



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

2015년 8월  
석사학위 논문

워크오프 이중보상방법을 이용한  
적외선-자외선 변환 효율 향상에  
대한 연구

조선대학교 대학원

광기술공학과

김 건 국

워크오프 이중보상방법을 이용한  
적외선-자외선 변환 효율 향상에  
대한 연구

Study on infrared-to-ultraviolet conversion-  
efficiency enhancement using a walk-off double  
compensation method

2015년 8월 25일

조선대학교 대학원

광기술공학과

김 건 국

워크오프 이중보상방법을 이용한  
적외선-자외선 변환 효율 향상에  
대한 연구

지도교수 김 진 태

이 논문을 공학석사학위 신청 논문으로 제출함

2015년 4월

조선대학교 대학원

광기술공학과

김 건 국

## 김건국의 석사학위논문을 인준함

위원장	조선대학교	교수	<u>김 현 수 (인)</u>
위 원	조선대학교	교수	<u>김 진 태 (인)</u>
위 원	광주과학기술원	박사	<u>정 창 수 (인)</u>

2015년 5월

조선대학교 대학원

## 목 차

I . 서론 .....	1
II . 이론 .....	5
1. 비선형 광학의 소개 .....	5
2. 합주파수 발생 및 2차조화파 발생 .....	10
1) 합주파수 발생 .....	10
2) 합주파수 위상정합 .....	13
3) 2차조화파 발생 및 위상정합 .....	19
3. 워크오프 보상을 이용한 합주파수 발생 효율 향상 .....	24
1) 워크오프 효과 .....	24
2) 워크오프 보상소자 .....	24
3) 결정쌍 .....	25
III . 실험방법 및 결과 .....	29
1. 실험 배치 .....	29
2. 2차조화파와 합주파수의 실험 방법 및 결과 .....	30
1) 2차조화파 실험 .....	30
2) 합주파수 실험 .....	32

IV. 결론 .....40

【참고문헌】 .....42

【감사의 글】

## 그림 목 차

그림 2.1	합주파수 발생 모식도. ....	5
그림 2.2	2차조화파 발생 모식도. ....	7
그림 2.3	결정길이와 진행방향에 따른 합주파수 발생 모식도. ....	10
그림 2.4	위상정합조건. ....	13
그림 2.5	YZ평면상에서 굴절률. ....	16
그림 2.6	$\theta$ 변화에 따른 합주파수 위상정합. ....	17
그림 2.7	온도변화에 따른 합주파수 위상정합. ....	18
그림 2.8	$\phi$ 변화에 따른 2차조화파 위상정합. ....	22
그림 2.9	온도변화에 따른 2차조화파 위상정합. ....	23
그림 2.10	워크오프 효과. ....	24
그림 2.11	워크오프 보상소자의 사용에 따른 효율. (a) 워크오프 보상소자를 사용하지 않을 경우. (b) 워크오프 보상소자를 사용한 경우. ....	25
그림 2.12	결정 방향에 따른 비선형 분극 방향. (a)와 (c)는 + 방향. (b)와 (d)는 - 방향. ....	26
그림 2.13	결정쌍의 배열. (a) 워크오프 보상이 되지 않고 같은 부호의 유효계수. (b) 워크오프 보상이 되지 않고 다른 부호의 유효계수. (c) 워크오프 보상이 되고 유효계수. (d) 워크오프보상이 되고 다른 부호의 유효계수. ....	27
그림 2.14	합주파수 발생 결정에 따른 출력 효율. (a) 단일결정을 사용한 경우. (b) 결정쌍을 사용한 경우. ....	28
그림 3.1	실험 배치도. ....	29
그림 3.2	녹색 빔과 자외선 빔 발생오븐. ....	30
그림 3.3	적외선 빔의 빛살모양. ....	31
그림 3.4	온도변화에 따른 녹색 빔의 출력변화. ....	32
그림 3.5	파장에 따른 빛살모양. (a) 남은 적외선 빔. (b) 발생된 녹색 빔. ....	33
그림 3.6	단일결정을 사용할 때 워크오프 보상소자 사용여부에 따른 자외선 빔	



의 출력변화. ....	34
그림 3.7 이상파 축으로 180도 회전한 배열. ....	35
그림 3.8 이상파 축으로 180도 회전한 배열에서 온도에 따른 자외선 빔의 출력 변화. (a) 첫 번째 결정의 온도를 변화시켰을 경우. (b) 두 번째 결정의 온도를 변화시켰을 경우. ....	35
그림 3.9 빔의 진행방향 축으로 180도 회전한 배열. ....	36
그림 3.10 빔의 진행방향 축으로 180도 회전한 배열에서 온도에 따른 자외선 빔의 출력변화. ....	37
그림 3.11 결정쌍을 사용할 때 워크오프 보상소자 사용여부에 따른 자외선 빔의 출력변화. ....	38
그림 3.12 자외선 빔의 빛살모양. (a) 20 mm 단일결정을 사용한 경우. (b) 10 mm 결정쌍을 사용한 경우. ....	39

## 표 목 차

표 2.1	합주파수 위상정합조건 .....	14
표 2.2	2차조화파 위상정합조건 .....	21
표 3.1	실험에서 사용한 CCD 카메라의 사양 .....	31
표 3.2	워크오프 보상소자를 사용하였을 경우와 사용하지 않을 경우 각 단일 결정과 결정쌍에서의 출력비교 .....	38

## ABSTRACT

### Study on infrared-to-ultraviolet conversion- efficiency enhancement using a walk-off double compensation method

Kun-Kook Kim

Advisor : Prof. Jin-Tae Kim, Ph.D.

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

In this paper, we propose how to improve IR-UV conversion efficiency with walk-off double compensation. We theoretically describe process of sum-frequency generation and second-harmonic generation, and also phase matching condition in each process. A LBO crystal which has deep UV transparency and relatively small walk-off was used as a second-harmonic and sum-frequency generations. The IR beam of 1064 nm is partially converted to a green beam with 532 nm wavelength at second-harmonic generation process and then the generated green beam was mixed with residual IR beam to have 355 nm UV beam at sum-frequency generation process. The Walk-off generated during sum-frequency generation process was firstly compensated using a walk-off compensator. Then, second compensation was achieved by 2-crystal set. The first and second compensation improved output power of UV beam. IR beam of 3 W was converted into green beam of 1.53 W and thus maximum IR to green conversion efficiency was 51%. In sum-frequency generation, UV beam output power improved 1.4 times greater with walk-off compensator, and 2-crystal set as sum-frequency generation crystal improved 1.4 times greater output

power than that using single crystal. The UV beam output power was 1.06 W and the IR to UV conversion efficiency was 35.3% when used both walk-off compensator and 2-crystal set. The measured beam sizes of X and Y directions were measured to be  $FWHM_X = 840 \mu\text{m}$  and  $FWHM_Y = 960 \mu\text{m}$  with double walk-off compensation, respectively. The beam shape after 2-crystal set is more similar to a circle than that using a single crystal. We theoretically and experimentally verified method of double walk-off compensation can improve the power and beam quality of output UV beam.

## I . 서론

높은 반복률과 높은 출력의 자외선 레이저는 정밀 가공 분야에서 중요한 역할을 한다 [1]. 자외선 레이저는 엑시머 레이저, He-Cd 레이저, N<sub>2</sub> 레이저와 같은 기체 레이저들이 있으나, N<sub>2</sub> 레이저의 경우 본질적으로 반복률이 100 Hz이하에서 동작한다는 단점이 있다. 최근 고체 자외선 레이저는 기체 레이저와 비교하여 높은 효율, 높은 신뢰성, 낮은 유지비용, 소형이라는 많은 장점을 가지고 있고 고반복률에서도 동작할 수 있는 장점이 있어 정밀 가공에 많이 이용되고 있다 [2]. 이러한 고체 레이저는 효율적으로 적외선 빔을 좋은 빔 품질과 고출력을 가지는 자외선 빔으로 변환하는 기술이 요구된다. 이러한 자외선 빔을 발생하기 위해 비선형 결정을 이용한 합주파수 방법 등 많은 방법들이 연구되어 지고 있다.

적외선 빔에서 자외선 빔으로 변환 과정은 먼저 적외선 빔이 2차조화파 발생을 위한 비선형 결정을 통과해 녹색 빔이 발생된다. 이 과정에서 입사 주파수의 광자가 2개 소멸되고 새로운 주파수의 광자가 1개 생성된다. 그리고 남은 적외선 빔과 발생된 녹색 빔이 다시 합주파수 발생을 위한 비선형 결정을 통과해 자외선 빔을 발생한다. 이 과정에서는 두 개의 입사 주파수의 광자가 소멸되고 새로운 하나의 주파수의 광자가 생성된다.

주파수 변환을 위한 비선형 결정으로 KTiOPO<sub>4</sub>, Potassium Titanyl Phosphate (KTP) 결정이나 β-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, Beta-Barium Borate (BBO) 결정, 그리고 LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>, Lithium Triborate (LBO) 결정이 많이 사용되고 있다. KTP 결정은 2축 결정으로 1064 nm 파장에서 굴절률은  $n_x = 1.73991$ ,  $n_y = 1.74802$ ,  $n_z = 1.82956$  이고 350 ~ 4500 nm의 투명 범위를 가지고 있으며 type-II 합주파수 발생에서  $d_{\text{eff}} = 2.65 \text{ pm/V}$ 의 비선형 계수를 가지고 있다 [3]. 그러나 높은 출력에서는 그레이-트래킹 현상 때문에 변환 효율과 빔살 모양이 악화된다 [4-5]. 손상 문턱값은 1064 nm 파장에서 펄스 지속시간이 25 ps일 때 5 GW/cm<sup>2</sup>으로 측정이 되며, [6]  $\theta=43.4^\circ$ 에서 워크오프 각은 52.3 mrad이다 [3, 7]. KTP 결정을 사용해 연구한 내용을 보면 첫 번째 예로 [2] 1342 nm의 빔을 4차조화파 과정을 통해 335.5 nm의 빔을 발생하는 내용으로 2차조화파를 발생시킬 때 내부공진기 주파수 변환

방법으로 KTP 결정을 사용하여 6.3 W의 펌프출력으로 989 mW의 671 nm의 빔을 발생하였다. 두 번째 예로는 [4] 1064 nm 빔으로 4차조화파를 발생하는 내용으로 2차조화파를 발생시킬 때 KTP 결정을 사용하여 52 W 출력의 1064 nm 빔으로 18 W 출력의 532 nm 빔을 발생하였고 빔 품질은  $M^2 = 1.6$ 으로 측정이 된바 있다. 세 번째 예로는 [8] 1066.7 nm와 1178.7 nm의 두 파장의 빔들을 KTP 결정을 이용하여 합주파수 과정을 통해 13.7 W의 펌프출력으로 0.9 W의 559.9 nm 빔을 발생시켰고 변환 효율은 6.6%였다.

BBO 결정은 단축 결정으로 1064 nm 파장에서 굴절률은  $n_o = 1.65452$ ,  $n_e = 1.53919$ 이고 189 ~ 3500 nm의 넓은 투명 범위를 가지고 있다 [3]. type-II 합주파수 발생에서  $d_{\text{eff}} = 1.21$  pm/V의 비선형 계수를 가지고 있고 [1] 손상 문턱값은 1064 nm 파장에서 펄스 지속시간이 25 ps일 때 40 GW/cm<sup>2</sup>가 측정이 된다 [6]. 그리고  $\theta=43.4^\circ$ 에서 워크오프 각은 74.0 mrad이다 [3, 7]. BBO 결정을 사용해 연구한 내용을 보면 첫 번째 예로 [9] 1064 nm의 빔을 3차조화파 과정을 통해 355 nm의 빔을 발생하는 내용으로 2차조화파 발생과 3차조화파 발생 결정으로 각각 KTP 결정과 BBO결정을 사용하였다. 3차조화파 발생 과정을 통해 1290 mW의 1064 nm 빔으로 310 mW의 355 nm의 빔을 발생하였다. 두 번째 예로는 [10] 1064 nm와 532 nm의 두 빔을 합주파수 과정을 통해 355 nm의 빔을 발생하는 발생 결정으로 BBO 결정을 사용하였다. 결과로 280 mW의 1064 nm 빔과 670 mW의 532 nm 빔으로 186 mW의 355 nm 빔을 발생시켜 변환효율은 약 20%가 측정되었다.

LBO 결정은 2축 결정으로 1064 nm 파장에서 굴절률은  $n_x = 1.56478$ ,  $n_y = 1.59043$ ,  $n_z = 1.60534$ 이고 155 ~ 3200 nm의 넓은 투명 범위를 가지고 있다 [3]. type-II 합주파수 발생에서  $d_{\text{eff}} = 0.66$  pm/V으로 작은 비선형계수를 가지고 있고 [1] 손상 문턱값은 1064 nm 파장에서 펄스 지속시간이 25 ps일 때 90 GW/cm<sup>2</sup>이다 [6]. 그리고  $\theta=43.4^\circ$ 에서 워크오프 각은 9.3 mrad이다 [3, 7]. LBO 결정을 사용해 연구한 내용을 보면 첫 번째 예로 [11] 1064 nm 빔으로 2차조화파 과정과 합주파수 과정을 통해 355 nm 빔을 발생하는 내용으로 두 과정에서 LBO 결정을 사용하였다. 결과로 6.75 W 출력의 1064 nm 빔으로 3.2 W 출력의 355 nm 빔을 발생하여 변환 효율은 47.4%가 측정되었다. 빔 품질은  $M_x^2 = 1.3$ ,

$M_Y^2 = 2.70$ 이 측정이 되었는데, 이렇게 비대칭인 이유는 워크오프 때문이다. 두 번째 예로는 [12] 1064 nm 빔으로 3차조화파 과정을 통해 355 nm 빔을 발생하는 내용으로 워크오프를 보상하기 위해 썬기꼴로 자른 LB0 결정을 사용하였다. 결과로 약 99 W 출력의 1064 nm 빔으로 36.3 W 출력의 355 nm 빔을 발생하여 변환 효율은 37.1%가 측정되었고 빔 품질은  $\chi^2 = 1.35$ ,  $M_Y^2 = 1.270$ 이 측정이 되었다. 세 번째 예로는 [13] 1064 nm 빔으로 3차조화파 과정을 통해 355 nm 빔을 발생하는 내용으로 2차조화파 발생결정으로 비임계 위상정합 LB0 결정을 사용하고 3차조화파 발생결정으로 비동선 위상정합 LB0 결정을 사용하였다. 결과로 약 62.3 W 출력의 1064 nm 빔으로 32.1 W 출력의 355 nm 빔을 발생하여 변환 효율은 51.5%가 측정되었고 빔 품질은  $M_X^2 = 1.24$ ,  $M_Y^2 = 1.280$ 이 측정되었다.

