

주기적으로 분극 반전된 MgO:LiNbO₃를 이용한 리지형 광도파로 파장가변 소자 제작 및 특성

이형만[†] · 양우석 · 김우경 · 이한영

전자부품연구원 나노바이오포토닉스팀
Ⓣ 463-816 경기도 성남시 분당구 야탑동 68번지

정우진

서울시립대학교 전자전기컴퓨터공학부
Ⓣ 130-020 서울시 동대문구 전농동 90

권순우

성균관대학교 신소재공학과
Ⓣ 440-746 경기도 수원시 장안구 천천동

구경환 · 송명근

(주)코맥스
Ⓣ 462-120 경기도 성남시 중원구 상대원동 513-11

(2008년 5월 6일 받음, 2008년 6월 13일 수정본 받음, 2008년 6월 13일 게재 확정)

MgO가 첨가된 z-cut LiNbO₃를 이용하여 주기적으로 분극반전된 리지광도파로(Ridge-type Waveguide)를 제작하였으며 이를 적용하여 녹색광원 소자를 구현시 리지광도파로 높이 변화량과 분극반전주기비 변화량에 따른 이론적 결과와 실험적 결과를 비교 분석하였다. 이러한 비교분석을 위해 새로운 측정시스템을 구성하였으며, 이를 적용한 소자 측정 결과 중심파장은 1067.45 nm, 파장변환효율은 90.7%/Wcm² 및 파장변환효율곡선의 반치폭은 0.17 nm임을 확인하였다. 또한, 실험값과 이론값과의 비교결과 분극반전주기와 파장변환효율곡선의 반치폭 계산 오차는 각각 0.016 μm와 0.01 nm로 이론값이 실험값을 잘 예측함을 확인하였다.

주제어: Periodically Poled, Waveguide, Second Harmonic Generation, Wavelength Conversion

I. 서 론

소형, 저가격, 고출력 청색과 녹색 광원개발에 의한 프로젝터 응용 기술 개발에 대한 연구가 최근 활발히 진행되고 있다. 특히, 소형 휴대 가능한 프로젝터 개발을 위해서는 반도체 광원 기술을 적용한 응용기술을 필요로 한다. 레이저를 이용한 프로젝터 구현을 위해서는 청색 녹색 및 적색 광원의 삼원색을 필요로 하며 현재 구현 가능한 반도체 광원은 적색 광원으로 한정되어 있다. 이를 해결하기 위해 주기적 분극 반전을 갖는 LiNbO₃와 같은 강유전체 결정을 적용한 청색과 녹색 파장 가변 레이저 제작 기술이 대두되고 있다.

주기적 분극 반전 기술에 의한 파장 가변 소자 제작에 관한 아이디어는 1968년 Bloembergen^[1]의 특허에 기술된 바가 있으며 이러한 아이디어는 반도체 공정 기술의 지속적인 발전과 더불어 1988년대에 이르기까지 계속적으로 연구되어 결과들이 발표되어 왔다.^[2-5] 소형 휴대 가능한 프로젝터 개발에 적합한 광파워 100 mW 미만 광원 기술은 주기적 분극 반전을 갖는 광도파로 기술에 의해 가장 효과적으로 구현이

가능하다. 이러한 사례는 미국 코닝사의 Nguyen *et al.*에 의해 발표된 바가 있으며 이들은 107 mW를 갖는 녹색광원 생성 기술에 관한 연구 결과를 최근 발표한 바가 있다.^[6]

주기적 분극 반전을 갖는 고효율 파장 가변 광도파로 제작 기술은 PRE(Photorefractive Effect)를 억제하기 위한 결정 재료의 선택과 이에 적합한 도파로 제작 기술 개발로 연구가 진행되고 있다. 이러한 예로 Zinc를 확산한 도파로, Hafnium, Yttrium 또는 MgO가 첨가된 LiNbO₃를 이용하는 등의 연구가 진행되어왔다.^[7-10] NGK Insulators Ltd.와 M. Iwai *et al* 등은 MgO가 첨가된 LiNbO₃를 이용한 리지광도파로를 적용한 청색광원 개발 결과를 발표한 바가 있다.^[10]

본 논문에서는 MgO가 첨가된 z-cut LiNbO₃를 이용하여 주기적으로 분극반전된 리지광도파로를 제작하였으며 이를 적용하여 녹색광원 소자를 구현하고 그 특성을 평가하였다. 리지광도파로를 이용한 녹색광원 소자의 파장 변환 효율 특성은 도파로 형상 디자인과 밀접한 관계를 갖고 있다. 도파로 광 진행 방향에서의 도파로 형상의 균일성에 따라 길이에 따른 위상 부정합 정도가 달라지게 되며 이로 인해 파장 가변 효율 특성이 저하되는 결과를 갖게 된다. 이러한 도파로 형상에 따른 파장 가변 특성을 평가하기 위해 외부공진기를 이

[†]E-mail: lhm0703@keti.re.kr

용한 좁은 선폭을 갖는 파장가변 펄핑 레이저를 사용하여 입력 펄핑 광원의 파장 변화에 따른 녹색 광원 효율 변화 곡선을 얻었으며 이를 이론치와 비교 분석하였다.

II. 본 론

2.1. 리지광도파로 파장 변환 효율 분석 이론

리지광도파로의 형상 균일성에 따른 파장가변 효율 특성을 이론적으로 분석함에 있어 특히 식각된 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률(Effective Refractive Index) 변화를 고려한 설계를 필요로 한다. 또한, 이러한 설계를 통해 도파로의 형상 변화에 따른 동일한 이차조화파 파장을 생성하는 50% 분극 반전 주기에 대한 설계가 가능하다. 제작된 샘플의 파장가변 특성은 이들의 제작 균일성을 확보함으로써 이차 비선형 변환효율을 극대화할 수 있다. 분극 반전 주기와 유효굴절률을 설계하기 위해서는 샘플 제작에 사용되는 비선형 결정의 색분산 굴절률 데이터를 사용하여야 한다. 본 연구에서는 MgO 5 mol% 첨가된 LiNbO₃를 사용하여 샘플을 제작하고 이에 대한 색분산 굴절률 실험식을 계산에 적용하였으며 이는 다음과 같다.^[11](T : K, λ : μm)

$$n_e^2 = \frac{4.5583 + 2.2971 \times 10^{-7} (T^2 - 88506.25) + 0.091806 + 5.2716 \times 10^{-8} (T^2 - 88506.25)}{\lambda^2 - [0.219285 - 4.9143 \times 10^{-8} (T^2 - 88506.25)]^2} - 0.032068\lambda^2 \quad (1)$$

유사위상정합을 위한 분극반전 주기를 설계하기 위한 기본 방정식은 energy conservation 식 (2)와 momentum conservation (phase matching) 식 (3)의 연립방정식으로 구성되며 이는 다음과 같다.

$$\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{\lambda_p} \quad (2)$$

$$\frac{\Delta k_Q}{2\pi} = \frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{m}{\Lambda_g} \quad (3)$$

여기서, Δk_Q는 위상정합차, n은 파장에 따른 굴절률, λ는 파장, Λ_g는 분극반전주기, m은 유사위상정합 차수 및 아래 첨자 i, s 및 p는 각각 idler, signal, 및 pump를 나타낸다. 2차 조화파 생성(Second Harmonic Generation)의 경우 위상정합차가 0이 되도록 하는 조건을 만족하기 위해 상기의 식은 다음의 식 (4)와 같이 간략화 될 수 있다.

