工學碩士 學位論文

Window 영역을 갖는 laterally tilted SCH-SLD의 최적 설계

The Optimal Design of Laterally Tilted SCH-SLD with Window Region

指導敎授 洪 彰 禧

2001年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電子通信工學科

金 雲 燮

本 論文을 金雲燮의 工學碩士
學位論文으로 認准함.

委員長 : 李 三 寧 (印)

委 員 : 沈 俊 煥 (印)

委 員 : 洪 彰 禧 (印)

2001年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電子通信工學科

金 雲 燮

목 차

ABSTRACT

In this study, It was proposed laterally-tilted SCH(Separate Confinement Heterostrucure)-SLD(Superluminescent Laser Diode) with a window region in order to apply to the fiber optic sensing systems, such as Mach-Zehnder fiber optic interferometer and fiber optic gyroscope(FOG). Theoretical analyses have been tried to design high power and stable operating SLD, especially, the SLD operating at 1.55 ㎛ wavelength range which is the lowest absorption wavelength in silica(SiO_2) optical fiber. Therefore the materials and structures of active layer and SCH layer were chosen as conventional $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ quaternary composition systems.

From the transverse mode and lateral mode analyses of waveguide, the optical power distributions and the optical confinement factor have been studied for single-mode high power operation. According to these analyses, it was calculated SCH layer composition and the thickness to obtain the maximum optical confinement factor.

For the stable superluminescent operation, the facet reflectivity of SLD has to be lowered than 10^{-4}. The AR coating condition has been investigated with three kinds of TiO_2/SiO_2 structures, such as single layer, one pair layer, and multiple layers.

Furthermore, in order to find to easy way to fabricate low values of reflectivity, several cases, such as using unpumped window region effects or tilted facet including above AR coating results, respectively, were calculated with the gaussian beam approximation and mode analysis.

From these researches, it was confirmed that several results to

fabricate the efficient and stable SLD.

In case of using 1.3㎛ InGaAsP SCH composition layer, the layer thickness was obtained 0.08㎛ to get the maximum optical confinement factor.

In case of single layer coating, such as TiO_2 and SiO_2, to get the minimum reflectivity at 1.55㎛ wavelength, each layer thickness was obtained 1790Å, 2690Å respectively. And in case of TiO_2/SiO_2 one pair layer, to get below 1% reflectivity in AR coating, TiO_2, SiO_2 thickness is 1500 2000Å, 1100 1700Å respectively. And in case of TiO_2/SiO_2 multiple layers, the reflectivity was higher than other cases.

In case of using 0.2㎛ active layer thickness, 0.08㎛ SCH layer thickness, window region length is 100㎛ in without AR coating, 10㎛ in 1% AR coating to obtain about 10^{-4} reflectivity. When the tilted angle is about 10 15°, reflectivity is about 10^{-3}.

From these results, it was confirmed that it is possible to fabricate the stable SLD without AR coating analytically, if the window region length and tilted angle were controlled appropriately in given device structure.

제 1 장 서론

1-1 광전자 산업의 현황

올해의 노벨 물리학상은 현대를 정보사회화 하는 데 핵심기술인 고속광전자 및 극소전자 소자를 발명한 조레스 알페로프, 허버트 크뢰머 교수와 집적회로를 발명한 잭 킬비 교수에게 돌아갔다. 20세기 중반 다이오드와 트랜지스터 등과 같은 전자소자를 이용한 전자산업이 인간의 삶을 보다 편리하고 윤택하게 변화시킨 위대한 발명이라면, 정보를 빛의 속도로 전달하고 극소형 칩에 집적화 하는 기술은 정보를 언제 어디서나 쉽고 빠르게 주고받고자 하는 현대인들의 욕구를 만족시키기 위한 핵심기술이라 할 수 있으며, 전자공학뿐만 아니라 인류 역사를 바꿔 놓을 위대한 발명이라 할 수 있다. 이처럼 정보화 사회를 주도적으로 선도하는 산업분야가 바로 광전자 산업이라고 할 수 있다. 다가오는 21세기는 광소자를 기반으로 하는 광전자 산업에 의하여 다시 한번 큰 변화를 맞이하게 될 것이다. 이러한 흐름은 최근의 산업의 흐름이 서서히 광산업을 향하여 흐르고 있는 것을 통하여 확인 할 수가 있으며, 이러한 광전자 산업은 크게 정보통신용, 정보처리용 그리고 일반적인 산업용으로 구분이 된다.

현재의 정보통신 기술은 초고속 광대역 통신 기술을 바탕으로 하고 있으며, 지난 30여 년 간의 짧은 연구개발에도 불구하고 광통신기술은 현재 세계 각국의 정보 통신망의 핵심적인 역할을 담당하고 있다. 특히 광섬유통신용 광원인 AlGaAs/GaAs계(0.8 0.9㎛)와 InGaAsP/InP계(1.3 1.6㎛) LD에 대한 연구는 제작기술이 거의 완벽하게 정착이 되었다. 그리고 10Gb/s에서 100Gb/s의 초고속 광통신 시스템의 상용화를 위하여 파장 분활다중(WDM, Wavelength Division Multiplexing)광통신 시스템[1 3], 어븀 불순물 첨가 광섬유 증폭기(EDFA, Erbium Doped Fiber

Amplifier)[4 7], 반도체 광증폭기(SOA, Semiconductor Optical Amplifier)[8 10] 그리고 초고속 통신용 광원으로 DFB(Distributed Feed Back)-LD[11 13]와 VCSEL(Vertical Cavity Surface Emitting Laser)[14 18]의 기술 개발이 진행중이다.

광을 이용한 정보처리분야에서는 정보의 고밀도 기록재생을 위한 단파장화에 대한 연구가 진행이 되어왔다. 특히 일본의 Nichiya 사의 Dr. Shuji Nakamura씨[19 22]에 의하여 GaN계를 이용한 LED, LD의 개발을 위한 기술기반이 확립됨에 따라서 AlGaAs/GaAs계를 이용하는 CD와 DVD(Digital Video Disk) (0.65㎜)보다 훨씬 고밀도의 CD를 생산해 낼 수 있는 길이 열렸다. 그리고 최근에는 보다 단파장인 자외선영역(0.39㎜ 이하 0.2㎜)대의 신소재의 개발과 LD의 개발에 관심이 집중되고 있다.

특히 GaN계를 이용한 Blue LED, LD의 개발은 광소자에 의한 Full color 옥내외전광판을 가능하도록 하였으며, White LED는 에너지 효율면에서 에디슨이 발명한 전구보다 월등히 우수하기 때문에 이를 대체해 가고 있다.

일반 산업용 광전자 분야는 광을 이용한 물리량을 측정하는 광센서의 개발이 지속적으로 이루어지고 있으며, 특히 광파이버 센서를 이용한 각종 계측분야에 대한 연구가 진행중이다. 특히 광파이버 센서의 하나인 FOG(Fiber-Optic Gyroscope)의 광원으로 각광을 받고 있는 소자가 바로 InGaAsP/InP계를 이용한 SLD(Superluminescent Laser Diodes)에 해당한다. 가공용으로 쓰이는 기존의 고출력 레이저인 고체레이저(Nd:YAG 레이저), 가스레이저(Ar이온 레이저, He-Ne 레이저)를 대체 하기 위한 고출력 LD의 개발 또한 지속적으로 이루어지고 있다.

1-2 본 논문의 배경 및 목적

고휘도 레이저 다이오드는 반도체레이저(LD)와 발광 다이오드(LED)의 중간적인 특성으로 인하여 광섬유센서의 광원으로 가장 적당한 것으로 알려져 있는데 특히 광섬유센서의 하나인 Fiber Optical Gyroscope용 광원으로 적당한 것으로 알려져 있다.[23] 이것은 높은 이득특성 때문에 같은 전류 밀도에서 LED보다 큰 출력을 광섬유 속으로 보낼 수 있다. 또한 광섬유 센서에서 가간섭 길이가 짧고, laser잡음이 적으며,[24] 광 feedback 잡음에 민감하지 않기 때문에 광섬유 센스 시스템에서 생기는 잡음을 크게 줄일 수 있다. 그리고 SLD의 broadband 특성은 Rayleigh 후방산란 잡음, 편광잡음, 광섬유 시스템에서 비선형 Kerr effect 때문에 생기는 잡음 등에 대해서 민감하지 않기 때문이다. 이러한 특성으로 외국의 경우 상품화되어 있는 광섬유 자이로스코프와 같은 센서에 사용되는 광원은 출력이 10 30㎽에 이르는 고출력의 0.85㎛ 대역의 AlGaAs/GaAs SLD이지만 0.85㎛ AlGaAs/GaAs SLD[25,26]의 경우 single-mode fiber에서 매우 큰 색 퍼짐과 손실특성을 가지기 때문에, 색 퍼짐과 손실이 적은 장파장의 1.3㎛또는 1.5㎛ 파장대의 InGaAsP/InP재료계의 SLD[27,28]에 더 큰 관심이 모이고 있으며, 많은 연구가 진행되고 있다.[29 31]

SLD의 경우 국내의 경우 단파장 영역은 물론 장파장영역의 소자조차도 거의 연구되고 있지 않은 실정이다. 향후 광산업이 활성화되고, 광을 이용한 물리량측정이 보편화 될 것으로 생각된다. 자이로스코프는 기계식에서 광학식으로 이행되어 가고 있으며, 특히 차량 항법용, 선박항법용 광자이로 콤파스등이 개발되어 상품화가 된다면 SLD의 수요 또한 크게 증가 할 것이다. 광섬유 자이로스코프가 비용과 수명 대비 성능 면에서 대단히 유망하며, 2000 년 이후 가장 널리 사용될 것으로 전망되므로 광원 제작기술과 신호처리 및 시스템 기술 등 필요한 기반기술의 개발이 절실히 요구된다.

본 연구실에서는 지난 10여 년 간 LPE(Liquid Phase Epitaxy)장치를

이용하여 각종 광소자[32 35]와 광섬유 자이로스코프[36 38]에 대한 대학단위에서 기초연구와 더불어 인력을 양성하여 왔다. 본 연구에서 제작된 SLD를 적용한 광섬유 자이로스코프를 개발하여 장차 이 분야의 연구기반을 형성하는 역할을 하고자 한다. 지금까지 국내에서 제작된 광섬유 자이로스코프는 광원을 수입하여 사용하여 왔으나, 본 연구의 결과로 제작된 SLD가 광섬유 자이로스코프에 적용되면 국내에서 제작된 SLD가 광섬유 자이로스코프에 적용되는 최초의 사례가 될 것이다. 이것은 향후 SLD연구의 새로운 시점이 될 것이며, 광산업이 활성화 될 경우 본 연구를 기점으로 연구 개발되는 SLD는 경제적으로 상당한 효과를 가지게 될 것이다.

본 논문에서는 1.55㎛파장대역의 InGaAsP/InP 재료계를 이용하여 국내에서 거의 연구가 이루어지지 않고 있는 SLD를 제작하기 위한 최적 설계에 관하여 기술을 하였다. 특히 SLD의 반사도를 낮추기 위하여 무반사 코팅 기술만으로는 안정된 SLD 동작을 구현하는 것을 굉장히 어렵기 때문에 본 논문에서는 적당한 무반사 코팅과 함께 윈도우 영역 그리고 도파로에 측방향으로 tilted angle을 두어 반사도를 낮춤으로써 안정된 SLD로 동작하도록 설계하였다.

1-3 본 논문의 구성

본 논문은 효율적으로 동작하는 SLD의 제작을 위해 윈도우 영역을 갖는 laterally tilted SCH-SLD에 대하여 SLD 도파층의 최적 설계, 코팅막의 최적 설계 그리고 SLD로 동작하기 위한 반사도를 얻기 위한 구조의 최적 설계에 대하여 기술하였다. 본 논문의 구성은 다음과 같다.

1장에서는 현재의 광산업에 대하여 간단히 기술하고 본 논문의 목적과 SLD의 개발 배경 그리고 본 논문의 구성에 대하여 기술을 하였다.

2장에서는 최적의 도파층을 설계하기 위하여 맥스웰 파동방정식을 이용하여 횡방향과 측방향에 대하여 모드 이론과 PBH(Planar Buried Heterostructure)-LD에 대한 도파 메카니즘을 이용하여 SLD 내부의 필드 분포와 LD의 특성에 중요한 영향을 미치는 광가둠계수를 구하였다.

3장에서는 소자가 SLD로 동작시키기 위하여 facet에서의 반사도를 줄여야 한다. 이러한 방법으로 가장 일반적인 무반사 코팅막에 대한 설계조건을 TiO_2/SiO_2 계에 대하여 단일 코팅막과 다층 코팅막에 대하여 기술을 하였다.

4장에서는 실제 무반사 코팅만으로 반사도를 낮추는 것은 굉장히 어렵기 때문에 일반적인 SLD의 구조에 윈도우 영역과 도파로에 laterally tilted angle를 주어 반사도를 낮추는 방법에 대하여 조사하였다. 특히 2장의 모드이론의 해석결과와 3장의 코팅막에 의한 반사도 값을 이용하여 가우시안 빔 근사를 이용하여 윈도우 영역의 길이에 대한 실효반사도를 구하고 2장의 모드이론을 이용하여 laterally tilted angle에 따른 기본 TE모드 반사도를 각각의 경우 대하여 계산하였다.

5장에서는 SLD 동작을 위한 소자의 최적 설계에 대한 결과들을 정리하였다.

참고문헌

[1] S. S. Wagner, et. al., "WDM Applications in Broadband Telecommunication Networks", IEEE Comm. Mag., pp. 22 30, Jan, 1989.

[2] C. A. Brackett, "Dense Wavelength Division Multiplexing Networks: Principles and Appications", IEEE J. Select. Areas Commun., Vol. 8, No. 6, pp. 948 964, Aug, 1990.

[3] Biswanath Mukherhee, "WDM-Based Local Lightwave Networks Part 1: Single-Hop Systems", IEEE Network, pp. 12 27, May, 1992

[4] B. J. Ainslie, S. P. Craig, and S. T. Davey, "The Fabrication and Optical Properties of Nd^{3+}in Silica-based Fibers", Material Lett., Vol. 5, No. 4, pp. 143 145, 1987.

[5] A. A. Kaminskii, Laser Crystals, Spiringer series in optical science, Vol. 14, Spiringer-Verlag, New York, 1990.

[6] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, H. L. Zyskind, and J. R. Simpson, "Study of Spectral Dependence of Gain Situation and Effect of Inhomogeneous Broadening in Erbium-doped Fiber Amplifier", IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 2, No. 9, 653 655, 1990.

[7] J. Y. Allain, M. Monerie, and H, Poignant, "Tunable CW lasing around 610, 635, 695, 715, 885, and 910㎚ in Praseodymium-doped Fluorozirconate Fiber", Electron, Lett., Vol. 27, No. 2, pp. 189 191, 1991.

[8] I. Cha, M. Kitamura, H. Honmou, and I. Mito, "1.5㎛ Band Travelling-Wave Semiconductor Optical Amplifiers with Window Facet Structure", Electron. Lett., Vol. 25, No. 18, pp. 1241 1242, 1989.

[9] B. Mersali, G. Gelly, A. Accard, J. L. Lafragette, P. Doussiere, Lambert, and B. Fernier, "1.55 High-gain Polarization-insensitive Semiconductor travelling wave Amplifier with Low driving Current", Electron. Lett., Vol. 26, No. 2, pp. 124 125, 1990.

[10] R. Satoh, Y. Sakai, S. Sekine, Y. Tohmori, K. Shuto, M. Yamada, and T. Kanamori, "Hybrid Integrated-Wavelength-Converter Module using a Spot-Size Converter Integrated Semiconductor Optical Amplifier Array on a PLC Platform", OECC' 97. Seoul, pp. 182 183, 1997.

[11] H. Kogelink, and C. V. Shank, "Coupled Theory of Distributed Feedback Lasers", J. Appl. Phys., Vol. 43, No. 5, pp. 2327 2336, May, 1972.

[12] M. Okai, S. Tsuji and N. Chinone, "Stability of The Longitudinal Mode in λ/4-shifted InGaAsP/InP DFB Lasers",IEEE. J. Quantum. Electron. QE-25, pp. 1314 1319, 1989.

[13] T. Makino, "Effective-Index Matrix Analysis of Distributed Feedback Semiconductor Lasers", IEEE. J. Quantum. Electron. QE-28, pp. 434 440, 1992.

[14] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 18, pp. 2329 2330, 1979.

[15] K. Iga, S. Ishkawa, S. Ohkouchi and T. Nishimura, "Room Temperature Pulsed Oscillation of GaAlAs/GaAs Surface Emitting Junction Laser", IEEE. J. Quantum. Electron. QE-21, pp. 315 320, 1985.

[16] G .A. Evans and J. M. Hammer, Eds., "Surface Emitting Semiconductor Lasers and Arrays", Academic, San Diego, 1993.

[17] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee and L. T. Florez, "Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Growth, Fabrication, Characterizations", IEEE. J. Quantum. Electron. QE-27, pp. 1332 1346, 1991.

[18] K. Tai, K. F. Huang, C. C. Wu and J. D. Wynn, "Continuous Wave Visible InGaP/InGaAlP Quantum Well Surface Emitting Laser Diodes", Electron Lett., Vol. 29, pp. 1314 1316, 1993.

[19] S. Nakamura et al, "p-GaN/n-InGaN/n-GaN Double-Heterostructure Blue Light Emitting Diodes", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 32, pp. L8 L11, 1993.

[20] S. Nakamura et al, "Si-Doped InGaN Films Grown on GaN Films", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 32, pp. L16 L19, 1993.

[21] S. Nakamura et al, "High-Brightness InGaN/AlGaN Double-Hetero structure Blue-Green-Light-Emitting Diodes", J. Appl. Phys., Vol. 76, pp. 8189, 1993.

[22] S. Nakamura et al, "Candela Class High-Brightness InGaN/AlGaN double Heterostructure Blue-Light-Emitting Diodes", Appl. Lett., Vol. 64, pp. 168 7 , 1994.

[23] W. K. Burns, C.L. Chen, and P.P. Moeller, IEEE/OSA J. Lightwave Technol. LT-1, 98, 1983.

[24] K. Bohm, P. Marten, K. Petermann, E. Weidel, and R. Uleich, Electron Lett 17, 352, 1988.

[25] J. Niesen, P. H. Payton, C. B. Morreson, and L. M. Zinkiewiez, paper TuC2 presented at Southwest Optics Conference, Albuquerque, NM, Feb. 9-12, 1987.

[26] G. A. Alphones, D. B. Gilbert, M.Harvey, E. Depiano, and M. Ettenberg, paper ME6 presented at the Optics Fiber Communication Conference, Reno, NV, Jan. 1987.

[27] Yasumasa Kashima, Akio Matoba, and Hiroshi Taka "Performance and Reliability of InGaAsP Superluminescent Diode", J. Lightwave Technol. Vol. 10, No. 11, pp. 1644, 1992.

[28] K. Gen-ei, A. Tanioka, H. Suhara, and K. Chinen, "High Coupled Power 1.3 ㎛ Edge-Emitting Diode with a Rear Window and an Integrated Absorber, " Appl. Phys. Lett. Vol. 53, No. 13, pp. 26, Setember, 1988.

[29] I. M. Joindot and C. Y. Boisrobert, "Peculiar Features of InGaAsP DH Superluminescent Diodes", IEEE. J. Quantum. Electron. QE-25, pp. 1659, 1989.

[30] Haruo Nagai, Yoshio Noguchi, and Shoichi Sudo, "High-Power, High-Efficiency 1.3㎛ Superluminescent Diode with a Buried Bent Absorbing Guide Structure", Appl. Phys. Lett., Vol. 54, No. 18 pp. 1, May, 1989.

[31] T. R. Chen, Y. H. Zhuang, Y. J. Xu, and Yariv, N. S. Kwong, "1.5 ㎛ InGaAsP/InP Buried Crescent Superluminescent Diode on a p-InP Substrate" Appl. Phys. Lett. Vol. 56, No. 25, pp. 18, June, 1990.

[32] 조호성, "수직형LPE장치에 의한 InGaAsP/InP MQW-LD제작에 관한 연구," 한국해양대학교 대학원 박사학위논문, 1994.

[33] 하홍춘, "InGaAsP/InP RWG MQW-LD의 설계 및 제작에 관한 연구", 한국해양대학교 대학원 박사학위논문, 1996.

[34] 박윤호, "반도체 광 증폭기용 Strained GaInAs/GaInAsP/InP 제작에 관한 연구", 한국해양대학교 대학원 박사학위논문, 1998.

[35] 오수환, "액상결정 성장에 의한 다중 양자우물층 성장 및 Buried Ridge Waveguide Laser Diode 제작에 관한 연구", 한국해양대학교 대학원 박사학위논문, 1999.

[36] 이석정, 배정철, 오수환, 하홍춘, 안세경, 홍창희, "광자이로 스코프를 이용한 선박용 자이로 콤파스의 제작", 제 11회 파동 및 레이저 학술 발표회, pp. 15, 1996.

