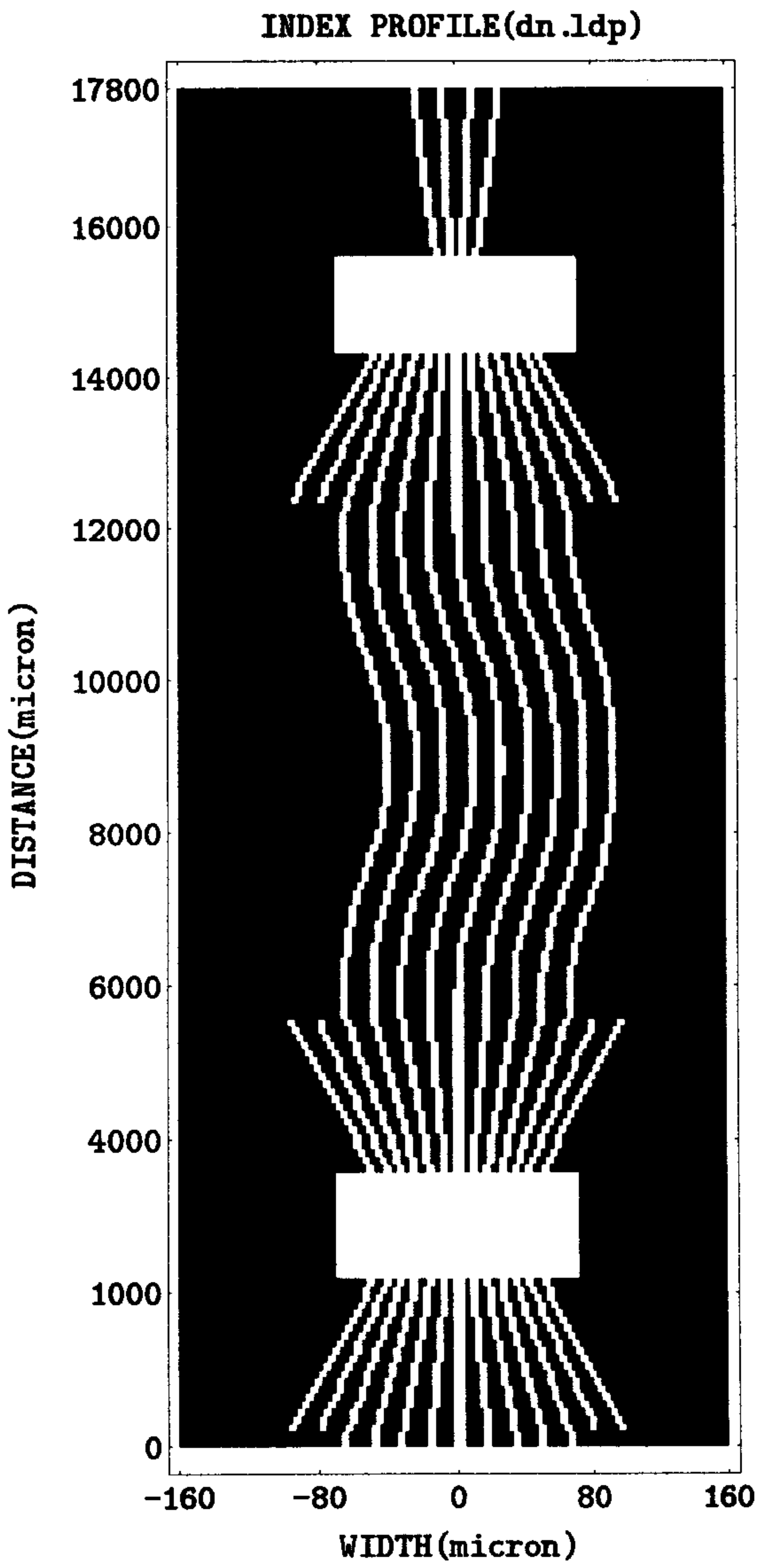


그림 3-4. 대칭구조의 9x4 array 다중기. 입력과 출력단의 결합기는 두 원호로 그린 S-bend로 연결된다.

다른 방법은 R. Adar³⁻¹⁵⁾가 제안한 구조이다. 동작원리는 다음과 같다. 입력광은 free space 영역에서 회절되고 일정한 위상의 원형 파면을 형성한다. 원의 중심은 입력 도파로 끝에서 Δz 만큼 뒤에 위치한다. 도파로 array들은 반경 R인 원상에서 시작하므로 모든 도파로는 같은 위상으로 여기된다. 도파로들은 한 원주상에서 a의 간격으로 놓이므로 R 정도의 거리를 지나면 광결합이 일어나지 않고 아직도 원의 위상면을 갖는다. 이 구조는 결합기의 fanout 구조에 의한 경로차를 제거하기 위해 반대칭 배열로 구성되며 그림 3-5에서 보여진다.

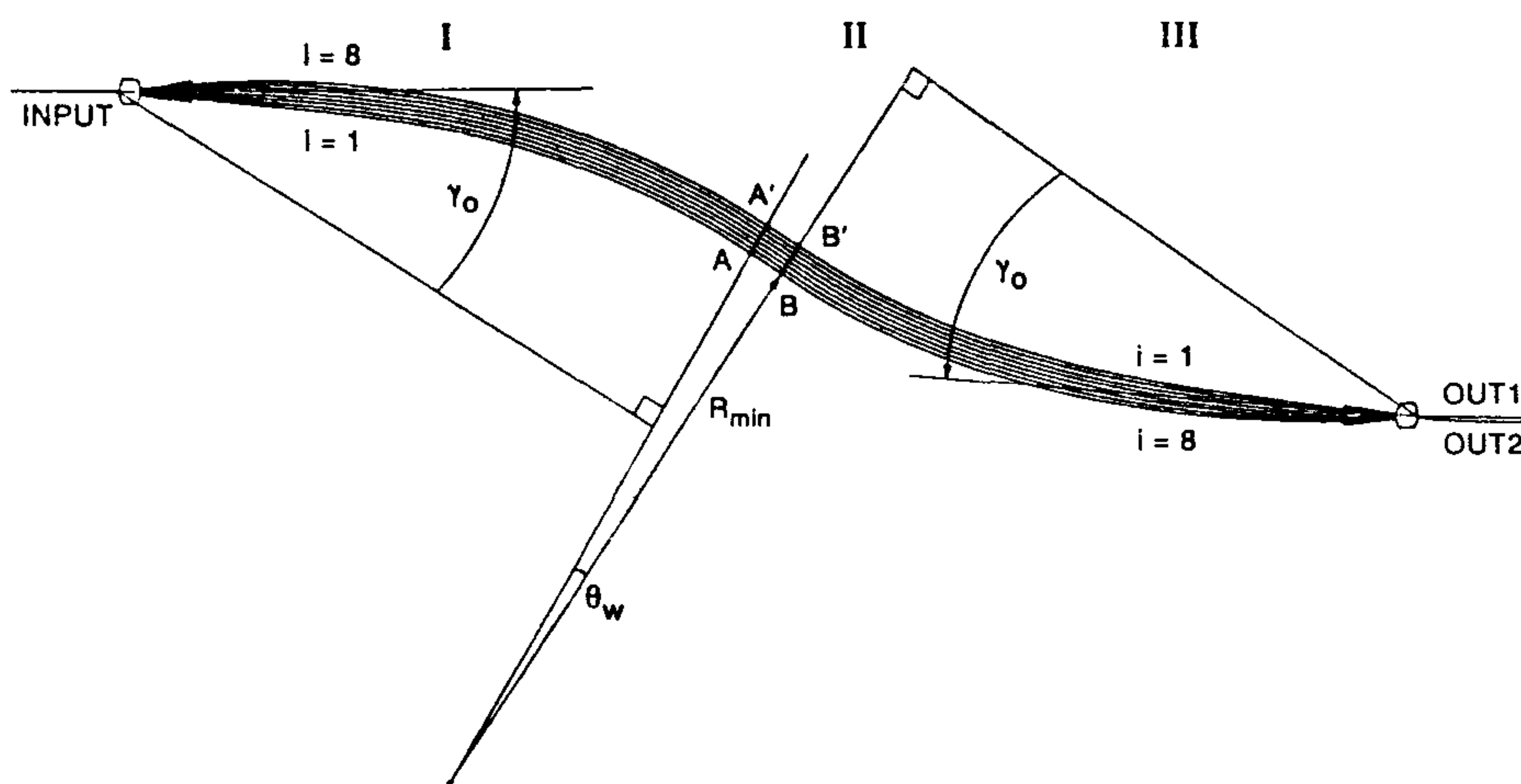


그림 3-5. 반대칭구조의 1x2 array 다중기.

Section I에서 입력 결합기의 fanout을 형성하는 도파로들은 A-A' 선에 수직이되게 아래로 굽어지므로 두개의 직선들이 하나의 원호로 연결된다. 인접한 도파로들 사이의 경로차는 일정하고 도파로의 길이는 도파로1에서 도파로8로 가면서 증가한다. 또한 도파로들은

A-A' 선상에서 등간격을 유지한다. Section II의 도파로들은 작은 각 θ 의 동심 호이고 이영역의 경로차가 총경로차를 결정한다. Section III는 Section I과 같지만 A와 A'이 B와 B'으로 이동되었으므로 경로차는 Section I의 경로차와 상쇄된다. 이 구조는 $R_{\min}=15\text{mm}$ 이고 $\gamma=30^\circ$ 일 때 대칭배열보다 광소자의 전체 폭($>4\text{mm}$)이 크므로 FD-BPM계산과 계산결과를 3차원 그래픽으로 그리기위해 많은 메모리가 요구된다. 그러나 현재 컴퓨터의 메모리 부족으로 인해 전체 구조를 계산할 수 없다. 따라서 $\gamma=10^\circ$ 인 경우에 각 영역을 모듈화한 프로그램만 작성하고 있다. 도파로 array의 길이가 모두 같을 때 5층구조에서 FD-BPM을 이용하여 계산한 광lens의 구조에서 arrayed 도파로 모듈의 굴절을 분포는 그림 3-6에서 보여진다. 입력과 출력의 arrayed coupler의 구조는 그림 3-4와 같다. 이 구조에 경로차를 주기위해 동심호의 영역을 포함한 프로그램은 앞으로 더 작성하고 확인을 하여야 한다.

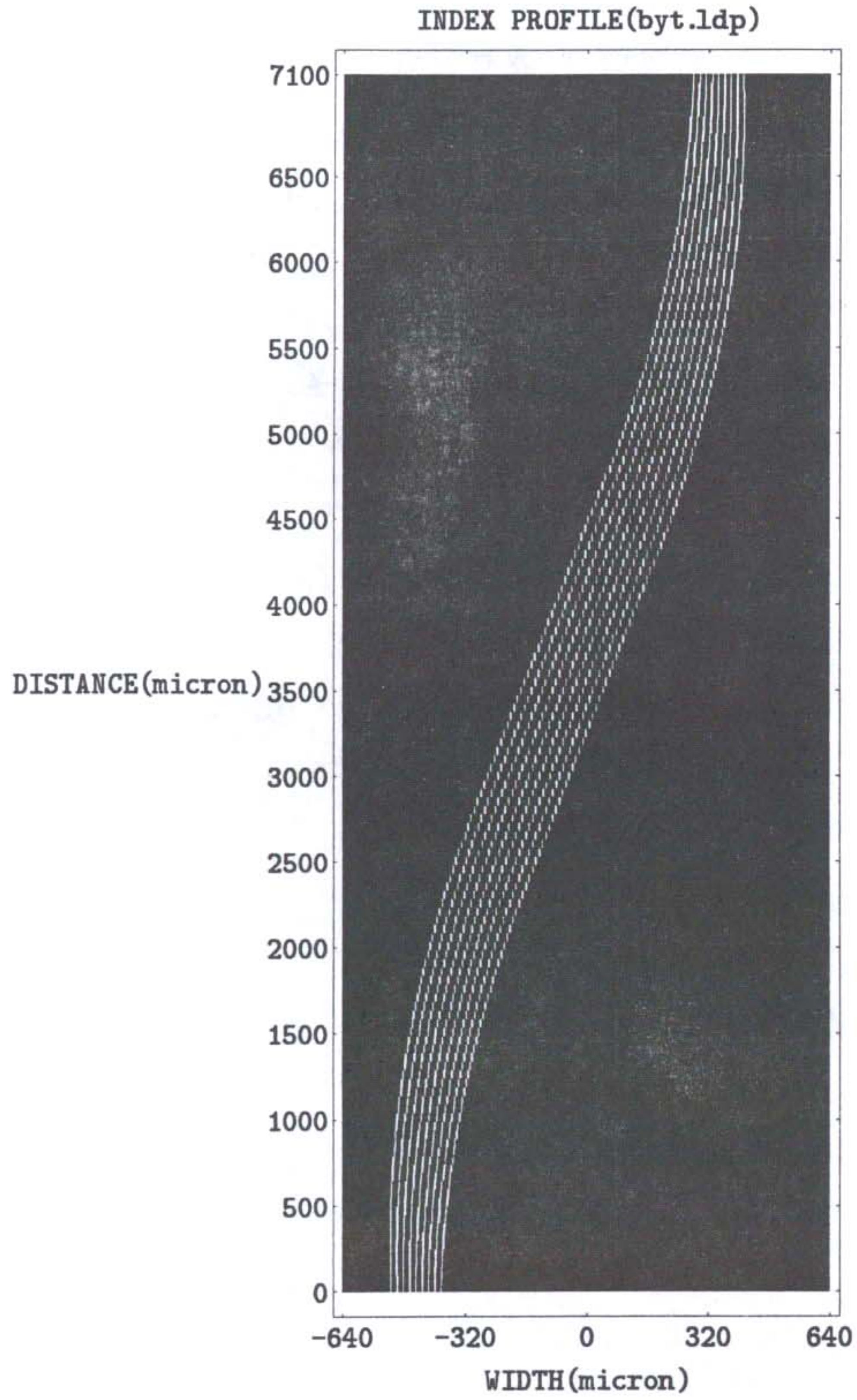


그림 3-6. 반대칭구조의 9x4 광 lens 구조의 arrayed 도파로 모듈의 굴절을 분포.

제 4 절 결 론

방향성 결합기, Mach-Zehnder 간섭기, Y형태의 결합기, 그리고 X 교차 도파로등에서 볼 수 있듯이 도파로의 단면적과 굴절을 분포가 전파방향(z)을 따라 변하는 도파로들을 설계하고 분석하기 위해서는 수치계산이 필요하다. 그러므로 유효 굴절율 방법과 finite difference 근사식을 이용한 FD-BPM 방법을 결합한 2차원의 FD-BPM 방법의 원리, 전파상수를 계산하는 방법, 그리고 5층구조의 단일도파로에 적용하여 전파특성을 알아보았다.

NXN star coupler는 입력신호를 여러개의 수신기들에 분배하고 결합시키는데 적합하기때문에 Dragon이 제안한 슬랩도파로/채널도파로 구조에 대해 결합기의 촛점거리를 최적화할 있는 방법을 조사하고 9x9 star coupler를 FD-BPM으로 설계를 하였다.

WDM 전송계에서 중요한 파장분할기와 파장다중기가 최근에 SiO_2/Si 를 이용하여 waveguide array로 제작된 것이 보고되었다. 따라서 두개의 star coupler를 도파로 격자로 연결한 파장/주파수 분할기를 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 계에서 제작하기위해 광소자 구조를 설계하고 분석하여 제작조건을 찾는 연구를 수행하고 있다. 설계하는 대칭 배열의 구조는 일정한 경로차를 만들기위해 도파로 grating을 두개의 S-bend로 연결하였다. 인접한 경로들의 경로차는 radial 영역에 의한 경로차를 포함시켜야하므로 일정하게 만들기가 쉽지않다. 이 문제를 해결하기 위해서 S-bend의 높이와 곡률반경을 바꾸면서 최적조건을 찾는 연구를 계속 진행중이다. 한편 radial 영역의 경로차를 제거하기 위한 반대칭 배열의 구조는 도파로 array의 길이가 같은 광lens까지 설계를 하였다. 이 구조에서 경로차를 주기위한 동심호 영역을 넣는 프로그램을 현재 수행하고 있다.

제 4 장 광도파로의 광손실 특성

제 1 절 서 론

반도체 칩(chip)상에서 광신호를 전파시키는데 사용되는 반도체 도파로로 구성된 III-V 반도체 광소자들은 LiNbO_3 광소자들보다 insertion loss가 크기때문에 단일 반도체 칩상에 다른 종류의 광소자들을 많이 집적하기 위해서 밀집된(compact) 도파로와 저손실 도파로 기술이 최근에 많이 수행되고 있다.

III-V 반도체 광소자들 중에는 평면 도파로 구조에서 전파하는 빛의 진행방향을 바꾸는 것이 필요하므로 곡율이 일정한 원형의 굽은(circular bend) 도파로 구조가 많이 사용된다. 단일모드 S-형태의 도파로에서 복사손실은(bending loss) 이론과 실험을 통해 연구되어 왔다. 한편 LiNbO_3 에 비해 큰 전파손실을 줄이기 위해 III-V 반도체를 이용한 단일모드의 도파로에서 전파손실은 이론과 실험을 통해서 많이 연구되어 왔다. 작은 전파손실은 MOCVD와 MBE의 출현으로 고질의 epilayer가 만들어지므로 1dB/cm까지 줄여졌다. 1987년 이후에 주로 GaAs/AlGaAs epilayers를 사용한 ridge형태 대해 1dB/cm이하와 초격자(superlattice)나 다중 양자우물(multi-quantum well)구조에서 1.8dB/cm 이하의 전파손실이 보고 되었다.

지금까지 보고된 도파로들은 주로 AlGaAs층에서 Al의 몰비가 0.1이상이므로 도파로층의 두께가 $1.0\mu\text{m}$ 이하로 상당히 작다. 그러나 도파로와 클래딩층사이의 굴절율차를 줄임으로서 도파로층의 두께를 크게하기 위해 세층이 모두 AlGaAs층인 도파로의 복사손실과 전파손실은 아직 연구되지 않았다. 그러므로 제4장에서는 제2장에서 설명한 유효 굴절율 방법으로 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 대칭구조에서 설계한 단일모드 도파로의 복사손실과 전파손실을 이론과 실험적으로 연구하였다. 먼저 strip-loaded 형태의 광도파로의 광손실 특성으로서 sine 함수로 된 S-형태의 굽은 도파로에서 복사손실을 계산

하고 제작된 도파로의 복사손실을 실험적으로 측정하였다. 또한 단일 모드인 직선 도파로를 제작하고 cleave-back 방법으로 전파손실을 실험적으로 측정하고 그 결과를 광산란 이론을 이용하여 설명하였다.

제 2 절 광손실의 계산방법

가. 복사손실 계산 방법

단일 반도체 칩 위에 다른 종류의 광소자들을 많이 집적하기 위해서는 밀집된(compact) 도파로와 저손실 도파로 기술이 광신호를 처리하는데 필요하다. III-V 반도체로 만든 광소자들 중에는 평면 도파로 구조들에서 전파하는 빛의 진행방향을 바꾸는 것이 필요하며 이를 위해서 곡율이 일정한 원형의 굽은(circular bend) 도파로 구조가 많이 사용된다⁴⁻¹⁾. 밀집된(compact) 도파로를 만들기 위해서는 곡율반경이 작아야 하지만 굽은 도파로의 복사손실을 줄이기 위해서는 곡율반경을 크게해야 한다. 그러므로 밀집된(compact) 도파로를 만들려면 굽은 도파로의 복사손실과 곡율반경 사이에는 적당한 타협이 이루어져야 한다.

많은 광소자들에서 필요한 굽은(bend) 도파로들은 곡율반경이 작을수록 광소자의 크기가 작아지는데 유리할지라도 도파로의 굽은 부분에서 복사손실이 증가한다. 그러므로 복사손실을 이론과 실험적으로 고려하여 곡율반경을 결정해야 한다. 일정한 곡율반경으로 표현되는 S-형태의 도파로에서 복사손실은 Macatili와 Miller 방법에 의해 계산되었다.⁴⁻²⁾ 그들은 단일모드 도파로에 대해 굽은 도파로의 곡율반경이 크고 모드변환이 무시될 수 있다는 가정을 했다. 광이 굽은 도파로를 진행할 때 복사에 의한 손실계수(α)는 곡율반경이 감소함에 따라 근사적인 관계식에 의해 증가한다.

Macatili와 Miller가 복사손실을 계산할 때 이용된 원형의 굽은 도파로의 구조는 그림 4-1에서 보여진다. 여기서 R은 원형의 굽은 도파로에서 곡율 반경이고 F(x)는 도파모드의 전기장 분포이다.

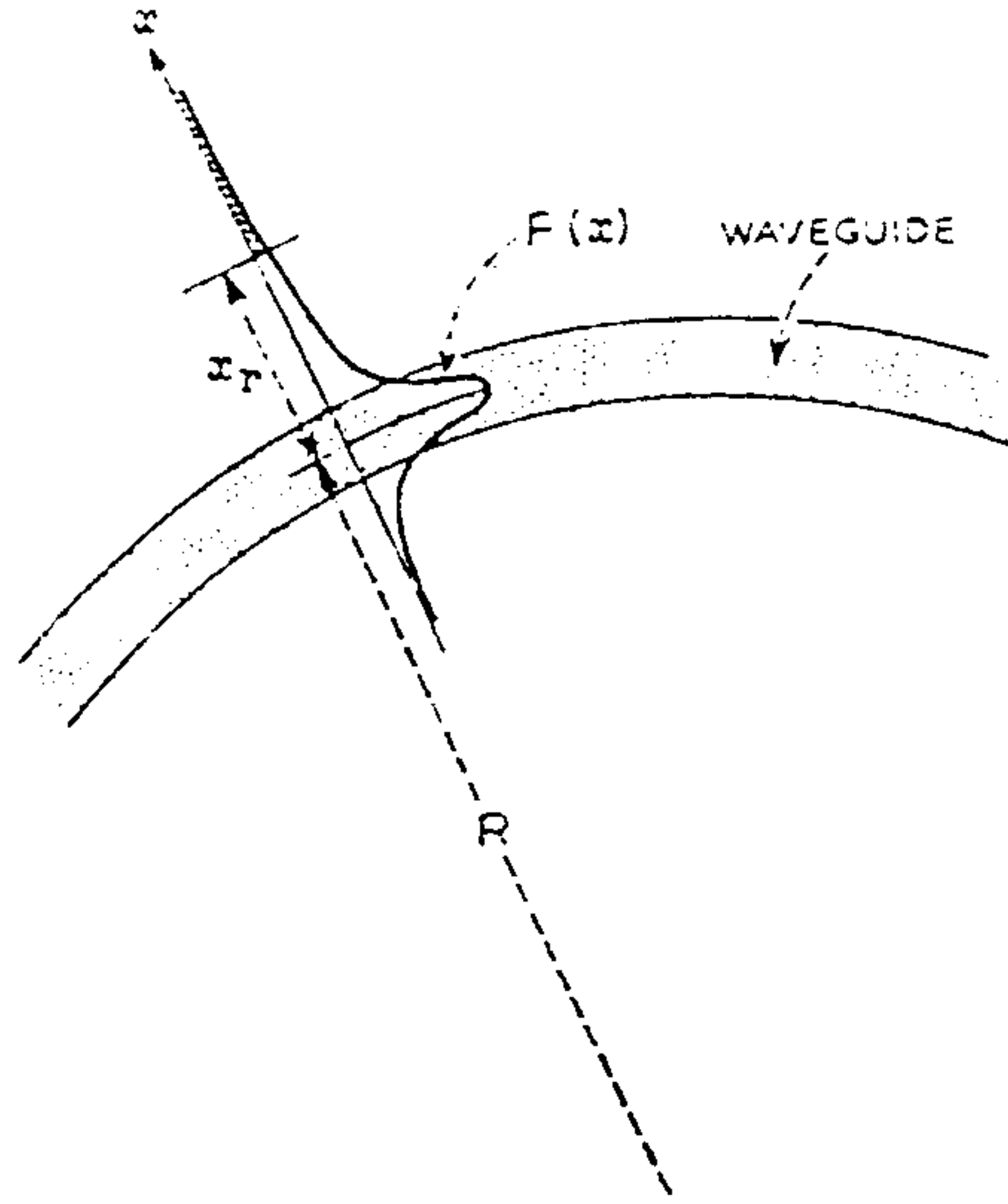


그림 4-1. 원형의 굽은 도파로 구조.

