

유기단결정 Polydiacetylene Para-toluene Sulfonate에서 2차원 공간고립파의 진행과 상호 작용 전산모의

류재명 · 조재홍

한남대학교 자연과학부 광 · 전자물리학 전공
☎ 306-791 대전광역시 대덕구 오정동 133번지

황보창권†

인하대학교 물리화학부
☎ 402-751 인천광역시 남구 용현동 253번지

정진호

프로옵틱스 연구소
☎ 467-860 경기도 이천시 부발읍 아미리 692-3

(2002년 5월 23일 받음, 2002년 9월 23일 수정본 받음)

2차원 공간 고립파는 비선형 굴절률이 빛의 세기에 따라 일정한 값에 수렴하는 포화 매질에서 안정적으로 전파될 수 있다. 그러나 빛의 세기가 크지 않은 경우, 5차 비선형 굴절률이 음수인 매질은 포화 매질의 특성을 가지므로 2차원 공간 고립파가 전파될 수 있다. 2차원 비선형 슈뢰딩거 방정식의 전산 시뮬을 통하여 빛의 세기가 크지 않은 경우 가우시안 빛살이 5차 비선형 매질을 전파하는 과정을 조사하였다. 그 결과 자체 포획 일률로 입사시킬 때 가장 안정적으로 2차원 공간 고립파가 전파한다는 것을 알 수 있었다. 또한 위상차가 180° 인 두 공간 고립파를 0.05° 의 충돌각으로 충돌시키면서 한 쪽 고립파의 입사 일률을 조절한다면 출력단에서 두 공간 고립파의 완전 광 스위칭이 가능함을 확인하였다.

주제어 : nonlinear optics, self-focusing, saturable medium, spatial soliton, optical switching.

I. 서 론

약한 전기장이 매질에 입사되면 굴절률은 입사되는 빛의 세기에 무관한 상수이나, 강한 전기장이 입사할 경우 굴절률이 빛의 세기에 따라 변하기도 한다. 비선형 굴절률이 양인 매질에 빛의 세기가 큰 가우시안(Gaussian) 빛살을 입사시키면, 빛살 중심에서는 세기가 크므로 높은 굴절률을 갖고, 빛살 가장자리 부근은 낮은 굴절률을 가지게 된다. 즉 매질에 입사되는 빛의 세기 분포에 따라 굴절률이 매질 내에서 다른 분포를 가지게 되며, 볼록 렌즈와 같은 역할을 한다. 이러한 비선형 매질에 강한 가우시안 빛살이 입사되면 집속(focusing)되는 것을 관찰할 수 있으며, 이를 자체 집속(self-focusing)이라고 한다.^[1] 이러한 현상은 보통 3차 비선형 매질에서 나타나지만, 2차 비선형 매질에서도 기본 빛살과 제 2 조화파 발생(second harmonic generation)에 의한 제 2 고조파 사이의 직렬작용(cascading)에 의해 유효 3차 비선형 효과가 나타나므로 같은 현상을 볼 수 있다.^[2]

이러한 자체 집속 효과와 빛이 진행하면서 빛살 반경이 커지는 회절 현상이 균형을 이루면 빛은 빛살 반경이 변하지 않

고 진행하게 된다. 또한, 시간적으로 매질의 분산 때문에 펄스(pulse) 폭이 증가하는 것과 균형을 이루면 펄스 폭이 일정하게 유지되면서 진행한다. 이러한 파동은 입자의 성질을 갖게 되므로 홀로알(soliton) 또는 고립파(solitary wave)라고 부른다. 이 때 자체 집속과 회절이 균형을 이루면 공간 고립파, 분산과 균형을 이루면 시간 고립파, 회절 및 분산과 동시에 균형을 이루면 광학적 총탄(optical bullet)이라고 한다.^[3]

시간 고립파는 장거리 광통신에 많이 응용되고,^[4] 공간 고립파는 광집적 분야에 응용될 수 있다. 공간 고립파를 이용해 최근 비선형 도파로에서 논리 회로를 만든 바가 있고,^[5] 광 스위칭을 구현할 때 전기적 스위칭에 비해 약 1000배 빠른 응답 속도를 얻을 수 있다.^[6]

이러한 광 스위칭의 방법은 도파로의 기하학적 구조에 의한 coupling을 이용하는 방법, 전기 광학 효과, 음향 광학 효과, 자기 광학 효과 등을 이용하여 도파로의 굴절률을 변화시키는 방법, 비선형 매질을 이용하는 방법^[7] 등으로 주로 도파로를 이용한다.

본 논문에서는 5차 비선형 매질에서 단일 공간 고립파의 진행을 이론적으로 예측하고, 전산시뮬으로 두 개의 2차원 고립파를 충돌시켜 도파로 없는 완전 광 스위칭에 대한 가능성을 조사하고자 한다.

†E-mail: hwangbo@inha.ac.kr

II. 이 론

2.1. 1차원 비선형 슈뢰딩거 방정식

1차원 고립파는 가우시안 빛살을 원통 렌즈를 이용하여 빛 살 단면을 장축이 매우 긴 타원형으로 만들어 평면 도파관에 입사시켜 만들 수 있다.^[8] 그러나 2차원 고립파는 일반적인 3 차 비선형 매질(Kerr 매질)에서 여기된 라만 산란(stimulated Raman scattering) 등의 비선형 현상 때문에 안정적으로 전파 되지 않는다.^[9] 2차원 고립파는 이론적으로 다음 식처럼 빛의 세기가 커지면 굴절률이 일정한 값에 수렴하는 매질인 포화 매질(saturable medium)에서만 안정적으로 진행할 수 있다.^[10]

$$\Delta n = \frac{\Delta n_{sat}}{1 + \frac{I}{I_0}} \quad (1)$$

여기서 Δn 은 매질의 비선형성에 의한 굴절률 변화, Δn_{sat} 는 빛의 세기가 무한대일 때 굴절률 변화의 수렴값, I_0 는 포화 세기로서 굴절률 변화(Δn)가 굴절률 변화의 수렴값(Δn_{sat})의 절반이 되는 값이다. 빛의 세기가 작은 영역에서 식 (1)은 다음과 같이 테일러 전개를 할 수 있다.

$$\Delta n = \Delta n_{sat} \frac{I}{I_0} \left\{ 1 - \frac{I}{I_0} + \left(\frac{I}{I_0} \right)^2 \dots \right\} \approx \Delta n_{sat} \frac{I}{I_0} - \Delta n_{sat} \frac{I^2}{I_0^2} = (n_2 + n_2 I) I \quad (2)$$