각 결정의 특성에서 알 수 있듯이 KTP 결정은 높은 비선형 계수를 가지고 있지만 상대적으로 큰 워크오프 각과 낮은 손상 문턱값을 가지고 있고 높은 출력에서 그레이 트레이킹 현상 때문에 고출력 레이저에 사용하기 적합하지 않는다. BBO 결정은 넓은 투명 범위와 높은 비선형 계수를 가지고 있고 KTP 결정보다 높은 손상 문턱값을 가지고 있다. 그러나 워크오프 각이 상대적으로 크기 때문에 적합하지 않는다. LB0 결정은 다른 결정보다 비선형 계수가 낮고 습도에 약하지만 넓은 투명 범위와 높은 손상 문턱값과 작은 워크오프를 갖고 있기 때문에 본 실험에서는 LB0 결정이 가장 적합하였다 [1, 3, 11-15]. 그리고 낮은 비선형 계수는 결정 길이를 늘려 보완할 수 있고 습도는 오븐을 사용하여 보완할 수 있다. 하지만 온도에 매우 민감하기 때문에 정확하고 안정성이 좋은 온도 조절장치가 요구된다.

워크오프는 비선형 물질에서 발생하는 현상으로 편광방향에 따라 파수벡터와 포인팅벡터가 달라지기 때문에 발생하는 출력은 감소하게 되고 빔살모양도 악화된다. LB0 결정을 이용한 2차조화파 과정에서는 비임계 위상정합 조건을 가질 수 있다. 비임계 위상정합은 약간 정렬이 틀어져도 큰 영향을 끼치지 않고 워크오프 현상이 발생되지 않기 때문에 높은 변환효율을 갖는다는 장점이 있다. 그러나 합주파수 과정에서는 비임계 위상정합 조건을 갖지 못하기 때문에 워크오프 현상이 발생된다. 따라서 주파수 변환하는 기술은 워크오프를 줄이는 방법이 중요한 문제가 되고 있다.

워크오프 문제를 줄이기 위해 몇몇 방법들이 제안되었다. 첫 번째로 임계 위상정합을 이용하여 2차조화파 발생에서 녹색 빔을 약간 이동시키는 방법이 제안되었지만 이 방법은 변환 효율과 빗살 모양이 좋지 않다는 단점이 있다 [16]. 두 번째로 비동선 주파수 변환방법은 변환 효율이 증가하지만 복잡하다는 단점이 있다[12-14, 17-18]. 세 번째로 워크오프 보상소자를 이용한 방법은 매우 간단하고 효율적이지만 여전히 완벽하게 워크오프가 보상되지 않는다는 문제가 있다 [15, 19]. 그리고 2차조화파 발생 결정으로 BBO 결정쌍을 이용해 결정 내부에서 워크오프를 보상하는 방법이 제안되었다 [20]. 이렇듯 워크오프를 줄이기 위해 다양한 방법으로 연구되고 있다.

본 논문에서는 워크오프 보상소자와 결정쌍을 이용해 이중으로 워크오프를 보상하는 방법을 제안하였다. 워크오프 보상소자는 합주파수 발생 결정 앞에 두어 워크오프를 1차적으로 보상하였다. 그리고 합주파수 발생 결정으로는 워크오프를 보상할 수 있고 같은 방향의 비선형 분극을 갖는 결정쌍 배열을 찾아 결정 내부에서 2차적으로 보상하였다. 이론을 통해 이중으로 워크오프를 보상하는 방법을 기술하고 실험을 통해 워크오프를 보상하여 자외선 빔의 출력과 빗살 모양이 향상되는 것을 확인하였다.



## II. 이론

### 1. 비선형 광학의 소개

비선형 광학은 물질과 빛의 상호작용에 있어서 비선형 현상을 연구하는 분야로 비선형 분극을 이용하여 2차조화파 발생과 합주파수 발생 등의 비선형 특성들이 설명되어질 수 있다. 일반적으로 선형 광학에서 분극은  $\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t)$ 로 표현되고 여기서  $\epsilon_0$ 는 자유공간에서의 유전율,  $\chi^{(1)}$ 은 선형 감수율로 알려진 비례상수이고 비선형 광학에서 분극은 식 (2.1)과 같이 2차와 3차 비선형 감수율을 나타내는  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$  등을 이용하여 표현이 가능하다 [7].

$$\begin{aligned} \vec{P}(t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}(t)^2 + \chi^{(3)} \vec{E}(t)^3 + \dots] \\ &= \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots \end{aligned} \quad (2.1)$$

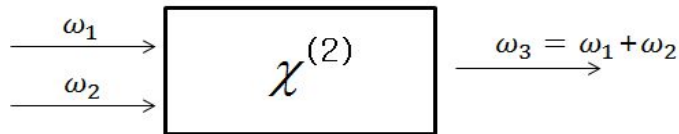


그림 2.1 합주파수 발생 모식도.

합주파수 발생 과정은 그림 2.1에서와 같이 서로 다른 두 개의 입사 주파수의 광자가 소멸되고 새로운 하나의 주파수 광자가 생성된다 [7]. 두 개의 다른 주파수 성분에 대한 전기장 표현은 식 (2.2)과 같이 표현되고

$$\vec{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (2.2)$$

2차 감수율에 기여하는 비선형 분극은

$$\vec{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}(t)^2 \quad (2.3)$$

과 같이 표현된다. 식 (2.2)을 식 (2.3)에 대입해서 풀어주면

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} [E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \\ + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.] + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \end{aligned} \quad (2.4)$$

으로 표현할 수 있다. 식 (2.4)의 세 번째 항이 합주파수 발생으로 작용하고 비선형 분극은 식 (2.5)와 같이 다른 표기법을 사용하여 간단히 표현할 수 있다.

$$\vec{P}^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (2.5)$$

따라서 합주파수 발생의 비선형 분극의 복소진폭은 다음과 같이 표현할 수 있고

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (2.6)$$

비선형 분극의 복소진폭은 유효계수인  $d_{eff}$ 로 식 (2.7)과 같이 표현할 수 있다.

$$P(\omega_3) = 4\epsilon_0 d_{eff} E(\omega_1) E(\omega_2) \quad (2.7)$$

여기서  $d_{eff} = \chi^{(2)}/2$ 로 정의된다. 위 식들은 손실과 분산이 없는 매질에서의 표현이고 손실과 분산이 있는 매질에서의 비선형 분극의 복소진폭 표현은 식 (2.8)과 같다.

$$P_i(\omega_3) = 2\epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (2.8)$$

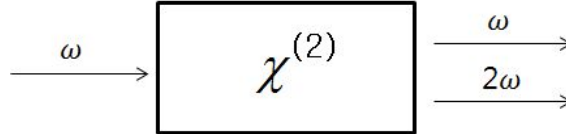


그림 2.2 2차조화파 발생 모식도.

2차조화파 발생도 비선형 과정 중 하나로 그림 2.2에서와 같이 하나의 입사 주파수 광자가 2개 소멸되고 새로운 주파수의 광자가 1개 생성된다 [7]. 2차조화파 발생에 대한 전기장 표현은 식 (2.9)와 같이 표현된다.

$$\vec{E}(t) = E e^{-i\omega t} + c.c., \quad E = A e^{ikz} \quad (2.9)$$

2차조화파 발생의 경우 2차 감수율에 기여하는 비선형 분극은

$$\vec{P}^{(2)}(t) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E E^* + (\epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-i2\omega t} + c.c.) \quad (2.10)$$

으로 표현할 수 있다. 식 (2.10)에서 2번째 항이 2차조화파 발생으로 작용하고 2차조화파 발생에 대한 비선형 분극의 복소진폭은 식 (2.11)과 같이 표현할 수 있다.

$$P(2\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 \quad (2.11)$$

비선형 분극의 복소진폭은 유효계수인  $d_{\text{eff}}$ 로 식 (2.12)와 같이 표현할 수 있다.

$$P(2\omega) = 2\epsilon_0 d_{eff} E(\omega)^2 \quad (2.12)$$

비선형 광학 매질을 통과하는 빔의 파동방정식 형태는 맥스웰 방정식을 이용하여 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= \rho, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$\rho = 0, \vec{J} = 0$  이고 물질이 비자성이면  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  되어 식 (2.13)의 네 번째 식에 대입하면  $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 (\partial \vec{D} / \partial t)$  와 같이 표현할 수 있고 이 식의 양변에  $\partial / \partial t$ 을 곱하면  $\nabla \times (\partial \vec{B} / \partial t) = \mu_0 (\partial^2 \vec{D} / \partial t^2)$  가 된다. 이 식에 식 (2.13)의 세 번째 식을 대입하면 식 (2.14)을 얻을 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.14)$$

그리고 비선형에서  $\vec{D}$ 와  $\vec{E}$ 는 식 (2.15)와 같은 관계를 갖는다.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.15)$$

식 (2.14)에 식 (2.15)을 대입하면  $\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 (\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) + \mu_0 (\partial^2 \vec{P} / \partial t^2) = 0$  이 되고  $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$  이므로 다시 정리하면 식 (2.16)으로 표현할 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

식 (2.16)은 비선형광학에서 가장 일반적인 파동방정식의 표현이고 특정조건 식 (2.17)으로 이 식은 간소화할 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.17)$$

그리고 파가 무한한 평면파라면 식 (2.17)의 우변의 첫 번째 항은 0이 되어 식 (2.18)과 같이 표현할 수 있다.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

그리고  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  이므로 대입해서 정리하면 식 (2.19)와 같이 표현할 수 있다.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

또한  $\vec{D} = \vec{D}^{(1)} + \vec{P}^{NL}$  으로 선형 항과 비선형 항으로 분리할 수 있고 식 (2.19)에 대입해 정리하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}^{(1)}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

손실이 없고 분산이 없는 매질, 그리고 등방성이면 선형 항은  $\vec{D}^{(1)} = \epsilon_0 \epsilon^{(1)} \vec{E}$ 로 쓸 수 있고 이 식들을 식 (2.20)에 대입해 정리하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

위 식은 손실이 없고 분산이 없는 경우에 대한 파동방정식의 표현이고 분산이 있는 매질에서는 식 (2.22)과 같이 주파수 성분을 고려해 줘야한다.

$$\nabla^2 \vec{E}_n - \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_n^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

이와 같이 비선형 광학 매질을 통과하는 빔의 파동방정식 형태는 맥스웰 방정식으로 유도할 수 있다.

## 2. 합주파수 발생 및 2차조화파 발생

### 1) 합주파수 발생

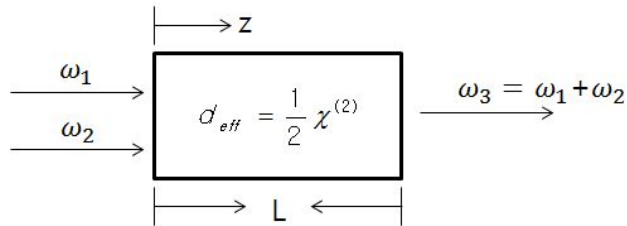


그림 2.3 결정길이와 진행방향에 따른 합주파수 발생 모식도.

매질의 길이가 L이고 +z 방향으로 빛이 진행할 경우 합주파수 발생 과정은 그림 2.3과 같이 표현할 수 있다 [7]. 이 조건에서 전기장의 표현은

$$\vec{E}_3(z,t) = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (2.23)$$

이고, 여기서  $k_3 = n_3 \omega_3 / c$ ,  $n_3^2 = \epsilon^{(1)}(\omega_3)$ 으로 주어진다. 그리고 비선형 분극은 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{P}_3(z,t) = 4\epsilon_0 d_{eff} A_1 A_2 e^{i[(k_1 + k_2)z - \omega_3 t]} + c.c. \quad (2.24)$$

식 (2.23)과 식 (2.24)을 식 (2.22)에 대입하여 정리하면 식 (2.25)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - k_3^2 A_3 + \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_3) \omega_3^2 A_3}{c^2} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \\ & = \frac{-4d_{eff} \omega_3^2}{c^2} A_1 A_2 e^{i[(k_1 + k_2)z - \omega_3 t]} + c.c. \end{aligned} \quad (2.25)$$

식 (2.25)에  $k_3^2 = \epsilon^{(1)}(\omega_3) \omega_3^2 / c^2$ 을 대입하면 좌변의 세 번째 항과 네 번째 항은 사라지고 양변의 켈레복소수 항을 없애도 등호는 유지된다. 그리고  $e^{-i\omega_3 t}$ 을 제거하면 식 (2.26)을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{-4d_{eff} \omega_3^2}{c^2} A_1 A_2 e^{i(k_1 + k_2 - k_3)z} \quad (2.26)$$

일반적으로 식 (2.26)의 좌변의 두 번째 항이 첫 번째 항보다 매우 크기 때문에 근사식으로 첫 번째 항을 없앨 수 있다. 여기서  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ 을 나타내고 파수 벡터 부조화라고 한다.