Macatili와 Miller방법에 의하면 굽은 도파로에서 정상모드의 복사손실계수는 다음과 같은 형태로 표현된다.

$$a = C_1 \exp(-C_2 R) \dots \dots \dots (4-1)$$

C_1 에 대한 표현식은 다음과 같다.

$$C_1 = \frac{1}{2Z_c} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \dots \dots \dots (4-2)$$

여기서

$$Z_c = \frac{1}{2\lambda} \left\{ W + 2\zeta \cos\left(\frac{k_x W}{2}\right) \right\} \dots\dots\dots(4-3)$$

$$\varepsilon_t = \frac{W}{2} + \frac{1}{2k_x} \sin(k_x W) + \zeta \cos^2\left(\frac{k_x W}{2}\right)$$

$$\varepsilon_l = \frac{\zeta}{2} \cos^2\left(\frac{k_x W}{2}\right) \exp\left\{\frac{-2}{\zeta}\left(X_r - \frac{W}{2}\right)\right\}$$

이고

$$X_r = \left(\frac{k_z}{k_s} - 1\right)R \dots\dots\dots(4-4)$$

$$k_z = \left\{ (kn_g)^2 - k_x^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$k_s = kn_s$$

이다. 그리고 C_2 에 대한 표현식은 아래와 같다.

$$C_2 = \frac{2}{\zeta} \left(\frac{k_z}{k_s} - 1\right) R \dots\dots\dots(4-5)$$

여기서 W 는 슬랩도파로의 폭이고 k_x 는 도파로 폭내의 전파상수이며 ζ^{-1} 는 도파로 밖에서 감쇄상수이다. ζ 와 k_x 는 다음과 같다.

$$\zeta^{-1} = \left\{ \beta^2 - (kn_s)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(4-6)$$

$$k_x = \left\{ (kn_g)^2 - \beta^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

한편 전파방향의 길이L과 측면방향의 길이h만큼 떨어진 두 개의 평행 도파로를 연결하기 위해 sine함수로 된 S-형태의 굽은 도파로는 Minford의 표현식⁴⁻³⁾을 이용하였으며 그림 4-2에 나타내었다.

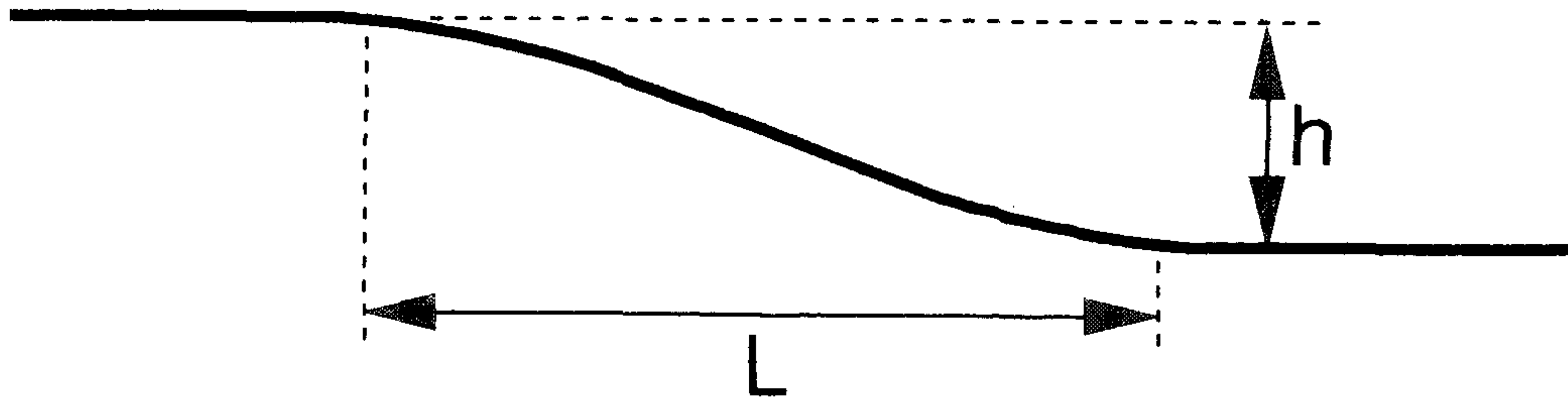


그림 4-2. Sine함수로 된 S-형태의 굽은 도파로 구조.

이 때 S-형태인 굽은 도파로의 표현식은 아래와 같다.

$$y = \left[\frac{hx}{L} \right] - \left[\frac{h}{2\pi} \right] \sin \left[\frac{2\pi x}{L} \right] \dots \dots \dots (4-7)$$

여기서 L과 h는 각각 S-형태의 굽은 도파로에서 전파방향(x)의 bend 길이와 측면방향(y)의 bend 높이를 나타낸다.

Minford는 S-형태의 도파로를 sine형태로 표현할 때 Macatili와 Miller에 의한 손실계수를 곡률반경의 함수가 아니라 L과 h의 함수로 된 근사적인 관계식을 얻었다⁵⁾. 식(4-7)에서 표현된 S-형태의 도파로에 대한 손실계수는 다음과 같이 근사적으로 표현된다.

$$a(dB) \approx \left[\frac{10}{\ln 10} \right] (2\sqrt{2}) \left[\frac{\pi h C_1}{LC_2} \right] e^{-r} \left[1 - e^{-\frac{r}{2}} \right] \dots \dots \dots (4-8)$$

여기서 $r = C_2 L^2 / (2\pi h)$ 이다. 또 C_1 과 C_2 는 도파로의 크기와 도파광 모드의 모양 그리고 도파로와 클래딩사이의 굴절율차에 의해서 결정되는 상수이다. 이 때 S-형태의 도파로에서 손실계수(α)는 전파손실을 무시하고 계산했다. 그러므로 본 연구에서는 Macatili와 Miller 방법을 이용하여 얻은 Minford의 이론적 결과를 사용하여 S-형태의 도파로에서 복사손실을 계산하였다. 계산결과는 그림 4-3에서 실선으로 나타내었다. 이 그림은 bend의 길이가 $L=1200\mu\text{m}$ 로 고정되었을 때 bend의 높이를 $H=100\mu\text{m}$ 로부터 $H=200\mu\text{m}$ 까지 $20\mu\text{m}$ 간격으로 복사손실을 계산하였다. 이 때 사용된 도파로의 폭은 $w=2.0\mu\text{m}$ 와 $w=3.0\mu\text{m}$ 로서 도파로의 폭방향으로 단일모드 조건이 만족된다.

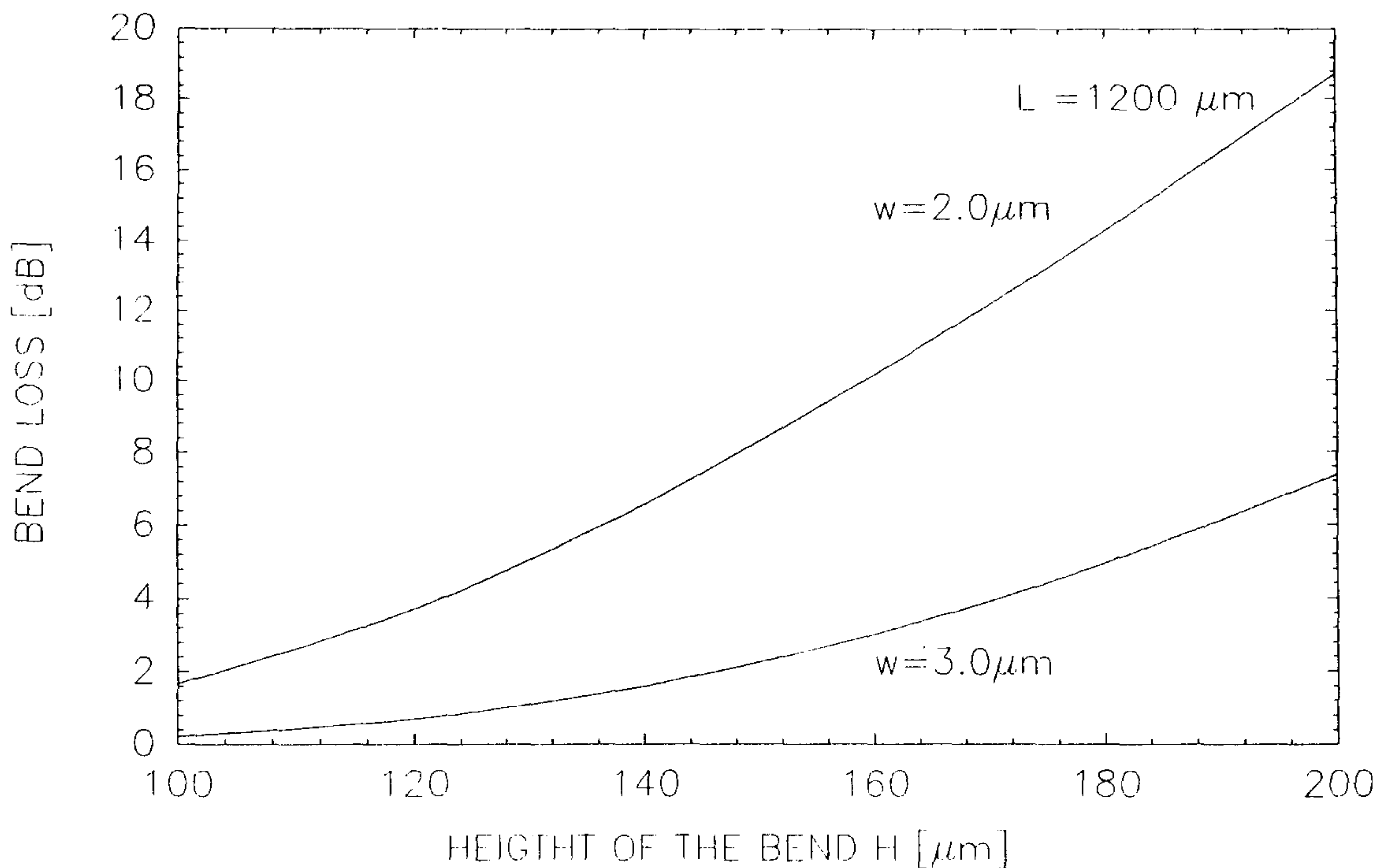


그림 4-3. Bend길이(L)가 고정되었을 때 bend높이(h)에 따른 bending loss의 계산결과.

나. 전파손실 계산

LiNbO_3 에 비해 큰 전파손실을 줄이기 위해 III-V 반도체를 이용한 단일모드의 도파로에서 전파손실(propagation loss)은 많이 연구되어 왔다. 작은 전파손실을 갖는 직선 도파로를 만들기 위해서는 양질의 epitaxial 물질이 epilayer의 산란손실과 흡수손실을 최소화하는데 요구된다. 그러므로 MOCVD와 MBE와 같은 박막 성장방법의 출현으로 전파손실을 크게 줄일 수 있었다. 1987년 이후에 실험에서는 주로 GaAs/AlGaAs epilayers를 사용한 ridge형태의 단일모드 도파로에 대해 1dB/cm이하인 전파손실이 보고되었고 클래딩에 초격자(superlattice)나 다중 양자우물(multi-quantum well)을 사용해서도 1.8dB/cm 이하의 전파손실이 보고되었다. 보고된 도파로들은 주로 AlGaAs층에서 Al의 몰비를 0.1이상으로 크게 만들었으므로 도파로층의 두께가 $1.0\mu\text{m}$ 이하로 상당히 작다. 그러나 도파로층과 클래딩층사이의 굴절율차를 줄임으로서 도파로층의 두께를 가능한 한 크게하기 위해 도파로층과 클래딩층을 모두 AlGaAs층으로 성장시키고 그 epilayer구조를 이용하여 만든 직선 도파로의 전파손실에 대한 연구는 없다.

Tien은 거친 rib측면으로부터 산란에 대한 간단한 모델을 제안했다.⁴⁻⁴⁾ 그것은 실험적인 2차원 rib의 굴절을 분포를 1차원 평면 도파로의 유효 굴절율로 기술하기 위해 평면 도파로의 산란이론과 유효 굴절율 방법을 이용한다. 작은 t 와 큰 k 에 대한 광손실은 근본적으로 rib거칠기에 의한 산란때문이다. 산란손실은 epilayer경계면과 에칭된 rib표면으로부터 생긴다. 이론적인 취급은 평면 도파로에서 광산란을 이용하는 것이다. 그것은 측면의(lateral) 광구속이 약한 채널 도파로에서 epilayer 산란손실을 계산하는데 적합하다. 3층의 대칭 슬랩 도파로에서 산란에 대한 Tien의 결과는 다음과 같다.

$$\alpha = 4.343 \frac{4\sigma^2 \kappa^3}{\beta \left(t + \frac{2}{\gamma} \right)} \text{ (dB/cm)} \dots \dots \dots (4-9)$$

$$= 4.343 \frac{\sigma^2 k_0^2 \kappa}{\beta} \cdot \frac{E_s^2 \Delta n^2}{\int E^2 dx} \text{ (dB/cm)}$$

여기서 σ 는 경계면의 거칠기, $\kappa = [(kn_1)^2 - \beta^2]^{1/2}$ 는 도파로에서 세로방향의 전파상수, $\gamma = [\beta^2 - (kn_2)^2]^{1/2}$ 는 클래딩에서 세로방향의 전파상수, β 는 모드의 전파상수, 그리고 t 는 도파로의 두께이다. 식 (4-9)는 광산란이 도파로와 클래딩의 경계면에서 규격화된 광세기에,

$E_s^2 / \int E^2 dx$ 에 비례하는 것을 보여준다. 일반적으로 epilayer 산란은

$\Delta n = n_1 - n_2$ 를 증가시키고, 도파로층의 두께(t)를 감소시키고, 모드수와 σ 를 증가시키면 증가된다. 식(4-9)의 수치계산은 고정된 Δn 을 갖는 층분이 두꺼운 구조에 대해 α 의 크기는 근사적으로 t^{-3} 이고 단일모드 도파로에 대해 근사적으로 $(\Delta n)^2$ 이 된다.⁴⁻⁵⁾

제 3 절 실험

가. 도파로 제작

광손실 측정실험에서 사용될 단일모드 광도파로들은 $Al_yGa_{1-y}As / Al_xGa_{1-x}As / Al_yGa_{1-y}As$ 3층의 대칭구조를 이용하여 strip-loaded 형태로 제작되었다. epilayer 구조는 반절연-GaAs(001) 기판위에 MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition)기술에 의해 잔유 n-type 운반자 농도가 $10^{15}/cm^3$ 보다 작은 undoped층들로 성장된다. 복사손실을 측정하기위해 기판위에 $1.0\mu m$ 두께의 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 클래딩층, $1.0\mu m$ 두께의 $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ 도파로층, 그리고 $2.0\mu m$ 두께의 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 클래딩층을 연속적으로 성장시켜서 3층의 대칭구조를 만들었다. 한편

전파손실을 측정하기 위한 시료에서 $1.3\mu\text{m}$ 두께의 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 도파로 층은 $1.3\mu\text{m}$ 두께의 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 아래쪽 클래딩층과 $2.3\mu\text{m}$ 두께의 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 위쪽 클래딩층 사이에 놓인다.

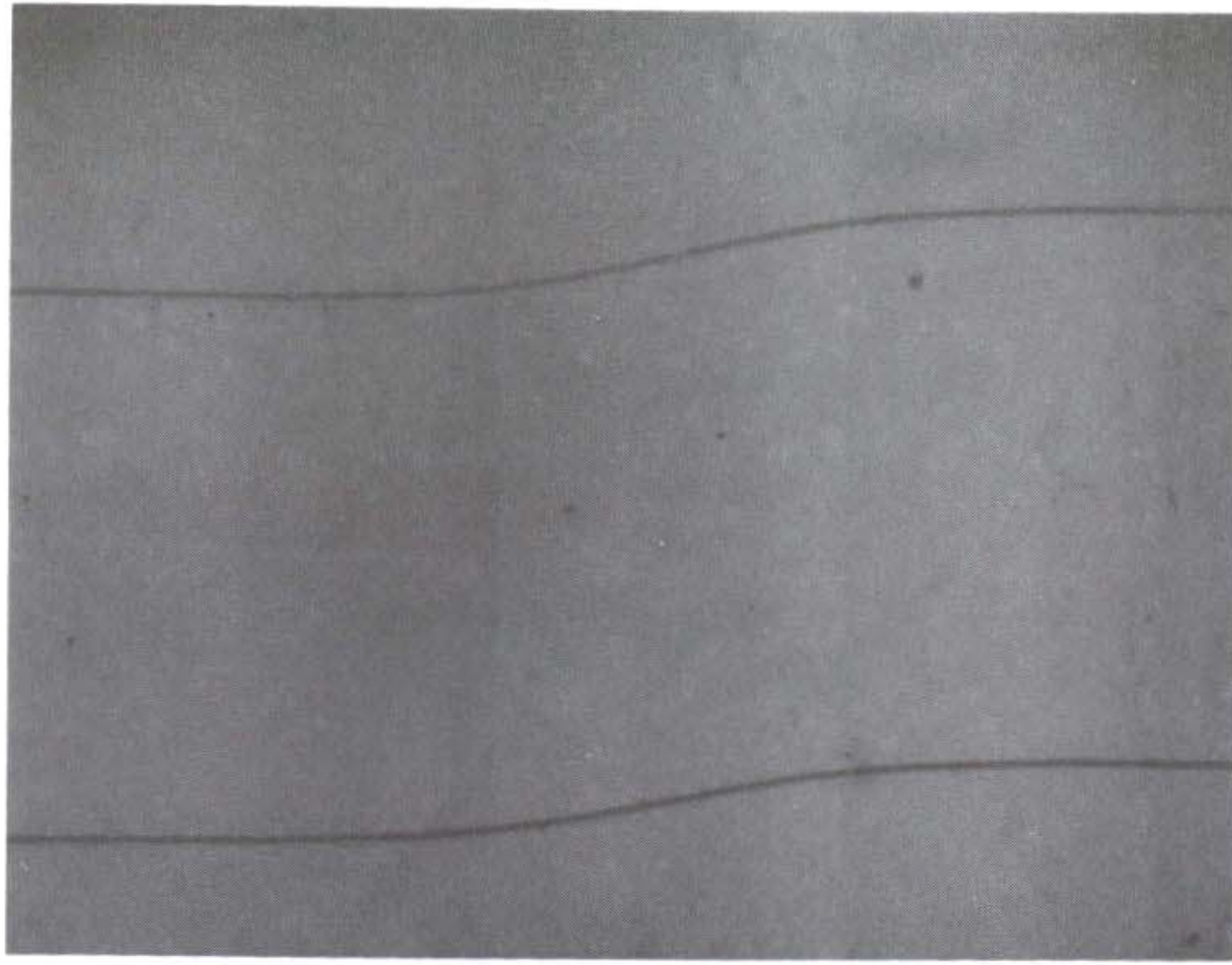
S-형태인 도파로와 직선 도파로의 마스크들은 각각 레이저 리소그래피 장치를 이용하여 양각의 Cr-마스크로 만든다. 그러나 도파로를 제작하기 위해서는 음각의 마스크가 필요하므로 다음의 방법으로 음각의 Cr-마스크를 만든다. 먼저 마스크용 유리는 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2(1:1)$ 과 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}(1:1:5)$ 를 끓이면서 약 20분간 세척되고 탈이온 증류수로 헹구어진 후 약 120°C 에서 15분간 singe baking된다. 그리고 세척된 유리위에 photoresist(AZ1350)를 4000rpm으로 50초 동안 spin-coating을 한 다음 85°C 에서 10분간 soft baking을 한다. 또 PR 패턴의 선명도(contrast)를 향상시키기 위해 mono-chlorobenzene액에 약 10분간 담그고 다시 5분간 soft-baking을 하여 PR의 강도(hardness)를 좋게한다. 이제 PR위에 양각 마스크를 통해 Karluss-300 Aligner를 사용하여 자외선을 쬐어 현상해 내면 도파로의 음화 모양(negative pattern)이 생긴다. 이 위에 진공 증착기로 titanium을 600Å 두께로 증착시킨다. 이 때 필름두께는 Film Thickness Monitor(Temesca FTM-3000)을 이용하여 10Å 이내로 조절될 수 있다. Ti가 증착된 기판을 아세톤에 담그면 PR이 녹으면서 Ti가 lift-off되어 도파로 모양의 Ti패턴 마스크가 된다. 이 마스크의 패턴을 위의 과정을 거쳐 Blank Cr-마스크에 뜨면 도파로 영역만 PR이 남아 있으므로 Cr-7으로 Cr을 에칭하면 처음 마스크의 패턴이 뒤바뀐 음각의 Cr-마스크가 만들어진다. 레이저 리소그래피 장치는 도파로 방향의 길이를 $0.1\mu\text{m}$ 간격씩 연속적으로 이동하면서 도파로를 그리기 때문에 도파로의 거칠기를 무시할 수 있다.