여기서 n_2 는 3차 비선형 굴절률이고, n_3 는 5차 비선형 굴절률로서

$$n_2 \equiv \frac{\Delta n_{sat}}{I_0}, n_3 \equiv -\frac{\Delta n_{sat}}{I_0^2} \quad (3)$$

이며, 이 때 I_0 는 다음과 같다.

$$I_0 = \left| \frac{n_2}{n_3} \right| \quad (4)$$

식 (2)에서 5차 비선형 굴절률 n_3 가 음수인 매질에서는 빛의 세기가 작은 경우 입사 매질은 포화 매질과 비슷한 특성을 가지므로 2차원 공간 고립파의 진행이 가능하다. 특히 polydiacetylene para-toluene sulfonate(PTS)는 5차 비선형 굴절률이 음수이고, 광통신 대역인 1.6 μm 에서 선형 흡수 및 다광자 흡수(multi-photon absorption)가 거의 없는 것으로 알려져 있다.^[11] 이러한 5차 비선형 매질에서 진행하는 공간 고립파는 맥스웰 방정식으로부터 유도된 2차원 비선형 슈뢰딩거 방정식으로 다음과 같이 기술될 수 있다.^[12]

$$\nabla_T^2 E + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{2k^2}{n_0} n_2 |E|^2 E - \frac{2k^2}{n_0} n_3 |E|^4 E \quad (5)$$

여기서 ∇_T^2 는 횡방향 라플라시안 연산자(transverse Laplacian operator), k 는 파수 벡터, n_0 는 선형 굴절률, n_2 와 n_3 는 각각 3차 및 5차 비선형 굴절률, E 는 고립파의 전기장이다.

식 (5)에서 공간 고립파는 광전파법(beam propagation method)을 이용하여 전산시뮬할 수 있으며, 빠른 Fourier 변환법,^[13] 유한차분법^[14]등 여러 방법을 사용할 수 있다. 또한 입력되는

가우시안 빛살이 진행함에 따라 양쪽 경계면에서 발생하는 물결(ripple)을 막기 위한 방법으로, 초가우시안(super Gaussian) 함수를 이용한 수치 필터를 매 계산마다 곱하는 방법,^[12] 경계에서 투명한 경계 조건(transparency boundary condition)을 주는 방법^[15] 등이 있다.

2.2. 공간 고립파의 진행

비선형 슈뢰딩거 방정식에서 비선형 굴절률이 0이면 양자역학에서 자유 입자에 대한 2차원 슈뢰딩거 방정식과 똑같다. 따라서 비선형 슈뢰딩거 방정식의 해석도 양자 역학에서 사용하는 방법을 적용할 수 있다. 이 때 비선형 라그랑지안(Lagrangian)을 구하면 다음과 같다.^[9]

$$L = ik \left(E^* \frac{\partial E}{\partial z} - E \frac{\partial E^*}{\partial z} \right) - | \nabla_T E |^2 + \frac{k^2 n_2}{n_0} |E|^4 + \frac{2k^2 n_3}{3n_0} |E|^6 \quad (6)$$

식 (6)에서 전기장이 가우시안 빛살이고 매질 내에서 진행하는 동안 빛살의 세기 분포가 가우시안 함수로 유지된다고 가정하자. 오일러-라그랑지(Euler-Lagrange) 방정식에 식 (6)를 대입하면, 진행 방향에 따른 입사된 가우시안 빛살의 허리 반경에 대한 미분 방정식을 다음과 같이 유도할 수 있으며, 이를 풀면 매질 내에서 임의의 위치에서 빛살 허리를 알 수 있고 이로부터 고립파가 생성되는 조건을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2 w}{dz^2} = \frac{1}{k^2 w^3} \left(1 - \frac{P_{in}}{P_{cr}} + \frac{8P_{in} I_{in} w_0^2}{9P_{cr} I_0 w^2} \right) \quad (7)$$

여기서 w 는 진행 중인 고립파의 전기장 빛살 허리 반경, w_0 는 입사된 전기장의 빛살 허리 반경, z 는 고립파의 진행 방향, P_{in} 과 I_{in} 은 각각 입사된 고립파의 일률과 중심 세기이다. P_{cr} 은 $n_3 = 0$ 인 커(Kerr) 매질에서 1차원 고립파가 생성되기 시작하는 임계 일률(critical power)로써 다음과 같다.^[8,16]

$$P_{cr} = \frac{2\pi n_0}{k^2 n_2} \quad (8)$$

2차원 공간 고립파가 진행할 수 있는 최소 일률을 자체 포획 일률(self-trapping power)이라고 한다. 즉 2차원 고립파가 진행한다는 것은 빛살 반경의 변화가 최소이고, 진행 후에도 빛살 반경이 w_0 가 됨을 의미한다. 이 때 I_{in} 은 매질 내에서 진행하는 고립파의 중심 세기이고, 임계 일률로 입사하는 고립파의 중심 세기로 근사되므로 I_{cr} 로 쓸 수 있다. 따라서 식 (7)에 따라 자체 포획 일률 P_{ST} 는 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$P_{ST} = \frac{P_{cr}}{1 - \frac{8I_{cr}}{9I_0}} \quad (9)$$

III. 단일 고립파의 진행

본 전산시뮬에서는 입사된 전기장의 빛살 허리는 $2w_0 = 40 \mu\text{m}$, PTS의 선형 및 비선형 굴절률은 에서 Lawrence가 z-scan 방법으로 측정된 값인 $n_0 = 1.88$, $n_2 = 2.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{GW}$, $n_3 = -0.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^4/\text{GW}^2$ 을 사용하였다.^[11,17] 또한 진행 거리는 전기장

