

100fsec이하의 극초단 광펄스를 사용하는 전광위상천이스위치에서 비선형상호작용 및 최적화 초기조건에 관한 연구

(A study of nonlinear interactions and optimum input parameters in all-optical phase-shift switches using ultrashort pulses with pulse-width less than 100fsec)

尹基洪*, 宋在元*

(Ki-hong Yoon and Jae-Won Song)

요약

본 논문에서는 π 의 위상천이를 얻기 위해 솔리톤펄스열(soliton pulse-train)에 의한 다중충돌방법과 광섬유접합(fiber-splicing)에 의한 다중충돌방법을 사용하는 전광위상천이스위치(all-optical phase-shift switch)에서 백 펨토초(femtosecond)이하의 펄스폭을 가지는 두 극초단 직교펄스간의 복잡한 비선형상호작용을 비선형라만응답함수를 고려하여 연구하였다. 또한 이러한 전광스위치에서 입사펄스의 시간폭의 변화와 광섬유의 복굴절률의 변화에 따른 스위칭특성을 분석함으로써 해서 π 의 위상천이를 얻기 위한 최적의 초기조건을 찾을 수 있었다.

Abstract

We study complicated nonlinear interactions of two orthogonally polarized pulses with pulse-width of less than 100fsec in the all-optical phase-shift switches, which use soliton pulse-train and fiber-splicing for control pulse to obtain multi-collisional π -phase-shift and consider Raman response function. We investigate switching performance in various input parameters such as input pulse-width and birefringence of fiber, and find optimum initial conditions for good switching performance in such all-optical switches.

Key Words : 복굴절광섬유, 솔리톤펄스, all-optical switch(전광스위치), Raman(라만), 비선형상호작용

I. 서론

최근 솔리톤펄스를 이용한 초고속광통신의 발전과 더불어 초고속신호처리를 위한 전광스위치의 개발이 진행되고 있다. 특히 손실이 작고 가격이 저렴한 복굴

절광섬유를 사용하는 전광스위치에 큰 관심을 가져왔다. 광섬유의 재료인 실리카(SiO_2)는 등방성 매질이지만 3차 비선형광효과에서 $\chi_{112}^{(3)}$, $\chi_{121}^{(3)}$, $\chi_{122}^{(3)}$ 의 항들이 존재하기 때문에, 직교편광인 두 펄스가 광섬유에 전파되면 비선형상호작용에 의해 두 직교펄스는 서로 영향을 끼친다. 따라서 두 직교펄스가 복굴절광섬유에서 서로 스쳐 지나가면 상호위상변조(XPM : cross-phase modulation)에 의해 위상천이(phase-shift)^[1]와 솔리톤 펄스끌림(soliton dragging)현상^[2]이 발생한다. 이를 이용하면 위상천이스위치와 시간천이스위치를 구현할 수

* 正會員, 慶北大學校 電子電氣工學部
(School of Electronic and Electrical Engineering,
Kyungpook National University)
接受日字:2001年7月24日, 수정완료일:2002年6月5日

있다.^[3] 마하젠더(Mach-Zehnder)간섭^[4]을 이용한 위상 천이스위치에서 기준펄스(reference pulse)와 같은 편광을 가지고 같은 경로를 따라 전파되는 펄스를 제어펄스(control pulse)로 간주하면 제어펄스의 위상을 천이시키기 위해 입사되는 펄스는 신호펄스(signal pulse)가 된다. 기준펄스는 제어펄스와의 간섭을 통해 제어펄스의 출력여부를 결정하기 위해 사용되는 펄스인 데, 신호펄스가 없으면 제어펄스는 기준펄스와 같은 위상을 가지므로 보강간섭이 일어나지만, 신호펄스에 의해 제어펄스가 π 만큼 위상천이 되면 제어펄스는 기준펄스와의 상쇄간섭에 의해 출력이 존재하지 않게 된다.

레이저의 발달로 수 십 펨토초 범위의 극초단 광펄스가 개발됨에 따라,^[5] 극초단 광펄스를 스위칭펄스로 사용하면 전광스위치의 스위칭속도를 개선시킬 수 있다. 그러나 극초단 광펄스는 무시할 수 없을 만큼 넓은 주파수대역을 가지기 때문에 광섬유의 분자진동에 의한 비선형라만효과가 고려되어야 한다. 따라서 백 펨토초이하의 시간 폭을 가지는 두 직교펄스가 복굴절광섬유에 전파되면, 광섬유의 비선형라만응답함수^[6,7]에 의해 펄스 자체의 지연, 펄스간의 주파수이동, 그리고 펄스간의 에너지전달 등이 발생하기 때문에, 광섬유의 비선형라만효과는 충돌 후 펄스의 형태와 펄스의 위상천이에 매우 중요한 역할을 하게 된다. 본 논문에서는 제어펄스가 다중충돌에 의한 π 의 위상천이를 얻기 위해 다수개의 솔리톤펄스열을 신호펄스로 사용하는 방법과 광섬유접합방식을 사용하여 복굴절광섬유의 두 주 축을 번갈아 가며 바꾸는 방법^[8,9]에서 백 펨토초이하의 직교편광을 가지는 두 극초단 광펄스간의 복잡한 비선형 상호작용을 연구하였다. 또한 이러한 전광스위치에서 광섬유의 복굴절률과 입사펄스의 시간폭 등의 초기조건의 변화에 따른 위상천이의 특성 및 스위칭가능범위 등을 분석하여 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 최적의 초기조건을 찾았다.

II. 두 극초단 직교펄스의 비선형 상호작용 및 위상천이특성

광섬유에서 비선형분극밀도는 일반적으로 다음과 같이 표현된다.

$$P_i^{NL}(r, t) = \int dt' \int dt'' \int dt''' \times \chi^{(3)}(t-t', t-t'', t-t''') E_i(r, t') E_i(r, t'') E_i(r, t''') \quad (1)$$

여기서 $\chi^{(3)}(t-t', t-t'', t-t''')$ 은 3차 비선형수화률인데 전자레도변화에 의한 σ_{ijk} 와 분자진동에 의한 $d_{ijkl}(t)$ 로 구성된다. 실리카광섬유에서 σ_{ijk} 는 한 개의 독립된 값만 존재하지만, $d_{ijkl}(t)$ 는 $d_{1122} = a(t)$, $d_{1212} = d_{1221} = b(t)/2$ 인 두 개의 독립된 비선형수화률로 구성되기 때문에 $d_{ijkl}(t)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$d_{ijkl}(t) = a(t)\delta_{ij}\delta_{kl} + \frac{1}{2} b(t)(\delta_{il}\delta_{jk} + \delta_{ik}\delta_{jl}) \quad (2)$$

여기서 a(t)와 b(t)는 실험을 통해 RSCS(Raman scattering cross section)을 측정함^[10]으로 해서 구해진다.

