

論文2003-40SD-2-2

위상부호 홀로그램 중첩 시스템에서 홀로그램의 중첩저장 및 복원을 위한 기록시간 분배

(The Recording Time Schedule in the Phase-Code Multiplexing System)

金有顯*, 孫承大*, 李季浩*

(You-Hyun Kim, Seung-Dae Sohn, and Yeon H. Lee)

요 약

본 논문에서는 위상부호 홀로그램 중첩 시스템에 대한 모의실험을 통하여 동일한 회절효율을 갖기 위한 각 홀로그램들의 기록시간을 계산한 후 이것을 하나의 이론식으로 유도하였다. 이러한 이론식을 이용하여 8비트, 16비트 및 32비트 위상부호 홀로그램 중첩 시스템에서의 홀로그램 회절효율이 각각 $\pm 5\%$, $\pm 7.2\%$ 및 $\pm 8.4\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 모의실험을 통해 확인하였다. 그 다음 서로 다른 4개의 홀로그램을 BaTiO₃ 결정체에 중첩 저장 및 복원하는 실험을 실시하여 본 논문의 시간 분배가 기존의 방법에 비하여 복원되는 홀로그램들의 회절효율을 더욱 균일하게 만든다는 것을 확인하였다.

Abstract

Computer simulations of the recording and reading of holograms in an 8-bit phase-code multiplexing system are presented. From the computer simulation each recording time of eight holograms is obtained such that the strength of restored holograms is same. An analytic formula to predict the recording times is derived by fitting the formula to the computer simulation data. It is found that our analytic formula can predict the hologram recording time not only in 8-bit system but also in 16-bit and 32-bit systems in an error less than $\pm 8.4\%$. Optical experiments are also performed in a 4-bit phase code-multiplexing system. It is found that the strength of the restored holograms is more uniform compared with conventional methods

Keywords : 위상부호 홀로그램, 광굴절 결정체, 광메모리

I. 서 론

광굴절 결정체가 홀로그래픽 저장 매체로 이용될

* 正會員, 成均館大學校 情報通信工學部

(School of Information and Communications Engineering, Sungkyunkwan University)

※ 본 연구는 한국과학기술재단 지역협력연구센터 (RRC)인 성균관대학교 정보통신용 신기능성 소재 및 공정 연구센터의 지원(과제번호: R12-2002-057-02002-0)으로 이루어진 것입니다.

接受日字: 2002年7月25日, 수정완료일: 2003年2月11日

수 있음이 Chen^[1]에 의해서 제시된 이후, 광굴절 결정체는 대용량 광메모리 저장매체로서 관심의 초점이 되었다. 그리하여 홀로그래픽 기법을 이용하여 2차원 이진 데이터 정보를 광굴절 결정체에 저장하는 방법에 대한 연구가 광범위하게 이루어져 왔다. 이 경우 여러 개의 홀로그램을 광굴절 결정체에 중첩 저장하는 방법으로 다음과 같은 방법들이 국내외에서 활발하게 연구되어지고 있다. 첫째로, 광굴절 결정체에 입사되는 기준 빔의 입사각을 변화시키면서 서로 다른 홀로그램을 저장하는 각 다중 홀로그램 중첩 방법(angular multiplexing method)^[2,3]가 있다. 그러나 이 방법은 입사각을 음향광학적, 전기광학적 또는 기계적인 방법으

로 정교하게 조절할 수 있는 장비가 추가적으로 필요하여 시스템이 복잡하게 된다는 문제가 있다. 둘째로, 입사되는 신호 및 기준빔의 파장을 변화시키면서 서로 다른 홀로그래프를 저장하는 파장 다중 홀로그래프 중첩 방법(wavelength multiplexing method)^[4]가 있다. 셋째로, 광굴절 결정체내의 서로 다른 위치에 서로 다른 홀로그래프를 저장하는 공간변위 다중 홀로그래프 중첩 방법(shift multiplexing method)^[5]가 있다. 넷째로, 기준빔 단면의 위상을 변화시켜 기준빔을 코드화한 후 서로 다른 기준빔 코드에 대하여 서로 다른 홀로그래프를 저장하는 위상부호 다중 홀로그래프 중첩 방법(phase-code multiplexing method)^[6, 9]가 있다. 특히, 위상부호 다중 홀로그래프 중첩 방법^[6]은 기준빔의 위치나 입사각을 변화시키지 않고도 서로 다른 홀로그래프를 저장할 수 있다는 장점 때문에 최근에 활발하게 연구되고 있다. 그러나 이러한 다중 홀로그래프 중첩 방법들은 다음과 같은 공통적인 문제점을 갖고 있다. 즉, 앞서 기록된 홀로그래프들이 나중에 기록되는 홀로그래프들과 중첩 기록되는 과정에서 지워진다는 것이다^[10]. 이것은 다시 말하여 중첩 홀로그래프들이 복원될 때 동일한 빔세기의 크기로 주어지지 않음을 의미한다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 다음과 같이 각 홀로그래프의 기록시간을 차등적으로 분배하여 기록하는 연구들이 수행되고 있다. 이러한 연구들은 앞에서 기록되는 홀로그래프의 기록시간에 비하여 뒤에 기록되는 홀로그래프의 기록시간을 상대적으로 짧게 하여 다중 홀로그래프를 중첩 기록한다. Burke *et al.*^[11]은 각 다중 홀로그래프 중첩 시스템에서 N 번째 기록되는 홀로그래프의 기록시간을 $1/N$ 에 비례하는 시간으로 할당하여 서로 다른 50개의 홀로그래프를 중첩 저장하는 실험을 실시하였다. Psaltis *et al.*^[12]은 하나의 홀로그래프가 지수함수적으로 기록된다는 것과 이것은 또한 이전에 기록된 홀로그래프들을 지수함수적으로 지운다는 사실을 이용하여 각 홀로그래프의 기록시간이 홀로그래프의 순번 N 에 역비례한다는 것을 증명하였다. Strasser *et al.*^[13]은 홀로그래프들이 중첩 저장될 때 각 홀로그래프의 회절효율이 기록 순번 N 에 대하여 지수함수적으로 증가하는 현상을 보상하기 위하여 각 홀로그래프의 상대적인 기록시간이 지수함수적으로 감소하는 형태로 주어져야 한다고 가정하여 20개의 서로 다른 홀로그래프를 중첩 저장하는 실험을 실시하였다. 이런 방법 이외에도 각 홀로그래프를 주어진 미소시간 Δt 만큼

씩 기록하여 중첩 홀로그래프가 포화상태에 도달할 때까지 반복해서 기록하는 Incremental Recording 방법이 있다^[14]. 그러나 이 경우 모든 홀로그래프를 한번씩 저장한 후 다시 두 번째 저장하려고 하는 경우 각 홀로그래프의 중첩 위치를 처음의 위치와 정확하게 일치시켜야 하는 어려움이 있다.