[37] 이석정, "광섬유 자이로콤파스의 제작에 관한 연구", 한국해양대학교 대학원

박사학위논문, 1998.

[38] **양승국**, "**광섬유 자이로콤파스의 안정화 시스템 제작에 관한 연구**", **한국해양대학교 대학원 석사학위논문**, 1999.

제 2 장 SCH-SLD의 모드해석

본 논문에서 제안된 윈도우 영역을 갖는 Laterally Tilted SCH-SLD의 기본 구조는 PBH형태의 소자로 정하였다. 이는 낮은 임계전류와 안정된 측방향 기본 모드 발진, 고신뢰성과 같은 우수한 특성을 가지고 있기 때문이다.[1 4] 그리고 본 연구실에서 SLD를 제작하기 위한 웨이퍼의 에피 성장실험을 통하여 활성층의 두께를 약 0.2㎛이하가 되도록 하였다. 이는 횡방향 단일 모드 발진을 위한 활성층의 두께로 알려져 있다. 또한 많은 실험을 통하여 화학에칭과 meltback 방법으로 mesa shape을 형성시키고 전류차단층을 성장시키는 조건으로 meltback 용액은 InGaAsP(1.55㎛)를 80% 불포화용액으로 하여 mesa shape을 형성시키는 것이 가장 우수한 특성을 나타낸다는 것을 알 수 있었다.[5] 이러한 조건은 PBH-LD 제작을 위한 stripe폭을 3㎛로 하였을 경우에 화학에칭과 meltback에 의한 undercut으로 1.5 2㎛의 mesa가 형성되는 것을 알 수 있었다. 이것은 측방향 단일모드 동작이 가능한 폭으로 알려져 있다.[6]

실제 전체적인 소자의 구조는 활성층이 굴절률이 낮은 재료로 둘러싸여 캐리어 가둠과 광가둠이 우수한 PBH형태를 소자구조로 하였다. 또한 여기에 SCH구조[7,8]를 도입하여 광가둠계수를 크게 하여 SLD의 출력을 크게 하도록 하였으며, 안정된 SLD동작을 위하여 본 논문에서는 후면에 윈도우 영역을 두어 반사계수를 낮추어 발진을 억제하도록 하였으며 여기에 추가하여 활성층의 도파로와 윈도우 영역의 계면의 도파로에 측방향으로 각도를 주어 반사도를 낮추는 방법을 이용하였다.

SLD의 동작특성을 확인하기 위하여 각 영역에서 파동방정식으로 풀어서 이론적으로 해석을 하였다. 그리고 해석을 단순화하기 위하여 대칭형 구조를 갖는 도파로로 가정을 하였다.

2-1 SCH-SLD의 모델링

SCH 구조는 저 임계 전류 밀도와 큰 방출 파워에서의 작은 빔 발산을 구현하는 소자의 제작에 있어서 유용한 구조로 알려져 있다.[9 13] 이러한 SCH구조로는 대칭[14]/비대칭 SCH 구조[15,16]가 있다. 해석을 단순화하기 위하여 대칭형 SCH로 해석을 하였다. 그림 2-1은 설계 및 제작하고자 하는 윈도우 영역을 갖는 Laterally Tilted SCH-SLD의 구조이다.

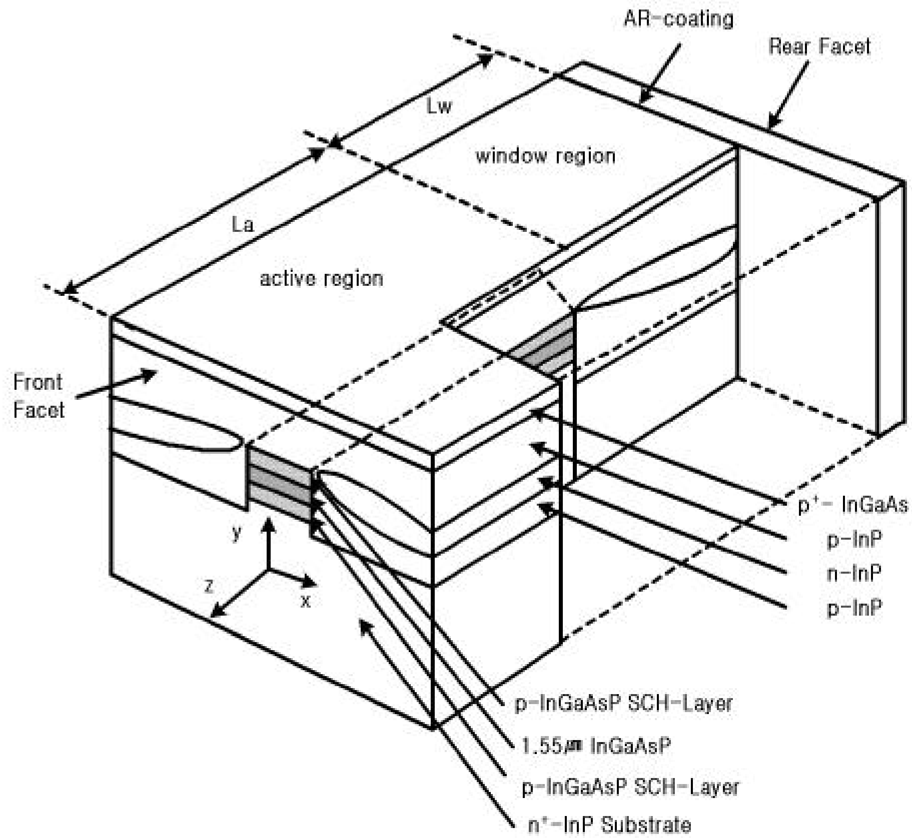


그림 2-1 윈도우 영역을 갖는 Laterally Tilted SCH-SLD의 구조도

Fig. 2-1 Schematic drawing of Laterally Tilted SCH-SLD with Window Region

해석을 위하여 각 층의 굴절률은 MSEO 방법[17]에 의하여 구하였으며 이러한 MSEO 방법은 4원 화합물인 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$의 굴절률을 InGaP와 InGaAs와 같은 알려진 3원 화합물의 굴절률 값을 이용하여 보간법에 의하여 4원 화합물의 굴절률을 결정하는 방법이다. 그 결과 활성층인 1.55㎛ InGaAsP는 3.53, SCH층인 1.3㎛ InGaAsP의 경우는 3.39 그리고 InP층은 3.17이다. 표 2-1에 해석을 위한 각종 파라미터를 정리하였다.

표 2-1 SLD 해석을 위한 변수값

Table 2-1 Parameters for SLD analysis

층	두께[㎛]	굴절률	매질
d_1	2.0이상	3.17	p-InP
d_2	0.05 0.2	3.39	1.3㎛ InGaAsP
		3.36	1.24㎛ InGaAsP
		3.28	1.1㎛ InGaAsP
d_3	0.2	3.53	1.55㎛ InGaAsP
d_4	d2와 같음		
d_5	50이상	3.17	n-InP

그림 2-2는 SCH-PBH-SLD의 횡단면도이고, 그림 2-3은 길이 방향의 단면도이다. 소자의 특성해석을 위하여 횡방향과 측방향으로 나누어서 각각을 5층[18,19] 및 3층 slab 도파로 구조로 분리하여 각각의 경우에 대하여 고전적인 방법이기는 하지만 아직까지 널리 사용되는 유효굴절률 근사법[20,21]을 이용하여 해석을 하였다.

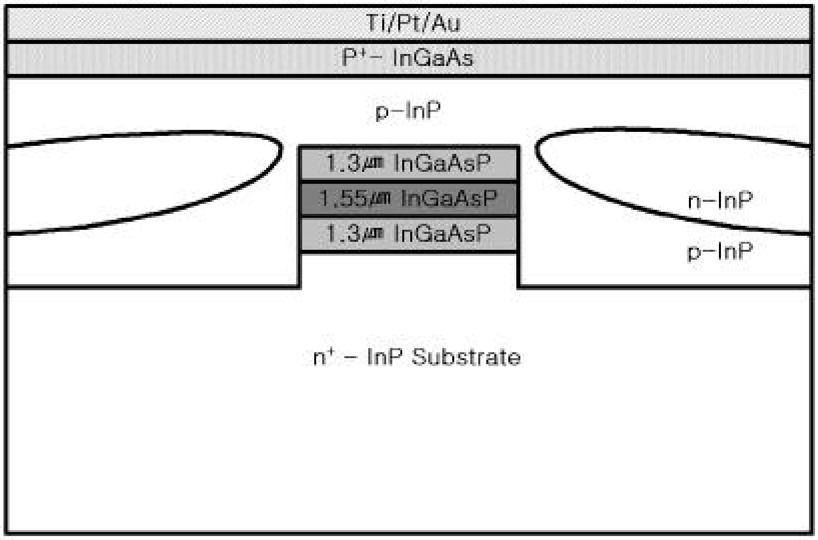


그림 2-2 SLD**의 횡단면도**

Fig. 2-2 Transverse cross section of SLD

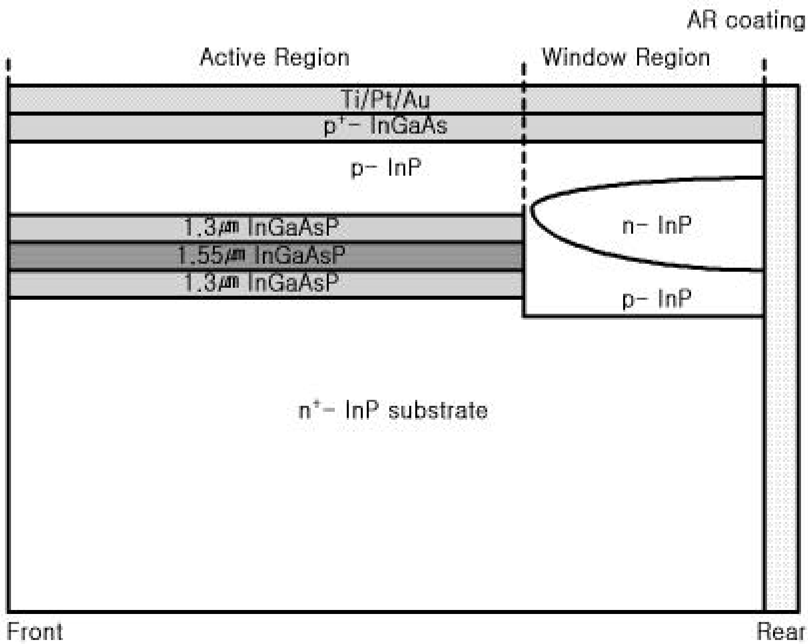


그림 2-3 SLD**의 측면도**

Fig. 2-3 Longitudinal cross section of SLD

Maxwell 방정식으로부터 변수분리법을 이용하여 횡방향과 측방향의 파동 방정식은 각각 다음과 같이 주어진다.[22]

$$\frac{d^2E_x(y)}{dy^2} + \{k_o^2 n_i^2 - \beta^2(x)\}E_x(y) = 0 \qquad (2\text{-}1)$$

$$\frac{d^2E_y(x)}{dx^2} + [k_o^2\{n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x)\}^2 - \beta_z^2]E_y(x) = 0 \qquad (2\text{-}2)$$

식 (2-1)에서 $E_x(y)$와 $E_y(x)$는 각각 횡방향과 측방향의 전계를 나타내며 n_i는 횡방향의 각 층의 굴절률을 나타낸다. 횡방향에서의 도파모드의 전파상수 $\beta(x) = k_o n_{eq}(x)$이며 $n_{eq}(x)$는 횡방향의 도파모드가 느끼는 등가굴절률을 나타내며 k_o는 진공중의 파수를 나타낸다.

식 (2-2)에서 $\Delta n_{eq}(x)$는 주입된 캐리어의 개수 N에 의해 측방향으로 발생하는 굴절률 변화를 나타내는 것이다.

마지막으로 전파모드의 종방향 전파상수 $\beta_z = k_o\overline{n} + j\overline{\alpha}/2$이고 여기서 $\overline{n}$과 $\overline{\alpha}$는 두께가 d_3이고 폭이 W인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 임계전류값 이상에서 다루게 되며, 이 경우에 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을 가지므로 흡수계수 $\overline{\alpha}$는 무시할 수가 있다.

2-2. 횡모드 해석

횡모드를 해석하기 위하여 해석 모델을 대칭형의 5층 slab 도파로를 사용하였다. 그리고 이론해석의 간편화를 도모하기 위하여 광이 클래드층까지 거의 갇힌다고 가정을 하였다.[23]

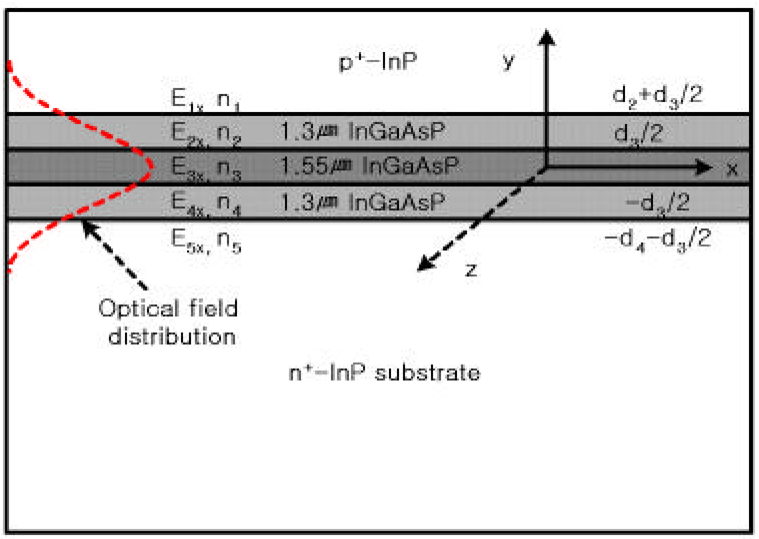


그림 2-4 **횡모드 해석을 위한 대칭** SCH slab **도파로**

Fig. 2-4 Symmetric Slab waveguide for transverse mode analysis

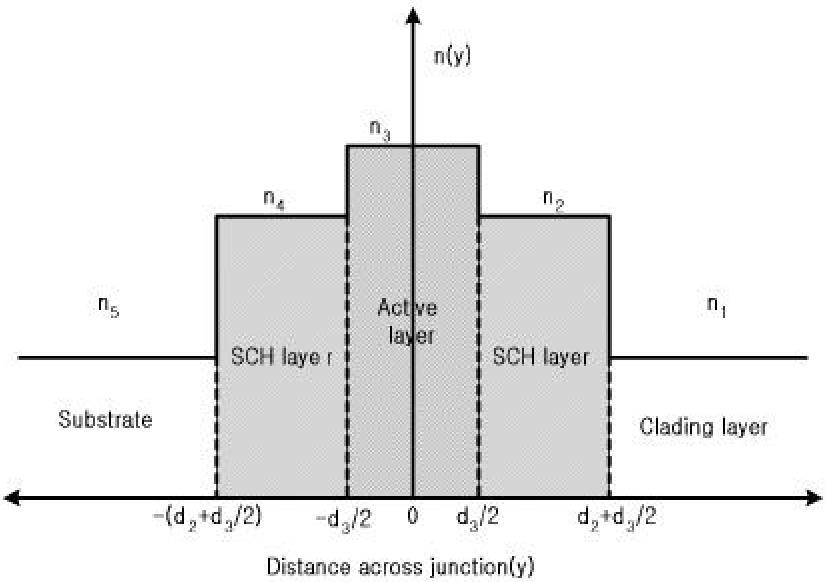


그림 2-5. **대칭** SCH SLD**의 횡방향 굴절률 분포**

Fig. 2-5 Transverse refractive index distribution of symmetric SCH SLD

그림 2-4에 횡모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조를 나타내었으며, 각 층의 굴절률 분포를 그림 2-5에 나타내었다. 일반적인 대칭형 SCH slab 유전체 도파로의 경우, 반도체-공기 계면에서 z=0으로 하였다. 그리고 1.55㎛ InGaAsP 활성 영역의 중심에서 x=0이며 도파로는 y방향으로 무한 범위를 갖는 것으로 하였다.

해석상에서는 기본 TE 모드만이 고려하는데 이는 활성층의 두께가 0.2㎛보다 작은 경우에는 실험적으로 기본 TE모드만이 관측되는 유일한 모드이기 때문이다. 그림 2-4의 도파로는 대칭 구조의 도파로이므로 식 (2-1)으로 주어지는 횡방향 파동방정식의 해는 대칭성을 고려하면 실제 5층에 대하여 해석을 전부 하는 것이 아니고 3층에 대하여 해석을 하면 된다. 그러므로 이러한 대칭문제인 경우에 각 층의 필드는 다음과 같이 주어진다.

$$E_{1x}(y) = A_1 \exp^{-\gamma_1(y-(d_2+d_3/2))} \tag{2-3a}$$

$$E_{2x}(y) = A_2 \cos(k_2 y) + B_2 \sin(k_2 y) \tag{2-3b}$$

$$E_{3x}(y) = A_3 \cos(k_3 y) \tag{2-3c}$$

여기서 각 층의 전파상수는 각각 다음과 같은 값을 갖는다.

$$k_i = \sqrt{k_o^2 n_i^2 - \beta^2} \quad (i = 2, 3, 4) \tag{2-4a}$$

$$\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - k_o^2 n_i^2} \quad (i = 1, 5) \tag{2-4b}$$

그리고 고유치 방정식을 구하기 위하여 주어진 전계 $E_{ix}(y)$와 이것의 도함수가 각 도파로층의 경계면에서 연속이라는 경계조건을 적용하여 구하여진 경계조건을 정리하여 행렬식으로 나타내면 다음과 같다.

$$
\begin{bmatrix}
0 & -\sin(k_2\frac{d_3}{2}) & -\cos(k_2\frac{d_3}{2}) & \cos(k_3\frac{d_3}{2}) \\
0 & -k_2\cos(k_2\frac{d_3}{2}) & k_2\sin(k_2\frac{d_3}{2}) & -k_3\sin(k_3\frac{d_3}{2}) \\
-\exp(-\gamma_1\frac{\delta}{2}) & \cos(k_2\frac{\delta}{2}) & \sin(k_2\frac{\delta}{2}) & 0 \\
\gamma_1\exp(-\gamma_1\frac{\delta}{2}) & -k_2\sin(k_2\frac{\delta}{2}) & k2\cos(k_2\frac{\delta}{2}) & 0
\end{bmatrix}
$$

$$
\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (2\text{-}5)
$$

여기서 $\delta/2 = d_2 + d_3/2$**이다.**

식 (2-5)**으로 주어지는 행렬식에서** A_i**와** B_i**가** 0**이외의 의미 있는 해를 갖기 위해서는 정방행렬의 크기가** 0**이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 조건에 의하여** 5**층 도파로에서의 고유치 방정식은 다음과 같다.**

$$
\begin{aligned}
&k_2\cos\{k_2[1/2(\delta - d_{3)}]\}\{k_3\sin(k_3d_3/2) - \gamma_1\cos(k_3d_3/2)\} \\
&+ \sin\{k_2[1/2(\delta - d_3)]\}\left\{k_2^2\cos(k_3d_3/2) + k_3\gamma_1\sin(k_3d_3/2)\right\} = 0
\end{aligned} \qquad (2\text{-}6)
$$

그러므로 식 (2-4a), (2-4b) **그리고** (2-6)**를 이용하여** β**값에 의존하는 각층에서의** γ_1, k_2 **그리고** k_3**를 얻을 수가 있다. 그림** 2-6**은** SCH**층의 두께와 조성변화 그리고 활성층의 두께에 따른 횡모드의 고유치를 나타내었다. 그리고 계산된 고유치를 이용하여 활성층의 두께가** 0.2㎛**이고** SCH**의 조성이** 1.3㎛ InGaAsP**인 경우에** SCH**층의 두께변화에 따른 각 층에서의 필드의 세기를 그림** 2-7**에 나타내었다.**

