

진행거리에 따른 비선형 굴절률의 점진적 증폭에 의하여 생성된 어두운 공간솔리톤 배열*

전진호 · 김광훈 · 문희중 · 고광훈 · 이원규 · 노영철 · 이재형 · 장준성

서울대학교 물리학과, 물성과학연구소

(1997년 4월 16일 받음)

자기확산(self-defocusing) 매질 내에서 어두운 공간솔리톤 배열의 발생에 대하여 연구하였다. 하나의 어두운 공간솔리톤 발생과는 달리, 빔의 공간적인 세기 분포가 사인파형인 빔이 어두운 공간솔리톤 배열로 발전하기 위해서는 빔이 진행하는 동안 점진적인 증폭이 요구됨을 전산시뮬을 통해 알 수 있었다. 실험에서는 Mach-Zehnder 간섭계를 구성하여 입사빔의 세기 모양을 사인파형으로 만들었고, 점진적인 증폭효과를 주기 위해 원통렌즈를 사용하였다. 비선형 굴절률이 증가함에 따라 어두운 솔리톤의 골의 폭이 좁아지고 빔의 뒷배경이 일정해짐을 관측하였다.

I. 서 론

지난 30여 년 간 광솔리톤(optical soliton)에 대해서 많은 연구가 있어 왔다. Zakharov와 Shabat가 역산란방법(method of inverse scattering)을 이용해 비선형 슈뢰딩거방정식(Nonlinear Schrödinger Equation : NLSE)의 해를 해석적으로 찾아내었다.^[1] 그러나 대부분의 경우에 있어서는 해석적인 해를 구할 수 없기 때문에 전산시뮬(computer simulation)을 통해 예측하고 이를 실험으로 검증하는 방법에 의해 주로 연구하고 있다. 전통적인 정보매개체(information carrier)로 이용되었던 전자들 대신에 광자들을 이용함으로써 통신부문에서 엄청난 통신속도 증대 및 광대역(broadband)의 광통신(optical communication)이 가능할 수 있을 것이라는 생각에서 Hasegawa와 Tappert가 솔리톤을 광통신에 이용하자고 제안하였다.^[2] 실제로 Mollenauer 등에 의해서 실험적으로 광섬유 안에서 시간솔리톤(temporal soliton) 발생을 관측하기도 하였다.^[3] 어두운 솔리톤의 경우에는 광섬유 안에서 어두운 시간솔리톤의 발생이 Emplit 등에 의해 최초로 관측되었고^[4], Weiner 등에 의해서 확인되었다.^[5] 그 이후 광솔리톤이 비선형 광학과 광섬유 광학부분에서 활발하게 논의되고 있는 주제 중의 하나가 되고 있다.

시간솔리톤이 직접적으로 광통신에 이용될 수 있어서 많은 연구가 있어 왔으나 공간솔리톤(spatial soliton)은 최근에야 연구가 활발하게 진행되고 있다. Kerr 매질 등에서 공간솔리톤의 진행이 매질의 굴절률 분포를 변화시켜 마치 유전체 광도파로(dielectric waveguide)와 같은 굴절률 분포를 가지게 만듦으로 이렇게 굴절률 분포가 변화가 된 매질에 약한 세기의 빔을 통과시키면 그 약한 세기의 빔은 광도파로를 통과하는 것처럼 빔이 퍼지지 않으면서 진행한다.^[6-8] 밝은 공간솔리톤의 경우 상호위상변조(cross-phase modulation)를 통해 빔의 세기가 약한 파를 전파할 수 있음이 알려져 있다.^[9] 또 자기확

산(self-defocusing) 매질에서의 어두운 공간솔리톤의 진행에 대해서도 실험적으로 관측되었다.^[10,11] 최근에는 어두운 공간솔리톤에 대한 연구를 바탕으로 완전히 광학적인 조작만을 통한 동적 스위칭(dynamical switching)이나 접합점(optical junction) 등의 광논리소자와 광도파로 연구와 관련하여 활발한 논의가 진행되고 있다.^[12-15]

밝은 공간솔리톤의 경우에는 자기집속(self-focusing) 매질에서 발생될 수 있는데 3차원 구조일 경우에는 매질에 의한 빔의 자기집속효과로 인해 안정적으로 빔이 진행하지 못하므로 준-2차원 구조가 필요한 반면에^[16-20], 어두운 공간솔리톤의 경우에는 자기확산 매질 내에서 3차원적으로 분포하더라도 안정하게 진행한다.^[11,21,22] 어두운 공간솔리톤의 경우 어두운 골을 중심으로 위상차를 갖는데 이의 상대적 크기를 조절을 통하여 어두운 공간솔리톤에 의해 유도되는 광도파로의 진행 방향을 바꾸어 줄 수 있다.^[15] 이러한 여러 이유로 어두운 공간솔리톤에 관한 연구가 있어왔다. 본 논문에서는 여러 광도파로들의 배열(an array of waveguides)로서 역할을 할 수 있는 어두운 공간솔리톤 배열(dark spatial soliton array)의 발생에 대하여 연구하였다. 전산시뮬을 통해 어두운 공간솔리톤 배열의 발생조건에 대해 연구하였으며, 실험적으로 이를 확인하였다.

II. 이론적 배경

2.1. 규격화된 비선형 슈뢰딩거방정식과 그 해

굴절률 $n(I) = n_0 + \gamma I$ 인 Kerr 매질에서, z 방향으로 진행하는 빔을 z 에 대해서는 진폭의 변화가 작고, y 방향에 대해서는 진폭의 변화가 없는 파라고 가정하면 파의 단면인 x 방향에서 공간솔리톤을 관측할 수 있다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같은 식이 된다.

$$2in_0k_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2\gamma n_0 k_0^2 |A|^2 A \quad (2)$$

*본 연구는 1996년도 교육부 기초과학육성연구비(BSRI-96-2421)의 지원으로 이루어졌습니다.

