

극초단 고차솔리톤펄스를 이용한 전광위상천이스위치에서 고차 비선형상호작용에 관한 연구

윤기홍[†] · 송재원

경북대학교 전자전기공학부

Ⓣ 702-701 대구시 북구 산격동 1370번지

(2001년 7월 3일 받음, 2002년 4월 9일 수정본 받음)

전광위상천이스위치(All-optical phase-shift switch)에서 백 펨토초이하의 펄스폭을 가지는 두 극초단 직교펄스의 전파특성을 수치적으로 연구하였다. 이러한 전광스위치에서 자기라만산란 및 상호라만산란과 walk-off 효과를 고려하여, 솔리톤펄스와 고차솔리톤펄스간의 복잡한 비선형상호작용이 펄스의 형태변화, 펄스의 위상천이분포, 그리고 대조비등의 스위칭특성에 끼치는 영향들을 분석하였다. 특히 스위칭을 위해 필요한 walk-off 효과를 라만 walk-off 효과에서 얻을 수 있기 때문에, 이러한 전광스위치에 전형적인 복굴절률($\Delta n = 2.4 \times 10^{-5}$)을 가지는 광섬유를 사용해도 좋은 스위칭특성을 가짐을 보였다.

주제어 : all-optical switch, Raman effect, birefringent fiber, higher-order soliton pulse.

I. 서 론

최근 솔리톤펄스(soliton pulse)를 이용한 초고속광통신의 발전과 더불어, 초고속신호처리를 위한 전광스위치(all-optical switch)의 개발이 진행되고 있다. 복굴절광섬유에서 두 직교펄스간의 비선형상호작용을 이용하는 전광스위치는 위상천이스위치(phase-shift switch)와 시간천이스위치(time-shift switch)로 분류된다.^[1] 위상천이스위치는 두 직교펄스간의 비선형상호작용에 의한 위상천이를 이용하는 데 NOLM(nonlinear optical loop mirror)^[2,3]과 마하젠더(Mach-Zehnder)간섭법^[4]이 이러한 스위치에 속하고, 시간천이스위치는 비선형상호작용에 의한 두 직교펄스간의 끌림효과(dragging effect)를 이용하는 데 SDLG(soliton-dragging logic gate)^[5]가 이러한 스위치에 속한다. 위상천이스위치는 π 의 위상천이를 얻기 위한 방법에 따라 자기위상변조(SPM: self-phase modulation)를 이용한 NOLM, 광섬유접합법(fiber-splicing)에 의한 다중충돌방법,^[6] 그리고 고차솔리톤펄스(higher-order soliton pulse)와의 충돌에 의한 방법^[7]으로 분류된다. 위상천이스위치에서 기준펄스(reference pulse)와 같은 편광을 가지고 같은 경로를 따라 복굴절광섬유에 전파되는 펄스를 제어펄스(control pulse)로 간주하면, 제어펄스의 위상을 천이시키기 위해 입사되는 펄스는 신호펄스(signal pulse)가 된다. 기준펄스는 제어펄스와의 상호간섭을 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.

고차솔리톤펄스는 고유해에 해당되는 기본솔리톤펄스들이 결합된 펄스이다.^[8] 따라서 고차솔리톤펄스와의 충돌은 고차솔리

톤펄스의 고유해에 해당되는 기본솔리톤펄스들과의 충돌을 의미하므로 제어펄스는 고차솔리톤펄스와의 충돌에서 π 의 위상천이를 얻는다. 광섬유의 비선형라만효과^[9,10]에 의한 펄스의 지연은 입사펄스의 시간폭과 입사펄스의 피크전력에 의해 결정되기 때문에, 펨토초(femtosecond)범위의 시간폭을 가지는 고차솔리톤펄스가 광섬유에 입사되면 고유해에 해당되는 펄스들로 분리되고, 제어펄스는 이들 고유해에 해당되는 펄스들과의 충돌에서 각각 다른 라만 walk-off 효과^[11]를 가진다. 본 논문에서는 Runge-Kutta법을 이용한 split-step Fourier transform(SSFT)^[12]을 사용하여, 펨토초범위의 고차솔리톤펄스를 신호펄스로 사용하는 위상천이스위치에서 비선형라만효과가 펄스의 형태변화, 제어펄스의 위상천이분포, 그리고 대조비(contrast ratio)등의 스위칭특성에 끼치는 영향들을 연구하였다. 특히 전형적인 복굴절광섬유를 사용하면, 라만지연의 거리의존성^[9,10] 때문에 고차솔리톤펄스의 고유해들과 제어펄스간의 walk-off 효과는 커진다. 이러한 라만 walk-off 효과의 증가는 복굴절률에 의한 walk-off 효과의 감소를 보상할 수 있기 때문에, 충돌에 의한 제어펄스의 왜곡은 작아지고 스위칭특성은 좋아진다. 따라서 전형적인 복굴절광섬유는 이러한 위상천이스위치에 사용될 수 있다. 고차솔리톤펄스에서 분리되는 펄스들 중 고유해가 큰 펄스의 라만지연은 매우 크기 때문에, 고차솔리톤펄스를 제어펄스와 충돌시키기 위해서 제어펄스를 고차솔리톤펄스보다 지연시켜 복굴절광섬유의 빠른 축에 입사시켜야 했다. 또한 펨토초범위인 극초단 광펄스의 전파특성을 해석하기 위해, 라만응답함수(Raman response function)^[13-15]에 대한 실험결과를 참조하였고, 다양한 수치적 해석을 통해 라만응답함수를 고려한 기존의 논문들과 비교함으로써 본 논문의 타당성을 확인하였다.