본 논문에서는 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서 동일한 복원 신호를 얻기 위한 홀로그래프 중첩 기록시간을 컴퓨터 모의실험을 이용하여 구하고 이것을 이용한 광학 실험을 실시하였다. 이를 위하여 본 논문에서는 첫째로 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템을 모의실험하기 위한 컴퓨터 프로그램을 완성하였다. 둘째로 컴퓨터 모의실험을 통하여 동일한 회절효율을 갖기 위한 중첩 홀로그래프들의 기록시간을 계산하였다. 셋째로 본 논문에서는 컴퓨터 모의실험 결과를 표시할 수 있는 하나의 이론식을 유도하였다. 넷째로 본 논문에서는 앞의 이론식으로부터 구한 기록시간을 이용하여 서로 다른 4개의 홀로그래프를 BaTiO₃ 결정체에 중첩 저장 및 복원하는 실험을 실시하였다. 이러한 실험으로부터 측정된 각 홀로그래프의 회절효율은 $\pm 6.5\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 확인하였다.

II. 이 론

위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서는 기준빔의 단면을 여러개의 픽셀(pixel)로 나누고 각 픽셀에 Walsh-Hadamard 코드에 해당하는 위상(0° 또는 180°)를 인가하여 하나의 위상코드를 만든다. <표 1>은 8비트 Walsh-Hadamard 코드를 이용하여 구성한 8개의 서로 다른 기준빔 위상코드를 나타낸다. 이 경우 서로 다른 위상코드를 이용하여 8개의 서로 다른 홀로그래프를 중첩 저장할 수 있다. 즉, 주어진 하나의 위상코드를 이용하여 기록된 홀로그래프는 다른 위상코드의 기준빔에 대하여 독립적이므로 기록할 때 사용된 위상코드 이외의 코드로는 복원되지 않는다. 본 논문에서는 모의 실험을 간단하게 하기 위해 기준빔이 8개의 픽셀로 이루어졌다고 가정한다. 이러한 8 픽셀의 기준빔은 광굴절 결정체내에서 기록하고자 하는 정보가 포함된 신호빔과 교차하는데, 모의실험을 간단하게 하기 위해 기준빔의 각 픽셀은 서로 다른 지점에서 신호빔과 교차한다고 가정한다.

표 1. 8비트 Walsh-Hadamard 코드를 이용한 기준빔 코딩 테이블. 기존의 Walsh-Hadamard 코드의 0과 1이 각각 기준빔 픽셀의 위상 0° 와 180° 에 해당함

Table 1. 8-bit Walsh-Hadamard code used in the phase-code multiplexing system where 0 and 1 are replaced by the phase of 0° and 180° in the reference beam.

| | 픽셀 1 (R1) | 픽셀 2 (R2) | 픽셀 3 (R3) | 픽셀 4 (R4) | 픽셀 5 (R5) | 픽셀 6 (R6) | 픽셀 7 (R7) | 픽셀 8 (R8) |
|------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 코드 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 코드 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | π | π | π | π |
| 코드 3 | 0 | 0 | π | π | π | π | 0 | 0 |
| 코드 4 | 0 | 0 | π | π | 0 | 0 | π | π |
| 코드 5 | 0 | π | π | 0 | 0 | π | π | 0 |
| 코드 6 | 0 | π | π | 0 | π | 0 | 0 | π |
| 코드 7 | 0 | π | 0 | π | π | 0 | π | 0 |
| 코드 8 | 0 | π | 0 | π | 0 | π | 0 | π |

<그림 1>은 모의실험을 위하여 본 논문에서 사용하는 8비트 위상부호 홀로그램 중첩 시스템의 개략도를 나타낸다. 즉, 기준빔의 8개의 픽셀 R1~R8은 신호빔과 광굴절 결정체의 서로 다른 위치 A~H에서 각각 교차하여 서로 다른 8개의 광굴절 격자를 형성한다. 그리하여 신호빔에 포함된 하나의 정보는 8개의 서로 다른 광굴절 격자에 분산되어 기록된다.

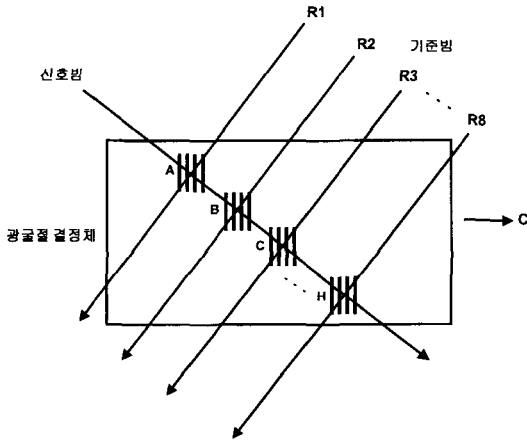


그림 1. 8비트 위상부호 홀로그램 중첩 시스템의 개략도. 8개의 기준빔 픽셀이 각각 신호빔과 만나서 광굴절 결정체의 서로 다른 영역 A~H에 광굴절 격자를 형성

Fig. 1. Recording of a hologram in 8-bit phase-code multiplexing system. The 8 reference beams cross the signal beam in different regions to produce 8 independent refractive index gratings.