여기서 A 는 전기장의 복소진폭이고, 빔이 진행하는 동안 선형 굴절률 n_0 보다 빔의 세기 I 에 따라 변하는 비선형 굴절률 γI 가 매우 작다고 가정하였다.

이제 규격화상수 a 를 써서 식 (2)를 규격화하기 위하여

$$U = \frac{A}{A_0}, \quad A_0 = \frac{1}{ka} \sqrt{\frac{n_0}{|\gamma|}}, \quad Z = \frac{z}{z_0}, \quad z_0 = ka^2, \\ X = \frac{x}{x_0}, \quad x_0 = a \quad (3)$$

를 정의하고 이를 써서 식 (2)를 정리하면 다음과 같은 (1+1) 차원의 비선형 슈뢰딩거방정식으로 규격화된다.^[23]

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \beta |U|^2 U \quad (4)$$

여기서 β 는 비선형 굴절률 계수(γ)의 부호를 나타내는 것으로 자기집속 매질의 경우는 +1이고, 자기확산 매질의 경우는 -1이다. 여기서 우변의 첫째 항은 공간상에서의 회절 효과를 나타내고, 두 번째 항은 빔의 세기 I 에 따라 변하는 γI 에 의존하는 자기위상변조(self-phase modulation) 효과를 나타낸다. $\beta=-1$ 인 자기확산 매질에서 발생하는 어두운 공간솔리톤에 한정하여 역산란방법에 의해 식 (4)를 해석적으로 풀면 그 대표적인 해는 다음과 같은 모양으로 주어진다.^[23]

$$U_d(Z, X) = U_0 \text{Tanh}(U_0 X) \text{Exp}(i U_0^2 Z), \quad \beta = -1 \quad (6)$$

여기서 U_0 는 솔리톤의 진폭과 넓이를 결정하는 형태인자(form factor)이고, 아래첨자 d 는 어두움을 뜻한다. 즉, 어두운 솔리톤(dark soliton)은 $|X|$ 가 무한대에서 뒷배경이 일정하고 $|X|=0$ 근처에서 극소적으로 움푹 들어간 형태를 가지며, 그 어두운 정도에 따라 어두운 솔리톤의 중심 부근에서 다른 크기의 위상변화를 가진다.^[24] 규격화된 어두운 솔리톤의 세기 (I_d)는 $I_d = |U_0|^2$ 이고 전반치폭(ω)은 $\omega = \frac{1.76}{|U_0|}$ 으로 정의되므로 $I_d \omega^2 = 1.76^2$ 으로 일정한 상수값을 갖는다. 여기서 솔리톤상수(s)를 $s = 0.322 I_d \omega^2$ 로 정의하여 $s=1$ 이면 솔리톤임을 확인하는 척도로 사용된다.^[23]

2.2. 증폭효과에 의한 어두운 공간솔리톤 배열의 생성조건

식 (6)이 Kerr 매질에서 존재할 수 있는 어두운 솔리톤을 기술하는 식인데, 사인파가 Kerr 매질에 입사될 경우 그 파의 어두운 부분들이 어두운 솔리톤들로 발전할 수 있다. 그런데 평면파의 경우와는 달리 사인파의 경우는 무한대의 일정한 배경을 갖지 않으므로 사인파의 어두운 부분이 어두운 솔리톤으로 발전하기 위해서는 다음과 같은 점들을 고려하여야 한다.

첫째, 유한한 크기의 뒷배경을 가졌을 때 어두운 공간솔리톤이 어떻게 진행하는지를 고려해야 한다. 이 경우 뒷배경의 공간적 분포 정도가 어두운 골의 전반치폭에 비해 크면 클수록 비선형 효과가 커져 어두운 골의 전반치폭이 빠르게 감소하는데^[24,25] 사인파의 경우는 뒷배경에 해당하는 부분이 거의

없으므로 회절 효과를 보상할 수 있을 정도로 비선형 효과를 증가시키기 위해서는 빔의 세기가 커야 함을 알 수 있다.

둘째, 사인파의 경우에는 일정한 위상차를 갖는 부분이 서로 인접해 있어 뒷배경의 위상에도 서로 많은 영향을 주므로 이것을 줄이기 위한 방법을 고려해야 한다.

이러한 점들을 고려하여 여러 가지 초기조건들에 대해 비선형 슈뢰딩거방정식을 전산시뮬하여 빔의 진행이 어떻게 달라지는지 연구하였다. 여기서 입사되는 사인파의 진폭을 다음과 같다고 하자.

$$U(Z=0, X) = U_0 \text{Sin}\left(\frac{\pi X}{2}\right) \quad (7)$$

빔의 세기를 크게 하기 위한 방법으로는 먼저 처음에 입사되는 빔의 크기를 크게 하는 방법이 있다. $|U_0| < 1$ 일 경우는 비선형 효과가 작아 빔이 Kerr 매질을 진행하는 동안 공간상의 회절 효과로 인해 빔의 어두운 부분이 넓어지므로 $|U_0| > 1$ 인 경우에 대하여 연구하였다.