II. 라만응답함수

광펄스가 광섬유에 입사되면 광섬유의 전자계도변화에 의한

[†]E-mail : lion@palgong.knu.ac.kr

응답과 분자진동에 의한 응답을 통해 펄스는 전파된다. 피코초(picosecond)범위의 시간폭을 가지는 펄스가 입사되면, 전자 계도변화에 의한 사이클(cycle)과 분자진동에 의한 사이클은 펄스의 포락선(envelope)의 변화에 비해 짧으므로, 3차 비선형 응답함수는 델타함수로 취급된다. 그러나 펨토초의 시간폭을 가지는 펄스가 광섬유에 전파되면, 분자진동은 펄스의 포락선의 변화에 비해 느리게 변한다. 이로 인해 펄스의 앞선 부분에 의해 생성되는 분극밀도는 펄스의 뒤쳐진 부분에 영향을 끼치므로 라만응답함수가 고려되어야 한다. 매질의 분자진동에 의한 분극밀도가 펄스전개에 끼치는 영향은 그림 1(b)과 같이 대칭구조의 실수부분과 반대칭구조의 허수부분을 가지는 주파수영역의 라만응답함수에서 명확히 알 수 있다. 라만응답함수의 허수부분에서 펌프(pump)주파수를 기준으로 높은 주파수영역은 손실(loss)영역이 되고, 낮은 주파수영역은 이득(gain)영역이 된다. 펨토초의 시간폭을 가지는 펄스의 주파수 대역은 라만응답함수를 덮을 만큼 충분히 넓기 때문에, 펄스의 높은 주파수성분은 라만응답함수의 손실영역에 분포되고, 펄스의 낮은 주파수성분은 이득영역에 분포된다. 따라서 펄스의 높은 주파수성분에서 잃는 만큼의 에너지를 낮은 주파수성분이 얻게 되므로 펄스의 전체 주파수분포는 낮은 주파수영역으로 이동하는 데, 이것을 SSFS(soliton self-frequency shift) 혹은 SRS(self-Raman scattering)^{9,10}라고 부른다. 일반적으로 솔리톤펄스의 특성을 얻기 위해 anomalous 분산영역의 주파수를 반송파주파수로 선택하기 때문에, 펄스의 낮은 주파수로의 이동은 시간영역에서 펄스를 지연시킨다. 따라서 펨토초범위

의 펄스와 관계되는 분자진동에 의한 응답함수는 그림 1(a)와 같이 지연된 응답함수로 표현된다. 그림 1에서 f_1 함수는 펄스 내의 높은 주파수성분과 낮은 주파수성분간의 라만편평(Raman pumping)을 결정하는 자기라만응답함수(self-Raman response function)인 반면, f_3 함수는 두 직교펄스의 높은 주파수성분과 낮은 주파수성분간의 라만편평에 의한 에너지전달을 결정하는 상호라만응답함수(cross-Raman response function)이다. f_1 함수와 f_3 함수는 실험결과^{13,14}로 구해지는 데이터에 의해 결정되고, f_3 함수와 f_4 함수가 같은 값을 가지므로 f_2 함수는 $f_2 = f_1 - 2f_3$ 에 의해 결정된다.^{15,16}