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{shg}}{n_{shg} - n_{fund}} \quad (4)$$

본 연구에서는 그림 1과 같은 리지광도파로 구조를 설계에 적용하였다. 리지광도파로는 도파로의 제작된 형상에 따라 유효굴절률의 변화가 발생하며 이에 따른 준위상정합을 위

한 분극반전주기 변화를 고려하여야 한다. 그림에서와 같이 리지광도파로 높이 변화량은 Δ로 표기하였으며 도파로의 진행방향인 Z축을 따라 선형적으로 높이가 변화하는 것으로 가정하여 설계값에 적용하였다. 또한, 그림에서와 같이 분극 반전주기는 Λ로 나타내었으며, 여기서 a와 b가 동일하게 Λ/2의 값을 갖고 있을 경우 50% 분극반전을 의미하며 이 경우에서 가장 큰 파장변환효율을 나타낸다.

그림 2는 MgO 5 mol% 첨가된 LiNbO₃에 대한 색분산 굴절률 실험식 (1)을 적용하여 이차조화파 생성시의 파장과 온도 변화에 따른 준위상정합을 위한 분극반전주기 변화 분포도를 나타낸다. 파장은 1063 nm부터 1065 nm까지 그리고 온도는 20°C에서 40°C까지 변화함에 따른 분극반전주기 변화는 6.93 μm부터 7.00 μm에 분포되어 있음을 알 수 있다.

또한, 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률 변화에 의한 준위상정합 분극반전주기 변화를 검토할 필요가 있다. 그림 3은 이러한 리지광도파로 높이 변화에 따른 준위상정합주기 분포도를 나타낸다. 이때 기준 온도는 20도이고 기준 파장은 1064 nm와 532 nm를 적용시 계산된 결과이다. 여기

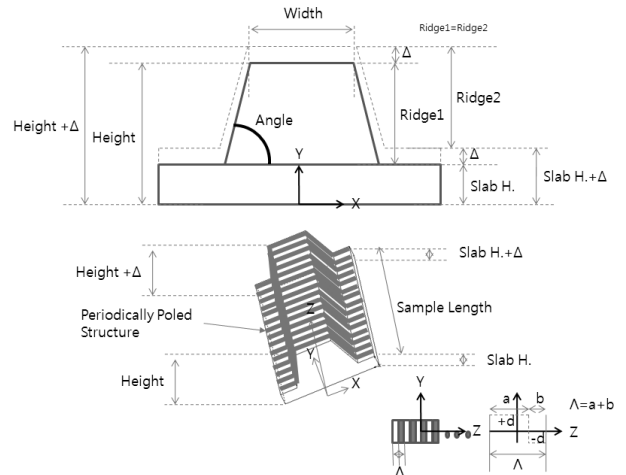


그림 1. 리지광도파로 개략도.

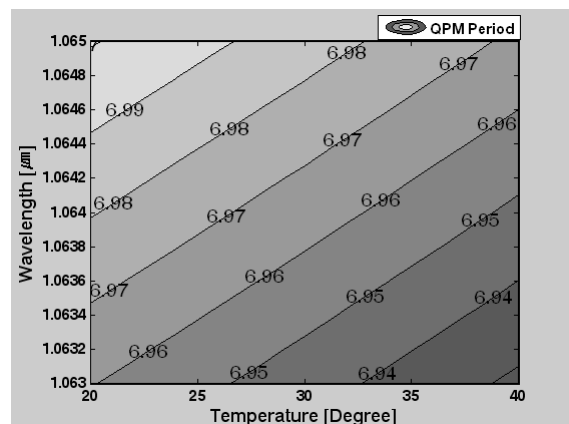


그림 2. 이차조화파 생성을 위한 파장과 온도 변화에 따른 준위상정합주기 분포도.

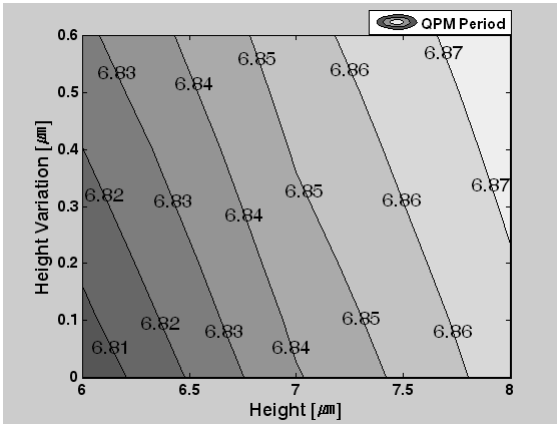


그림 3. 리지광도파로 높이 변화에 따른 준위상정합주기 분포도.

서 유효굴절률 값은 기본파와 이차조화파 두 경우 모두 기본 모드로 계산되었다. 그리고, 도파로의 폭(Width)은 6 μm로 고정하고 슬랩 높이(Slab H.)는 2 μm로 적용하였다. 그림에서 X축으로는 높이를 6 μm에서 8 μm로 변화를 주고 Y축으로는 리지광도파로 높이 변화(Δ)를 0 μm에서 0.6 μm으로 적용하였다. 이때, 리지광도파로의 높이 변화에 따라 슬랩 높이(Slab H.)를 같이 0 μm에서 0.6 μm로 같이 변화를 주어 그림 1의 개략도에서 리지부의 높이 Ridge1과 Ridge2가 리지광도파로의 높이 변화에 무관하게 길이방향에 대하여 동일하도록 적용하였다. 그림 3에서와 같이 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률 계산에 의한 준위상정합주기는 6.80 μm에서 6.88 μm에 분포하고 있음을 알 수 있다. 여기서 유효굴절률 계산은 유한요소차분법을 적용한 상용프로그램을 사용하였다.