하나의 기준빔 픽셀이 신호빔과 교차하면 간섭패턴이 발생하고 이것에 의하여 광굴절 격자가 형성되는데 이러한 현상은 대역전도모델 혹은 Kukhtarev 방정식에 의하여 잘 설명될 수 있다^[15]. 본 모의실험에서는 우선 하나의 기준빔 픽셀과 신호빔이 교차하여 발생하는 간섭패턴으로부터 공간전하 전계가 형성되는 과정을 Kukhtarev 방정식을 이용하여 계산한다. 이를 위하여 본 논문에서 다음과 같이 Kukhtarev 방정식을 정규화하여 모의실험을 위한 프로그램을 C 언어를 이용하여 완성하였다.

$$\frac{\partial \tilde{N}_D^+}{\partial t'} = \tilde{I}_0 \{1 + m \cos(2\pi z')\} (\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+) - \tilde{N} \tilde{N}_D^+ \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial z'} = \frac{\partial \tilde{N}_D^+}{\partial t'} - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K}{K_a} \right)^2 \left\{ \frac{\partial \tilde{N}}{\partial z'} \tilde{E} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z'} \tilde{N} - \frac{1}{2\pi} \frac{\partial^2 \tilde{N}}{\partial z'^2} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z'} = 2\pi \left(\frac{K_D}{K} \right)^2 \{ \tilde{N} + 1 - \tilde{N}_D^+ \} \quad (3)$$

여기서 식 (1)은 이온화된 도우너 밀도의 시간변화를 나타내고, 식 (2)는 광여기된 전하캐리어 밀도의 시간 변화이고 식 (3)은 가우스 법칙이다. 이들 식에서 정규화된 변수들은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \tilde{N}_D^+ &= \frac{N_D^+}{N_A}, \quad \tilde{N}_D = \frac{N_D}{N_A}, \quad \tilde{N} = \frac{N}{N_A}, \quad \tilde{I}_0 = \frac{sI_0}{\gamma_R N_A}, \\ z' &= \frac{Kz}{2\pi}, \quad t' = \gamma_R N_A t = \frac{t}{\tau_R}, \quad K_a^{-2} = \frac{k_B T}{q} \mu \tau_R, \\ K_D^2 &= \frac{q^2 N_A}{\epsilon_r \epsilon_0 k_B T}, \quad \tilde{E} = \frac{q}{K k_B T} E_{sc} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 N_D 는 도우너 밀도, N_D^+ 는 이온화된 도우너 밀도, N_A 는 억셉터 밀도, N 은 전도대역으로 광여기된 전하 캐리어 밀도, I_0 는 광굴절 결정체에 입사된 전체 빔세기, s 는 광여기 단면적, γ_R 은 전하 캐리어가 빈 트랩과 재결합하는 비율, μ 는 전하 이동도, ϵ_0 는 자유공간에서의 유전율, ϵ_r 은 결정체의 비유전율, τ_R 은 재결합 시상수이고 K 는 광굴절 격자 파동수이다.

<그림 1>의 각 영역(A~H)에서 신호빔과 기준빔이 교차하면 주어진 영역에서의 전체 전계는

$$\vec{\epsilon} = \frac{1}{2} [E_1 \vec{e}_1 \exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + E_2 \vec{e}_2 \exp(i\vec{k}_2 \cdot \vec{r})] \exp(-i\omega t) + c.c.$$

와 같이 주어진다. 여기서 E_1 과 E_2 는 각각 신호빔과 기준빔의 전계를 의미하고 \vec{e}_1 과 \vec{e}_2 는 각각 신호빔과 기준빔의 편광 단위벡터, ω 는 각주파수, \vec{k}_1 과 \vec{k}_2 는 각각 신호빔과 기준빔의 파동벡터이고 c.c.는 복소공역을 나타낸다. 이러한 전계로부터 주어진 영역에서 형성되는 간섭패턴은 $I = I_0 [1 + \frac{1}{2} m \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) + c.c.]$ 와

같이 주어진다. 여기서 $m = 2E_1 E_2^* / (|E_1|^2 + |E_2|^2)$ 은 빔세기 변조율이고, $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ 는 광굴절 격자 파동벡터이다. 이러한 간섭패턴을 Kukhtarev 방정식에 대입하여 풀면 광굴절 결정체의 각 영역에서 형성되는 공간전하 전계 $\vec{\epsilon}_{sc} = \frac{1}{2} \vec{E}_{sc} \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) + \frac{1}{2} \vec{E}_{sc}^* \exp(-i\vec{K} \cdot \vec{r})$ 을 구할 수 있다. 이 공간전하 전계는 선형 전기광학 효과(linear electro-optic effect)에 의해서 광굴절 결정체의 susceptibility를 변조하게 된다 ; $\Delta\chi = -\underline{\underline{\epsilon}}_{\omega} \cdot \left[\underline{\underline{R}} \cdot \underline{\underline{\epsilon}}_{sc} \right] \cdot \underline{\underline{\epsilon}}_{\omega}$. 여기서 $\underline{\underline{\epsilon}}_{\omega}$ 는 2차 유전율 텐서이고 $\underline{\underline{R}}$ 은 3차 선형 전기광학계수 텐서이다.

광굴절 결정체내의 susceptibility의 변조는 광굴절 격자의 형성을 의미하며 이러한 격자는 입사하는 신호빔과 기준빔 사이의 에너지 결합을 발생시킨다. 본 논문에서는 입사하는 신호빔과 기준빔에 의해서 발생하는 광굴절 격자를 Kukhtarev 방정식을 이용하여 계산하고, 다시 이러한 광굴절 격자에 의해서 발생하는 신호빔과 기준빔 사이의 에너지 결합을 결합파동 방정식을 이용하여 다음과 같이 계산한다. 광굴절 결정체내에 susceptibility의 변조 $\Delta\chi$ 가 존재할 때 입사하는 신호빔과 기준빔의 전계는 다음과 같은 파동방정식을 만족하여야 한다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\epsilon} = \epsilon_r \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{\epsilon} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \Delta\chi \vec{\epsilon} \quad (5)$$

여기서 SVEA(slowly varying envelope approximation)을 가정하면 입사하는 신호빔과 기준빔 사이의 결합 파동방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial E_1}{\partial x} \cos \theta = -iB \exp(i\varphi) E_2 \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial x} \cos \theta = -iB \exp(-i\varphi) E_1 \quad (7)$$

여기서 B는 결합계수이며 다음과 같이 주어진다.

$$B = \frac{\omega K k_B T}{4c q} n_o^3 r_{13} \tilde{E} \quad (8)$$

여기서 φ 는 간섭패턴과 공간전하 전계간의 위상차, n_o 는 결정체의 정상편광 방향으로의 굴절율, r_{13} 은 전기광학 계수, ω 는 각주파수, c 는 자유공간에서의 광속, k_B 는 Boltzmann 상수, T 는 온도, q 는 전하량이고 K 는 광굴절 격자파동수이다.