III. 극초단 고차솔리톤펄스의 전파특성

고차솔리톤펄스는 A-sech(t)로서 초기펄스가 결정된다. 광섬유에서 A=1인 기본솔리톤펄스의 해는 $u(z, t) = \eta \text{sech}(\eta t) \exp(i\eta^2 z/8)$ ¹⁷로서 주어지는 데, 고유해인 η 에 의해 기본솔리톤펄스의 피크전력과 펄스폭이 결정된다. 고차솔리톤펄스는 그 차수(A)만큼의 고유해에 해당되는 기본솔리톤펄스들로 구성된다. 예로서 5차 솔리톤펄스인 경우 $\eta = 1, 3, 5, 7, 9$ 의 고유해를 가지는 기본솔리톤펄스들로 구성된다. 피코초범위의 넓은 시간폭을 가지는 고차솔리톤펄스는 솔리톤주기(Z_0)만큼 주기적인 변화를 가지면서 광섬유에 전파되지만, 입사펄스의 시간폭이 좁을수록, 그리고 펄스의 피크전력이 클수록 SRS는 커지기 때문에, 펨토초범위의 시간폭을 가지는 고차솔리톤펄스의 고유해들은 각각 다른 라만지연을 겪게 된다. 따라서 고유해가 큰 기본솔리톤펄스는 펄스폭이 좁고 피크전력이 크므로 큰 라만지연을 겪게 되어 느린 속도로 전파되고, 작은 고유해에 해당되는 기본솔리톤펄스는 빠른 속도로 전파되므로, 고차솔리톤펄스는 고유해에 해당되는 기본솔리톤펄스들로 분리된다.¹⁸ 여기서 고차솔리톤펄스가 라만지연에 의해 분리될 때, 펄스간의 상호라만편평은 고유해가 작은 기본솔리톤펄스에서 고유해가 큰 기본솔리톤펄스로 일어나기 때문에, 고차솔리톤펄스에서 분리되는 기본솔리톤펄스들의 고유해들은 이론과 조금 다른 값을 가진다.

IV. 고차솔리톤펄스를 이용한 전광위상천이스위치

일반적으로 비선형슈뢰딩거방정식(NLSE: nonlinear Schrödinger equation)¹⁷은 손실이 없는 단일모드광섬유에서 3차비선형 현상을 고려한 펄스의 전파를 나타내고, 그 해가 왜곡없이 광섬유에 전파되는 솔리톤펄스가 된다. 복굴절광섬유에서 직교 편광을 가지는 두 펄스의 전파특성을 해석하기 위해, 라만응답함수를 고려한 비선형분극밀도를 맥스웰방정식에 대입하면, 다음의 일반적인 커플 비선형슈뢰딩거방정식^{15,16}이 유도된다.

$$\begin{aligned}
 i\frac{\partial u}{\partial z} + i\delta\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \alpha\left[|u|^2 u + \frac{2}{3}|v|^2 u + \frac{1}{3}u^* v^2 \exp(-iR\delta z)\right] \\
 + (1-\alpha)\left[u\int dt' f_1(t-t')|u(t')|^2 + u\int dt' f_2(t-t')|v(t')|^2\right. \\
 \left.+ v\int dt' f_3(t-t')u(t')v^*(t')\right. \\
 \left.+ v\int dt' f_4(t-t')u^*(t')v(t')\exp(-iR\delta z)\right] = 0
 \end{aligned} \tag{1-1}$$

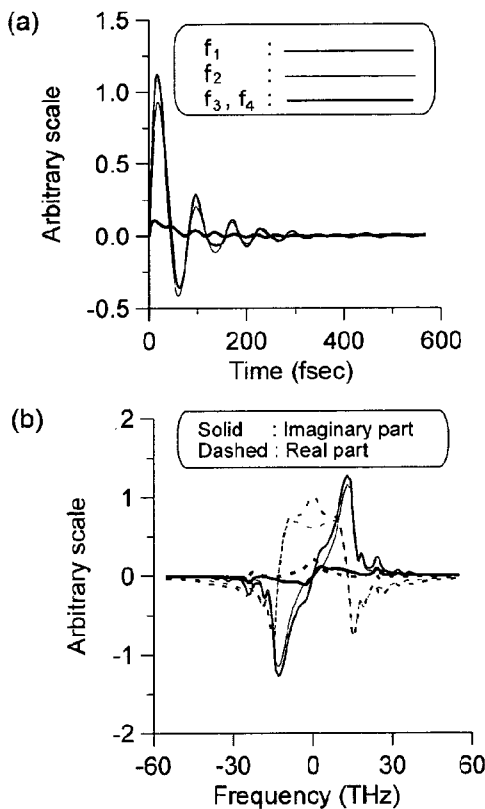


그림 1. 광섬유의 자기라만응답함수와 상호라만응답함수^[13-15].

$$\begin{aligned}
 & i\frac{\partial v}{\partial z} - i\delta\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \alpha\left[|v|^2v + \frac{2}{3}|u|^2v + \frac{1}{3}v^*u^2\exp(iR\delta z)\right] \\
 & + (1-\alpha)[v\int dt'f_1(t-t')|v(t')|^2 + v\int dt'f_2(t-t')|u(t')|^2 \\
 & + u\int dt'f_3(t-t')v(t')u^*(t') \\
 & + u\int dt'f_4(t-t')v^*(t')u(t')\exp(iR\delta z)] = 0 \quad (1-2)
 \end{aligned}$$

