

준위상 정합 광소자를 이용한 테라헤르츠파 발생과 검출

유 난 이

광주과학기술원
고등광기술연구소

I. 서 론

테라헤르츠파(Terahertz wave: T-ray)를 발생시키는 tool에 따라 분류를 하면 크게 두 가지로, 하나는 전자파를 이용한 발생과 또 다른 하나는 광파를 이용한 발생으로 나눌 수 있다. 본 원고에서는 광파를 이용한 발생과 검출에 대해서 한계지어 기술하고자 한다. 그 중에서도 특히 펄스 형태의 T-ray에 대한 발생과 검출을 반도체 기반의 광전도 안테나를 이용한 경우가 아닌, 비선형성 단결정을 사용하여 발생시키고, 검출 또한 비선형 현상을 이용하여 측정하는 내용을 중점적으로 다루고자 한다. 펨토나 짧은 피코초의 극초단 펄스 레이저가 비선형 광학 매질에 입사되면 이차 비선형 분극이 시간에 따라 변하게 되어, 광유도 전류가 생성되고 (J, photo current), 이 광유도 전류의 시간에 따른 변화가 ($\partial J / \partial t$) 테라헤르츠 영역인 전자기파인 T-ray를 발생하게 되는데, 이는 주로 광정류 작용 (optical rectification)에 의한 것으로 알려져 있다.

그러나 최근 들어 새롭게 선보이고 있는 또 다른 하나의 방법은 극초단 펄스 레이저의 특성을 이용하는 차주파수 발생(Difference Frequency Generation: DFG)에 의한 방법이다. 극초단 펄스 레이저는 스펙트럼 선폭이 매우 넓기 때문에 그들 상호간의 서로 다른 주파수 성분들끼리의 비선형 상호작용이 일어나고, 특히 주기적으로 분극 반전된 광소자 구조에서(periodically poled optical device) 차주파수 발생에 의한 선폭이 매우 좁은 T-ray가 발생 가능하다. 그동안 주로 DFG에 의해서 만들어진 T-ray는 서로 다른

두 대의 레이저를 이용하여 왔는데, 예를 들면 연속 발진 레이저와 파장이 매우 인접한 긴 펄스의 나노 초 혹은 수백 피코초 레이저를 동시에 써서 발생하는 연구가 대부분이었다^{[1][2]}.

그러나, 넓은 선폭을 갖는 800 nm 부근의 Ti: Sapphire 펨토초 레이저를 펨프 광원으로 이용하고, 분극 반전된 광소자의 주기에 따라서 차주파수 발생 조건이 조금씩 달라지는 특성을 이용하여 발생된 T-ray는 선폭이 30~10 GHz 내외로 매우 좁고 결맞음성이 좋으며, 높은 침투 출력을 갖는 T-ray 발생이 가능하다. 본 원고에서는 주기적으로 분극 반전된 리튬나이오베이트(Periodically Pole LiNbO₃: PPLN)와 리튬탄탈레이트(Periodically Poled LiTaO₃: PPLT)의 준위상 정합(Quasi-Phase Matched: QPM) 광소자를 이용한 좁은 선폭의 주파수 가변이 가능한 T-ray 광원의 발생과 검출에 대해서 소개하고자 한다.

II. 본 론

2-1 광 정류 작용에 의한 T-ray의 발생 및 검출

테라헤르츠 펄스 기술을 근간으로 하는 테라헤르츠 포토닉스 분야에 가장 기본적인 요소 기술은 0.1~10 THz 영역의 테라헤르츠 광원 개발과 이를 효율적으로 탐지하는 검출 기술이라고 볼 수 있다. 광원 개발에 이용되는 방법은 극초단 펄스 레이저를 펨프 광원으로 이용한 경우 광전도 안테나(Photo Conductive Antenna: PCA) 방식^[3]과 광 정류(Optical Rectification) 방식^{[4][5]}으로 크게 대별할 수 있으며, 그 외 연속파