복사손실을 측정하기 위한 마스크의 경우 동등한 도파로 구조를 얻기 위하여 한 마스크상에 직선 도파로와 6개의 S-형태의 도파로들을 동시에 만들었다. 이 때 도파로 사이의 광결합을 제거하기 위하여 직선 도파로 영역에서 도파로 사이의 간격은 $800\mu\text{m}$ 로 충분한 거리

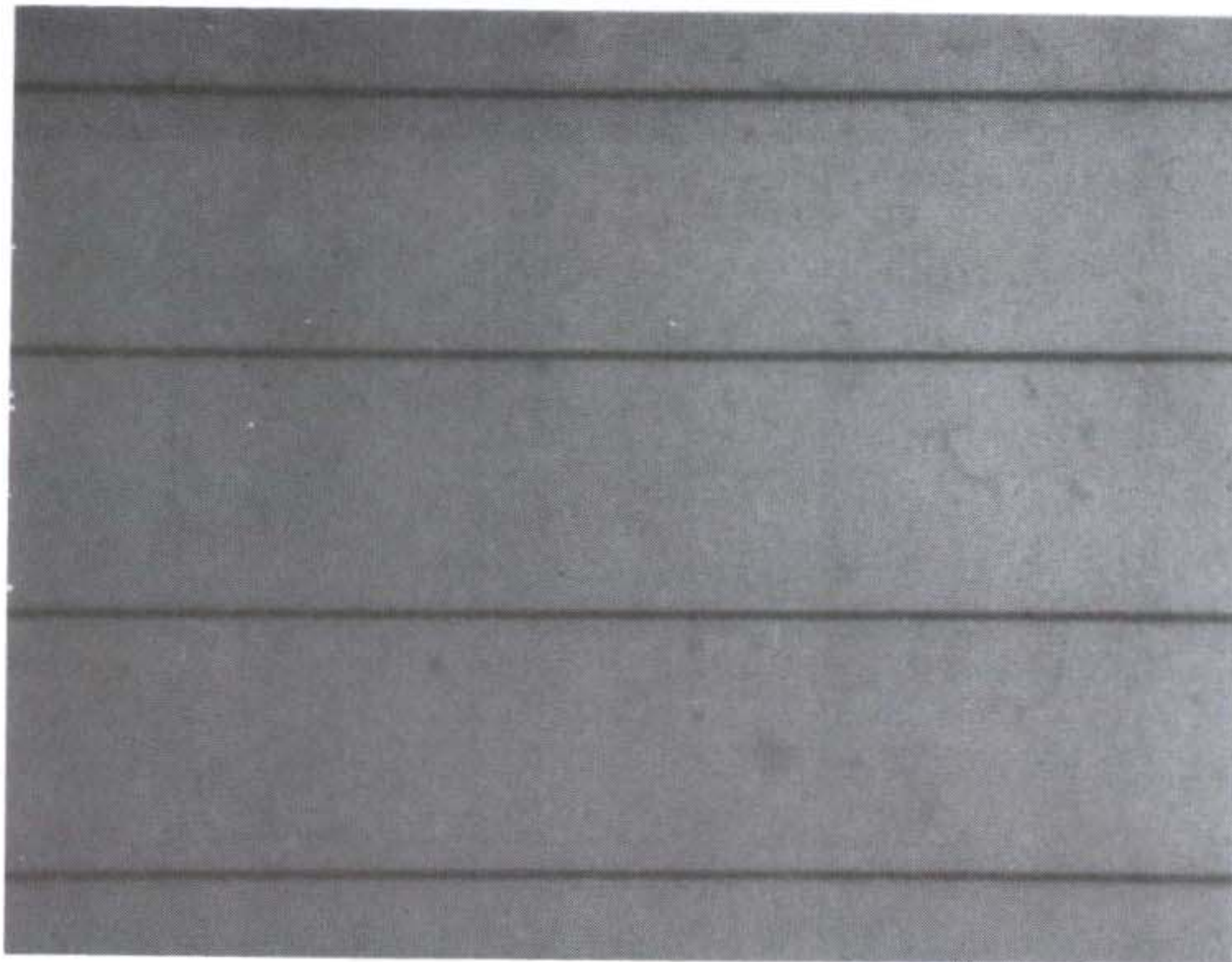
를 유지했다. 한편 전파손실을 측정하기 위한 마스크의 경우 네개의 동일한 폭을 갖는 직선 도파로들이 도파로 사이의 광결합을 제거하기 위하여 $100\mu\text{m}$ 의 도파로 간격을 갖도록 만들어 졌다. 레이저 리소그라피 장치로 만든 직선 도파로의 패턴은 그림 4-4에서 보여진다. 이 사진은 Polaroid현미경을 이용하여 찍었다.

복사손실과 전파손실을 측정하기 위한 단일모드 광도파로들은 각각 photoresist(AZ1350)를 에칭 마스크로 사용하여 화학습식 에칭 방법으로 만들어졌다. 앞에서 언급한 photolithography를 이용하여 만든 에칭 마스크(PR)로 정의된 도파로 모양은 30분동안 혼합한 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}(1:1:3)$ 용액속에서 굵은 도파로의 경우 30초와 직선 도파로의 경우 25초동안 넣음으로써 위쪽의 클래딩층이 에칭되어 strip-loaded 형태로 만들어진다. 도파로의 방향은 $[011]$ 이고 에칭율은 약 $4\mu\text{m}/\text{분}$ 이다. 도파로의 방향은 MOCVD로 epilayer를 $[001]$ 방향으로 기른 시료의 뒷면을 현미경으로 관찰함으로써 결정된다. Polaroid 현미경으로 사진을 찍었을 때 확대된 시료의 뒷면은 그림 4-5에서 보여진다.

그림 4-5에서 보이는 쌀알 모양에 수직한 방향이 $[011]$ 이고 수평한 방향이 $[1\bar{1}0]$ 이므로 도파로는 수직한 방향으로 만들어진다. 그 이유는 GaAs격자의 대칭성이 없으므로 생기는 화학 습식 에칭의 비등방성 특징때문에 결정방향에 대한 에칭율이 다르기 때문이다. GaAs면에 수직한 방향이 $[001]$ 일 때 습식에칭에서 나타나는 비등방성 에칭 특성은 그림 4-6에서 보여진다.



(a)



(b)

그림 4-4. S-형태의 굽은 도파로와 직선도파로의 마스크 패턴 사진.

(a) 도파로 폭이 $1.86\mu\text{m}$ 인 S-형태의 굽은 도파로.

(b) 도파로 폭이 $1.6\mu\text{m}$ 인 직선 도파로.

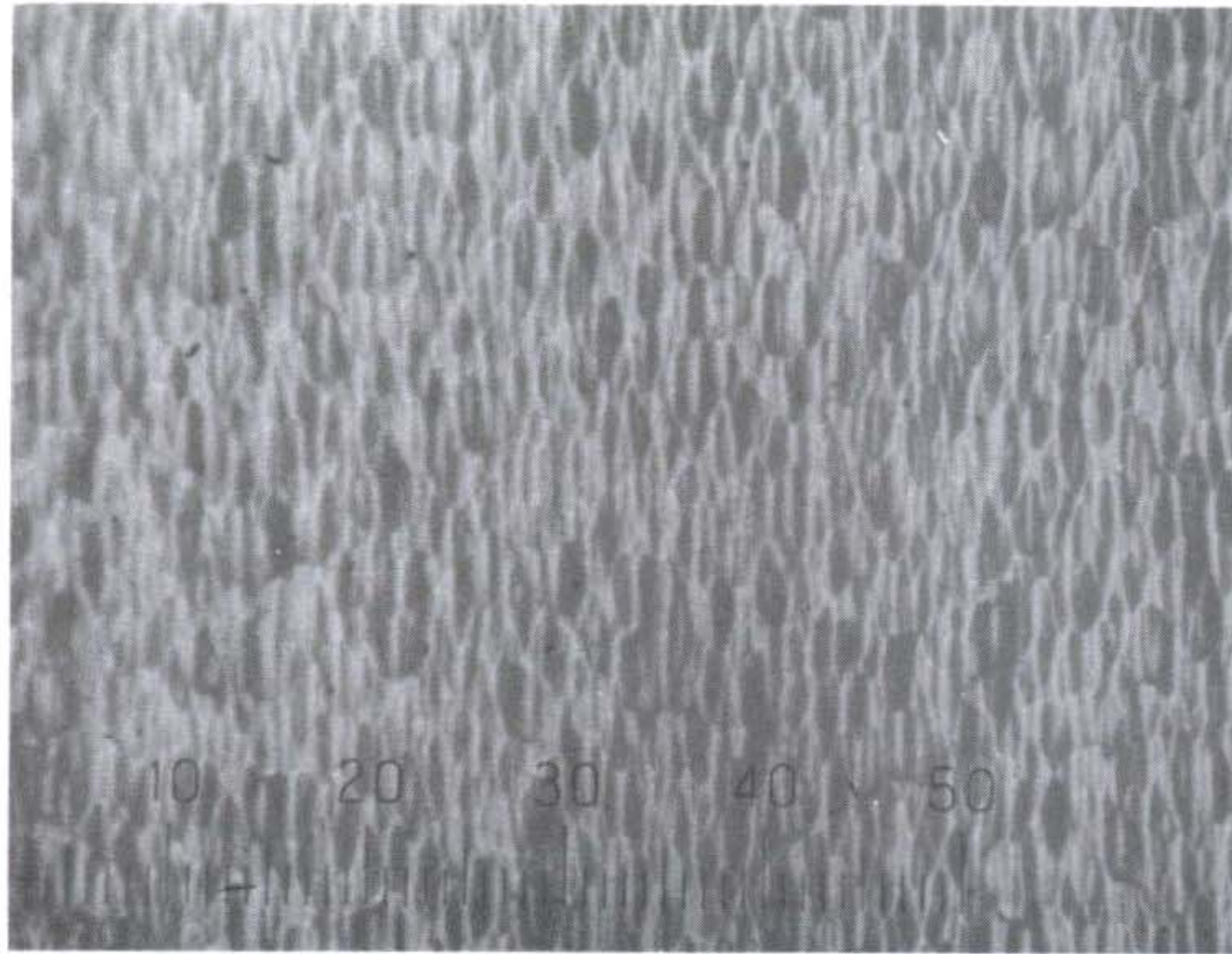


그림 4-5. 비등방성 에칭용액을 사용했을 때 (100)GaAs에서 만들어진 쌀알 모양의 광학현미경 사진.

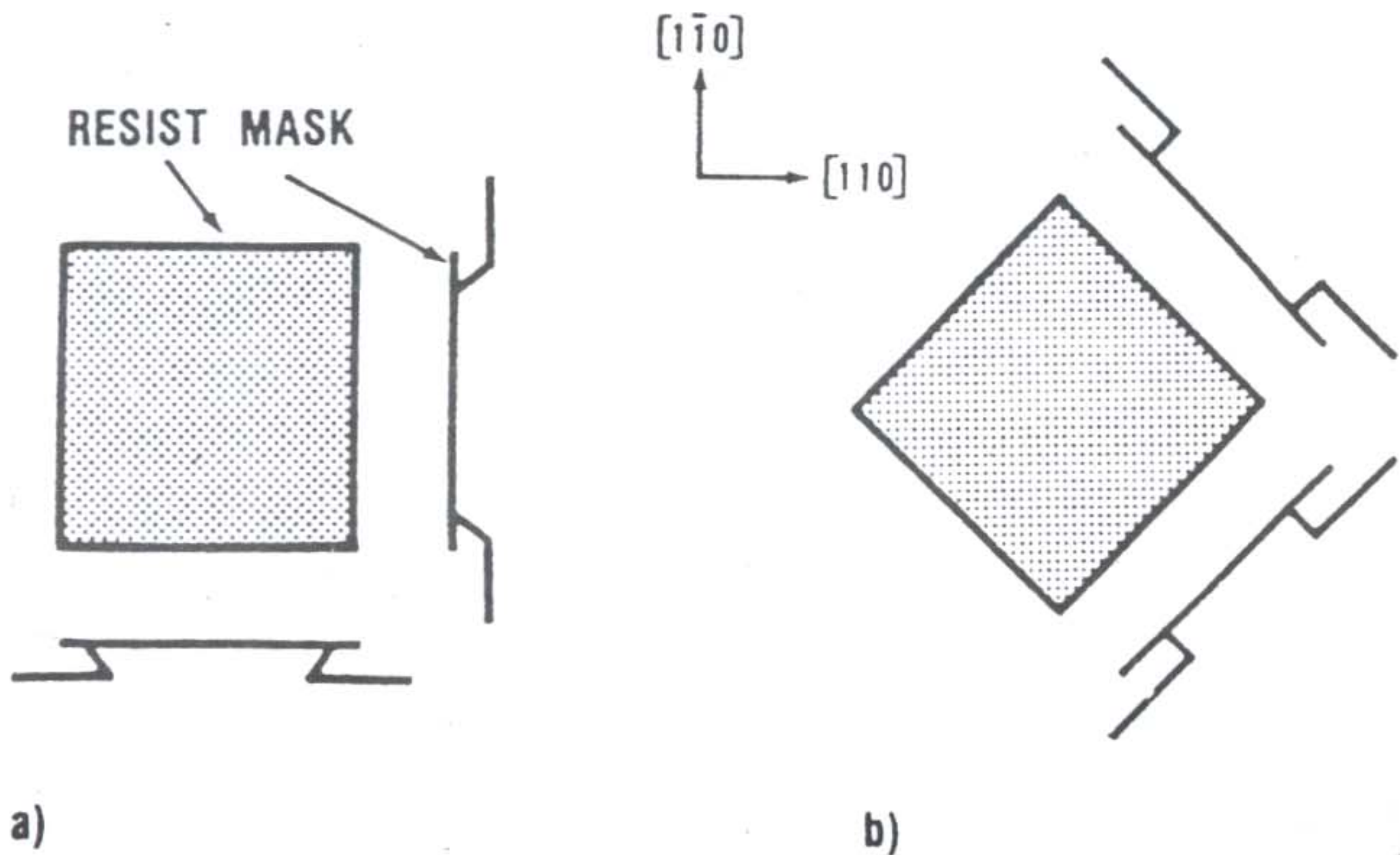
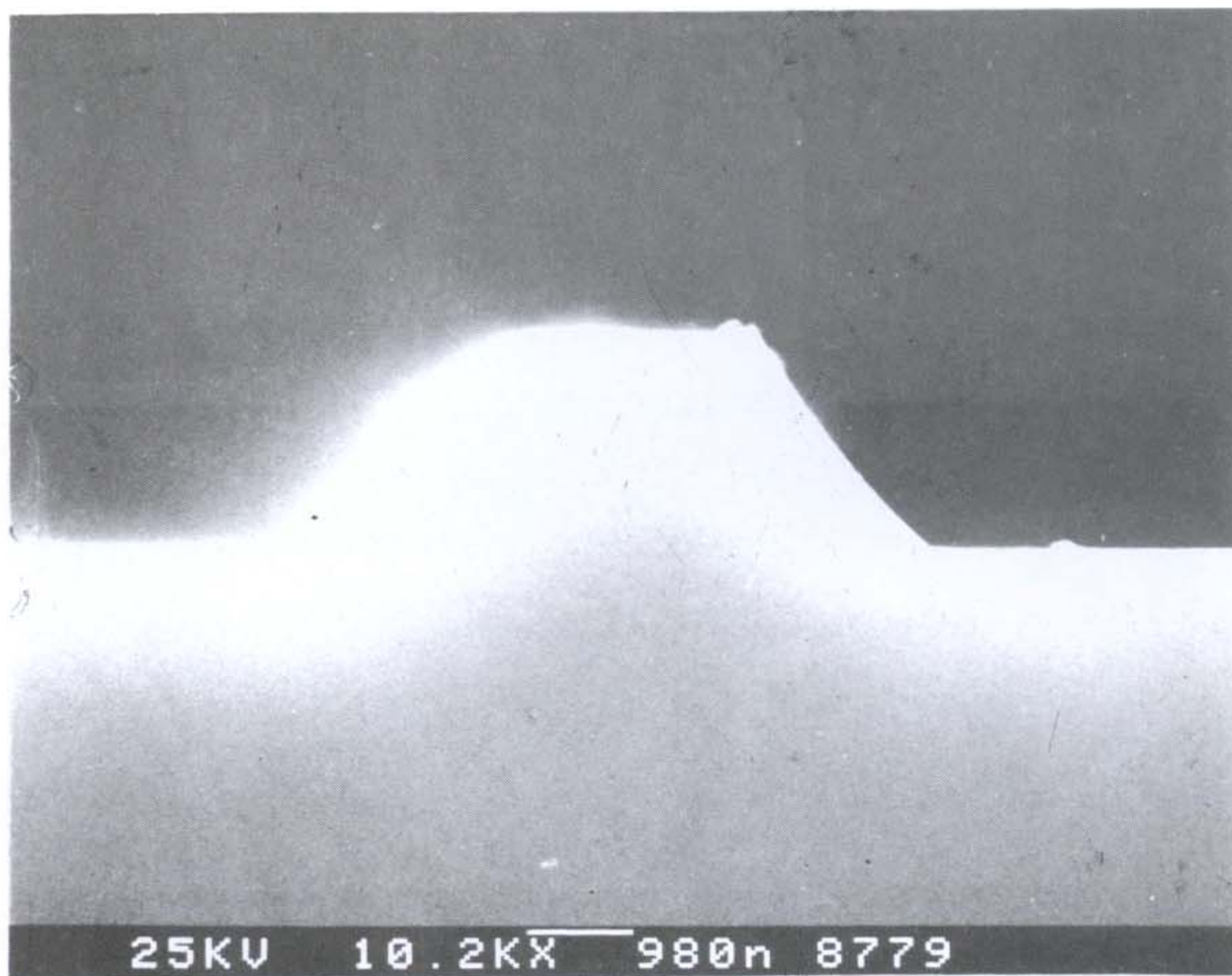


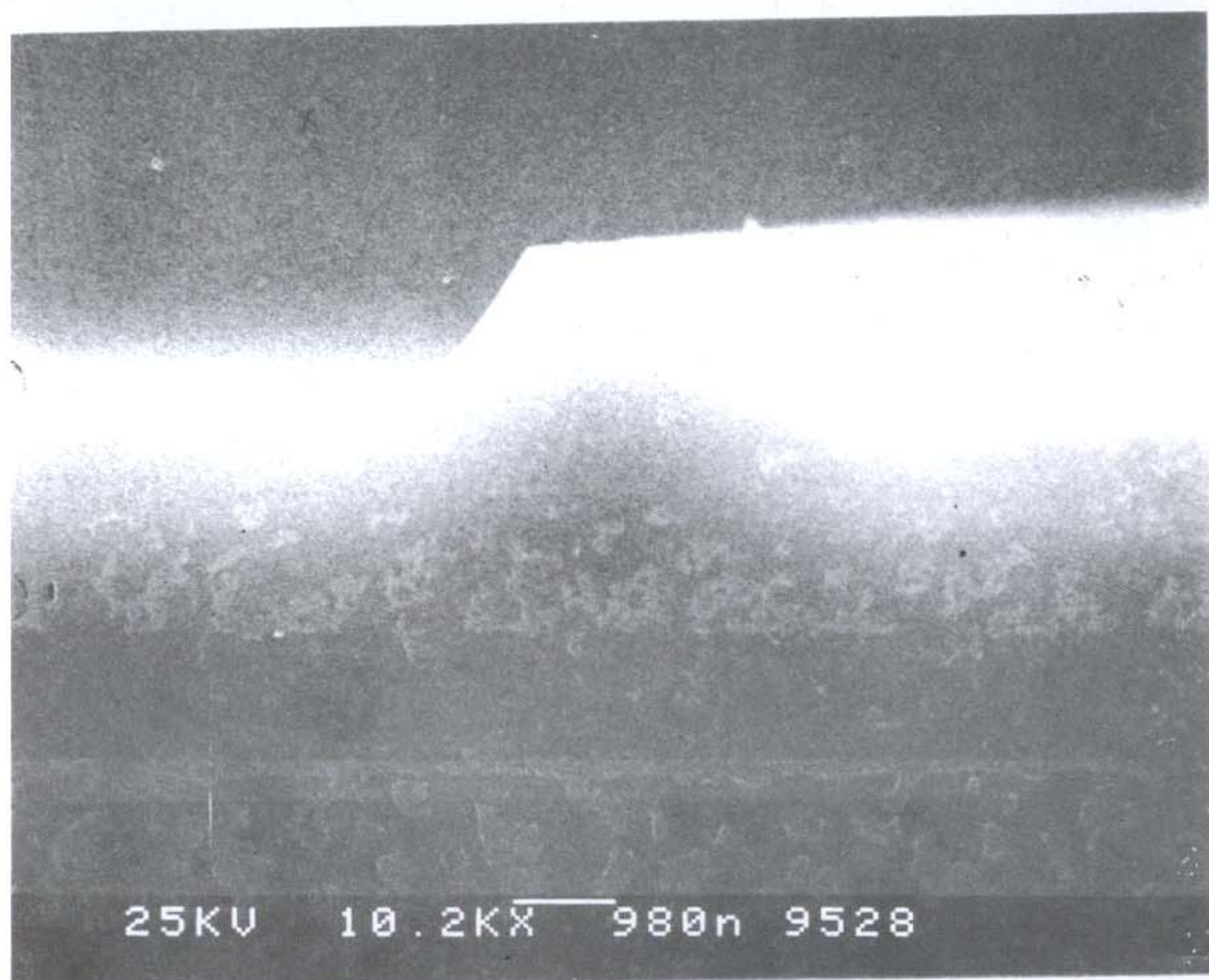
그림 4-6. (001) GaAs에서 습식에칭시 나타나는 비등방성 특성.
 (a) 마스크 가장자리가 $\{011\}$ cleavage면에 평행.
 (b) 마스크 가장자리는 cleave 면에 45°

도파로의 양쪽 끝을 절단할(cleaving) 때 거울과 같은 면을 얻기 위해서는 460 μm 인 시료의 두께를 얇게 갈아낼수록 유리하다. 따라서 5 μm 인 알루미나 분말과 polishing장치를 사용하여 시료의 뒷면을 갈아내기 위해 weight를 바꾸어가며 lapping을 할 수 있도록 시료를 붙이는 장치를 자체제작하여 사용하였다. 복사손실 측정용 도파로의 경우 시료의 두께가 100 μm 이고 전파손실 측정용 도파로의 경우 시료의 두께가 60 μm 될 때까지 얇게 갈아냈다. 그림 4-7은 제작된 strip-loaded 직선 도파로 단면의 SEM 사진을 보여준다.