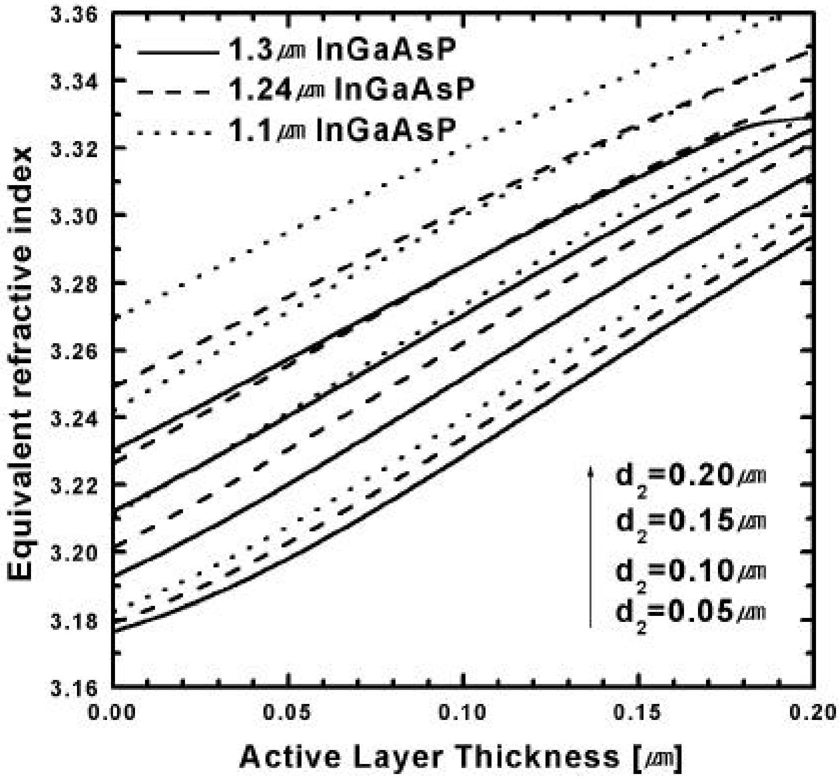
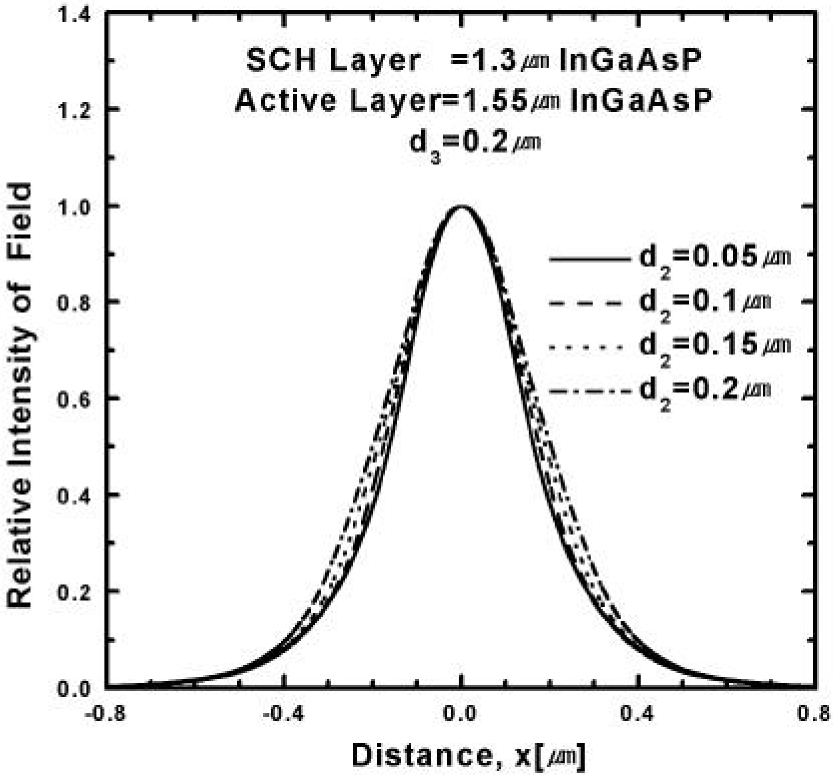


그림 2-6 SCH**층의 두께**(d_2), **조성 그리고 활성층의 두께**(d_3)
변화에 따른 등가 굴절률

Fig. 2-6 Equivalent refractive index according to SCH thickness(d_2), composition, and active layer thickness(d_3)



활성층의 두께, d_3 = 0.2㎛

SCH**층의 조성** = 1.3㎛ InGaAsP

그림 2-7 SCH**층의 두께**(d_2)**변화에 따른 횡모드의 필드세기**

Fig. 2-7 Field intensity of transverse mode according to SCH thickness(d_2)

SLD**가 고출력의 특성을 얻기 위해서는 활성층으로 광을 어느 정도 가둘 수**

있느냐 하는 것이 중요한 문제가 된다. 이는 활성층 내로 광이 얼마나 잘 가두어지는 가를 표시해주는 횡방향 광가둠계수를 통하여 나타내며 이것은 SLD뿐만 아니라 LD의 이론해석에서도 중요한 파라미터가 된다. 광가둠계수는 다음의 식 (2-7)과 같이 정의가 된다.[24]

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-d_{3/2}}^{d_3/2} |E_x(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x(y)|^2 dy} \qquad (2\text{-}7)$$

그림 2-8에서는 활성층의 두께와 SCH 두께, 조성에 따른 활성층에 광을 가두는 광가둠계수를 나타내었다. 여기서 활성층의 두께가 두꺼울수록 광가둠계수는 커지지만 반대로 발진임계전류가 커지므로 이를 고려하여 적절한 두께를 선택하여야 한다. SCH층의 두께가 증가함에 따라 광가둠계수는 어느 두께까지는 커지지만 그 이상의 두께가 되면 오히려 광가둠계수가 감소하는 것을 알 수 있다.[25] 그러므로 SCH구조를 이용하여 소자를 만들 경우에 활성층의 두께에 따른 적절한 SCH층의 두께에 대한 조사가 이루어져야 함을 알 수가 있다. 예를 들어 활성층의 두께가 0.2㎛인 경우에는 그림 2-8에서처럼 SCH층의 두께는 0.05㎛에서 1.04㎛이내의 범위에서는 횡방향 광가둠계수가 일반적인 DH(Double Heterostructure)구조에 비하여 커지지만 그 이상에서는 횡방향 광가둠계수가 오히려 적어지는 것을 알 수 있다. 여기서 한가지 중요한 것은 횡방향 광가둠계수는 일반적으로 SCH층의 두께와 활성층과 SCH층의 굴절률차 보다는 SCH층과 클래드 층의 굴절률 차와 활성층의 두께에 더 의존하는 것으로 알 수 있다.

본 연구에서는 활성층이 1.55㎛ InGaAsP로 고정이 되고 그 두께 역시 횡방향 단일모드로 동작하기 위한 두께인 0.2㎛로 고정하였다. SCH층 역시 1.3㎛ InGaAsP로 결정이 된 상태이므로 SCH층의 두께에 대한 변화만을 고려하였다. 여기서 SCH층의 선택은 1.3㎛ InGaAsP가 보다 큰 광가둠계수를 갖는 것 이외에 다른 조성인 1.24, 1.1㎛ InGaAsP에 비하여 LPE 성장장치에 의한 성장 시 다른 조성에 비하여 보다 우수한 계면 특성을 나타내었기 때

문에 SCH의 조성을 1.3㎛ InGaAsP로 택하였다.

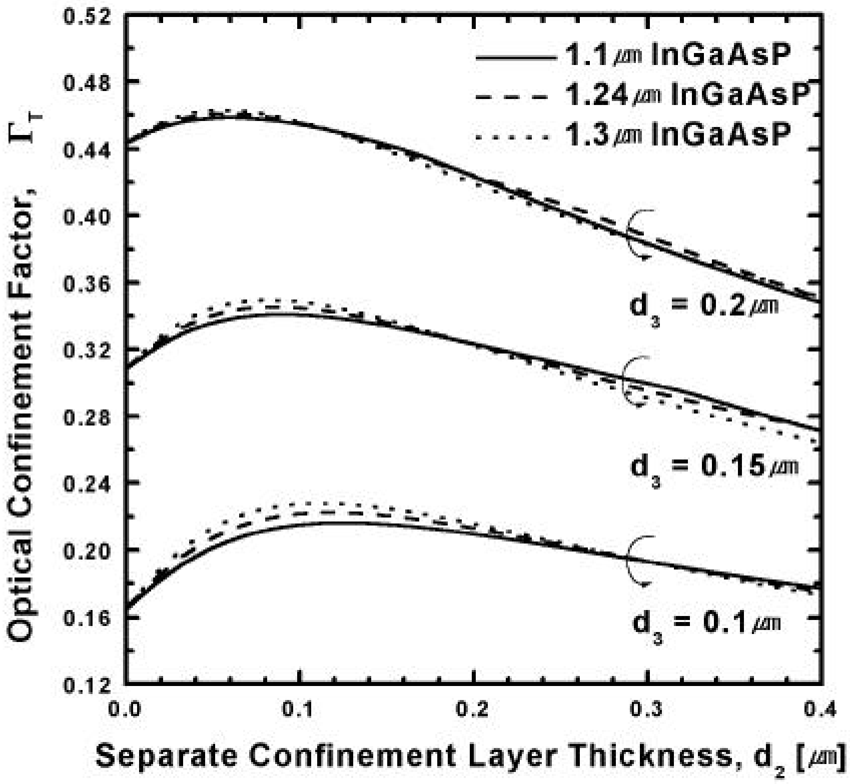


그림 2-8 활성층의 두께(d_3)와 SCH층의 두께(d_2), 조성에 따른 횡방향의 광가둠계수

Fig. 2-8 Transverse optical confinement factor according to SCH thickness(d_2), composition, and active layer thickness(d_3)

2-3 측모드 해석

본 논문에서 제안된 SLD의 경우에는 활성층의 상하 및 좌우에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러싸여 캐리어 및 광이 활성층으로 가두어지는 BH구조[26 29]로 되어 있기 때문에 LD의 도파메카니즘의 분류상 strongly index guided LD[30 33]에 속하게 된다. 위와 같은 strongly index guided LD의 경우 특히 활성층의 폭이 캐리어의 확산거리에 비하여 작을 경우에는 주입 캐리어에 의한 굴절률의 변화의 효과가 작기 때문에 식(2-2)의 $\Delta n_{eq}(x)$는 무시 할 수 가 있다. 그러므로 (2-2)식으로 주어지는 파동방정식은 다음과 같은 측방향 파동 방정식으로 단순화된다.

$$\frac{d^2E_y(x)}{dx^2} + \{k_o^2 n_{eff}(x)^2 - \beta_z{}^2\} E_y(x) = 0 \qquad (2\text{-}8)$$

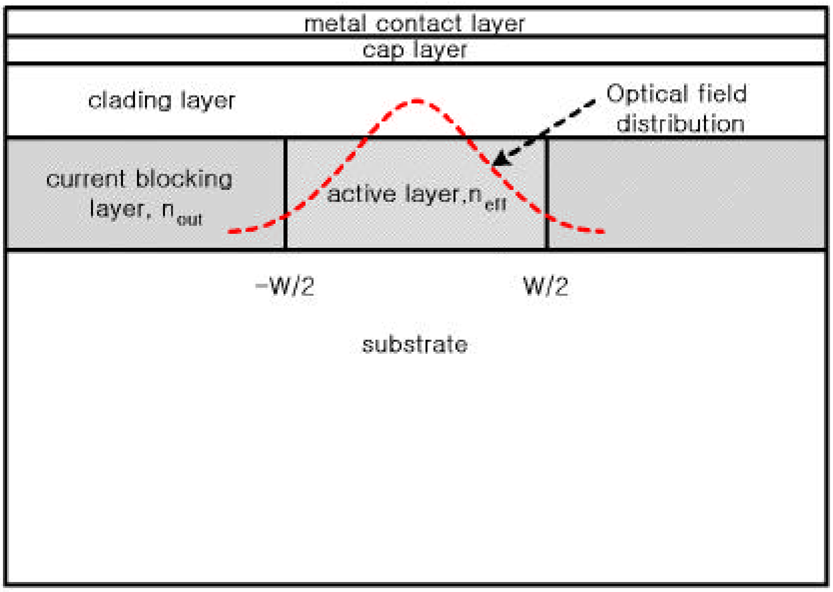


그림 2-9 측모드 해석을 위한 slab 도파로

Fig. 2-9 Slab waveguide for lateral mode analysis

측 모드의 해석은 일반적으로 BH-LD의 측 방향 광가둠계수를 구하기 위하여 널리 사용되고 있는 유효굴절률의 개념을 이용하여 식 (2-8)의 측방향 파동방정식을 가지고 계산하였다. 그리고 유효굴절률, n_{eff}는 다음과 같다.[34]

$$n_{eff} = \sqrt{n_1^{\,2} + \Gamma_T(n_3^{\,2} - n_1^2)} \tag{2-9}$$

그러므로 측모드 해석을 위한 3층 도파로의 구조는 그림 2-9에 나타내었다. 즉 측 방향으로 폭이 W인 도파로를 가정하였다.

그림 2-9의 활성층 영역과 전류 차단층 영역에서의 식 (2-8)으로 주어지는 파동방정식의 해는 다음과 같다.

$$E_{1y}(x) = A_1 \cos(ax) + B_1 \sin(ax) \tag{2-10a}$$

$$E_{2y}(x) = A_2 \exp(-b(|x| - W/2) \tag{2-10b}$$

여기서 각 영역의 전파상수는 다음과 같다.

$$a = \sqrt{k_o^2\, n_{eff}^2 - \beta_z^{\,2}} \tag{2-11a}$$

$$b = \sqrt{\beta_z^{\,2} - k_o^{\,2}\, n_{out}^2} \tag{2-11b}$$

여기서 n_{eff}는 그림 2-9의 활성층 영역의 유효굴절률이고 n_{out}은 전류 차단층 영역의 굴절률을 나타낸다.

전계 $E_{iy}(x)$와 이것의 도함수가 활성층 영역과 전류 차단층 영역의 경계면에서 연속한다는 경계조건을 이용하여 TE 기본 모드의 경우에 대하여 고유치 방정식을 횡모드 해석과 같은 방법으로 구하였다.

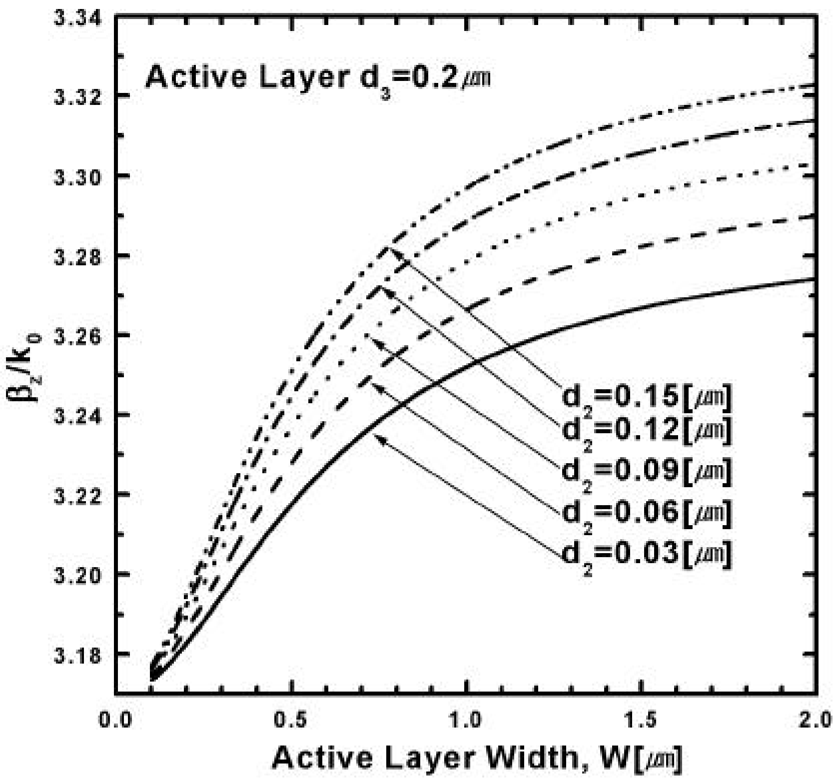
$$\frac{aW}{2}\tan\left(\frac{aW}{2}\right) = \frac{bW}{2} \tag{2-12a}$$

$$\left(\frac{aW}{2}\right)^2 + \left(\frac{bW}{2}\right)^2 = \left(\frac{k_o W}{2}\right)^2 (n_{eff}{}^2 - n_{out}{}^2) \tag{2-12b}$$

식 (2-12)를 이용하여 고유치 방정식을 구한 결과를 그림 2-10에 나타내었다, 여기서 활성층이 0.2㎛인 경우에 SCH층의 두께와 활성층의 폭에 따른 측모드의 고유치를 나타내었으며 위와 같이 계산된 고유치를 이용하여 그림 2-11에서는 SCH층의 두께가 0.1㎛인 경우에 측방향의 필드 세기를 나타내었다. 그리고 횡모드의 경우와 같이 측모드에서도 다음과 같은 측방향 광가둠계수를 정의 할 수 있으며, 그림 2-12에서는 활성층 영역의 두께와 SCH층의 두께 그리고 활성층영역의 폭에 따른 측방향 광가둠계수는 식 (2-13)과 같이 표현이 된다.

$$\Gamma_L = \frac{\int_{-W/2}^{W/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_y(x)|^2 dx} \tag{2-13}$$

그림2-12에서는 SCH층이 1.3㎛ InGaAsP인 경우가 1.24㎛ InGaAsP에 비하여 측방향 광가둠계수가 큰 것을 알 수 있는데 이는 1.3㎛ InGaAsP인 경우가 활성층 영역의 유효굴절율이 더 커지므로 전류 차단층 영역과의 굴절률 차가 더 커지게 되어 광을 효과적으로 가둘 수 있기 때문에 결과적으로 측방향 광가둠계수가 커지는 것을 알 수 있다. 또한 SCH층의 두께가 증가함에 따라서도 같은 결과를 가져오는 것을 알 수 있다. 그러나 활성층 영역의 폭이 더욱 증가하게 되면 SCH층의 두께는 측방향 광가둠계수에 크게 영향을 미치지 않는 것을 알 수 있다.

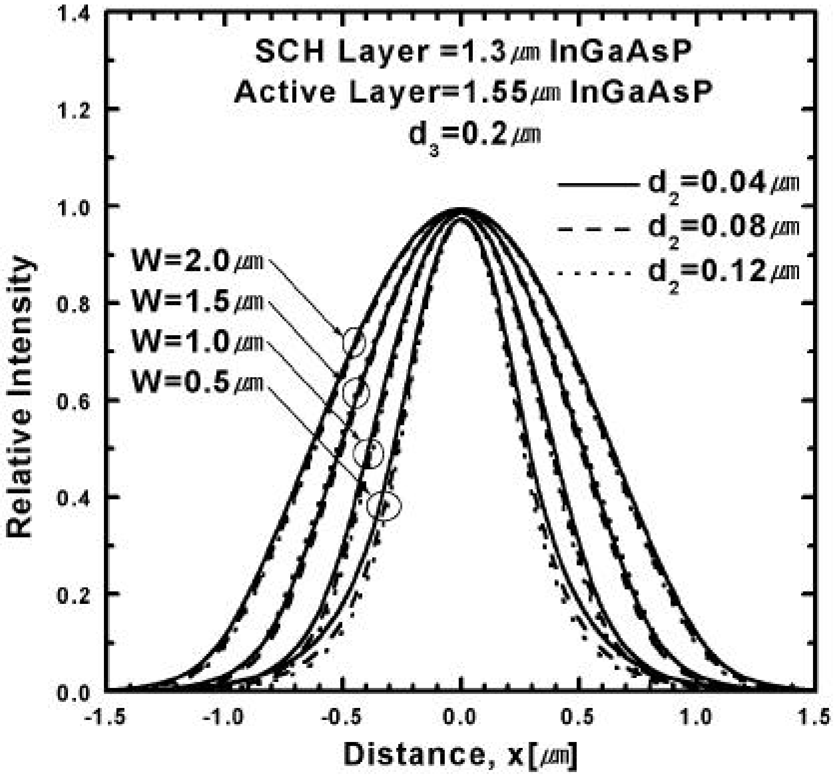


활성층의 두께, d_3 = 0.2㎛

SCH**층의 조성** = 1.3㎛ InGaAsP

그림 2-10 SCH**층 두께**(d_2)**와 활성층 폭**(W)**에 따른 측모드 고유치**

Fig. 2-10 Eigen value of lateral mode according to SCH thickness(d_2) and active layer width(W)

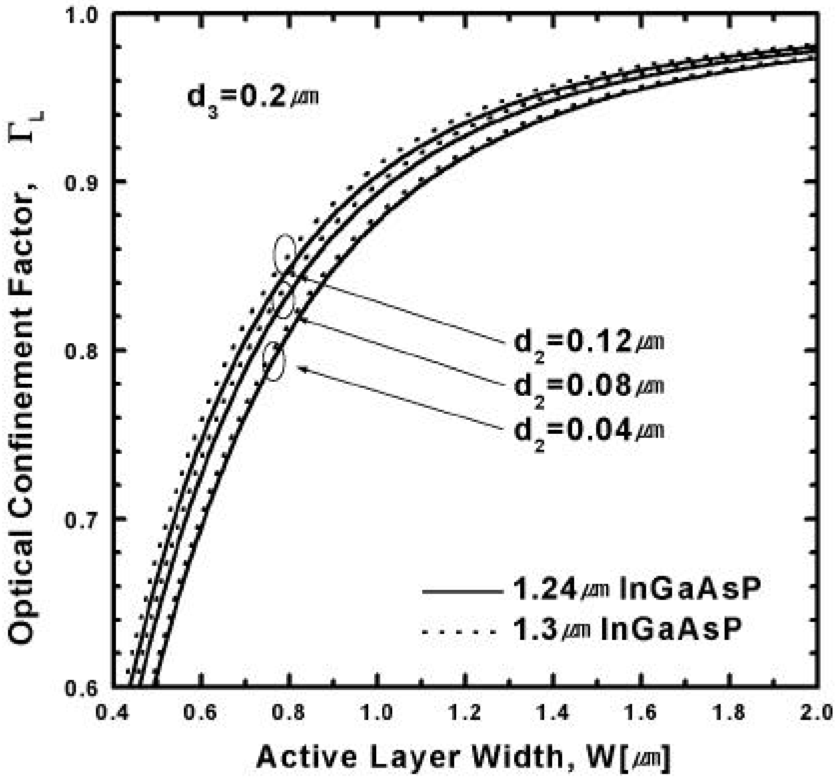


활성층의 두께, d_3 = 0.2**㎛**

SCH**층의 조성** = 1.3**㎛** InGaAsP

그림 2-11 SCH**층 두께**(d_2)**와 활성층 폭**(W)**에 따른 측방향 필드 분포**.