그림 1이 $|U_0|=3.0$ 일 때의 전산시뮬 결과이다. 먼저 진행거리에 따른 세기의 변화를 보면(그림 1의 (a),(d),(g)) 사인파형의 입사빔이 진행하면서 (d)에서처럼 매질의 자기확산 효과에 의해 세기가 센 부분이 세기가 약한 부분으로 굴절되어 전체적으로 뒷배경이 평평해지고 어두운 골도 좁아지나 다시 (g)에서처럼 초기 모양으로 되돌아왔다. 위상의 변화를 보면(그림 1의 (b),(e),(h)) 초기에는 π 만큼의 위상차를 가지면서 위상이 평평한 모양을 가지나 빔이 진행함에 따라 뒷배경의 위상이 처음에 주어진 것과는 달리 일정하지 않게 되었다. 그리고 공간주파수의 변화를 보면(그림 1의 (c),(f),(i)) 빔이 진행하면서 처음에 없던 공간주파수가 만들어졌다가 다시 초기와 같은 공간주파수 분포를 가졌다. 세기의 변화와 공간주파수의 변화만을 살펴보았을 때는 그 변화가 주기적인 것 같으나 위상 변화의 영향 때문에 진행거리에 따른 변화가 준주기적(quasi-periodic)이었다. 따라서 단순히 입사되는 빔의 세기만을 크게 해서는 어두운 공간솔리톤 배열은 발생되지 않음을 알 수 있다.

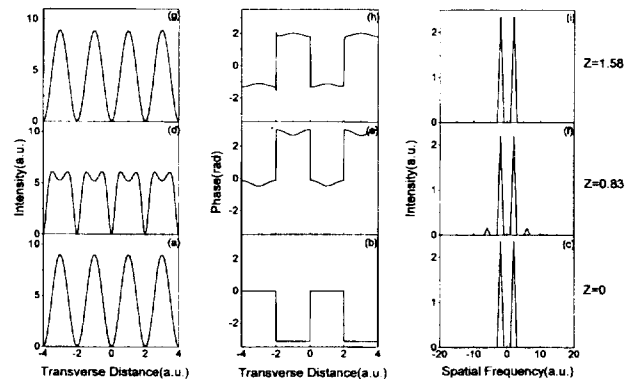


그림 1. $U_0=3.0$, 증폭이 없는($\mu=0$) 경우일 때의 전산시뮬결과 : $Z=0$ 일 때의 (a) near-field profile (b) phase profile (c) far-field profile ; $Z=0.83$ 일 때의 (d) near-field profile (e) phase profile (f) far-field profile ; $Z=1.58$ 일 때의 (g) near-field profile (h) phase profile (i) far-field profile

빔의 세기를 크게 하는 다른 방법으로 진행거리에 따라 빔의 세기를 증폭시키는 경우에 대하여 연구하였다. 전산시뮬레이션에 사용되는 비선형 슈뢰딩거방정식을 수식으로 표현하면 다음과 같다.^[26]

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - |U|^2 U + i \frac{1}{2} \mu U \quad (8)$$

여기서 $\mu = \Gamma z_d$, Γ : 증폭인자이다. 즉, 식 (8)의 우변의 세 번째 항이 빔이 진행하면서 진행거리에 따라 빔의 세기가 점진적으로 증폭되는 것을 나타낸다.

$U_0=0.25$, $\mu=0.4$ 인 경우에 대해 전산시뮬레이션 결과가 그림 2이다. 빔이 진행하면서 공간상의 회절 효과를 자기위상변조 효과가 보상하므로 어두운 골의 폭은 좁아지면서 뒷배경의 크기가 일정한 형태를 갖는 모양으로 바뀐다. 빔이 진행하면서도 위상이 어두운 골을 중심으로 일정한 위상차(π rad)를 유지하고 위상이 초기에 주어진 것처럼 수평방향에 대해 주기적으로 평평한 형태를 유지하면서 진행한다. 그리고 far-field profile을 보았을 때도 새롭게 생긴 공간주파수 성분이 빔의 진행에 관계없이 없어지지 않고 계속적으로 유지된다.

입사빔의 세기가 빔의 진행으로 인해 증폭되는데 이 경우 빔이 진행하면서 에너지 손실이 없고 어두운 공간솔리톤이 되었을 때 검은 공간솔리톤 형태를 가진다는 조건을 가정하면 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었을 때 Z 에 따른 어두운 골의 폭 $d(Z)$ 를 해석적으로 계산하면 다음과 같이 주어진다.^[26]

$$d(Z) = \frac{1.763 [\sqrt{1+2\epsilon(Z)} - 1]}{\epsilon(Z)} \quad (14)$$

여기서 $\epsilon(Z) = U_0^2 \text{Exp}(\mu Z)$ 는 빔이 Z 까지 진행하는 동안 얻는 총 에너지의 합이다. 전산시뮬레이션에 의해 계산된 어두운 골의

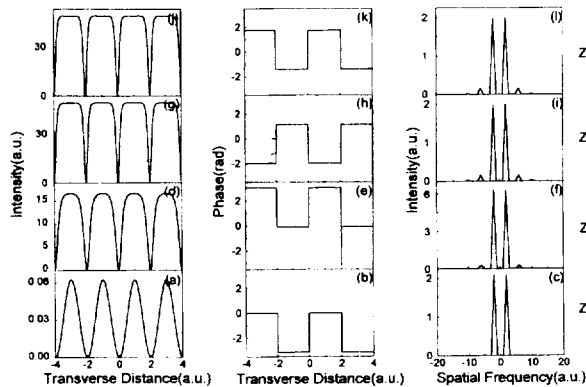


그림 2. $U_0=0.25$ 이고, $Z=18$ 까지는 증폭이 있는($\mu=0.4$) 경우이고, 그 이후로는 증폭이 없는($\mu=0$) 경우일 때의 전산시뮬레이션 결과 : $Z=0$ 일 때의 (a) near-field profile (b) phase profile (c) far-field profile ; $Z=15$ 일 때의 (d) near-field profile (e) phase profile (f) far-field profile ; $Z=18$ 일 때의 (g) near-field profile (h) phase profile (i) far-field profile ; $Z=24$ 일 때의 (j) near-field profile (k) phase profile (l) far-field profile