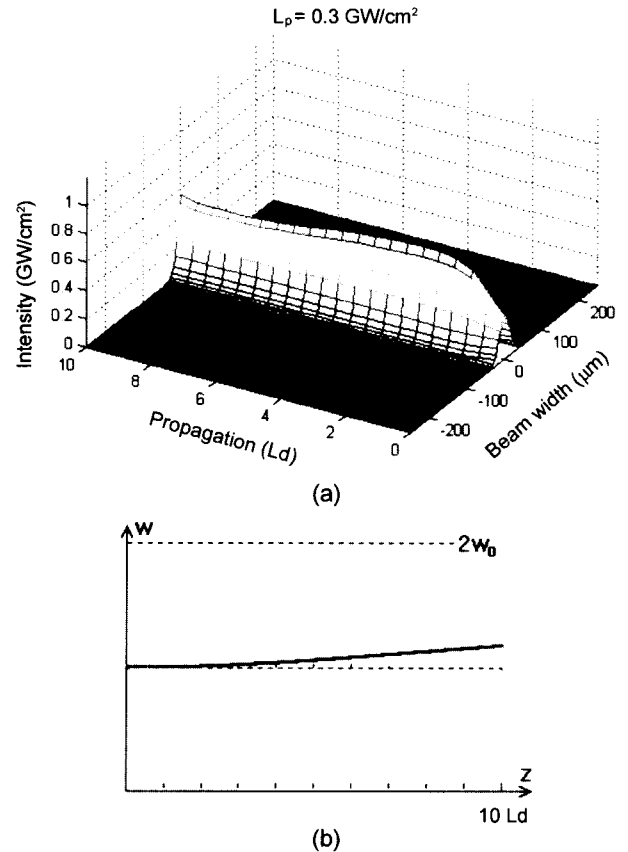
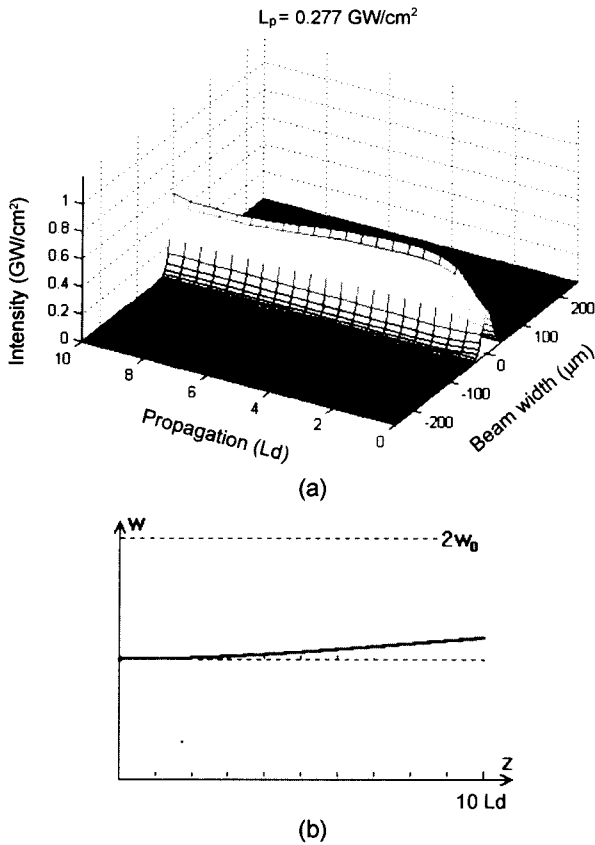


그림 1. 임계 일률을 갖는 가우시안 빛살의 진행(I_p 는 빛살의 중심 세기). (a) 비선형 슈뢰딩거 방정식에 의한 가우시안 빛살의 전산시뮬. (b) 식 (7)으로 근사적으로 계산한 빛살 진행 방향에 따른 빛살 허리.

그림 2. 자체 포획 일률을 갖는 가우시안 빛살의 진행(I_p 는 빛살의 중심 세기). (a) 비선형 슈뢰딩거 방정식에 의한 가우시안 빛살의 전산시뮬. (b) 식 (7)으로 근사적으로 계산한 빛살 진행 방향에 따른 빛살 허리.

의 빛살 반경이 2배로 늘어나는 거리(회절 거리 또는 Rayleigh 거리: L_d) 단위로 나타내었다. 본 연구에서 $1 L_d$ 는 약 $785.4 \mu\text{m}$ 이고, $-250 \mu\text{m}$ 에서 $250 \mu\text{m}$ 까지 빛살 폭을 조사하였다.

그림 1(a)는 임계 일률($I_{cr} = I_p = I_m \approx 0.277 \text{ GW/cm}^2$)에서 진행 거리에 따른 가우시안 빛살의 형태를 전산시뮬한 것이다. 입사 초기에는 비선형 효과로 인해 빛의 중심 세기가 증가하나, 약 $2 L_d$ 이후에는 비선형 효과보다 회절이 강하게 작용하여 중심 세기가 계속 낮아지는 것을 알 수 있으며, 이는 에너지 보존 법칙에 의해 빛살 반경이 증가함을 의미한다. 식 (7)에 따라 0에서 $10 L_d$ 까지의 진행 거리에 따른 빛살 허리 반경 w 는 그림 1(b)와 같다. 임계 일률에서는 $1 L_d$ 를 지난 후 빛살 허리가 계속 늘어나 결국에는 고립파가 생성되지 않음을 알 수 있다.

그러나 그림 2(a)처럼 자체 포획 일률($I_{ST} = I_p = I_m \approx 0.3 \text{ GW/cm}^2$)에서는 초기에 강한 비선형 효과 때문에 빛살 중심 세기가 커졌으나, 약 $2 L_d$ 를 진행한 후에 빛살 세기의 변화가 약간 일어나는 것을 볼 수 있다. 그림 2(b)에서 보듯이 진행 거리에 따른 빛살 허리는 그림 1(b)보다 작게 변한다는 것을 알 수 있다.

입사 빛살의 일률이 자체 포획 일률보다 큰 경우($I_p = I_m = 0.4 \text{ GW/cm}^2 > I_{ST}$)에는 그림 3(a)처럼 중심 세기가 변하였다. 식 (7)로부터 구한 진행 거리에 따른 빛살 허리 w 는 그림 3(b)과

같으며, 예측한 빛살 허리의 변화 위치가 전산시뮬 결과와 일치하지 않는다. 이는 식 (7)에서는 매질 내에서 진행하는 빛살의 세기 분포가 항상 가우시안 분포를 이룬다고 가정하였으나, 실제 전산 시뮬에서는 그렇지 않기 때문이다.

그림 4는 임계 일률(■), 자체 포획 일률(●), 자체 포획 일률보다 더 큰 일률(◆)로 입사시킨 세 경우에서 진행 거리에 따른 빛살의 중심 세기를 그린 것이다. 앞서 설명대로 초기 입사 일률이 커질수록 빛살의 진행 거리에 따라 중심 세기의 요동이 커지는 것을 알 수 있다.