여기서 $u(z, t)$ 와 $v(z, t)$ 는 직교편광을 가지는 두 펄스의 정규화된 포락선이고, z 와 t 는 정규화된 거리와 시간이다. δ 는 광섬유의 정규화복굴절률인데, 두 직교펄스간의 군속도차를 나타낸다. $(1-\alpha)$ 는 비선형광학상에서 라만효과와 정도를 나타내는데, 실리카광섬유에서 0.18의 값을 가진다. $|u|^2u$ 항과 $|v|^2v$ 항은 자기위상변조인데, 1/2항인 군속도분산(GVD: group velocity dispersion)에 의해 생기는 펄스의 벌어짐을 억제하는 역할을 하여 솔리톤펄스를 형성시킨다. 2/3항은 상호위상변조(XPM: cross-phase modulation)인데, 두 직교펄스간의 위상을 변화시켜서 펄스의 위상천이와 두 펄스간의 끌림현상^[5]을 발생시킨다. $f_1(t)$ 항은 펄스내의 SSFS를 결정하는 자기라만효과이다. $f_2(t)$ 항은 직교편광의 두 펄스가 충돌할 때 두 펄스간의 위상변화와 주파수이동에 영향을 끼치는 상호라만효과이다. $f_3(t)$ 항은 두 직교펄스간의 위상변화와 주파수이동뿐만 아니라 에너지전달에도 영향을 끼치는 상호라만효과인데, 펄트초의 시간폭을 가지는 두 직교펄스가 충돌할 때 펄스의 에너지상태, 펄스의 형태, 그리고 펄스의 위상천이에 매우 중요한 역할을 한다. 1/3항과 $f_4(t)$ 항은 두 직교펄스간의 에너지전달을 결정하는 군속도비정합항인데, 큰 복굴절률을 가지는 광섬유를 사용하면 무시될 수 있다. 그림 2는 두 직교펄스가 충돌할 때 식 (1)의 여러 가지 선형 및 비선형현상들의 도식적인 표현을 보여주고 있다. 여기서 XRS(cross-Raman scattering)는 두 직교펄스간의 비선형상호라만효과이다.

고차솔리톤펄스를 이용한 위상천이스위치를 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 $\lambda = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$ 라고 가정하고, 두 직교펄스의 초기조

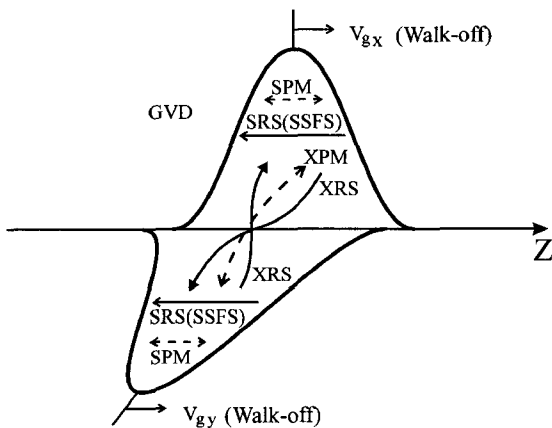


그림 2. 복굴절광섬유에서 펄트초범위인 두 직교펄스간의 선형 및 비선형상호작용의 도식적인 표현.

건을 $u(z=0, t) = A\text{sech}(t+s_0)$, $v(z=0, t) = \text{sech}(t-s_0)$ 로 두었다. 두 직교펄스가 완전히 스쳐 지나가기 위해서는 충분한 초기시간간격($2\Delta s_0$)을 두어야 하지만, 초기시간간격이 너무 커지면 라만 walk-off 효과의 증가로 인해 제어펄스의 위상천이가 줄어든다. 따라서 초기시간간격을 $5t_p$ (FWHM: full-width half-maximum)로 두었다. 그림 3(c)에서 알 수 있듯이 펄트초 범위의 고차솔리톤펄스는 광섬유에 전파되면서 고차솔리톤펄스를 구성하는 고유해들로 분리된다. 고유해가 큰 펄스들의 라만 지연은 제어펄스의 라만 지연보다 더 크기 때문에, 이들 고유해들과 제어펄스간의 상호작용시간이 짧아지고 라만 walk-off 효과는 커진다. 이와 같이 두 직교펄스간의 라만 walk-off 효과가 커지면, 충돌 후 제어펄스의 형태변화는 매우 작아진다. 제어펄스의 형태변화는 스위칭특성에 나쁜 영향을 끼치므로, 충돌 후 제어펄스의 형태변화가 작다는 건 고무적이다. 라만효과를 고려하지 않았을 때 제어펄스와 고차솔리톤펄스간의 비선형상호작용은 매우 강하게 작용하기 때문에, 비록 고 복굴절광섬유($\Delta n = 5.4 \times 10^{-4}$)를 사용한다고 해도 충돌에 의한 제어펄스의 왜곡이 매우 심해져서 스위칭이 불가능함을 확인하였다. 그림 3(a)는 고차솔리톤펄스와의 충돌에서 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻는 과정을 보여준다. 고차솔리톤펄스에서 분리되는 펄스들 중 고유해가 큰 펄스와 충돌할수록, 두 직교펄스간의 비선형상호작용은 커지지만 라만 walk-off 효과의 증가로 인해 상호작용시간이 짧아지기 때문에, 고유해가 큰 펄스들과의 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이의 크기들은 큰