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2id_{eff}\omega_3^2}{k_3c^2} A_1A_2 e^{i\Delta kz} \quad (2.27)$$

그리고 식 (2.27)을 적분하면 식 (2.28)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} A_3(L) &= \frac{2id_{eff}\omega_3^2 A_1A_2}{k_3c^2} \int_0^L e^{i\Delta kz} dz \\ &= \frac{2id_{eff}\omega_3^2 A_1A_2}{k_3c^2} \left( \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{i\Delta k} \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

그리고  $I_i = n_i \epsilon_0 c |A_i|^2 / 2$ ,  $i = 1, 2, 3$ 을 식 (2.28)에 적용하면 합주파수의 세기를 얻을 수 있다.

$$I_3 = \frac{2n_3 \epsilon_0 d_{eff}^2 \omega_3^4 |A_1|^2 |A_2|^2}{k_3^2 c^3} \left| \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{\Delta k} \right|^2 \quad (2.29)$$

식 (2.29)에서 제곱 계수 항은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \left| \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{\Delta k} \right|^2 &= L^2 \left( \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{\Delta kL} \right) \left( \frac{e^{-i\Delta kL} - 1}{\Delta kL} \right) \\ &= 2L^2 \frac{(1 - \cos \Delta kL)}{(\Delta kL)^2} \\ &= L^2 \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \\ &= L^2 \sin^2(\Delta kL/2) \end{aligned} \quad (2.30)$$



합주파수의 세기는  $k_3^2 = n_3^2 \omega_3^2 / c^2$ 과  $I_i = n_i \epsilon_0 c |A_i|^2 / 2$ ,  $i = 1, 2, 3$ 을 다시 이용하여 정리하면 식 (2.31)와 같이 나타낼 수 있다.

$$I_3 = \frac{8d_{eff}^2 \omega_3^2 I_1 I_2}{n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c^3} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (2.31)$$

## 2) 합주파수 위상정합

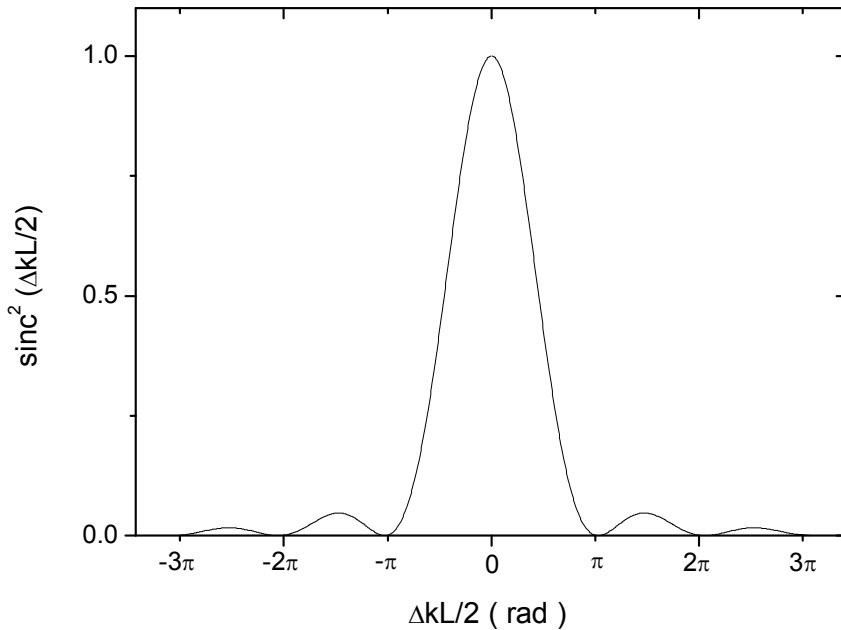


그림 2.4 위상정합조건.

식 (2.31)에서  $\text{sinc}^2(\Delta k L / 2)$ 에 대한 그래프는 그림 2.4에서 볼 수 있고  $\Delta k L / 2 = 0$ 일 때 위상정합이 된다.  $L$ 은 0이 될 수 없기 때문에  $\Delta k$ 가 0이 되어야 한다. 따라서 합주파수 위상정합 조건은 식 (2.32)을 만족해야 한다.

$$\Delta k = 0$$

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$$

$$k_1 + k_2 - k_3 = 0$$

$$2\pi \left( \frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_3}{\lambda_3} \right) = 0$$

$$\frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} = \frac{n_3}{\lambda_3} \quad (2.32)$$

일반적으로 파장이 짧아지면 굴절률이 증가하는 정상분산 효과 때문에 단굴절 물질에서는 위상정합 조건을 만족하기 어렵다. 그러나 복굴절 물질의 경우 편광 방향에 따라 굴절률이 달라지는 성질을 이용하면 어렵지 않게 위상정합을 할 수 있다. 따라서 단굴절 물질을 사용하지 않고 복굴절 물질을 사용한다. 단축결정에서 합주파수 위상정합은 표 2.1의 조건을 만족해야 한다 [7].

	양의 단축결정 ( $n_e > n_o$ )	음의 단축결정 ( $n_e < n_o$ )
타입 I	$\frac{n_{3,o}}{\lambda_3} = \frac{n_{1,e}}{\lambda_1} + \frac{n_{2,e}}{\lambda_2}$	$\frac{n_{3,e}}{\lambda_3} = \frac{n_{1,o}}{\lambda_1} + \frac{n_{2,o}}{\lambda_2}$
타입 II	$\frac{n_{3,o}}{\lambda_3} = \frac{n_{1,o}}{\lambda_1} + \frac{n_{2,e}}{\lambda_2}$	$\frac{n_{3,e}}{\lambda_3} = \frac{n_{1,e}}{\lambda_1} + \frac{n_{2,o}}{\lambda_2}$

표 2.1 합주파수 위상정합조건

일반적으로 위상정합을 위한 가장 흔한 방법은 복굴절을 이용하는 것이다. 복굴절을 이용한 위상정합 방법은 두 가지로 나눌 수 있다. 첫 번째는 각을 조절하는 방법으로 입사파의 진행방향에 대해 결정의 각을 맞춤으로써 위상정합을 한다. 정상파의 경우 편광방향에 관계없이 굴절률이 일정하지만 이상파는 편광 방향에 따라 굴절률이 다르게 된다 [7].

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} \quad (2.33)$$

여기서  $\theta$ 는 광축과 빔의 진행방향 사이의 각도이고  $n_o$ 는 정상파의 굴절률,  $n_e$ 는 이상파의 굴절률을 의미한다. 두 번째는 온도를 조절하는 방법으로 LN과 같은 물질의 복굴절량은 온도에 매우 강하게 의존적이다. 따라서 온도를 조절하여 위상정합을 할 수 있다.

우리가 실험한 시스템 조건은  $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 355 \text{ nm}$ 이다. 합주파수 발생은 타입-II에 해당하고 주요면은 YZ평면이다. 여기서 타입-I은 입사하는 두 파의 편광이 같은 방향을 갖는 경우이고 타입-II는 입사하는 두 파의 편광이 수직인 방향을 갖는 경우를 말한다. 합주파수 발생은  $o + e \Rightarrow o$ , 즉 정상파와 이상파가 상호작용하여 정상파가 발생되고 그림 2.5와 같이 YZ평면에서는 극각  $\theta$ 로 표현된다. 실험에 사용한 LBO 결정은 2축결정으로 방향에 따라 세 굴절률  $n_x, n_y, n_z$ 을 갖고 크기는  $n_x < n_y < n_z$ 으로 표현된다. 정상파인 1064 nm와 355 nm에 관련된 굴절률  $n_1$ 과  $n_3$ 는 YZ평면에 수직인 굴절률  $n_x$ 에 해당한다. 그리고 식 (2.33)에서 광축이 Z축 상에 있고  $\theta = 0^\circ$ 이면  $n_e(0) = n_o$ 가 되고  $\theta = 90^\circ$ 이면  $n_e(90) = n_e$ 가 된다. 따라서 이상파인 532 nm의 굴절률  $n_2$ 는 그림 2.5에서 볼 수 있듯이  $n_o = n_y, n_e = n_z$ 가 되어 식 (2.33)의  $n_e(\theta)$ 을 구할 수 있다.  $n_x, n_y, n_z$ 은 식 (2.34)과 같이 표현되고 온도 변화에 따른 굴절률 변화는 식 (2.35), 그리고 LBO의  $dn_x/dT, dn_y/dT, dn_z/dT$ 는 식 (2.36)과 같이 표현할 수 있다 [3].

$$\begin{aligned} n_x^2 &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2, \\ n_y^2 &= 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01848\lambda^2, \\ n_z^2 &= 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01861\lambda^2 \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$n = n_0 + \frac{dn}{dT}(T - T_0), (n_0: 20^\circ C \text{에서의 굴절률}, T_0 = 20^\circ C) \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_X}{dT} &= -1.8 \times 10^{-6}, \\ \frac{dn_Y}{dT} &= -13.6 \times 10^{-6}, \\ \frac{dn_Z}{dT} &= -6.3 - 2.1 \lambda \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (2.36)$$

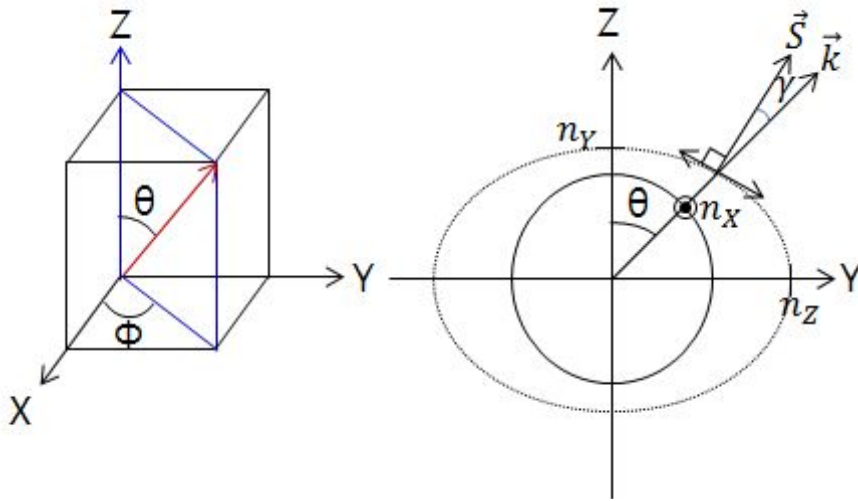


그림 2.5 YZ평면상에서 굴절률.

식 (2.32), 식 (2.33), 식 (2.34)을 이용해  $T = 20\text{ }^\circ\text{C}$  이고  $L = 5\text{ mm}$ 와  $10\text{ mm}$  그리고  $20\text{ mm}$ 일 경우  $\theta$ 에 대한  $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 의 합주파수 그래프는 그림 2.6과 같이 나타난다. 그림에서 볼 수 있듯이  $\theta = 32.95^\circ$ 에서 위상정합이 되고  $L = 5\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.4^\circ$ ,  $L = 10\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.2^\circ$ ,  $L = 20\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.1^\circ$ 로 결정길이가 길어지면 반치폭이 작아지는 것을 알 수 있다.

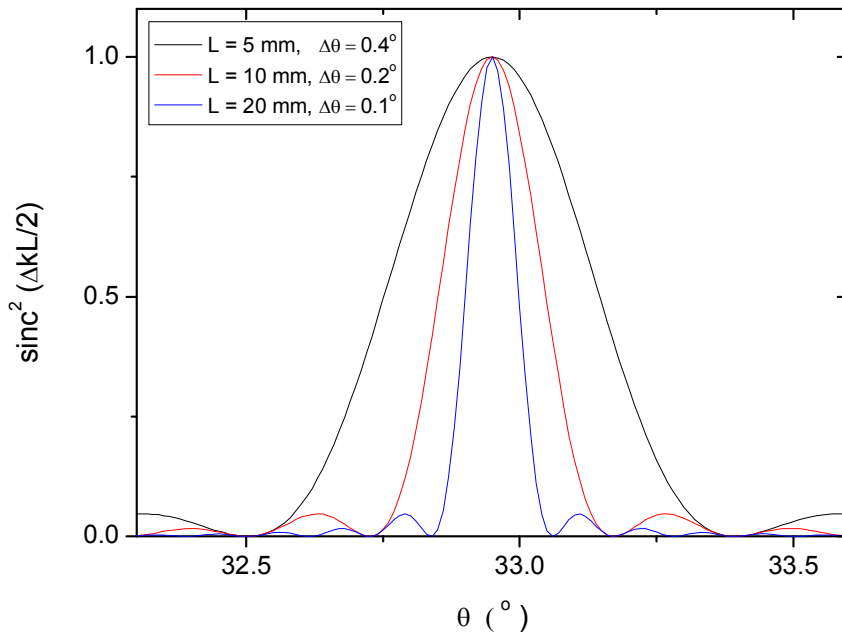


그림 2.6  $\theta$  변화에 따른 합주파수 위상정합.

식 (2.32), 식 (2.33), 식 (2.34), 식 (2.35), 식 (2.36)을 이용해  $\theta = 32.95^\circ$ 이고  $L = 5 \text{ mm}$ 와  $10 \text{ mm}$  그리고  $20 \text{ mm}$ 일 경우 온도에 대한  $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 의 합주파수 그래프는 그림 2.7과 같이 나타난다. 그림에서 볼 수 있듯이  $T = 20^\circ\text{C}$  에서 위상정합이 되고  $L = 5 \text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $9.4^\circ\text{C}$  ,  $L = 10 \text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $4.7^\circ\text{C}$  ,  $L = 20 \text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $2.4^\circ\text{C}$ 이다.