비선형 매질에서의 파장가변효율을 계산하기 위해서는 막스웰 방정식을 기반으로 하는 전자기 파동 방정식을 유도해야 한다. 그 중 이차조화파 생성의 경우는 다음과 같이 간략화 될 수 있다.^[12]

$$\frac{dE_s}{dz} = -\frac{\sigma_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_s - \frac{i\omega_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_f E_f d_0 e^{-i(2k_f - k_s)z} \quad (5)$$

$$\frac{dE_f}{dz} = -\frac{\sigma_f}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_f}} E_f - \frac{i\omega_f}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_f}} E_s \bar{E}_f d_0 e^{-i(k_s - 2k_f)z} \quad (6)$$

여기서, 첨자 *s*와 *f*는 각각 이차조화파와 기본파를 의미하며, σ, μ, ε, E, ω, *d*₀는 각각 전도율, 투자율, 유전율, 전기장, 주파수, 체적 2차 비선형 계수를 나타낸다. 체적 2차 비선형 계수 *d*₀는 벌크 이차조화파 생성 실험의 경우 광의 진행방향인 임의의 Z축에 대하여 동일한 값을 갖고 있으며 위상정합을 위해 결정의 복굴절 특성을 이용하는 방법을 적용한다. 하지만, 본 논문에서와 같이 주기적 분극반전을 적용한 샘플의 경우 그림 1에서 나타낸 바와 같이 준위상정합주기 Λ의 1/2되는 위치에서 체적 2차 비선형 계수 *d*₀의 방향을 전환시킴으로써 복굴절 특성과 무관하게 기본파와 이차조화파가

동일 편광 방향을 갖도록 파장변환이 가능한 특징을 갖고 있다. 이러한 특징은 LiNbO₃의 경우 *d*₃₃방향의 비선형 계수를 적용함으로써 더욱 큰 장점으로 적용될 수 있다. 예를 들어 LiNbO₃의 *d*₃₁방향의 비선형 계수값은 -5 pm/V이고 *d*₃₃방향의 비선형 계수값은 -33 pm/V이다. 식 (5)에서 보는 바와 같이 파장변환되는 이차조화파 파장의 파워는 비선형 계수값의 제곱에 비례함을 알 수 있다. 따라서, *d*₃₃방향의 비선형 계수값을 사용시 *d*₃₁방향의 비선형 계수값을 사용하는 경우에 비해 43배의 파장변환효율을 얻을 수 있음을 예측할 수 있다.

주기적 분극반전을 통한 준위상정합 방법의 경우 완전위상정합 방법과 달리 주기적 분극반전 제작 공차를 고려할 수 있는 유효 비선형 분극 계수값을 계산하여야 한다. 이는 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$d_{33}(z) = d_b \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{imKz} \quad (7)$$

여기서 *d*_b, *m*, *a*_{*m*}, *K*는 각각 체적 2차 비선형 계수, 정수를 갖는 준위상정합차수, 푸리에상수 및 *K* = 2π/Λ를 나타낸다. Λ는 그림 1에서 나타낸 바와 같이 준위상정합 주기를 나타낸다. 또한, 푸리에상수는 다음과 같다.

$$a_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \frac{d_{33}(z)}{d_b} e^{-imKz} dz \quad (8)$$

여기서, 최대파장변환효율을 얻기 위해서는 준위상정합차수 *m*은 1또는 -1이 되어야 한다. 또한, *d*₃₃(*z*)가 그림 1에서와 같이 직사각형태로 분극이 반전된다고 가정을 하고 *m* = -1을 적용하면 식 (7)은 다음과 같이 정리될 수 있다.^[13]

$$d_{33}(z) = -\frac{2id_b}{\pi} \cos(\pi\alpha) e^{i(\pi\alpha - Kz)} \quad (9)$$

여기서, α는 샘플 제작시 분극반전 부정확성을 나타내는 값으로 다음과 같다.

$$\alpha = \frac{a}{\Lambda} - \frac{1}{2} \quad \text{and} \quad a + b = \Lambda \quad (10)$$

여기서, *a*, *b*, Λ는 그림 1에서 설명한 바와 같이 분극반전 주기비를 표현하는 값이다.

상기의 식 (9)를 식 (5)에 있는 *d*₀에 대입하면 준위상정합 방법에서의 이차조화파 파장변환을 위한 전자기 파동 방정식이 되며 이를 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{dE_s}{dz} = -\frac{\sigma_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_s - \frac{\omega_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_f E_f \frac{2}{\pi} d_0 \cos(\pi\alpha) e^{i(\pi\alpha)} e^{i(k_s - 2k_f - K)z} \quad (11)$$

식 (11)에서 보는 바와 같이 식 (10)에서 $a=b$ 인 경우 즉, 50%의 분극반전이 이루어진 경우 $\alpha=0$ 이 되고 이 경우 유효비선형 계수값은 체적 2차 비선형계수의 $2/\pi$ 가 됨을 알 수 있다. 즉, 동일 비선형 계수를 갖는 완전위상정합 방법에 비교하여 $2/\pi$ 의 파장변환특성을 갖고 있음을 알 수 있다.

실험치와 이론치의 정확한 비교검토를 위해서는 분극반전 주기비, 리지도파로에서의 기준파에 의해 파장변환된 이차조화파의 기준광모드(Fundamental Optical Mode)와 기준파의 기준광모드와의 겹침 정도값(Overlap Integral Value), 광도파 손실값 및 리지도파로 높이 변화에 따른 준위상부정합값을 전산모사를 위한 입력변수로 적용하여야 한다.

먼저, 분극반전 주기비의 경우 식 (10)에서와 같이 a 와 b 의 값을 결정하고 α 를 계산하여 이를 식 (11)에 입력함으로 간단히 계산되어진다.

