

이중모드 광섬유내에서의  
전 광(All-optical) 모드 변환 스위칭

All-optical Intermodal Switching  
in Two-mode Waveguide

박 회 갑\*

한국전자통신연구소 광통신연구실

김 병 윤

Stanford Univ. Ginzton Lab.

An intermodal switch based on optically-induced (through optical Kerr effect) periodic coupling in a two-mode waveguide is described and demonstrated. A high power pump beam injected into the two modes of the waveguide produced a periodic modulation of the refractive index profile with a period of modal beat length. this causes an intermodal coupling of the probe beam. The operating principle was successfully demonstrated in an elliptical core two-mode fiber with a counter-propagating pump/probe scheme.

I. 서론

빛을 직접 빛으로 제어하는 전 광 (all-optical) 스위칭 기술은 광/전 변환이 필요없이 매질의 비선형 광학 특성에 의존하여 1 ps 이하의 고속 광스위칭이 가능하므로 미래의 광신호 처리와 통신 시스템에서 큰 활용이 기대되고 있다. 특히 도파로 구조를 활용하는 전 광 스위칭은 도파 단면적이 작고 작용 길이가 길어 제어광의 광전력을 낮출 수 있는 장점이 있어서 이에 관하여 많은 연구가 진행되어 왔다. <sup>(1,7)</sup> 본 논문에서는 도파로내에 비선형 광학적으로 유기된 주기 격자를 이용하는 새로운 형태의 전 광 모드 변환 스위칭 방식을 기술하고 이중모드 광섬유를 사용하여 실험적으로 구현한 결과를 제시하고자 한다.

II. 동작원리

본 논문에서의 스위칭 방식은 이중모드 도파로를 기본으로 하는데 이중모드 도파로 단면에서의 전장 분포 형태는 대칭 (symmetric)형의 기본 모드와 반대칭 (anti-symmetric)형의 둘째 모드의 중첩으로 되어 있다. 이 두 모드간의 상대적인 위상관계에 따라 도파 단면상에서 강도가 큰 lobe의 위치가 도파 길이를 따라 주기적으로 변화하게 된다.(그림1 (a)) 이것은 두 모드간의 간섭에 의해 생기는 공간적인 맥놀이(beat) 현상으로서 이를 이용한 여러가지 종류의 광섬유 소자에 대해서는 다른 여러 문헌에 발표된 바 있다. <sup>(7,9)</sup> 본 논문의 실험에서는 고출력 펄스광(제어광)을 이중모드 도파로의 두 모드에 고르게 입사시켰을 때 도파 단면의 굴절률 분포가 광학적 Kerr 효과에 의해 모드간 beat length의 주기로서 주기적으로 변조된다. 고로 펄스광의 beat length와 근접한 beat length를 갖는 탐사광이 어느 특정 모드로 입사되었을 때 주기적인 굴절률 격자에 의해 진행 모드의 변환이 일어난다.

이러한 주기변조된 굴절률 격자의 단순화된 모델을 그림1(b)에 나타내었다. 이 모델에서는 도파로 코어의 상반부와 하반부의 굴절률이 번갈아  $\Delta n$ 의 진폭과  $\Lambda$ 의 공간주기로 변조되어 있다. 펄스광 및 탐사광의 편광 방향이 같고 일정하며 펄스광 강도가 코어의 어느 반부에만 극대한다고 가정하면 굴절률 격자의 진폭  $\Delta n$ 은  $\Delta n = 192\epsilon^2 \chi^2 P / c n^2 A$ 로 근사적으

로 표현된다.<sup>(11)</sup> 여기서  $\chi$ 는 esu로 표시되는 3차 비선형 감수율이고 P는 전체 펄스광전력, c는 광속도,  $n_0$ 는 코어의 굴절율, A는 코어의 면적이다. 이러한 적자모델하에서 결합 모드 이론 (coupled-mode theory)<sup>(11,12)</sup>을 적용하면 모드간 결합계수를 구할 수 있으며 펄스광전력과 도파로상의 진행 거리에 따른 탐사광의 모드 변환 양상을 기술할 수 있다.