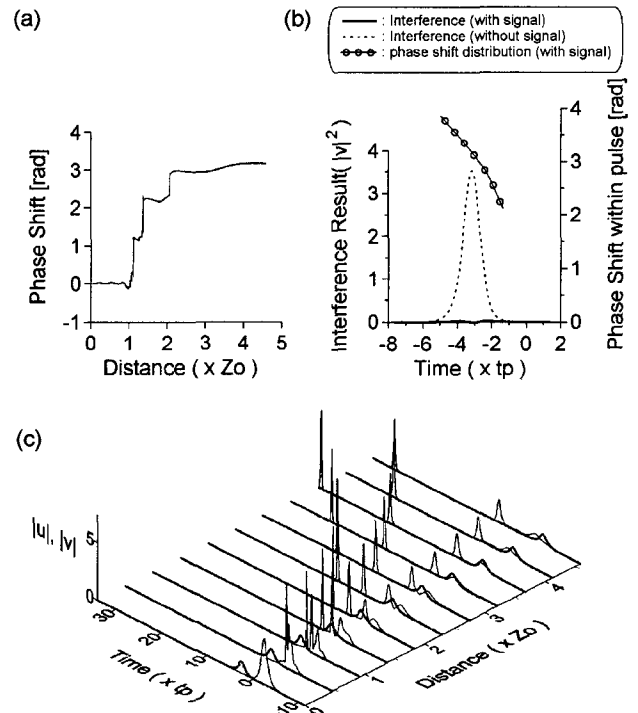


그림 3. $\Delta n = 5.4 \times 10^{-4}$ 이고 $t_p = 50 \text{ fsec}$ ($Z_0 = 6.32 \text{ cm}$)일 때, 고차솔리톤펄스에 의한 제어펄스의 위상천이특성. (a) 제어펄스의 피크전력에서의 위상천이 (b) 제어펄스내의 위상천이 분포와 기준펄스와의 상호간섭에 의한 출력결과 (c) 시간 영역에서 두 직교펄스의 전파특성(굵은 선 : 제어펄스).

차이가 나지 않는다. 반면 고차솔리톤펄스가 분리될 때 고유해간의 라만평핑에 의해 고유해가 가장 작은 펄스의 피크전력은 제어펄스보다 작아지므로, 고유해가 가장 작은 펄스와의 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이는 상대적으로 작다. 따라서 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻기 위해서는 $A=4$ 인 고차솔리톤펄스가 신호펄스로 사용되어야 했다. 그림 3(b)는 제어펄스가 고차솔리톤펄스와의 충돌에서 π 의 위상천이를 얻었을 때, 제어펄스내의 위상천이분포와 기준펄스와의 상호간섭결과를 보여주고 있다. SSFS는 펄스내의 위상분포가 자기라만응답함수에 의해 양의 기울기를 가지기 때문에 펄스의 전체주파수가 낮아지는 현상인데(즉, $\Delta\omega = -d\phi/dt$), 펄스의 피크전력이 커질수록 펄스내의 위상기울기는 커진다. 따라서 제어펄스의 피크전력이 기준펄스와 같으면, 제어펄스는 균일한 위상천이분포를 가지기 때문에 완전한 위상천이스위치를 얻을 수 있다. 그러나 제어펄스는 고차솔리톤펄스와의 충돌과정에서 펄스간의 상호라만평핑현상과 새도우(shadow)의 생성으로 인해 에너지를 잃기 때문에 기준펄스보다 낮은 피크전력을 가지게 되므로, 그림 3(b)에서 보듯이 제어펄스의 위상천이분포는 음의 기울기를 가진다. 이와 같이 위상천이분포가 균일하지 않으면, 제어펄스가 피크값에서 π 의 위상천이를 얻는다 해도 피크값 외의 펄스성분에서 π 보다 크거나 작은 위상천이를 얻기 때문에, 제어펄스와 기준펄스의 상호간섭 후 펄스의 일부분이 출력된다. 그러나 이러한 불필요한 펄스성분은 그 크기가 매우 작기 때문에, 위상천이스위치를 구현할 수 있을 만큼 충분히 큰 대조비를 가짐을 그림 3(b)에서 알 수 있다. 여기서 대조비는 제어펄스에 위상천이가 일어났을 때의 제어펄스와 기준펄스의 상호간섭결과와 위상천이가 일어나지 않았을 때의 상호간섭결과를 비교한 값인데, 스위칭특성을 결정한다.