입사되는 빛살의 일률이 자체 포획 일률보다 훨씬 더 커져서 중심 세기가 $I_p = I_0 = 2.75 \text{ GW/cm}^2$ 가 되면, 그림 5와 같이 중심 부근에서 빛의 세기 분포가 뭉툭해지는 평평한 꼭대기(flat top) 현상을 관찰할 수 있다. 또한 입사 빛살의 중심 세기가 더 커지면 그림 6에서 보는 것처럼 $1 L_d$ 근처에서 고리가 형성된다(ring formation). 이처럼 입사되는 가우시안 빛살의 중심 세기가 계속 커지면 매질은 더 이상 포화 매질의 특성을 가지지 않으므로 고립파가 생성되지 않고, 평평한 꼭대기, 고리 형성 현상 등이 관찰된다.¹¹⁸⁾

평평한 꼭대기 현상은 입사 빛살의 중심 세기가 I_0 이상인 경우 매질 내 진행하는 빛살의 세기 분포가 진행 방향 중심 근처에서 그림 5처럼 가우시안 빛살처럼 뾰족하지 않고 약간

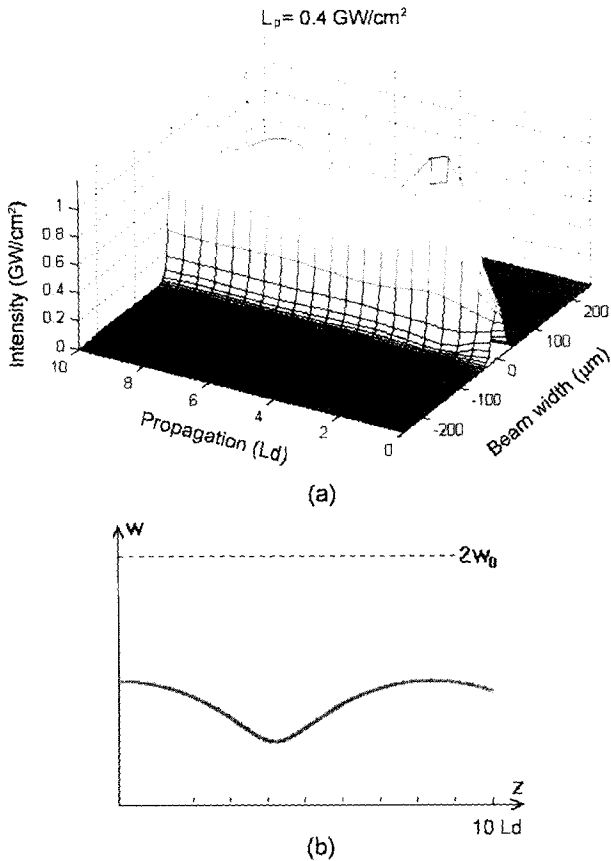


그림 3. 자체 포획 일률보다 큰 일률을 가진 가우시안 빛살의 진행 (I_p 는 빛살의 중심 세기). (a) 비선형 슈뢰딩거 방정식에 의한 가우시안 빛살의 전산시뮬. (b) 식 (7)으로 근사적으로 계산한 빛살 진행 방향에 따른 빛살 허리.

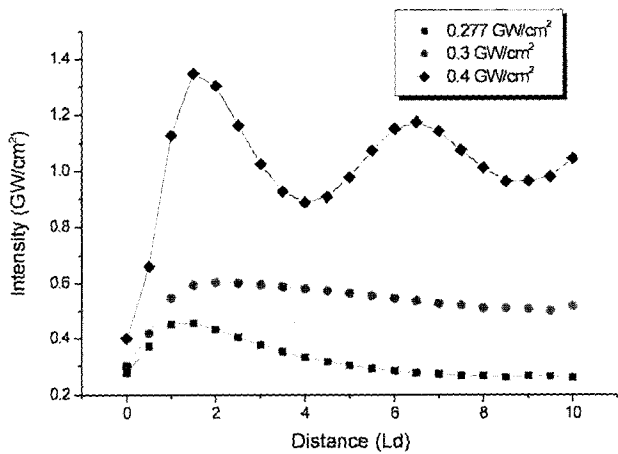


그림 4. 자체 집속 일률(0.277 GW/cm²), 자체 포획 일률(0.3 GW/cm²), 자체 포획 일률보다 큰 일률(0.4 GW/cm²)을 갖는 고립파의 중심 세기.

러지는 것을 말하고, 고리 형성 현상은 빛살 진행 방향 중심에서는 세기가 0이고 그 주변에서는 빛살 세기가 존재하여 진하는 빛살의 단면에서 봤을 때 빛살이 마치 고리 모양으로 이는 현상을 말한다.

이러한 고리 형성 현상은 식 (7)에서부터 구할 수 있다. 비

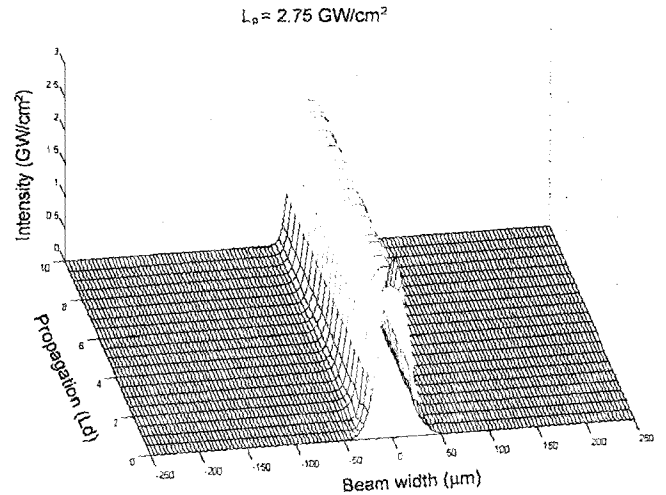


그림 5. 중심 세기가 I_0 인 가우시안 빛살의 진행(평평한 꼭대기 현상).