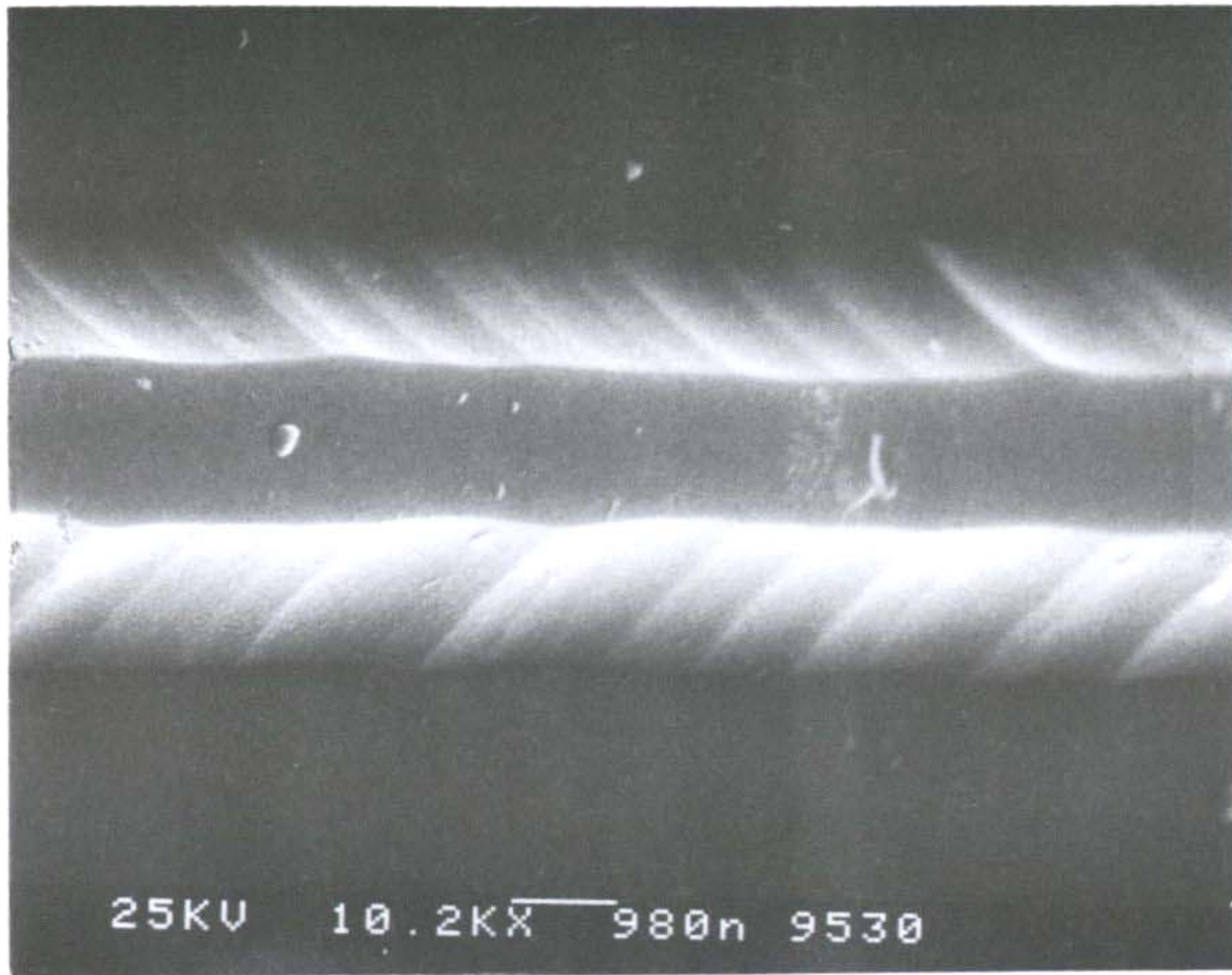
그림 4-7(a)는 복사손실을 측정하기 위한 굵은 도파로의 직선부분의 사진이며 도파로와 클래딩의 경계면을 볼 수 없다. 에칭깊이는 1.96 μm 이고 도파로의 폭은 1.86 μm 이다. 실험에 사용될 도파로의 길이는 3mm이다. 그림 4-7(b)는 전파손실을 측정하기 위한 직선도파로이며 epilayer 층의 두께를 측정하기 위해서 경계면이 분명히 보이도록 chlorox로 stain-etching 한 후에 SEM으로 단면사진을 찍었다. 그러나 도파로와 클래딩의 Al농도차가 $\Delta x=0.05$ 이므로 경계면이 선명하지는 않지만 구별은 할 수 있다. 에칭깊이는 1.6 μm 이고 도파로의 폭은 1.6 μm 이다. 또한 도파로의 두께는 1.3 μm 이고 아래와 위쪽의 클래딩 두께는 각각 1.3 μm 와 2.3 μm 로서 계산된 값에 잘 맞는다. 그림 4-7(c)는 도파로 폭의 변화와 도파로 측면의 거친 정도를 알아보기 위해 찍은 사진이다.



(a)



(b)



(c)

그림 4-7. 화학 습식 에칭된 strip-loaded 직선 도파로의 SEM사진.

(a) 폭이 $1.86\mu\text{m}$ 이고 에칭깊이가 $1.96\mu\text{m}$ 인 도파로.

(b) 폭이 $1.6\mu\text{m}$ 이고 에칭깊이가 $1.6\mu\text{m}$ 인 도파로.

에서 본 에칭된 도파로의 에칭면의 사진.

나. 복사손실 측정

복사손실을 측정하기 위한 실험장치도는 그림 4-8에서 보여진다. Nd-YAG 레이저($\lambda=1.06\mu\text{m}$)로부터 나온 광은 대물렌즈에 의해서 도파로 단면에 end-fire coupling 된다. 입사광의 편광은 대물렌즈(X20) 앞에 있는 편광기에 의해 조절된다. 도파로의 출력광은 대물렌즈(X10)에 의해 확대되어 CCD카메라에 상을 만들므로 TV 모니터로 도파로의 모드구조를 관찰할 수 있다. 도파로가 단일모드인가를 조사하

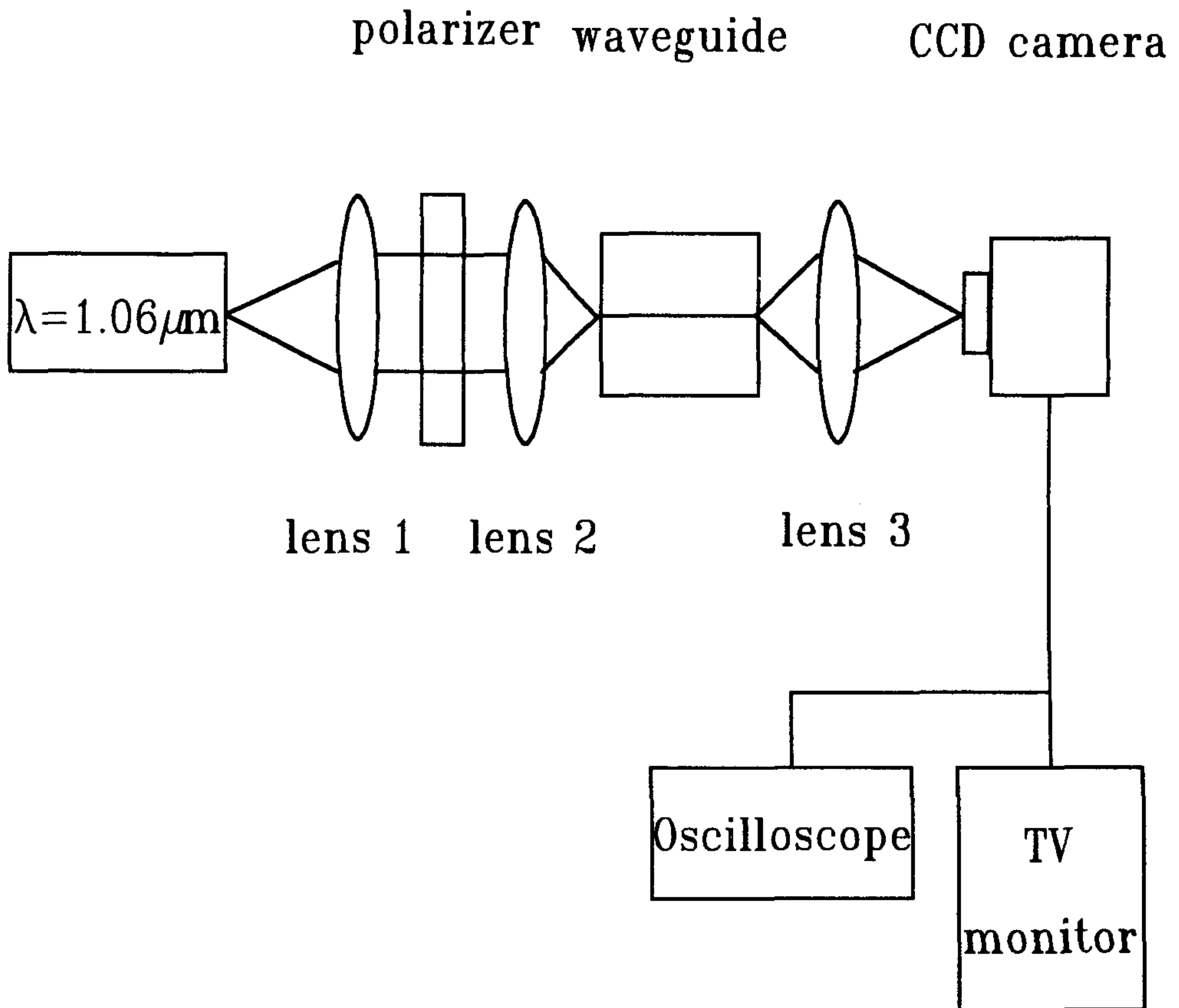


그림 4-8. 도파로 모드의 특성과 광손실을 측정하기 위한 실험 장치도

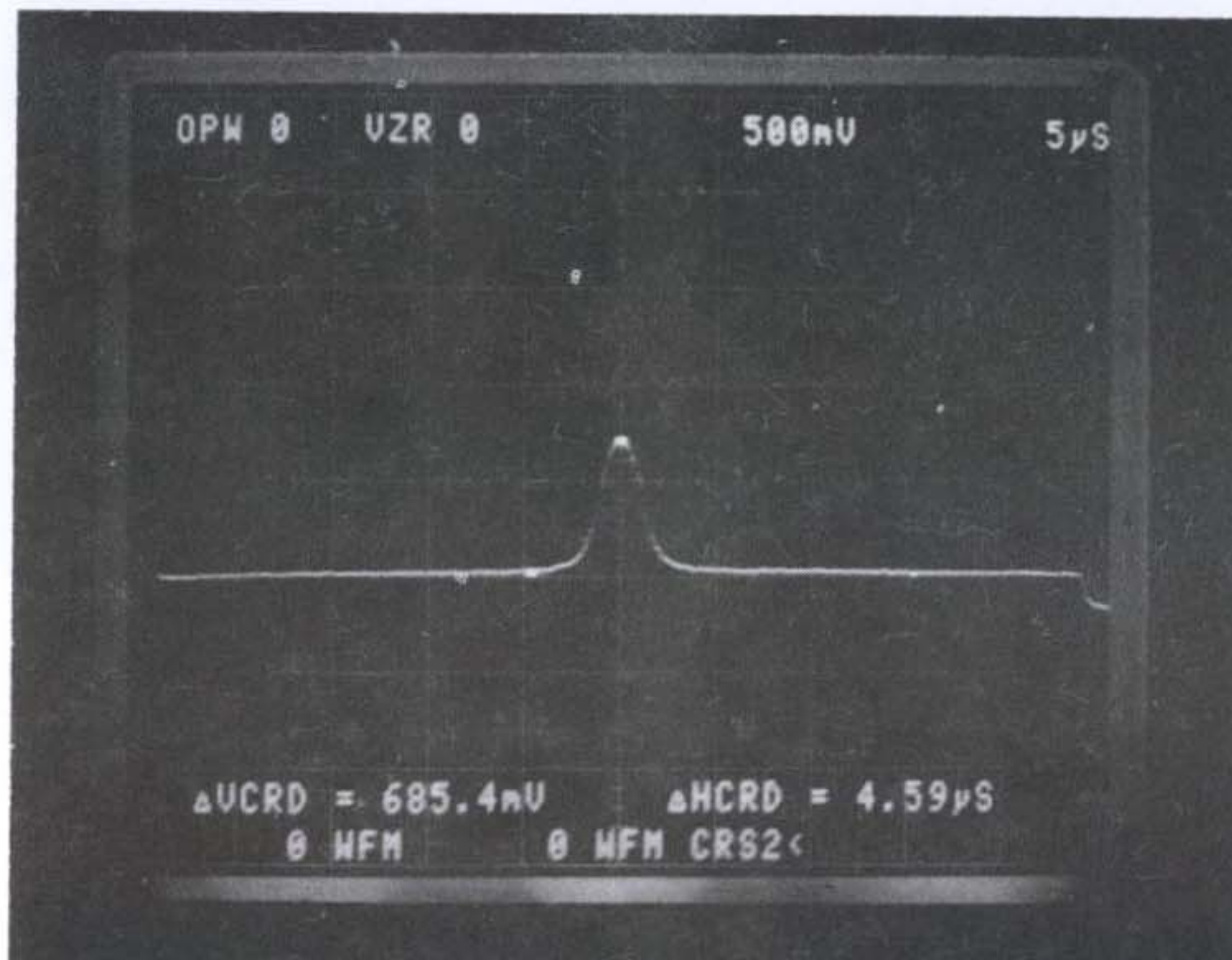
기위하여 near field pattern을 측정했다. 다중 모드의 도파로는 입력광의 위치가 변하면 출력된 near field pattern이 이동하므로 확인할 수 있다. 그러나 제작된 도파로는 모두 단일모드이므로 계산결과와 잘 일치하며 측정된 near field pattern은 그림 4-9에서 보여진다. 복사손실을 측정하기 위하여 CCD카메라에 오실로스코프를 연결하여 각 도파로의 출력광 세기를 측정하였다.

Macatili와 Miller 방법과 Minford의 방법을 이용하여 $L=1200\mu\text{m}$ 로 고정시키고 h 값을 $100\mu\text{m}$ 부터 $200\mu\text{m}$ 까지 $20\mu\text{m}$ 간격으로 변화시키며 계산한 복사손실 계수는 실험결과와 비교하기 위해 그림 4-10에서 보여진다. 그림 4-10에서 h 의 값이 증가함에 따라 측정된 손실계수가 지수함수의 형태로 증가함을 알 수 있다. 계산시 사용한 파라미터들의 값들은 $1.0\mu\text{m}$ 두께의 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 도파로층, $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 클래딩층, $2.0\mu\text{m}$ 의 도파로 폭, $2.0\mu\text{m}$ 의 에칭깊이, 그리고 $1.06\mu\text{m}$ 의 동작파장이므로 단일모드 도파로가 되며 제작된 소자의 조건에 맞는다. 그림 4-10은 S-형태의 도파로에 대한 복사손실을 bend의 길이(L)가 $1200\mu\text{m}$ 로 고정되었을 때 bend의 높이인 h 의 함수로 보여준다. 그러므로 실험과 계산결과는 잘 일치하고 있다. 복사손실은 직선도파로와 S-형태인 도파로에서 출력광 세기의 차이를 직선도파로의 출력광 세기에 대한 비로 나타내어 dB로 표시하였다.

그림 4-10으로부터 h 값이 증가함에 따라서 측정된 복사손실이 지수함수적으로 증가하는것을 알 수 있다. 이 경향은 Minford의 이론적인 근사식과 잘 일치한다. 그러나 실험결과가 계산결과보다 작게 나타나고 있는데 그 이유는 다음과 같이 해석할 수 있다. 복사손실은 도파로 폭이 $2.0\mu\text{m}$ 이고 에칭 깊이가 $2.0\mu\text{m}$ 인 정사각형의 rib(그림 4-10)에 대해서 이론적으로 계산되었다. 그러나 그림 4-7(a)와 비슷하게 제작된 도파로의 rib는 윗쪽의 폭이 $1.86\mu\text{m}$, 아래쪽의 폭이 $5.09\mu\text{m}$, 그리고 에칭깊이가 $1.96\mu\text{m}$ 이므로 유효 도파로 폭이 계산에서 사용된 값보다 크게되어 복사손실이 감소한다. 따라서 측정된 복사손실은 $w = 2.0\mu\text{m}$ 에서 계산된 복사손실보다 작고 $w = 3.0\mu\text{m}$ 에서 계산된



(a)



(b)

그림 4-9. $\lambda=1.06\mu\text{m}$ 에서 직선 strip-loaded 도파로

(a) Near-field 패턴 사진

(b) 출력광의 오실로스코프 사진.

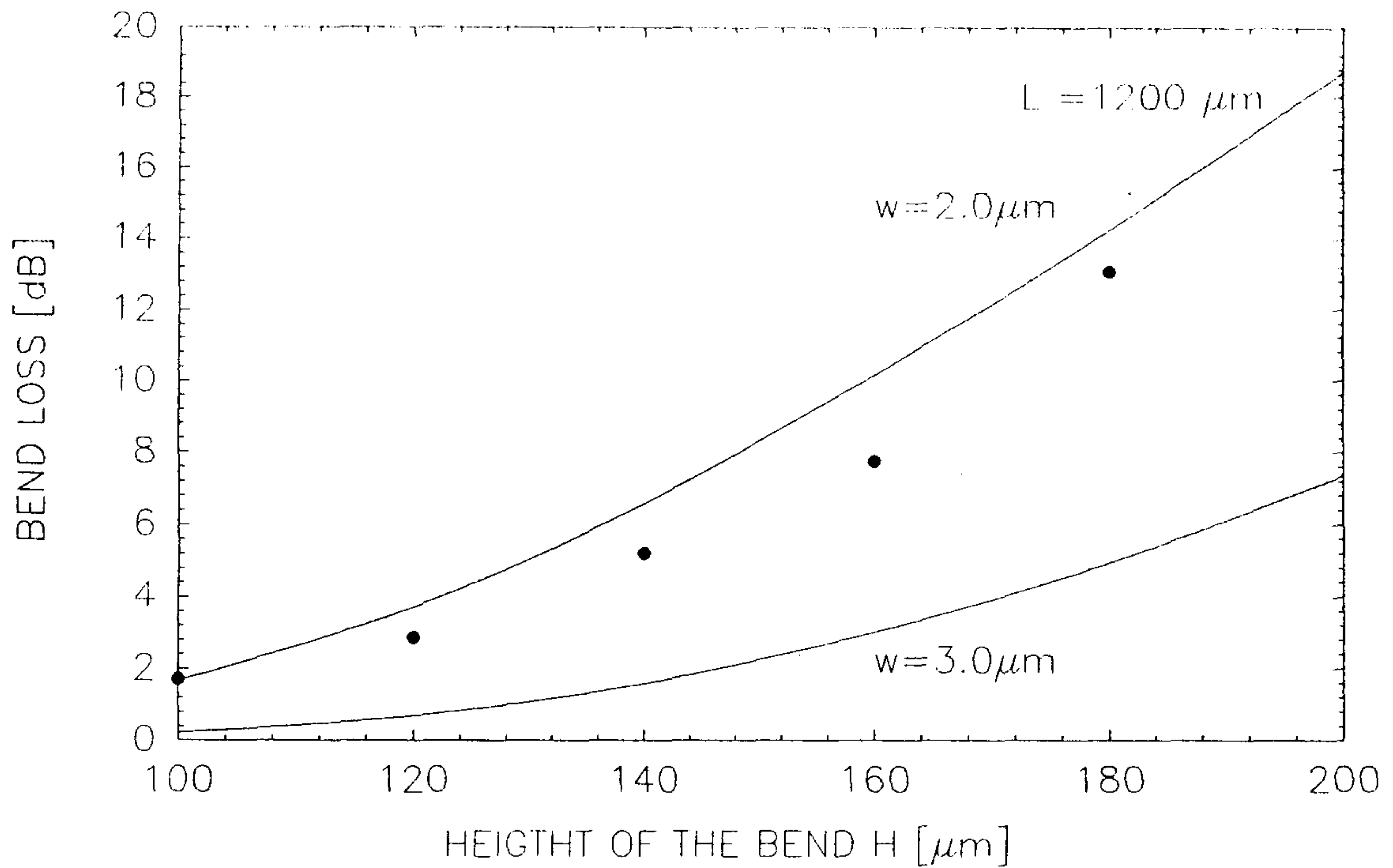


그림 4-10. Bend길이(L)가 고정되었을 때 bend높이(h)에 따른 bending loss의 실험(점)결과. 계산결과와 비교하기 위해 이론치는 실선으로 표시했다.

복사손실보다 크게 나타나는 것을 그림 4-10으로부터 알 수 있다.

다. 전파손실 측정

도파로의 전파손실을 측정하기 위한 실험장치도는 그림 4-8과 비슷하고 입력광의 세기변화를 측정하기 위해 Nd-YAG 레이저($\lambda=1.06 \mu\text{m}$)로부터 나온 광을 광분리기(beamsplitter)로 분리하여 Ge 광검출

기를 이용하여 측정했다. 네개의 도파로가 제작된 6x12mm의 시료는 양쪽면이 절단되고 전파손실을 측정하기위해 사용되었다. 측정된 도파로의 near field pattern은 유효굴절을 방법으로 예측했듯이 단일 모드이다. 또한 전파손실을 결정하기 위하여 cleave-back 방법이 사용되었다.⁴⁻⁶⁾ 시료는 처음의 전파길이가 8.6mm이고 도파로의 길이가 3.5mm가 될 때까지 약 1mm간격으로 연속적으로 절단을 되면서 CCD카메라에 연결된 오실로스코프로 각 도파로의 출력광 세기가 도파로 길이의 함수로 측정되었다.

각 도파로 길이에서 측정된 출력광의 세기는 semilog 종이에 그리면 직선이 된다. 광 손실 계수는 길이에 대한 도파로의 출력광 세기의 기울기 또는 다음의 관계식으로 부터 결정된다.⁴⁻⁷⁾

$$\alpha = \left[\frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{L_2 - L_1} \right] \quad (cm^{-1}) \dots \dots \dots (4-9)$$

여기서 $L_2 > L_1$ 이고 P_1 과 P_2 는 길이가 L_1 과 L_2 인 도파로의 출력광 세기를 나타낸다. 윗식에서 $\ln(P_1/P_2)$ 을 상용로그로 바꾸면 손실계수 $\alpha(cm^{-1})$ 보다 많이 사용되는 광손실을 dB/cm단위로 얻을 수 있다. insertion loss는 다음과같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \text{insetion loss}(dB/cm) &= -10 \log_{10} \left(\frac{P_{output}}{P_{input}} \right) \\ &= \alpha \log(e) L \\ &= (4.343 \alpha) L \dots \dots \dots (4-10) \end{aligned}$$

따라서 insertion loss를 도파로 함수의 길이로 그리면 직선의 기울기 4.343α 로 부터 도파로의 전파손실이 얻어진다. 또한 기울기로 부터 도파로의 손실계수도 얻어진다. P_{input} 는 도파로의 입사광 세기이고 P_{output} 는 각 도파로 길이(L)에서 측정된 출력광의 세기이다. 식 (4-10)

을 이용해서 측정된 data로 부터 얻은 결과는 그림 2-11에서 보여진다. 네개의 도파로에 대해 측정한 평균 전파손실은 5.6dB/cm이다.