비선형분극밀도를 맥스웰방정식(Maxwell's equation)에 대입하면 다음의 일반적인 커플 비선형슈레딩어방정식이 유도된다.^[11,12]

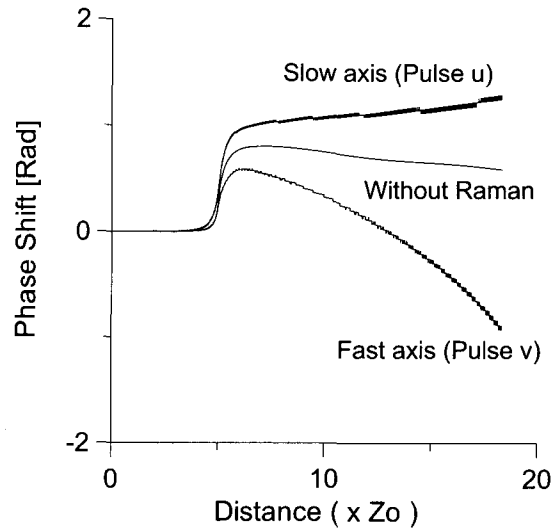
$$i \frac{\partial u}{\partial z} + i\delta \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + au[|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2] + (1-a)[u \int dt' f_1(t-t')|u(t')|^2 + u \int dt' f_2(t-t')|v(t')|^2 + v \int dt' f_3(t-t')u(t')v^*(t')] = 0 \quad (3-1)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial z} - i\delta \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + av[|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2] + (1-a)[v \int dt' f_1(t-t')|u(t')|^2 + v \int dt' f_2(t-t')|u(t')|^2 + u \int dt' f_3(t-t')v(t')u^*(t')] = 0 \quad (3-2)$$

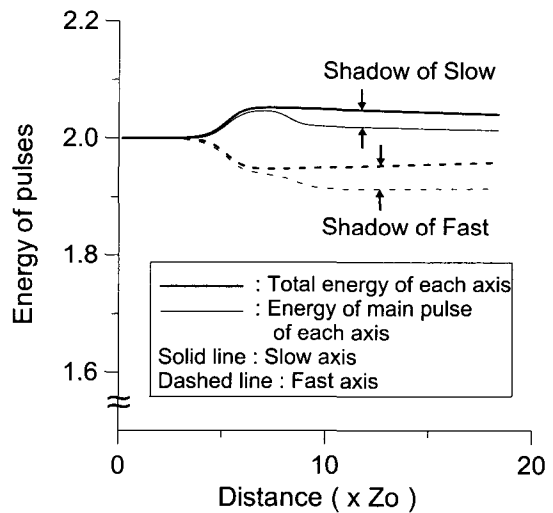
여기서 u(z,t)와 v(z,t)는 펄스의 정규화 포락선에 해당되는 함수인데 서로 직교편광을 가진다. z와 t는 정규화된 거리와 시간이다. δ 는 광섬유의 정규화 복굴절률이고 두 직교펄스간의 군속도차를 나타낸다. (1-a)는 비선형광현상에서 라만효과의 정도를 나타내는 데 실리카광섬유에서 0.18의 값을 가진다. $|u|^2 u$ 항과 $|u|^2 v$ 항은 자기위상변조(SPM : self-phase modulation)인데, 1/2항인 군속도분산(GVD : group velocity dispersion)에 의해 생기는 펄스의 벌어짐을 억제하는 역할을 하여 솔리톤펄스를 형성시킨다. 2/3항은 XPM인데, 두 직교펄스간의 위상을 변화시켜서 펄스의 위상천이와 두 펄스간의 끌림현상을 발생시킨다. $f_1(t)$ 항은 펄스내의 SRS(self-Raman scattering) 혹은 SSFS(soliton self-frequency shift)^[13,14]를 결정하는 자기라만효과이다. $f_2(t)$ 항은 두 직교펄스가 충돌할 때 두 펄스간의 위상변화와 주파수의 이동에 영향을 끼치는 상호라만

효과이다. $f_3(t)$ 항은 두 직교펄스간의 위상변화와 주파수 이동뿐만 아니라 에너지전달에도 영향을 끼치는 상호라만효과인 데, 펄스초의 시간폭을 가지는 두 직교펄스가 충돌할 때 펄스의 에너지상태, 펄스의 형태, 그리고 펄스의 위상천이에 매우 중요한 역할을 한다. 위상천이 스위치를 수치적으로 해석하기 위해 광섬유의 분산계수를 $D=15\text{ps/nm/km}$, 광섬유의 비선형굴절계수를 $n_2=3.2\times 10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$, 그리고 입사펄스의 파장을 $\lambda=1.55\mu\text{m}$ 라고 가정하였다.

직교편광을 가지는 두 솔리톤펄스가 복굴절광섬유에서 서로 스쳐 지나가면 충돌할 때, 복굴절광섬유의 빠른 축을 따라 전파되는 펄스의 일부는 낮은 주파수 대역에 분포되기 때문에 속도가 느려져서 느린 축의 펄스에 포획되어 전파되고, 느린 축의 펄스의 일부는 높은 주파수 대역에 분포되기 때문에 속도가 빨라져서 빠른 축의 펄스에 포획되어 전파된다. 이와 같이 다른 축에 포획되어 전파되는 펄스의 일부분을 새도우 (shadow)라 하는 데, 새도우의 생성으로 펄스의 피크전력 (peak power)이 작아지면 펄스의 위상천이는 충돌 후 감소한다. 그러나 두 직교펄스가 펄스초 범위의 시간 폭을 가지고 충돌하면 XPM에 의해 느린 축의 펄스의 중심주파수는 낮아지고 빠른 축의 펄스의 중심주파수는 높아지기 때문에 상호라만편광은 느린 축의 펄스에서 빠른 축의 펄스로 일어난다. 따라서 느린 축의 펄스는 새도우의 생성으로 펄스의 피크전력이 감소하는 만큼 상호라만편광에 의해 펄스의 피크전력이 증가하기 때문에 충돌 후 일정한 위상천이를 얻을 수 있다. 반면 빠른 축의 펄스인 경우 새도우의 생성과 상호라만편광에 의한 에너지손실 때문에 충돌 후 위상천이는 급격히 줄어들어서 안정된 스위칭을 얻기 힘들다. 그림 1(a)는 $\Delta n=2.15\times 10^{-4}$ 인 복굴절광섬유에서 펄스 폭이 50fsec(FWHM : full-width half-maximum)인 두 직교펄스가 충돌할 때 발생하는 위상천이를 나타내고 있다. 느린 축의 펄스인 경우 충돌후 위상천이의 변화가 작을 뿐 아니라 펄스내의 위상천이기울기도 매우 완만하므로 제어펄스로 사용할 수 있지만, 빠른 축의 펄스인 경우 충돌 후 위상천이가 급격히 감소하고 펄스내의 위상천이분포도 매우 큰 음의 위상천이기울기를 가지므로 제어펄스로 사용할 수 없다. 그림 1(b)는 복굴절 광유에서 두 직교펄스가 충돌할 때 정규화된 각 축의 전체에너지와 주 펄스(main pulse)의 에너지를 나타내