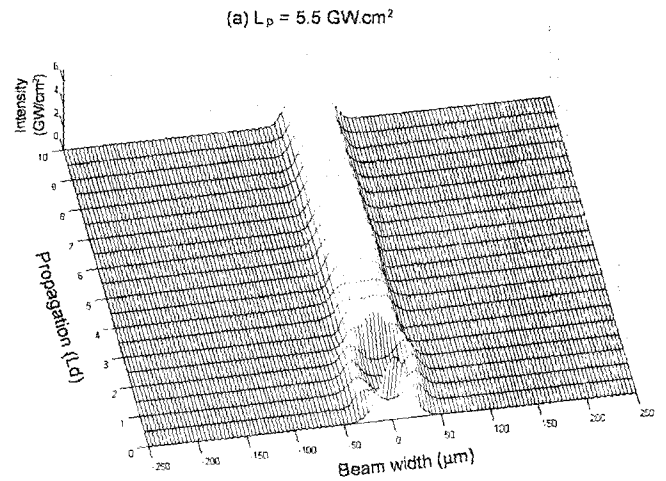


그림 6. 중심 세기가 I_0 보다 큰 가우시안 빛살의 진행(고리 형성 현상).

선형 슈뢰딩거 방정식에서 보는 것처럼 z 는 시간으로, w 는 공간 좌표로 해석할 수 있으므로, 식 (7)을 빛살 허리에 대해 다음과 같이 적분을 취한 값은 포텐셜로 해석할 수 있다.^[9]

$$V = \int_0^w \frac{\partial^2 w}{\partial z} dw = \frac{1}{2k^2 w^2} \left(1 - \frac{P_{in}}{P_{cr}} + \frac{4w_0^2 P_{in} I_{in}}{9w^2 P_{cr} I_0} \right) \quad (9)$$

이 때 w_0 로 입사하는 가우시안 빛살이 빛살 허리를 유지하며 고립파가 되어 진행할 때, 빛살 허리가 일정 범위 내에서만 변화하여야 하며, 이는 마치 입자가 에너지 장벽에 구속되어 있다고 볼 수 있다. 따라서 포텐셜이 0보다 크면 고립파는 생성되지 않으며, 이를 구하면 고리 형성을 시작하는 입사 중심 세기 I_R 를 알 수 있다. P_{in} 은 P_{cr} 보다 매우 큰 값이 되므로 I_R 는 다음과 같이 근사적으로 I_0 의 두 배보다 크거나 같다.^[18]

$$I_R \geq \frac{9}{4} I_0 \left(1 - \frac{P_{cr}}{P_{in}} \right) \approx \frac{9}{4} I_0 \quad (10)$$

이러한 현상들은 가우시안 빛살이 임의의 매질에 입사했을 때,

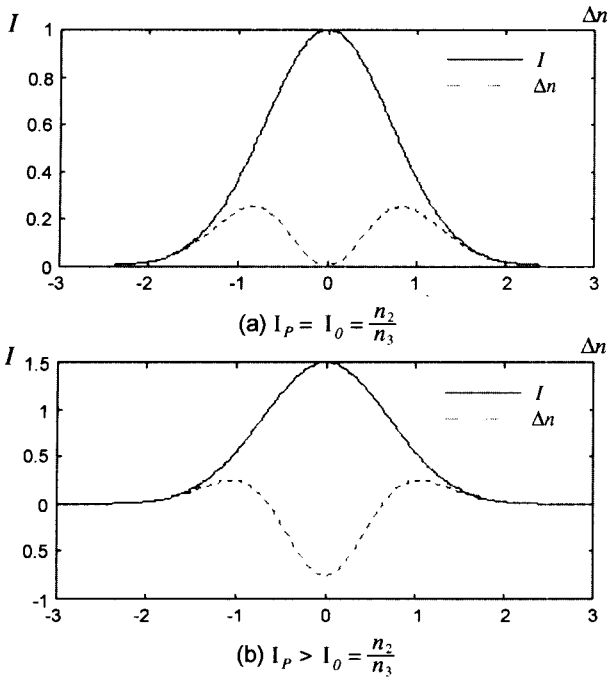


그림 7. 매질 내 위치에 따른 세기 분포 및 비선형 굴절을 변화. (a) $I_p = I_0$ 일 때, (b) $I_p > I_0$ 일 때.

매질 내 굴절을 분포(Δn)를 고찰하면 쉽게 알 수 있다. 그림 7(a)는 입사 가우시안 빛살의 중심 세기가 I_0 일 때 빛살의 세기 분포(실선, I)와 매질 내 굴절률 변화 분포(점선, Δn)에 대한 것이고, 그림 7(b)는 I_0 보다 큰 경우이다.

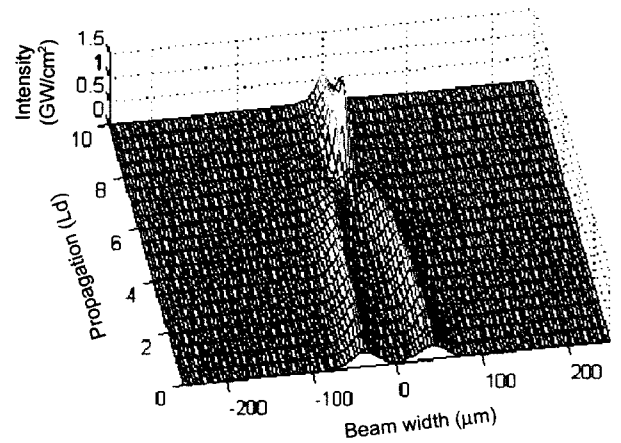
그림 7(a)에서처럼 빛살 중심에서는 매질의 비선형 굴절을 변화가 없다. 따라서 빛살이 회절 효과에 의해 퍼지려는 경향이 있으나, 중심에서 조금만 벗어나면 다시 비선형 굴절을 변화가 있으므로 중심에서 회절 효과에 의해 빛살이 퍼지는 것을 막는다. 또한 중심 빛살 세기가 그림 7(b)처럼 I_0 보다 커지면 중심에서 비선형 굴절을 변화가 음수가 되므로 자체 발산 효과가 생기므로 이것이 회절과 겹쳐 중심에서 빛살이 더욱 퍼져 중심 세기가 0이 된다. 그러나 중심에서 벗어나면 다시 비선형 효과 때문에 빛살이 집중되어 진행된다. 결과적으로 빛의 진행 방향에서 보면, 가운데는 어둡고 중심을 벗어난 곳에서는 밝은 띠(ring)를 형성하게 된다.