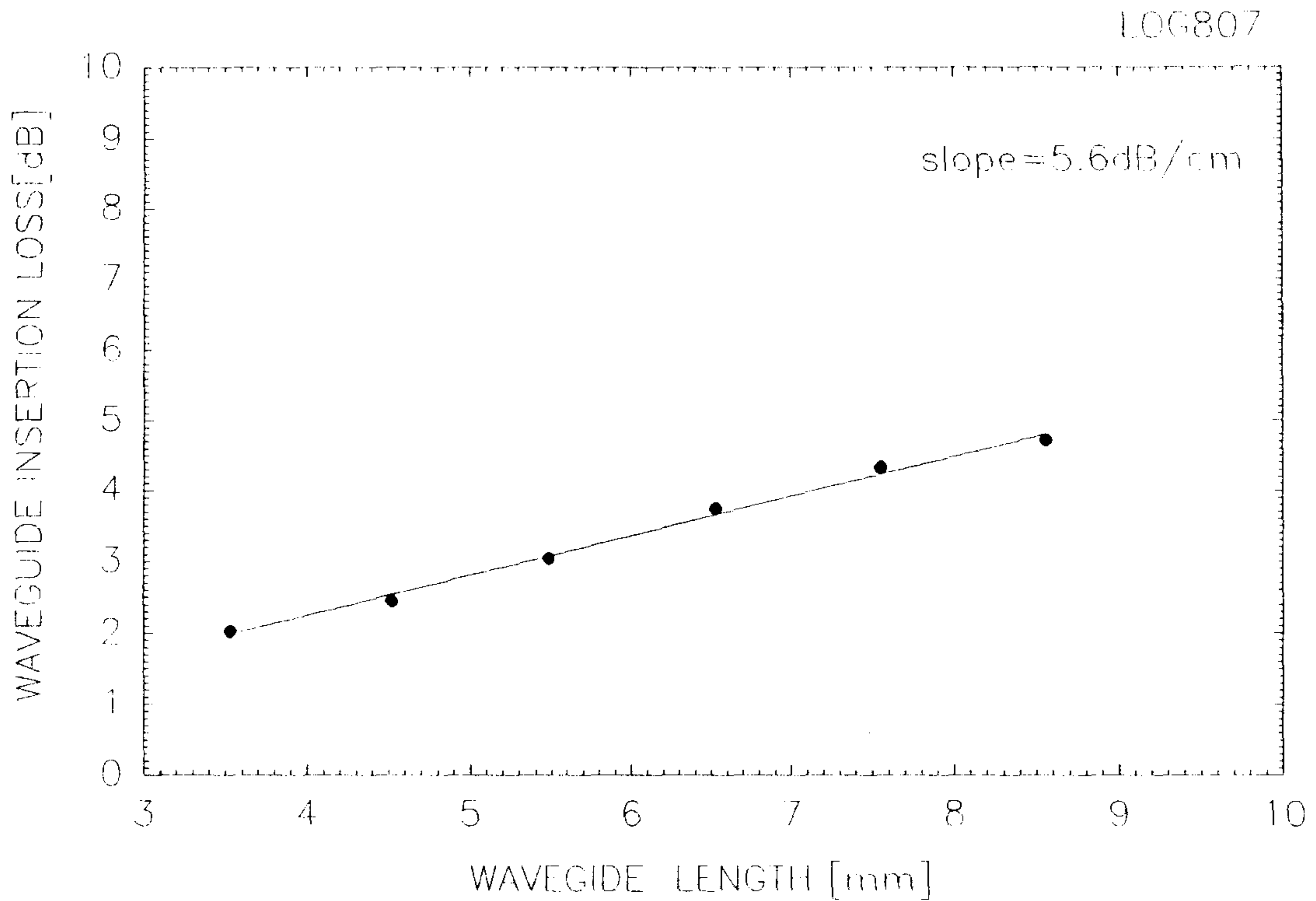


그림 4-11. 도파로 길이에 따른 TE 편광된 입사광의 insertion loss
 각 점은 측정된 4개의 도파로의 insertion loss의 평균
 값을 나타내고 기울기는 전파손실이다.

그림 4-11로부터 얻은 전파손실의 결과는 지금까지 보고된 다른 구조들의 좋은 전파손실(<1dB/cm)들에 비해 크게 나타나고 있는데 그 이유는 다음과 같이 해석할 수 있다. 도파로의 폭이 작으면 도파로 밖으로 빠져나가는 소산장(evanescent field)이 많아지고 도파로

의 가장자리가 그들을 더 쉽게 산란시키므로 전파손실이 더 커진다. 대칭인 평면도파로의 산란손실은 식 (4-9)⁴⁻⁴⁾에 의하면 도파로 폭이 증가하면 작아지고 경계면의 거칠기의 제곱에 비례한다. 그러므로 보고된 1dB/cm이하의 전파손실들은 $3\mu\text{m} \leq W \leq 8\mu\text{m}$ 에서 측정되었으나 우리가 보고한 값은 도파로의 폭이 $W=1.6\mu\text{m}$ 이고 그림 4-7 (c)에서 보듯이 에칭면의 거칠기는 최대로 $0.15\mu\text{m}$ 이기때문에 다소 클 것이 예상된다. 또한 산란손실외에 도파로가 굴절율이 큰 GaAs기판위에 있을 때 도파광이 기판으로 빠져나간다. GaAs/AlGaAs구조의 경우 Al 몰비가 10%이하일 때 이 손실(leakage loss)을 0.1dB/cm이하로 줄이기위해 클래딩의 두께는 $4\mu\text{m}$ 이상이 되어야 한다.⁴⁻⁵⁾ 그러나 우리가 만든 시료는 도파로와 기판사이의 두께가 $1\mu\text{m}$ 이므로 기판에 의한 광손실이 전파손실에 기여를 하게된다. 이 점은 우리가 사용한 MOCVD에 의해 클래딩을 $4\mu\text{m}$ 이상으로 성장시키면 도파로 구조의 총 두께가 $7\mu\text{m}$ 이상이 되어 양질의 epilayer층을 얻을 수 없음으로 고려를 하지 못했다.

제 4 절 결 론

밀집된(compact) 도파로와 저손실 도파로 기술이 광신호를 처리 하는데 필요하다. 밀집된(compact) 도파로의 경우 굽은(bend) 도파로에서 복사손실에 대한 연구가 필요하고 저손실 도파로를 위해 전파손실에 대한 연구가 요구된다. 그러므로 sine 함수로 만든 S-형태의 도파로를 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 3층구조로 된 strip-loaded 형태로 만든 경우 도파로의 단일모드 조건과 굽은 도파로의 복사손실을 이론적으로 계산하고 실험을 통하여 연구하였다. 그 결과 $1.06\mu\text{m}$ 파장에서 제작된 도파로들은 계산에서 예측한 것처럼 단일모드 특성을 나타냈다. 또한 S-형태의 도파로들에서 측정된 복사손실은 bend의 높이가 증가함에 따라 지수함수의 형태로 증가함으로써 계산결과와 경향이 잘 일치하고 있다. bend의 길이(L)가 $1200\mu\text{m}$ 이고 bend의 높이(h)가 $100\mu\text{m}$ 일 때 $1.06\mu\text{m}$ 파장에서 측정된 복사손실은

1.7dB이다. 복사손실을 줄이기 위해 L 을 더 크게 하면 광소자가 더 커지고, 도파로와 클래딩의 굴절율차를 크게하면 도파로의 크기가 작아져서 광섬유와의 결합손실이 증가하기때문에 최적의 조건을 찾아야 할 것이다.

한편 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 3층구조로 된 strip-loaded 형태로 제작된 4개의 직선 도파로들에서 cleave-back 방법으로 측정된 전파손실은 평균값이 5.6dB/cm이다. 더 작은 전파손실을 갖는 $Al_yGa_{1-y}As / Al_xGa_{1-x}As / Al_yGa_{1-y}As$ 구조의 도파로를 제작하기 위해서는 단일모드 조건에 맞도록 도파로 폭을 증가시켜 산란손실을 줄이고, 아래쪽 클래딩의 두께를 $4\mu m$ 보다 크게하여 누출손실(leakage loss)을 감소시키고, 습식 에칭 대신에 건식에칭 방법을 이용해야 할 것이다.

제5장 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ embedded 형태의 도파로 제작

제 1 절 서 론

LiNbO_3 에 Ti을 열확산 시켜 제작된 도파로에 비해 III-V계 화합물 반도체 도파로의 광 손실이 크다. 그 이유로는 먼저 LiNbO_3 에 비해 GaAs의 굴절률이 1.5배 이상 커 광 입사시의 fresnel reflection이 증가한다는 것과, 실제 화합물 반도체 특유의 불순물등에 의한 광손실이나, 계면의 거칠기에 의한 광손실등이 있다. 이 점을 제외하고는 그렇게 큰 광손실의 차이가 나지않음을 알 수 있고, 실제 현재의 epitaxy기술등을 고려하여 보면 실제 화합물 반도체 도파로 제작에는 많은 장점이 있다. 그 장점으로서는 LiNbO_3 도파로에 비해 제작이 용이하다는 것과, 향후 발진부, 교환부, 수광부를 한 기판에 집적할 수 있다는 것이다. 반도체 도파로는 그 형태에 따라 ridge, strip-loaded, embedded형태로 나눌 수 있고 그것에 관한 자세한 서술은 본론에서 언급하기로 한다. 본 실험에서는 몇몇의 이유로 embedded형태의 도파로를 제작하기로 결정하였고, 그 제작 과정 및 측정 결과를 본론에서 언급 하겠다.

제2절 도파로 제작 과정

화합물 반도체 도파로는 그 형태에 따라 그림5-1a), 5-1b), 5-1c)등으로 나눌 수 있다. 그림5-1a)의 형태는 ridge형태로 기판에 core, clad순으로 성장시킨 기판을 일련의 lithography과정을 거쳐 그림5-1a)에서 보는 바와 같이 기판까지 건식, 습식 식각법을 이용 도파로를 제외한 모든 부분을 식각 한다. 이와같이 제작된 도파로는 광의 구속이 좋아져서 광손실에는 이득이 있으나, 도파로의 core부분

의 측면이 공기에 노출되어 있어 공기와의 큰 굴절률 차이로 인해 측면의 거칠기에 의한 광손실을 제거하기 힘들다. 그림5-1b)의 형태는 strip-loaded 형태로 기판에 buffer, core, clad 순으로 성장시키고, 기판에 clad의 일부분을 식각하여 도파로의 유효 굴절률(effective refractive index)을 변화시켜 광이 진행할 수 있도록 제작한 형태이다.

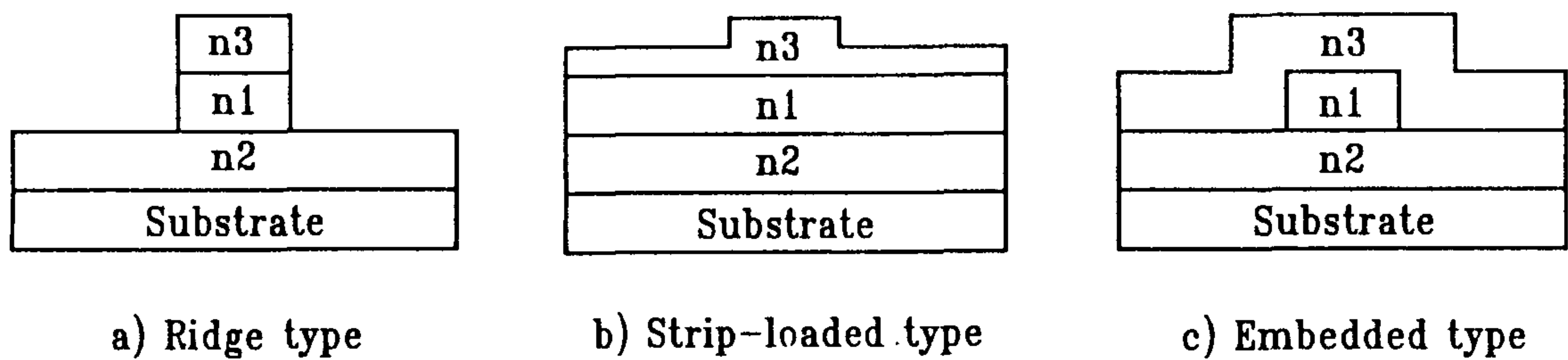


그림5-1. waveguide형태 a)Ridge 형태 b)Strip-loaded 형태
c)Embedded 형태 굴절률 $n_1 > n_2 \geq n_3$

이와같은 형태는 식각 깊이의 정확한 제어를 필요로 하며, buffer층으로 광이 자유로이 도파할 수 있어 광손실을 예측할 수 있다. 그림 5-1c)의 형태는 그림5-1a)의 형태의 측면의 거칠기에 의한 광손실을 줄일 수 있고, 비교적 사각형에 가까운 도파로를 제작할 수 있어서 실제 도파로 내에서의 광의 진행 상태를 미리 예측하는데 유리하고, 광의 구속(confinement)이 크므로 진행시 광손실을 줄일 수 있다. 다만 결합길이(coupling length)가 길어질 수 있지만 반도체 광 도파로의 결합길이 1mm내외임을 감안할때 그것이 소자 제작에 큰 결함이 될 수 없다. 이와 같은 이유로 제작하고자 하는 소자의 형태를 embedded 형태로 결정하였다. 제작과정은 크게 기판에 원하는 형태의 구조를 성장시키는 과정과, 이 시료에 도파로 형태를 제작하기 위한 lithography 과정이 있고, 마지막으로 원하는 부분만 남겨놓고 나머지 부분을 식각하는 RIE(reactive ion etching)과정으로 나눌 수 있다. 각각의 과정은 소단락으로 구성하여 서술하겠다.

가. 기판성장 및 디자인

도파로를 제작하기 위하여서는 먼저 도파로를 제작하였을 때, 소자의 특성을 이해하여야 한다. 이를 위하여 유효굴절률(Effective Index)법으로 도파로의 단일모드 조건을 구하고 이를 근거로 하여 실제 소자를 제작하였다. 기판으로는 성장면이 (100)인 GaAs를 기판으로 사용하였고 이것에 MOCVD(metal organic chemical vapour deposition)장비를 이용 GaAs, 혹은 AlGaAs를 성장 시켰다. 성장 조건으로 As source로는 AsH_3 을 사용하였고, Ga source로는 TMG(Trimethyl Gallium : $(CH_3)_3Ga$)을 사용하였고, Al source로는 TMA(Trimethyl Aluminum : $(CH_3)_3Al$)을 사용하였다. 성장시 기판온도는 $750^\circ C$ 이고, 성장속도는 시간당 약 $6\mu m$ 였다. 성장된 구조는 그림 5-2)와 같다. GaAs의 굴절률이 AlGaAs에 비해 크므로 도파로의 core와 buffer사이의 굴절률을 줄이기 위하여 buffer의 Al몰비를 성장할 수 있는 최소의 값인 5%로 결정하였다. Core는 GaAs를 이용하였는데 그

두께는 단일모드 조건을 만족하는 $1.5\mu\text{m}$ 로 결정하였고, buffer와 clad층 사이에 건식식각시 더 이상의 식각을 방지하기 위한 etch stop층을 Al몰비가 50%로 하여 300\AA 두께로 성장시켰다. 대칭형 도파로를 제작하기 위하여서 clad의 조건은 buffer조건과 같게 디자인 하였다. 그 각각의 두께는 $3.0\mu\text{m}$ 로 비교적 두껍게 성장시켰다.

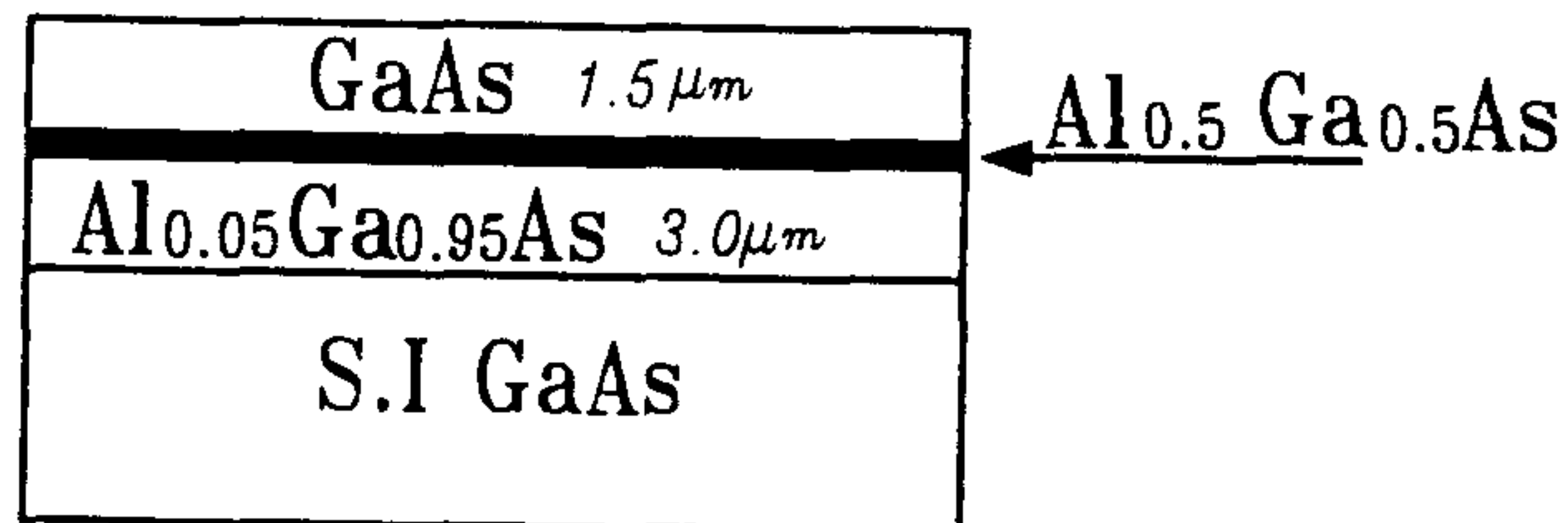


그림5-2 . MOCVD 장비를 이용 성장시킨 기판의구조

나. lithography 공정

화합물 반도체 도파로의 광손실을 최소화하기 위하여서는 구조상의 문제도 중요하지만 제작시 도파로의 경계가 좋아야 하므로 공정시 대부분의 관심사항은 어떻게 하면 도파로의 경계가 좋은 대비 (Contrast)를 유지할 수 있느냐 하는 과, 식각면의 거칠기를 줄일

수 있느냐 하는 것이었다. 식각면의 거칠기를 줄이는 방법에 대하여서는 소단락 다)에서 언급하기로 한다. 먼저 도파로 경계의 대비(Contrast)를 좋게 하려면 리소그래피 작업시 많은 주의를 기울여야 한다. PR(Photoresist)는 두께가 작은 것을 이용하고 현상조건등을 최상의 조건으로 유지하여야 대비가 최적을 이룸을 알 수 있다. Embedded형태의 도파로를 제작하기 위하여서는 negative 마스크 즉 open영역이 많은 마스크가 있어야 한다. 이러한 negative 마스크를 제작하기 위해서는 여러 방법이 있으나, 그 방법중 널리 사용되는 몇몇 방법을 소개 하겠다. 가장 간단한 방법으로는 negative PR(Photoresist)을 사용 하는 것이다. Negative PR의 최소 선폭이 $2\mu\text{m}$ 이하는 힘들며 PR의 제거가 힘들다는 점과, 반도체 도파로의 최소선폭이 $3\mu\text{m}$ 이하인 점을 감안 한다면 추천할 만한 것이 못된다. 최근에는 positive, negative 겸용인 PR AZ5200 series가 시판되고 있으나 저온 보관이나 reversal baking등의 까다로운 과정이 있으나 조건이 잡혀져 있으면 오히려 이 PR의 사용을 추천하고 싶다. PR이 겸용이라는 점과, 좋은 대비 그리고 무엇보다도 건식식각시 PR이 Plasma에 잘 견딘다는 것은 중요한 점이다. Metal lift-off 방법이 있으나 이 방법은 과정이 복잡하고, 마스크 상의 결함을 만들 가능성이 커서 좋은 방법이 못된다. 원판의 마스크는 그림5-3)와 같은 구성도를 가진 laser lithography 장비를 이용 제작 하였다. 순서로는 Cr 코팅된 유리판에 positive PR을 spin 코팅 한 후 원하는 부분에만 광을 노출할 수 있도록 X-Y Translator를 움직여 광을 노출한다. 광을 노출한 후 현상 및 Cr 식각을 하면 원하는 형태의 마스크를 제작할 수 있다. 이때 사용된 광은 파장 442nm 인 He-Cd 레이저를 사용하였고, Translator을 제어하기 위하여 PC로 interface하였고 Translator의 이동속도는 초당 $200\mu\text{m}$ 의 속도로 이동시켰다. 위에서 언급한 바와 같이 PR의 두께는 패턴의 대비에 많은 영향을 미치므로 그 두께가 얇은 AZ1505을 사용하였다. 이상과 같은 과정을 거치면 빛을 받은 부분이 식각되므로 open 영역이 적은 positive 마스크가 제작된다. 반도체

도파로를 제작 하기 위해서는 위와 반대인 명암을 가진, 즉 negative 마스크를 제작 하여야 하고, 이렇게 하기 위하여서는 위에 언급한 negative 마스크를 매년 만들어야하는 단점이 있다. 이때에 많은 광량으로 조사시키면 PR의 성질이 바뀌어지는 것을 발견하여 현재 이 방법을 이용 좋은 contrast를 갖는 negative 마스크를 제작 하고 있다.

다. RIE 공정

Embedded 형태의 도파로를 제작하기 위해서는 core의 측면이 잘 유지되고 매끄럽게 식각할 수 있는 건식식각 방법이 필수적이다. 건식식각 방법에는 물리적 식각, 화학적 식각, 물리화학적 식각등으로 대별지을 수 있다. 물리적 식각에는 스퍼터링 식각, ion milling 등을 예로 들 수 있고, 식각 과정은 플라즈마(Plasma)내에서 field에 의해 전하를 갖는 입자들이 가속되며 큰 운동에너지를 갖게 된 양이 온들에 의해 음극에서 식각이 일어나는 것이다.