III. 실험 및 결과

본 논문에서는 전 광 모드 변환 스위칭을 위한 도파로로서 타원형 코어를 가진 이중모드 광섬유를 사용하였으며 그 실험장치의 구성도는 그림2와 같다. 광섬유는 7m 길이의 편광유지 광섬유 (Lightwave Technology사 제품)로서 광섬유의 코어는  $4.5 \times 12.5 \mu\text{m}$ 의 타원형이며 둘째 모드인  $LP_{11}$  모드의 차단 파장은 1190nm의 것을 사용하였다. 단면으로부터의 반사광이 다시 광섬유내로 도파되는 것을 막기 위해 광섬유의 양 단면을  $10^\circ$ 의 경사각을 가지도록 연마하였다. 편위상 광섬유의 양단 중에서 펄스광이 입사하는 쪽을 '전단', 탐사광이 입사하는 쪽을 '후단'이라 부르기로 한다. 광원은 Q-스위칭 된 Nd:YAG 레이저(파장 1064nm, 반복율 100Hz, FWHM 펄스폭 180ns)를 펄스광원 및 탐사광원 공용으로 사용하였다.

펄스광은 가변 광 감쇠기와 편광기를 지나 광섬유 코어에 배율 10배의 현미경 대물렌즈를 통하여 입사되었다. 이 때 코어의 중심으로부터 약간 어긋나게 집속시킴으로써 광섬유의 두 모드가 거의 같은 비율로 여기되도록 하였다. 편광기는 광섬유의 고유 편광축과 나란하도록 함으로써 광섬유내에서 펄스광이 일정한 편광 상태를 유지하도록 하였다.

펄스 광원인 Nd:YAG 레이저광의 일부를 뽑아내어 탐사광으로 사용하였다. 탐사광 펄스는 광섬유의 '후단'으로 입사되어 반대 방향으로 진행되는 펄스광 펄스와 광섬유 길이상의 중앙에서 중첩된다. 광섬유의 '후단'부분을 코일 형태로 감아 탐사광의  $LP_{11}$  모드 성분을 제거하였다. 따라서 탐사광은 광섬유의 '후단'으로부터 기본 모드인  $LP_{01}$  모드만으로 진행하기 시작하며 펄스광에 의해 형성된 주기적인 적자에 의해  $LP_{11}$  모드도 광전력의 변환이 발생하게 된다. 광섬유를

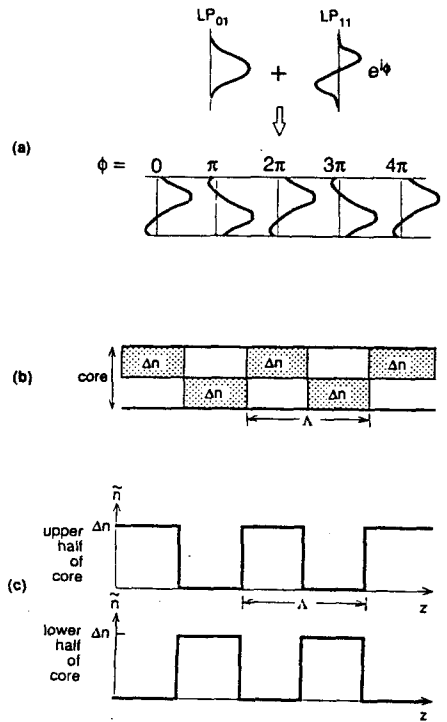


그림 1. (a) 두 모드간의 상대 위상  $\phi$ 에 따른 간섭 패턴 (b) 비선형 주기 격자의 단순화된 모델 (c) 격자 모델의 굴절률 perturbation

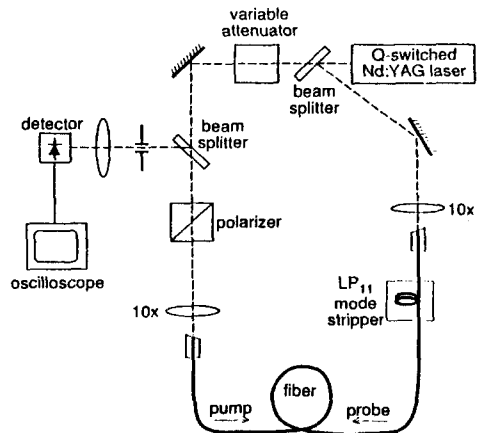


그림 2. 실험장치 구성도.

지나 '전단'으로 빠져나온 탐사광은 편광기를 통과함으로써 펄프광과 같은 편광 성분만이 광검출기로 향하도록 하였다. 탐사광 출력의 기본모드(LP<sub>01</sub>) 성분만을 검출하기 위하여 기본모드 방사패턴의 중앙, 즉, LP<sub>11</sub> 모드의 강도가 항상 0인 위치에 Si-PIN 광검출기를 놓았다.