<그림 2>는 기록된 하나의 홀로그램을 해당 코드가 인가된 기준빔(8개의 픽셀로 구성됨)으로 복원하는 개략도이다. 각각의 기준빔은 서로 다른 영역의 광굴절 격자로부터 Bragg 회절되며 이 회절된 빔들이 보강간섭

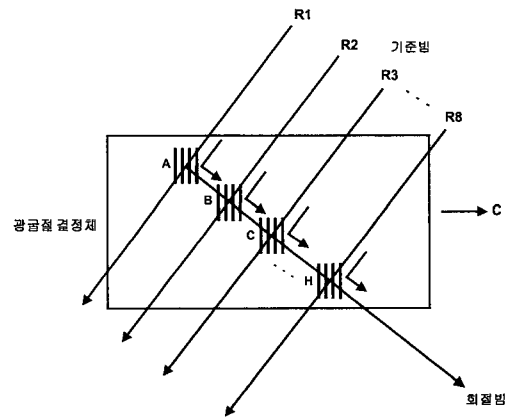


그림 2. 홀로그램 복원 개략도. 위상 부호화된 기준빔이 입사하면 각각의 기준빔 픽셀은 각각의 영역 A~H에서 Bragg 회절된다. Bragg 회절된 빔의 위상은 주어진 영역에 기록된 광굴절 격자 및 입사하는 기준빔 픽셀의 위상값에 따라 0° 혹은 180°로 주어진다. 이러한 8개의 Bragg 회절빔들이 보강간섭을 이루어 복원 신호를 형성한다

Fig. 2. Reading of a hologram. The 8 Bragg diffractions of the reference beam interfere constructively to produce the signal.

접하여 신호빔을 형성한다.

이러한 신호빔의 복원을 계산하기 위하여 앞의 결합 파동 방정식이 이용된다. 이 경우 각 영역에서의 신호빔과 기준빔에 대한 경계조건은 각각 $E_1(0) = 0$ 및 $E_2(0) = E_{20}$ 이고 E_{20} 은 입사하는 기준빔의 전계이다. 공간전하 전계와 간섭패턴간의 위상차를 $\varphi = 90^\circ$ 로 가정하고 신호빔과 기준빔 사이의 교차길이(interaction length)를 L 로 가정하면 각 영역에서 Bragg 회절되어 나오는 신호빔 $E_1(L)$ 과 기준빔 $E_2(L)$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$E_1(L) = E_{20} \sin(BL) \quad (9)$$

$$E_2(L) = E_{20} \cos(BL) \quad (10)$$

진여기서 $B = (\omega/4c)(Kk_g T/q)n_0^3 r_{13} \tilde{E}$ 는 결합계수이다.

8비트 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서는 <표 1>과 같이 8개의 독립적인 코드가 존재하므로 8개의 독립적인 신호빔 정보를 중첩 저장할 수 있다. 하나의 신호빔 정보는 <그림 1>과 같이 8개의 서로 다른 영역에 분산되어 저장되고, 각 영역에서는 서로 다른 신호빔 정보에 의한 8개의 광굴절 격자들이 중첩 기록된다. 이 경우 각 영역에서 중첩 기록되는 광굴절 격자들은 동일한 광굴절 격자 상수(grating wavevector)를 갖게 되지만 기록시 사용되는 기준빔의 위상값 때문에 이들 광굴절 격자들은 상대적인 위상차이가 0° 혹은 180° 로 주어진다. 이 경우, 예를 들어, 코드 1에 의해 기록된 홀로그래프를 코드 1로 읽는 경우, 입사하는 8개의 기준빔 픽셀들은 각 영역에서 Bragg 회절되는데 이러한 회절빔 사이의 위상차이가 0° 로 주어지므로 보강간섭을 이루어 출력된다. 그러나 만약에 코드 1에 의해 기록된 홀로그래프를 코드 2로 읽는 경우 앞의 4 픽셀들(R1~R4)에 의해 발생하는 Bragg 회절빔들과 뒤의 4 픽셀들(R5~R8)에 의해 발생하는 Bragg 회절빔들 사이에는 180° 의 위상차이가 존재하여 상쇄간섭이 발생하므로 신호빔이 출력되지 않는다. 다시 말하여 코드 2에 의하여 첫 번째 기록된 홀로그래프를 읽을 수 없다.

III. 모의실험 및 광학 실험

본 모의실험에서는 홀로그래프 기록시 발생하는 기준

빔과 신호빔간의 에너지 결합(two-beam energy coupling)을 고려하기 위해 <그림 1>에 표시한 기준빔의 각 픽셀을 다시 10개의 동일한 폭의 미세 픽셀로 나눈다. 그리하여 기준빔은 총 80개의 미세 픽셀(D1, D2, ..., D80)로 표시된다고 가정하고 각 미세 픽셀과 신호빔이 만나서 형성되는 광굴절 격자의 크기는 에너지 결합에 무관하게 공간적으로 일정하다고 가정한다.

또한 하나의 홀로그래프를 t_1 시간동안 기록하는 경우 우선, 미세 시간 Δt 동안 위의 80개 미세 픽셀 영역에서 각각 광굴절 격자가 기록된다고 가정하여 식 (1)-(3)을 이용해서 각각의 공간전하 전계를 구한다. 그런 다음 이러한 공간전하 전계 혹은 광굴절 격자에 의해서 발생하는 기준빔 미세 픽셀의 Bragg 회절을 식 (8)을 이용하여 각각의 미세 영역에서 계산한다. 이러한 각각의 Bragg 회절빔들은 주어진 미세 영역에 입사되는 신호빔과 합하여져서 에너지 결합된 신호빔을 형성한다고 가정한다. 그래서 D1 영역에서 발생하는 Bragg 회절빔은 D1 영역에 입사되는 신호빔과 합하여져서 에너지 결합된 신호빔을 형성하고 이 빔은 D2 영역에 신호빔으로 다시 입사된다. 이 빔은 다시 D2 영역에서 발생하는 Bragg 회절빔과 합하여져서 D3 영역에 입사하는 신호빔이 된다. 이런 방법으로 미세 시간 Δt 동안 80개의 미세 픽셀 영역에서 광굴절 격자를 각각 계산한 다음 이들에 의해 발생하는 Bragg 회절을 계산하여 각 미세 영역에서의 에너지 결합된 신호빔을 계산한다.