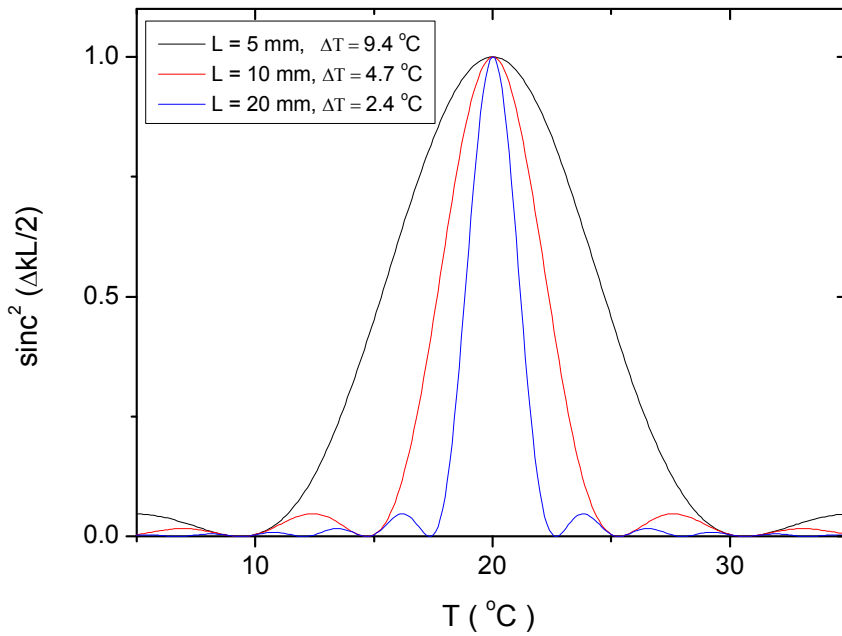


그림 2.7 온도변화에 따른 합주파수 위상정합.

### 3) 2차조화파 발생 및 위상정합

2차조화파 발생 과정에서 전기장의 표현은 식 (2.37)으로 표현할 수 있다.

$$\vec{E}_2(z,t) = A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \quad (2.37)$$

그리고 비선형 분극은 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{P}_2 = 2\epsilon_0 d_{eff} A_1^2 e^{i(2k_1 z - \omega_2 t)} + c.c. \quad (2.38)$$

식 (2.37)과 식 (2.38)을 식 (2.22)에 대입하여 정리하면 식 (2.39)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{d^2 A_2}{dz^2} + 2ik_2 \frac{dA_2}{dz} - k_2^2 A_2 + \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_2) \omega_2^2 A_2}{c^2} \right] e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \\ & = \frac{-2d_{eff} \omega_2^2}{c^2} A_1^2 e^{i(2k_1 z - \omega_2 t)} + c.c. \end{aligned} \quad (2.39)$$

식 (2.39)의 좌변의 세 번째 항에  $k_2^2 = \epsilon^{(1)}(\omega_2) \omega_2^2 / c^2$ 을 대입해 다시 정리하면 식 (2.40)을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} + 2ik_2 \frac{dA_2}{dz} = \frac{-2d_{eff} \omega_2^2}{c^2} A_1^2 e^{i(2k_1 - k_2)z} \quad (2.40)$$

그리고 일반적으로 식 (2.40)의 좌변의 두 번째 항이 첫 번째 항보다 매우 크기 때문에 근사식으로 첫 번째 항을 없앨 수 있다.

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{id_{eff}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1^2 e^{i\Delta kz} \quad (2.41)$$

$\Delta k = 2k_1 - k_2$ 을 나타내고 식 (2.41)을 적분하면 식 (2.42)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} A_2(L) &= \frac{id_{eff}\omega_2^2 A_1^2}{k_2c^2} \int_0^L e^{i\Delta kz} dz \\ &= \frac{id_{eff}\omega_2^2 A_1^2}{k_2c^2} \left( \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{i\Delta k} \right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

그리고  $I_i = n_i \epsilon_0 c |A_i|^2 / 2$ ,  $i = 1, 2, 3$ 을 식 (2.42)에 적용하면 2차조화파의 세기를 얻을 수 있다.

$$I_2 = \frac{n_2 \epsilon_0 d_{eff}^2 \omega_2^4 |A_1|^4}{2k_2^2 c^3} \left| \frac{e^{i\Delta kL} - 1}{\Delta k} \right|^2 \quad (2.43)$$

합주파수와 마찬가지로 제곱 계수 항은  $L^2 \text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 로 표현할 수 있고 식 (2.43)을  $k_2^2 = n_2^2 \omega_2^2 / c^2$ 과  $I_i = n_i \epsilon_0 c |A_i|^2 / 2$ ,  $i = 1, 2, 3$ 을 대입해 다시 정리하면 식 (2.44)로 표현할 수 있다.

$$I_2 = \frac{2d_{eff}^2 \omega_2^2 I_1^2}{n_1^2 n_2 \epsilon_0 c^3} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) \quad (2.44)$$

합주파수 위상정합 조건과 유사하게 2차조화파 위상정합 조건은 식 (2.45)을 만족해야 하고 단축결정에서 2차조화파 위상정합은 표 2.2와 같다.



$$\begin{aligned} \Delta k &= 0 \\ \Delta k &= 2k_1 - k_2 \\ 2k_1 - k_2 &= 0 \\ 2\pi \left( \frac{2n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} \right) &= 0 \\ \frac{2n_1}{\lambda_1} &= \frac{n_2}{\lambda_2} \end{aligned} \tag{2.45}$$

양의 단축결정 ( $n_e > n_o$ )	음의 단축결정 ( $n_e < n_o$ )
$\frac{n_{2,o}}{\lambda_2} = \frac{2n_{1,e}}{\lambda_1}$	$\frac{n_{2,e}}{\lambda_2} = \frac{2n_{1,o}}{\lambda_1}$

표 2.2 2차조화파 위상정합조건

우리가 실험한 시스템 조건은  $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ 이다. 2차조화파 발생은  $o + o \Rightarrow e$ , 즉 정상파와 정상파가 상호작용하여 이상파가 발생된다. 따라서 합주파수 발생과는 달리 2차조화파 발생은 타입-1에 해당하고 주요면은 XY평면이다. 정상파인 1064 nm와 관련된 굴절률은  $n_1$ 이고 XY평면에 수직인 굴절률  $n_2$ 에 해당한다. XY평면에서는 그림 2.5에서 볼 수 있듯이 극각  $\theta$ 가 아닌 방위각  $\phi$ 로 사용하고 식 (2.33)에 적용하면  $\phi = 0^\circ$ 일 때  $n_e(0) = n_o$ 가 되고  $\phi = 90^\circ$ 이면  $n_e(90) = n_e$ 가 된다.  $\phi$ 는 X축부터 재는 각도이므로 이상파에 해당하는 532 nm의 굴절률  $n_2$ 는  $n_o = n_y$ ,  $n_e = n_x$ 가 되어 식 (2.33)의  $n_e(\phi)$ 을 구할 수 있다. 그리고  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$ 는 식 (2.34)과 같이 표현되고 온도 변화에 따른 굴절률 변화는 식 (2.35), 그리고 LBO의  $dn_x/dT$ ,  $dn_y/dT$ ,  $dn_z/dT$ 는 식 (2.36)과 같이 표현할 수 있다 [3].

식 (2.33), 식 (2.34), 식 (2.43)을 이용해  $T = 20\text{ }^\circ\text{C}$ 이고  $L = 5\text{ mm}$ 와  $10\text{ mm}$  그리고  $20\text{ mm}$ 일 경우  $\phi$ 에 대한  $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 의 2차조화파 그래프는 그림 2.8과 같이 나타난다. 그림에서 볼 수 있듯이  $\phi = 11.61^\circ$ 에서 위상정합이 되고  $L = 5\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.48^\circ$ ,  $L = 10\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.24^\circ$ ,  $L = 20\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $0.12^\circ$ 로 결정길이가 길어지면 반치폭이 작아지는 것을 알 수 있다.

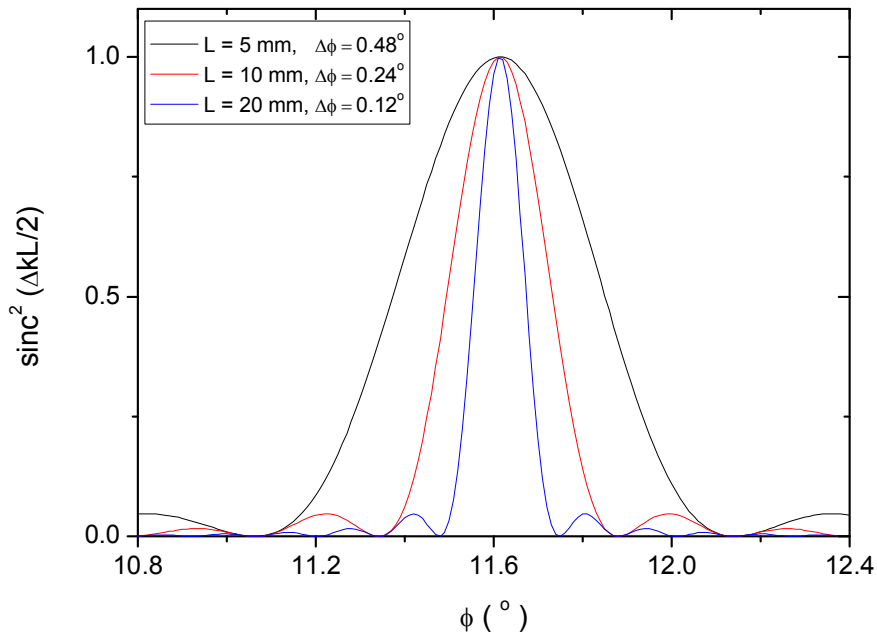


그림 2.8  $\phi$  변화에 따른 2차조화파 위상정합.

식 (2.33), 식 (2.34), 식 (2.35), 식 (2.36), 식 (2.43)을 이용해 비임계 위상정합 조건에서  $L$ 이 5 mm와 10 mm 그리고 20 mm일 경우 온도에 대한  $\text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ 의 2차조화파 그래프는 그림 2.9와 같이 나타난다. 그림에서 볼 수 있듯이  $T = 163.73^\circ\text{C}$ 에서 위상정합이 되고  $L = 5\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $11.64^\circ\text{C}$ ,  $L = 10\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $5.82^\circ\text{C}$ ,  $L = 20\text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $2.91^\circ\text{C}$  이다.

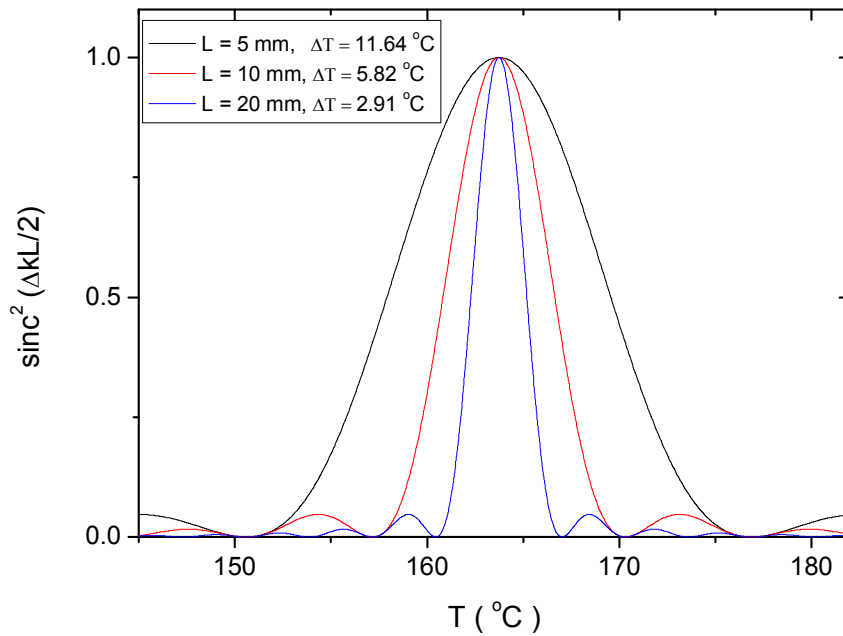


그림 2.9 온도변화에 따른 2차조화파 위상정합.

### 3. 워크오프보상을 이용한 합주파수 발생 효율 향상

#### 1) 워크오프 효과

워크오프는 입사파가 비선형 매질을 통과하면 파수 벡터와 포인팅 벡터가 달라지는 현상으로 그림 2.10에서 볼 수 있다. 그리고 워크오프 각은 포인팅 벡터가 파수 벡터로부터 벗어난 각으로 식 (2.46)에 의해 얻을 수 있다.

$$\tan \gamma = \frac{n_e(\theta)^2}{2} \left[ \frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right] \sin 2\theta \quad (2.46)$$

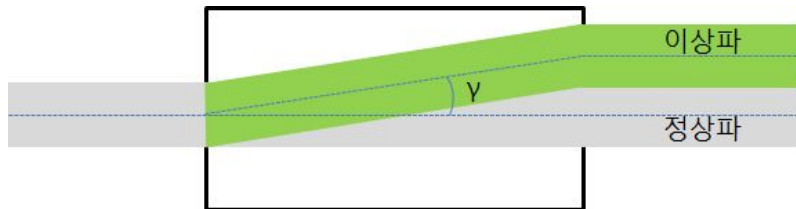


그림 2.10 워크오프 효과.

#### 2) 워크오프 보상소자

입사파가 비선형 매질을 통과하게 되면 워크오프 효과에 의해 발생된 빔의 변환 효율이 감소하게 된다. 따라서 워크오프를 보상하기 위해 워크오프 보상소자를 사용한다. 워크오프 보상소자를 사용하였을 경우와 사용하지 않았을 경우 효율은 그림 2.11에서 볼 수 있다 [15]. 그림 2.11(a)와 (b)을 비교하면 워크오프 보상소자를 사용했을 경우 갈라지는 두 파를 결정 중앙에서 교차하게 하여 상호 작용하는 부분을 많게 함으로써 출력 효율을 최대로 높일 수 있다. 갈라지는 정상파와 이상파가 결정 중앙에서 교차하게 하는 워크오프 보상소자의 길이는  $\chi_{2,\text{com}} l_{\text{com}} = \chi_{2,\text{SFG}} l_{\text{SFG}} / 2$ 의 조건을 만족해야한다. 여기서  $\chi_{2,\text{com}}$ ,  $\chi_{2,\text{SFG}}$ 은 각각 워크오프 보상소자와 합주파수 발생 결정의 워크오프 각이고  $l_{\text{com}}$ ,  $l_{\text{SFG}}$ 은 각각 워크

오프 보상소자와 합주파수 발생 결정의 길이이다.