기준파에 의해 생성된 이차조화파의 기준광모드와 기준파의 기준광모드와의 겹침 정도값은 다음과 같은 규격화된(Normalized) 방정식을 식 (11)에 입력함으로 계산되어질 수 있다. 일반적인 전기장 모드 겹침 정도값 계산은 다음 식과 같다.

$$Overlap(z) = \frac{\iint E_s(x, y, z)E_f^*(x, y, z)dx dy}{\left(\iint E_s(x, y, z)E_s^*(x, y, z)dx dy\right)^{1/2} \left(\iint E_f(x, y, z)E_f^*(x, y, z)dx dy\right)^{1/2}} \quad (12)$$

여기서, 첨자 s 와 f 는 각각 이차조화파와 기준파를 의미하며, E 는 주어진 Z 위치에서의 2차원 전기장 분포를 나타낸다. 하지만, 이차조화파 생성의 경우 식 (11)에서 보는 바와 같이 파장변환된 이차조화파의 전기장의 변화량이 도파로에 입사되는 기준파의 전기장의 제곱에 비례하는 특성을 갖고 있다. 이를 고려한 겹침 정도값 계산식은 다음과 같이 수정될 수 있다.

$$Overlap_{SHG}(z) = \frac{\iint E_s(x, y, z)E_f^{2*}(x, y, z)dx dy}{\left(\iint E_s(x, y, z)E_s^*(x, y, z)dx dy\right)^{1/2} \left(\iint E_f^2(x, y, z)E_f^{2*}(x, y, z)dx dy\right)^{1/2}} \quad (13)$$

정확한 이론적 계산을 위해서는 식 (13)에서와 같이 광도파로 진행방향인 Z 축 전체에 대한 리지도파로의 높이 변화에 따른 겹침 정도값 변화를 고려함이 바람직하나 sub-micron의 미세한 높이 변화에 따른 겹침 정도값 변화량이 무시할 수 있을 만큼 작으므로 다음 식과 같이 광도파로 진행방향인 Z 축에 대하여 이 값이 일정한 것으로 가정하고 이를 다음과 같이 간략히 표현하고 계산에 적용하였다.

$$A_{eff} = \frac{\iint E_s(x, y)E_f^{2*}(x, y)dx dy}{\left(\iint E_s(x, y)E_s^*(x, y)dx dy\right)^{1/2} \left(\iint E_f^2(x, y)E_f^{2*}(x, y)dx dy\right)^{1/2}} \quad (14)$$

이때, 상기 식 (14)에서의 전기장 분포는 표 1에 있는 도파로 형상정보를 입력조건으로 하여 유한요소차분법으로 계산된 결과를 사용하였다. 식 (14)를 식 (11)에 대입하면 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$\frac{dE_s}{dz} = -\frac{\sigma_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_s - \frac{\omega_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_f E_f A_{eff} \frac{2}{\pi} d_b \cos(\pi\alpha) e^{i(\pi\alpha)} e^{i(k_s - 2k_f - k)z} \quad (15)$$

여기서, E_s 와 E_f 는 X, Y, Z의 3차원 전기장 분포를 갖고 표현되는 값이다.

또한, 이론적 분석에 있어 광도파로 손실값은 측정 결과로부터 얻은 실험값을 사용하여 계산에 적용하였다. 광도파로의 진행방향인 Z 축 방향으로의 소자의 길이를 L 이라고 정의하면 이때 광도파로 손실값은 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$\frac{P_L}{P_0} = \frac{E_L E_L^*}{E_0 E_0^*} = e^{-2\rho L}, \quad \sigma = 2\rho \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad (16)$$

식 (16)에서 구한 σ 값을 식 (15)에 적용하면 광도파로 손실을 고려한 파장가변 특성을 분석할 수 있다. 여기서, 이차조화파의 생성에 따른 기준파의 파워변화를 같이 고려하여야 할 필요가 있다. 식 (5)와 (6)에서와 같이 이차조화파와 기준파의 구성방정식은 서로 결합(coupled)되어 있으므로 두개의 방정식을 연립하여 계산해야 한다. 하지만, 이러한 계산과정을 간략히 하기 위해 다음과 같은 에너지 보존 관계를 적용하였다. Manley-Rowe 관계식으로부터 손실이 없다고 가정할 경우 기준파와 이차조화파의 에너지 보존식은 다음과 같이 유도될 수 있다.^[14]

$$\frac{1}{\omega} \frac{d(I(\omega)/2)}{dz} = -\frac{1}{2\omega} \frac{dI(2\omega)}{dz} \quad (17)$$

여기서, 이차조화파 생성과정이 입력 펄핑되는 기준파가 동일 파워 $I(\omega)/2$ 를 갖는 2개의 빔의 합과 동일한 것으로 가정하였다. 따라서, 식 (17)은 다음과 같이 정리될 수 있다.

표 1. 리지도파로 높이 변화에 따른 이론적 계산을 위해 적용된 설정값

항목	단위	설정값
도파로 높이(Height)	μm	9.28
도파로 폭(Width)	μm	6.40
도파로 슬랩 높이(Slab H.)	μm	2.43
선형적 리지도파로 높이 변화량(Δ)	μm	0.3
기준파에서의 광도파로 손실	1/mm	0.025
이차조화파에서의 광도파로손실	1/mm	0.025
기준파 입력파워	W	0.1
광도파로 길이(Sample Length)	mm	12
체적 비선형 계수값(d_{33})	pm/V	25
분극반전주기(Λ)	μm	6.966
분극반전주기비(a/Λ)	%	67

$$\frac{d}{dz}[I_1(\omega) + I_2(2\omega)] = 0 \text{ and}$$

$$I_1(\omega) + I_2(2\omega) = \text{constant} = I_0(\omega) \quad (18)$$

여기서, $I_1(\omega)$ 와 $I_2(2\omega)$ 는 임의의 Z축 위치에서의 기준파와 이차조화파의 세기를 나타내고 $I_0(\omega)$ 는 초기치로 입력된 기준파의 세기를 나타낸다. 따라서, 손실이 있는 경우에서의 기준파와 이차조화파의 임의의 위치에서의 에너지 보존식은 다음과 같이 간략화 될 수 있다.

$$I_1(\omega) + I_2(2\omega) = \text{constant} = I_0(\omega)e^{-2\rho z} \quad (19)$$

상기의 식 (19)와 식 (15)를 사용하여 수치해석을 수행함으로써 광도파로 진행방향인 Z축에 따른 기준파와 이차조화파의 파장변환 특성을 계산하였다.

표 1은 이러한 이론적 계산 수행을 위해 설정된 입력 변수들의 항목을 나타내며 설정된 값은 실험값과의 비교를 위해 적용된 상수를 나타낸다.

마지막으로, 이론적 분석에 있어 본 논문에서는 그림 1에서와 같이 리지광도파로 Z축 진행방향에 대한 높이 변화에 따른 준위상부정합값 변화를 고려한 파장변환 특성 설계를 수행하였다. 리지광도파로 높이 변화에 따른 준위상부정합값의 변화를 고려하기 위해서는 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률 변화를 계산하여야 한다. 본 논문에서는 제작된 샘플의 리지광도파로 높이 변화가 선형적으로 이루어진다고 가정하고 이러한 선형적 높이 변화에 따른 파장가변 효율곡선 변화를 이론적으로 고찰하고 이를 실험적으로 비교 분석하였다.