기록된 홀로그래프를 읽는 경우 D1 영역에 입사되는 신호빔을 음으로 가정하고 기준빔 미세 픽셀에서의 각각의 Bragg 회절을 계산한 후 서로 더하여 복원되는 신호빔의 크기를 계산한다. 앞에서 설명한 것과 같이 기준빔 위상을 180° 로 인가하여 기록하는 경우 기록된 광굴절 격자, 혹은 식 (8)에서의 공간전하 전계 \tilde{E} 는 음의 부호를 갖게 된다. 이때 기준빔의 위상을 180° 로 인가하여 홀로그래프를 읽는 경우, 식 (9)의 E_{20} 은 음의 부호를 갖게 되므로 발생하는 Bragg 회절빔 E_1 은 양의 부호를 갖게 된다. 그러나 만약에 기준빔의 위상을 0° 로 인가하여 홀로그래프를 읽는 경우 E_{20} 은 양의 부호를 갖게 되므로 발생하는 Bragg 회절빔 E_1 은 음의 부호를 갖게 되어 다른 미세 영역에서 발생하는 Bragg

회절빔과 상쇄간섭을 이루어 소멸된다.

본 논문에서는 앞에서 설명한 홀로그램 기록 절차를 반복 수행하여 8개의 홀로그램을 각각 t_1, \dots, t_8 시간동안 중첩 기록한 다음 각각의 홀로그램을 읽어서 복원되는 신호빔의 크기(Bragg 회절의 크기)를 계산하였다. 이 경우 8개의 홀로그램의 전체 기록시간 ($t_1 + \dots + t_8$)은 광굴절 격자의 기록시상수 τ_r 이 되도록 조정하였다. 이러한 8개의 홀로그램 기록과 복원 모의실험을 반복하여 8개 홀로그램의 회절효율이 $\pm 3\%$ 오차이내로 주어지는 각 홀로그램의 기록시간 t_n 을 구하였다. 그 다음 이러한 각 홀로그램의 기록시간을 아래의 식을 이용하여 정규화하였다.

$$T(n) = Ln \left[100 \frac{P t_n}{8 \tau_r} \right] \quad (11)$$

여기서 n 은 기록되는 홀로그램의 순번, P 는 기준빔의 픽셀 수, t_n 은 n 번째 기록되는 홀로그램의 기록시간, τ_r 은 광굴절 격자의 기록시상수이고 100은 자연로그의 크기를 0보다 크게 하기 위해 도입하였다.

광굴절 결정체에 하나의 홀로그램을 기록하는 경우 변화시킬 수 있는 변수들로는 신호빔과 기준빔 세기의 비에 의하여 결정되는 빔세기 변조율(modulation index, m), 입사하는 두 빔의 총 빔세기 (\tilde{I}_0), 그리고 광굴절 격자의 기록에 이용되는 전기광학 계수등이다. 본 논문에서는 빔세기 변조율을 0.0994부터 0.73까지 증가시키면서 8개의 균일한 회절효율을 갖는 홀로그램들의 기록시간을 구하였다. 또한 입사하는 두 빔의 전체 빔세기를 $\tilde{I}_0 = 2.668 \times 10^{-5}$ 부터 $\tilde{I}_0 = 5.337 \times 10^{-4}$ 까지 증가시키면서 균일한 회절효율을 갖는 홀로그램의 기록시간을 구하였다. 본 모의실험에서는 광굴절 격자의 파동벡터(grating wavevector)가 광굴절 결정체의 C-축에 대하여 변할 수 있다고 가정하여 홀로그램 기록에 이용되는 유효 전기광학 계수 값이 변한다고 가정하였다. 이러한 유효 전기광학 계수의 변화는 신호빔과 기준빔 사이의 에너지 결합의 양을 변화시킨다. 본 논문에서는 에너지 결합에 의한 신호빔의 크기가 2배에서 16배까지 증가하는 경우 균일한 회절효율을 갖는 8

개 홀로그램의 기록시간을 모의실험을 이용하여 구하였다. 이러한 세 변수들의 값을 변화시키면서 구한 홀로그램 기록시간들은 거의 동일한 값들로 주어졌다. 이들을 식 (11)을 이용하여 정규화시키면 <그림 3>과 같이 동그라미로 표시되는 오차범위의 데이터로 주어진다.

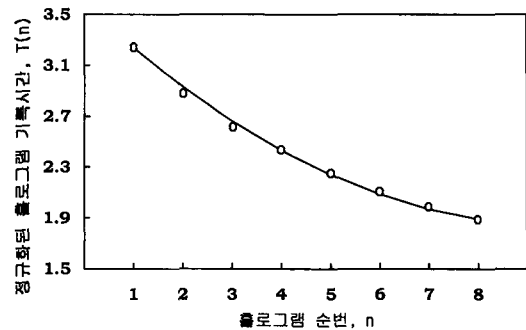


그림 3. 동일한 회절효율을 위한 홀로그램 기록시간 및 curve fitting 데이터. 광굴절 결정체에 기록되는 8개 홀로그램들의 회절효율이 균일하도록 모의실험을 통하여 기록시간을 조절. 광굴절 결정체내의 빔 변조율, 전체 빔세기 및 유효 전기광학 계수를 변화시키면서 계산한 홀로그램 기록시간들이 동그라미로 표시되는 오차범위로 주어짐. 그림의 곡선은 이러한 기록시간을 하나의 이론식으로 표시할 수 있음을 나타냄.

Fig. 3. The recording time of 8 holograms is obtained from computer simulations such that the strength of the restored holograms is same. The computer simulation is repeated changing the modulation index, the total intensity and the effective electro-optic coefficient in the crystal. The circle represents error range of the data. The curve is obtained by fitting the data.

그 다음 본 논문은 이러한 모의실험 결과를 하나의 이론식으로 표시하기 위해 정규화된 기록시간 $T(n)$ 이 홀로그램 순번 n 의 멱수로 표시된다고 가정하였다.

$$T(n) = A \left[\left(\frac{8}{P} \right)^n \right]^3 + B \left[\left(\frac{8}{P} \right)^n \right]^2 + C \left[\left(\frac{8}{P} \right)^n \right] + D \quad (12)$$

여기서 $A, B, C,$ 및 D 는 상수들이고 P 는 기준빔의 픽셀 수이다. 이 식에서 숫자 8은 본 모의실험에서 사용된 기준빔의 픽셀 수를 기준으로 도입한 값이다. 이들 상수는 식 (12)를 <그림 3>의 모의실험 데이터에 오차

의 제곱평균제곱근(root mean square error)가 최소가 되도록 curve fitting하여 구한다. 이러한 홀로그램 기록시간을 위한 이론식이 <그림 3>에 실선으로 표시되었다. 이때 사용된 상수들은 각각 $A = -9.369 \times 10^{-5}$, $B = 2.062 \times 10^{-2}$, $C = -0.3714$ 및 $D = 3.5917$ 이다.