플라즈마 식각과 같이 기판 물질과 공급 개스와의 반응에 의해 휘발성의 radical이 형성되고 이것에 의해 기판물질이 식각되는 것을 화학적 식각이라 한다. 화학적 식각은 그 식각률이 물리적 식각의 그것에 비해 상당히 크다. RIE(Reactive Ion Etching)은 위에 언급한 물리, 화학적 식각을 결합시켜 놓은 것으로 현재 널리 사용 되고있다. RIE에서는 에칭률에 직접적으로 영향을 미치는 것은 화학적 식각이고, 비등방성(Anisotropy) 식각에는 물리적 식각이 지배적인 영향을 미친다. GaAs에칭에는 Ga, As과 반응하여 활성자(Radical)를 형성하는 Cl계열의 개스가 사용되어지고 현재 널리 사용되어지고 있는 개스로는 $Cl_2^{4-1)}$, $CCl_2F_2^{4-2,4-3)}$, $SiCl_4^{4-4,4-5)}$, $BCl_3^{4-6)}$ 등이 있다. 최근에는 $SiCl_4$ 를 이용 비방향성 식각의 좋은 결과들이 발표되고 있지만, 본실험에서는 낮은 에칭률과 위험성등을 고려하여 배제하였다. 본실험에 사용된 개스는 CCl_2F_2 이고, 사용 이유는 AlGaAs와의 높은 선택도(Selectivity)와 다른 개스에 비해 비교적 위험성이 적기 때문이다. 에칭시 산소를 약간 공급하였는데 그 결과 에칭면이 매우 균일하게

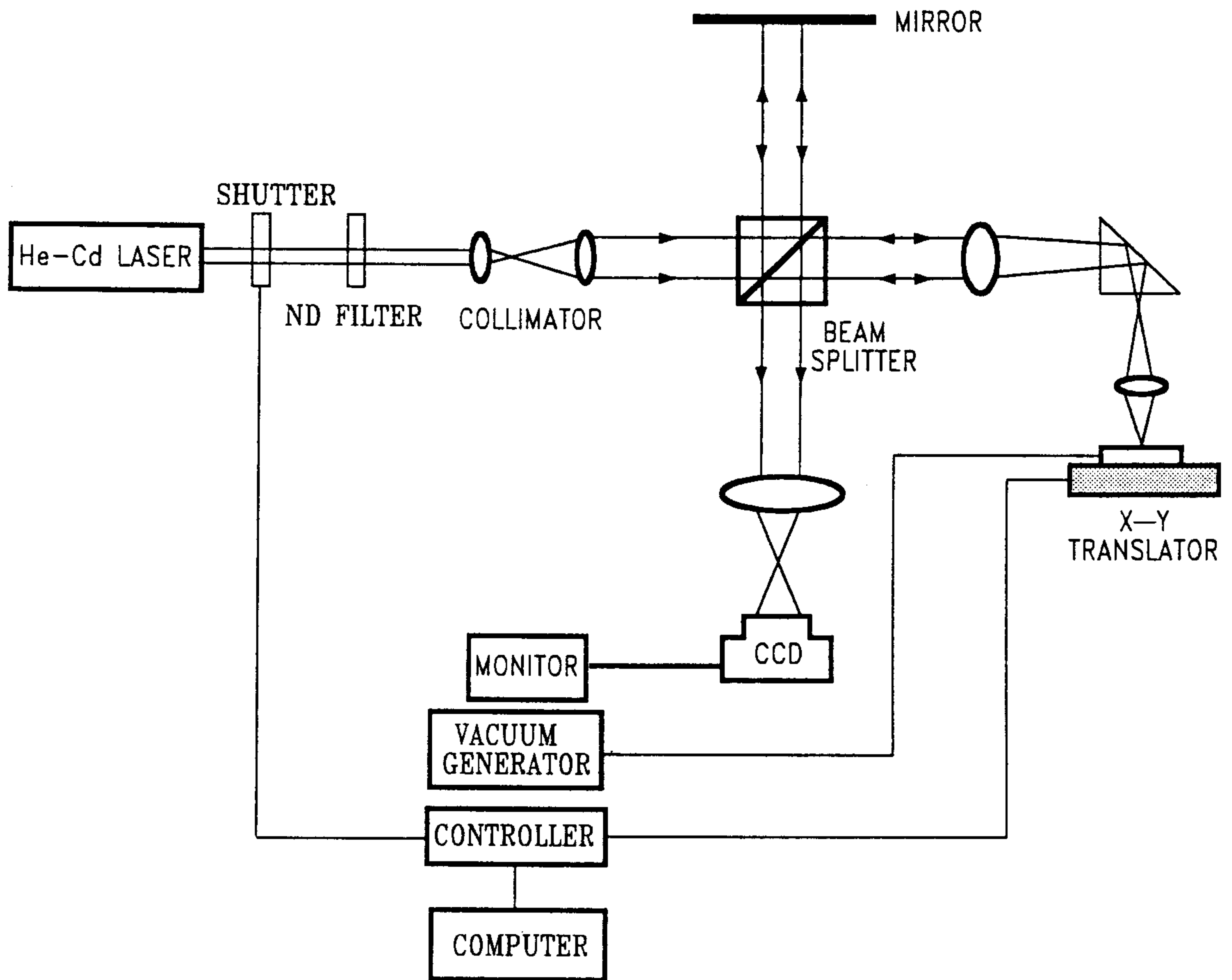


그림5-3.Laser lithography 장치도

에칭되는것을 확인하였다. 실제 몇몇 논문에서는 산소의 첨가를 반대하는데 그 이유로는 산소의 첨가로인한 PR 마스크가 쉽게 이온들에 의해 잠식당하여 장시간 식각시 마스크 역할을 할 수 없기 때문이다. 그러나 반도체 도파로 제작시 식각깊이가 불과 $2\mu\text{m}$ 이하인 것을 고려하면 산소의 첨가로 인한 문제는 고려하지 않아도 된다. 실제 많은 식각을 필요로 하는 경우, 예를들어 via hole를 제작하기 위해서는 에칭깊이가 $100\mu\text{m}$ 이상이 필요로 하기 때문에 PR 자체로는 마스크 역할을 할 수 없다. 그래서 이온에 잘 견디는 금속인 니크롬이나 니켈등을 마스크로 사용한다. 반도체 도파로 제작시 식각 깊이의 문제보다도 어떻게 하면 좋은 식각면을 유지하면서 비등방성 식각을 하느냐 하는 것이다. 비등방성(Anisotropy) 식각을 하기 위하여서는 식각시 압력을 낮추고, self bias을 높여야 한다. Self bias를 높이기 위해 RF power를 높여야 하나 높은 self bias 상태에서는 이온들의 운동에너지가 커서 기판의 물리적 성질을 저하시킬 가능성이 크다. 이런 이유로 RF power을 $0.59/\text{cm}^2$ 로 고정하였다. 비등방성 식각의 또 다른 변수는 압력을 낮추는 것이다. RIE 장비의 진공 시스템이 고진공용이 아닌 root pump이어서 짧은 시간내에 원하는 진공도를 얻을 수 있으나, 낮은 압력 하에서의 식각이 불가능 하였다. 본 실험의 경우 약 15mT가 최저의 압력이었고 이 압력에서의 식각률이 너무 낮아 chamber내의 오염을 고려하여 30mT에서 70mT로 설정하여 식각하였다.

제3절 측정 및 결과

가. Embedded 형태의 광 도파로 제작 및 측정

본론에서 언급 하였듯이 반도체 도파로⁴⁻⁷⁾를 제작 하기 위해서는 제작되었을 때의 특성, 모드상태 등을 계산에 의해 디자인 하고, 준비된 기판에 디자인 대로 MOCVD 장비를 이용 완충층, 도파층을 성장 시킨 연후 일련의 lithography 과정을 거쳐 광이 진행 할 부분만 PR이 남게한다. 이것을 RIE를 이용 도파로의 core부분만 남겨 놓은 채

나머지 부분 모두를 식각 하였다. 이때 식각시 식각 깊이의 정확한 제어를 위해 etch stop층을 $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ 을 완충층과 도파층 사이에 300 Å의 두께로 성장 시켰다. RIE장비를 이용 도파층을 모두 식각하고 나면 etch stop층이 표면에 노출되고 이때 etch stop층의 Al이 F개스와 화학 반응을 일으켜 Al_xF_y 의 polymer가 생성되어 화학적 식각이 식각률에 지배적인 RIE에서 식각의 과정을 polymer층이 저지하여 더 이상의 식각이 일어나지 않는다. 또한 GaAs기판의 native oxide층으로 인하여 식각이 되지 않을 수 있는데 이런것을 방지하기 위해 매과정, 즉 PR 도포 과정전과 식각과정 바로전에 적당한 시간으로 HCL:DI의 비가 1대2인 용액에 적당한 시간으로 담구어 native oxide층을 제거하여야 한다. 이상과 같은 과정을 거치면 ridge형태의 도파로를 제작할 수 있고, embedded형태의 도파로를 제작 하기위해서는 다시 한번 MOCVD 장비를 이용 clad를 성장시켜야 하고 이 과정에서는 세심한 주의를 필요로한다. 도파층의 부분을 식각시킨 기판의 표면이 좋지 못하면 재성장시 그 질이 좋지 못하다는 것은 당연한 결과이고 실재 소자의 특성에 결정적인 영향을 미친다. 이점을 고려하여 식각후의 면상태를 좋게 하기위해 식각조건을 조정하였고 식각후의 기판을 HCl, Acetone, Methanol순으로 세척하였다. 이 일련의 과정을 표4-1)에 수록 하였다. 소자 제작시의 조건은 RF power 0.59 W/cm^2 , 13.56MHz, 압력 35mT, self bias -187V 이었다. 이 조건의 식각률은 분당 $0.7\mu\text{m}$ 이었고, 소자 제작시에는 식각 시간이 2분내 이어서 PR의 경화를 줄일 수 있어서 식각이 끝난후 PR의 제거가 용이하였다. 만약 PR의 제거가 용이하지 않을 시 RIE장비를 이용하여 PR을 제거할 수 있는데 그때의 조건은 Rf power 0.59 W/cm^2 , 압력 70mT로 약 1분간 식각하면 PR을 완전히 제거할 수 있다. 재성장이 끝난 소자의 도파 특성을 측정하기 위해서는 광의 입사면과 출사면을 거울면으로 만들어야 하므로 기판의 두께가 두꺼우면 거울면을 만들기가 어려워 기판의 두께를 약 $80\mu\text{m}$ 까지 연마제를 이용 연마하여 수술용 칼을 이용 거울면을 만들었다. 도파특성을 측정하기 위한 장치도는 그림5-4)과 같

다. 광원으로는 파장 $1.31\mu\text{m}$ 인 InGaAsP\InP DFB (Distributed feedback) LD(Laser Diode)를 사용하였고, 입사광량의 변화를 제어하기 위해 온도제어의 폭을 0.01°C , 전류제어의 폭을 μA 의 기능을 가진 LD controller를 사용하였다. 입사면에 의한 반사파를 제거하기 위해 optical isolator를 사용하였고, 도파된 광을 감도 영역이 $0.8\mu\text{m}$ 에서 $1.7\mu\text{m}$ 인 IR Vidicon을 사용 수광하였다. 광을 도파로에 입사시키기 위해 가장 널리 사용되고 있는 NA (Numerical Aperature)가 0.5인 IR(Infrared)용 대물렌즈를 사용 butt coupling 시켰다. 먼저 제작한 도파로의 형태는 선폭이 $2.5\mu\text{m}$ 직선 도파로로 도파된 near field pattern은 사진 5-1-a)에서 볼 수 있듯이 도파는 아주 잘 되고 있다. 사진 5-1-b)은 사진 5-1-a)의 오실로스코프로 데이터를 받은 필드의 형태이다. 다음으로는 광집적소자에서 가장 많이 사용되어지는 선폭 $2.5\mu\text{m}$, 도파로 간격이 $2.0\mu\text{m}$ 인 방향성결합기를 제작하였다. 그것의 near field pattern 과 field 분포를 사진 5-2)와 사진5-3)에 보였다. 사진5-2)의 경우 방향성결합기의 결합길이가 변화할 때 near field pattern의 결과이다. 사진5-1b), 사진5-3)에서 알 수 있듯이 출력된 파형이 정확한 가우시안 분포를 가지지 못함을 알 수 있고, 이 결과 제작된 소자는 단일모드와 다중모드의 경계치에서 디자인 되었다는 것을 알 수 있었다.

나. Embedded 형태 단일모드 광 도파로의 전파손실 측정

가)에서 소개된 도파로들은 단일모드와 다중모드의 경계치에서 제작되었다는 것을 언급하였다. 즉 에칭 조건에 따라 도파로의 모드 수가 한개 혹은 두개가 생성될 수 있어, 두개의 모드가 생성되는 광 도파로를 제작하였을 때는 두 모드간의 간섭등으로 인하여 소자의 특성에 크게 영향을 미친다. 이에 V값이 더 작은 단일모드 도파로를 제작, 도파로가 단일모드 도파로임을 확인하였다. 단일모드 도파로를 확인하는 방법으로는 도파로를 미세이동 하거나 입사조건을 약간 달리 하였을 때 도파된 광의 near field pattern의 형태의 변화를 관찰

하면 도파로의 모드가 단일모드인지를 알수 있다. 제작된 도파로의 도파과정 및 광손실을 측정 하였고, 그 측정과정은 그림5-4)의 실험 장치도를 이용 도파로의 출력특성을 확인하고 그때의 최고 값을 기록 한 후 도파로의 길이를 변화시켜 또 다시 출력광의 크기를 측정 한 다. 이런 과정을 여러번 반복하면 측정된 도파로의 광손실을 측정할 수 있고, 도파로의 광손실을 안다는 것은 소자제작시 매우 중요한 사 항이다. 광손실의 관계는 도파로의 길이와 관계하는데 그 식은 다음 과 같다.

$$\alpha = \ln \left[\frac{P_1}{P_2} \frac{1}{Z_1 - Z_2} \right], \quad Z_2 > Z_1 \dots \dots \dots (5-1)$$

여기서 P_1 은 도파로의 길이가 z_1 일 때의 도파광의 출력이고, P_2 은 도 파로의 길이가 Z_2 일 때의 도파광의 출력이다. 이런 여러개의 값들을 최소자승법으로 자료들을 처리하여 길이당의 광손실을 그래프의 기울 기로 구할 수 있다. 실제 제작된 도파로의 광손실은 1.52dB/cm^2 이었으 며 그값을 그림5-5)에 나타내었다. 도파로의 광손실을 측정하는 방법 으로 위의 cut-back방법은 매 측정 시 외부환경에 직접적으로 영향을 받고 도파로의 광손실이 적은 소자에서는 그 측정의 정확도가 떨어짐 을 알 수 있다. 이에 최근 개발된 Fabry- Perot cavity method ^{5-8, 5-9)} 을 소개하고, 이 방법을 이용 광손실을 보다 정확히 측정할 수 있는 가능성을 확인 하였다. Fabry- Perot간섭계에서는 반사율 R_1 과 반사율 R_2 인 두개의 거울이 적당한 거리 d 를 유지할 때 입사파장의 변화에 의 해 광의 투과가 달라지고 R_1, R_2 가 같다고 가정하면 그 관계식은 다음 과 같다.

$$I_T = I_0 \left[\frac{(1-R)^2}{(1-R^2) + 4R \sin^2(\delta/2)} \right] \dots \dots \dots (5-2)$$

여기서 $\delta = \left[\frac{4\pi n d \cos \theta}{\lambda} \right]$ 는 공진기 내에서의 phase delay이다. 입사광

을 수직입사 하였다고 가정하고, Fabry-Perot 공진기의 길이나 혹은 파장이 변화함으로써 투과특성이 달라진다. 만약 공진기내에서 광의 손실이 존재할 때의 광투과는 다음과 같다.

$$T_R = I_0 \left[\frac{\gamma}{1 - R\gamma^2} \right]^2 \dots\dots\dots(5-3)$$

$$T_A = I_0 \left[\frac{\gamma}{1 + R\gamma^2} \right]^2 \dots\dots\dots(5-4)$$

이때 T_A, T_R 는 antiresonance와 resonance 되었을때의 광투과이다. 이 때 γ 는 single pass wave-amplitude reduction factor이고, I_0 는 입사 광의 세기이다. single passloss Γ_k 는 다음과 같다.

$$\Gamma_k = -20 \log \gamma = -10 \log \left[\frac{1}{R} \frac{\sqrt{k-1}}{\sqrt{k+1}} \right] \dots\dots\dots(5-5)$$

여기서 R 은 반사율이다. 만약에 입사광의 세기 I_0 를 알고, 반사율 R 의 값을 알지못하면 single pass transmission(T)로 부터 광손실을 구할 수 있다.

$$T = I_0 \gamma^2 = 4 [T_R^{-1/2} + T_A^{-1/2}]^{-2} \dots\dots\dots(5-6)$$

$$\Gamma_T = 10 \log \frac{\gamma}{I_0} \dots\dots\dots(5-7)$$

식(5-6)과 (5-7)을 이용하여 광손실을 측정하는 것은 정확한 측정법이 아니다. 식(5-5)을 이용 광손실을 측정하기 위해서는 식 (5-5)의 미지수인 반사율 R 과 입사광의 세기 I_0 를 알아야 한다. 이 미지수를 알기위하여 도파로를 두 부분으로 나누고, 절단면이 좋다고 가정하면 반사율 R 이 변하지 않을 것이다. 도파로를 두 부분으로 나누었을 때 광손실은 다음과 같다.

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 + \Gamma_3 \dots \dots \dots (5-8)$$

여기서 Γ_2, Γ_3 는 두 부분으로 나누어진 도파로이다. 두 도파로의 투과식을 이용하면 입사광의 세기 I_0 와 반사율 R 은 다음과 같이 주어진다.

$$I_0 = T_2 \frac{T_3}{T_1} \dots \dots \dots (5-9)$$

$$R = F(K_2) \frac{F(K_3)}{F(K_1)} \dots \dots \dots (5-10)$$

여기서 $F(K) = \frac{\sqrt{K-1}}{\sqrt{K+1}}$ 이다. 위 식(5-9)과 (5-10)을 이용하여 입사

광의 세기와 도파로 단면에서의 반사율을 구할 수 있다. 이것을 식 (5-5)에 대입하면 도파로에서의 광손실을 구할 수 있다. 이 방법은 비교적 정확한 방법으로서 현재 많이 이용되어지고 있는 방법이다. antiresonance, resonance의 투과 T_A, T_R 을 알기 위해서는 외부에서 튜닝하여 주어야 하는데 그 방법으로는 도파로에 온도를 가하면 도파로의 굴절률 및 열팽창에 의해 공진기의 길이가 변하여 투과특성이 달라진다. 이때 열팽창에 의한 공진기의 길이변화는 가하는 온도 범위가 크지 않음으로 무시할 수 있다. 그리고 길이의 변화는 식 (5-5)에서 보는 바와 같이 광손실에는 무관하고 실제 광손실을 측정하는데에는 투과량의 상대적 비가 중요하기때문에 고려 대상이 될 수 없다. 도파로에 직접 온도를 가하는 방법은 광을 도파로에 입사시키는 방법으로 butt-coupling 사용 할 때는 입사 렌즈가 도파로에 가해준 온도에 영향을 받아, 즉 습기등에 영향을 받아 그 투과특성이 변화기 쉽다. 이 방법을 사용하려면 먼저 도파로와 입사 및 출력 렌즈와의 열적 차단을 고려 한다. 이렇게 하기 위하여서는 도파로를 지지하는 것이 열방출이 좋아야 하며 입사 및 출력 렌즈의 working distance가 큰 것을 사용하는 방법도 좋은 방법이라고 생각한다. 도파로에 직접 열을 가열하는 방법 외에도 입사광의 파장을 변화시키는 방법이 있

다. 이 방법은 입사광으로 사용되어지고 있는 LD(Laser Diode)가 입력전류 및 온도에 따라 발진파장의 중심이 변한다는 것을 이용하는 것이다. 본 실험에서는 LD의 온도를 가변하여 도파로의 투과특성을 측정하였고 그 결과를 그림5-6)에 수록 하였다. 이때 LD 파장의 가변 범위는 약 1nm정도이고 도파로에서 형성된 공진기의 FSR(free spectral range)는 약 0.4Å이며 그림5-6)에서 볼 수 있듯이 resonance의 갯수가 약 이십 여개이므로 도파로의 공진기에서 생성된 것을 확인할 수 있었다. 이 방법으로는 입사광의 세기가 튜닝 온도의 증가에 따라 그세기는 줄어드는 경향이 있어 실제 투과된 양을 환산하여야 한다는 것이 단점이다. 현재는 입사광의 세기를 변화시켜 실험하였으나, 향후 도파로 자체에 온도를 가하는 방법으로 실험할 예정이다. 이 방법으로 도파로의 광손실을 측정하면 cut-back방법을 이용 측정한 도파로의 광손실 보다도 보다 정확한 광손실을 측정할 수 있을 것으로 예상된다.