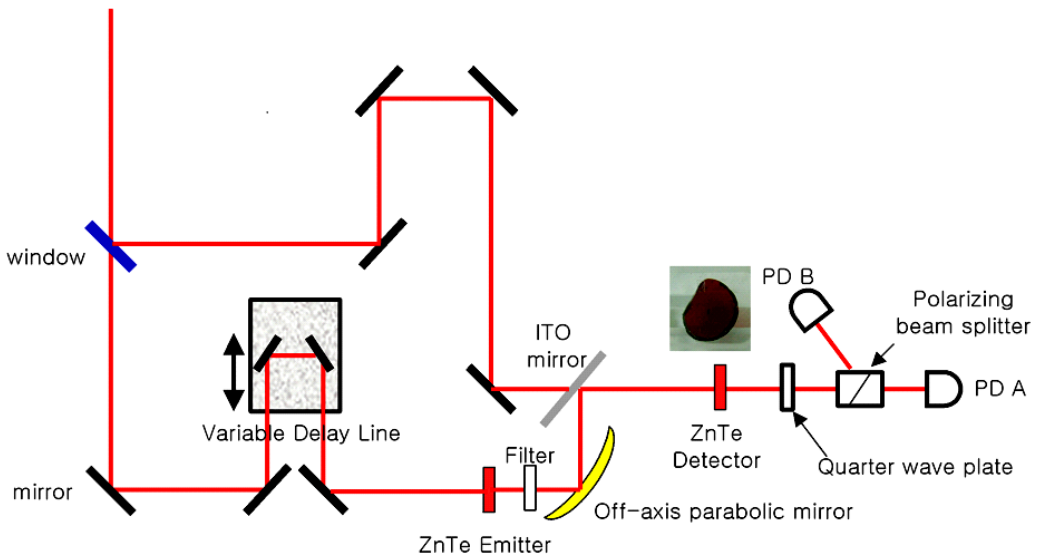
나 긴 펄스 형태의 광원인 자유전자 레이저(free electron laser), 양자 캐스캐이드 레이저(quantum cascading laser), 광 매개 공진(optical parametric oscillation) 현상⁶⁾을 이용하는 방식 등이 있다. 이상과 같이 다양한 방법으로 개발된 테라헤르츠 광원은 펄스 폭뿐만 아니라 출력 세기, 작동 주파수 범위, 시스템의 부피 등이 각기 달라 나름대로의 적절한 쓰임에 맞게 꾸준히 개발되어 오고 있다. T-ray를 탐지하는 검출 방법 중 크기와 위상을 동시에 측정하는 것으로 PCA 방법과 전기광학적인(Electro-Optic Sample: EOS) 방법이 널리 이용되고 있으며, 테라헤르츠의 세기만을 측정할 수 있는 계측기로는 Bolometer, Pyroelectric detector 등이 있다.

위에서 언급한 PCA 방식은 짧은 극초단 펄스가 비선형 광학 매질에 입사하면 광정류 현상에 의해 유도된 이차 비선형 분극이 시간에 따라 변하게 되어, 이 때 발생된 전자기파는 시간 선포이 피코초 영역의

변화를 갖고, 주파수로는 테라헤르츠 영역의 전자기파를 발생하게 된다. 과장으로 말하면 광파보다 훨씬 긴 파장을 갖기 때문에, 비선형 광학 물질에 테라파가 입사하면 전기 광학 효과가 일어나서 발생된 테라파 전기장의 크기와 방향에 따라 광학 매질의 굴절률이 변조되어 함께 입사되는 광파의 편광 상태를 변화시키게 된다. 따라서 광파(탐사광)의 편광 상태 변화 정도를 측정하면 테라파의 전기장을 측정할 수 있는데, 이 측정 방법을 전광 샘플링이라고 한다. 광원 개발이나 전광 샘플링에 이용되는 비선형 광학결정 중 ZnTe는 5.3 THz에서 흡수 공명이 있다는 단점만 제외하면 거의 0.1 THz부터 약 60 THz까지 투명하고, 지름이 약 5 cm되는 넓은 면적으로 결정 제작이 가능하여 테라헤르츠 포토닉스 분야의 응용성도 뛰어나므로 가장 널리 이용되고 있는 물질이다⁷⁾.