스위칭에 사용되는 입사펄스의 시간폭이 넓어질수록, 복굴절률에 의한 walk-off 현상이 커지기 때문에 펄스간의 상호작용 시간이 줄어든다. 따라서 충돌에 의한 펄스의 형태변화가 작아지고 제어펄스내의 위상천이분포는 더 균일해지지만, 충돌에 의해 제어펄스가 얻는 위상천이가 작아지기 때문에 π 의 위상천이를 얻기 위해 요구되는 고차솔리톤펄스의 차수($A=5.2$)는 커진다는 걸 그림 4에서 알 수 있다.

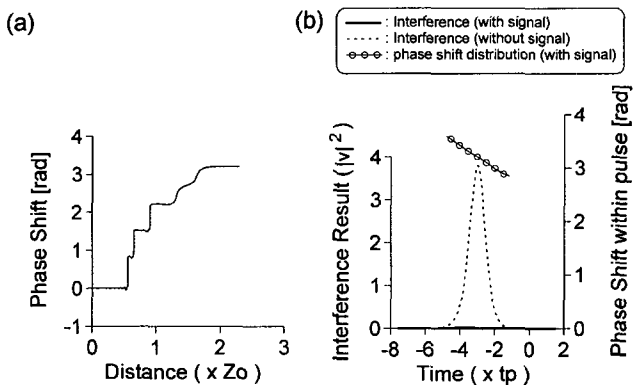


그림 4. $\Delta n = 5.4 \times 10^{-4}$ 이고 $t_p = 100$ fsec ($Z_0 = 25.27$ cm)일 때, 고차솔리톤펄스에 의한 제어펄스의 위상천이특성. 그림 (a)와 그림 (b)의 설명은 그림 3에서와 같다.

일반적으로 펌프초범위의 기본솔리톤펄스를 이용하는 위상천이스위치는 스위칭을 위해 필요한 walk-off 효과를 복굴절률에 의한 walk-off 효과에만 의존하기 때문에, 충돌에 의해 생기는 제어펄스의 형태변화를 막기 위해 고 복굴절광섬유를 사용한다. 그러나 펌프초범위의 고차솔리톤펄스를 구성하고 있는 고유해들의 라만지연이 제어펄스의 라만지연보다 훨씬 더 커지면, 스위칭에 필요한 walk-off 효과를 라만 walk-off 효과에서 얻을 수 있기 때문에, 전형적인 복굴절광섬유를 스위칭에 사용할 수 있다. 전형적인 복굴절광섬유를 사용하면, 백 펌프초이하의 입사펄스가 느끼는 정규화복굴절률은 매우 작아지기 때문에(즉, $\delta \times t_p$), 군속도비정합항들(식 (1)의 1/3항과 f_4 항)이 고려되어야 했다. 복굴절률에 의한 walk-off 효과가 감소하면, 두 직교펄스가 충돌되기 전까지의 진행거리는 길어진다. 라만지연은 펄스의 진행거리에 의존하기 때문에, 충돌전의 진행거리가 증가하면 피크전력이 다른 두 직교펄스간의 라만지연의 차이는 커지고, 이로 인해 라만 walk-off 효과가 증가한다. 이러한 라만 walk-off 효과의 증가는 복굴절률에 의한 walk-off 효과의 감소를 보상하므로, 큰 고유해들과의 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이는 고 복굴절광섬유를 사용했을 때와 큰 차이가 없다. 그러나 고유해가 가장 작은 펄스의 라만지연은 제어펄스의 라만지연보다 작으므로, 두 펄스간의 walk-off 효과는 매우 작다. 따라서 고유해가 가장 작은 펄스와의 충돌은 일어나지 않기 때문에, 제어펄스가 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 고차솔리톤펄스의 차수($A=4.5$)는 고 복굴절광섬유(그림 3: $A=4$)를 사용할 때보다 약간 커진다는 걸