IV. 두 고립파의 상호 작용

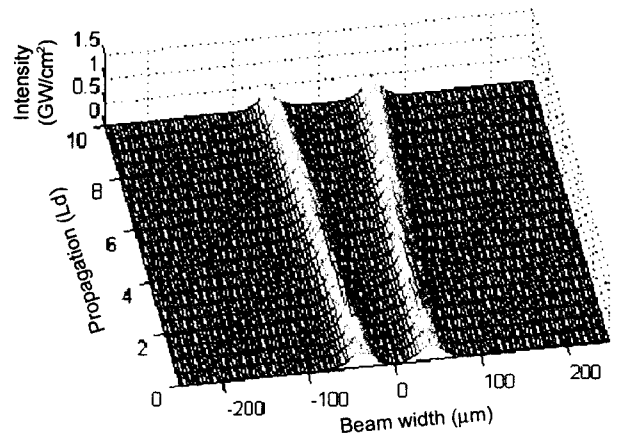
앞에서 입사 빛살의 일률이 자체 포획 일률을 가질 때 빛살 허리 변화가 작아 가장 안정적으로 진행함을 알 수 있었다. 안정적으로 진행하는 두 고립파의 상호작용은 한 쪽 고립파는 자체 포획 일률로 고정하고, 두 고립파의 위상차 또는 한 쪽 고립파의 세기를 변화시켰다. 매질 및 각 고립파의 빛살 허리는 3절과 같은 조건을 주었고 각각의 중심을 빛살 허리인 40 μm 만큼 떨어뜨려 충돌시켰다.

4.1. 위상차가 있는 두 고립파의 상호 작용

먼저 입사되는 두 고립파의 충돌각을 0°로 하고, 두 고립파



(a) 10 Ld. 0 degree, 0.3&0.3 GW/cm²



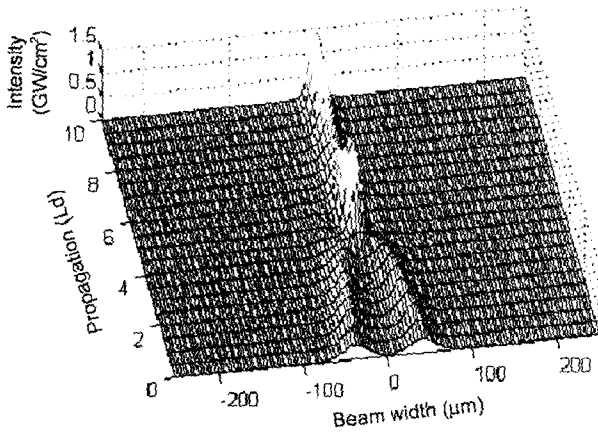
(b) 10 Ld. 180 degree, 0.3&0.3 GW/cm²

그림 8. 같은 일률을 갖고, 위상차가 0°, 180°인 두 고립파의 충돌 (충돌각 0도).

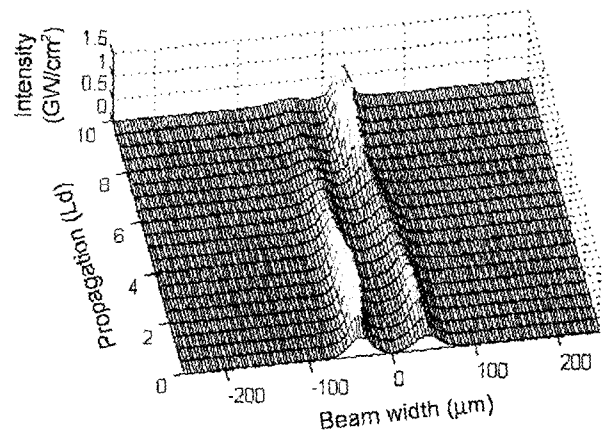
의 일률은 자체 포획 일률로 고정시켰다. 두 고립파의 위상차를 0°와 180°를 주고 10 Ld만큼 충돌을 시키면 그림 8과 같다. 그림 8에서 보듯이 두 고립파의 위상차가 0°일 경우(그림 8(a))에는 두 입자가 마치 완전 비탄성 충돌하듯이 두 빛살이 합쳐지고, 180° 차이가 나면(그림 8(b)) 두 입자가 완전 탄성 충돌을 일으키듯이 두 빛살이 갈라진다. 이는 두 빛의 위상차가 0°이면 보강 간섭을 일으키므로 두 빛이 합쳐져, 인력이 작용하는 두 입자와 같은 현상을 관찰할 수 있고, 위상차가 180°인 경우는 두 빛살이 만나는 지점에서는 상쇄 간섭이 일어나므로 척력이 작용하는 두 입자의 충돌과 같은 현상을 볼 수 있기 때문이다.^[1] 따라서 고립파는 입자의 성질을 가지는 것으로 판단된다. 두 고립파의 충돌각이 0.05° 이면(그림 9) 충돌각이 0°인 경우보다 충돌이 먼저 일어나는 것을 알 수 있다.

4.2. 일률이 다른 두 고립파의 상호 작용

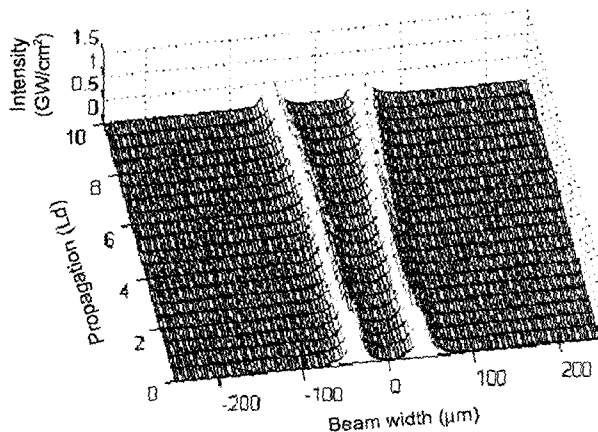
고립파의 위상차가 0°인 경우는 그림 8과 9에서 본 것처럼 두 고립파 사이에 인력이 작용하여 하나로 합쳐지지만, 위상차가 180°인 두 고립파를 충돌시키면 척력이 작용하여 두 빛