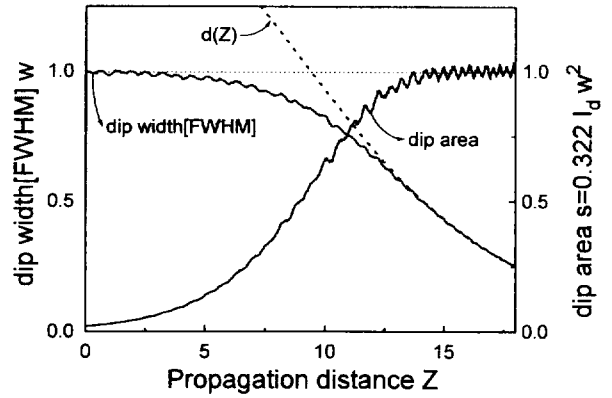


그림 3. $U_0=0.25$, $\mu=0.4$ 일 때의 전산시뮬레이션 결과 : 어두운 골의 전 반치폭(w)과 그것의 해석적 해 ($d(Z)$), 그리고 솔리톤상수 (s)

폭과 그것의 해석적인 해 $d(Z)$ 를 그림으로 나타내면 그림 3과 같다. 처음에는 어두운 골의 폭(w)도 넓고 솔리톤상수 $s \leq 1$ 이나 빔이 진행하면서 어두운 골의 폭이 좁아지면서 빔의 세기(I_d)가 커져 솔리톤상수가 1인 상태를 유지하면서 진행함을 알 수 있다. 솔리톤상수가 1이 되어서 솔리톤이 되었다고 생각되는 부분($Z \geq 13$)에서 전산시뮬레이션 결과와 해석적인 해가 서로 잘 일치함을 알 수 있다. 여기서 솔리톤상수가 $Z \geq 13$ 에서 1을 중심으로 주기적인 진동을 하는 것은 전산시뮬레이션에서의 계산상의 오차에 해당한다. 그리고 이것이 어두운 공간솔리톤 배열인지를 확인하기 위해서 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었다고 생각되는 지점부터 증폭시키지 않으면서($\mu=0$ 를 대입) 빔을 진행시켜 본 결과가 그림 2의 $Z=24$ 일 때이다. 즉, $Z=0$ 에서 $Z=18$ 까지는 빔이 진행하는 동안 증폭시켰고, $Z=18$ 부터 $Z=24$ 까지는 증폭이 없는 조건에서 빔을 진행시켰다. 그 결과 그림 2의 (j)(k)(l)에서 보여주는 바와 같이 어두운 공간솔리톤 배열이 만들어져 매질 내에서 계속 그 모양을 유지되면서 진행함을 알 수 있다.

다른 초기조건으로 진폭이 크고($U_0 > 1$) 증폭이 있는 경우 빔이 어떻게 진행하는지 연구하였다. 초기조건이 $U_0=3.0$, $\mu=1.0$ 인 경우에 진행거리에 따른 빔의 세기 분포를 그린 것이

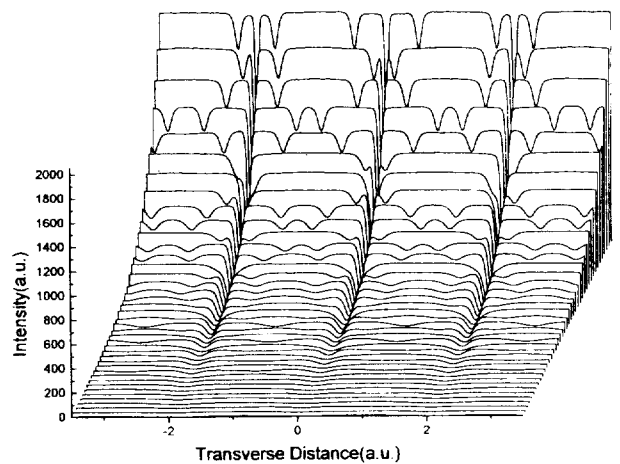


그림 4. $U_0=3.0$, $\mu=1.0$ 일 때의 전산시뮬레이션 결과

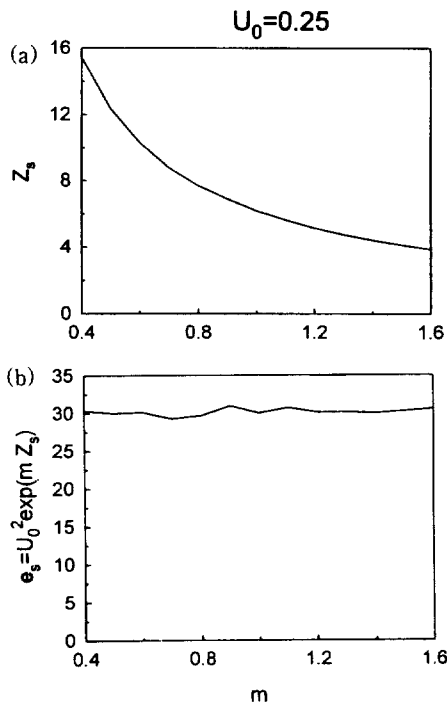


그림 5. $\mu=0.4$ 에서 $\mu=1.6$ 까지 변화시킨 전산시능결과. (a) μ 의 변화에 따른 Z_s 의 크기 변화 (b) μ 의 변화에 따른 솔리톤에너지 ϵ_s 의 크기 변화