[그림 1]은 광 정류와 전광 샘플링에 기초하여 개발한 테라헤르츠 발생 및 검출 시스템이다. 반복률

800nm, 1kHz repetition rate, 1mJ/pulse, 120fs



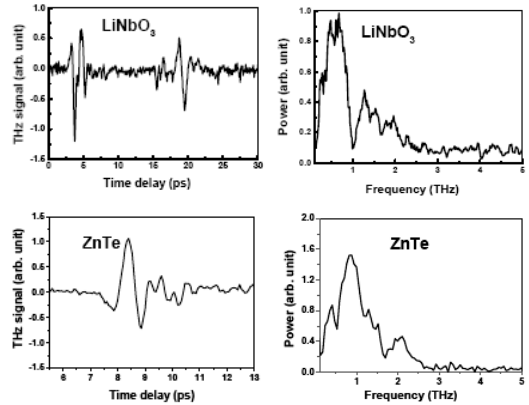
[그림 1] Terahertz generation in ZnTe crystal by optical rectification effect and detection in ZnTe crystal by electro-optic sampling method.^[8]

1 kHz, 펄스 에너지 1 mJ, 펄스폭 120 fs인 Ti: sapphire 레이저(Hurricane) 빔살을 1.55 mm 두께의 ZnTe(110)에 입사하여 T-ray를 발생시키고, 1.25 mm 두께의 ZnTe(110)를 전광 물질로 이용하여 발생된 테라파를 탐지한 결과이며, 발생단에 ZnTe 단결정 대신에 LiNbO₃ 결정을 이용한 실험 결과를 비교를 위하여 동시에 나타냈다^[8]. 그림에서 볼 수 있듯이 ZnTe 단결정은 입사한 광파와 발생한 테라파 사이에 굴절률($n=3.22$)이 크게 차이가 나지 않는 광학 결정이나 LiNbO₃은 입사광인 광파에 대해서는 약 2.2이고, 발생된 테라파에서는 약 5.3정도로 굴절률 차이가 매우 크다. 따라서 120 fs 정도의 짧은 펄스가 결정에 입사되면 입사한 광파와 테라파는 매질 내에서 이동하는 군속도 차이가 많이 나게 된다. 이러한 특징 때문에 [그림 2]의 실험 결과에서 발생된 T-ray 모양이 시간 도메인에서 많은 차이를 보인다. LiNbO₃ 결정은 무기물 단결정 중에서 비선형성이 가장 크고, 성장 기법이 매우 잘 발달되어 지름이 3~4 인치 크기의 웨이퍼 형태로 상용이 가능하여 다양한 응용 분야에서 가장 많이 쓰이고 있는 비선형 광학 결정이며, 광 주파수 변환에 활발히 이용되고 있으나, 광파와 테라파의 군속도 불일치에 의해서 결정의 표면 근처에서만 테라파가 발생하는 것을 [그림 2]에서 볼 수 있다. 또한 뒤쪽에서 발생된 펄스의 세기는 앞단의 펄스의 세기보다 크기가 감소함을 알 수 있는데, 이는 발생된 테라파가 T-ray가 결정 내를 진행하면서 흡수되기 때문이다.

이러한 두 가지 문제들을 다음 절에서는 주기적으로 분극 반전된 광소자인 PPLN, PPLT에서는 새로운 접근으로 해결하고 효율적인 T-ray 생성을 소개하고자 한다.

2.2 차주파수 변환 과정에 따른 T-ray의 발생 원리

선폭이 넓은 극초단 펄스레이저를 [그림 3]과 같이 주기적으로 분극 반전된 구조에 입사시키면 레이

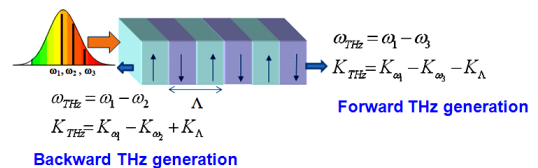


[그림 2] Terahertz signal in LiNbO₃ and ZnTe crystals in time-domain measurement(left) and frequency spectrum(right)^[8].