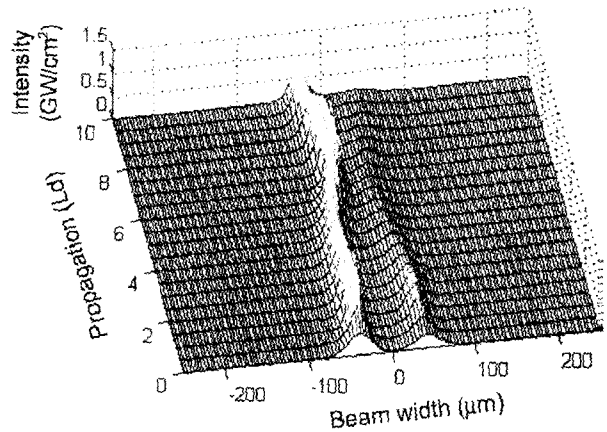
(a) 10 Ld, 0 degree, 0.3&0.3 GW/cm²



(a) 0.4 & 0.3 GW/cm²



(b) 10 Ld, 180 degree, 0.3&0.3 GW/cm²

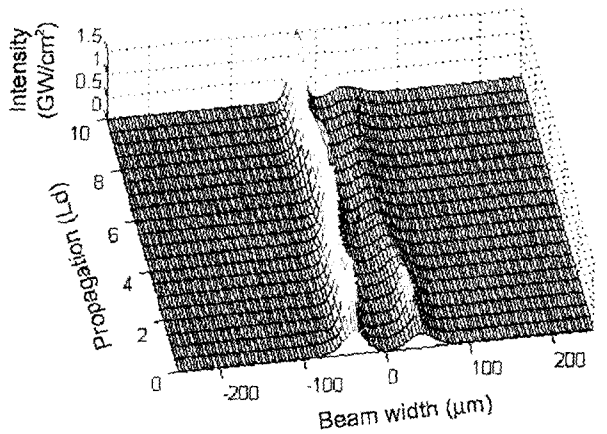


(b) 0.45 & 0.3 GW/cm²

그림 9. 같은 일률을 갖고, 위상차가 0°, 180°인 두 고립파의 충돌 (충돌각 0.05도).

살로 갈라진다. 여기서 척력이 발생하는 경우, 즉 두 고립파의 위상차가 180°이면 한 고립파가 다른 고립파와 충돌하여 진행 방향이 바뀔 수 있음을 알 수 있다. 이 때 위상차가 180°인 두 고립파의 상호 작용에서 한쪽 고립파의 일률을 조절할 때 다른 한쪽 고립파가 어떻게 진행되는 지 알아보고자 한다. 그림 8과 9에서 보듯이 두 고립파의 충돌각이 0°인 경우보다 충돌이 빨리 일어나는 0.05°에서 전산시뮬을 하였다. 여기서 한쪽 고립파의 일률은 자체 포획 일률로 고정하였다.

그 결과 두 고립파의 중심 세기가 각각 0.4 GW/cm², 0.3 GW/cm²일 때(그림 10(a))는 고립파의 빛살 세기가 작은 쪽으로 에너지가 옮겨지나, 그림 10(b) 및 (c)와 같이 한 쪽 빛살의 중심 세기를 0.45 GW/cm²와 0.5 GW/cm²으로 한 쪽 세기를 더 키우자 강한 고립파 쪽으로 모두 모여서 진행되는 현상을 관찰할 수 있다. 그러므로 한 쪽 고립파의 일률을 변화시켜서 출력단의 세기 분포를 변화시킬 수 있었다. 이를 더 세밀히 관찰하기 위해 입력 세기를 0.39~0.45 GW/cm²는 0.01 GW/cm² 간격, 0.5 GW/cm² 이상에서는 넓은 간격으로 변화시키면서 출력단에서 최대 중심 세기의 위치를 조사하였다(그림 11). 그림 11에서 보는 것처럼, 0.42 GW/cm² 부근에서



(c) 0.5 & 0.3 GW/cm²

그림 10. 위상차가 180°인 두 고립파에서 한 쪽의 세기에 변화를 주어 충돌시킨 결과.

최대 중심 세기 위치에서 급격한 변화를 일으켰다.

그림 12는 그림 10과 같은 조건 하에서 한 쪽 고립파의 중심 세기를 0.4 GW/cm²(-■-), 0.45 GW/cm²(-●-), 0.5 GW/cm²(-◆-)로 바꾸면서 출력단에서 빛살 폭에 대해 세기 분포를 그린 것으로 이미 그림 10에서 보았듯이 출력단에서의 세기

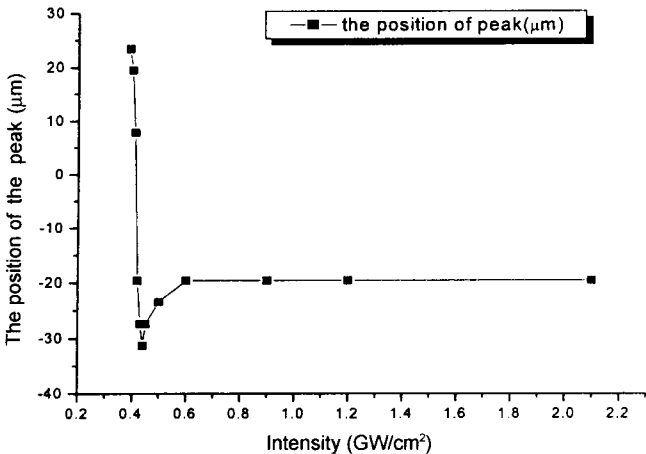


그림 11. 입력단의 세기에 따른 출력단에서 최대 중심 세기의 위치.

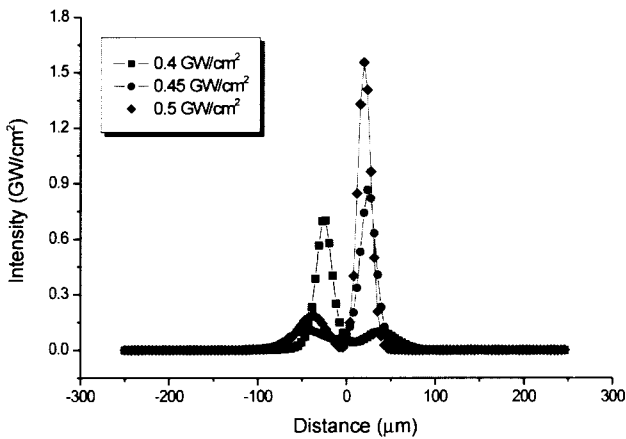


그림 12. 위상차가 180°인 두 고립파에서 한 쪽 세기를 조절했을 때, 매질 끝단에서 세기 분포.

분포의 최대 피크가 왼쪽에서 오른쪽으로 이동하는 것을 볼 수 있다. 여기에서 0.4 GW/cm², 0.45 GW/cm², 0.5 GW/cm²에 대해 최대 중심 세기와 다른 쪽으로 흘러간 세기가 작은 고립파의 중심 세기의 비는 각각 1:7.83, 1:7.01, 8.45:1이다. 입력단에서 두 개의 중심 세기의 비가 각각 1:1.33, 1:1.5, 1:1.67였던 것과 비교해 보면 두 개의 고립파가 잘 분리된다는 것을 알 수 있다. 그러므로 한 쪽 고립파의 세기를 바꾸면 출력단에서 광 스위칭이 가능함을 알 수 있다.