Fig. 2-11 Field intensity of lateral mode according to SCH thickness(d_2) and active layer width(W)



활성층의 두께, d_3 = 0.2㎛

그림 2-12 SCH**층 두께**(d_2), **조성 그리고 활성층 폭**(W)**에 따른 측방향 광가둠계수**

Fig. 2-12 Lateral optical confinement factor according to SCH thickness (d_2), composition, and active layer width(W)

지금까지의 횡모드와 측모드에 대한 결과를 이용하여 실제 소자의 광가둠계수는 다음의 식 (2-14)과 같이 횡방향과 측방향의 광가둠계수의 곱으로 주어진다.

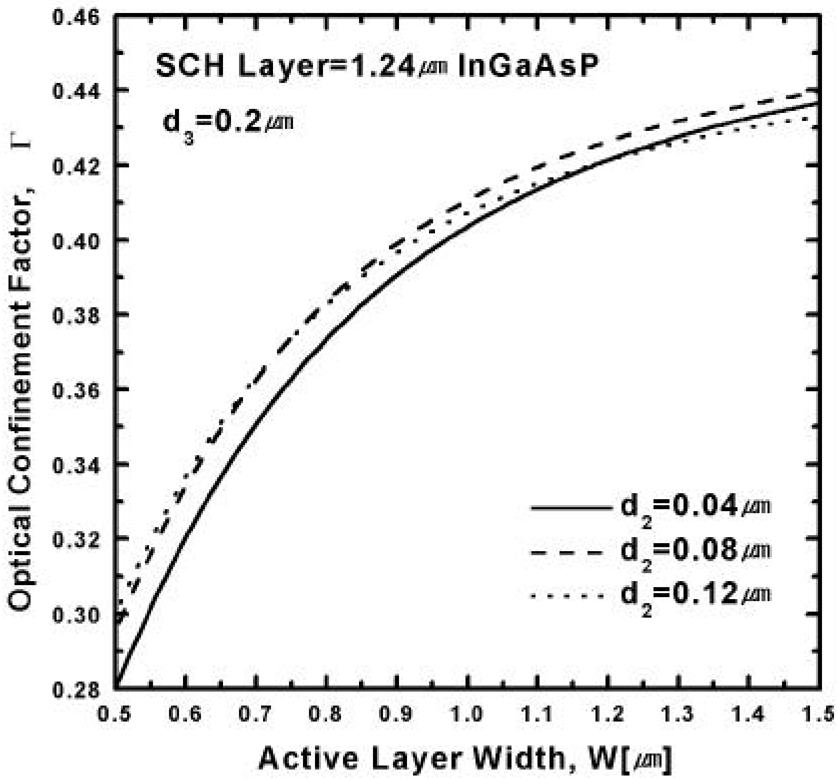
$$\Gamma = \Gamma_T \Gamma_L \tag{2-14}$$

여기서 Γ_T와 Γ_L은 각각 횡모드와 측모드의 광가둠계수이다. 그러므로 Γ는 2차원적인 활성층의 영역에 포함되어 있는 모드에너지의 분율을 나타낸다.

그림 2-13에서는 활성층의 두께는 0.2㎛, SCH층의 조성이 1.24㎛ InGaAsP이고 SCH 두께가 0.04, 0.08, 0.12㎛ 인 각각의 경우에 대하여 활성층의 폭에 따른 총 광가둠계수를 나타내었다. 그리고 그림 2-14에서는 같은 조건에서 SCH의 조성이 1.3㎛ InGaAsP인 경우의 광가둠계수를 나타내었다. 그리고 1.24㎛ InGaAsP와 1.3㎛ InGaAsP 두 조성에 따른 결과를 비교하기 위하여 그림 2-15에 그 결과를 나타내었다.

이 결과를 보면 총광가둠계수는 SCH층의 조성이 1.24㎛ InGaAsP에 비하여 1.3㎛ InGaAsP인 경우가 보다 큰 것을 알 수 있으며, 그리고 1.3㎛ InGaAsP의 경우에 활성층의 폭이 0.7㎛이하인 경우에는 SCH층의 두께가 0.12㎛인 경우가 광가둠계수가 크고, 0.7㎛이상의 폭에서는 0.08㎛인 경우가 광가둠계수가 큰 것을 알 수 있다. 실제 SLD의 단일모드 동작을 위한 활성층의 폭이 1.5㎛이하인 것을 고려하면 적절한 광가둠계수를 얻기 위한 SCH층의 두께는 0.08㎛가 적당한 것을 알 수가 있다.

실제 SCH의 조성의 결정은 고출력에서 발생 가능한 캐리어의 overflow를 고려할 경우 활성층과 SCH층간의 밴드갭 에너지 차가 0.24eV 정도 되어야 한다.[35] 그리고 1.55㎛ 발진파장의 경우 SCH의 조성은 1.2㎛ InGaAsP가 적당하다. 하지만 본 논문에서는 SCH의 조성을 캐리어가둠계수와 광가둠계수 그리고 LPE에 의한 성장층의 계면 특성을 고려하여 1.3㎛ InGaAsP로 결정을 하였다.

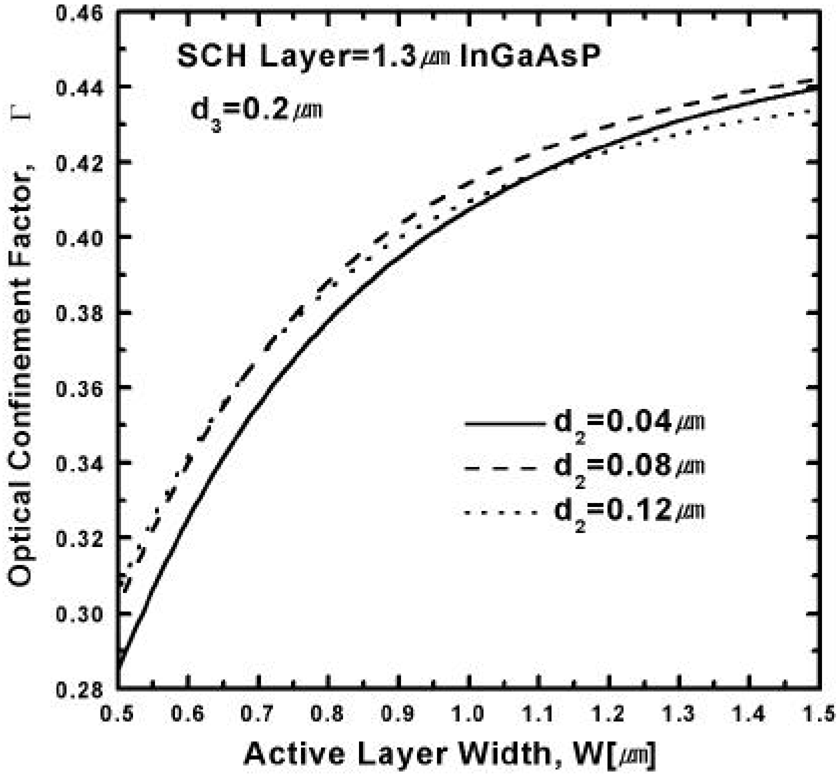


활성층의 두께, d_3 = 0.2**㎛**

SCH**층의 조성** = 1.24**㎛** InGaAsP

그림 2-13 SCH**층 두께**(d_2), **활성층 폭**(W)**에 따른 총 광가둠계수**

Fig. 2-13 Total optical confinement factor according to SCH thickness (d_2) and active layer width(W)

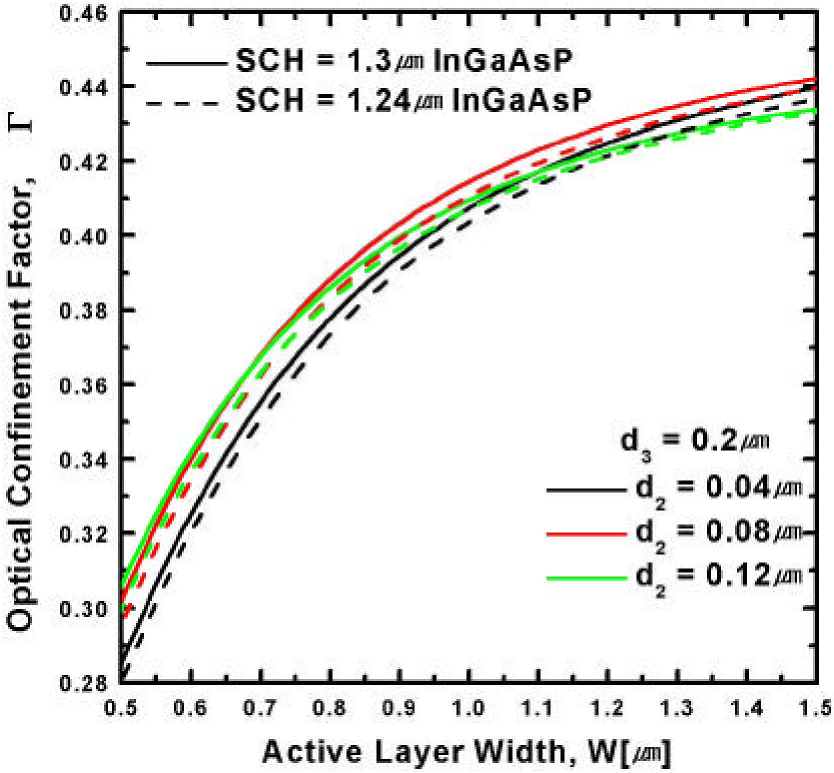


활성층의 두께, d_3 = 0.2**㎛**

SCH**층의 조성** = 1.3**㎛** InGaAsP

그림 2-14 SCH**층 두께**(d_2), **활성층 폭**(W)**에 따른 총 광가둠계수**

Fig. 2-14 Total optical confinement factor according to SCH thickness (d_2), and active layer width(W)



활성층의 두께, d_3 = 0.2**㎛**

그림 2-15 SCH**층의 조성에 따른 총 광가둠계수**

Fig. 2-15 Total optical confinement factor according to SCH compositon

2-4 해석 결과 및 검토

SLD의 도파로 설계에서 SLD의 출력과 관계되는 총광가둠계수는 SCH층의 조성이 1.24㎛ InGaAsP에 비하여 1.3㎛ InGaAsP인 경우가 보다 큰 것을 알 수 있었다. 이것은 보다 높은 광가둠 특성을 얻기 위해서는 활성층과 SCH층의 굴절률 차보다는 SCH층과 클래드층의 굴절률 차를 크게 만들어 주어야 하는 것을 의미한다.

특히 1.3㎛ InGaAsP의 경우에 활성층의 폭이 0.7㎛이하인 경우에는 SCH층의 두께가 0.12㎛인 경우가 광가둠계수가 크고, 0.7㎛이상의 활성층폭에서는 0.08㎛인 경우가 광가둠계수가 큰 것을 알 수 있다. 실제 SLD의 단일모드 동작을 위한 활성층의 폭이 1.5㎛이하인 것을 고려하면 SCH층을 1.3㎛ InGaAsP로 할 경우에 적절한 광가둠계수를 얻기 위한 SCH층의 두께는 0.08㎛가 적당한 것을 알 수가 있다.

참고문헌

[1] I. Mito, M. Kitamura, K. Kobayashi, S. Murata, K. Seki, Y. Odagiri, H. Nishimoto, M. Yamaguchi, and K. Kobayashi, "InGaAsP Double-Channel-Planar-Buried Heterostructure Laser Diode(DC-PBH LD) with Effective Current Confinement", J. Lightwave Tech. Vol. LT-1, No. 1, pp. 195 202, March. 1983.

[2] 홍창희, 이중기, 조호성, 박경현, 박찬용, 이용탁, “누설전류가 작은 1.3㎛ GaInAsP/InP 평면매립형 레이저 다이오드” 전자통신지, 제 13권 4호, pp. 2 8, 1992.

[3] 이중기, 장동훈, 조호성, 이승원, 박경현, 김정수, 김홍만, 박형무, 홍창희 “2.5Gbps 광통신용 1.55㎛ InGaAsP/InP PBH DFB LD 제작 및 특성” 대한전자공학지, 제 31권 9호 pp. 139 145, 1994.

[4] Ho Sung Cho, Dong Hoon Jang, Jung Kee Lee, Kyung Hyun Park, Jeong Soo Kim, Seung Won Lee, Hong Man Kim and Hyung-Moo Park, "High-Performance Strain-Compensated Multiple Quantum Well Planar Buried Heterostructure Laser Diodes with Low Leakage Current," Jpn. J. Appl. Phys. vol. 35, no. 3, pp. 1751 1757, 1996.

[5] 황상구, 오수환, 김정호, 김운섭, 김동욱, 홍창희, “Meltback을 이용한 mesh shape의 형성과 평면 매립형 반도체 레이저의 제작,” 한국 광학회지, Vol. 10, No. 6, pp. 518-522, 1999.

[6] 조호성, 박경현, 이중기, 장동훈, 김정수, 박성기, 박철형, 김홍만, 편광의 “응력완화 1.3㎛ GaInAsP/InP Uncooled-LD의 다중양자우물층과 SCH층 구조에 따른 동작특성” 대한전자공학회지, 제 33권, A편 7호, pp.185 197, 1996.

[7] H. C. Casey Jr, M. B. Panish, W. O. Schlosser, and T. L. Paoli, "GaAs-AlGaAs Heterostructure Laser with Separate Optical and Carrier Confinement", J. Appl. Phys. Vol. 45, No. 1, pp. 322 333, 1973.

[8] N. Yamamoto, K. Yokoyama, T. Yamanaka, and M. Yamamoto, "Design and Fabrication of Low-Threshold 1.55-㎛ Graded-Index Separate-Confinement-Heterostructure Strained InGaAsP Single-Quantum-Well Laser Diodes", IEEE. J. Quantum Electron., Vol. 33, No. 7, pp. 1141 1148, 1997.

[9] U. Koren, B. I. Miller, Y. K. Su, T. L. Koch, and J. E. Bowers, "Low Internal Loss Separate-Confinement-Heterostructure-InGaAs/InGaAsP-Quantum-Well-Lasers", Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp. 1744 1746, 1987.

[10] S. R. Chinn, P. S. Zory, and A. R. Reisinger, "A Model for GRIN-

SCH-SQW Diode Lasers", IEEE. J. Quantum Electron., Vol. 24, No. 11, pp. 2191 2214, 1988.

[11] M. Kitamara, S. Takano, T. Sasaki, H. Yamada, and I. Mito, "High Power Operation in InGaAs Separate-Confinement-Heterostructure-Quantum-Well-Lasers", Appl. Phys. Lett., Vol. 53, pp. 1 3, 1988.

[12] R. W. Glew, B. Garrett, and P. D. Greene, "Very Low Threshold Current Density SCH-MQW Laser Diodes Emitting at 1.55 ㎛", Electron. Lett., Vol. 25, pp. 1103 1104, 1989.

[13] M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser, and H. Venghaus,"Threshold-Current Analysis of InGaAs/InGaAsP Multiquantum Well Separate-Confinement Lasers", IEEE. J. Quantum Electron., Vol. 27, No. 6, pp.1804 1811, 1991.

[14] H. C. Casey, Jr., and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers" Part A Fundamental Principles, pp. 82 90, 1978.

[15] B. W. Hakki, " Mode Gain and Junction Current in GaAs under Lasing Conditions", J. Appl. Phys., Vol. 45, No. 1, pp. 288 294, January, 1974.

[16] G. H. B. Thompson, G. D. Henshall, J. E. A. Whiteaway, and P. A. Kirkby, "Narrow-beam Five-layer (GaAl)As/GaAs Heterostructure Lasers with Low Threshold and High Peak Power", J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 4, April, 1976.

[17] K. Utaka, Y. Suematue, K. Kobayashi and H. Kawanishi, "GaInAsP/InP Integrated Twin-Guide Lasers with First-order Distributed Bragg Reflectors at 1.3㎛ Wavelength", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 19, pp. L137 L140, 1980.

[18] J. K. Bulter, "Theory of Transeverse Cavity Mode Selection in Homojunction and Heterojunction Semiconductor Laser", J. Appl. Phys., Vol. 42, pp. 4447 4457, 1971.

[19] H. Kawaguchi and T. Kawaguchi, "Transverse Mode Control in a Injection Laser by a Strip Loaded Waveguide", IEEE. J. Quantum Electron., QE-13, pp. 556 559, 1977.

[20] D. Botez, "InGaAsP/InP Double-Heterostructure Lasers: Simple Expressions for Wave Confinement, Beamwidth and Threshold Current over Wide Ranges in Wavelength (1.1 1.65㎛)“, IEEE. J. Quantum Electron., QE-17, pp. 178 186, 1981.

[21] D. Botez, "Effective Reflective Index and First Order Mode Cut-Off Condition in InGaAsP/InP DH Laser Structure(λ=1.2 1.6㎛)“, IEEE. J.

Quantum Electron., QE-18, pp. 865 870, 1982.

[22] Govind P. Agrawal and Niloy K. Dutta, "Semiconductor Lasers", 2nd Ed., pp. 41 55, 1993.

[23] **하홍춘**, **오수환**, **이석정**, **박윤호**, **오종환**, **홍창희**, "InGaAsP/InP RWG MQW-LD**의 최적설계**", **한국광학회지 제** 7**권** 4**호**, pp. 375 381, 1996.

[24] D. Botez, "Analytical Approximation of the Radiation Confinement Factor for the TE0 Mode of a Double Heterostructure Laser", IEEE. J. Quantum Electron., QE-14, pp. 330 332, April, 1978.

[25] H. Kresel and J. K. Butler, "Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs", pp. 222 228, 1977.

[26] T. Tsukada, "GaAs-GaAlAs Buried-Heterostructure Injection Lasers," J. Appl. Phys., Vol. 45, pp. 4899 4906, 1974.

[27] J. J. Hsieh and C. C. Shen, "Room-Temperature CW Operation of Buried Stripe Double Heterostructure GaInAsP/InP Diode Lasers," Appl. Phys. Lett., Vol. 30, pp. 429 431, 1977.

[28] K. Mizuishi, M. Hirao, S. Tsuji, et al., "Accelerated Aging Characteristics of InGaAsP/InP Buried Heterostructure Lasers Emitting at 1.3㎛," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 19, pp. 429 437, 1980.

[29] S. Matsumoto, R. Iga, Y. Kadota, M. Yamaomoto, M. Fukuda, K. Kishi and Y. Itaya "Low Resistance 1.55㎛ InGaAsP/InP Semi-Insulating Buried Heterostructure Laser Diodes using a Multilayer Contact Structure" Electron. Lett., Vol. 31, No. 11, pp. 882 883, 1995.

[30] K. Kishino, Y. Suematsu and Y. Itaya, "Mesa substrate buried heterostructure GaInAsP/InP lasers," Electron. Lett., vol. 15, pp. 134 136, 1979.

[31] N. K. Dutta, D. P. Wilt, P. Besomi, W. C. Dautremont-Smith, P. D. Wright and R. J. Nelson, Appl. Phys. Lett., Vol. 44, pp. 483 , 1984.

[32] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "InGaAsP /InP Buried Crescent Laser Emitting at 1.3㎛ with Very Low Threshold Current.," Electron. Lett., Vol. 16, pp. 556 558, 1980.

[33] T. Murotani, E. Oomura, H. Higuchi, H. Namizaki and W. Susaki, "Low threshold InGaAsP/InP Buried Crescent Laser with Double Current Confinement Structure," IEEE J. Quantum Electron., Vol. 17, pp. 646 650, 1981.

[34] K. Hayata, M. Koshiba, and M. Suzuki, "Lateral Mode Analysis of Buried Heterostructure Diode Lasers by the Finite-Element-Method", IEEE J. Quantum Electron., QE-22, No. 6, pp. 781 786, 1986.

[35] P. J. A. Thijs, T. van Dongen, L. F. Tiemeijer, and J. J. M. Binsma, "High-Performance $\lambda = 1.3\mu m$ InGaAsP-InP Strained-Layer Quantum Well Laser", J. Lightwave Technol., Vol. 12, pp. 28 37, 1994.