(a) Variations of phase-shift of two pulses at the peak power



(b) Variations of energy of two pulses

그림 1. $t_p=50\text{fsec}(Z_0=6.32\text{cm})$ 이고 $\Delta n=2.15\times 10^{-4}$ 일 때, 두 직교펄스의 충돌에 의한 위상천이특성과 에너지변화특성. (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 두 직교펄스의 에너지변화

Fig. 1. Variations of phase-shift and energy of two orthogonally polarized pulses of $t_p=50\text{fsec}$ ($Z_0=6.32\text{cm}$) over a distance in a birefringent fiber with $\Delta n=2.15\times 10^{-4}$.

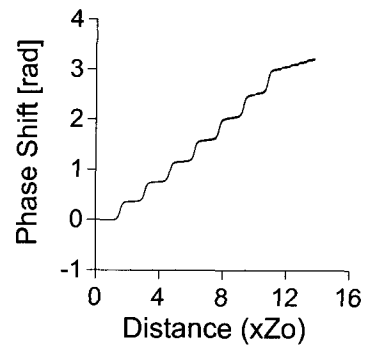
고 있는데, 두 직교펄스간의 상호라만효과를 명확히 알 수 있다. 여기서 전체에너지와 주 펄스의 에너지차이가 다른 축의 펄스에 포획되는 새도우에 해당된다. 충돌과정에서 두 직교펄스간의 상호라만편광에 의해 느린 축

의 펄스의 전체에너지는 증가하고 빠른 축의 펄스의 전체에너지는 감소한다. 그러나 충돌 후 느린 축에서는 주 펄스에서 새도우로, 빠른 축에서는 새도우에서 주 펄스로 상호라만평핑이 일어나기 때문에 펄스가 광섬유에 전파됨에 따라 느린 축의 펄스의 전체에너지는 줄어들고 빠른 축의 펄스의 전체에너지는 증가한다. 빠른 축에서의 새도우가 증가하는 비율이 느린 축에서의 새도우가 감소하는 비율보다 더 큰 이유는 충돌 후 주 펄스에서 새도우로 일어나는 상호라만평핑이 새도우에서 주 펄스로 일어나는 상호라만평핑보다 더 크기 때문이다.

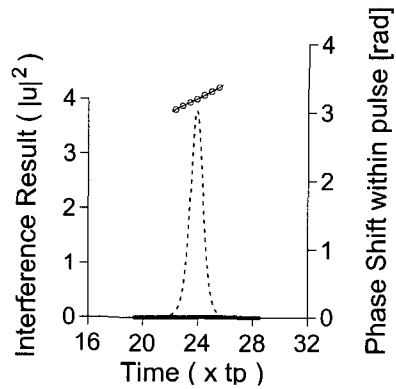
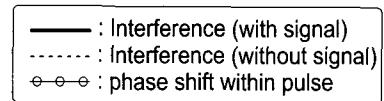
III. 펄스열에 의한 위상천이스위치

참조논문^[3]에서 알 수 있듯이 두 직교펄스간의 충돌에서 생기는 새도우는 제어펄스의 형태를 변화시키고 제어펄스의 위상천이를 감소시킨다. 이러한 새도우의 크기를 줄이기 위해 광섬유의 복굴절률을 증가시키면 제어펄스는 한 번의 충돌로 π 만큼의 위상천이를 얻을 수 없다. 따라서 본 논문에서는 수 십펄스초 범위에서 다중충돌에 통한 π 의 위상천이를 얻기 위해 솔리톤펄스열을 신호펄스로 사용하는 방식을 제안한다. 펄스초의 펄스폭 범위에서 느린 축에 입사되는 제어펄스는 상호라만평핑에 의해 빠른 축의 신호펄스열로부터 매 충돌마다 에너지를 얻는다. 이러한 제어펄스의 에너지의 증가는 새도우의 생성으로 생기는 제어펄스의 에너지의 감소를 보상할 수 있기 때문에, 제어펄스의 형태는 충돌 후 초기 솔리톤펄스의 형태에 가까워질 뿐 아니라, 매우 큰 대조비(contrast ratio)를 얻을 수 있다. 여기서 대조비는 신호펄스열에 의해 제어펄스에 위상천이가 일어났을 때 제어펄스와 기준펄스의 상호간섭결과와 위상천이가 일어나지 않았을 때의 상호간섭결과를 비교한 값인 데, 그 값이 클수록 좋은 스위칭특성을 얻는다.

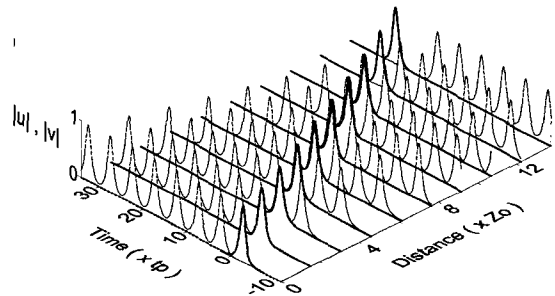
그림 2와 그림 3은 고 복굴절광섬유($\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$)에 펄스 폭이 각각 70fsec와 30fsec인 솔리톤펄스를 사용했을 때, π 의 위상천이를 얻기 위해 솔리톤펄스열을 신호펄스로 사용한 결과이다. 같은 복굴절광섬유를 사용하더라도 입사펄스의 시간 폭이 넓어지면 펄스가 느끼는 walk-off효과^[15]는 커지므로(즉, $\delta \propto t_p$), 두 직교펄스간의 상호작용시간이 짧아진다. 이와 같이 상호작용



(a) Phase-shift of control pulse at the peak power



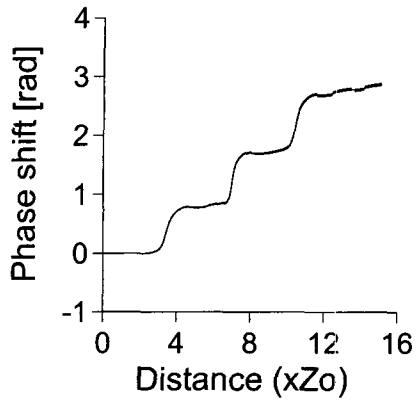
(b) Phase-shift distribution and interference result with reference pulse at $L=13.75Z_0$