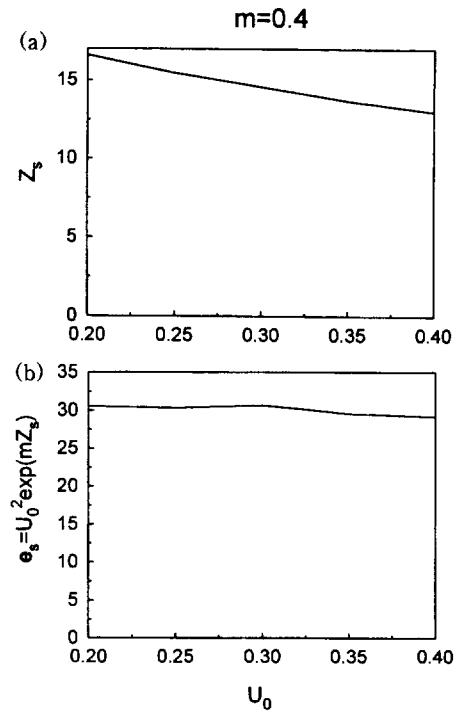


그림 6. $U_0=0.20$ 에서 $U_0=0.40$ 까지 변화시킨 전산시능결과. (a) U_0 의 변화에 따른 Z_s 의 크기 변화 (b) U_0 의 변화에 따른 솔리톤에너지 ϵ_s 의 크기 변화

그림 4이다. 기존의 위치가 고정된 어두운 공간솔리톤 배열에 수직방향속도 성분을 가지는 빛 공간솔리톤들도 같이 있는 고차의 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었다. 이는 어두운 공간솔리톤 배열이 약한 빔을 전파하는 광도파로로서 역할하는데 있어서 약한 빔들이 서로 충돌하게 하여 그 빔들을 제대로 전달하지 못함을 뜻한다.

또 $U_0=0.25$ 으로 고정하고 $\mu=0.4$ 에서 $\mu=1.6$ 까지 변화시키 가면서 빔이 어떻게 진행하는지 그 경향을 전산시능으로 살펴본 결과 빔이 진행하면서 어두운 공간솔리톤 배열이 발생됨을 알 수 있었다. 여기서 빔이 진행하면서 $s=1$ 이 되었을 때의 거리를 Z_s 라 하였다. 그러면 이 경우 Z_s 가 그림 5의 (a)와 같이 $\frac{1}{\mu}$ 에 비례하는 형태로 주어지고 이 때 증폭에 의해 빔의 배경이 가지는 에너지 $\epsilon_s=U_0^2 \text{Exp}(\mu Z_s)$ 가 그림 5의 (b)와 같이 거의 일정한 값을 가지는 것을 알 수 있었다. 그와는 달리 $\mu=0.4$ 로 고정한 상태에서 $U_0=0.20$ 에서 $U_0=0.40$ 까지 변화시키면서 전산시능한 결과 마찬가지로 빔이 진행하면서 어두운 공간솔리톤 배열이 발생됨을 알 수 있었다. Z_s 가 그림 6의 (a)와 같이 $\ln \frac{1}{U_0^2}$ 에 비례하는 형태로 주어지고 그 기울기가 아주 작게 주어진다. 그리고 ϵ_s 는 앞서와 마찬가지로 그림 6의 (b)와 같이 거의 일정한 값을 가지는 것을 알 수 있었다. 이 결과들을 종합하면 U_0 가 크지 않고 μ 가 크지 않을 경우($U_0 < 1$, $\mu < 1$)에는 U_0 와 μ 가 점점 커짐에 따라 더 짧은 거리를 진행하는 경우에도 어두운 공간솔리톤 배열을 발생시킬 수 있음을 알 수 있었다.

III. 어두운 공간솔리톤 배열의 발생

어두운 공간솔리톤 배열의 발생에 사용한 실험장치는 그림 7과 같다. 사인파형의 입사빔을 만들기 위해 Mach-Zehnder 간섭계를 구성하였다. cell 내에서 두 빔이 진행하는 동안 계속해서 만나는 상태로 진행시키기 위해서는 빔의 크기가 커야 하므로 6배짜리 선속확대기 (beam expander)를 사용하여 빔의 크기를 확대하였다. 원통렌즈 (cylindrical lens)를 사용하여 빔으로 점진적으로 집속시켜 비선형 굴절률을 점진적으로 증폭시켰다. 이론과 전산시능에서 (1+1) 차원으로 가정하였으므로 원통렌즈의 중심 축 (axis)에 수직되게 간섭무늬를 입사시켰다. 여기서 사용된 광원은 cw Ar⁺ 레이저 (INNOVA 99, Coherent Inc.)에서 나오는 파장이 514.5 nm 인 빔이다. 어두운 공간솔리톤 배열의 발생에 필요한 자기확산 매질로는 레이저

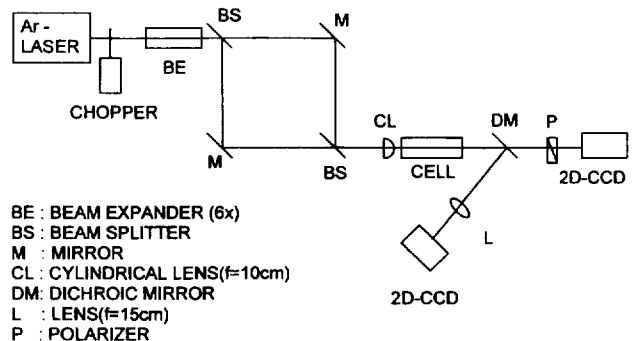


그림 7. 어두운 공간솔리톤 배열 발생 실험장치도

발진용 색소로 널리 이용되고 있는 Rhodamine6G(Rh6G)를 메탄올에 녹인 용액을 길이가 10 cm인 수정셀에 넣어 사용하였다. 자외선-가시광선 분광광도계(UV-visible spectrophotometer)를 이용하여 측정된 선형흡수계수 α_0 는 파장 514.5 nm에서 0.071 cm^{-1} 로, 빔의 투과율은 50%이었다.