제 3 장 SLD 무반사 코팅막의 설계

일반적인 laser diode는 기본적으로 광증폭기에 positive feedback 구조를 가지는 소자다. 그러므로 이러한 LD의 facet 면의 반사율을 조정함으로서 LD의 응용 범위를 진행파형 LD 증폭기[1], external cavity LD, LD를 이용한 mode locking[2,3], 그리고 super-luminescent LD[4,5]등 그 응용범위가 넓어진다.

기존의 DFB-LD와 같은 반도체 소자에서의 mirror 코팅의 목적은 단일모드 발진 가능성을 최대한 향상시켜 주는데 있었다. Output 계면에 SiO_2를 사용하여 λ/4 코팅을 행하여 계면 반사도를 1 5% 정도로 낮추면 코팅을 하지 않은 소자에 비하여 단일 모드 발진 확률을 현저히 높일 수 있었다. 한편 SLD의 경우는 facet 면의 반사도가 10^{-4}이하가 되어야 계면에서 back reflection되어 gain medium 쪽으로 feed-back되는 빛의 양을 최소화하여 안정된 SLD로 동작되는 것으로 알려져 있다.[6,7] 안정된 SLD동작을 위해서 반사율이 낮고 최소한의 펄스 폭이 유지되기 위해서는 수십 ㎚의 넓은 대역폭을 갖는 무반사 코팅기술이 요구된다.

무반사 코팅의 연구 목적은 가능한 반사율을 낮추고, 동시에 원하는 파장에 대해 넓은 대역폭을 갖으며 쉽게 안정화 되도록 하는 것이다. 지금까지, 반도체 레이저에서 여러 가지 무반사 코팅은 다음과 같은 재료를 이용하여 시도가 되었다. 이러한 코팅 물질로는 Si_3N_4[4,8] , Al_2O_3[9], SiO_x[10,11]등이 있으며, 이를 이용하여 단층막 또는 $Al_2O_3/Si/SiO_2$[12] 또는 $Al_2O_3/Si/SiO_2$[13]와 같은 삼층막 그리고 SiO_2/TiO_2[14 17], Si/SiO_2[18], SiO_2/Si_3N_4[19], Al_2O_3/amorphous-Si[20]과 같은 single pair structure를 이용한 다층막 코팅에 대한 많은 연구가 시도되었다.

단층막 무반사 코팅의 경우에는 코팅의 두께와 굴절률을 동시에 제어하기가 힘들고 하나의 선택된 파장에 대해서만이 반사율이 0이 되는 대역폭이 좁다. 그러나 다층막 무반사 코팅의 경우는 코팅층의 수가 늘어나

고 코팅 물질의 굴절률 차가 클수록 낮은 반사율을 얻기가 용이하고 그 반사율을 유지하는 대역 즉, 대역폭이 넓어진다.[21]

그러므로 본 장에서는 InP계 물질을 이용한 광통신용 소자의 무반사 코팅막에 가장 폭넓게 사용되고 있으며 그 효과도 입증된 TiO_2/SiO_2 structure에 대하여 SLD 동작을 위한 최적의 무반사 코팅막의 설계조건을 조사하였다.

3-1. 무반사 코팅을 위한 SLD 모델링

실제 LD내부에서 진행하는 광파들은 평면파가 아닌 LD 내부의 도파로의 구조에 의하여 결정되는 guided 파이므로 guided 파에 대한 무반사 코팅의 조건들은 균일한 매질에서의 평면파에 대한 무반사 코팅 조건들과는 크게 다르게 된다. 이러한 원인은 LD와 코팅층 그리고 바깥 배질로 구성된 3층 구조에서의 반사율을 계산하기 위해서는 Fresnel 반사율식이 사용이 된다. 이러한 Fresnel 반사율식[22]은 입사파가 평면파인 경우에 입사각도의 함수로써 반사율을 계산하는 식이므로 실제 LD 표면에서의 반사율을 계산하기 위해서는 LD내부에서 도파되는 파를 서로 다른 각도를 가지고 진행하는 평면파의 합으로 나타내어 각각의 평면파에 대한 반사율을 구하여 더해야 한다.[11] 따라서 LD 표면에서의 반사율을 근사적으로 계산하기 위하여 LD내의 진행파형에 angular spectrum 방법[23]을 적용하여 서로 다른 각도를 가지고 진행하는 평면 파형에 합으로 나타낸 후 각각의 평면파에 Fresnel 반사율 식을 적용하여 사용한다.

이러한 무반사 코팅된 LD 계면의 반사율을 구하기 위하여 LD에서 무반사 코팅막으로 입사하는 파의 형태와 LD의 굴절률을 어떻게 정하느냐에 따라서 여러 가지 방법들이 발표가 되었다. 발표된 몇 가지 방법들은 다음과 같은 특징을 가지고 있다.

Clarke[24]와 Eisentein[25]은 angular spectrum 방법에 LD의 활성층의 굴

절률을 LD의 굴절률로 정하고 LD 내부의 필드 분포는 균일한 활성층 영역 내에서 가우시안 필드 분포를 가진다고 가정을 하였다.

Saitoh등[10]은 도파관 구조에 의하여 결정되어지는 guided 파의 필드 분포를 코팅층에 입사하는 파의 형태로 가정하고 angular spectrum 방법을 직접 사용하기 위하여 활성층의 영역 내에 있는 필드는 활성층, 코팅층, 바깥매질로 구성된 3층 구조에 의하여 반사가 발생한다고 가정을 하였고 클래드층, 코팅층, 바깥매질로 구성된 3층 구조에서도 반사가 발생한다고 생각하여 반사율을 계산하였다.

Kaplan[26]은 guided 파의 필드 분포에 angular spectrum 방법을 직접 사용한 후 클래딩층의 굴절률 값을 LD내의 굴절률로 정하여 계산을 하였고, 활성층과 클래드층의 굴절률 차에 의한 보정항을 추가하여 무반사 코팅막의 반사율을 계산하였다.

Vassallo[27]은 guided 파의 필드 분포에 angular spectrum 방법을 직접 사용한 후 LD내의 도파로의 구조의 유효 위상 굴절률에 약간의 값을 더하여 이 값을 LD내의 굴절률로 정하여 계산을 하였다.

Lennart와 Atternas[28]은 guided 파의 필드 분포에 angular spectrum 방법을 직접 사용한 후 LD내의 도파로의 구조의 유효 위상 굴절률을 LD내의 굴절률로 정하여 계산을 하였다.

본 논문에서는 LD의 활성층에 바로 코팅막을 입히는 구조가 아니고 InP 윈도우 영역의 facet에 무반사 코팅막을 코팅하기 때문에 윈도우 영역에서 코팅막으로 입사하는 파를 평면파로 가정하여 계산을 하였다.

굴절률이 n1, 두께가 l인 유전체 박막을 InP(굴절률, nw) 윈도우 영역의 mirror면에 증착을 한다면 그림 3-1과 같은 구조를 가지게 된다. 여기서 활성층에서 만들어진 광이 윈도우영역을 지나 mirror에 수직 입사하고, 각 영역은 등방성, 비전도 매질이라 하고 입사광을 평면파라 가정을 한다. 이 경우에 윈도우 영역과 코팅막의 경계와 코팅막과 공기의 경계면에서 다음과 같은 5개의 파동 벡터를 얻을 수가 있다.

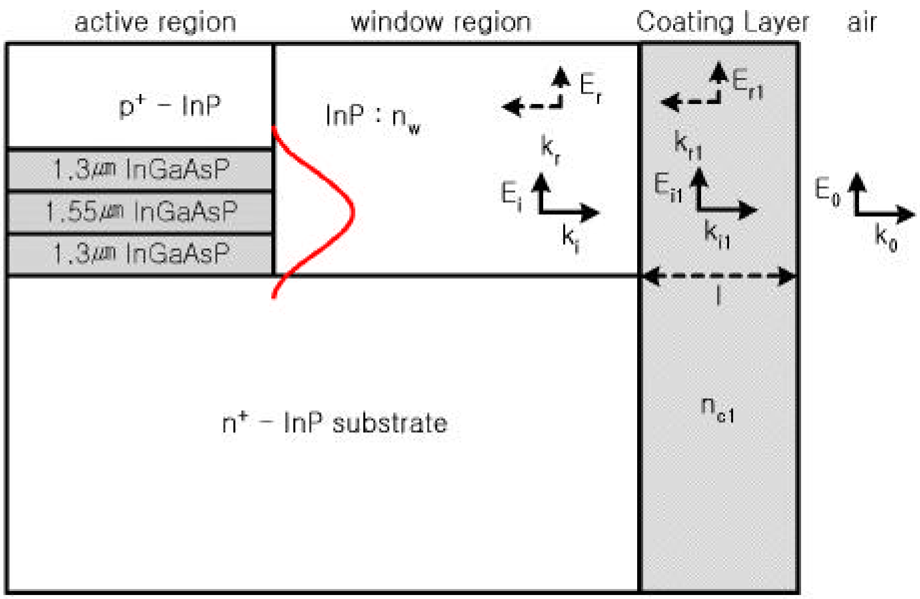


그림 3-1 코팅이 된 SLD의 구조

Fig. 3-1 Schematic view of the coated SLD

$$\overrightarrow{E_i} = \vec{x} E_i \exp^{i(k_i z - wt)} \tag{3-1a}$$

$$\overrightarrow{E_r} = \vec{x} E_r \exp^{-i(k_i z + wt)} \tag{3-1b}$$

$$\overrightarrow{E_{i1}} = \vec{x} E_{i1} \exp^{i(k_{r1} z - wt)} \tag{3-1c}$$

$$\overrightarrow{E_{r1}} = \vec{x} E_{r1} \exp^{-i(k_{r1} z + wt)} \tag{3-1d}$$

$$\overrightarrow{E_0} = \vec{x} E_0 \exp^{i(k_0 z - wt)} \tag{3-1e}$$

여기서 $\overrightarrow{E_i}$는 윈도우 영역에서 입사하는 파, $\overrightarrow{E_r}$는 윈도우 영역과 코팅막의 계면에서 반사되는 파를 나타낸다. 그리고 $\overrightarrow{E_{i1}}$은 윈도우 영역과 코팅막의 경계에서 투과파이며 동시에 코팅막에서 바깥 매질로 입사되는 파를 나타낸다. 그리고 $\overrightarrow{E_{r1}}$은 코팅막과 바깥 매질과의 경계에서 반사되는 파를 나타낸다. 마지막으로 $\overrightarrow{E_0}$는 코팅막에서 바깥 매질로 투과된 파

를 나타낸다.

위와 같은 평면파의 파동 방정식의 해는 다음과 같은 $\exp^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-wt)}$ 형태를 가지게 되므로 Maxwell 전자기 방정식은 다음의 식(3-2)과 같이 표현이 가능하다.

$$\vec{k}\times\vec{E} = \mu w\vec{H} \qquad (3\text{-}2a)$$
$$\vec{k}\times\vec{H} = -\varepsilon w\vec{E} \qquad (3\text{-}2b)$$
$$\vec{k}\cdot\vec{E} = 0 \qquad (3\text{-}2c)$$
$$\vec{k}\cdot\vec{H} = 0 \qquad (3\text{-}2d)$$

여기서 μ와 ε은 각각 매질의 투자율과 유전율을 나타낸다. 위의 Maxwell 방정식으로부터 다음의 관계를 알 수가 있다.

$$\vec{B} = \frac{n}{c}\vec{u}\times\vec{E} \qquad (3\text{-}3)$$

단, $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ 이고 c는 광속, $\vec{u}$는 단위 벡터를 나타낸다.

이상의 관계식을 이용하여 기본 TE mode에 대하여 윈도우 영역과 코팅층의 경계에서 경계조건과 식 (3-3)을 이용하여 다음과 같은 코팅층에 해당하는 유전박막에 대한 식(3-4)으로 표현되는 고유치 방정식을 얻을 수가 있다.

$$E_i + E_r = E_{i1} + E_{r1} \qquad (3\text{-}4a)$$
$$n_w E_i - n_w E_r = n_1 E_{i1} - n_1 E_{r1} \qquad (3\text{-}4b)$$

코팅층과 공기의 계면에서는 코팅층에 대해서는 위상차를 고려하여야 하므로 코팅층과 공기의 계면에 대해서도 다음의 식(3-5)으로 표현되는 고유치 방정식을 얻을 수가 있다.

$$E_{i1}\exp^{ik_{i1}l} + E_{r1}\exp^{ik_{i1}l} = E_0 \qquad (3\text{-}5a)$$
$$n_1 E_{i1}\exp^{ik_{i1}l} - n_1 E_{r1}\exp^{ik_{i1}l} = n_0 E_0 \qquad (3\text{-}5b)$$

위의 (3-4)**식과** (3-6)**식의 고유치 방정식을 행렬식으로 구성하면 다음과 같은 일반적인 박막 행렬식을 얻을 수가 있다**.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_w \end{pmatrix} r = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_1 & -n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ E' \end{pmatrix} \qquad (3\text{-}6a)$$

$$\begin{pmatrix} \exp^{ik_{i1}l} & \exp^{-ik_{i1}l} \\ n_1 \exp^{ik_{i1}l} & -n_1 \exp^{-ik_{i1}l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ E' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} t \qquad (3\text{-}6b)$$

단, $r = \begin{pmatrix} E_r \\ E_i \end{pmatrix}$, $t = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_i \end{pmatrix}$, $E = \begin{pmatrix} E_{il} \\ E_i \end{pmatrix}$, $E' = \begin{pmatrix} E_{r1} \\ E_i \end{pmatrix}$

그러므로 위의 식(3-6)**을 이용하여 다음과 같은 단일 박막층에 대한 특성 행렬식을 얻을 수가 있다**. **다음의 식**(3-7)**과 같이 표현된다**.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_w \end{pmatrix} r = M \begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} t \qquad (3\text{-}7)$$

단, $M = \begin{pmatrix} \cos(k_{i1} l) & \dfrac{-i}{n_1} \sin(k_{i1} l) \\ -i n_1 \sin(k_{i1} l) & \cos(k_{i1} l) \end{pmatrix}$

이상은 단일 코팅막에 대한 경우에 대하여 논의를 하였다. **위의 식을 이용하면 다층막에 대한 경우도 쉽게 특성 행렬식을 얻을 수가 있다**. **다층막의 경우에 각 층의 굴절률이** n_1, n_2, $n_3, \cdots\cdots$, n_N **이고 두께가** l_1, l_2, l_3, ……, l_N **인** N**개인 유전체 코팅막을 코팅하였다고 한다면 쉽게 다음의 식** (3-8)**과 같은 관계식을 얻을 수가 있다**.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_w \end{pmatrix} r = M_1 M_2 M_3 \cdots M_N \begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} t = M \begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} t \qquad (3\text{-}8)$$

여기서, $M = M_1 M_2 M_3 \cdots M_N$이고 계산된 값을 $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$이라고 하면 r, t는 다음과 같은 관계를 갖게 된다.[29]

$$r = \frac{A n_w + B n_w n_0 - C - D n_0}{A n_w + B n_w n_0 + C + D n_0} \tag{3-9}$$

$$t = \frac{2 n_w}{A n_w + B n_w n_0 + C + D n_0} \tag{3-10}$$

여기서 반사율과 투과율은 각각 $R = |r^2|$, $T = \frac{n_w}{n_i}|t^2|$로 정의되므로, 각 코팅층의 굴절률, 두께 그리고 코팅층의 수를 알면 반사율 R을 계산할 수 있다.[30]

3-2 무반사 코팅 박막에 대한 수치해석

일반적으로 반도체 레이저에 무반사 코팅막을 증착하는 경우에 모든 제작 조건을 최적화하여 $\lambda/4$ 코팅을 하였다하더라도 반도체 레이저 내부에서 공간적인 빛의 강도 분포가 평면파가 아니기 때문에 이론적인 절대 무반사 조건을 얻을 수는 없다. 또한 단층막 무반사 코팅에 의한 반사율은 파장의 변화, 입사각도의 변화 등에 매우 민감하기 때문에 실제 반사율은 크게 증가하게 된다. 이러한 문제를 해결하기 위하여 2개의 굴절률이 다른 일정한 두께의 유전막을 반복적으로 배열을 할 경우 넓은 파장대역에서 반사율이 최소가 되는 다층막 무반사 코팅 방법이 유용하다. 다음의 표 3-1은 simulation에 사용된 각 코팅층에 대한 굴절률을 나타내었다. 본 논문에서는 1.55㎛ 파장의 samsung사의 데이터를 이용하여 계산을 하였다.

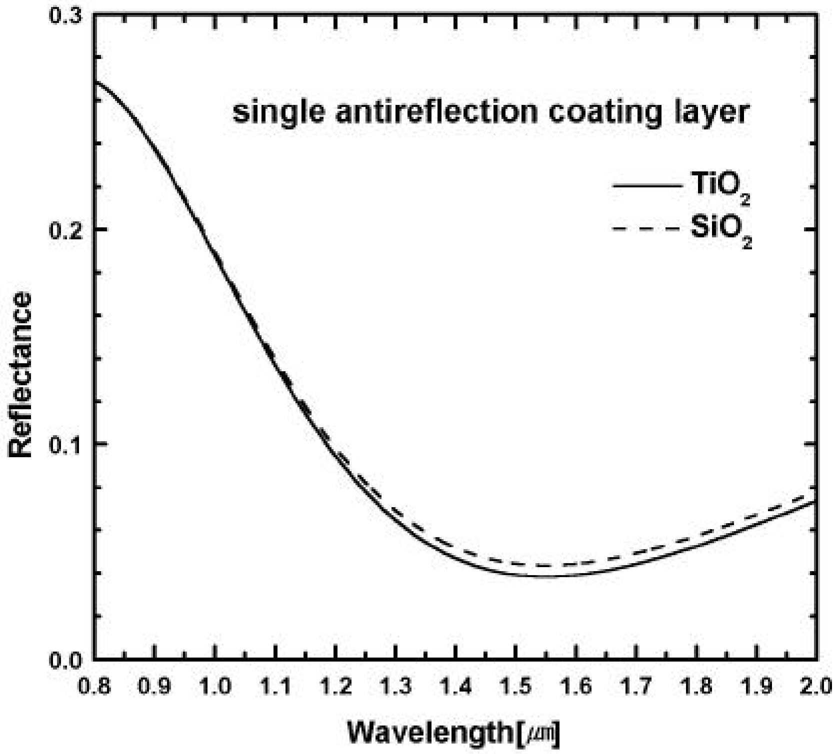
표 3-1 여러 측정된 굴절률 값

Table 3-1 Several measured refractive index

	Rudolph사	Lucent사	Samsung사	
파장[㎚]	632.8	1550	632.8	1550
TiO_2	2.24	2.17	2.24	2.17
SiO_2	1.46	-	1.46	1.44
InP	-	-	-	3.167

단층막에 대한 simulation의 결과를 그림 3-2에 나타내었다. 그리고 그림 3-3에서는 고정된 파장에서 코팅막의 두께에 따른 반사율 스펙트럼을 나타내었다. TiO_2가 SiO_2에 비하여 1.55㎛의 부근에서 보다 낮은 반사율을 나타내며, 낮은 반사율을 얻기 위한 단일 코팅막의 두께는 TiO_2의 경우는 1790Å이고, SiO_2의 경우는 2690Å임을 알 수 있다. 이는 주어진 파장에 대한 $\lambda/4n$의 두께에 해당한다.

그림 3-4와 3-5는 InP 윈도우 영역 위에 TiO_2/SiO_2의 순서로 쌍으로 배열을 할 경우와 SiO_2/TiO_2의 순서로 쌍으로 배열을 할 경우에 1, 2 그리고 3쌍을 코팅하였을 경우에 대한 각각의 파장에 따른 반사율 스펙트럼을 나타내었다. 이 결과를 보면 InP 윈도우 영역 위에는 단일층 무반사막 코팅을 할 경우에는 SiO_2에 비하여 TiO_2가 그 특성이 우수할 것으로 기대가 되고, 단일층보다는 TiO_2/SiO_2의 이중층 무반사 코팅이 유리할 것으로 기대된다. 그리고 SiO_2/TiO_2의 이중층으로 4쌍을 코팅할 경우는 고반사 특성을 나타냄을 알 수 있다.