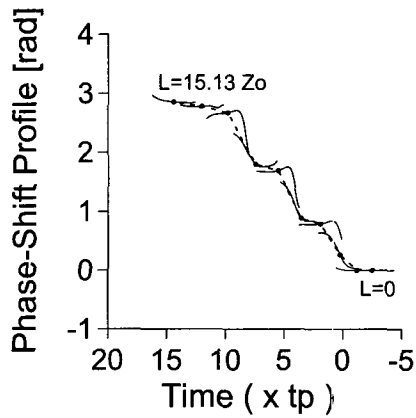
(c) Temporal evolution of pulses (bold line : control pulse)

그림 2. 솔리톤펄스열에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=70\text{fsec}(Z_0=12.38\text{cm})$ 이고 $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) $L=13.75Z_0$ 에서 펄스내의 위상천이분포와 기준펄스와의 상호간섭에 의한 출력결과 (c) 시간영역에서 펄스의 전파특성 (굵은 선 : 제어펄스)

Fig. 2. Nonlinear phase-shift of control pulse with pulse-width $t_p=70\text{fsec}(Z_0=12.38\text{cm})$ caused by collisions with signal pulse-train in a birefringent fiber with $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$.



(a) Same as fig. 2(a)



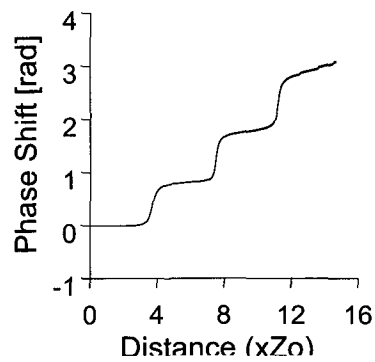
(b) Phase-shift profile of control pulse over a distance

그림 3. 솔리톤펄스열에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=30\text{fsec}(Z_0=2.27\text{cm})$ 이고 $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 펄스내의 위상천이분포

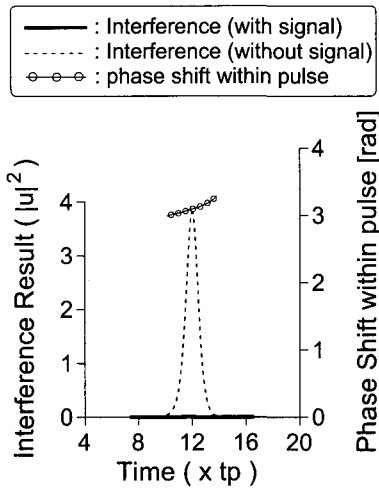
Fig. 3. Same as fig 2 but $t_p=30\text{fsec}(Z_0=2.27\text{cm})$.

시간이 짧아지면 충돌에서 얻는 제어펄스의 위상천이가 줄어들어서 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수가 증가하지만, 충돌과정에서 생기는 새도우의 크기가 작아진다. 시간폭이 70fsec인 입사펄스를 사용하면, 제어펄스의 새도우의 크기가 매우 작아질 뿐 아니라 상호라만편평에 의해 제어펄스가 신호펄스열로부터 에너지를 얻기 때문에, 제어펄스의 피크전력은 기준펄스보다 커진다. 이러한 제어펄스의 피크전력의 증가로 인해 제어펄스의 SPM현상이 신호펄스의 SPM현상보다 커지면 충돌 후 제어펄스의 위상천이가 증가할 뿐 아니라, 그림 1에서 보듯이 광섬유의 느린 축에 입사되는 제어펄스의 위상천이가 상호라만효과에 의해 커지기 때문에, π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신

호펄스열의 수는 라만효과에 의해 줄어든다. 라만효과를 고려하지 않았을 때 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수는 9개인 반면, 라만효과에 의해 신호펄스열의 수가 7개로 줄어든다는 사실에서 이를 확인할 수 있었다. SSFS는 펄스내의 위상분포가 자기라만응답함수에 의해 양의 기울기를 가지기 때문에 펄스의 전체주파수가 낮아지는 현상인 데(즉, $\Delta\omega = -d\phi/dt$), 펄스의 피크전력이 커질수록 펄스내의 위상기울기도 커진다. 따라서 상호라만편평에 의한 제어펄스의 피크전력의 증가로 인해 제어펄스의 위상기울기가 기준펄스의 위상기울기보다 커지므로 그림 2(b)에서 보듯이 충돌 후 제어펄스내의 위상천이분포는 양의 기울기를 가진다. 제어펄스가 이러한 불균일한 위상천이분포를 가지면, 제어펄스는 피크값 외의 펄스성분에서 π 보다 크거나 작은 위상천이를 가지므로, 기준펄스와의 상호간섭 후 펄스의 일부분이 출력된다. 그러나 이러한 불필요한 펄스성분은 그 크기가 매우 작기 때문에 위상천이스위치를 구현할 수 있을 만큼 충분히 큰 대조비를 얻을 수 있음을 그림 2(b)에서 알 수 있다. 반면 입사펄스의 시간폭이 30fsec로 좁아지면 두 직교펄스간의 상호작용시간이 증가하기 때문에, 충돌과정에서 생기는 새도우의 크기가 커진다. 그러나 두 직교펄스간의 상호라만편평에 의한 제어펄스의 에너지증가는 이러한 새도우의 증가에 의한 제어펄스의 에너지감소를 보상할 수 있을 만큼 크기 때문에, 충돌 후 제어펄스내의 위상천이분포가 매우 균일해지고 대조비도 매우 커짐을 그림 3에서 알 수 있다. 그림 3(b)는 매 충돌과정에서의 제어펄스의 위상천이분포를 나타내고 있는데, 두 직교펄스간의 충돌에 의한 제어펄스의 위상천이가 일어나는 과정을 알 수 있다.



(a) Same as fig. 2(a)



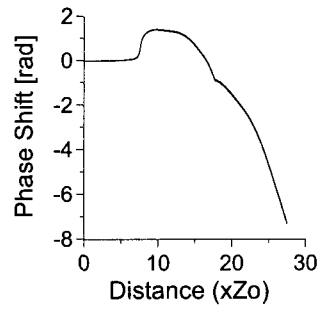
(b) Same as fig. 2(b) but at $L=14.67Z_0$

그림 4. 솔리톤펄스열에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=70fsec$ 이고 $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) $L=14.67Z_0$ 에서 펄스내의 위상천이분포와 기준펄스와의 상호간섭에 의한 출력결과

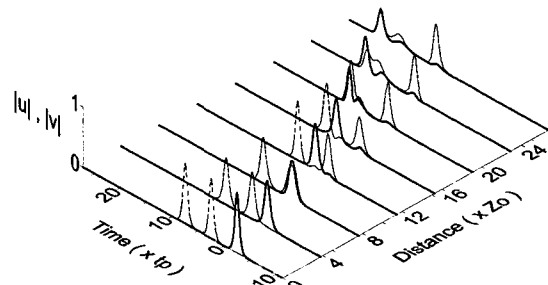
Fig. 4. Same as fig 2 but $t_p=70fsec$ and $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$.