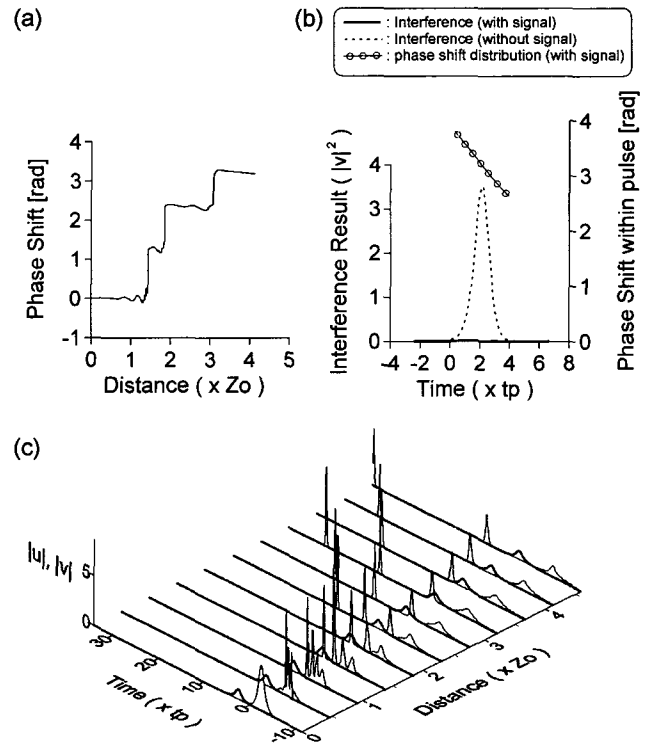


그림 5. $\Delta n = 2.4 \times 10^{-5}$ 이고 $t_p = 50$ fsec일 때, 고차솔리톤펄스에 의한 제어펄스의 위상천이특성. 그림 (a), 그림 (b), 그리고 그림 (c)의 설명은 그림 3에서와 같다.

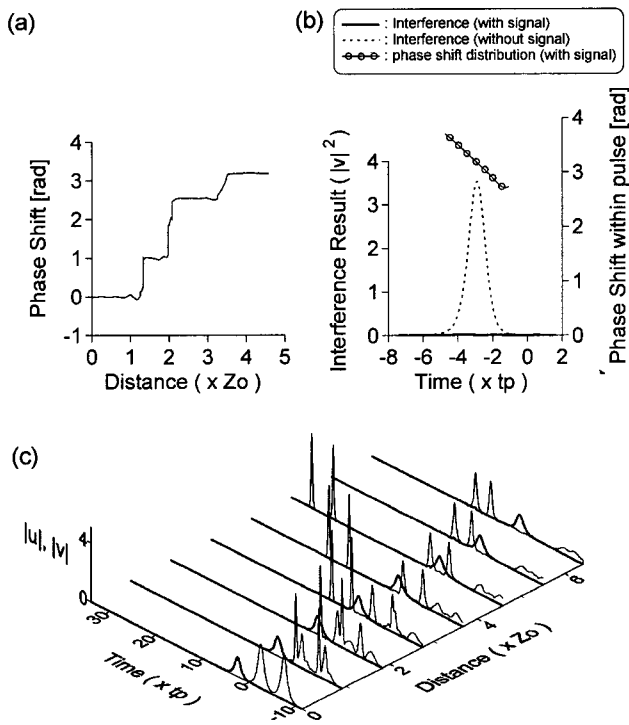


그림 6. $\Delta n = 2.4 \times 10^{-5}$ 이고 $t_p = 50$ fsec일 때, 두 개의 고차솔리톤 펄스열에 의한 제어펄스의 위상천이특성. 그림 (a), 그림 (b), 그리고 그림 (c)의 설명은 그림 3에서와 같다.

그림 5(a)에서 알 수 있다. 그러나 그림 5(b)에서 보듯이 충돌에 의한 제어펄스의 왜곡이 고 복굴절광섬유를 사용했을 때보다 작아지므로 제어펄스내의 위상천이분포는 더 균일해진다. 또한 제어펄스와 기준펄스의 상호간섭 후 출력되는 펄스성분의 크기도 π 의 위상천이가 일어났을 때와 일어나지 않았을 때의 차이가 매우 크기 때문에, 고 복굴절광섬유를 사용했을 때(그림 3(b))와 마찬가지로 큰 대조비를 얻는다.

제어펄스가 고차솔리톤펄스와의 충돌에서 π 의 위상천이를 얻기 위해서는 차수(A)가 매우 큰 (즉, 피크전력이 매우 큰) 고차솔리톤펄스(A=4.5)가 사용되어야 했다. 그러나 고차솔리톤펄스열을 신호펄스로 사용하면 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 고차솔리톤펄스의 피크전력을 줄일 수 있다. 그림 6은 A=3인 두 개의 고차솔리톤펄스열을 사용했을 때의 스위칭특성을 보여준다. 전형적인 복굴절광섬유를 사용하였기 때문에 고유해가 가장 작은 펄스와의 충돌은 일어나지 않고, 큰 고유해들과의 충돌을 통해 제어펄스는 π 의 위상천이를 얻는다. 또한 펄스내의 위상천이분포는 그림 5와 비교해서 큰 차이가 없고, 대조비도 매우 큼을 확인할 수 있었다.