두 개의 이차원 CCD(charge-coupled device, WAT-501EX, Watec Co.)를 이용하여 빔의 단면(profile)을 나타내는 near-field profile을 관측하고 공간주파수 분포를 나타내는 far-field profile을 관측하였다. Near-field profile의 경우 스크린을 놓고 측정하면 스크린 면에서의 산란 때문에 깨끗한 near-field profile을 얻을 수 없기 때문에 CCD 소자에 빔이 직접 입사되게 하여 측정하였다. 빔의 세기를 줄이면서 동시에 CCD 소자에 입사되는 주위의 뒷배경을 제거하기 위해 ND(neutral density) filter를 CCD의 가까이에서 붙여서 사용하였다. 뒷배경으로 작용하여 어두운 공간솔리톤 배열의 측정에 장애가 되는 Rh6G에서 나오는 형광을 제거하기 위하여 이색성 거울(dichroic mirror)을 사용하였다. 동시에 일부 반사된 514.5 nm 빔을 렌즈($f=15 \text{ cm}$)로 집속하여 렌즈의 초점거리에서 far-field profile을 만들어 이를 이차원 CCD로 관측하였다.

강한 세기의 빔이 연속적으로 매질에 입사되는 경우에는 매질에서 생기는 열적 효과가 매질의 굴절률을 바꾸어 매질에 입사되는 빔의 분포를 아래 방향으로 쏠리게 한다. 그리고 이것이 매질을 대류시키는 효과까지 일으켜서 계속적으로 빔의 세기 분포를 아래방향을로 치우치게 하므로 이를 방지하기 위해 회전주파수가 2 Hz이고 duty rate가 10%인 빛살단속기(chopper)를 사용하였다. 본 실험에서는 규격화상수 a 를 어두운 골과 어두운 골 사이의 거리로 정의하였다.

입사되는 빔의 파워가 일정할 때(760 mW) 규격화상수 a 값의 변화에 따른 빔의 near-field profile과 far-field profile의 변화를 그림 8에 나타내었다. a 가 작은 경우(그림 8의 (i)(ii)(iii))에는 far-field profile를 살펴보면 깨끗한 하나의 공간주파수 분포를 가지며, a 가 작으므로 규격화된 빔의 세기가 작아서 II-2에서 언급한 솔리톤 발생에 필요한 에너지 ϵ_s 에 이를 수 없다. 왜냐하면 규격화된 Z 는 비록 커지나 동시에 규격화된

μ 값이 작아져 두개의 곱 μZ 이 일정한 상태에서 U_0 만 작아졌기 때문이다. 그래서 새로운 공간주파수가 생기지 않으며, near-field profile에서도 뒷배경이 평평해지지도 않고 어두운 골의 폭도 좁아지지 않아서 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되지 않음을 알 수 있다. a 가 매우 클 경우(그림 8의 (vi)(vii)(viii))에는 far-field profile이 보여주는 바와 같이 초기에 입사되는 빔의 far-field profile이 하나의 공간주파수 분포를 가진 것이 아니기 때문에 비록 규격화된 빔의 세기는 크지만 전산시능에서 가정한 사인파의 공간주파수 분포를 가지지 않으므로 마찬가지로 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되지 않음을 알 수 있었다.

이제 하나의 고정된 a 값에 대해 cell에 입사된 빔의 세기가 변화에 따라 어떻게 자기확산 매질내에서 진행되는지 살펴보자. 먼저 $a=900 \mu\text{m}$ 인 경우에 대해 살펴보자. 그림 9에서 보는 바와 같이 빔의 세기 분포를 보았을 때는 사인파형의 분포를 가지는 것처럼 보이나 공간주파수 분포를 보면 여러 개의 공간주파수들을 가지는 경우이다. 빔의 세기가 커지더라도 뒷배경이 평평해지지도 않았고 어두운 골도 좁아지지 않았다. 그리고 새로운 공간주파수도 생기는 하나 전산시능에서의 결과와는 다른 공간주파수 성분이 발생되었다. 따라서 전산시능에서 살펴본 두 개의 공간주파수를 갖는 사인파형의 빔과는 달리 여러 개의 공간주파수를 갖는 빔은 점진적인 증폭이 있더라도 어두운 공간솔리톤 배열로 발전하지 못하였다. 두 번째로는 $a=630 \mu\text{m}$ 인 경우이다. 이 경우는 그림 10에서 보여주는 바와 같이 전산시능에서 가정한 바와 같이 초기에 하나의 공간주파수 분포가 있는 경우로 생각할 수 있다. 적당한 빔의 세기에 대해서 규격화하면 2.2에서 살펴본 바와 같이 규격화된 솔리톤 발생에 필요한 에너지 ϵ_s 와 비슷한 정도의 크기의 규격화된 에너지를 가지므로 자기위상변조 효과와 회절 효과가 서로 상쇄되어 어두운 공간솔리톤 배열을 발생시킬 수 있는 영역에 속한다. 이 경우는 그림 10의 420 mW에서 780 mW까지의 near-field profile들처럼 어두운 골의 폭은 좁아지고 뒷배경의 세기가 평평한 형태를 가지게 되는데, 하나하나의 어두운 골을 살펴보면 그것들 각각이 어두운 공간솔리톤의 형태를 가지고 있으므로 어두운 공간솔리톤 배

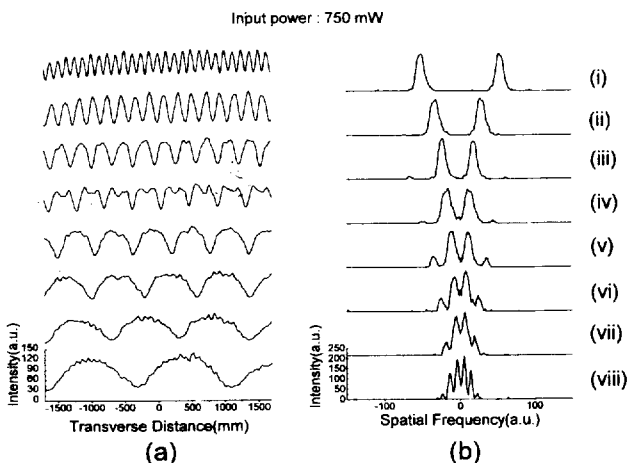


그림 8. 일정한 입사되는 빔의 파워에 대해 a 에 따른 진행결과 (a) near-field profile (b) far-field profile