그림 4와 5는 리지광도파로 높이 변화에 따른 1064 nm와 532 nm에 대한 유효굴절률 변화그래프를 나타낸다. 이때 그림 1과 동일하게 리지광도파로 형상에 대한 정의를 적용하였다. 슬랩 높이(Slab H.)와 리지광도파로의 상부 폭(Width)은 2 μm와 6 μm로 적용하고 리지광도파로의 전체 높이를 6 μm, 7 μm 및 8 μm로 달리 적용할 경우에서의 리지광도파로 높이 변화(Δ)에 따른 유효굴절률 변화그래프를 나타낸다. 이

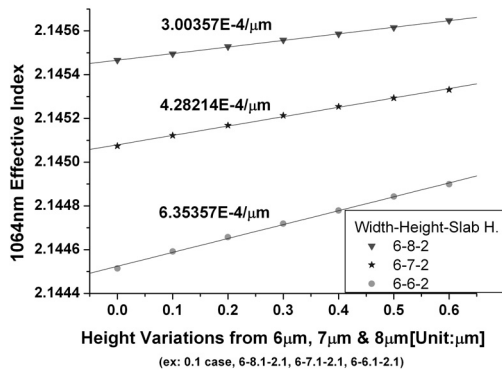


그림 4. 리지광도파로 높이 변화에 따른 1064nm 유효굴절률 변화 그래프.

때 그림 1에서와 같이 리지부 Ridge1과 Ridge2의 높이는 전체 높이 6 μm, 7 μm 및 8 μm에 대하여 각각 4 μm, 5 μm 및 6 μm로 동일한 것으로 가정하였다. 예를 들어, 그림에서 X축에 있는 리지광도파로 높이 변화량이 0.1 μm인 경우 유효굴절률 계산에 적용된 도파로 형상은 리지광도파로 높이(Height)가 6 μm, 7 μm 및 8 μm인 경우에 대하여 각각 6 μm - 6.1 μm - 2.1 μm, 6 μm - 7.1 μm - 2.1 μm 및 6 μm - 8.1 μm - 2.1 μm(Width-Height-Slab H.)이다. 이를 계산한 결과 그림 4와 5에서 보는 바와 같이 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률 변화가 선형화 계수값으로 정의될 수 있음을 확인할 수 있다. 그림에서와 같이 1064 nm에서의 유효굴절률 변화 선형화 계수값은 리지광도파로 높이가 6 μm, 7 μm 및 8 μm인 경우에 대하여 각각 3.00357E-4/μm, 4.28214E-4/μm 및 6.35357E-4/μm이고 532 nm에서의 유효굴절률 변화 선형화 계수값은 리지광도파로 높이가 6 μm, 7 μm 및 8 μm인 경우에 대하여 각각 7.28571E-5/μm, 1.05000E-4/μm 및 1.56786E-4/μm임을 확인하였다. 광도파로 진행방향인 Z축에서의 리지광도파로 단면 형상에 따른 유효굴절률 변화는 전산모사를 통해 광도파로 진행방향인 Z축의 각 단면에 대하여 일정간격으로 반복적으로 계산을 하는 것이 바람직하나 유한차분법에 의한 유효굴절률 반복 계산 횟수의 증가에 따른 계산시간의 큰 증가로 인해 현실적으로 적용이 어려운 한계를 갖고 있다. 따라서, 본 논문에서는 상기의 그림 4와 5에서 확인한 바와 같이 Z축 방향에 대한 리지광도파로 높이 변화가 선형적인 것으로 가정할 경우 이에 따른 유효굴절률 변화도 동일하게 선형적으로 변하는 특성을 활용하였다.

식 (20)은 임의의 Z축 위치에서의 유효굴절률에 따른 위상을 나타낸다.

$$k_s(z) = \omega_s n_s(z)/c \text{ and } k_f(z) = \omega_f n_f(z)/c \quad (20)$$

식 (20)은 임의의 Z축 위치에서의 유효굴절률 변화에 따른 위상 변화를 리지광도파로 높이 변화에 대하여 선형화한 결과를 나타낸다.

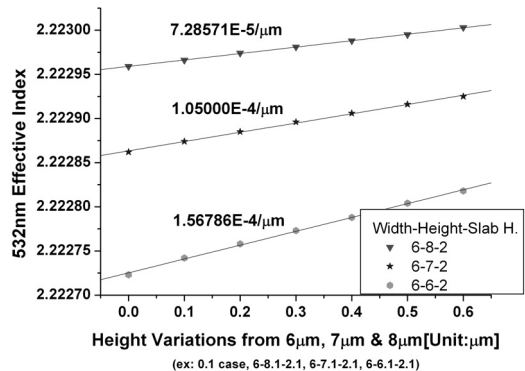


그림 5. 리지광도파로 높이 변화에 따른 532nm 유효굴절률 변화 그래프.

$$k_s(z) = \frac{k_s(L) - k_s(0)}{\Delta} \frac{\Delta}{L} z + k_s(0) \text{ and}$$

$$k_f(z) = \frac{k_f(L) - k_f(0)}{\Delta} \frac{\Delta}{L} z + k_f(0) \quad (21)$$

여기서, $k_{surf}(0)$ 와 $k_{surf}(L)$ 은 표 1에서의 단면형상에 대한 입력 변수들과 선형적 리지광도파로 형상변화량(Δ)를 적용하여 전산모사를 통해 계산된 Z축 위치 0과 L에서의 유효굴절률에 따른 위상을 나타낸다.

식 (20)을 식 (15)에 대입하면 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$\frac{dE_s}{dz} = -\frac{\sigma_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_s$$

$$- \frac{\omega_s}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_s}} E_f E_f A_{eff} \frac{2}{\pi} d_b \cos(\pi\alpha) e^{i(\pi\alpha)} e^{i(k_s(z) - 2k_f(z) - K)z} \quad (21)$$

여기서, E_s 와 E_f 는 X, Y, Z의 3차원 전기장 분포를 갖고 표현되는 값이다.

본 논문에서는 상기의 이론식들을 적용하여 그림 1과 같이 제작된 샘플의 리지광도파로 높이 변화가 선형적으로 발생하는 것으로 가정할 경우의 분극반전 주기비, 리지도파로에서의 기준파에 의해 파장변환된 이차조화파의 기준광모드(Fundamental Optical Mode)와 기준파의 기준광모드와의 겹침 정도값(Overlap Integral Value), 광도파로 손실값 및 리지광도파로 높이 변화에 따른 준위상부정합값 등의 파장변환효율 최적화를 위한 중요 변수들을 고려한 이론적 분석을 수행하고 이러한 결과를 실제 제작된 샘플의 측정값과 비교 분석하였다.