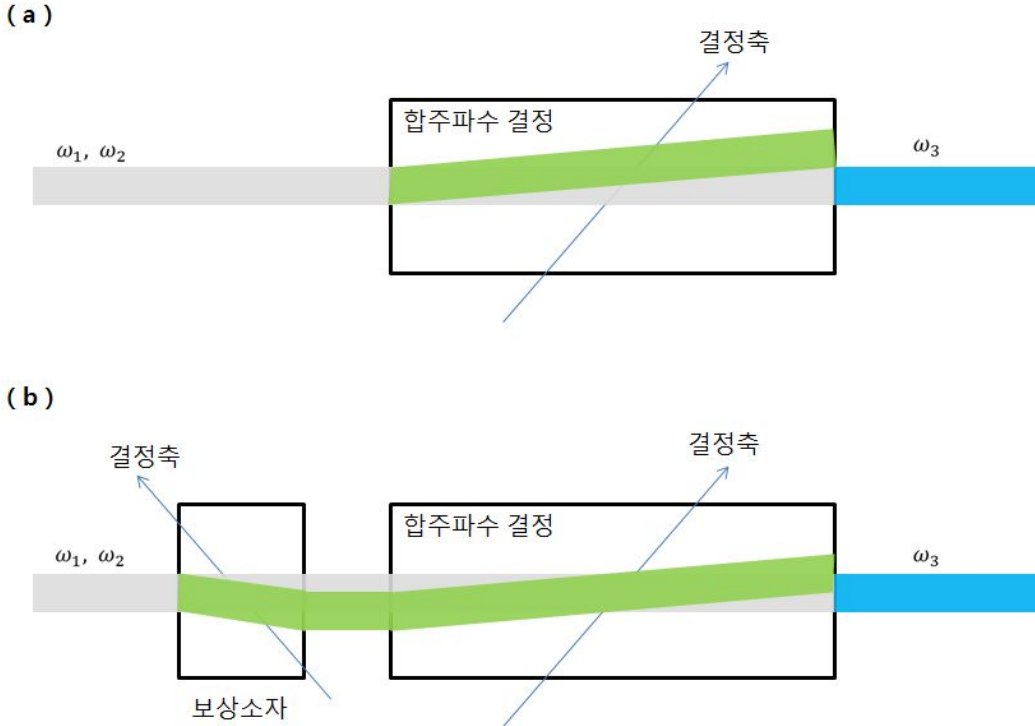


그림 2.11 워크오프 보상소자의 사용에 따른 효율. (a) 워크오프 보상소자를 사용하지 않을 경우. (b) 워크오프 보상소자를 사용한 경우.

### 3) 결정쌍

합주파수 발생 효율을 높이기 위해 워크오프 보상소자를 사용하였는데 우리는 효율을 좀 더 높이기 위해 추가로 결정쌍을 사용하였다. 결정쌍을 이용해 효율을 향상시키기 위해서는 첫 번째 결정과 두 번째 결정의 워크오프 방향과 비선형 유효계수가 중요하다. 그림 2.12에서 (a)는  $E_{1,x}$ 와  $E_{2,y}$ 가 + 방향일 때의 결정 방향, (b)는  $E_{1,x}$ 가 + 방향,  $E_{2,y}$ 가 - 방향일 때의 결정 방향, (c)는  $E_{1,x}$ 가 - 방향,  $E_{2,y}$ 가 + 방향일 때의 결정 방향이고 (d)는  $E_{1,x}$ 와  $E_{2,y}$ 가 - 방향일 때의 결정 방향이다. (a)와 (b)에서는 Z축이 같은 방향이기 때문에 워크오프가 보상이 되

지 않고 (c)와 (d)에서는 Z축이 반대 방향이기 때문에 위크오프가 보상이 된다. LBO 결정의 비선형 유효계수는 타입-II 상호작용에서  $d_{15}\cos\theta$ 가 되고  $d_{15}$ 는  $d_{xy}$ 로 표현할 수 있다 [3]. 따라서 타입-II 합주파수 파의 비선형 분극은  $P_{3,X} = 4d_{xy}E_{1,X}E_{2,Y}$ 로 표현할 수 있다. 비선형 분극에 대한 의미는 정상파에 해당하는 합주파수 파는 정상파에 해당하는 1064 nm의 파와 이상파에 해당하는 532 nm의 파가 상호작용하여 발생된다는 것을 의미한다. 그림 2.12 볼 수 있듯이 (a)와 (c)에서 같은 + 방향, (b)와 (d)에서 같은 - 방향의  $P_3$ 을 갖는 것을 알 수 있다.

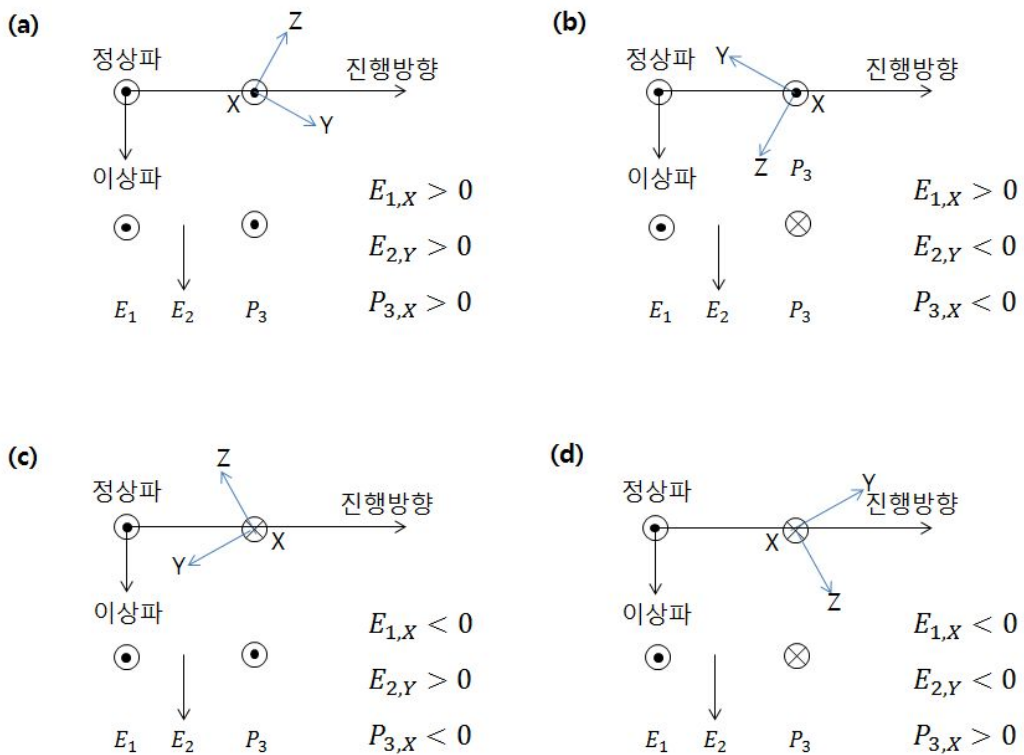


그림 2.12 결정 방향에 따른 비선형 분극 방향. (a)와 (c)는 + 방향. (b)와 (d)는 - 방향.

결정쌍의 배열은 그림 2.13과 같이 4가지로 나눌 수 있다. (a)는 첫 번째 결정과 두 번째 결정을 같은 방향으로 배열, (b)는 첫 번째 결정을 기준으로 두 번째 결정을 정상파 축으로 180도 회전한 배열, (c)는 두 번째 결정을 이상파 축으로 180도 회전한 배열이고 (d)는 두 번째 결정을 진행방향을 축으로 180도 회전한 배열이다. 4가지 배열에서 워크오프 보상이 되고 유효계수가 같은 부호를 갖는 (c) 배열에서 가장 높은 효율이 나타난다.

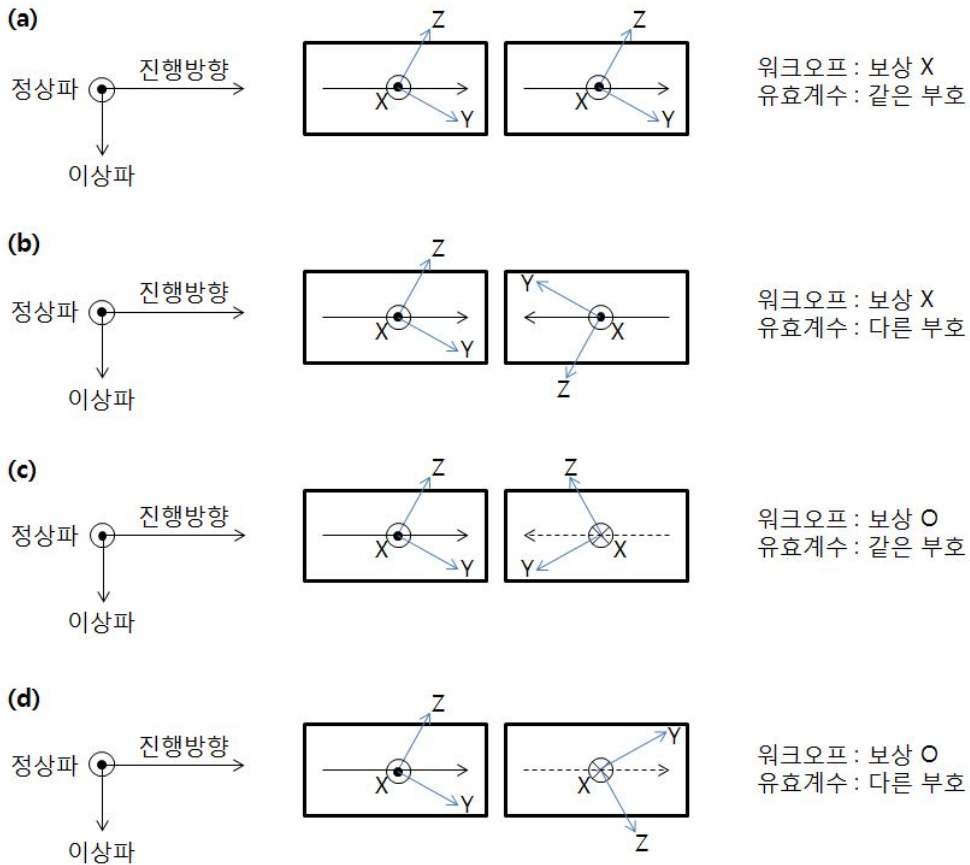
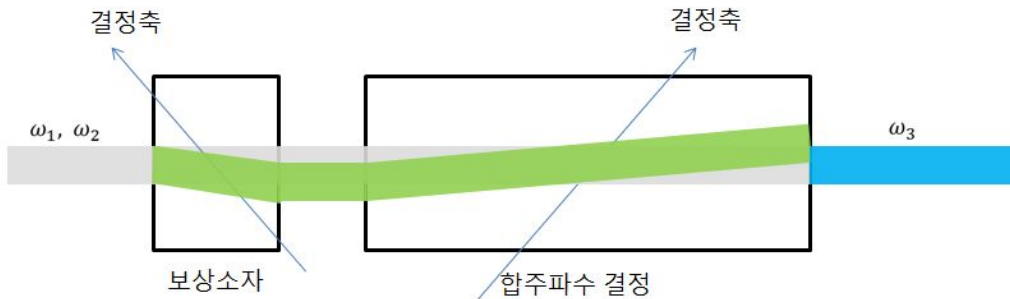


그림 2.13 결정쌍의 배열. (a) 워크오프보상이 되지 않고 같은 부호의 유효계수. (b) 워크오프보상이 되지 않고 다른 부호의 유효계수. (c) 워크오프보상이 되고 같은 부호의 유효계수. (d) 워크오프보상이 되고 다른 부호의 유효계수.

합주파수 발생결정으로 단일결정을 사용했을 경우 효율은 그림 2.14(a)에서 볼 수 있고 합주파수 발생 결정으로 결정쌍을 사용했을 경우 효율은 그림 2.14(b)에서 볼 수 있다 [15]. 그림 2.14에서 볼 수 있듯이 워크오프 보상소자를 사용하고 결정쌍을 사용할 경우 두 빔이 상호작용하는 범위가 더 많은 것을 확인할 수 있다. 갈라지는 두 빔을 첫 번째 결정 중앙에서 교차하게 하면 효율을 최대로 향상시킬 수 있다. 두 빔이 첫 번째 결정 중앙에서 교차하게 하는 워크오프 보상소자의 길이는  $\gamma_{2,com}|_{com} = \gamma_{2,SFG}|_{SFG}/4$ 의 조건을 만족해야한다. 그리고 첫 번째 결정 중앙에서 두 빔이 교차하면 결정쌍의 대칭 때문에 두 번째 결정 중앙에서 다시 교차하게 된다.