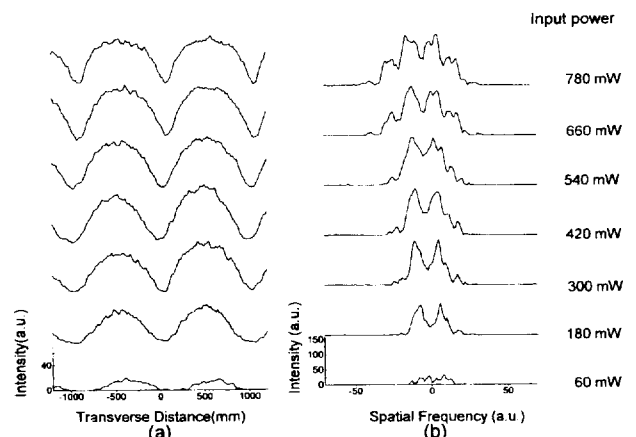


그림 9. $a=900 \mu\text{m}$ 일 때의 입사되는 빔의 파워에 따른 관측결과 (a) near-field profile (b) far-field profile

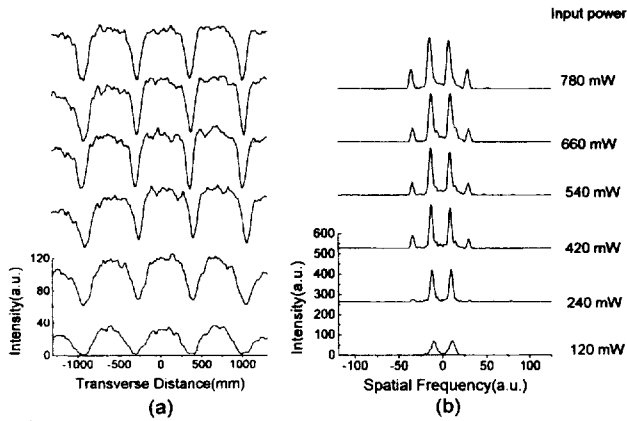


그림 10. $a=630 \mu\text{m}$ 일 때의 입사되는 빔의 파워에 따른 관측결과 (a) near-field profile (b) far-field profile

열이 발생됨을 보여준다. 빔의 공간주파수 분포를 살펴봐도 초기에 없었던 새로운 공간주파수를 포함한 분포를 가지게 되며 그것이 전산시능의 결과와 일치하는 것을 알 수 있었다. 마지막으로 $a=430 \mu\text{m}$ 인 경우에 대해 알아보자. 이 경우에는 그림 11에서 보여주는 바와 같이 두 번째 경우($a=630 \mu\text{m}$)와 마찬가지로 적당한 빔의 세기를 가질 때(그림 11의 300 mW, 420 mW, 540 mW 일 때)에는 어두운 공간솔리톤 배열이 발생하였다. 빔의 세기가 더 커졌을 때(그림 11의 660 mW, 780 mW 일 때) 빔의 단면을 보면 뒷배경에 새로운 작은 어두운 골이 생기는 것을 관찰하였다. 동시에 공간주파수를 살펴보면 앞의 경우($a=630 \mu\text{m}$)와는 다른 공간주파수 성분이 발생하였다. 즉, 어두운 공간솔리톤 배열의 발생시에는 기존에 있던 공간주파수 성분보다 더 큰 공간주파수가 생기는 것을 관찰할 수 있었으나 이 경우는 더 작은 공간주파수 성분도 생겼다. 이들을 종합해 볼 때 기존의 위치가 고정된 어두운 공간솔리톤 배열에 수직방향속도 성분을 가지는 잿빛 공간솔리톤들도 같이 있는 고차의 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었음을 알 수 있었다.

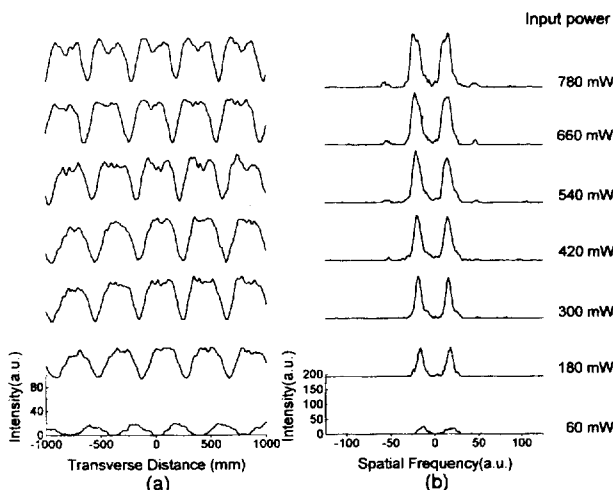


그림 11. $a=430 \mu\text{m}$ 일 때의 (a) near-field profile (b) far-field profile

IV. 결 론

본 연구에서는 자기확산 매질 내에서의 어두운 공간솔리톤 배열의 발생에 대하여 연구하였다. 입사빔의 모양이 뒷배경이 일정하면서 그 일부분이 어두운 골의 형태(하나의 어두운 공간솔리톤 형태)를 가지는 때와는 달리 입사빔의 진행방향에 대해 수직인 빔의 진폭의 공간적 분포가 사인파형일 경우에는 어두운 공간솔리톤 배열이 발생될 수 있다. 이를 발생시키기 위해서는 빔이 진행하면서 점진적으로 증폭되어야 함을 전산시능을 통해 알 수 있었다. 이러한 결과들을 실험적으로 확인하기 위해 본 연구에서는 Mach-Zehnder 간섭계를 구성하여 입사빔의 공간적 분포가 사인파형을 가지게 하였다. 점진적인 증폭효과를 주기 위해 자기확산 매질로 사용된 Rh6G 용액이 담긴 cell의 앞에 원통렌즈를 장치하여 빔이 cell을 지나는 동안 점진적으로 증폭되는 효과를 가지도록 하였다.