각 층의 두께 = λ/4n

그림 3-2 InP 윈도우 영역 위에 TiO_2와 SiO_2의 단일층을 코팅하였을 경우의 파장에 따른 반사율(λ=1.55㎛)

Fig. 3-2 Reflectance as a function of wavelength for TiO_2, SiO_2 single layer on InP window region(λ=1.55㎛)

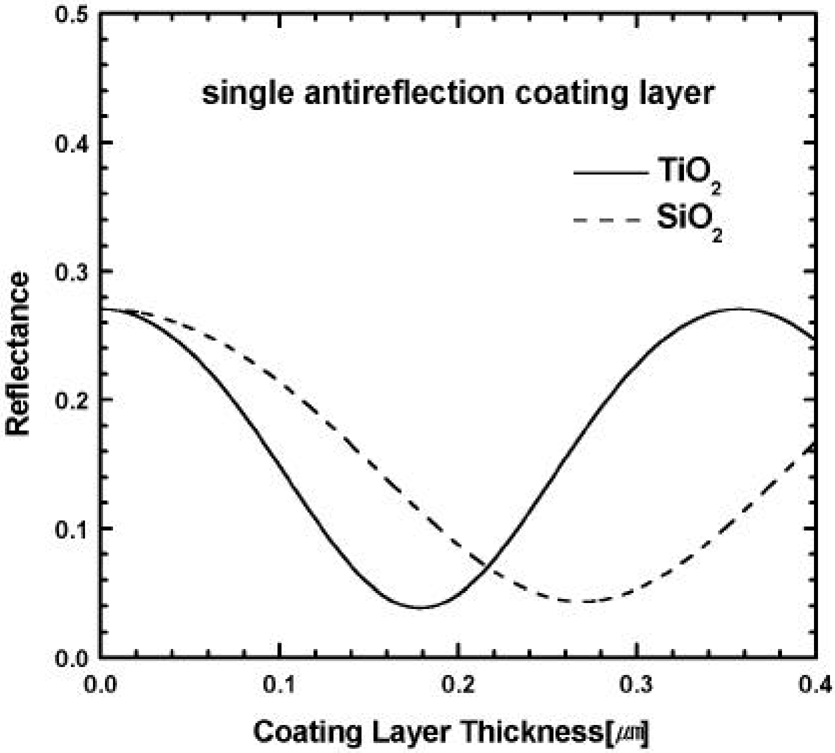
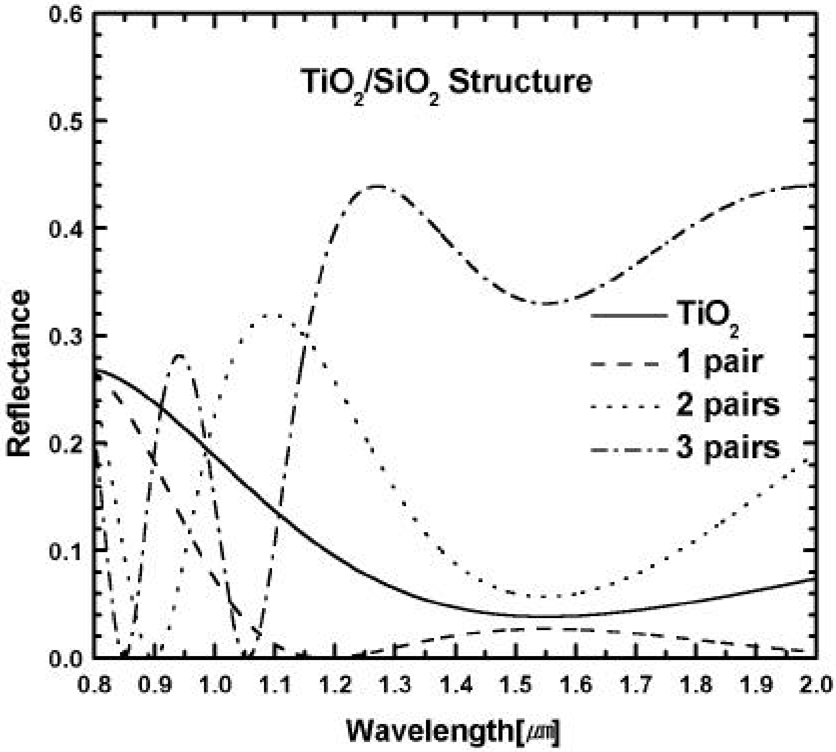


그림 3-3 InP **윈도우 영역 위에** TiO_2**와** SiO_2**의 단일층을 코팅하였을 경우의 두께에 따른 반사율**(λ=1.55㎛)

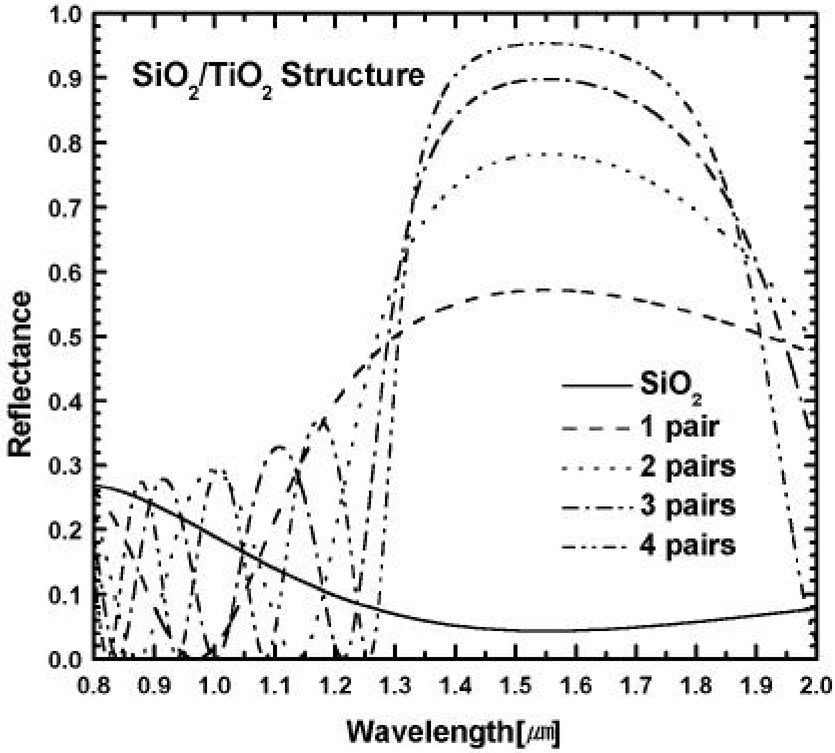
Fig. 3-3 Reflectance as a function of thickness for single layer TiO_2, SiO_2 on InP window region(λ=1.55㎛)



각 층의 두께 = λ/4n

그림 3-4 InP **윈도우 영역 위에** TiO_2/SiO_2**의 이중층을 코팅하였을 경우의 파장에 따른 반사율**(λ=1.55㎛)

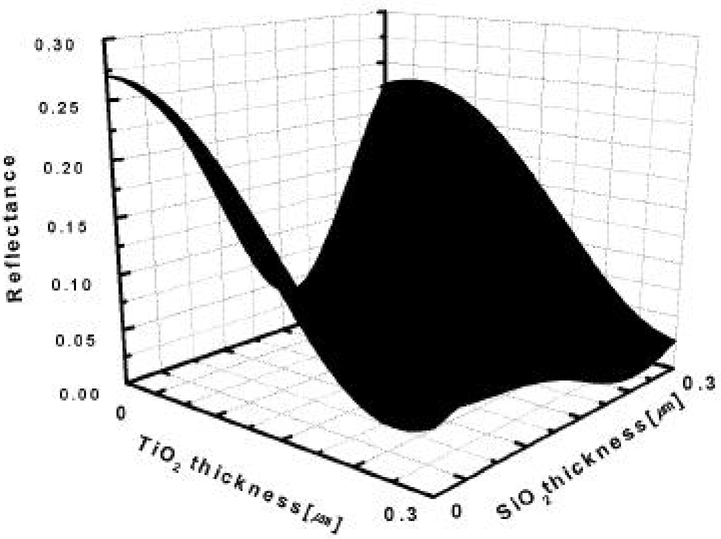
Fig. 3-4 Reflectance as a function of wavelength for alternating layer of TiO_2/SiO_2 on InP window region(λ=1.55㎛)



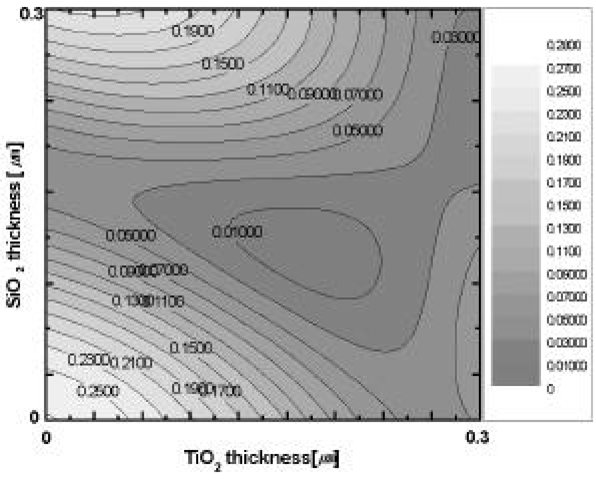
각 층의 두께 = $\lambda/4n$

그림 3-5 InP 윈도우 영역 위에 SiO_2/TiO_2의 이중층을 코팅하였을 경우의 파장에 따른 반사율(λ=1.55㎛)

Fig. 3-5 Reflectance as a function of wavelength for alternating layer of SiO_2/TiO_2 on InP window region(λ=1.55㎛)



(a) **입체도**



(b) **등고선도**

그림 3-6 InP **윈도우 영역 위에** TiO_2/SiO_2**의 이중층을 코팅하였을 경우의 두께변화에 따른 반사율**(λ=1.55㎛)

Fig. 3-6 Reflectance as a function of thickness for alternating layer of TiO_2/SiO_2 on InP window region(λ=1.55㎛)

(a) oblique perspective view; (b) contour view

그림 3-6a에서는 InP 윈도우 영역 위에 TiO_2/SiO_2의 한쌍을 코팅하였을 경우에 TiO_2와 SiO_2의 두께에 변화에 따른 반사도 변화를 나타내었다. 그림 3-6b를 통하여 1%이하의 반사도를 얻기 위한 TiO_2와 SiO_2의 두께는 TiO_2의 경우에는 1500에서 2000Å, SiO_2의 경우에는 1100에서 1700Å임을 알 수가 있다. 실제 코팅층에 대한 정확한 이론적인 조사는 어렵지만, 본 장의 결과를 통하여 단일층 코팅막보다는 TiO_2/SiO_2의 이중층의 경우가 보다 낮은 반사도를 얻을 수 있을 것으로 생각된다. 여기에 보다 정확한 두께에 따른 반사도를 알아보기 위해서는 TiO_2와 SiO_2의 두께 변화에 따른 굴절률의 변화를 고려하여야 할 것으로 생각된다.

3-3 결과 및 고찰

본 장에서는 SLD로 안정된 동작을 위한 무반사 코팅막에 대한 설계에 관하여 조사를 하였다. 단일층 코팅을 할 경우에는 TiO_2가 SiO_2에 비하여 1.55㎛의 부근에서 보다 낮은 반사율을 나타내며, 낮은 반사율을 얻기 위한 단일 코팅막의 두께는 TiO_2의 경우는 1790Å이고, SiO_2의 경우는 2690Å임을 알 수 있다. 그리고 이러한 TiO_2, SiO_2와 같은 단일층 코팅막보다는 TiO_2/SiO_2의 이중층 무반사 코팅이 보다 낮은 반사율을 갖는 것을 확인하였다. 그리고 1%이하의 반사도를 얻기 위한 TiO_2와 SiO_2의 두께는 TiO_2의 경우에는 1500에서 2000Å, SiO_2의 경우에는 1100에서 1700Å임을 알 수가 있다.

참고문헌

[1] T. Mukai and Y. Yamamoto, "Gain, Frequency and Bandwidth and Saturation Output Power of AlGaAs DH Laser Amplifier", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-17, No. 6, pp. 1028 1034, 1981.

[2] M. Schell, A. G. Weber, E. Scholl and D. Bimberg, "Fundamental Limits of Sub-ps Pulse Generation by Active Mode Locking of Semiconductor Lasers", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-27, pp. 1661 1668, Jun. 1991.

[3] P. Zorabedian, "Axial-Mode Instability in Tunable External-Cavity Semiconductor Laser", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-30, No. 7, pp. 154 2 1552, 1994.

[4] I. Kmminow, G. Einstein and K. Sultz, "Measurement of the Modal Reflectivity of an Antireflection Coating on a Superluminescent Diodes", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-19, pp. 493 495, 1983.

[5] K. Dutta, P. Deimel, "Optical Property of a GaAlAs Superluminescent Diode", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-19, pp. 496 498, 1983.

[6] P. A. Besse, J. S. Gu and H. Melchoir, "Reflectivity Minimization of Semiconductor Laser Amplifiers with Coated and Angled Facets Considering Two-Dimensional Beam Profiles", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-27, pp. 1830 1836, 1991.

[7] J. Buss, M. C. Ferries and D. J. Robbins, "Refledtivity of Coated and Tilted Semiconductor Facets", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-27, pp. 1837 1842, 1991.

[8] G. Eisenstein and S. W. Stulz, "High-Quality Antireflection Coatings on Laser Facets by Sputtered Silicon Nitride", Appl. Opts. Vol. 23, pp. 161 164, 1984.

[9] R. P. Webb, "Evalution of a Semiconductor Laser Amplifier for Mulitiplexed Coherent Systems", presented at 2nd Int. Tech. Symp. on Optical and Electro-Optical Applied Science and Engineering, Cannes, France, 1985.

[10] T. Saitoh, T. Mukai and O. Mikami, "Theoretical Analysis and Fabrication of Antireflection Coatings on Laser-Diode Facets", IEEE J. Lightwave Technol. Vol. LT-3, No. 2, pp. 288 293, 1985.

[11] N. A. Olsson M. G. Oberg, L. D. Tzeng and T. Cella, "Ultra-Low Reflectivity 1.5㎛ Semiconductor Laser Preamplifiers", Electron. Lett., Vol.

24. pp. 569 570, 1988.

[12] K. Shigihara, T. Aoyagi, S. kakimoto, M. Aiga, M.Ostubo and K. Ikeda, "Antireflection Coating for Laser-Diodes", Electron. Lett., Vol. 31. No. 18, pp. 1574 1576, 1995.

[13] D. M. Braun and R. L. Jungerman, "Broadband Mulilayer Antireflection Coating for Semiconductor Laser Facets", Opt. Lett., Vol. 20, pp. 1154 1156, May. 1995.

[14] J. R. Kim, Y. H. Lee et al, "1550㎚ Polarization Insensitive Laterally Tapered Travelling-Wave Semiconductor Laser Amplifier with a Narrow Circular Beam Divergence", ISPSA' 98, Ba6, 1999.

[15] J. S. Lee, J. R. Kim et al, "Spot Size Converter Integrated 1.55㎛ Polaization Insensitive Semiconductor Laser Amplifier", ISPSA' 98, Ba4, 1999.

[16] J. R. Kim, Y. H. Lee et al, "Spot Size Converter Integrated 1.55㎛ Polaization Insensitive Semiconductor Laser Amplifier", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11, No. 8, pp. 967 969, August, 1999.

[17] J. S. Lee, J. R. Kim et al, "Spot Size Converter Integrated 1.55㎛ Polaization Insensitive Semiconductor Laser Amplifier by Using Selective Area Growth", CLEO pacific rim' 99, 1999.

[18] J. Stone and L. W. Stulz, "Reflection, Transmission, and Loss Spectra of Multilayer Si/SiO_2 Thin Film Mirrors and Antireflection Coatings for 1.5 ㎛", Appl. Optics., Vol. 29, No. 4, pp. 583 588, 1990.

[19] Y. Katagiri and H.Ukita, "Ion Sputtered (SiO2)x and (Si3N4)1-x Antireflection Coatings on Laser Facets produced using O2-N2 Discharges", Appl. Opts. Vol. 29, No. 34, pp. 5074 5079, 1990.

[20] J. S. Ryoo and Y. S. Yoon, "A Study on AR, HR Coatings for High Power Laser Diode", **전기전자재료학회지** Vol. 9, No. 5, pp. 498 505, June 1996.

[21] C. M. Herzinger, C. C. Lu, T. A. DeTemple, and W. C. Chew, "The Semiconductor Waveguide Facet Reflectivity Problem", IEEE. J. Quantum Elctron. QE-29, pp. 2273 2281, 1993.

[22] D. Marcuse, "Light Transmission Optics", Bell Laboratories Series, pp. 1 6 29, 1972.

[23] F. K. Reinhart, I. Hayashi, and M. B. Panish, "Mode-Reflectivity and Waveguide Properties of Double Heterostructure Injection Lasers", J.

Appl. Phys., Vol. 42, pp. 4466 4479, 1971.

[24] R. H. Clake, "Theoretical Performance of an Anti-Reflection Coating for a Diode Laser Amplifier", Int. J. Electron., Vol. 53, No. 5, pp. 495 499, 1982.

[25] G. Eisenstein, "Theoretical Design of Single Layer Antireflection Coatings", Bell Syst. Tech. J., Vol. 63, No.2, pp. 357 364, 1984.

[26] D. R. Kaplan and P. P. Deimel, "Exact Calculation of the Reflection for Coated Optical Waveguide Devices", AT & T Bell Laboratories Technical Journal., Vol. 63, No. 6, July August, 1984.

[27] C. Vassallo, "Rigorous and Approximate Calculations of Antireflection Layer Parameters for Travelling-Wave Diode Laser Amplifiers", Electronics Letters, Vol. 21, No. 8, pp. 333 334, 1985.

[28] L. Atternas and L. Thylen, "Single-Layer antireflection Coating of Semiconductor Lasers: Polarization Properties and the Influence of the Laser Structure", J. Lightwave. Tech., Vol. 7, No. 2, pp. 426 430, 1989.

[29] Grant R. Fowles, "Introduction to Modern Optics", 2nd Ed., Holt, Rinehart and Winston, pp. 96 103, 1975.

[30] Eugene Hecht, "Optics", 2nd Ed., Addison-Wesely, pp. 100 102, 1987.

제 4 장 SCH-SLD 구조에 따른 반사도

고휘도 발광 다이오드는 optical fiber gyroscope의 광원으로서 가장 적당한 소자로 알려져 있다. 본 연구는 실제 광섬유 자이로 스코프에 적용하기 위하여 발진파장이 1.55㎛인 SLD의 제작을 목적으로 하고 있다. SLD제작의 핵심은 거울 면에서의 반사도를 낮추어 거울면의 반사에 의하여 일어나는 발진을 억제하는 것으로, 이를 위하여 다음과 같은 여러 가지 방법들이 소개되었다. 단면이 각을 가진 stripe[1,2], 계면의 무반사 코팅(antireflection coating :AR coating)[3], window buried heterostructure[4,5], unpumped absorbing region[6,7], bent-buried absorbing region[8,9] 등과 같은 방법이 이용이 되고 있다.

본 논문에서는 window region영역을 가지며, 윈도우 영역과 활성층이 만나는 부분에 측방향으로 각도를 가지도록 하는 새로운 구조의 소자를 설계하였다. 이론적인 접근은 2장의 유효굴절률 근사법을 이용한 모드해석을 통하여 SLD의 활성영역의 필드 분포를 구하고 광가둠계수를 구하였다. 그리고 모드 해석을 통하여 구한 필드분포를 가우시안 빔에 의한 근사를 통하여 빔의 spot size를 구하였으며, 이를 이용하여 윈도우 구조에 의한 실효 반사도를 윈도우영역의 길이의 함수로 구하였다. 또한 3장의 무반사 코팅에 따른 반사도를 고려하여 코팅에 따른 실효 반사도를 계산하였다.

활성영역의 도파로에 측방향으로 tilted angle을 줄 경우에 대한 실효반사도의 계산은 앞의 2장의 측모드 이론을 이용하여 slab 도파로의 기본 TE 모드에 대해서만 tilted angle에 따른 반사도 변화를 조사하였다. 이는 tilted angle에 의한 반사문제는 편파보다는 필드의 분포형태와 tilted된 위상면과 그렇지 않은 위상면의 상대적인 위치가 더 영향을 미치는 것으로 알려져 있기 때문이다.

4-1 윈도우 구조에 의한 실효반사도

InP window 영역을 주는 목적은 빔 profile을 퍼뜨려 줌으로써 back reflection되어 다시 활성층으로 coupling되는 빛의 양을 줄여줌으로써 실효 반사도를 낮추기 위함이다.

그림 4-1에서 윈도우 영역에서의 필드의 반사를 보여주고 있다. 도파로에서 guided field는 실선으로 나타내었고, InP로 구성된 윈도우 영역으로 방출된다. field는 회절로 인하여 약간의 복사각도를 가지고 전파되고, cleaved mirror에서 반사된다. 그리고 반사된 빛은 점선으로 나타내었으며 작은 량이 waveguide에 다시 결합되는 것을 나타내도 있다.