2.2. Ridge-type 도파로 파장 변환 샘플 제작 및 분석

주기적 분극 반전된 MgO:LiNbO₃ 리지광도파로 제작을 위해 두께 0.5 mm를 갖는 z-cut 5 mol% MgO가 첨가된 조화용융조성의 LiNbO₃ 웨이퍼를 이용하였다. MgO : LiNbO₃ 웨이퍼에 6.85 μm, 6.90 μm 및 6.95 μm의 주기적 분극 반전을 형성하기 위하여 웨이퍼에 감광제 절연막을 형성하고 감광제의 일부를 마스크 패턴을 이용하여 제거함으로써 국부적인 외부 전계 인가가 가능하도록 하였다. 상기의 준비공정을 마친 샘플에 외부 전계를 인가함으로써 절연막으로 보호되지 않은 영역에 대한 분극반전이 형성되도록 하였다. 주기적인 분극반전을 결정에 생성한 후 이를 다시 정밀 가공하여 리지광도파로 형성을 위한 두께를 갖도록 제작하였다. 리지광도파로의 리지부를 형성하기 위해 건식 식각장비를 사용하여 리지광도파로의 리지부 높이가 균일하도록 식각하여 샘플 제작을 완료하였다.

그림 6은 이와 같은 방법으로 제작된 주기적 분극반전을 갖는 리지광도파로 소자의 측면 형상을 SEM 사진을 통하여 관찰한 결과를 나타낸다.

리지광도파로 소자의 파장가변효율 특성은 제작된 소자의

도파로 형상과 밀접한 관계를 갖고 있다. 이는 특히 식각된 리지광도파로 높이 변화에 따른 유효굴절률 변화로 인해 발생하게 된다. 본 연구에서는 이러한 특성을 정확히 파악하기 위해 고출력 파장 가변 적외선 레이저(Tiger Littman-Series, Sacher-Lasertechnik^{Group})를 사용한 측정시스템을 구성하였으며 이를 사용하여 제작된 소자를 측정하고 그 결과를 이론적 해석 결과와 비교 분석하였다.

그림 7은 이와 같이 제작된 리지광도파로 소자의 파장변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 측정을 위해 적용된 측정 시스템 개략도를 나타낸다. 고출력 파장 가변 레이저에서 출사되는 빔을 1064 nm에서 기준모드를 갖는 편광유지광섬유에 집속하고 이를 다시 편광유지 광섬유 분할기를 사용하여 90/10의 비율로 분기하였다. 90%의 분기된 파워를 다시 편광유지 광섬유 블록에 집속하고 여기서 출사되는 빔과 리지도파로와의 최적정렬을 광파워 측정기를 통해 확인함으로써 완료하였다. 또한, 10%의 분기된 파워를 다시 편광유지 광섬유 분할기에 입력하고 이를 분기함으로써 광섬유 블록에서 출사되는 빔의 광파워와 파장을 정확히 파악할 수 있도록 측정시스템을 구성하였다. 이러한 측정 시스템을 적용하여 파장 변화에 따른 입력 기준 파워(In-P_i), 출력 기준 파워(Out-P_i) 및 출력 이차조화파 파워(Out-P_s)를 측정함으로써 파장

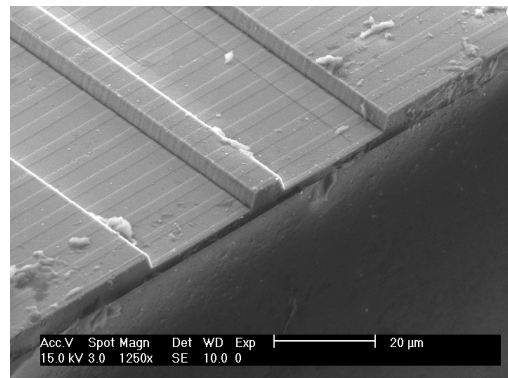


그림 6. 제작된 리지광도파로 소자 측면 SEM 사진.

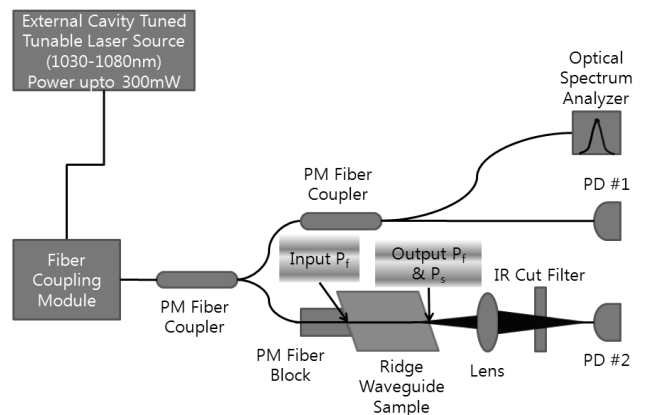


그림 7. 파장변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 측정 시스템 개략도.

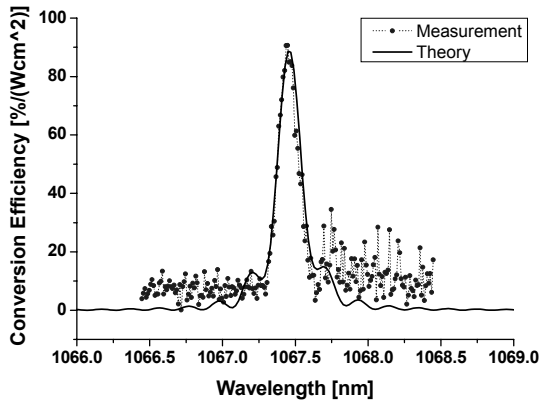


그림 8. 파장변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 측정 실험값과 이론값 비교 그래프.

변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 곡선을 구하였다.

그림 8은 제작된 리지도파로 소자의 파장변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 측정 실험값과 이론값의 비교 그래프를 나타낸다. 이론적 계산을 위해 적용된 설정값은 표 1과 같이 정리하여 표기하였다. 도파로 높이와 폭 및 슬랩 치수는 실제 샘플의 단면을 현미경으로 관찰한 결과를 사용하였다. 기준파와 이차조화파에서의 광도파로 손실값인 0.025/mm는 그림 7과 같은 측정시스템으로부터 얻은 광도파로 손실 측정 결과를 계산에 사용하였다. 여기서 측정파장은 기준파를 사용하였으며 이차조화파에서의 광도파로 손실은 기준파에서의 광도파로 손실과 동일한 것으로 가정하였다. 기준파에서의 입력파워 설정값은 실험에 사용된 값인 100 mW를 적용하였다. 체적비선형 계수값 d_{33} 은 도핑이 되지 않은 LiNbO₃의 경우 33 pm/V의 값을 갖고 있으나 MgO가 도핑되어 있는 경우 25 pm/V의 값을 갖는 것으로 문헌에 언급되어 있다.^[15] 따라서, 이 값을 설계에 적용하여 이론값을 구하였다. 표 1에 있는 선형적 리지광도파로 높이 변화량(Δ)과 마지막 두가지 항목은 설계와 실험 결과를 비교하여 설정된 값을 기록하였다.