저의 중심 주파수와 이웃하는 서로 다른 주파수 성분들끼리의 상호작용에 의한 차주파수 발생이 가능하고, 이렇게 발생한 차주파는 준위상 정합 격자 구조가 주는 주기성과 결합하여 에너지 보존과 wavevector 보존을 만족하는 범위에서 T-ray를 발생시키게 된다. 이때 발생된 테라파의 주파수는 펌프 광원으로 이용되는 레이저의 선폭과 준위상 정합 광소자의 격자주기(Λ)에 의해서 결정되게 된다.

[그림 3]에 나타낸 에너지 보존과 wavevector 보존을 자세히 살펴보면 식 (1)과 같다.

$$\begin{cases} E_{\omega_1} = E_{\omega_2} + E_{\omega_{THz}} \\ K_{\omega_1} = K_{\omega_2} + K_{\omega_{THz}} + K_{\Lambda} \end{cases} \quad (1)$$



[그림 3] Schematic diagram of forward and backward THz generation via difference frequency generation within the pump laser bandwidth.

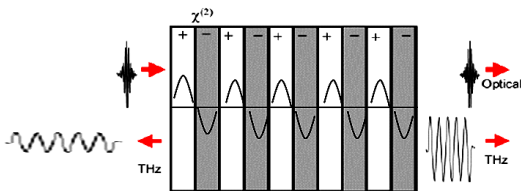
여기서 E 는 각 주파수 성분의 광자의 에너지, K 는 wavevector이다.

레이저의 선풍에 의존하는 차주파수 발생(DFG) 조건과 광소자의 격자주기에 의해서 발생 가능한 테라파는 [그림 4]와 같이 두 개의 서로 다른 주파수 성분을 갖고, 펌프광원에 대해서 역방향으로 발생하여 진행되는 backward 파와 순방향으로 발생하여 진행되는 forward 파를 얻을 수 있다^[9].

$$\Delta \vec{K}_{DFG} = \vec{K}_{\omega_1} - \vec{K}_{\omega_2}, \quad \vec{K}_{\omega_{THz}} = \Delta \vec{K}_{DFG} - \vec{K}_A. \quad (2)$$

$$\begin{cases} \vec{K}_{THz,1} = \Delta \vec{K}_{DFG} - \frac{2\pi}{\Lambda} \hat{\chi} \Rightarrow v_{THz,1} = \frac{c}{(n_{THz} + n_{op})\Lambda} \\ \vec{K}_{THz,2} = \Delta \vec{K}_{DFG} - \frac{2\pi}{\Lambda} \hat{\chi} \Rightarrow v_{THz,2} = \frac{c}{(n_{THz} - n_{op})\Lambda} \end{cases} \quad (3)$$

앞선 [그림 2]의 LiNbO₃ 단결정에서 발생된 결과는 광파와 테라파 사이의 굴절률 분산이 큰 매질에서는 입사면과 출사면 즉, 시료의 표면에서만 발생된 테라파 신호만 남게 되고, 나머지 단결정의 전파 길이에 따른 발생될 테라파는 모두 상쇄되어 발생에 기여를 못하는 문제가 있었다. 이러한 현상은 [그림 4]와 같은 주기적으로 분극이 반전된 도메인에서는 분극 반전에 의한 비선형 계수의 부호 반전 때문에 도메인의 길이를 광파와 테라파간의 시간적 벌어짐(temporal walk-off)인 길이에 적절히 맞추어 조정하게 되면 생성된 테라파는 상쇄되지 않고 그대로 남게 된다. 따라서 발생된 테라파는 시간축 도메인에서 관



[그림 4] Conceptual figure for multi-cycles THz generation in forward and backward at QPM structure.