제 4 절 결 론

도파로의 형태가 유효굴절률(Effective index) 방법으로 도파로 내에서의 유효굴절률을 계산하기에는 도파로의 형태가 복잡하여 소자의 특성을 정확히 예측하기에는 어려움이 있었다. 그러나 간단한 계산으로 소자의 특성을 예측할 수 있다는 장점으로 Marcatili방법을 소자의 디자인시 이용하였으나 이 방법의 단점인 cutoff 근처에서는 잘 맞지 않은 점등으로 인하여 실험 결과 단일모드의 경계에서 제작된 것을 확인 V값이 적은 직선 도파로를 제작 하였고, 그것의 구조는 앞에서 언급한 구조와 일치하고 단지 도파로의 폭을 변경하여 v값을 변화시켰다. 제작된 도파로는 단일모드만이 도파 하는 것을 확인하였고 광손실 측정 방법중 가장 보편적인 방법인 cut-back 방법으로 측정한 결과 도파로의 광손실이 1.52dB/cm²인 광손실 면에서 우수한 도파로를 제작하였다. 실제 제작된 도파로의 폭이 1.8μm정도의 가는

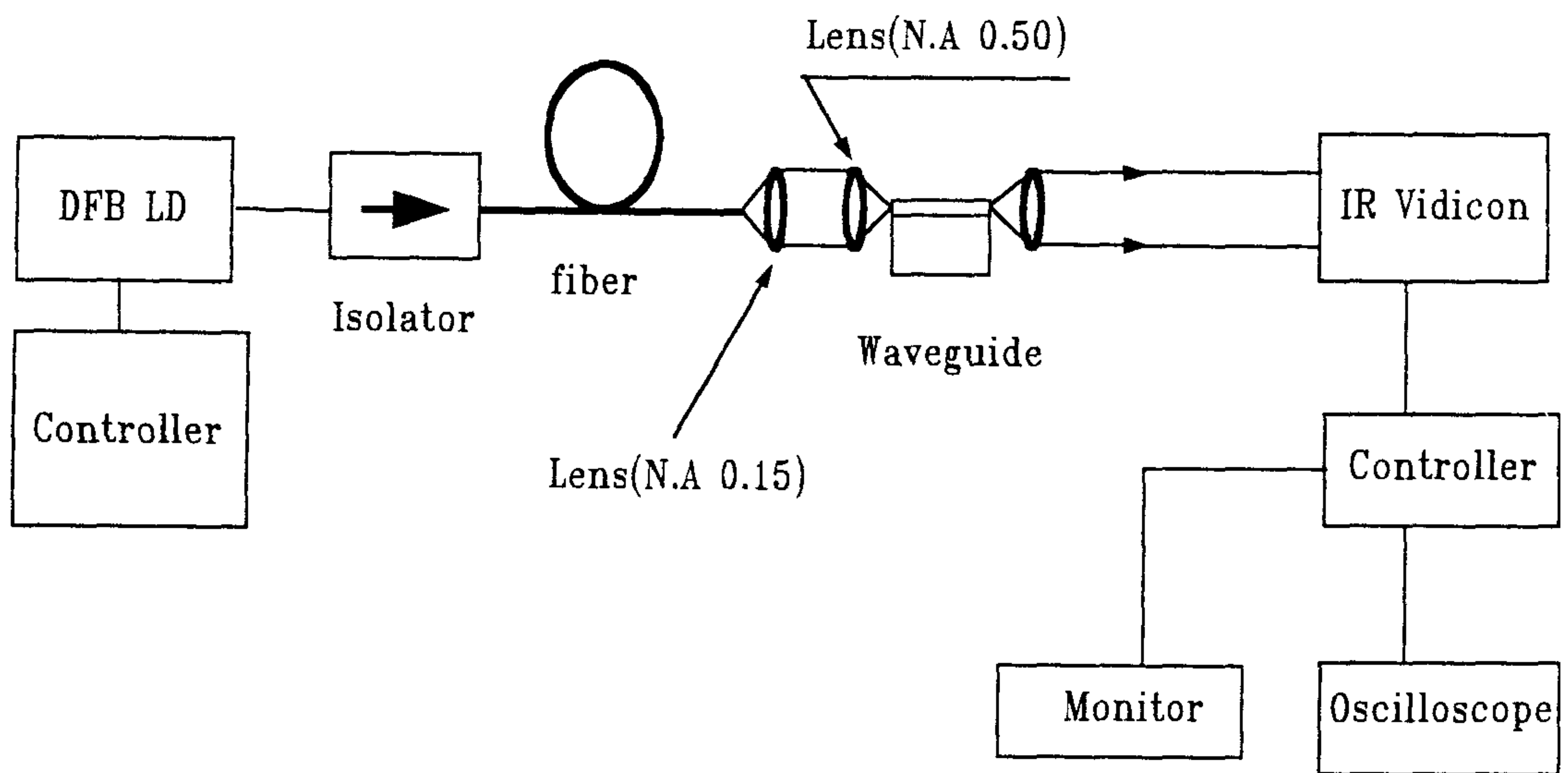


그림 5-4. 실험 장치도

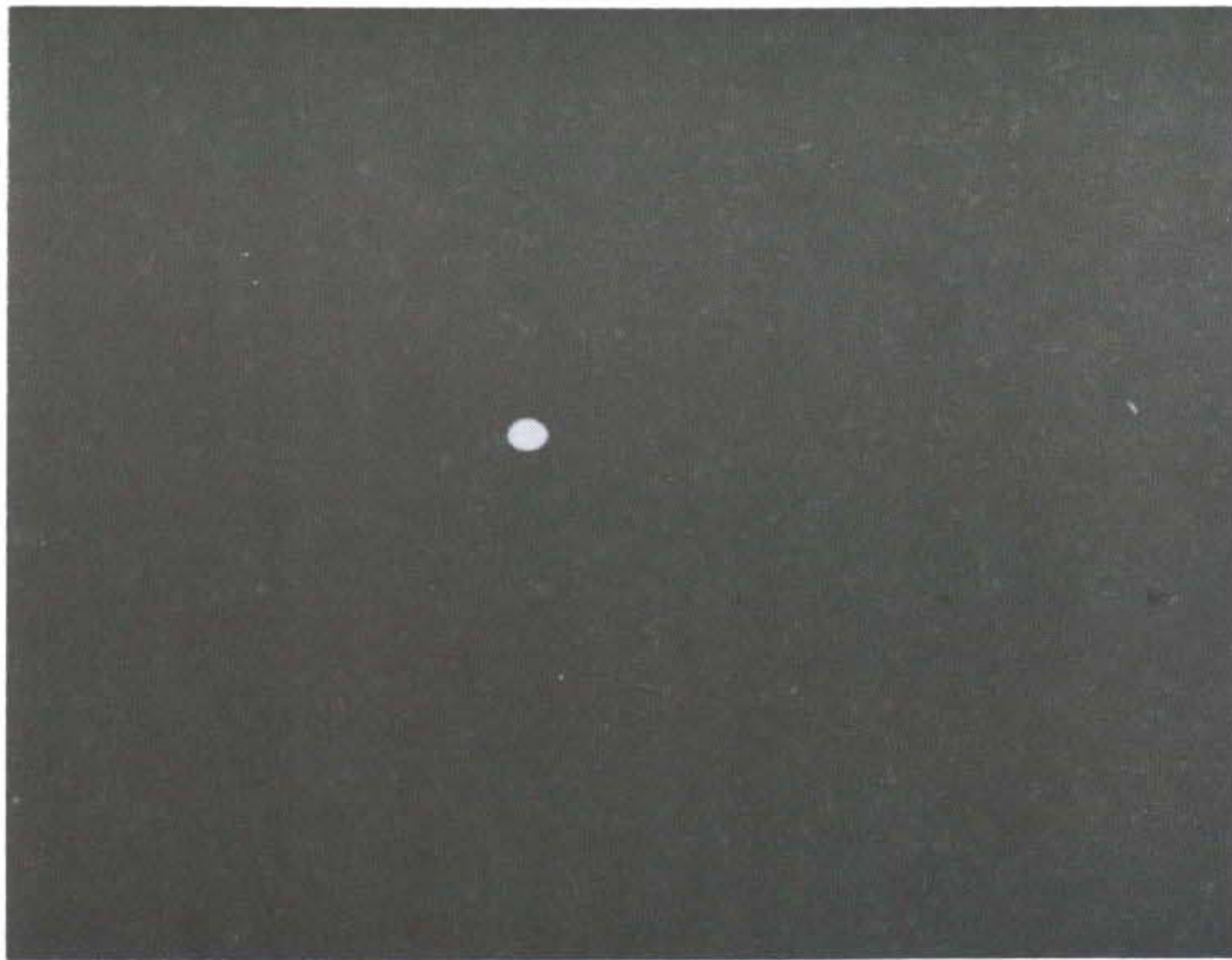


사진5-1a . near field pattern

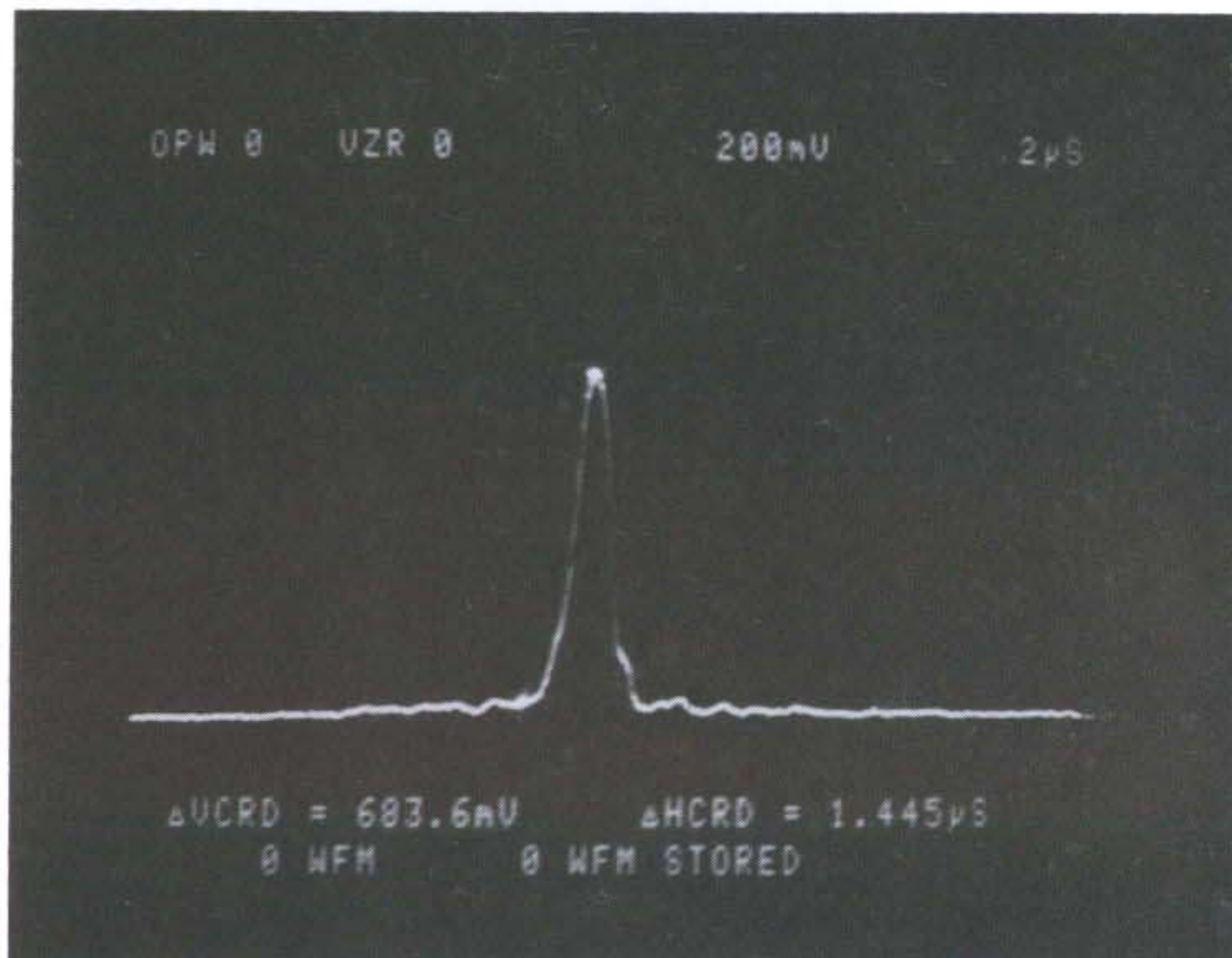


사진5-1b. 오실로스코프 파형

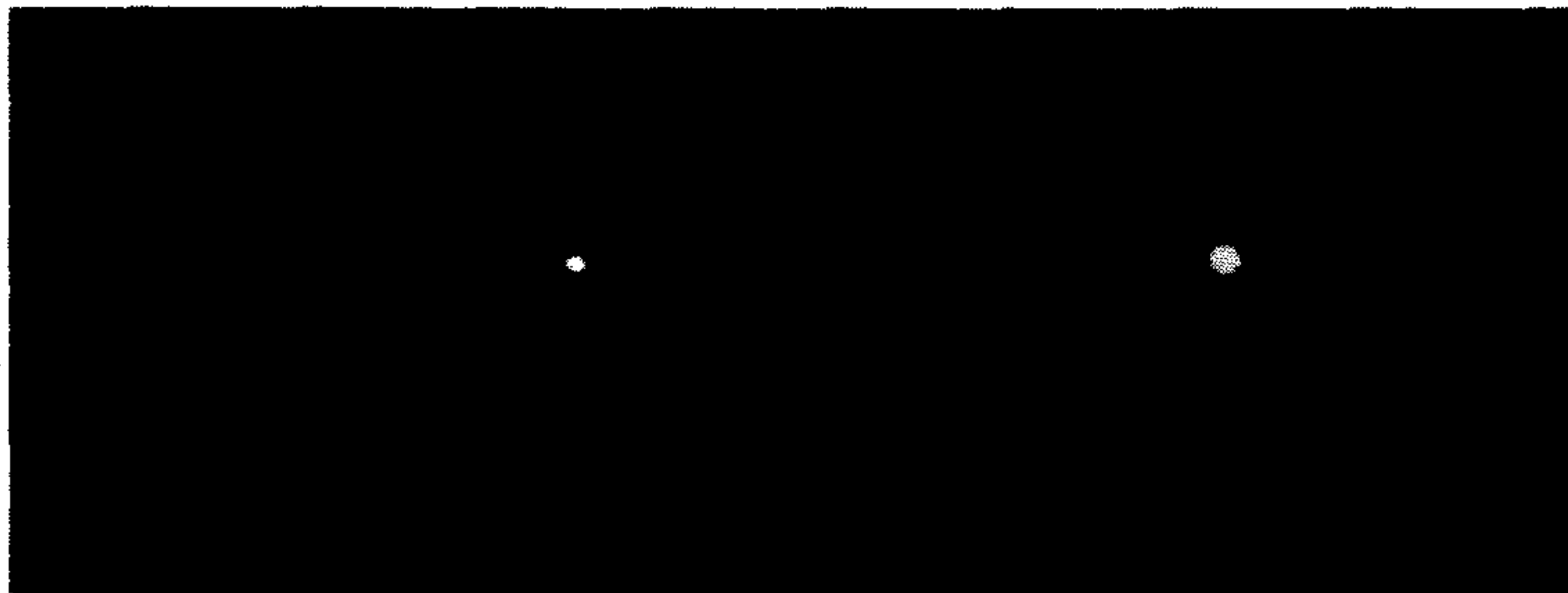
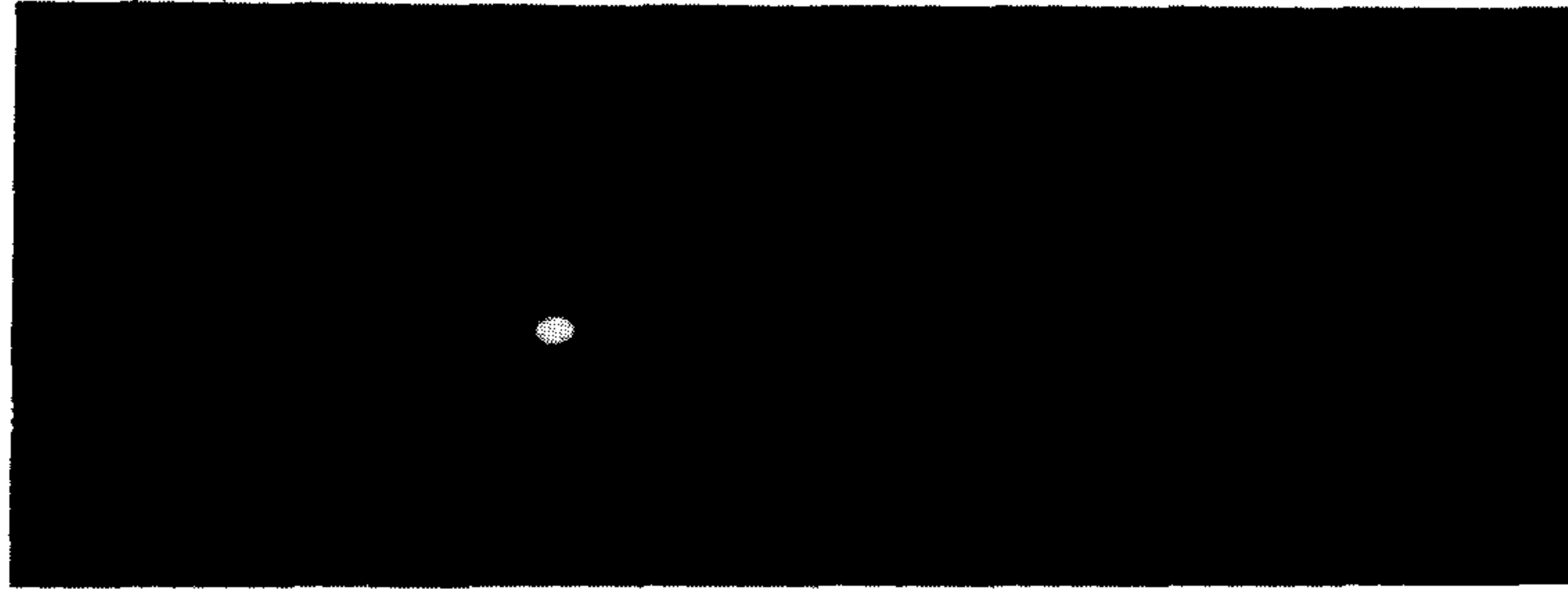