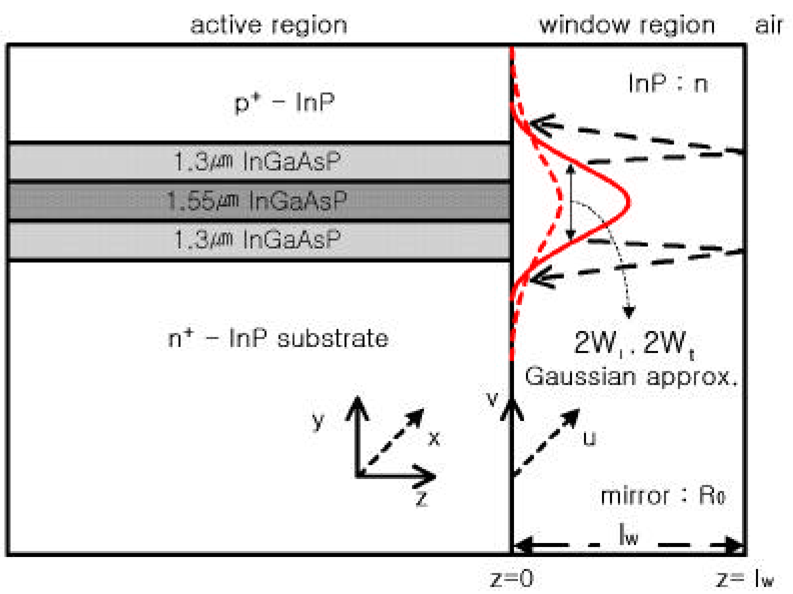


그림 4-1 윈도우 영역에서의 필드의 반사

Fig. 4-1 Reflection in the window region

여기서 구형도파로(rectangular waveguide)에서 가이드 되는 필드를 Gaussian 빔으로 가정하면, 다음 식(4-1)과 같다.

$$E_y(u,v,0) = E_0 \exp\left(-\frac{u^2}{2w_l^2} - \frac{v^2}{2w_t^2}\right) \tag{4-1}$$

여기서 E_0는 필드의 최대 진폭이고, w_l와 w_t는 각각 측방향, x와 횡방향, y의 방향으로 빔의 spot size이고, u와 v는 계면에서 각각 x와 y의 local axes에 대응한다. 그러므로 far field pattern은 다음 식으로 표현된다.[10]

$$E_y^{'(x,y,z)} = \sqrt{\frac{jk}{2\pi z}}\, e^{-jkz} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(u,v,0) \cdot \exp\left[-\frac{jk}{2z}\left[(x-u)^2 + (y-v)^2\right]\right] du\,dv \tag{4-2}$$

여기서 $k = 2\pi n/\lambda$이고, n은 InP의 굴절률이다. 식(4-1)과 식(4-2)를 사용하면, $z = 0$에서 reflected field는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{aligned} E_y'(x,y,0) &= \sqrt{R_0}\, E_y'(x,y,l_w) \\ &= \sqrt{R_0}\, E_0 w_l w_t \sqrt{\frac{j\pi k}{l_w}}\, e^{-2jkl_w} \cdot \exp\left[-\frac{jk}{4l_w}(x^2+y^2)\right] \\ &\quad \cdot \exp\left[-\frac{k^2}{8l_w}(w_l^2 x^2 + w_t^2 y^2)\right] \end{aligned} \tag{4-3}$$

그리고 직사각형 구조를 가진 도파로에서의 실효반사도는 다음의 식 (4-4)으로 주어진다.[11]

$$R_{eff}(l_w) = R_0 \frac{\sqrt{1+\frac{4l_w^2}{k^2w_l^4}}}{\sqrt{(1+\frac{4l_w^2}{k^2w_l^4})^2+\frac{4l_w^2}{k^2w_l^4}}} \cdot \frac{\sqrt{1+\frac{4l_w^2}{k^2w_t^4}}}{\sqrt{(1+\frac{4l_w^2}{k^2w_t^4})^2+\frac{4l_w^2}{k^2w_t^4}}}$$

(4-4)

여기서 R_0는 계면에서의 반사도를 나타내며 코팅을 하지 않았을 경우는 약 0.3에 해당한다.

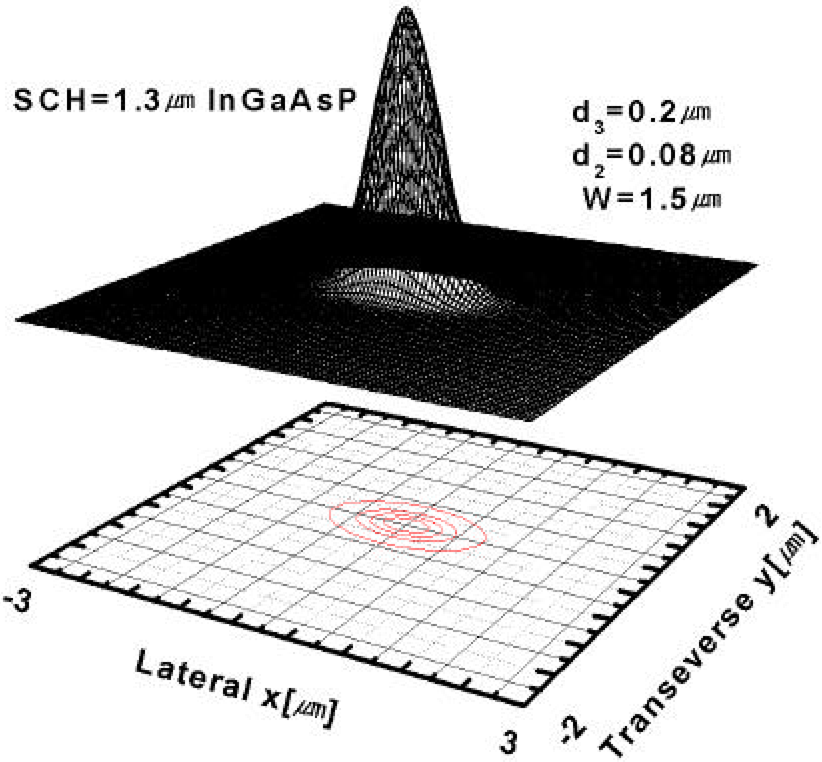
표 4-1 SCH층의 조성, 두께에 따른 빔의 spot size

Table 4-1 Beam spot sizes with composition, thickness of SCH layer

W [㎛] / d_2 [㎛]	w_t [㎛]			w_l [㎛]		
	0.5	1.0	1.5	0.5	1.0	1.5
SCH 1.24㎛ InGaAsP						
0.08	0.304	0.304	0.304	0.486	0.627	0.812
0.12	0.317	0.317	0.317	0.466	0.613	0.801
SCH 1.3㎛ InGaAsP						
0.08	0.305	0.305	0.305	0.476	0.698	0.808
0.12	0.318	0.318	0.318	0.454	0.605	0.841

이와 같은 윈도우 구조에 의한 실효 반사도를 구하기 위하여 2장에서 구한 필드분포를 가우시안 근사를 통하여 필드의 횡방향과 측방향의 빔 spot size를 구하여야 한다. 표 4-1에 실효 반사도의 계산에 필요한 SCH층의 두께, 조성 그리고 활성층의 폭에 따른 빔의 spot size를 정리

하여 나타내었다. 그리고 그림 4-2에는 활성층과 SCH층의 조성이 1.3㎛ InGaAsP이고 두께가 0.08㎛인 경우에 활성층의 폭이 1.5㎛인 경우에 구한 가우시안 필드분포를 나타내었다



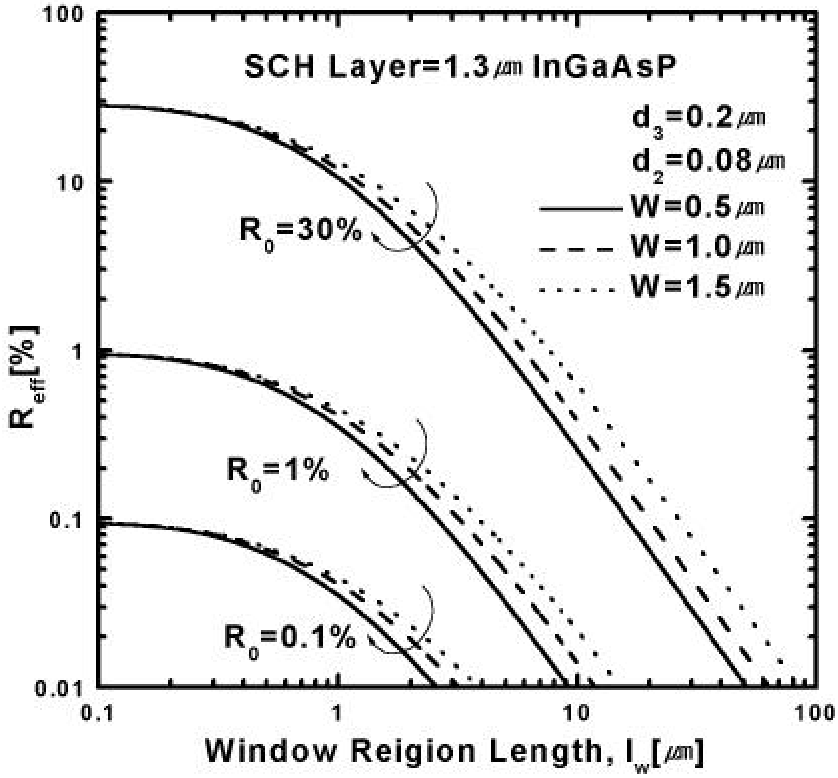
SCH층의 두께= 0.08㎛, 활설층의 폭= 1.5㎛

SCH층의 조성 = 1.3㎛ InGaAsP

그림 4-2 근사화된 가우시안 필드분포

Fig. 4-2 Approximated gaussian field distribution

윈도우 영역의 길이 l_w 의에 따른 R_{eff}의 계산결과가 그림 4-3과 그림 4-4에 나타내었다. 그림 4-3에는 활성층의 두께가 0.2㎛이고 SCH층의 조성이 1.3㎛ InGaAsP이고 그 두께가 0.08㎛인 경우에 활성층의 폭, 윈도우 영역의 길이 그리고 SLD의 단면의 코팅정도(R_0)에 따른 윈도우 영역의 실효반사도를 나타내었다. 그림 4-4의 경우는 SCH의 두께가 0.12 ㎛인 경우의 실효 반사도(R_{eff})를 나타내었다.

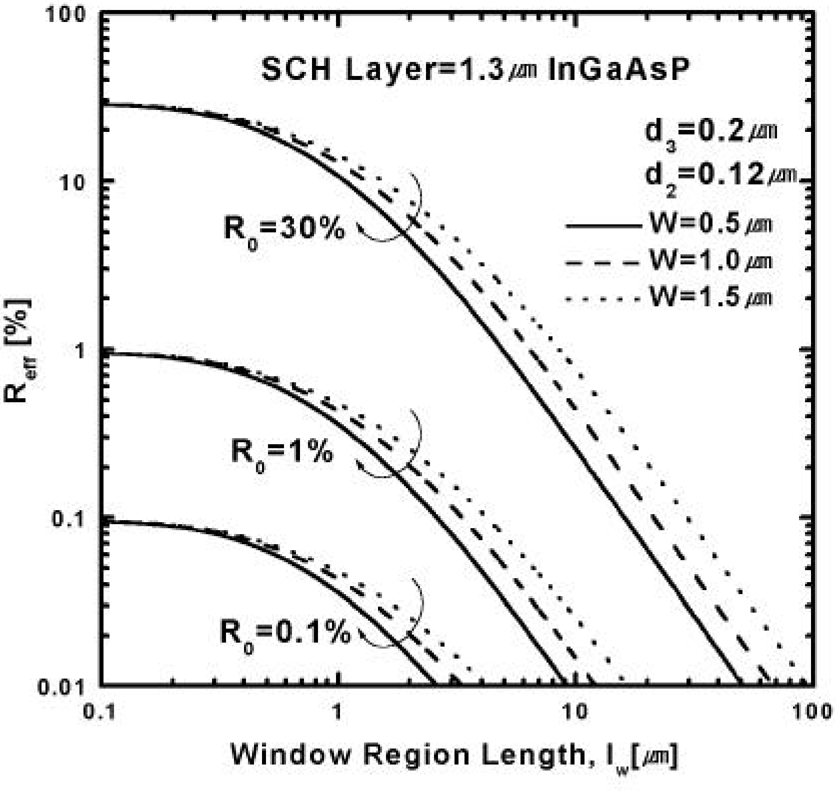


SCH층의 두께(d_2) = 0.08㎛, 활설층의 두께(d_3) = 0.2㎛

SCH층의 조성 = 1.3㎛ InGaAsP

그림 4-3 활성층 폭, 윈도우 길이 그리고 R_0에 따른 실효반사도

Fig. 4-3 Effective Reflectivity of the window structure R_{eff} as a function of the window length, active layer width, and R_0



SCH층의 두께(d_2) = 0.12㎛, 활설층의 두께(d_3) = 0.2㎛

SCH층의 조성 = 1.3㎛ InGaAsP

그림 4-4 활성층 폭, 윈도우 길이 그리고 R_0에 따른 실효반사도

Fig. 4-4 Effective Reflectivity of the window structure R_{eff} as a function of the window length, active layer width, and R_0

윈도우 구조에 의한 실효 반사도는 윈도우 영역의 길이가 증가하고, 활성층의 폭이 감소함에 따라서 실효 반사도가 감소하는 것을 알 수가 있다. 이는 활성층의 폭을 크게 할수록 측방향 spot size가 증가하므로 실효반사도 역시 증가하는 것을 알 수가 있다. 그리고 SCH층의 두께 변화에는 큰 영향을 받지 않는 것을 알 수가 있다.

예를 들면, 활성영역과 윈도우영역 사이의 계면에서의 반사도와 비교되는 매우 낮은 반사도 $R_{eff}<<0.01\%$의 반사도를 얻기 위해서는 활성층의 두께가 0.2㎛, SCH층의 두께가 0.08㎛인 경우에 대하여 무반사 코팅을 하지 않은 경우에는 윈도우 영역의 길이, l_w가 100㎛정도가 되어야 한다. 하지만 이렇게 긴 윈도우 영역을 할 경우에는 금속전극층에서 반사된 빛에 의하여 FFP(Far Field Pattern)상에 공간 단일 모드를 얻기가 어렵고 윈도우 영역에서의 흡수가 증가하여 SLD의 출력이 낮아진다. 하지만 1% 무반사코팅을 한 경우에는 10㎛정도 길이의 윈도우 영역이면 충분히 낮은 반사도를 얻을 수 있다. 그리고 보다 낮은 0.1%이하의 코팅을 하였을 경우에는 윈도우 영역의 길이가 3㎛정도면 10^{-4}의정도의 반사도를 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

윈도우 영역의 길이를 크게 할 경우에 더욱 반사도를 낮출 수는 있으나 실제 윈도우의 길이가 약 20㎛ 이상인 경우에 금속전극층에서 반사된 빛에 의하여 FFP(Far Field Pattern)상에 공간 단일 모드를 얻기가 어렵고 윈도우 영역에서의 흡수가 증가하여 SLD의 출력이 낮아지므로 이를 고려하여 윈도우 영역에 대한 설계를 하여야 할 것으로 생각된다. 그러므로 실제 무반사 코팅을 하지 않을 경우에 10^{-4}정도의 낮은 반사도를 얻기 위한 윈도우 길이는 약 80㎛이상이 되므로 이것을 실제 제작 시에 고려하여야 할 것으로 생각된다.

그러므로 SLD의 양쪽의 거울면에 무반사 코팅을 하지 않을 경우에는 공간상의 단일 FFP를 고려할 경우에 도파로폭을 작게 만들어주면 효과적일 것으로 생각이 되며 특히 도파로를 taper 형태로 만들 경우에는

반사도를 효과적으로 낮출 수 있을 것으로 생각된다.

4-2 laterally tilted angles에 따른 실효반사도

지금까지 앞의 3장에서는 SLD의 반사도를 줄이기 위한 코팅에 대하여 기술을 하였으며 4-1절에서는 윈도우 영역을 두어 반사도를 줄이는 방법에 대하여 기술을 하였다. 본 절에서는 SLD의 반사도를 줄이기 위한 또 다른 방법에 대하여 기술을 한다.

LD의 계면과 내부의 도파로가 만나는 지점에 측방향으로 각도를 줌으로써 도파로 내로 다시 반사되어 들어가는 양을 효과적으로 줄일 수 있는 것으로 알려져 있다.[12 14]

그림 4-5에 laterally tilted 도파로의 구조를 나타내었다. 도파로의 끝은 θ각으로 tilted 되어 있으며 다시 윈도우 영역과 연결이 되어있다.

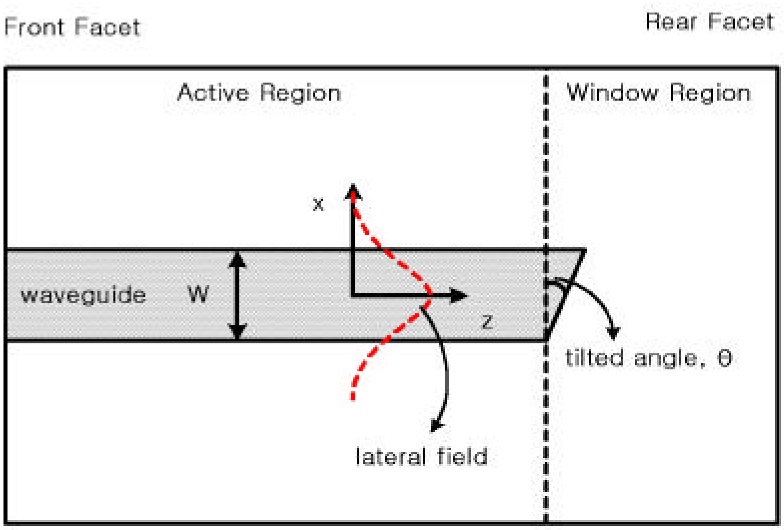


그림 4-5 laterally tilted angle을 갖는 slab 도파로 구조

Fig. 4-5 Slab waveguide structure with laterally tilted angle

완전한 거울면을 가정할 경우에 다시 되돌아오는 필드의 반사계수를 구하는 문제는 2θ로 tilted된 slab 도파로에서 tilt angle에 따른 손실 계산 문제와 등가가 된다. 하지만 제작하고자 하는 구조에서는 완전한 거울면이 아니기 때문에 유한한 반사도를 가지게 된다. 이처럼 유한한 반사도를 가지게 될 경우에는 tilt 손실에 tilt angle에 따른 Fresnel 반사손실을 곱하여 주어야 한다. 그리나 Fresnel 반사손실은 평면파에 대해서만이 잘 알려져 있다. 여기서는 기본 TE 모드에 대한 Fresnel 반사손실의 계산에서 평면파에 대한 결과 식을 이용하였다. 이는 오차가 그리 크지 않기 때문에 계산의 번거러움을 줄이기 위함이다.

해석을 위한 도파로 구조를 그림 4-6에 나타내었다. 윈도우 영역과의 경계에서 반사되는 필드는 2θ의 각으로 윈도우 영역으로 도파되는 필드와 등가이다. 그리고 이러한 윈도우 영역으로 도파되는 필드는 활성영역의 도파로에서 도파되는 필드에 의하여 발생한다. 만일 두 필드의 위상이 완전히 일치한다면 투과계수는 1이 될 것이다. 하지만 tilted angle에 의한 손실은 두 필드의 위상면이 일치하지 않기 때문에 발생한다. 이러한 효과는 윈도우 영역으로 입사되는 필드에 위상과 관련된 요소 $e^{i2\theta\beta x}$를 곱해 주어야 설명이 가능한 것으로 알려져 있다.[15] 여기서 β는 가이드된 TE 모드의 전파상수를 나타낸다. 그리고 x는 측방향 좌표축을 나타낸다.

진폭에 대한 투과계수는 다음의 식으로 주어진다.[16]

$$c = \frac{\beta}{2\omega\mu_0 P_0}\int_{-\infty}^{\infty}|E_y|^2 e^{2i\theta\beta x}dx \qquad (4\text{-}5)$$

여기서 E_y는 측방향의 기본 TE 모드를 나타내며, ω는 각 주파수, μ_0는 진공의 투자율 그리고 P_0는 도파되는 필드에 의하여 운반되는 광파워를 나타낸다.