측하면 각각의 분극이 반전된 도메인에서 발생하여 선형적인 integration이 일어나게 된다. 이는 도메인의 숫자가 늘어날수록 발생된 테라파는 선풍이 줄어들어 대략적으로 2/N(도메인 숫자)에 해당하는 수 GHz의 선풍을 갖는 매우 좁은 테라파를 발생시키게 된다. 이러한 사실에 착안하여 최근 들어서는 각각의 도메인에서 발생된 테라파를 분석하여 주기적으로 분극 반전된 도메인의 사이즈를 직접 알아내는 유용한 방법으로 준위상 정합 광소자 도메인 특성을 조사하는 수단으로 제안되기도 하였다^[10].

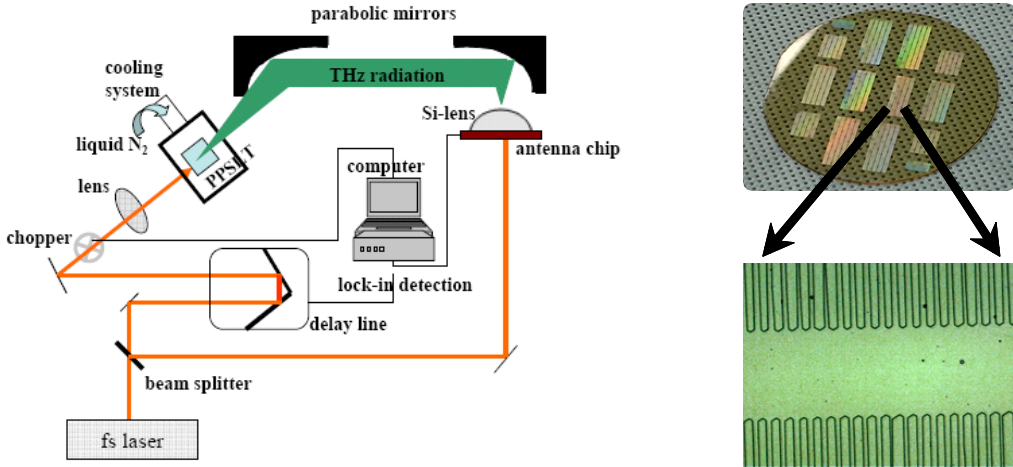
2.3 주파수 가변이 자유로운 T-ray의 발생

[그림 5]는 펄드초 레이저를 펌프광원으로 하여 주기적으로 분극 반전된 광소자인 PPLT, PPLN에서 발생된 테라파가 물질 내에서 재 흡수되는 현상을 막기 위해 사용한 광학용 저온 챔버와 검출용으로 이용한 광전도 안테나 등의 개략적인 실험 장치도이다.

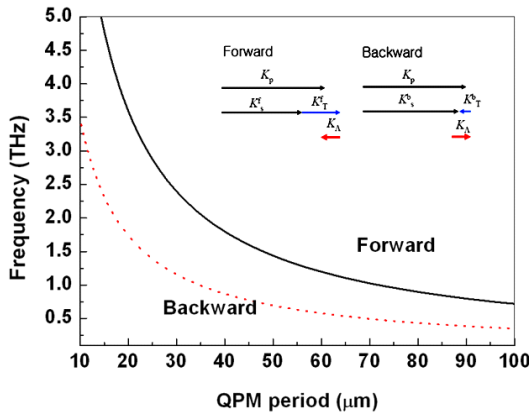
물질의 분산을 이용하여 준위상 정합 주기에 따라서 발생 가능한 테라파의 주파수를 상온에서 대략적으로 예측이 가능하며, [그림 6]은 이론적으로 계산한 PPSLT의 주기에 따른 순/역 방향으로 발생이 가능한 테라파의 주파수를 나타낸 것이다.

PPSLT의 주기가 60 μm 이고, 시료의 길이가 2 mm인 경우 상온에서의 테라파 발생 실험 결과는 [그림 7]에서 보이듯이 1.5 THz 부근의 순방향 테라파만 검출되었다. 또한 [그림 7]의 왼쪽 그래프에서 볼 수 있듯이 생성된 테라파의 펄스 세기가 시료의 길이를 진행하면서 급격하게 감소하는 것을 알 수 있는데, 이는 발생된 테라파가 결정에서의 재 흡수되기 때문이다.