그림 4는 복굴절률이 $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$ 인 광섬유에서 70fsec의 시간폭을 가지는 솔리톤펄스를 사용했을 때 제어펄스의 위상천이와 펄스의 전파특성을 나타내고 있다. 고 복굴절광섬유($\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$)를 사용했을 때 보다 상호작용시간이 길어지기 때문에 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수는 3개로 줄어든다. 또한 상호작용시간의 증가로 인해 제어펄스의 새도우의 크기가 커지는 만큼 상호만평핑에 의한 제어펄스의 에너지의 증가도 커지기 때문에, 고 복굴절광섬유를 사용했을 때보다 충돌횟수가 작음에도 불구하고 충돌 후 제어펄스의 에너지와 피크전력은 커진다. 따라서 제어펄스내의 위상천이분포의 기울기가 다소 커지지만, 기준펄스와의 상호간섭결과에 의한 대조비가 매우 크기 때문에 좋은 스위칭특성을 얻을 수 있음을 그림 4(b)에서 알 수 있다. 반면 시간폭이 30fsec인 입사펄스를 사용하면 두 직교펄스간의 끌림현상이 매우 강하게 작용하므로 충돌 후 새도우의 크기는 매우 커진다. 따라서 그림 5에서 보듯이 충돌 후 제어펄스의 형태변화가 매우 심해지고 위상천이도 급격히 작아지므로 π 의 위상천이를 얻을 수 없다.

두 직교펄스가 충돌할 때 펄스간의 상호작용시간의 정도에 따라 펄스의 위상천이정도와 새도우의 발생정



(a) Same as fig. 2(a)



(b) Same as fig. 2(c)

그림 5. 솔리톤펄스열에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=30fsec$ 이고 $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 시간영역에서 펄스의 전파특성 (굵은 선 : 제어펄스)

Fig. 5. Same as fig 2 but $t_p=30fsec$ and $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$.

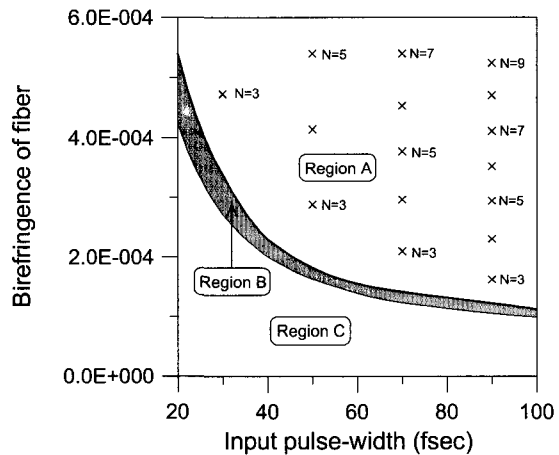


그림 6. 초기조건이 펄스열 위상천이스위치에 끼치는 영향

Fig. 6. Effect of initial conditions on pulse-train phase-shift switch.

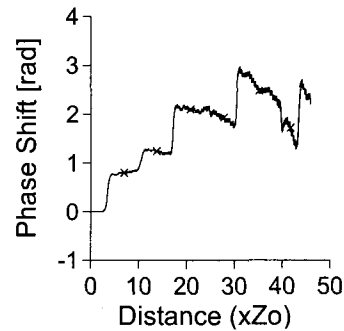
도가 달라지기 때문에, π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수는 입사펄스의 시간폭과 광섬유의 복굴절률에 의해 결정된다. 입사펄스의 시간폭이 좁

아지거나 광섬유의 복굴절률이 작아질수록 제어펄스의 위상천이가 커지므로 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수도 줄어든다. 하지만 입사펄스의 시간 폭이 너무 좁아지거나 광섬유의 복굴절률이 너무 작아져서 새도우의 크기가 매우 커지면, 그림 5에서 보듯이 충돌 후 제어펄스의 피크전력이 매우 작아지고 제어펄스의 위상천이도 급격히 감소하므로 스위칭이 불가능해진다. 그림 6은 100fsec이하의 펄스폭 범위에서 스위칭이 가능한 광섬유의 복굴절률의 범위와 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수(N)를 보여주고 있다. 영역 A는 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻을 수 있는 스위칭가능영역인 데, 상호라만펄핑에 의한 제어펄스의 피크전력의 증가로 인해 충돌 후 제어펄스의 위상천이가 증가하는 영역이다. 여기서 영역 A의 아래 경계선(굵은 선)은 그림 3과 같이 새도우에 의한 제어펄스의 에너지손실과 상호라만펄핑에 의한 에너지이득이 균형을 이루기 때문에 충돌 후 제어펄스의 위상천이가 균일해지는 경계선이다. 이러한 경계선의 아래 부분인 영역 B는 제어펄스의 피크전력의 감소로 인해 충돌 후 제어펄스의 위상천이가 감소하는 영역인데, 아래로 내려갈수록 스위칭특성이 나빠진다. 영역 C는 새도우의 발생으로 인해 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻을 수 없는 영역이다. 이와 같이 스위칭이 가능한 광섬유의 복굴절률의 범위를 알면, π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 최적의 초기조건과 최적의 신호펄스열의 수를 선택할 수 있다. 여기서 π 의 위상천이를 얻기 위해서는 최소한 3개 이상의 신호펄스열의 수가 필요하다는 걸 알 수 있었다.