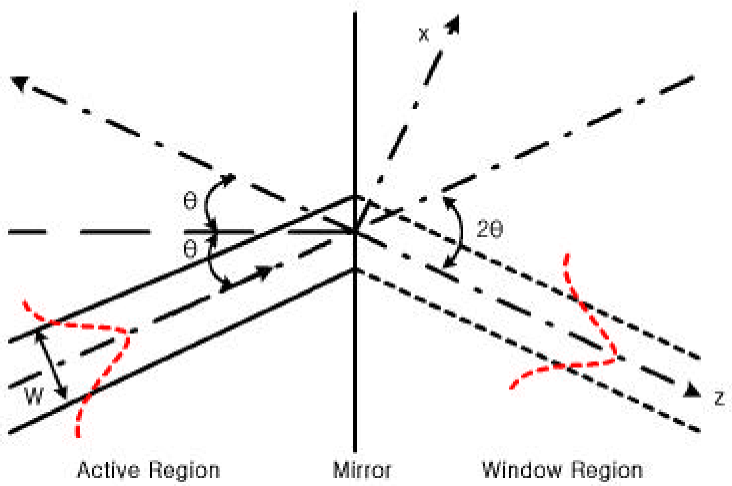


그림 4-6 해석을 위한 laterally tilted angle**을 갖는** slab **도파로**

Fig. 4-6 Slab waveguide structure with laterally tilted angle to calculate the reflectivity

위의 식 (4-5)**을 이용하여 실제 광파워에 대한 반사계수는 다음의 식** (4-6)**과 같이 표현이 된다**.

$$R_g = R_f(\theta)\,|c^2| \qquad (4\text{-}6)$$

여기서 $R_f(\theta)$**는 윈도우 영역과 활성영역의 도파로 계면에서** tilted angle**에 의한 평면파의** Fresnel **반사계수를 나타낸다**. $R_f(\theta)$**는 다음 식** (4-7)**과 같이 표현이 된다**.[17]

$$R_f(\theta) = \frac{\left(n_{eff}\cos\theta - \sqrt{n_w^2 - n_{eff}^{\,2}\sin^2\theta}\right)^2}{\left(n_{eff}\cos\theta + \sqrt{n_w^2 - n_{eff}^{\,2}\sin^2\theta}\right)^2} \qquad (4\text{-}7)$$

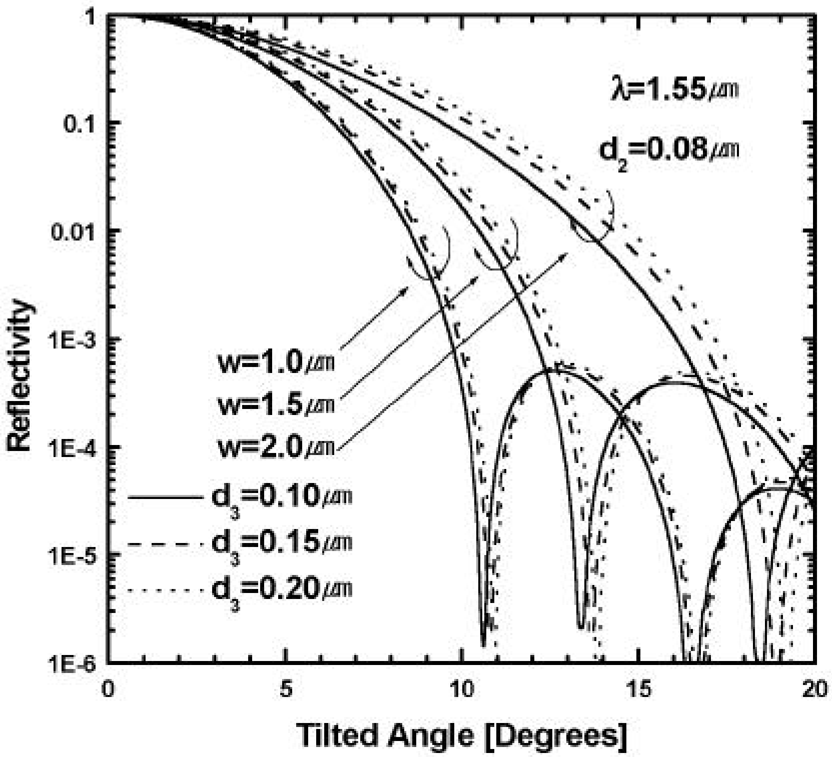
여기서 활성영역의 굴절률은 SLD의 유효굴절률 n_{eff},윈도우 영역의 굴절률은 n_w로 InP의 굴절률 값인 3.17을 이용하였다. 그리고 진폭에 대한 투과계수 식 (4-5)의 계산에서 E_y의 표현식은 2장의 식 (2-12) 그리고 식 (2-13)을 이용하여 수치적분을 하였다. 그리고 SCH층의 두께가 0.08 ㎛이고, 조성이 1.3㎛ InGaAsP인 경우에 활성층의 두께와 폭 그리고 tilted angle에 따른 기본 TE모드의 반사도 변화를 그림 4-7에 나타내었다.

반사도에 영향을 미치는 설계변수를 조사하기 위하여 DH-SLD의 경우에 대하여 윈도우 영역과 활성영역의 굴절률 차 $\Delta n(n_{eff}-n_w)$과 활성층의 폭의 변화에 따른 기본 TE 모드에 대한 실효반사도 변화를 조사하였다. 그 결과를 그림 4-8에 나타내었다.

그 결과를 보면 윈도우 영역과 활성영역의 굴절률차가 작을수록 보다 작은 tilted angle에서 반사도가 눈에 뛰게 줄어드는 것을 알 수가 있다. 그러므로 활성영역의 유효굴절률이 작을수록 보다 작은 tilted angle에서 반사도의 저감 효과를 기대할 수 있을 것으로 생각된다. 특히 윈도우의 활성영역에 taper 형태를 줄 경우에 이러한 효과를 더욱 기대할 수 있을 것으로 생각된다.

실제 여러 문헌에 윈도우 영역을 만들지 않고 직접 파이버에 결합을 할 경우에는 소자와 파이버의 결합효율을 고려하여 7°가 적당한 것으로 알려져 있다. 또한 활성층의 폭을 작게 할수록 같은 tilted angle에서 반사도가 감소하는 것을 알 수 있다. 이는 다른 참고 문헌에서 얻어진 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

그러므로 실제 설계하고자 하는 SCH SLD의 경우에는 활성층의 두께가 증가함에 따라서 활성영역의 유효굴절률 n_{eff}가 증가하여 활성영역과 윈도우 영역의 굴절률 차가 증가하여 그림 4-8과 같은 결과가 나타나는 것을 예측할 수가 있다. 또한 SCH층의 두께가 증가함에 따라서도 같은 결과가 나타날 것을 예측 할 수가 있다.

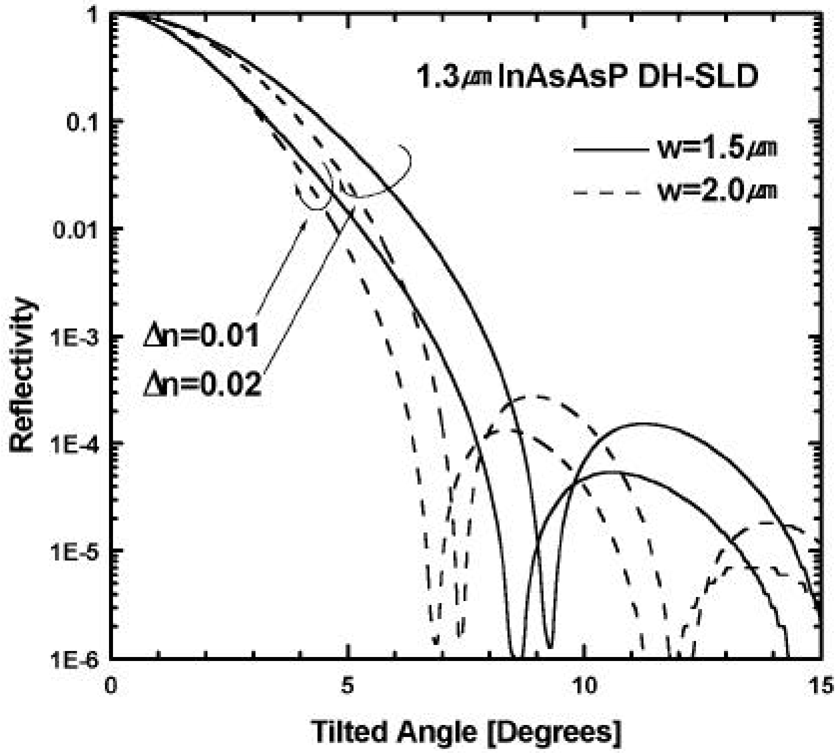


SCH층의 두께(d_3) = 0.08㎛

SCH층의 조성 = 1.3㎛ InGaAsP

그림 4-7 활성층 두께, 폭 그리고 tilted angle에 따른 기본 TE 모드의 반사도

Fig. 4-7 Fundamental TE mode Reflectivity with tilted angle, active layer thickness, and width



활성층의 조성 = 1.3㎛ InGaAsP

그림 4-8 DH SLD**의 경우에 굴절률 차**$\Delta n (n_{eff} - n_w)$, **활성층 폭 그리고** tilted angle**에 따른 기본** TE **모드의 반사도**

Fig. 4-8 Fundamental TE mode Reflectivity according to tilted angle, active layer width, and refractive index difference $\Delta n (n_{eff} - n_w)$

4-3 결과 및 고찰

SLD의 반사도를 낮추기 위한 구조적인 측면을 살펴보았다. 반사도를 낮추기 위하여 SLD후면에 윈도우 영역을 만들 경우에 활성영역과 윈도우영역 사이의 계면에서의 반사도와 비교되는 매우 낮은 반사도 $R_{eff} << 0.01\%$의 반사도를 얻기 위해서는 활성층의 두께가 0.2㎛, SCH층의 두께가 0.08㎛인 경우에 대하여 무반사 코팅을 하지 않은 경우에는 윈도우 영역의 길이, l_w가 100㎛정도가 되어야 한다. 하지만 1% 무반사 코팅을 한 경우에는 10㎛정도 길이의 윈도우 영역이면 충분히 낮은 10^{-4} 정도의 반사도를 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

또한 활성영역의 도파로에 laterally tiled angle을 만들어 줄 경우에는 10^{-3}이하의 반사도를 얻기 위해서는 활성층 폭이 1㎛인 경우에는 tilted angle을 약 10° 11°가 적당할 것으로 생각되며, 활성층 폭이 1.5㎛인 경우에는 tilted angle을 약 13° 14°가 적당한 tilted angle임을 알 수 있다.

참고문헌

[1] G. A. Alphones, D. B. Gibert, M. G. Harvey, and M. Ettenberg, "High-Power Superluminescent Diodes", IEEE J. Quantum Electron. QE-24, No. 12, pp. 2454 2457, December,1988.

[2] C. F. Lin, "Superluminescent Diodes with Angled Facet Etched by Chemically assisted Ion Beam Etching", Elect. Lett., Vol. 27, pp. 96 8 970, 1991.

[3] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, and L. W. Stulz, "Measurement of the Reflectivity of an Antireflection Coating on a Superluminescent Diode", IEEE J. Quantum Electron. QE-19, pp.493 495, 1983.

[4] N. S. K. Kwong, K. Y. Lay, N. Bar-Chaim, I. Ury, and K. J. Lee, "High Power, High Efficiency Window Buried Heterostructure GaAsAl Superluminescent Diode with an Integrated Absorber", Appl. Phys. Lett. Vol. 51, pp. 1879 1881, 1987.

[5] K. Tateoka, H. Naito, M. Yuri, M. Kume, K. Hamada, H. Shimizu, M. Kazumura, and I. Teramoto, "A High-Power GaAlAs Superluminescent Diode with an Antireflective Window Structure", IEEE J. Quantum Electron. QE-27, No. 6, pp. 1568 1773,1991.

[6] T. P. Lee, C. A. Burrus, and B. I. Miller, "A Stripe-Geometry Double-Heterostructure Amplified Spontaneous-Emission(Superluminescent) Diode", IEEE J. Quantum Electron. QE-9, pp. 820 828, 1973.

[7] H. Nagai, Y. Noguchi, and S. Sudo, "High-Power, High-Efficiency 1.3㎛ Superluminescent Diode with a Buried Bent Absorbing Guide Structure", Appl. Phys. Lett. Vol. 54, No. 18, 1719 1721, January, 1989.

[8] Norman S. K. Kwong and Nadav Bar-Chaim "High-Power 1.3 ㎛ Superluminescent Diode" Appl. Phys. Lett. Vol. 54(4), 23, 298 300 January, 1989.

[9] O. Mikami, Y. Noguchi, H. Sasaka, K. Magari, and S. Kondo, "Emission Spectral Width Broadening for InGaAsP/InP Superluminescent Diodes", IEE Proceeding-J. Vol. 138, No. 2, April, 1991.

[10] X. Zeng, C. Liang, and Y. An, "Far-field Radiation of Planar Gaussian Source and Composition with Solutions Based on The Parabolic Approximation", Appied Optics, Vol. 36, No. 10, pp. 204

2 2047, April, 1997.

[11] K. Utaka, S. Akiba, K, Sakai and Y. Matsushima, "Effect of Mirror Facets on Lasing Characters of Distributed Feedback InGaAsP/InP Laser Diodes at 1.5μm Range," IEEE. J. Quantum Electron., QE-20, pp. 236 245, 1984.

[12] D. R. Scifres, W. Streifer, and R. D. Burnham, "GaAs/GaAsAl Diode Lasers with Angled Pumping Stripes", IEEE. J. Quantum Electron., QE-14, pp. 223 227, 1987.

[13] J. Salzman, R. Lang, S. Margalit, and A. Yariv, "Tilted Mirror Semiconductor Laser", Appl. Phys. Lett., Vol. 47, pp. 9 11, 1985.

[14] C. A. Hill and D. R. Hall, "Waveguide Laser Resonator with a Tilted Mirror", IEEE. J. Quantum Electron., QE-22, pp. 1078 1087, 1986.

[15] D. Marcuse, "Reflection Loss of Laser Mode from Tilted End Mirror". J. Lightwave Tech., Vol. 7, No. 2, pp. 336 339, 1989.

[16] L. N. Kurbatov, S. S. Shakhidzhanov, L. V. Bystrova, V. V. Krapukhin, and S. I. Kolonenkova, "Investigation of Superluminescence Emitted by a Gallium Arsenide", Sov. Phys. Semicon., Vol. 4, pp. 1739 1744, 1971.

[17] D. Marcuse, "Light Transmission Optics", Bell Laboratories Series, New York: Van Nostrand Reinhols, pp. 22, 1972.

제 5 장 결론

본 논문에서는 보다 높은 출력특성과 안정된 SLD로 동작하기 위한 laterally tilted SCH SLD에 대하여 실제 제작에 앞서 이론해석을 통하여 보다 높은 출력을 얻기 위한 SCH층의 조성과 두께에 대하여 조사를 하였으며, 또한 안정된 SLD로 동작하기 위한 반사도를 얻기 위하여 반사도를 낮게 하도록 하는 무반사 코팅, 윈도우 영역 그리고 laterally tilted angle에 대하여 이론적으로 조사를 하였다.

이러한 이론해석을 통하여 얻어진 결과들을 정리하면 다음과 같다.

[1] SLD의 도파로 설계에서 SLD의 출력과 관계되는 총광가둠계수는 SCH층의 조성이 1.24㎛ InGaAsP에 비하여 1.3㎛ InGaAsP인 경우가 보다 큰 것을 알 수 있었다. 이것은 보다 높은 광가둠 특성을 얻기 위해서는 활성층과 SCH층의 굴절률 차보다는 SCH층과 클래드층의 굴절률차를 크게 만들어 주어야 하는 것을 알 수 있다.

특히 SLD의 단일모드 동작을 위한 활성층의 두께와 폭이 각각 0.2㎛, 1.5㎛ 이하인 것을 고려하면 SCH층을 1.3㎛ InGaAsP로 할 경우에 적절한 광가둠계수를 얻기 위한 SCH층의 두께는 0.08㎛가 적당한 것을 알 수가 있다.

[2] SLD로 안정된 동작을 위한 무반사 코팅막에 대한 설계에 관하여 조사를 하였다. 단일층 코팅을 할 경우에는 TiO_2가 SiO_2에 비하여 1.55㎛의 부근에서 보다 낮은 반사율을 나타내며, 낮은 반사율을 얻기 위한 단일 코팅막의 두께는 TiO_2의 경우는 1790Å이고, SiO_2의 경우는 2690Å임을 알 수 있다. 그리고 이러한 TiO_2, SiO_2와 같은 단일층 코팅막 보다는 TiO_2/SiO_2의 이중층 무반사 코팅이 보다 낮은 반사율을 갖는 것을 확인하였다. 그리고 1%이하의 반사도를 얻기 위한 TiO_2와 SiO_2의 두께는

TiO_2의 경우에는 1500에서 2000Å, SiO2의 경우에는 1100에서 1700Å임을 알 수가 있다.

[3] SLD의 반사도를 낮추기 위한 구조적인 측면을 살펴보면 반사도를 낮추기 위하여 SLD후면에 윈도우 영역을 만들 경우에 활성영역과 윈도우영역 사이의 계면에서의 반사도와 비교되는 매우 낮은 반사도 $R_{eff}<<0.01\%$의 반사도를 얻기 위해서는 활성층의 두께가 0.2㎛, SCH층의 두께가 0.08㎛인 경우에 대하여 1% 무반사코팅을 한 경우에는 10㎛ 정도 길이의 윈도우 영역이면 충분히 낮은 10^{-4} 정도의 반사도를 얻을 수 있을 것으로 기대된다. 또한 공간상의 단일 FFP를 얻기 위해서는 반사 코팅을 하지 않은 경우에는 윈도우 영역의 길이를 20㎛이하로 만들어야 한다.

[4] 활성영역의 도파로에 laterally tilted angle을 만들어 줄 경우에는 10^{-3}이하의 반사도를 얻기 위해서는 활성층 폭이 1㎛인 경우에는 tilted angle을 약 10° 11°가 적당할 것으로 생각되며, 활성층 폭이 1.5㎛인 경우에는 tilted angle을 약 13° 15°가 적당한 tilted angle임을 알 수 있다.

이상과 같이 결과들을 종합해 볼 때, 효율적이고, 안정된 SLD를 제작하기 위해서는 SCH층의 조성을 1,3㎛ InGaAsP로 하고 두께는 단일 모드 동작을 위한 활성층의 두께, 폭을 고려하여 0.08㎛하여 광가둠계수를 높일 수 있을 것이며, 우수한 광가둠 특성을 얻기 위해서는 활성층과 SCH층의 굴절률 차보다는 SCH층과 클래드층의 굴절률 차를 크게 만들어 주어야 하는 것을 알 수 있다. 특히 윈도우 영역의 길이와 tilted angle의 적절한 제어를 통하여 무반사 코팅막 없이도 안정된 SLD 제작이 가능함을 알 수 있다.

감사의 글

情

길다면 긴 지난 3년 동안 그 끝자락에서 지나온 그 시간의 소중함을 알 것 같습니다. 미련과 후회가 없지는 않지만 그 기간 저에게 많은 도움을 주신 분들에게 비로서야 지면을 통하여 감사의 마음을 전하게 되었습니다. 지금까지 부족한 저에게 배움의 길을 계속 갈 수 있도록 도와주신 홍창희 교수님 내외분, 주식회사 옵토웨이퍼테크의 김영상 사장님과 김봉철 이사님께 먼저 감사의 마음을 전합니다.

오늘까지 저를 바르게 키워주시고 사랑해주신 아버지, 어머니께 진심으로 감사를 드립니다. 지난 30년 동안 자식을 위해 고생하신 부모님 은혜에 이 논문이 작은 보답이 되었으면 합니다. 그리고 소중한 누나와 매형 그리고 귀염둥이 조카 진영이, 객지에서 형을 대신해 고생하는 아우 준섭, 고향에서 큰오빠 몫을 대신하고 있는 막내 경숙이 에게도 고마움을 전합니다. 그리고 많은 시간을 하지는 못했지만 기다려 주고 위로해준 사랑하는 민지에게도 고마움을 전합니다.

그리고 본 논문의 심사를 맡아서 지도를 아끼지 않으신 응용물리학과 이삼녕 교수님, 심준환 교수님께 감사를 드리며, 학문적으로 가르침을 주신 고 손진현 교수님, 고 유대근 교수님, 김기문 교수님, 이상배 교수님, 임재홍 교수님, 박동국 교수님 그리고 안형수 교수님, 재료공학과의 이병우 교수님께도 감사를 드립니다.

광전자 연구실에 처음 들어왔을 때 많은 도움을 주신 한국전자통신연구소의 오수환 선배님, 제가 부족한 부분에 대하여 질문을 할 때 싫은 기

색 없이 항시 친절하게 저를 지도해 주신 이석정 박사님, 황상구 선배님, 박윤호 박사님, 삼양무선공업(주) 배정철 박사님, 물심 양면 실험실을 위해 많은 도움을 주신 한국전자통신연구원의 조호성 박사님, 한국전자통신연구소의 하홍춘 선배님, 동의 대학교에 계시는 모수종 선배님께도 감사를 드립니다. 또, 항상 좋은 이야기를 많이 해 준 전기연구소의 양승국, 본 실험실의 김정호학형에게도 감사를 드립니다.

특히 지난 3년 동안 서로의 질책과 충고로 오랜 밤을 함께 지샌 김동욱 학우와 부족한 선배를 위해 많은 것을 도와준 황민철, 박민수 후배 님들에게도 이 글을 통해 고마움을 전합니다. 그리고 지금은 중국에서 제자분들을 가르치시는데 여념이 없으신 대련 해사 대학교의 손문력 선생님, 방복문 선생님께도 감사를 드립니다.

주위에서 많이 격려와 용기를 준 나의 대학 친구인 조병일, 이대섭 그리고 김재호에게 고맙다는 말을 전합니다. 그리고 많이 힘든 때 같이 소주잔을 기울이며 격려와 용기를 보내준 나의 오랜 고향 친구인 이시형, 김석길, 김재서, 윤태중, 김창환, 최장희에게도 고마움을 전합니다.