그림 7의 측정시스템을 적용하여 최대 변환효율을 갖는 파장값을 광파장분석기(Advantest Q8384)를 사용하여 측정하였으며 이때 중심파장은 1067.45 nm임을 확인하였다. 파장변화에 따른 이차조화파 생성 변환효율 특성값을 이론적으로 계산시 분극반전주기에 변화를 주어 이론값의 중심파장이 실험값과 동일한 1067.45 nm가 되는 분극반전주기(Δ)값을 구하였으며 그 결과값은 6.966 μm 임을 확인하였다. 이때 샘플 제작에 적용된 분극반전 주기 마스크의 사양값은 6.95 μm 이었으며 이론적 결과가 실험에 사용된 마스크 주기와 0.016 μm 의 근소한 차이를 갖고 실험결과를 잘 예측하고 있음을 확인하였다. 또한, 이론적 계산에 있어 분극반전주기비와 선형적 리지광도파로 높이 변화량은 실험에서 얻은 이차조화파 생성 변환효율 그래프에서 보이는 최대 파장변환효율값 90.7%/Wcm²와 이론적 계산에서의 최대 파장변환효율값이 동일하게 되도록 반복 계산을 하여 찾은 결과이다. 여기서, 입력 기준파 광원의 파장 변화에 따른 이차조화파 생성 파장변환효율 계

산식은 다음과 같다.

$$\eta^{\omega} [\% / Wcm^2] = 100 \frac{P_s^{\omega} [W]}{P_f^{\omega} [W]} \frac{1}{P_f^{\omega} [W]} \frac{1}{L^2 [cm^2]} \quad (22)$$

여기서, 위첨자 ω 는 파장, P_s^{ω} 는 샘플에서 생성된 이차조화파 광파워이고 P_f^{ω} 는 샘플에 입사되는 기준파 입력 광파워를 나타낸다. 또한, L 은 파장변환을 위한 도파로 길이를 나타낸다. 파장변환효율값은 기준파 입력 광파워와 파장변환 도파로 길이의 제곱에 비례하는 특성을 갖고 있으므로 상기의 식 (22)와 같이 기준파 입력 광파워와 도파로 길이에 따른 규격화된 파장변환효율값을 계산하였다.

분극반전주기비(a/Δ)와 선형적 리지광도파로 높이 변화량(Δ)은 두가지 모두 파장변환효율에 영향을 주는 인자이므로 우선 분극반전주기비를 65%로 설정하고 선형적 리지광도파로 높이 변화를 0.1 μm 간격으로 반복 계산하여 이론적으로 계산된 파장변환 효율값과 실험에서의 파장변환효율값이 유사함과 동시에 파장에 따른 파장변환효율곡선의 반치폭(Full Width Half Maximum)이 이론값과 실험값에서 유사한 값을 갖도록 선형적 리지광도파로 높이 변화량을 설정하였다. 그리고, 여기서 설정된 선형적 리지광도파로 높이 변화량을 고정하고 다시 분극반전주기비를 1% 간격으로 반복 계산하여 파장변환효율의 실험값과 이론값이 유사하게 되는 분극반전주기비를 설정하였다. 이러한 전체 계산과정을 재반복함으로써 이론치와 실험치가 가장 유사한 결과를 갖는 설정값을 계산하였다. 이론적 분석 결과 최대 파장변환효율값은 이론값과 실험값이 거의 일치하였으며 파장변환효율곡선의 반치폭은 계산결과 실험적 결과는 0.17 nm이고 이론적 결과는 0.18 nm임을 확인하였다. 이로써 이론적 결과가 실험값을 잘 예측하고 있음을 확인하였다. 이러한 계산 결과 설정된 선형적 리지광도파로 높이 변화량은 0.3 μm 이고 분극반전주기비는 67%임을 확인하였다. 즉, 이러한 이론적 분석을 통해 제작된 샘플의 공정특성을 파악할 수 있음을 확인하였다. 또한, 일반적으로 분극반전주기비를 확인하기 위해서는 제작된 샘플을 화학적으로 에칭하여 현미경으로 관찰하는 방법을 통해 분극반전주기비를 알 수 있다. 하지만, 이러한 분석을 위해 샘플을 화학적 에칭 처리한 경우 소자 제작을 위해 다시 사용할 수 없는 문제점을 갖고 있다. 본 논문에서 구성된 그림 7과 같은 측정시스템을 적용하여 측정결과를 얻고 이를 이론적 결과와 비교함으로써 간접적으로 제작된 소자의 분극반전주기비를 평가할 수 있음을 확인하였다.

그림 9는 선형적 리지광도파로 높이 변화량과 분극반전주기비에 따른 파장변환효율 이론값 변화 그래프를 나타낸다. 선형적 리지광도파로 높이 변화량 0.1 μm 에서 0.5 μm 와 분극반전주기비 변화량 65%에서 70%를 적용시 파장변환효율값은 최소 67%/Wcm²에서 최대 109%/Wcm²의 변화량을 갖게 됨을 알 수 있다. 그림 9의 분석결과에서 보는 바와 같이 선형적 리지광도파로 높이 변화량과 분극반전주기비의 변화

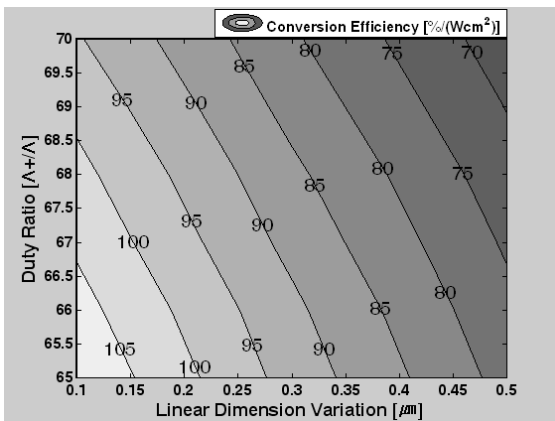


그림 9. 선형적 리지광도파로 높이 변화량과 분극반전주기비에 따른 파장변환효율 이론값 그래프.