그림3은 펄프광전력을 변화시키며 탐사광의 출력 파형을 오실로스코프로 관찰한 결과이다. 그리고 우측의 사진은 적외선용 vidicon camera로 찍은 탐사광 출력의 near-field pattern인데 펄스 광원을 사용하므로 사진은 시간적으로 적분된 꼴로 나타난다. 펄프광이 존재하지 않는 경우 (P<sub>peak</sub> = 0W)의 탐사광 출력 파형을 그림3(a)에 나타내었는데 이는 펄프광 파형과 동일하다. 펄프광전력을 100W로 증가시켰을 때 (그림3(b)) 원래 펄스 파형의 peak 부근에서의 상당부분이 LP<sub>11</sub> 모드로 변환되었음을 볼 수 있다. 이 경우의 near-field pattern 사진으로부터 LP<sub>11</sub> 모드 패턴이 뚜렷이 나타나고 있다. 펄프광전력이 더욱 증가하여 273W에 이를 때는 탐사광 펄스 파형과 모드 패턴에서 볼 수 있듯이 LP<sub>11</sub> 모드로부터 다시 LP<sub>01</sub> 모드로 변환됨을 알 수 있다.

한편, 탐사광 출력의 기본모드 성분을 펄프광전력 (peak치)을 변화시키며 측정하여 그 결과를 그림4에 나타내었다. 펄프광전력이 증가함에 따라 탐사광의 기본모드 출력은 감소하다가 다시 증가한다. 이와 같은 결과는 모드 변환이 coherent periodic coupling임을 강력히 입증하는 것이다. 그러나 펄프광전력이 증가함에 따라 변환을 자체는 점차 감소함을 볼 수 있다. 또한 그림3에서 보면 모드 변환은 탐사광 펄스의 peak로부터 약 30ns 정도 앞부분에서 가장 크게 일어남을 볼 수 있다. 이러한 두가지 현상들은 자기위상 변조(self-phase modulation)<sup>(13)</sup>에 의해 격자의 선명도(contrast)가 떨어지는 때문으로 다음과 같은 논리로써 설명될 수 있다. 고출력 펄프광이 광섬유에 입사되면 펄프 펄스는 광섬유를 따라 진행하면서 자기위상 변조 때문에 파장폭이 점차 확대된다. 두 모드는 군속도(group velocity)가 서로 다르므로 파장폭이 확장되면 두 모드로 진행되는 펄프광 간에 coherency가 감소한다. 즉, 펄프광이 광섬유를 따라 진행할 수록 두 모드간의 간섭의 visibility, 즉 격자의 강도

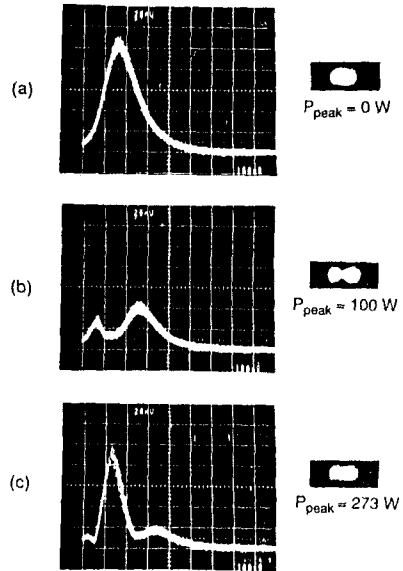


그림 3. 탐사광의 광섬유 출력 파형, 펄프광전력(peak치)는 각각 (a)0W, (b)100W, (c)273W.우측 사진은 탐사광의 near-field pattern.

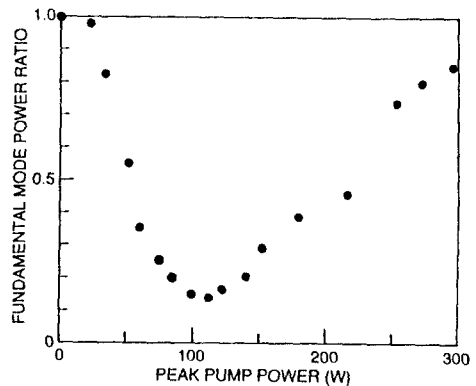


그림 4. 펄프광전력에 따른 탐사광의 기본모드 출력의 변화.