(a)



(b)

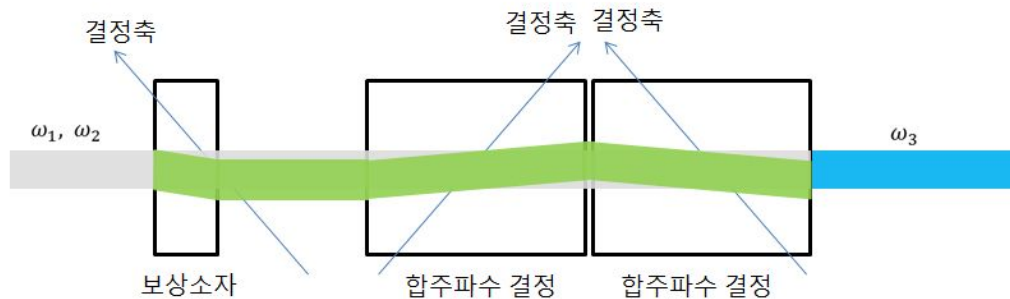


그림 2.14 합주파수 발생 결정에 따른 효율. (a) 단일결정을 사용한 경우. (b) 결정쌍을 사용한 경우.



### III. 실험방법 및 결과

#### 1. 실험 배치

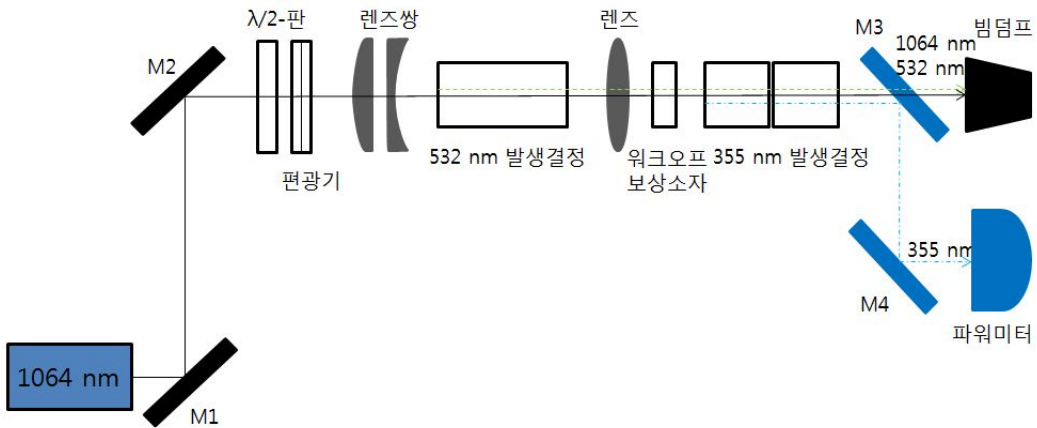


그림 3.1 실험 배치도.

실험을 위한 장치들의 배치는 그림 3.1과 같이 구성하였다. 기본파는 1064 nm 파장의 다이오드 펌프된 고체 레이저로 반복률 20 kHz에서 10 ns의 펄스 지속 시간을 갖는 펄스를 방출한다. 적외선 빔의 편광방향은 광학 테이블에 수직한 방향이다.  $\lambda/2$ -판과 편광기를 사용하여 3 W의 출력을 유지하도록 하였고 편광기의 투과축은 테이블에 수직한 방향으로 되어있다. 그리고 적외선 빔의 빔 사이즈를 쉽게 조절하기 위해 27 mm의 곡률반경을 갖는 평볼록 BK7 렌즈와 10 mm의 곡률반경을 갖는 평오목 BK7 렌즈로 구성된 렌즈쌍을 사용하였고 2차조화파 발생 결정 중앙에 초점이 위치하도록 하였다. 발생한 녹색 빔의 편광방향은 테이블에 수평한 방향이다. 다시 50 mm의 곡률반경을 갖는 양볼록 fused-silica 렌즈를 통해 합주파수 발생 결정 중앙에 초점이 위치하도록 하였고 입력면과 출력면은 1064 nm와 532 nm에 대해 무반사 코팅하였다. 발생한 자외선 빔의 편광

방향은 테이블에 수직인 방향이다. 532 nm 발생결정은 길이가 20 mm인 타입-I LBO 결정을 사용하였고 355 nm 발생 결정은  $\theta = 43.4^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$ 인 타입-II LBO 결정으로 10 mm 길이의 결정쌍과 20 mm 길이의 단일결정을 각각 사용하여 비교 실험하였다. 각 발생 결정은 그림 3.2에서 볼 수 있는 오븐에 고정되어 있고 위상정합을 위해 0.1 °C 보다 작은 온도 정확성을 가지고 있는 오븐을 사용하였다. 그리고 워크오프를 보상하기 위한 워크오프 보상소자는 532 nm에서  $n_o = 1.67755$ ,  $n_e = 1.53592$ 의 굴절률을 갖는  $\alpha$ -BB0 결정을 사용하였고 [21]  $\theta = 15^\circ$ 에서 워크오프 각은 47.6 mrad으로 [3, 7] 합주파수 발생 결정 앞에 두었다. 그리고 워크오프 보상소자의 길이는 355 nm 발생 결정의 길이가 10 mm 결정쌍인 경우 0.98 mm를 사용하였고 20 mm 단일결정인 경우 길이가 두 배인 1.95 mm를 사용하였다. 자외선 빔의 출력을 측정하기 위해 355 nm 파장에 높은 반사율을 가지고 1064 nm와 532 nm 파장에 높은 투과율을 갖는 미러 2개를 사용하였다.

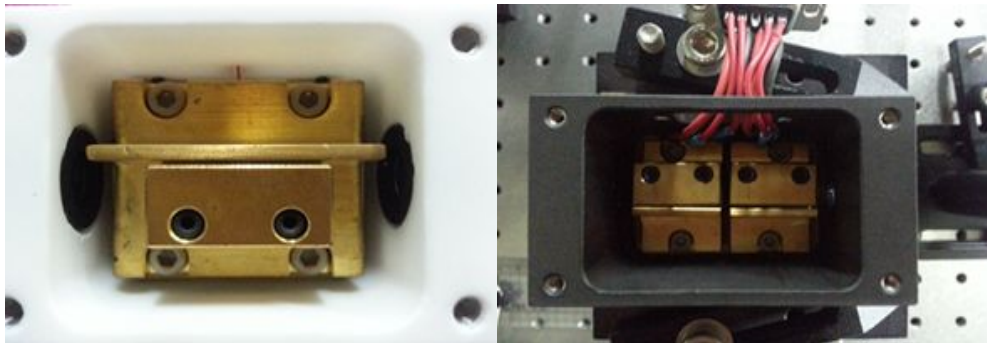


그림 3.2 녹색 빔과 자외선 빔 발생오븐.

## 2. 2차조화파와 합주파수의 실험 방법 및 결과

### 1) 2차조화파 실험

렌즈쌍으로 집광된 적외선 빔의 빛살을 CCD 카메라로 분석하였고 CCD 카메라의 사양은 표 3.1에서 볼 수 있다. 빛살크기는  $FWHM_x = 61 \mu\text{m}$ ,  $FWHM_y = 74 \mu\text{m}$ 가 측정되고 빛살모양은 그림 3.3에서 볼 수 있다.

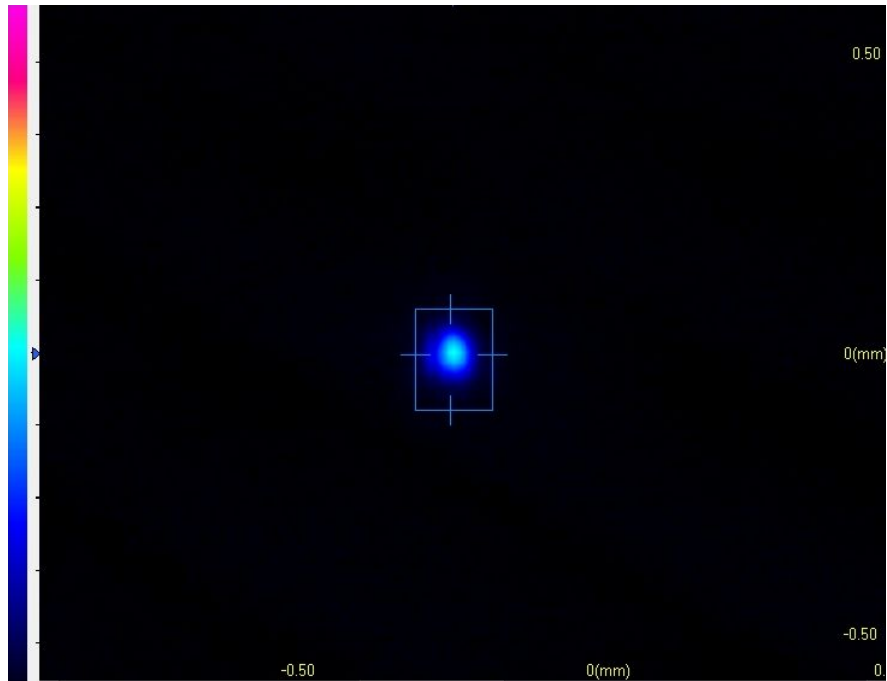


그림 3.3 적외선 빔의 빛살모양.

제조사	DUMA OPTRONICS LTD.
제품	Beam On : CCD Camera Laser Beam Profiling
픽셀 사이즈	8.6 $\mu\text{m}$ (H) * 8.3 $\mu\text{m}$ (V)
반응 파장	350 - 1310 nm

표 3.1 실험에서 사용한 CCD 카메라의 사양

적외선 빔의 출력은  $\lambda/2$ -판을 조절하여 3.00 W로 고정한 후 발생된 녹색 빔의 출력을 측정하였다. 2차조화파 실험은 먼저 녹색 빔 발생 결정을 빔의 진행방향 축에 따라 움직이면서 최대출력이 나오는 위치를 찾고 고정 후 온도 컨트롤러를 통해 녹색 빔 발생 결정의 온도를 조절하여 출력이 최대가 되도록 하였다. 온도에 따른 출력변화는 그림 3.4에서 볼 수 있다. 출력이 최대가 되는 결정의 온도는 148.10  $^{\circ}\text{C}$ 이고 출력은 1.53 W로 적외선에서 녹색 빔으로의 변환 효율은 51%

가 측정되었다. 그림 2.9를 보면  $L = 20 \text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $2.91 \text{ }^\circ\text{C}$  이지만 실험에서는  $1.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 가 측정되었다. 이론적으로 결정 길이가 2배 길어질 경우 반치폭이 2배정도 작아지므로  $L = 10 \text{ mm}$  결정을 사용하면 반치폭은 약  $3.0 \text{ }^\circ\text{C}$ 가 측정될 것으로 예상된다.

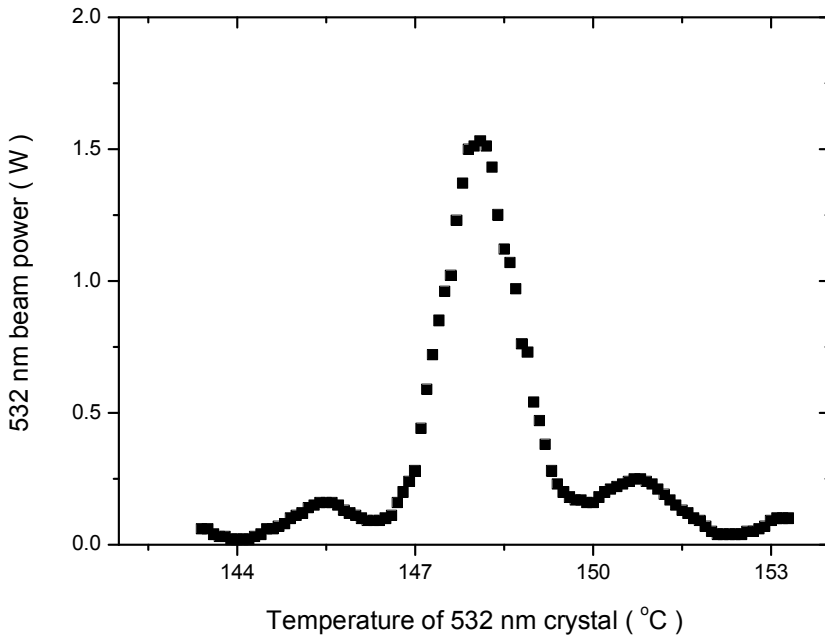


그림 3.4 온도변화에 따른 녹색 빔의 출력변화.

## 2) 합주파수 실험

남은 적외선 빔과 발생된 녹색 빔은 렌즈를 사용해 다시 집광시켜 CCD 카메라를 통해 분석하였다. 렌즈는 녹색 빔 발생 결정 중앙에서 약  $100 \text{ mm}$  떨어진 곳에 위치시켰고 CCD 카메라 앞에 2개의 컬러필터를 교대로 사용하여 적외선 빔 또는 녹색 빔을 각각 관찰하였다. 두 빔은 집광렌즈로부터 약  $100 \text{ mm}$  정도 떨어진 곳에 초점이 맺혔고 집광렌즈의 색수차 때문에 두 빔의 초점위치가 약  $5 \text{ mm}$  정도 차이가 생겼다. 초점에서 적외선 빔의 빛살크기는  $\text{FWHM}_x = 68 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\text{FWHM}_y =$

77  $\mu\text{m}$ 가 측정되었고 빛살모양은 그림 3.5(a)에서 볼 수 있다. 그리고 녹색 빔의 빛살크기는  $\text{FWHM}_x = 52 \mu\text{m}$ ,  $\text{FWHM}_y = 61 \mu\text{m}$ 가 측정되었고 빛살모양은 그림 3.5(b)에서 볼 수 있다.