그 다음 본 논문에서는 이 식의 타당성을 검증하기 위하여 이 식으로부터 계산되는 홀로그램의 기록시간을 이용하여 홀로그램의 중첩 기록 및 복원을 모의실험 및 광학 실험을 이용하여 검증하였다. 이러한 실험에서 n번째 기록되는 홀로그램의 기록시간은 식 (11)과 식 (12)로부터 아래 식과 같이 주어진다.

$$t_n = \frac{8}{P} \frac{\tau_r}{100} \exp[T(n)] \quad (13)$$

<그림 4>는 빔세기 변조율을 $m=0.0994$ 부터 $m=0.73$ 까지 변화시키면서 각각의 빔세기 변조율에 대하여 8개의 홀로그램을 식 (13)의 기록시간으로 중첩 기록하였을 때 홀로그램의 회절효율을 모의실험한 결과이다. 이때 회절효율은 $\pm 4.7\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 알 수 있다.

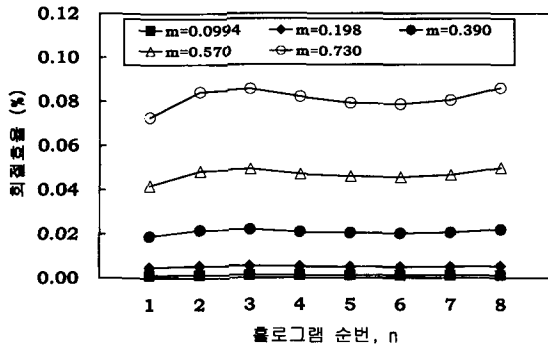


그림 4. 빔 변조율 m을 변화시키면서 이론식에 의한 기록시간을 이용하여 중첩 기록한 8개 홀로그램의 회절효율을 모의실험한 데이터. 빔 변조율이 작은 경우 홀로그램의 회절효율은 더욱 균일하게 주어진다. $m=0.73$ 인 경우 회절효율은 $\pm 4.7\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐.

Fig. 4. Diffraction efficiencies of 8 holograms recorded according to the analytic formula of recording time. The data are obtained by changing the modulation index.

<그림 5>는 빔 변조율을 $m=0.198$ 로 고정하고 입사하는 두 빔의 전체 빔세기를 $\bar{I}_0 = 2.668 \times 10^{-5}$, $\bar{I}_0 = 5.337 \times 10^{-5}$, $\bar{I}_0 = 2.668 \times 10^{-4}$ 및 $\bar{I}_0 = 5.337 \times 10^{-4}$

로 변화시키면서 각각의 빔세기에 대하여 8개의 홀로그램을 식 (13)을 이용하여 중첩 기록하였을 때 회절효율을 모의실험한 결과이다. 이 경우 Kukhtarev 방정식으로부터 예상할 수 있는 것처럼, 서로 다른 전체 빔세기에 대하여 홀로그램의 회절효율은 거의 동일하게 주어짐을 알 수 있다. 또한 전체 빔세기의 값이 일정할 경우 복원되는 8개의 홀로그램의 회절효율은 $\pm 5\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 알 수 있다.

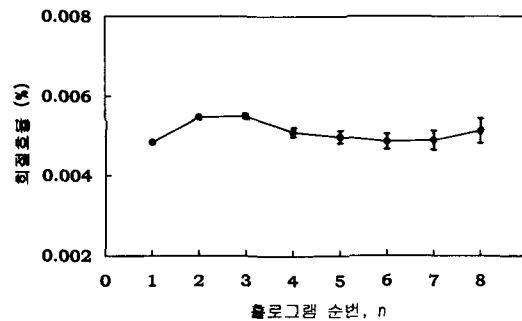


그림 5. 광굴절 결정체내의 전체 빔세기를 변화시키면서 이론식에 의한 기록시간을 이용하여 중첩 기록한 8개 홀로그램의 회절효율을 모의실험한 데이터. 이 경우 <그림 4>와 마찬가지로 회절효율은 $\pm 5\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐.

Fig. 5. Diffraction efficiencies of 8 holograms recorded according to the analytic formula by changing the total beam intensity in the crystal.

본 모의실험에서는 또한 16 픽셀로 이루어진 기준빔을 이용하여 16개의 홀로그램을 중첩 저장하였다. 이 경우 각 홀로그램의 기록시간은 식 (12)와 식 (13)에 $P=16$ 을 대입하여 구한 값을 사용하였다(이 경우 이들에 포함될 숫자 8은 변하지 않음). 이러한 모의실험에서 복원되는 16개의 홀로그램들의 Bragg 회절효율은 $\pm 7.2\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 알 수 있었다. 비슷한 방법으로 32 픽셀로 이루어진 기준빔을 이용하여 32개의 홀로그램의 기록 및 복원을 모의실험하였다. 이 경우 식 (12)와 식 (13)에 $P=32$ 를 대입하여 얻은 기록시간을 이용하였다. 이 모의실험에서 복원되는 32개의 홀로그램들의 Bragg 회절효율은 $\pm 8.4\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 알 수 있었다.

<그림 6>은 본 논문의 위상부호 홀로그램 중첩 시스템에서 여러개의 홀로그램을 중첩 저장하고 복원하기 위해 사용되는 실험 장치도이다. 이 실험에서 Ar-ion

레이저 빔을 직경이 약 2인치가 되도록 확대한 후 beam splitter(BS)를 이용하여 신호빔과 기준빔으로 나누었다. 기준빔은 본 실험실에서 제작한 piezo mirror array(PMA)를 거쳐 광굴절 결정체 BaTiO₃로 입사된다. PMA는 크기가 2mm×5mm×5mm 로 주어지는 10개의 PZT-5H를 일렬로 나열한 다음 그 위에 크기가 2mm×5mm 인 작은 미러를 부착하여 제작하였다.