사진5-2a. 방향성 결합기의 길이에 따른 near field pattern

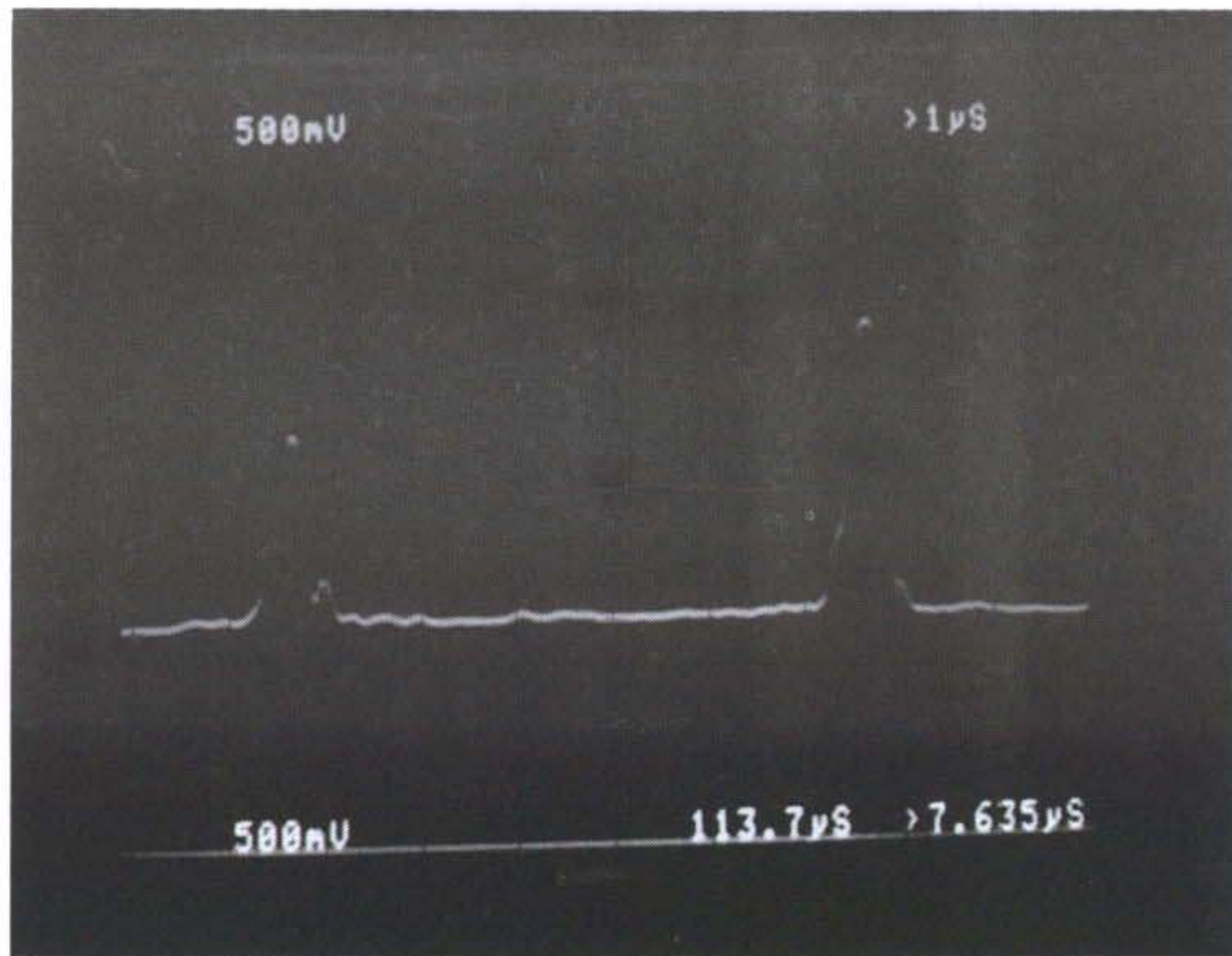


사진5-2b. 오실로스코프의 파형

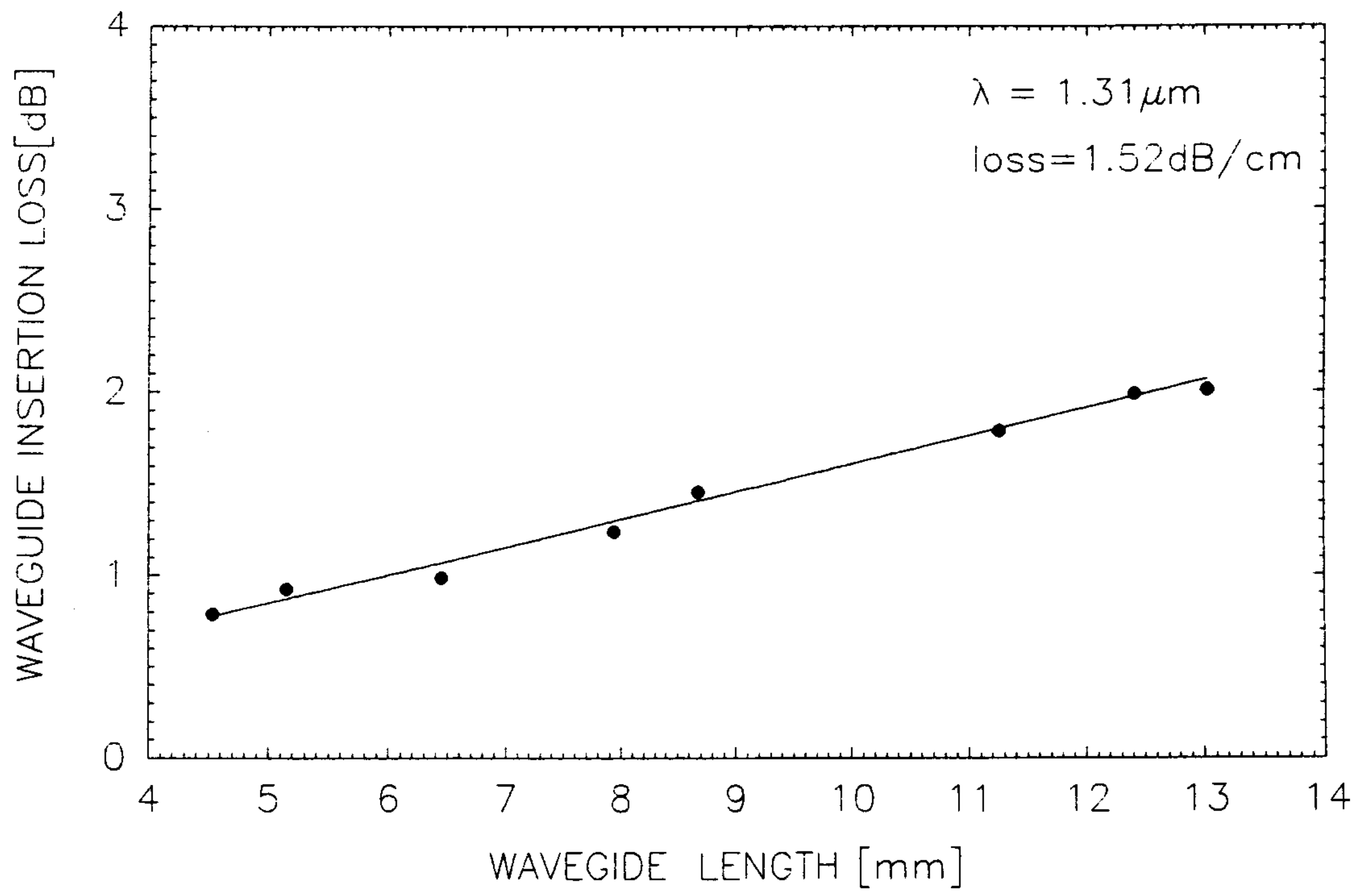


그림5-5. 길이에 따른 광도파로의 전파손실

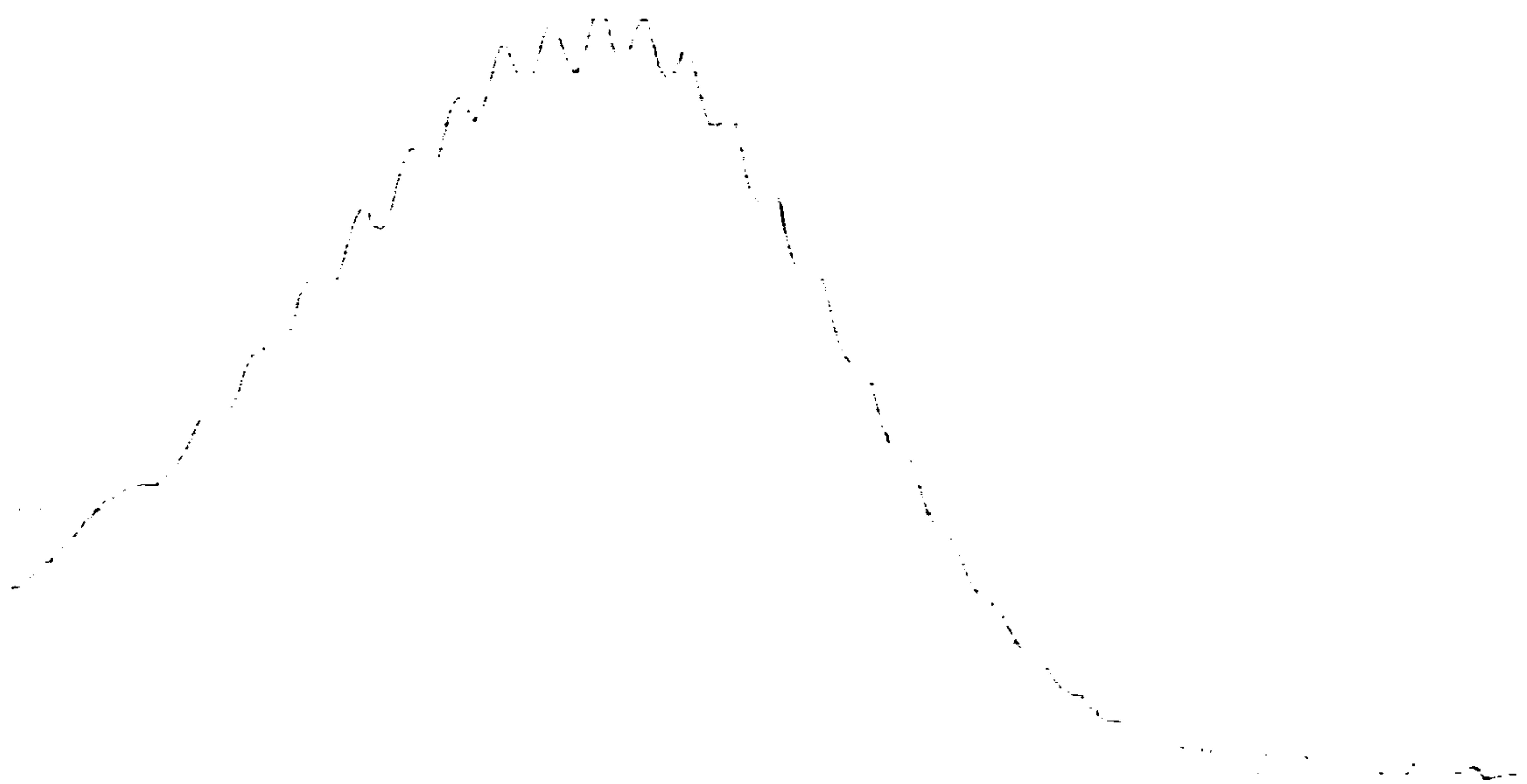


그림5-6. Fabry-Perot cavity method에서의 광투과 특성
(온도:20℃ -> 30℃ Tuning)

기판 준비	(과정1)
MDCVD로 완충층 etch stop층, 도파층 성장	(과정2)
기판의 native oxide 제거 (HCl : 2분)	(과정3)
기판을 acetone, methanol로 세척	(과정4)
PR spin coating	(과정5)
노광 및 현상	(과정6)
post baking	(과정7)
native oxide 제거 (HCl:DI->1:2:15초)	(과정8)
식각과정 CCl ₂ F ₂ :O ₂	(과정9)
polymer 제거 (HCl:DI->1:2:30초)	(과정10)
acetone, methanol로 세척	(과정11)
MDCVD장비로 clad층 재성장	(과정12)
소자연마 및 거울면 제작	(과정13)
소자의 특성 측정	(과정14)

표5-1. Embedded 형태 도파로 제작 과정

선풍이어서 lithography과정 및 건식식각과정에서 도파로의 성질이 변할 수 있어 선풍을 다소 확장할 수 있는 방법을 시도 중이다. 그리고 도파로의 광손실을 보다 정확히 측정 할 수 있는 Fabry-Perot cavity방법의 가능성을 확인하였고 현재 이 방법의 정립을 위하여 계속 실험 중이다. 소자의 특성을 보다 정확히 예측하여 보다 효과적인 도파로의 구조를 설계 하고, 건식식각방법의 보다 효율적인 방법을 시도하고 있고 향후 그 특성이 우수한 도파로를 제작할 수 있을 것으로 생각하고 있다. 이번 실험에서는 대부분 clad의 굴절률이 대칭인 형태를 제작 하였으나, 다음 소자시 clad의 굴절률을 변화시켜 비대칭형의 소자를 제작하여 그 특성 또한 조사할 예정이며, 이 보고서의 목적은 embedded 형태의 도파로를 제작하기 위한 공정조건의 확립에 역점을 두어 기술하였다. 실제 RIE(Reactive Ion Etchung)의 결과는 RF $0.59\text{W}/\text{cm}^2$, 압력 $P=70\text{mT}$, 사용된 개스는 AlGaAs식각에 대해 높은 선풍성이 있는 개스를 선풍하였고 그것의 양은 CCl_2F_2 35 sccm, O_2 2sccm 일때 GaAs의 식각률이 분당 $1.9\mu\text{m}$ 이었고 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 의 식각률은 분당 100nm 이었다. 압력을 제외한 나머지 조건은 같은 상태를 유지한 채 압력 $P=35\text{mT}$ 로 식각 하였을 때 식각률이 분당 $0.8\mu\text{m}$ 이었다. 이때 식각면의 거칠기는 상당히 개선 되었고, 도파로의 측면의 거칠기가 대략 몇백 nm의 수준이어서 측면의 거칠기에 의한 광손실을 줄일 수 있음을 확인 하였다. 확립된 건식식각 방법은 아직까지 완전한 비등방성식각을 완성하지 못하였으나 활성 개스의 변화나 식각시의 압력 및 개스비율을 변경함으로써 비등방성 식각을 완성할 수 있을 것으로 예상되고 이 과정이 확립되면 보다 독특한 성능을 갖는 광소자, 즉 도파로 형태의 거울 및 도파평면에 대하여 그 구조가 수직인 광분배기등 보다 혁신적인 광소자를 제작할 수 있을 것으로 예상된다. 광소자의 제작에서 확립된 공정을 이용 향후 새로운 성능을 갖는 소자 즉 star coupler, matrix switch등을 제작할 예정이며, 반도체 도파로의 제작공정이 확립되어 그것의 제작 및 보다 고기능의 광소자를 제작하는데에는 그 발전과정이 가속화할 것으로 예상된다. 본 장

의 결론으로는 비교적 그 성능이 우수한 단일모드 도파로를 제작한 것과, 그 특성을 평가하는 새로운 방법의 발전과 도파로의 제작과정 즉 전혀 새롭고 효율적인 negative mask 제작법의 확립, 건식식각 방법의 확립등이다.

제 6 장 결 론

반도체 칩(chip)상에서 광신호를 전파시키는데 사용되는 반도체 도파로들은 광통신, 광신호 처리, 그리고 광센서와 같은 응용에 적합한 광변조기, 광스위치, 광필터 그리고 광결합기 등에서 필수적으로 요구된다. 그러므로 도파로구조와 여러구조의 광소자들을 만들기 위해서는 이론적으로 설계 및 해석하는 기술이 필요하게 되므로 본 연구에서는 유효굴절을 방법과 FD-BPM방법으로 도파로구조와 NXN star coupler구조를 설계했으며 star coupler와 grating 도파로를 이용하여 arrayed waveguide grating 파장 분할 다중기를 설계하고 있다.

한편 단일 반도체 칩 위에 다른 종류의 집적광학 소자들을 많이 집적하기 위해서는 밀집된(compact) 도파로와 저손실 도파로 기술이 광신호를 처리하는데 필요하다. 밀집된(compact) 도파로를 위해서 굽은(bend) 도파로에 대한 복사손실에 대한 연구가 필요하고 저손실 도파로를 위해 전파손실에 대한 연구가 요구된다.

지금까지 보고된 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 도파로들은 주로 AlGaAs층에서 Al의 몰비를 0.1이상으로 크게 만들었으므로 도파로층의 두께가 1.0 μ m이하로 상당히 작다. 광소자를 단일모드 광섬유와 결합하여 사용할 때 도파로의 두께가 1.0 μ m이하인 경우 결합손실이 상당히 클것으로 예상되기때문에¹⁴⁾ 도파로층의 두께를 가능한 한 크게하는것이 좋다. 그러나 도파로층과 클래딩층사이의 굴절율차를 줄임으로서 도파로층의 두께를 가능한 한 크게하기 위해 도파로층과 클래딩층을 모두 AlGaAs층으로 성장시키고 그 epilayer구조를 이용하여 만든 도파로의 복사손실과 전파손실에 대한 연구는 보고되지 않았다.

sine 함수로 만든 S-형태의 도파로를 Al_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As 3층구조로 된 strip-loaded 형태로 만든 경우 도파로의 단일모드 조건과 굽은 도파로의 복사손실을 이론적으로 계산하고 실험을 통하여 연구하였다. 그 결과 1.06 μ m파장에서 제작된 도파로들은

계산에서 예측한 것처럼 단일모드 특성을 나타냈다. 또한 S-형태의 도파로들에서 측정된 복사손실은 bend의 높이가 증가함에 따라 지수함수의 형태로 증가함으로써 계산결과와 경향이 잘 일치하고 있다. bend의 길이(L)가 $1200\mu\text{m}$ 이고 bend의 높이(h)가 $100\mu\text{m}$ 일 때 $1.06\mu\text{m}$ 파장에서 측정된 복사손실은 1.7dB/cm 이다. 복사손실을 줄이기 위해 L을 더 크게 하면 광소자가 더 커지고, 도파로와 클래딩의 굴절율차를 크게하면 도파로의 크기가 작아지므로 광섬유와의 결합손실이 증가하기때문에 최적의 조건을 찾아야 할 것이다.

또한 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 3층구조로 된 strip-loaded 형태로 만든 4개의 직선 도파로들에서 cleave-back 방법으로 측정된 전파손실은 평균값이 5.6dB/cm 이다. 더 작은 전파손실을 갖는 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 구조의 도파로를 제작하기 위해서는 단일모드 조건에 맞도록 도파로 폭을 증가시켜 산란손실을 줄이고, 아래쪽 클래딩의 두께를 $4\mu\text{m}$ 보다 크게하여 누출손실(leakage loss)을 감소시키고, 습식 에칭 대신에 건식에칭 방법을 이용해야 할 것이다.

그러므로 embed형태의 도파로가 건식에칭방법의 하나인 RIE (Reactive Ion Etching)를 이용하여 제작되었다. 제작된 도파로는 단일모드만이 도파되었으며 cut-back 방법으로 전파손실을 측정한 결과 도파로의 광손실이 1.52dB/cm 로 얻어졌다. 이 값은 광손실면에서 우수한 도파로가 제작되었음을 입증해준다.

참 고 문 헌

- 1-1. R. J. Deri, and E. Kapon, IEEE J. Quantum Electron., QE-27, 626 (1991)
- 1-2. M. D. Feit, J. A. Fleck, Jr., and L. McCaughan, J. Opt. Soc. Am., 73, 1296(1983)
- 1-3 Y. Ching, and N. Dagli, IEEE J. Quantum Electron., 26, 1335(1990)
- 1-4 R. J. Deri, R. J. Hawkins, and E. Kapon, Appl. Phys. Lett., 53, 1483 (1988)
- 1-5 E. A. Macatili, and S. E. Miller, Bell syst. Tech. J., 48, 161(1969)
- 1-6 D. Marcuse, Bell syst. Tech. J., 50, 2551(1971)
- 1-7 W. J. Minford, S. K. Korotky, and R. C. Alferness, IEEE J. Quantum Electron., QE-18, 1802(1982)
- 1-8 H. Inoue, K. Hiruna, K. Ishida, T. Asai, and H. Matsumura, J. Lightwave Technol., LT-3, 1270(1985)
- 1-9 R. J. Deri, M. Seto, A. Yi-Yan, E. Colas, and R. Bhat, IEEE Photon. Technol. Lett., 1, 46(1989)
- 1-10 M. Seto, R. J. Deri, A. Yi-Yan, E. Colas, W. T. Tomlinson, R. Bhat, and A. Shahar, J. Lightwave Technol., 8, 264(1990)
- 1-11 H. Tacheuch, and K. Oe, Appl. Opt. Lett., 54, 87(1989)
- 1-12 K. Komatsu, K. Hamamoto, M. Sugimoto, A. Ajisawa, Y. Kohga, and A. Suzuki, J. Lightwave Technol., 9, 871(1991)
- 1-13 R. J. Deri, E. Kapon, and L. M. Schiavone, Appl. Phys. Lett., 51, 789 (1987)
- 1-14 R. J. Deri, R. J. Hawkins, and E. Kapon, Appl. Phys. Lett., 53, 1483 (1988)
- 1-15 U. Koren, B. I. Millers, T. L. Koch, G. D. Boyd, R. J. Capik, and C. E. Socolich, Appl. Phys. Lett., 49, 1602(1986)
- 1-16 S. H. Lin, S. Y. Wang, S. A. Newton, and Y. M. Houn, Electron. Lett.,

- 21, 597(1985)
- 1-17 R. G. Walker, H. E. Shepherd, and R. R. Bradley, *Electron. Lett.*, **23**, 362(1987)
- 1-18 H. Inoue, K. Hiruna, K. Ishida, T. Asai, and H. Matsumura, *J. Light-wave Technol.*, **LT-3**, 1270(1985)
- 1-19 R. J. Deri, E. Kapon, J. P. Harbison, M. Seto, C. P. Yun, and L. T. Florez, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1803(1988)
- 1-20 Y. Ohmori, A. Tate, and M. Kobayashi, *Japan. J. Appl. Phys.*, **26**, 1600 (1987)
- 1-21 C. Dragone, C. H. Henry, I. P. Kaminow, and R. C. Kistler, *Photon. Technol. Lett.*, **1**, 241(1989)
- 1-22 R. Adar, C. H. Henry, C. Dragone, R. C. Kistler, and M. A. Milbrodt, *J. Lightwave Technol.*, **11**, 212(1993)
- 2-1 N. Dagli, and C. G. Fonstad, *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2215 (1988)
- 2-2 M. J. Robertson, S. Ritchie, and P. Dayan, *IEE Proc.*, **132**, 336(1985)
- 2-3 B. M. A. Rahman, and J. B. Davies, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-32**, 20(1984)
- 2-4 Working Group I, COST 216, *IEE Proc.*, **136**, 273(1989)
- 2-5 H. C. Casey, Jr., D. D. Sell, and M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 63(1974)
- 2-6 M. A. Afromowitz, *Solid State Commun.*, **15**, 59(1974)
- 2-7 B. Jensen, and A. Torabi, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, 877 (1983)
- 2-8 D. Hall, A. Yariv, and E. Garmire, *Opt. Commun.*, **1**, 403(1970)
- 2-9 D. T. F. Marple, *J. Appl. Phys.*, **35**, 1241(1964)
- 2-10 H. C. Casey, Jr., and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", chap. 2(1978)
- 2-11 V. Ramaswamy, *Bell Syst. Tech. J.*, **53**, 697(1974)

- 2-12 H. Furuta, H. Noda, and A. Ihaya, *Appl. Opt.*, **13**, 322(1974)
- 2-13 S. Kawakami, and S. Nishida, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-10, 130(1974)
- 2-14 H. Tacheuch, and K. Oe, *Appl. Opt. Lett.*, **54**, 87(1989)
- 2-15 R. G. Walker, H. E. Shepherd, and R. R. Bradley, *Electron. Lett.*, **23**, 362(1987)
- 2-16 R. J. Walker, and R. C. Goodfellow, *Electron. Lett.*, **19**, 590(1983)
- 2-17 R. J. Wakler, *Electron. Lett.*, **21**, 581(1985)
- 2-18 R. J. Deri, M. Seto, A. Yi-Yan, E. Colas, and R. Bhat, *Photon. Technol Lett.*, **1**, 46(1989)
- 2-19 M. A. Afromowitz, *Solid State Commun.*, **15**, 59(1974)
- 3-1 M. D. Feit, J. A. Fleck, Jr., and L. McCaughan, *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 1296(1983)
- 3-2 Y. C. Chung, and N. Dagli, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-26, 1335(1990)
- 3-3 M. D. Feit, J. A. Fleck, and Jr., *Appl. Opt.*, **19**, 1154(1980)
- 3-4 M. D. Feit, J. A. Fleck, and Jr., *Appl. Opt.*, **20**, 848(1981)
- 3-5 S. Nakamura, *OEC'92*, 16b3-2(1992)
- 3-6 H. Yanagawa, et al., *OFC'91*, TuE3(1991)
- 3-7 H. Takahashi, Y. Ohmori, and M. Kawachi, *Electron. Lett.*, **27**, 2131 (1991)
- 3-8 C. Dragone, C. H. Henry, I. P. Kaminow, and R. C. Kistler, *Photon. Technol. Lett.*, **1**, 241(1989)
- 3-9 K. Okamoto, H. Takahashi, S. Suzuki, A. Sugita, and Y. Ohmori, *Electron. Lett.*, **27**, 774(1991)
- 3-10 M. Zirngibl, C. Dragone, C. H. Joyner, M. Kuznetsov, and U. Koren, *Electron. Lett.*, **28**, 1212(1992)
- 3-11 R. Adar, C. H. Henry, C. Dragone, R. C. Kistler, and M. A. Milbrodt, *J. Lightwave Technol.*, **11**, 212(1993)

- 3-11 C. Dragone, *Photon. Technol., Lett.*, **1**, 238(1989)
- 3-12 C. Dragone, *Photon. Technol., Lett.*, **3**, 812(1991)
- 3-13 A. R. Vellekoop and M. K. Smit, *J. Lightwave Technol.*, **8**,
18(1990)
- 3-14 C. Dragone, C. A. Edwards, and R. C. Kistler, *Photon. Technol.,
Lett.*, **3**, 896(1991)
- 3-15 R. Adar, C. H. Henry, C. Dragone, R. C. Kistler, and M. A. Milbrodt,
J. Lightwave Technol., **11**, 212(1993)
- 4-1 H. Tacheuch, and K. Oe, *Appl. Opt. Lett.*, **54**, 87(1989)
- 4-2 E. A. Macatili, and S. E. Miller, *Bell syst. Tech. J.*, **48**,
161(1969)
- 4-3 W. J. Minford, S. K. Korotky, and R. C. Alfiness, *IEEE J. Quantum
Electron.*, QE-18, 1802(1982)
- 4-4 P. K. Tien, *Appl. Opt.*, **10**, 2395(1971)
- 4-5 R. J. Deri and E. Kapon, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**,
626(1991)
- 4-6 S. H. Lin, S. Y. Wang, S. A. Newton, and Y. M. Houng, *Electron. Lett.*, **21**
, 597(1985)
- 4-7 R. G. Hunsperger, "Integrated Optics: Theory and Technology",
chap. 5(1985)
- 5-1 C. Gagne, *Solid State Technol.* **31**, 183(1988)
- 5-2 H. Yamada, H. Ito, and Inaba, *J. Vac. Sci. Technol. B3*, 884 (1985)
- 5-3 E. L. Hu and R. E. Howard, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 1022(1980)
- 5-4 Y. S. Tang and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2898(1991)
- 5-5 J. Z. Li, I. Adesida, and E. D. Wolf, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 897(1984)
- 5-6 A. Scherer, H. G. Craighead, and E. D. Beebe, *J. Vac. Sci. Technol. B5*,
1599(1987)
- 5-7 K. A. Hemyari, G. F. Doughty, C. D. W. Wilkinson, A. H. Kean, and
Stanley, *IEEE Lightwave Technol.*, **11**, 272(1993)

5-8 R. G. Walker, Electronics lett, vol21, 583, (1985)

5-9 H. Takeuchi, andKunishige OE, IEEE Lightwave Technol, 7,
1044(1989)