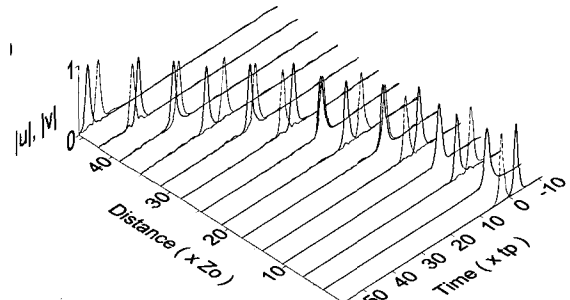
IV. 광섬유접합에 의한 위상천이스위치

광섬유접합방식을 사용하여 복굴절광섬유의 두 축을 교대로 90° 회전시키면 복굴절광섬유에 입사되는 두 직교펄스가 다중충돌을 하므로 제어펄스는 π 의 위상천이를 얻는다. 펨토초 범위의 시간폭을 가지는 두 직교펄스가 복굴절광섬유에서 충돌하면 광섬유의 느린 축에 입사되는 제어펄스는 빠른 축에 입사되는 신호펄스로부터 상호라만펄핑에 의해 에너지를 얻는다. 충돌 후 광섬유접합에 의해 복굴절광섬유의 두 축이 바뀌면 제어펄스는 광섬유의 빠른 축을 따라 전파되고 신호펄스는 느린 축을 따라 전파되므로 두 직교펄스는 다시 한번 충돌하는 데, 두 번째 충돌에서는 제어펄스에서 신

호펄스로 상호라만펄핑이 일어나기 때문에 첫 번째 충돌에서 제어펄스가 얻은 에너지를 신호펄스에 되돌려 준다. 이와 같이 두 직교펄스의 에너지와 피크전력의 변화로 인해 두 직교펄스간의 충돌상호작용의 크기가 달라지면 제어펄스가 신호펄스와의 충돌에서 얻는 위상천이는 매 충돌마다 달라지므로 이러한 현상들은 제어펄스의 위상천이에 매우 중요한 영향을 끼친다. 또한 광섬유접합방식에 의해 복굴절광섬유의 두 축이 바뀌면 주 펄스는 바뀐 축을 따라 전파되지만, 새도우의 속도는 펄스내의 새도우의 주파수분포에 의해 결정되기 때문에 복굴절광섬유의 두 주축이 바뀌어도 새도우는 원래의 속도를 유지하면서 주 펄스에서 벗어난다. 이와 같은 충돌에 의한 새도우의 생성과 광섬유접합에 의한 새도우의 이탈현상은 매 충돌마다 반복적으로 일어나면서 주 펄스의 에너지를 지속적으로 감소시킨다. 새도우 자체는 XPM을 통해 제어펄스의 SPM을 보상하는



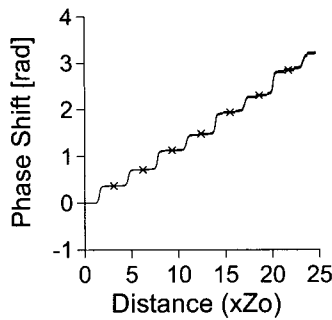
(a) Same as fig. 2(a)



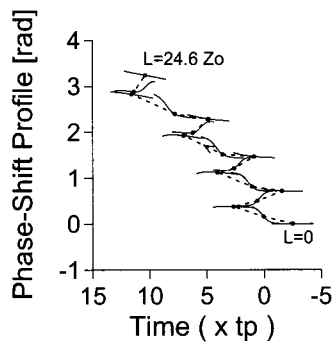
(b) Same as fig. 2(c)

그림 7. 광섬유접합에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=30fsec$ 이고 $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 시간영역에서 펄스의 전파특성 (굵은 선 : 제어펄스)

Fig. 7. Nonlinear phase-shift of control pulse with pulse-width $t_p=30fsec$ caused by many collisions in succession using fiber-splicing in a birefringent fiber with $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$.



(a) Same as fig. 2(a)



(b) Same as fig. 3(b)

그림 8. 광섬유접합에 의한 위상천이 스위치에서 $t_p=70\text{fsec}$ 이고 $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 펄스내의 위상천이 분포

Fig. 8. Same as fig. 7 but $t_p=70\text{fsec}$ and $\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$.

역할을 하지만 새도우의 생성으로 인해 제어펄스의 에너지와 피크전력이 충돌 후 감소하기 때문에 새도우의 생성은 스위치에 바람직하지 못하다. 더구나 광섬유접합에서 새도우가 주 펄스로부터 이탈되면 주 펄스의 형태변화는 매우 커지기 때문에 제어펄스의 피크전력과 위상천이는 매우 작아진다.

그림 7과 그림 8은 시간폭이 각각 30fsec와 70fsec인 솔리톤펄스를 고 복굴절광섬유($\Delta n=5.4 \times 10^{-4}$)에 입사시켰을 때, 다중충돌을 통한 위상천이를 얻기 위해 광섬유접합을 사용한 결과이다. 입사펄스의 시간폭이 좁아질수록 충돌과정에서 생기는 새도우의 크기가 커지므로, 새도우의 생성과 이탈에 의한 제어펄스의 에너지손실도 커진다. 이와 같이 새도우에 의해 제어펄스의 에너지가 매 충돌마다 지속적으로 줄어들면, 그림 7에서 보듯이 충돌 후 제어펄스의 위상천이는 거리가 진행될수록 크게 줄어들기 때문에, 충돌횟수가 증가한다

고 해도 제어펄스는 π 의 위상천이를 얻을 수 없게 된다. 그림 7(a)는 라만효과가 제어펄스의 위상천이의 변화와 두 직교펄스간의 충돌주기의 변화에 끼치는 영향들을 잘 보여주고 있다. 그림 1에서 알 수 있듯이 상호라만효과에 의해 제어펄스가 느린 축에 입사되는 첫 번째 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이는 커지지만, 두 번째 충돌에서는 광섬유접합에 의해 제어펄스가 광섬유의 빠른 축에 전파되므로 제어펄스가 얻는 위상천이는 작아진다. 더구나 첫 번째 충돌에서 상호라만편평은 신호펄스에서 제어펄스로 일어나기 때문에 신호펄스의 피크전력은 작아진다. 제어펄스의 XPM은 신호펄스의 피크전력에 의해 결정되므로 신호펄스의 피크전력의 감소는 두 번째 충돌에서의 제어펄스의 위상천이를 감소시킨다(즉, $\Delta\phi_{control} \propto |u|^2$). 따라서 두 번째 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이는 첫 번째 충돌에서 얻는 위상천이보다 매우 작아진다. 이러한 현상들은 충돌이 반복될수록 더욱 커지기 때문에 제어펄스가 광섬유의 느린 축을 따라 전파되는 홀수 번째 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이는 커지지만, 짝수 번째 충돌에서는 작아진다. 또한 SSFS에 의한 라만지연은 펄스의 피크전력의 크기에 의해 결정되므로, 첫 번째 충돌 후 제어펄스의 피크전력이 신호펄스보다 커지면 제어펄스의 라만지연이 신호펄스의 라만지연보다 커진다. 따라서 두 번째 충돌이 일어나기 위해 진행되는 거리가 길어지는 데, 이와 같은 충돌주기의 변화는 충돌이 반복될수록 더욱 심해지므로 시간폭이 매우 좁은 두 직교펄스를 다중충돌시키기 위해서는 매우 주의 깊은 광섬유접합간격의 조절이 필요하다. 입사펄스의 시간폭이 70fsec로 넓어지면 두 직교펄스간의 상호작용시간이 짧아지므로, 충돌 후 두 직교펄스간의 상호라만편평이 작아지고 새도우의 크기도 작아진다. 따라서 두 직교펄스의 형태변화가 매우 작아지기 때문에 그림 8에서 보듯이 제어펄스는 매우 안정된 위상천이를 얻을 수 있다. 제어펄스가 상호라만편평에 의해 얻는 에너지는 새도우에 의한 제어펄스의 에너지감소보다 다소 크기 때문에 그림 8(b)에서 보듯이 제어펄스의 위상천이분포의 기울기는 매 충돌 후 약간씩 증가하지만, 그 기울기의 크기가 매우 작기 때문에 큰 대조비를 얻을 수 있다.