각각의 PZT-5H에 최대 200V까지 전압을 인가할 수 있고 이때 미러의 최대 변위는 3.2 μ m이다. PZT-5H에 인가되는 전압을 조절하여 미러의 변위를 변화시키면 미러에 반사되는 레이저 빔의 위상이 변하게 된다. 이들 각각의 미러는 서로 독립적으로 동작시킬 수 있지만 본 논문에서는 이들 중 4개의 미러만을 이용하여 4개의 홀로그램을 중첩 저장하는 실험을 실시하였다. 그 이유는 PZT-5H의 히스테리시스 때문에 4개 이상의 미러를 수동으로 조절하기가 매우 어렵기 때문이다(4개

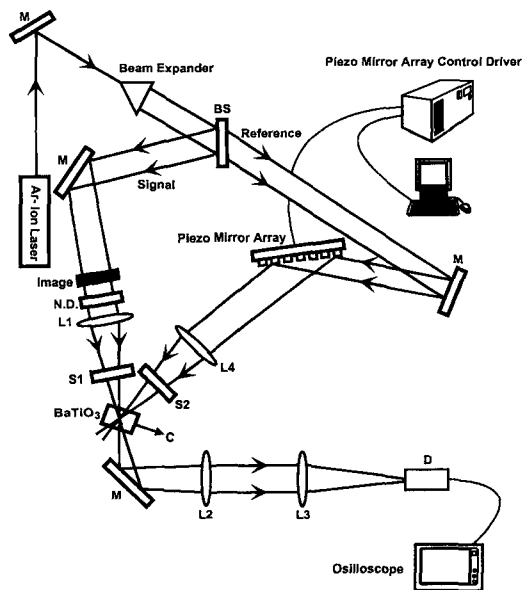


그림 6. 위상부호 홀로그램 중첩 시스템을 이용한 홀로그램의 중첩 및 복원을 위한 실험 장치도. 기준빔은 piezo-mirror array에서 반사한 다음 신호빔과 BaTiO₃에서 교차한다. Piezo-mirror array의 픽셀은 인가된 전압에 의해 변위가 발생하고 따라서 반사된 기준빔의 위상이 변한다. 홀로그램의 복원시 셔터 S1을 차단하여 기준빔이 광굴절 격자로부터 Bragg 회절한 후 광검출기에 입사되도록 한다

Fig. 6. Experimental setup to store four holograms in a BaTiO₃ crystal in phase-code multiplexing system.

이상의 미러를 이용한 실험은 이러한 문제를 해결한 후 실시할 예정임). 본 실험의 목적은 복원되는 신호의 2차원 이미지의 질을 평가하기 위한 것이 아니라 복원되는 신호의 빔세기(Bragg 회절)이므로 <그림 6>의 실험장치에서 이미지 대신 단순한 평면파를 사용하였다. 홀로그램의 복원은 셔터 S1을 차단시켜서 Bragg 회절되는 빔을 광검출기(D)로 검출한 후 디지털 오실로스코프로 측정하였다.

<그림 7>은 기준빔이 4 픽셀로 이루어진 경우 이론식 (12)와 (13)으로부터 구한 기록시간을 이용하여 4개의 홀로그램을 중첩 저장한 후 복원하였을 때 측정된 Bragg 회절 효율을 표시한다. 본 논문의 방법에 의한 홀로그램의 회절 효율은 약 $\pm 6.5\%$ 이내의 오차 범위내에서 균일하게 주어짐을 알 수 있었다.

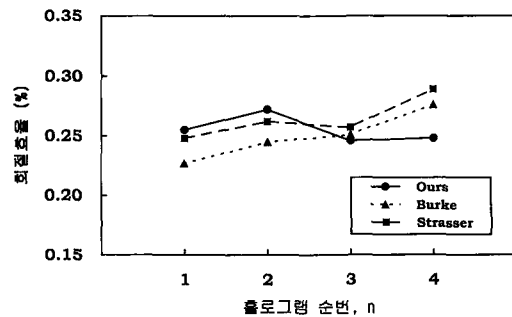


그림 7. 본 논문의 이론식에 의한 기록시간을 이용하여 4개의 홀로그램을 중첩 기록한 후 측정된 홀로그램의 회절효율. 이들을 비교하기 위하여 기존의 방법(Burke와 Strasser)에 의한 기록시간을 이용하여 4개의 홀로그램을 중첩 기록하는 실험도 실시함.

Fig. 7. The measured diffraction efficiencies of 4 holograms recorded according to the analytic formula in our and conventional methods.

본 논문에서 제시하는 홀로그램 중첩시간을 기존의 방법과 비교하기 위하여 Burke와 Strasser의 방법을 이용하여 각각 4개의 홀로그램을 중첩 기록 및 복원하는 실험을 실시하여 그 결과를 <그림 7>에 각각 네모와 세모로 표시하였다. 이들 실험 데이터는 평균 회절효율에 대하여 각각 $\pm 10.5\%$ 및 $\pm 9.5\%$ 의 오차로 주어짐을 알 수 있었다. 이 실험 결과로부터 본 논문에서 제시한 방법이 기존에 제시된 방법에 비해 회절효율이 더 균등하게 주어짐을 확인 할 수 있었다. 기존의 방법들은

각 다중 홀로그래프 중첩 시스템을 위한 것으로 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서는 본 논문에서 제시한 방법이 더 효과적임을 알 수 있다.

<그림 8>은 본 논문의 방법과 기존의 방법을 이용하여 4비트 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템의 회절효율을 모의실험한 결과이다. <그림 7>의 실험결과를 <그림 8>의 모의실험 결과와 비교하면 홀로그래프 순번 n 에 따른 회절효율의 변화가 비슷한 추세로 변화함을 알 수 있었다.

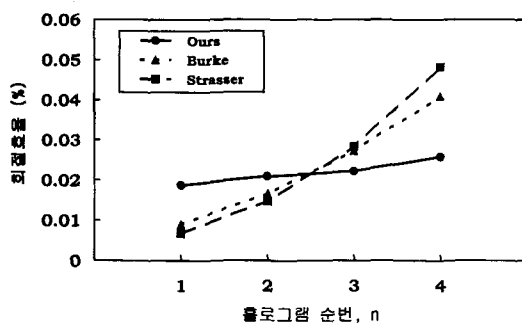


그림 8. 4비트 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서 모의 실험한 회절효율

Fig. 8. Computer simulation results of Bragg diffraction efficiencies.