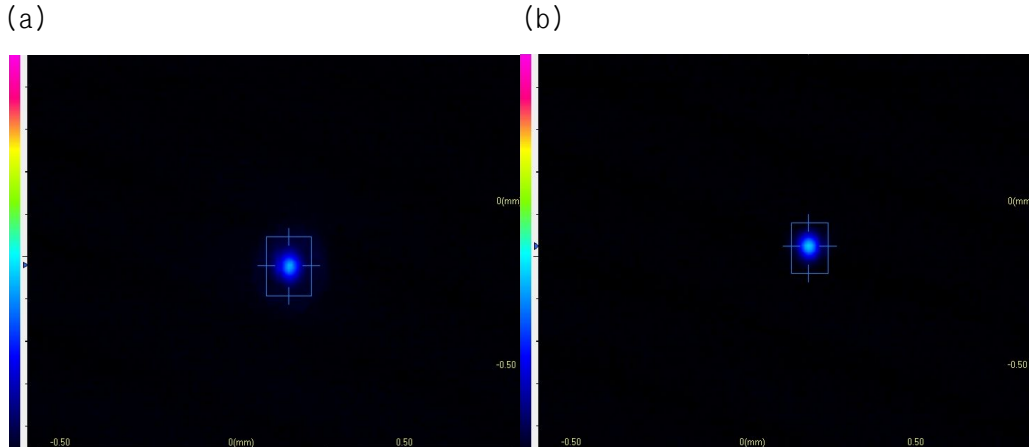


그림 3.5 파장에 따른 빛살모양. (a) 남은 적외선 빔. (b) 발생한 녹색 빔.

합주파수 발생실험은 먼저 워크오프 보상소자를 두고 단일결정을 사용하여 자외선 빔 발생 결정을 빔의 진행방향 축에 따라 움직이면서 최대 출력이 나오는 위치를 찾고 고정 후 녹색과 자외선 빔 발생 결정의 온도를 각각 조절하여 출력이 최대가 되도록 조절하였다. 여기서 워크오프 보상소자의 길이는 1.95 mm를 사용하였다. 다음으로 워크오프 보상소자를 사용하지 않고 녹색과 자외선 빔 발생 결정의 온도를 각각 조절하여 출력이 최대가 되도록 조절하였다. 그림 3.6에서 볼 수 있듯이 워크오프 보상소자를 사용한 경우 출력이 최대가 되는 자외선 빔 발생 결정의 온도는  $36.6 \text{ }^\circ\text{C}$ 이고 출력은 0.74 W로 적외선에서 자외선으로 변환 효율은 약 24.7%가 측정되었다. 워크오프 보상소자를 사용하지 않은 경우 출력이 최대가 되는 자외선 빔 발생 결정의 온도는  $36.4 \text{ }^\circ\text{C}$ 이고 출력은 0.23 W로 적외선에서 자외선으로 변환 효율은 약 7.7%가 측정되었다. 이 실험 결과로 워크오프 보상소자를 사용하면 워크오프가 보상이 되어 출력이 향상되는 것을 확인할 수 있었다. 그림 2.7을 보면  $L = 20 \text{ mm}$ 일 때 반치폭은  $2.4 \text{ }^\circ\text{C}$  이지만 실험

에서는 2.9 °C가 측정되었다. 이론적으로 결정 길이가 2배 길어질 경우 반치폭이 2배정도 작아지므로 L = 10 mm 결정을 사용하면 반치폭은 약 5.8 °C가 측정될 것으로 예상된다.

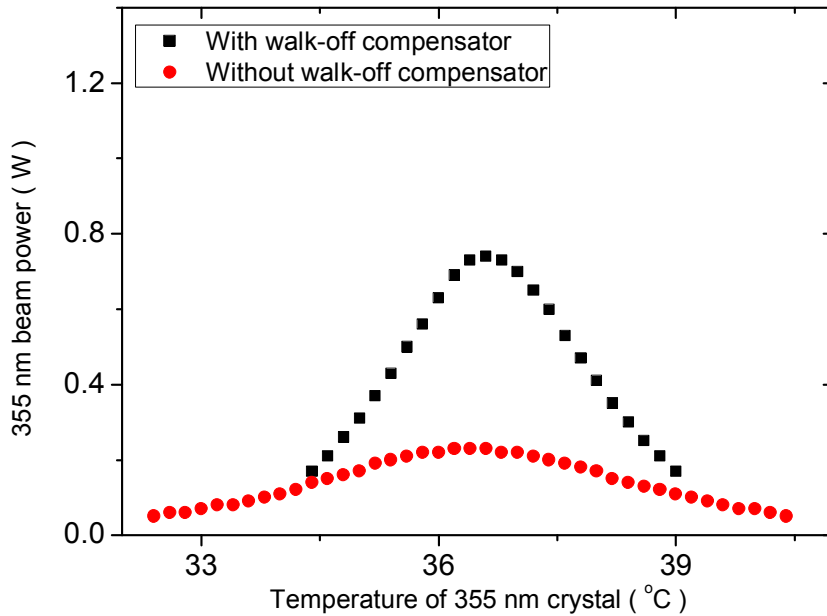


그림 3.6 단일결정을 사용할 때 워크오프 보상소자 사용여부에 따른 자외선 빔의 출력변화.

자외선 발생결정으로 결정쌍을 사용할 경우 실험은 먼저 자외선 빔 발생 결정을 빔의 진행방향 축에 따라 움직이면서 최대 출력이 나오는 위치를 찾고 그 후 녹색 빔 발생 결정, 첫 번째와 두 번째 자외선 빔 발생 결정의 온도를 각각 조절하여 출력이 최대가 되도록 조절하였다. 여기서 워크오프 보상소자의 길이는 0.98 mm을 사용하였다. 결정쌍을 그림 3.7과 같이 첫 번째 결정을 기준으로 두 번째 결정을 이상파 축으로 180도 회전한 배열로 위치시킬 경우 온도에 따른 자외선 빔의 출력은 그림 3.8에서 볼 수 있다. 그림 3.8(a)는 두 번째 결정을 최대출력이 나오는 온도로 고정시키고 첫 번째 결정 온도를 변화시켰을 때의 출력 변화를 나타내는 그래프이고 그림 3.8(b)는 첫 번째 결정을 최대출력이 나오는

온도로 고정시키고 두 번째 결정 온도를 변화시켰을 때의 출력 변화를 나타내는 그래프이다. 이 배열에서 첫 번째 결정과 두 번째 결정에서 출력이 최대가 되는 온도는 각각 33.3 °C, 36.8 °C이고 최대출력은 1.06 W로 적외선에서 자외선으로 변환 효율은 약 35.3%가 측정되었다. 이 실험으로 단일결정보다 결정쌍을 사용한 경우 출력이 향상되는 것을 확인할 수 있었다. 그리고 본 논문에서는 1.06 W의 자외선 빔을 발생하였지만 식 2.31을 통해 알 수 있듯이 비선형 계수가 크거나 길이가 긴 결정을 사용하면 보다 높은 출력의 자외선 빔을 발생할 수 있을 것으로 예상된다.

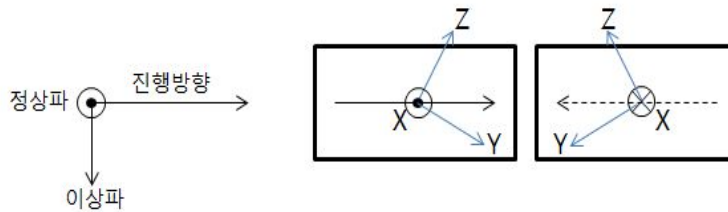
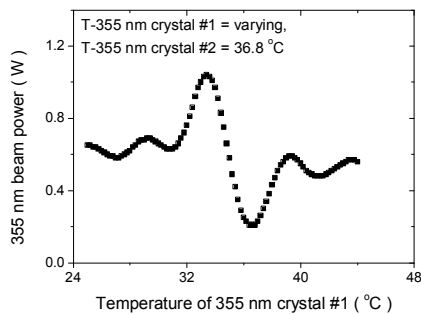


그림 3.7 이상파 축으로 180도 회전한 배열.

(a)



(b)

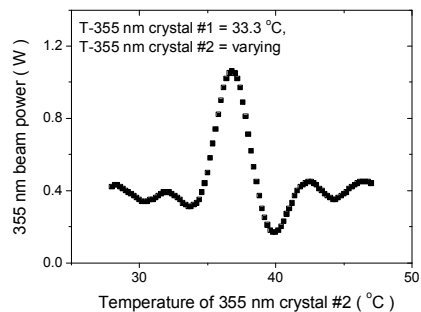


그림 3.8 이상파 축으로 180도 회전한 배열에서 온도에 따른 자외선 빔의 출력변화. (a) 첫 번째 결정의 온도를 변화시켰을 경우. (b) 두 번째 결정의 온도를 변화시켰을 경우.

이상파 축으로 180도 회전한 배열과 비교하기 위해 그림 3.9와 같이 두 번째 결정을 빔의 진행방향 축으로 180도 회전한 배열로 두고 실험하였다. 이 배열은 결정 내부에서 워크오프 보상이 되고 다른 부호의 비선형 유효계수를 갖는 배열이고 온도에 따른 자외선 빔의 출력 변화는 그림 3.10에서 볼 수 있다. 그림 3.8과 그림 3.10을 비교해서 보면 그래프가 반대모양이 되는 것을 알 수 있고 그림 3.10에서는 자외선 빔의 출력이 최소가 되는 부분을 주목해야한다. 이상파 축으로 180도 회전한 배열과 달리 반대의 비선형 유효계수를 갖기 때문에 출력이 보강이 되지 않고 상쇄가 되어 출력이 감소하게 되는 것을 알 수 있었다. 이론에서 예상한 것과 동일하게 결정 내에서 워크오프가 보상이 되고 같은 부호의 비선형 유효계수를 갖는 이상파 축으로 180도 회전한 배열이 올바른 배열인 것을 알 수 있었다.

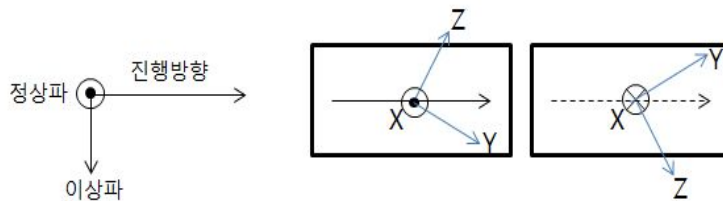


그림 3.9 빔의 진행방향 축으로 180도 회전한 배열.



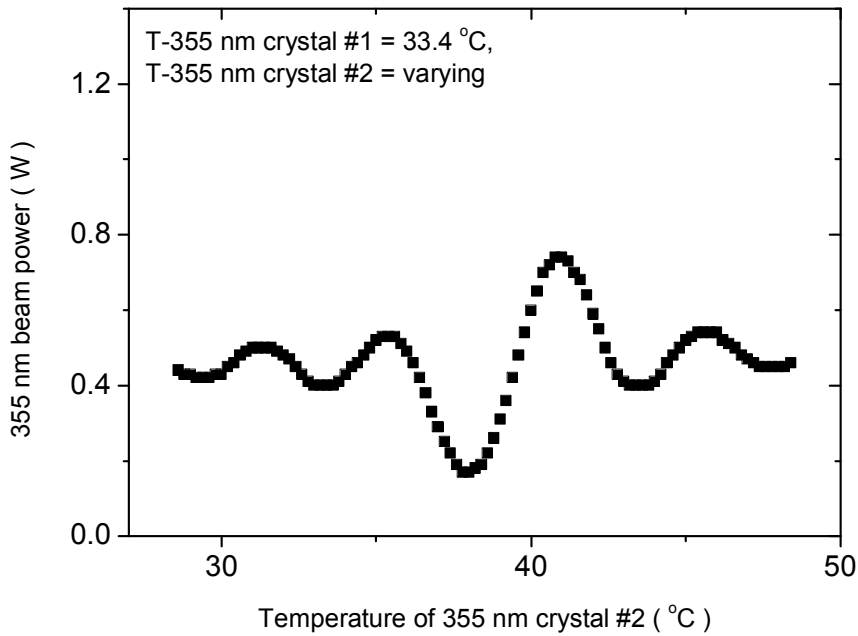


그림 3.10 빔의 진행방향 축으로 180도 회전한 배열에서 온도에 따른 자외선 빔의 출력변화.

최대 출력을 갖는 결정쌍 배열에서 워크오프 보상소자 사용했을 경우와 사용하지 않을 경우 출력비교는 그림 3.11에서 볼 수 있다. 워크오프 보상소자를 사용한 경우 출력이 최대가 되는 자외선 빔 발생 결정의 온도는 36.8 °C이고 출력은 1.06 W로 적외선에서 자외선으로 변환 효율은 약 35.3%였다. 그리고 워크오프 보상소자를 사용하지 않은 경우 출력이 최대가 되는 자외선 빔 발생 결정의 온도는 36.9 °C이고 출력은 0.74 W로 적외선에서 자외선으로 변환 효율은 약 24.7%가 측정되었다. 워크오프 보상소자를 사용하였을 경우와 사용하지 않을 경우 각 단일결정과 결정쌍에서의 출력비교는 표 3.1에서 볼 수 있다. 실험 결과 결정쌍과 워크오프 보상소자를 같이 사용하면 출력이 더욱 향상되는 것을 확인할 수 있었다.

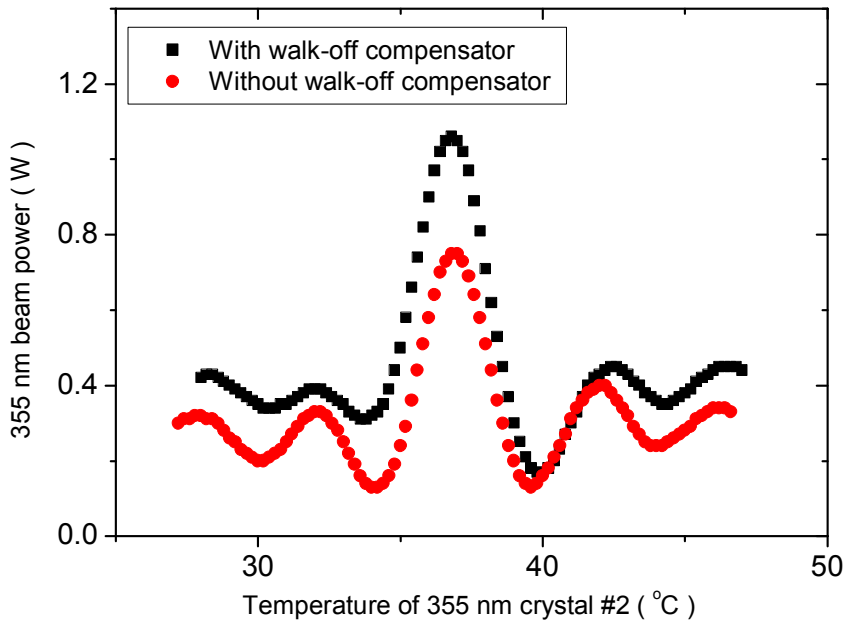


그림 3.11 결정쌍을 사용할 때 워크오프 보상소자 사용여부에 따른 자외선 빔의 출력변화.