량에 따라 파장변환효율값이 큰 차이를 보임을 알 수 있다. 따라서, 실제 샘플 제작에 있어서 이러한 두가지 변수를 최적화하는 것이 가장 중요함을 알 수 있다.

III. 결 론

본 논문에서는 MgO가 첨가된 z-cut LiNbO₃를 이용하여 주기적으로 분극반전된 리지광도파로를 제작하였으며 이를 적용하여 녹색광원 소자를 구현시 리지광도파로 높이 변화량과 분극반전주기 변화량에 따른 이론적 결과와 실험적 결과를 비교 분석하였다. 이러한 비교분석을 위해 새로운 측정시스템을 구성하였으며, 이를 적용한 소자 측정 결과 최대 파장변환효율을 갖는 파장은 1067.45 nm, 파장변환효율은 90.7%/Wcm² 및 파장변환효율곡선의 반치폭은 0.17 nm임을 확인하였다. 또한, 실험값과 이론값과의 비교결과 분극반전주기와 파장변환효율곡선의 반치폭 계산 오차는 각각 0.016 μm와 0.01 nm로 이론값이 실험값을 잘 예측함을 확인하였다. 본 논문에서 제안된 측정시스템을 적용하여 측정결과를 얻고 이를 이론적 결과와 비교함으로써 비파괴적인 방법으로 제작된 소자의 분극반전주기, 분극반전주기비 및 선형화된 리지광도파로 높이 변화를 평가함에 있어 유용하게 이용될 수 있음을 확인하였다.

참고문헌

[1] N. Bloembergen, "Apparatus for converting light energy from one frequency to another," *U. S. Patent 3384433*, May 21, 1968.
 [2] I. Camlibel, "Spontaneous polarization measurements in several ferro-electric oxides using a pulsed field method," *J. Appl. Phys.*, vol. 40, pp. 1690-1693, March 1969.
 [3] D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, Y. S. Yang, J. S. Zhu,

Z. Yang, and Y. N. Wang, "Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO₃ crystals with periodic laminar ferroelectric domains," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, pp. 607-609, 1980.
 [4] N. F. Evlanova, Ph. D. dissertation, Moscow Univ., Moscow, Russia, 1978.
 [5] A. Feisst and P. Koidl, "Current induced periodic ferroelectric domain structures in LiNbO₃ applied for efficient nonlinear optical frequency mixing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, pp. 1125-1127, Dec. 1985.
 [6] Hong Ky Nguyen *et al.*, "107-mW Low-Noise Green-Light Emission by Frequency Doubling of a Reliable 1060-nm DFB Semiconductor Laser Diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 5, pp. 682-684, March 1, 2006.
 [7] Lu Ming, Corin B. E. Gawith, Katia Gallo, Martin V. O'Connor, Gregory D. Emmerson, and Petet G. R. Smith, "High conversion efficiency single-pass second harmonic generation in a zinc-diffused periodically poled lithium niobate waveguide," *Opt. Express*, vol. 13, no. 13, pp. 4862-4868, June, 2005.
 [8] Edvard P. Kokanyan, Luca Razzari, Ilaria Cristiani, Vittorio Degiorigio, and John B. Gruber, "Reduced photorefraction in hafnium-doped single-domain and periodically poled lithium niobate crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 11, pp. 1880-1882, March, 2004.
 [9] Ya-lin Lu, Lun Mao, Shi-de Cheng, Nai-ben Ming, and Yu-tian Lu, "Second-harmonic generation of blue light in LiNbO₃ crystal with periodic ferroelectric domain structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 5, pp. 516-518, July, 1991.
 [10] M. Iwai, T. Yoshino, S. Yamaguchi, and M. Imaeda, "High-power blue generation from a periodically poled MgO:LiNbO₃ ridge-type waveguide by frequency doubling of a diode end-pumped Nd:Y₃Al₅O₁₂ laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 18, pp. 3659-3661, November 2003.
 [11] A. L. Aleksandrovskii *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 21, pp. 225-227, 1991.
 [12] Amnon Yariv, "Optical Electronics in Modern Communication," *Oxford University Press*, pp. 273-321, 1997.
 [13] H. Z. Hu, K. Sh. Zhong, D. Q. Tang, and Zh. X. Lu, "Theoretical analysis of Cherenkov frequency-doubling in a periodically poled LiNbO₃ waveguide," *Optics Communications*, vol. 174, pp. 105-118, January 2000.
 [14] Christopher C. Davis, "Lasers and Electro-Optics - Fundamentals and Engineering," *Cambridge University Press*, pp. 524-528, 1996.
 [15] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, "Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, Issue 9, pp. 2268-2294, 1997.

Fabrication and Characterization of Wavelength Conversion Device with Periodically Poled Ridge-type Waveguide in MgO:LiNbO₃

H. M. Lee[†], W. S. Yang, W. K. Kim, and H. Y. Lee

Nano Bio-Photonics Team, Korea Electronics Technology Institute, 68, Yatap-dong, Bundang-gu, Sungnam-si, Kyunggi-do, 463-816, South Korea

[†]E-mail: lhm0703@keti.re.kr

W. J. Jeong

School of Electrical and Computer Engineering, University of Seoul, 90 Jeonnong-dong, Dongdaemun-gu, Seoul, 130-743, South Korea

S. W. Kwon

Department of Advanced Material Engineering, Sungkyunkwan University, Suwon, 440-746, South Korea

K. H. Koo and M. G. Song

Commax Co., Ltd., 513-11, Sangdaewon-dong, Jungwon-gu, Sungnam-si, Kyunggi-do, 462-120, South Korea

(Received May 6, 2008; Revised manuscript June 13, 2008; Accepted June 13, 2008)

Wavelength converting devices with a ridge-type waveguide in periodically poled MgO:LiNbO₃ are made and characterized. The experimental results are compared with theoretical analysis on the effects of waveguide dimension and duty ratio of the periodically poled structure. To show the relationship of the conversion efficiency to those factors, a new measurement system is configured. That experimental results show that the center wavelength, normalized conversion efficiency and full width half maximum of the conversion efficiency curve are 1067.45 nm, 90.7%/Wcm² and 0.17 nm, respectively. Also, the estimated results of the duty period and full width half maximum of the conversion efficiency from theoretical calculations agreed well with experimental results with the errors of 0.016 μm and 0.01 nm.

OCIS codes: (130.3730) Lithium niobate; (230.0230) Optical devices; (230.4320) Nonlinear optical devices; (230.7370) Waveguides.