가 떨어진다. 따라서 모드 변환 효율은 '후단'쪽보다 '전단'쪽에서 더욱 크며, 광섬유의 '전단'쪽에서 펄프광 펄스의 peak와 겹치는 탐사광 펄스의 앞부분에서 모드 변환이 가장 크게 일어난다.

IV. 논의 및 결론

앞에서 기술한 바와 동일한 원리로서 펄프광과 탐사광이 같은 방향으로 진행되는 형태로 스위치를 구성할 수 있다. 이 경우에 펄프광과 탐사광은 출력단에서의 분리를 위해 파장이 서로 달라야 하며 두 파장에서의 beat length는 거의 같아야 한다. 이 때 탐사광과 펄프광의 분리를 위하여 파장 분산 능력이 있는 소자를 사용할 수 있다. 이와 같은 배열에서는 두 빔이 traveling-wave로서 함께 진행하므로 긴 길이의 광섬유를 사용하더라도 고속 스위칭이 가능하며 또한 펄프광전력을 낮출 수 있다. 여기서 특히 중요한 사항은 두 모드간의 beat length가 파장변화에 대해 그다지 크게 변화하지 않도록 실험조건을 설정할 수 있다는 점이다. 이중모드 도파로에서는 두 모드의 군속도가 서로 일치하는 파장이 존재하는데 이 파장 부근에서는 특히 beat length의 변화가 매우 작음이 알려져 있다. (예로써, 참고문헌(9)에서 사용된 광섬유의 경우에 군속도가 일치하는 파장은 500 nm이고 beat length의 변화는 450-550nm의 파장범위에서 1% 이내임이 측정되었다.) 만일 펄프광 파장에서 두 모드의 군속도가 서로 일치한다면 자기위상 변조에 의해 펄프광의 파장폭이 다소 넓어진다 하더라도 긴 광섬유의 길이에 걸쳐 매우 선명한 비선형 주기적자를 얻을 수 있을 것이다. 한편 이중모드 도파로의 구조를 적절히 설계하면 더 넓은 파장 범위에 걸쳐 두 모드의 군속도를 일치시키는 것이 가능하다. 이 경우에 두 모드간 또한 펄프광과 탐사광간의 펄스 walk-off를 더욱 줄일 수 있어서 긴 길이의 광섬유를 사용하더라도 스위칭 속도에 영향이 없으므로 펄프광전력을 줄일 수 있다.

결론적으로, 두 모드간의 공간적 매칭이를 이용하여 비선형 주기 격자를 도파로내에 형성하고 이로써 탐사광의 진행 모드를 스위칭 시킬 수 있음을 보였다. 본 논문에서는 실리카 광섬유를 이용하였으나 비선형 특성이 훨씬 크고 고유 반응 속도가 빠른 재료를 선택하여 이중모드 도파로를 형성하고 그 구조를 모드간 군속도가 일치하도록 최적화하면 효율적인 고속 전 광 모드변환 스위칭이 가능할 것이다.

\* 참고문헌 \*

1. S.R.Friberg, Y.Silberberg, M.K.Olber, M.J.Andrejeco, M.A.Saifi, and P.W. Smith, Appl. Phys. Lett. 51, 1135 (1987).
2. S.Trillo, S.Wabnitz, R.H.Stolen, G.Assanto, C.T.Seaton, and G.I.Stegman, Appl.Phys. Lett. 49, 1224 (1986).
3. S.M.Jenson, IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1580 (1982).
4. J.M.Dziedzic, R.H.Stolen, and A.Ashkin, Appl. Opt. 20, 1403 (1981).
5. N.J.Halas, D.Krokel, and D.Grishkowsky, Appl. Phys. Lett. 50, 886 (1987).
6. T.Morioka, M.Saruwatari, and A.Takada, Electron. Lett. 23, 453 (1987).
7. H.G.Park, C.Pohalski, and B.Y.Kim, Opt. Lett. 13, 776 (1988)
8. B.Y.Kim, J.N.Blake, S.Y.Huang, and H.J.Shaw, Opt. Lett. 12, 729 (1987).
9. J.N.Blake, S.Y.Huang, B.Y.Kim, and H.J.Shaw, Opt. Lett. 12, 732 (1987).
10. R.H.Stolen and J.E.Bjorkholm, IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1062 (1982).
11. D.Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguide", chap.3, Academic Press, New York (1974).
12. R.Ulich and A.Simon, Appl. Opt. 18, 2241 (1979).
13. R.H.Stolen and C.Lin, Phys. Rev. Lett. A17, 1448 (1978).