그림 9는 낮은 복굴절광섬유($\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$)를 사용했을 때, 입사펄스의 시간폭이 50fsec인 제어펄스의 위상천이와 펄스의 전파특성을 나타내고 있다. 낮은 복

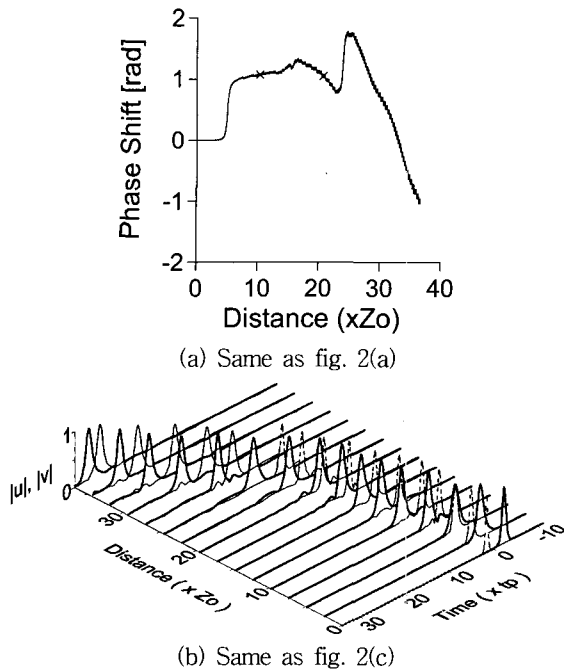


그림 9. 광섬유접합에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=50fsec$ 이고 $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) 시간영역에서 펄스의 전파특성 (굵은 선 : 제어펄스)

Fig. 9. Same as fig. 7 but $t_p=50fsec$ and $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$.

굴절광섬유에서 입사펄스의 시간폭이 좁아지면 두 직교펄스간의 상호작용시간이 매우 길어진다. 이와 같이 상호작용시간이 증가하면, 충돌 후 제어펄스의 피크전력의 크기는 매우 작아지고 제어펄스의 위상천이도 급격히 감소하기 때문에 스위칭이 불가능해진다. 반면 그림 10은 이러한 광섬유에서 시간폭이 70fsec인 입사펄스가 스위치에 사용될 수 있음을 보여주고 있다. 여기서 제어펄스가 얻는 위상천이는 π 보다 크기 때문에 그림 10(b)에서 보듯이 기준펄스와의 상호간섭에서 출력되는 불필요한 펄스성분은 매우 커지고, 대조비도 매우 작아진다. 따라서 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻기 위해서는 복굴절률이 $\Delta n=3.38 \times 10^{-4}$ 인 광섬유가 사용되어야 한다는 걸 확인하였다.

그림 11은 100fsec이하의 펄스폭 범위에서 스위칭이 가능한 광섬유의 복굴절률의 범위뿐 아니라, 시간 폭이 다른 각각의 입사펄스에 대한 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 충돌횟수(N)와 그에 해당되는 광섬유의 복굴절률을 나타내고 있다. 그림 11에서 각 영역에 대한 설명은 그림 6과 동일하다. 입사펄스의 시간폭이 좁아

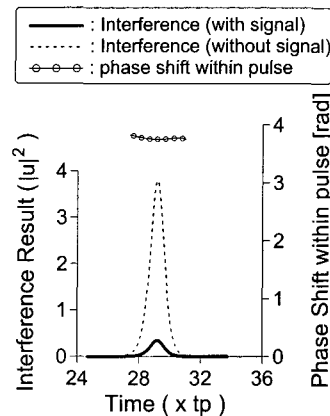
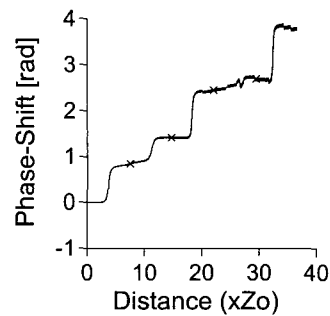


그림 10. 광섬유접합에 의한 위상천이스위치에서 $t_p=70fsec$ 이고 $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$ 일 때, (a) 피크전력에서의 위상천이 (b) $L=36.67Z_0$ 에서 펄스내의 위상천이 분포와 기준펄스와의 상호간섭에 의한 출력결과

Fig. 10. Same as fig. 7 but $t_p=70fsec$ and $\Delta n=2.15 \times 10^{-4}$.

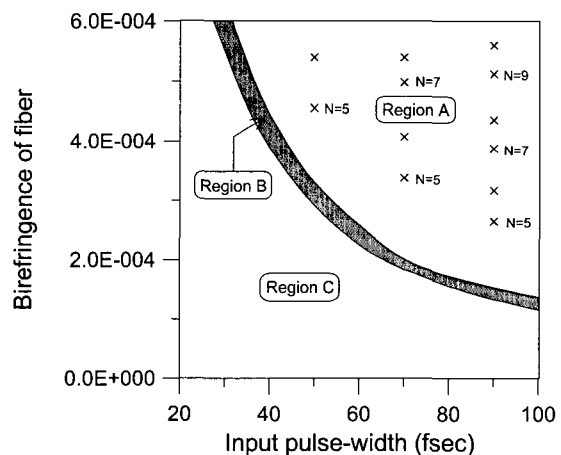


그림 11. 초기조건이 광섬유접합 위상천이스위치에 끼치는 영향

Fig. 11. Effect of initial conditions on fiber-splicing phase-shift switch.

했다. 또한 π 의 위상천이를 얻기 위해서는 최소한 5번 이상의 충돌횟수가 필요하므로, 최소한 4개 이상의 광섬유접합이 스위칭을 위해서 필요하다는 걸 알 수 있다. 이와 같이 스위칭가능영역에서 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 충돌횟수와 그에 해당되는 광섬유의 복굴절률을 알면, 좋은 스위칭특성을 얻을 수 있는 최적의 광섬유의 복굴절률과 최적의 광섬유접합의 수 (N-1)를 선택할 수 있다.