V. 결 론

본 논문에서는 펨토초범위의 고차솔리톤펄스를 이용하는 전광위상천이스위치에서 고차비선형현상인 라만효과가 스위칭특성에 끼치는 영향들을 분석했다. 고차솔리톤펄스의 큰 고유해들과 제어펄스간의 라만지연의 차이에 의해 생기는 라만 walk-off 효과는 충돌에 의한 제어펄스의 위상천이를 감소시키

지만, 충돌에 의한 제어펄스의 형태변화를 약화시키므로, 백 펨토초이하의 범위에서 스위칭을 가능하게 했다. 또한 라만효과에 의해 제어펄스내의 위상천이분포가 균일하지 않았음에도 불구하고, 스위칭을 위해 필요한 대조비는 매우 컸다.

펨토초범위의 고차솔리톤펄스를 신호펄스로 사용하면, 두 직교펄스가 스쳐 지나가기 위해 필요한 walk-off 효과를 라만 walk-off 효과에서 얻을 수 있기 때문에, 전형적인 복굴절광섬유를 스위치에 사용할 수 있음을 확인하였다. 여기서 라만지연의 거리의존성은 복굴절률에 의한 walk-off 효과의 감소를 라만 walk-off 효과가 보상할 수 있게 하기 때문에, 충돌에 의한 제어펄스의 형태변화는 작았고, 제어펄스내의 위상천이분포는 더 균일해졌으며, 대조비도 약간 더 커졌다. 고차솔리톤펄스의 큰 고유해들과의 충돌에서 제어펄스가 얻는 위상천이의 크기는 고 복굴절광섬유를 사용했을 때와 큰 차이가 나지 않았지만, 가장 작은 고유해와의 충돌은 일어나지 않으므로 π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 고차솔리톤펄스의 차수는 약간 증가했다(즉, $t_p = 50$ fs일 때, 고 복굴절광섬유: A=4, 전형적인 복굴절광섬유: A=4.5). 또한 고차솔리톤펄스열을 사용하면, π 의 위상천이를 얻기 위해 필요한 고차솔리톤펄스의 차수를 줄일 수 있음도 보였다(즉, $t_p = 50$ fs: A=4.5 \rightarrow A=3).

참고문헌

- [1] K. Yoon and S. Lee, "Effect of input parameters on the evolutions of femtosecond pulses in all-optical switches," *Opt. Comm.*, vol. 158, pp. 29-35, 1998.
- [2] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56-58, 1988.
- [3] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, and J. R. Simpson, "Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 15, pp. 811-813, 1989.
- [4] A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger, and E. P. Ippen, "An ultrafast all-optical gate," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 11, pp. 1718-1725, 1983.
- [5] M. N. Islam, "All-optical cascaded NOR gate with gain," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 417-419, 1990.
- [6] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, and 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.
- [7] J. N. Kutz, S. D. Koehler, L. Leng, and K. Bergman, "Analytic study of orthogonally polarized solitons interacting in highly birefringent optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 3, pp. 636-642, 1997.
- [8] K. Tai, A. Hasegawa, and N. Bekki, "Fission of optical solutions induced by stimulated Raman effect," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 5, pp. 392-394, 1988.
- [9] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, pp. 659-661, 1986.
- [10] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, pp. 662-664, 1986.
- [11] R. Osborne "Raman pulse walk-off in single-mode fibers:

- an exact analysis," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, no. 6, pp. 1726-1731, 1989.
- [12] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 2665-2673, 1989.
- [13] R. W. Hellwarth, "Third-order optical susceptibilities of liquids and solids," *Prog. Quantum Electron.*, vol. 5, pp. 1-67, 1977.
- [14] D. J. Dougherty, F. X. K rtner, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 1, pp. 31-33, 1995.
- [15] C. -J. Chen, C. R. Menyuk, M. N. Islam, and 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.
- [16] C. R. Menyuk, M. N. Islam, and J. P. Gordon, "Raman effect in birefringent optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 566-568, 1991.
- [17] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 1995), Chapter 5.

A study of nonlinear interactions in all-optical phase-shift switch using higher-order soliton pulse with femtosecond width

Ki-hong Yoon[†] and Jae Won Song

School of Electronic and Electrical Engineering, Kyungpook National University, Daegu 702-701, KOREA

[†]*E-mail: lion@palgong.knu.ac.kr*

(Received July 3, 2001 ; revised manuscript received April 9, 2002)

We study numerically the temporal evolutions of two orthogonally polarized pulses with width less than 100fsec in all-optical phase-shift switches. We analyze the complicated interplay between a soliton pulse and a higher-order soliton pulse, including the self- and the cross-Raman scattering and the walk-off effect. We also investigate the influence of these interactions on switching performance, including pulse-shape, phase-shift distribution, and contrast ratio. In particular we show that an optical fiber with a typical birefringence ($\Delta n = 2.4 \times 10^{-5}$) can be used with good switching performance in such all-optical switches.

Classification codes : NL.010, OE.030.