V. 결 론

PTS와 같이 5차 비선형 굴절률이 음수인 매질에 있어서 2차원 비선형 슈뢰딩거 방정식으로부터 2차원 공간 고립파가 생성되는 조건을 유도하였고, 입사 일률을 변화시키면서 한 개의 고립파에 대한 진행을 전산시뮬레이션으로 관찰하였다. 이 때 자체 포획 일률로 입사될 때 가장 안정적으로 진행되는 것을 확인하였다. 또한 비선형 슈뢰딩거 방정식으로부터 빛살 허리에 대한 근축근사식을 구하였으며, 이를 전산시뮬레이션과 비교했을 때, 빛살 허리는 일치하지 않았지만, 고립파의 진행 조건은 잘 일

치함을 알 수 있었다. PTS에서 이러한 고립파를 두 개를 세기와 위상차를 바꾸어 가면서 충돌시켰다. 이 때, 두 고립파의 위상차가 0°이면 완전 비탄성 충돌을 하고 위상차가 180°이면 완전 탄성 충돌하는 것을 확인했다. 이는 빛의 간섭 현상으로 설명할 수 있었다. 또한 위상차가 180°인 두 고립파의 충돌에서 한 쪽 고립파의 일률을 조절해서 출력단에서 세기 분포를 조절할 수 있는 것으로 보아, 고립파를 이용하여 완전 광 스위칭의 가능성을 확인할 수 있었다.

참고문헌

- [1] M. Segev and G. Stegeman, "Self-trapping of optical beams," *Physics Today* August 8, pp. 42-48, 1998.
- [2] W. E. Torruellas, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. VanStryland, G. I. Stegeman, L. Torner and C. R. Menyuk, "Observation of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium," *Phys. Rev. Lett.* vol. 74, no. 25, pp. 5036-5039, 1995.
- [3] Y. Silberberg, "Collapse of optical pulses," *Opt. Lett.* vol. 15, no. 22 pp. 1282-1284, 1990.
- [4] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Academic Press (1995, 2nd ed.).
- [5] 김찬기, 정준영, 장형욱, 송준혁, 정제명, "굽은 비선형 도파로를 이용한 완전 광 신호 처리 소자," *한국광학회지* vol. 8, no. 6, pp. 492-499, 1997.
- [6] G. G. Luther and M. S. Alber, "Nonlinear Waves, Nonlinear Optics and Your Communications Future," *Nonlinear Science Today* (1997), p. 1-19.
- [7] 김창민, "도파 및 집적광학," Ohm사(1999, 1st ed.).
- [8] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Voegel, and P. W. E. Smith, "Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide," *Opt. Lett.* vol. 15, no. 9 pp. 471-473, 1990.
- [9] P. L. Kelley, "Self-focusing of optical beams," *Phys. Rev. Lett.* vol. 15, no. 26, pp. 1005-1008, 1965.
- [10] D. Anderson and M. Bonnedal, "Variational approach to nonlinear self-focusing of Gaussian laser beams," *Phys. Fluids*, vol. 22, no. 1, pp. 105-109, 1979.
- [11] B. L. Lawrence, M. Cha, W. E. Torruellas, G. I. Stegeman, S. Etemad, and G. Baker, "Z-scan measurement of third and fifth order nonlinearities in single crystal PTS at 1064 nm," *Nonlinear Optics* vol. 10, 193-205, 1995.
- [12] B. L. Lawrence, "Third order optical nonlinearities and spatial solitary waves in polydiacetylene toluene sulfonate," Dissertation for Ph. D. degree at CREOL, University of Central Florida, 1997.
- [13] C. R. Pollock, "Fundamentals of Optoelectronics," Richard D. Irwin, Inc. (1995, 1st ed.), Chap. 9.
- [14] H. J. W. M. Hoekstra, G. J. M. Krijnen, and P. V. Lambeck, "Efficient interface conditions for the finite difference beam propagation method.," *Journal of Lightwave Technology* vol. 10, no. 10, pp. 1352-1355, 1992.
- [15] G. Ronald Hadley, "Transparent boundary condition for beam propagation," *Opt. Lett.* vol. 16, no. 9, pp. 624-626, 1991.

- [16] 이범구, “비선형 광학,” 아르케(2000, 1st ed.), Chap. 7.
- [17] 황보창권, H. Shim, M. Liu, and G. Stegeman, “늦은 용액 증발법으로 제작한 유기단결정 para-toluene sulfonate의 비선형 광학 상수 측정,” 한국광학회지 vol. 9, no. 2, pp. 76-85, 1998.
- [18] E. M. Wright, B. L. Lawrence, W. Torruellas, and G. Stegeman, “Stable self-trapping and ring formation in polydiacetylene para-toluene sulfonate,” *Opt. Lett.* vol. 20, no. 24, pp. 2481, 1995.

Propagation and interaction of two dimensional solitary waves in organic single crystal of polydiacetylene para-toluene sulfonate

Jae Myung Ryu and Jae Heung Jo

Applied Optics and Electromagnetics, School of Natural Sciences, Hannam University, Daejeon 306-791, KOREA

Chang Kwon Hwangbo[†]

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, KOREA

[†]E-mail: hwangbo@inha.ac.kr

Jin Ho Jung

R&D center, Prooptics, Icheon 467-860, KOREA

(Received May 23, 2002; Revised manuscript received September 23, 2002)

Two dimensional solitary waves are stably propagated in a saturable medium which has a saturable nonlinear index as input intensity. However, in the case of low intensity, a negative fifth-order nonlinear medium has properties of a saturable medium. So a Gaussian beam travels stably. The propagation process into the fifth order nonlinear medium of the Gaussian beam with a weak intensity is investigated by using the computer simulation of the two-dimensional nonlinear Schrodinger equation. As a result, it is confirmed that the two-dimensional spatial solitary waves are stably propagated in this medium when the incident powers are self-trapping powers. In the condition of the phase difference and collisional angle between two input beams of 180 degree and 0.05 degree, respectively, we can confirm that all optical switching is as simple as controlling the incident power of one input beam.

Classification codes : NL.010, OE.030.