V. 결 론

본 논문에서는 솔리톤펄스열과 광섬유접합을 사용하여 다중충돌을 통해 π 의 위상천이를 얻는 전광스위치에서 라만응답함수를 고려하여 시간폭이 백 펨토초이하인 극초단 광펄스의 비선형상호작용과 스위칭특성 등을 연구하였다. 펄스열에 의한 위상천이스위치에서 제어펄스는 신호펄스열로부터 상호라만편평에 의해 지속적으로 에너지를 얻기 때문에 제어펄스의 피크전력과 위상천이가 충돌 후 증가한 반면, 광섬유접합에 의한 위상천이스위치에서는 제어펄스와 신호펄스간의 상호라만편평이 변갈아 일어나기 때문에 매 충돌과정마다 제어펄스의 피크전력과 위상천이뿐 아니라 두 직교 펄스의 충돌주기도 달라졌다. 따라서 펄스열 위상천이스위치는 펄스열을 사용하기 때문에 스위칭속도가 떨어지는 단점을 가지지만, 제어펄스가 신호펄스열로부터 상호라만편평에 의해 얻는 에너지는 새도우 등에 의한 에너지손실을 어느 정도 보상할 수 있다는 장점을 가진다. 반면 광섬유접합에 의한 다중충돌방식은 단일펄스로 스위칭이 가능하다는 장점이 있지만, 새도우의 생성 및 이탈현상과 광섬유접합손실 등으로 인해 광섬유의 접합 수와 광섬유의 복굴절률 등의 초기조건의 제약이 심해지는 단점이 있다. 특히 입사펄스의 시간 폭이 50fsec일 때 $\Delta n = 2.15 \times 10^{-4}$ 인 복굴절광섬유를 사용하면 새도우의 발생으로 인해 광섬유접합에 의한 위상천이스위치에서는 제어펄스의 위상천이가 충돌 후 급격히 줄어들므로 스위칭이 불가능해졌지만, 펄스열에 의한 위상천이스위치에서는 신호펄스열에서 제어펄스로의 상호라만편평에 의해 충돌 후 제어펄스의 피크전력의 변화와 위상천이의 변화가 매우 작아지기 때문에 스위칭이 가능해진다는 걸 알 수 있었다.

펄스열 위상천이스위치와 광섬유접합 위상천이스위

치에서 100fsec이하의 펄스폭을 가지는 입사펄스에 대한 스위칭이 가능한 광섬유의 복굴절률의 범위를 알아 보았고, 스위칭가능영역에서 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 충돌횟수와 그에 해당되는 광섬유의 복굴절률을 알아보았다. 같은 복굴절을 가지는 광섬유를 사용할지라도 입사펄스의 시간 폭이 줄어지면, 두 펄스간의 상호작용시간이 길어져서 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 신호펄스열의 수와 광섬유접합 횟수는 감소했지만, 새도우의 발생으로 인해 제어펄스의 형태변화가 커지므로 고 복굴절광섬유가 사용되어야 한다는 걸 알 수 있었다. 이러한 결과들을 토대로 좋은 스위칭특성을 얻을 수 있는 최적의 신호펄스열의 수와 최적의 광섬유접합의 수, 그리고 이에 해당되는 최적의 광섬유의 복굴절률을 선택할 수 있었다.

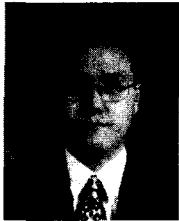
광섬유접합에서 가장 큰 문제는 접합손실일 것이다. 참고논문^[8,9]에서 밝혔듯이 이러한 손실은 매우 작기 때문에 스위치에 큰 문제가 되지 않을 것이다. 또한 펨토초 범위에서 제어펄스가 광섬유의 느린 축에 입사되면 상호라만편평에 의해 다소 에너지를 얻기 때문에 이러한 손실문제는 어느 정도 해결될 수 있을 것으로 예상된다.

참 고 문 헌

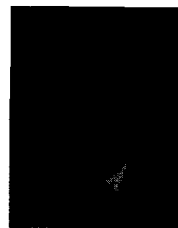
- [1] C. R. Menyuk, "Pulse Propagation in an Elliptically Birefringent Kerr Medium", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, No. 12, pp. 2674~2682, 1989.
- [2] M. N. Islam, "All-optical cascaded NOR gate with gain", *Opt. Lett.*, Vol. 15, No. 8, pp. 417~419, 1990.
- [3] K. Yoon, S. Lee, "Effect of input parameters on the evolutions of femtosecond pulses in all-optical switches", *Opt. Comm.*, Vol. 158, pp. 29~35, 1998.
- [4] A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger, E. P. Ippen, "An Ultrafast All-Optical Gate", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 19, No. 11, pp. 1718~1725, 1983.
- [5] Y. Matsui, M. D. Pelusi, A. Suzuki, "Generation of 20-fs optical pulses from a gain-switched

- laser diode by a four-stage soliton compression technique”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 11, No. 10, pp. 1217~1219, 1999.
- [6] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlison, H. A. Haus, “Raman response function of silica-core fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 6, No. 6, pp. 1159~1166, 1989.
- [7] D. J. Dougherty, F. X. Kärtner, H. A. Haus, E. P. Ippen, “Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 20, No. 1, pp. 31~33, 1995.
- [8] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen, “Demonstration of optical switching by means of solitary wave collisions in a fiber ring reflector”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 3, pp. 138~140, 1991.
- [9] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen, “Optical switching using fiber ring reflectors”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, No. 3, pp. 594~600, 1991.
- [10] R. W. Hellwarth, “Third-order optical susceptibilities of liquids and solids”, *Prog. Quantum Electron.*, Vol. 5, pp. 1~67, 1977.
- [11] C. R. Menyuk, M. N. Islam, J. P. Gordon, “Raman effect in birefringent optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 8, pp. 566~568, 1991.
- [12] C. -J. Chen, C. R. Menyuk, M. N. Islam, R. H. Stolen, “Numerical study of the Raman effect and its impact on soliton-dragging logic gates”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 21, pp. 1647~1649, 1991.
- [13] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, “Discovery of the soliton self-frequency shift”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, No. 10, pp. 659~661, 1986.
- [14] J. P. Gordon, “Theory of the soliton self-frequency shift”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, No. 10, pp. 662~664, 1986.
- [15] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 1995), Chapter 1.

저 자 소 개



尹基洪(學生會員)
1995년 영남대학교 전자공학과 학사. 1998년 경북대학교 전자공학과 석사. 1998년 3월~현재, 경북대학교 전자공학과 박사과정



宋在元(正會員) 第36卷 D編, 第7號 參照
1978년 2월 경북대학교 전자공학과(공학사). 1980년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사). 1984년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학박사). 1984년 8월~

현재 경북대학교 전자전기공학부