전산시능에서 가정 한 바와 같이 입사빔이 깨끗한 단일 공간주파수 분포를 가지는 경우 어두운 골과 어두운 골 사이의 거리 a 에 따른 규격화된 솔리톤 발생에 필요한 에너지를 가지면 빔이 cell을 통과한 후 일정한 세기의 뒷배경을 가지면서 어두운 골의 폭이 좁아지고 초기의 단일 공간주파수 외에도 다른 공간주파수를 가지는 것을 관측하였다. 이는 자기위상변조 효과가 회절 효과를 상쇄하여 하나하나의 어두운 골이 어두운 공간솔리톤으로 발전하여 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었음을 말한다. 입사빔의 공간주파수 분포가 여러 공간주파수를 가지는 경우 어두운 공간솔리톤 배열을 발생시킬 수 없었다. 이는 자기위상변조 효과가 회절 효과를 상쇄할 수 없기 때문으로 생각된다. 점진적인 증폭이 있으면서 입사빔의 세기가 클 때는 기존의 위치가 고정된 어두운 공간솔리톤 배열에 수직방향속도 성분을 가진 잿빛 공간솔리톤들도 같이 있는 고차의 어두운 공간솔리톤 배열이 발생되었다.

참 고 문 헌

- [1] V. E. Zakharov, and A. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34**, 62 (1972); *ibid.* **37**, 823 (1973).
- [2] A. Hasegawa, and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973); *ibid.* **23**, 171(1973).
- [3] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and M. N. Islam, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095 (1980).
- [4] P. Emplit, J. P. Hamaide, F. Reinaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, *Opt. Commun.* **62**, 374 (1987).
- [5] A. M. Weiner, J. P. Heritage, R. J. Hawkins, R. N. Thurston, E. M. Kirschner, D. E. Leaird, and W. J. Tomlinson, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 2445 (1988).
- [6] A. W. Snyder, D. J. Mitchell, L. Poladian, and F. Ladouceur, *Opt. Lett.* **16**, 21 (1991).
- [7] A. W. Snyder, L. Poladian, and D. J. Mitchell, *Opt. Lett.* **17**, 789 (1992).
- [8] A. W. Snyder, and D. J. Mitchell, *Opt. Lett.* **18**, 101 (1993).
- [9] R. De la Fuente, A. Barthelemy, and C. Froehly, *Opt. Lett.* **16**, 793 (1991).

- [10] G. A. Andersen, D. E. Hooton, G. A. Swartzlander, and A. E. Kaplan, *Opt. Lett.* **15**, 783 (1990).
- [11] S. R. Skinner, G. R. Allan, D. R. Andersen, and A. L. Smirl, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2211 (1991).
- [12] G. A. Swartzlander, Jr. *Opt. Lett.* **17**, 493 (1992).
- [13] B. Luther-Davies, and Y. Xiaoping, *Opt. Lett.* **17**, 496 (1992).
- [14] W. Krolikowski, and B. Luther-Davies, *Opt. Lett.* **18**, 188 (1993).
- [15] B. Luther-Davies, and Y. Xiaoping, *Opt. Lett.* **17**, 1755 (1992).
- [16] A. Barthelemy, S. Maneuf, and C. Froehly, *Opt. Commun.* **55**, 201 (1985).
- [17] S. Maneuf, and R. Reynaud, *Opt. Commun.* **66**, 193 (1988).
- [18] J. S. Aitchinson, A. M. Weiner, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, and P. W. Smith, *Opt. Lett.* **15**, 471 (1990).
- [19] P. K. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1005 (1964).
- [20] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 479 (1964).
- [21] G. R. Allan, S. R. Skinner, D. R. Andersen, and A. L. Smirl, *Opt. Lett.* **16**, 156 (1991).
- [22] G. A. Swartzlander, Jr., D. R. Andersen, J. J. Reagan, H. Yin, and A. E. Kaplan, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1583 (1991).
- [23] 김광훈, 윤선현, 문희종, 임용식, 이재형, 장준성, *한국광학회지* **5**, 238 (1994).; 김광훈, 문희종, 임용식, 이재형, 장준성, *한국광학회지* **6**, 345 (1995).
- [24] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 329 (1989).
- [25] Y. S. Kivshar, and Y. Xiaoping, *Opt. Commun.* **107**, 93 (1994).
- [26] P. V. Mamyshev, C. Bosshard, and G. I. Stegeman, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1254 (1994).
- [27] A. Samoc, M. Samoc, M. Woodruff, and B. Luther-Davies, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **253**, 133 (1994).

**An array of dark spatial solitons generated by
an adiabatic amplification of nonlinear refractive index
with the beam propagation distance**

Jin-Ho Jeon, Guang-Hoon Kim, Hee-Jong Moon, Kwang-Hoon Ko, Won-Kyu Lee,
Young-Chul Noh, Jai-Hyung Lee and Joon-Sung Chang
*Department of Physics and Condensed Matter Research Institute,
Seoul National University, Seoul 151-742, Korea*

(Received: April 16, 1997)

We have studied the generation of an array of dark spatial solitons in a self-defocusing medium. Unlike a single fundamental dark spatial soliton, we show numerically that the generation of an array of dark spatial solitons from a spatially sinusoidal input beam needs an adiabatic amplification of nonlinear refractive index with the beam propagation distance. In experiment, we establish a Mach-Zehnder interferometer for making the sinusoidal input beam and use a cylindrical lens for the adiabatic amplification. We observe that the dark soliton's dip-width becomes narrower and the background intensity distribution becomes flatter with increasing the nonlinearity.