	워크오프 보상소자 사용한 경우 자외선 빔의 출력	워크오프 보상소자 사용하지 않은 경우 자외선 빔의 출력
결정쌍	1.06 W	0.74 W
단일결정	0.74 W	0.23 W

표 3.2 워크오프 보상소자를 사용하였을 경우와 사용하지 않을 경우 각 단일결정과 결정쌍에서의 출력비교

합주파수 발생 결정으로 20 mm 단일결정과 10 mm 결정쌍을 각각 사용한 경우 자외선 빔의 빛살모양은 그림 3.12에서 볼 수 있다. 20 mm 단일결정을 사용하여 발생된 자외선 빔의 빛살모양인 (a)의 경우 빛살크기가  $FWHM_x = 650 \mu m$ ,  $FWHM_y = 970 \mu m$ 로 타원인 것을 확인할 수 있었고 10 mm 결정쌍을 사용하여 발생된 자

외선 빔의 빛살모양인 (b)의 경우 빛살크기가  $FWHM_x = 840 \mu m$ ,  $FWHM_y = 960 \mu m$ 로 20 mm 단일결정을 사용한 경우보다 원에 가까운 걸 확인 할 수 있었다.

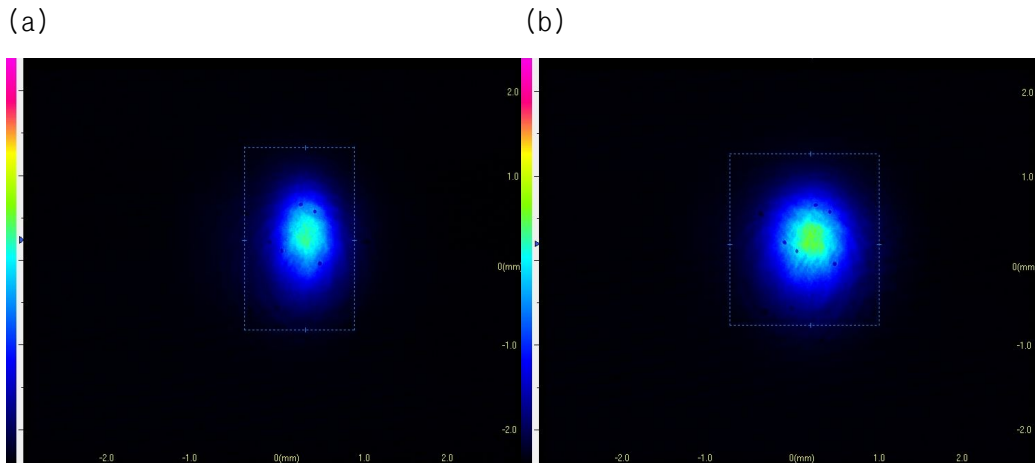


그림 3.12 자외선 빔의 빛살모양. (a) 20 mm 단일결정을 사용한 경우. (b) 10 mm 결정쌍을 사용한 경우.

결과적으로 워크오프 보상소자를 사용하고 결정쌍에서 두 번째 결정을 이상파축으로 180도 회전한 배열이 올바른 배열인 것을 알 수 있었다.

## IV. 결론

본 논문에서는 합주파수와 2차조화파의 발생과정을 이론적으로 알아보고 합주파수와 2차조화파의 위상정합은 어떤 조건을 갖는지 그리고 왜 복굴절 물질을 사용하여 위상정합을 하는지에 대해 알아보았다. 또한 발생된 각 빔의 세기에 대해 이론적으로 기술하였고 최대 효율이 나오게 하는 워크오프 보상소자의 길이를 선택해 실험을 진행하였다. 발생 물질로는 자외선에 대해 높은 투명도와 작은 워크오프를 갖는 LBO 결정을 사용하였다. 실험을 통해 1064 nm 파장의 적외선 빔을 갖는 고체 레이저를 이용하여 2차조화파 과정으로 532 nm 파장의 녹색 빔을 발생하였고 남은 적외선 빔과 발생된 녹색 빔을 합주파수 과정을 통해 355 nm 파장의 자외선 빔을 발생하였다. 그리고 워크오프 보상소자를 사용하여 워크오프 때문에 발생하는 효율 감소를 1차적으로 보상하였고 합주파수 발생 결정으로 가장 높은 효율이 나오는 결정쌍 배열(결정 내에서 워크오프가 보상이 되고 비선형 유효계수가 같은 부호를 갖는 배열)을 찾아 위치시킴으로써 2차적으로 보상하여 자외선 빔의 출력 효율을 향상시키는 연구하였다. 결과적으로 3.00 W의 출력을 갖는 적외선 빔으로 2차조화파 발생 과정을 통해 1.53 W의 출력을 갖는 녹색 빔을 발생시켰고 적외선 빔에서 녹색 빔으로의 변환효율은 51%가 측정되었다. 남은 적외선 빔과 발생한 녹색 빔을 이용하여 합주파수를 발생하는 실험으로 워크오프 보상소자를 사용하였을 경우 사용하지 않을 경우보다 자외선 빔의 출력이 약 1.4 배정도 향상되었고 합주파수 발생 결정으로 결정쌍을 사용할 경우 단일결정보다 최대 1.4 배정도 출력이 향상되었다. 워크오프 보상소자를 사용하고 최대출력이 나오는 결정쌍 배열에서 적외선 빔에서 자외선 빔으로의 변환효율은 약 35.3%정도 측정되었다. 또한 이중으로 워크오프를 보상하였을 때 빛살크기는  $FWHM_x = 840 \mu\text{m}$ ,  $FWHM_y = 960 \mu\text{m}$ 로 단일결정을 사용했을 경우보다 결정쌍을 사용했을 경우에 발생된 자외선 빔의 빛살모양이 원에 가까운 것을 알 수 있었다.

주파수 변환을 이용한 고출력 자외선레이저는 효율적인 변환 기술을 필요로 하는데 효율적으로 변환하기 위해서는 워크오프 문제를 해결해야 한다. 본 논문에서는 워크오프 보상소자와 결정쌍을 사용하여 출력 효율을 높이고 자외선 빔

의 빛살모양도 원에 가까운 실험 결과를 얻었다. 따라서 우리가 연구한 이종으로 워크오프를 보상하는 방법이 고출력 자외선 레이저 개발에 아주 유용할 것으로 기대된다.

## 【참고문헌】

- [1] X. Yan, Q. Liu, H. Chen, X. Fu, M. Gong, and D. Wang, “35.1 W all-solid-state 355 nm ultraviolet laser,” *Laser Phys. Lett.* **7**, 563-568 (2010).
- [2] X. Fan, H. Huang, J. Jiang, and J. He, “Generation of UV radiation at 335.5 nm based on frequency-quadrupling of a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser,” *Chin. Opt. Lett.* **6**, 192-194 (2008).
- [3] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, “LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>, Lithium Triborate (LBO), β-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, Beta-Barium Borate (BBO), KTiOPO<sub>4</sub>, Potassium Titanyl Phosphate (KTP),” in *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer, Berlin Heidelberg New York (1999).
- [4] Z. Xiang, J. Ge, Z. Zhao, S. Wang, C. Liu, and J. Chen, “1.9-W flash-lamp-pumped solid-state 266-nm ultraviolet laser,” *Chin. Opt. Lett.* **7**, 502-504 (2009).
- [5] D. J. Armstrong, W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. V. Smith, “Absolute measurement of the effective nonlinearities of KTP and BBO crystals by optical parametric amplification,” *Appl. Opt.* **35**, 2032-2040 (1996).
- [6] H. Li, F. Zhou, X. Zhang, and W. Ji, “Bound electronic Kerr effect and self-focusing induced damage in second-harmonic-generation crystals,” *Opt. Commun.* **144**, 75-81 (1997).
- [7] R. W. Boyd, “The Nonlinear Optical Susceptibility, Wave-Equation Description of Nonlinear Optical Interactions,” in *Nonlinear Optics*, Rochester, New York (2007).
- [8] F. Su, X. Zhang, W. T. Wang, Z. Cong, M. Shi, P. Han, W. Wu, X. Yang, and L. L. Ma, “Diode-pumped intracavity yellow-green Raman laser at 560 nm with sum-frequency-generation,” *Opt. Laser Tech.* **66**, 122-124 (2015).

- [9] Y.-L. Jia, J.-L. He, H.-T. Wang, S.-N. Zhu, and Y.-Y. Zhu, "Single Pass Third-Harmonic Generation of 310 mW of 355 nm with an All-Solid-state Laser," *Chin. Phys. Lett.* **18**, 1589-1591 (2001).
- [10] Y. Kaneda, and S. Kubota, "Continuous-wave 355-nm laser source based on doubly resonant sum-frequency mixing in an external resonator," *Opt. Lett.* **20**, 2204-2206 (1995).
- [11] B. Li, J. Yao, X. Ding, Q. Sheng, and P. Wang, "High efficiency generation of 355 nm radiation by extra-cavity frequency conversion," *Opt. Commun.* **283**, 3497-3499 (2010).
- [12] X. Yan, Q. Liu, C. Pei, D. Wang, and M. Gong, "High-power 355 nm third-harmonic generation with effective walk-off compensation of LB0," *J. Opt.* **16**, 045201\_1-8 (2014).
- [13] H. Chen, Q. Liu, P. Yan, Q. Xiao, and M. Gong, "High-repetition-rate, single-pass third-harmonic of 354 nm ultraviolet laser with 51.5% efficiency," *Appl. Phys. Exp.* **5**, 092702\_1-3 (2012).
- [14] B. Ruffing, A. Nebel, and R. Wallenstein, "High-power picosecond  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  optical parametric oscillators tunable in the blue spectral range," *Appl. Phys.* **72**, 137-149 (2001).
- [15] C. Jung, W. Shin, B.-A. Yu, Y. L. Lee, and Y.-C. Noh, "Enhanced 355-nm generation using a simple method to compensate for walk-off loss," *Opt. Exp.* **20**, 941-948 (2012).
- [16] J.-W. Pieterse, A. B. Petersen, C. Pohalsky, E. Cheng, R. Lane, and J. W. L. Nighan, "Q-switched laser system providing UV light," U.S. patent 5,835,513 (1998).
- [17] J. L. Nightingale, "Poynting vector walk-off compensation in type II phase matching," U.S. patent 5,136,597 (1992).
- [18] H. Hoffman, D. Spence, A. B. Petersen, and J. D. Kafka, "Methods and systems to enhance multiple wave mixing process," U.S. patent 7,292,387 (2007).

- [19] P. Heist, "Device for the frequency conversion of a fundamental laser frequency to other frequencies," U.S. patent Application 10/233,080 (2002).
- [20] M. V. Pack, D. J. Armstrong, A. V. Smith, and M. E. Amiet, "Second harmonic generation with focused beams in a pair of walk-off-compensating crystals," *Opt. Commun.* **221**, 211-221 (2003).
- [21] R. Appel, C. D. Dyer, and J. N. Lockwood, "Design of a broadband UV-visible  $\alpha$ -barium borate polarizer," *Appl. Opt.* **41**, 2470-2480 (2002).



## 【감사의 글】

설렘과 두려움을 가지고 시작한 석사학위 과정을 이제 비로소 마치고 지난 시간을 돌이켜 봅니다. 처음 대학교에 입학했던 2002년부터 오늘까지 저에게는 힘든 시간이었고 또한 감사한 시간이었습니다. 그 시간 동안 옆에서 도와주신 많은 분들이 안계셨다면 지금 이 순간이 없었을 것입니다.

남들보다 오랜 학위 과정동안 부족한 저를 지도해주신 김진태 교수님께 정말 감사하다는 말을 전해드리고 싶습니다. 교수님께서 저를 포기하지 않으셨기에 학위과정을 끝까지 마칠 수 있었습니다. 다시 한 번 진심으로 감사드립니다.

석사 과정동안 광기술이라는 학문에 관심을 갖게 해주신 박종락 교수님, 안태정 교수님, 권민기 교수님, 주기남 교수님께 깊은 감사를 드립니다. 그리고 저의 논문 심사를 맡아주시고 개인적으로 조언도 많이 해주신 김현수 교수님께 진심으로 감사드립니다. 레이저응용실험실 후배인 영준이, 운혁이, 기동이도 논문 심사를 많이 도와줘서 고맙다는 말을 전하고 싶습니다.

많이 부족한 저를 기초부터 하나하나 가르쳐주셔서 석사학위를 마칠 수 있도록 지도해주시고 사회선배로서의 조언과 격려를 아끼지 않으시고 배움에 대한 노력하는 자세, 미래에 대한 조언을 해주신 정창수 박사님께 가장 감사를 드리고 싶습니다. 그리고 격려와 관심을 가져주신 레이저응용시스템 연구실 노영철 박사님, 이영락 박사님께도 감사드립니다.

끝으로 저희 가족들에게는 항상 감사하고 사랑하는 마음을 가지고 있다는 말을 전하고 싶습니다. 관심을 가져주신 모든 분들께 다시 한 번 깊이 감사를 드립니다.