IV. 결 론

본 논문에서는 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서 홀로그래프를 효과적으로 저장할 수 있는 기록시간에 대한 공식을 처음으로 제시하였다. 본 논문에서는 첫째로 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템을 모의실험하기 위한 컴퓨터 프로그램을 완성하였다. 그런 다음 이것을 이용하여 동일한 회절효율을 갖기 위한 각 홀로그래프들의 기록시간을 계산하였다. 이러한 컴퓨터 모의실험 결과를 기초로 하여 정규화된 기록시간 $T(n)$ 이 홀로그래프 순번 n 의 멱수로 표시되는 하나의 이론식을 유도하였다. 그 다음 본 논문에서는 이론식으로부터 얻은 홀로그래프 기록시간을 이용하여 8비트 위상부호 홀로그래프 중첩 시스템에서 기록되는 8개 홀로그래프의 회절효율이 $\pm 5\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 모의실험을 통해 확인하였다. 본 논문에서 유도한 이론식은 빔세기 변조율, 입사하는 두 빔의 총 빔세기, 그리고 유효 전기 광학 계수에 대해 독립적임을 모의실험을 통해 알 수 있었다. 본 모의실험에서는 또한 16픽셀 및 32픽셀로

이루어진 기준빔을 이용하여 각각 16개 및 32개 홀로그래프를 중첩 기록할 경우, 회절효율은 각각 $\pm 7.2\%$ 및 $\pm 8.4\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 모의실험을 통해 확인하였다. 마지막으로 본 논문에서는 이론식으로부터 얻은 홀로그래프의 기록시간을 이용하여 서로 다른 4개의 홀로그래프를 BaTiO_3 결정체에 중첩 저장 및 복원하는 광학 실험을 실시하였다. 이러한 실험으로부터 측정된 각 홀로그래프의 회절효율은 $\pm 6.5\%$ 이내의 오차로 균일하게 주어짐을 확인하였다. 또한 본 논문에서 제시하는 이론식에 의한 홀로그래프의 중첩 저장은 기존의 방법과 비교하여 복원되는 홀로그래프들의 회절효율이 더욱 균일하게 주어짐을 광학 실험을 통해 확인하였다.

참 고 문 헌

- [1] F.S. Chen, J.T. LaMacchia, and D.B. Fraser, "Holographic storage in Lithium Niobate", Appl. Phys. Lett., Vol. 13, No. 7, p. 223, 1968.
- [2] F.H. Mok, M.C. Tackitt, and H.M. Stoll, "Storage of 500 high resolution holograms in a LiNbO_3 crystal," Opt. Lett., Vol. 47, p. 605, 1991.
- [3] F.H. Mok, "Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate," Opt. Lett., Vol. 18, p.915, 1993.
- [4] G.A. Rakuljic, V. Leyva, and A. Yariv, "Optical data storage by using orthogonal wavelength-multiplexed volume holograms," Opt. Lett., Vol. 17, No. 20, p. 1471, 1992.
- [5] D. Psaltis, M. Levene, A. Pu, G. Barbastathis, and K. Curtis, "Holographic storage using shift multiplexing", Opt. Lett., Vol. 20, No.7, p. 782, 1995.
- [6] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, "Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method", Opt. Comm., Vol. 85, p. 171, 1991.
- [7] J. Trisnad and S. Redfield, "Practical verification of hologram multiplexing without beam movement", Proc. SPIE, Vol. 1773, p. 362, 1992.
- [8] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, and T. Tschudi,

- "Potentialities and limitations of hologram multiplexing by using the phase-encoding technique", Appl. Opt., Vol. 31, No. 26, p.5700, 1992.
- [9] C. Alves, G. Pauliat, and G. Roosen, "Dynamic phase-encoding storage of 64 images in a BaTiO₃ photorefractive crystal", Opt. Lett., Vol. 19, No. 22, p. 1894, 1994.
- [10] D.L. Staebler, W.J. Burke, W. Phillips, and J.J. Amodi, "Multiple storage and erasure of fixed holograms in Fe-doped LiNbO₃", Appl. Phys. Lett., Vol. 26, No. 4, p.182, 1975.
- [11] W.J. Burke and P. Sheng, "Crosstalk noise from multiple thick-phase holograms", J. Appl. Phys., Vol. 48, No. 2, p.681, 1977.
- [12] D. Psaltis, D. Brady, and K. Wagner, "Adaptive optical networks using photo-refractive crystals", Appl. Opt., Vol. 27, No. 9, p. 1752, 1988.
- [13] A.C. Strasser, E.S. Maniloff, K.M. Johnson, and S.D.D. Goggin, "Procedure for recording multiple-exposure holograms with equal diffraction efficiency in photorefractive media", Opt. Lett., Vol. 14, No. 1, p. 6, 1989.
- [14] Y. Taketomi, J.E. Ford, H. Sasaki, J. Ma, Y. Fainman, and S.H. Lee, "Incremental recording for photorefractive hologram multiplexing", Opt. Lett., Vol. 16, No. 22, p. 1774, 1991.
- [15] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state", Ferroelectrics, Vol. 22, p. 949, 1979.

저 자 소 개



金 有 顯(正會員)

1989년 성균관대학교 전자공학과 학사, 1997년 성균관대학교 전자공학과 석사, 2002년 성균관대학교 전기전자 및 컴퓨터공학 박사, 2002년 9월~현재 성균관대학교 정보통신기술 연구소 PostDoc., <주관심분야 :

광메모리, 디지털 홀로그래피, 3차원 디스플레이>



李 季 浩(正會員)

1980년 서울대학교 전자공학과 학사, 1985년 Univ. of Southern California, Electrical Eng-Electrophysics 석사, 1989년 Univ. of Southern California, Electrical Eng-Electrophysics 박사, 1989년 9

월~1992년 2월 Aura Systems 선임연구원, 1992년 3월~현재 성균관대학교 정보통신공학부 교수. <주관심분야 : 광메모리, 디지털 홀로그래피, 3차원 디스플레이, SOA 파장변환기, Photonic Crystals>



孫 承 大(正會員)

1997년 경일대학교 전자공학과 학사, 1999년 성균관대학교 전기전자 및 컴퓨터공학과 석사, 현재 성균관대학교 정보통신공학부 박사과정 재학중, <주관심분야 : 광메모리, 3차원 디스플레이>