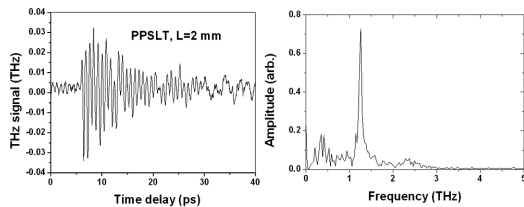
이러한 흡수를 최소화하기 위해서 액체질소를 이용한 시료의 냉각을 시도하였다. 이는 테라파의 결정 내에서의 흡수가 광학 포논(transverse optical phonon)^[12]에 의한 것으로 포논의 움직임은 저온에서는 최대한 억제하여 흡수를 줄일 수 있다는 생각에서 적용하였다.



[그림 5] Experimental setup for THz generation at low-temperature using PPLN and PPSLT(left), patterned 3-inch wafer for device fabrication(right-top) and periodically poled lithium niobate(PPLN) sample(right-bottom)^[11].



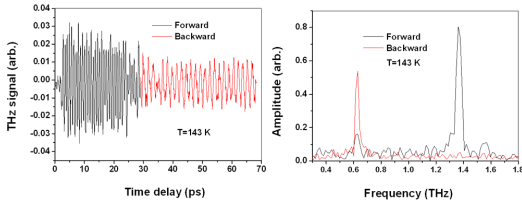
[그림 6] Generated THz frequency as function of QPM period.



[그림 7] Generated THz signal using PPSLT at room temperature(left) and spectrum(right).

예상처럼 [그림 8]의 실험 결과는 온도가 143 K 정도에서, 상온인 300 K의 [그림 7]의 결과와 큰 차이를 보였다. 상대적으로 테라파의 세기가 줄어들지 않고 비슷한 크기의 순방향 신호(30ps부근까지)가 전체 도메인의 숫자만큼 주기적으로 잘 생성되어 관측되었으며, 역방향으로 발생한 신호(67ps부근까지)도 순방향 신호의 시간 지연 후 바로 관측되었다. 이는 역방향 신호는 펌프 레이저의 진행과 반대 방향으로 진행하지만, 시료와 공기의 경계면인 앞단에서 높은 테라파의 굴절률에 의해서 반사되어 순방향 신호의 검출과 마찬가지로 같은 앞단에서 검출이 가능하다. [그림 8]의 오른쪽 그래프의 스펙트럼을 살펴보면 1.35 THz와 0.65 THz가 약 20 GHz의 매우 좁은 선폭을 갖고 발생됨을 관측할 수 있다. 보다 자세하게 온도에 따른 테라파의 발생 특성을 살펴보면 시료의 온도를 냉각시킴에 따라 발생하는 테라파 신호의 세기는 급격하게 증가됨을 알 수 있다([그림 9]).

또한 온도 변화에 따른 미세한 중심 주파수 변화가 관측되는데, 특히 순방향으로 발생되어 진행되는 테라파는 온도를 낮춤에 따라 중심 주파수가 1.2 THz



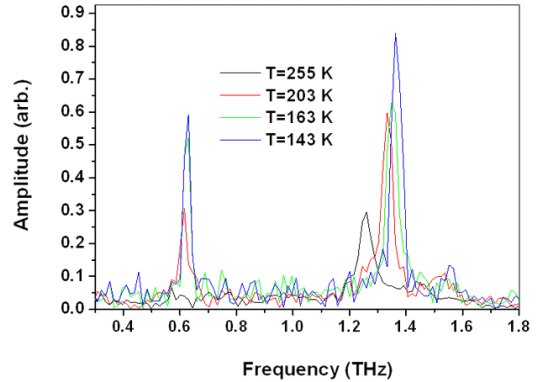
[그림 8] THz signal using PPSLT at low-temperature (left) and spectrum(right)^[13].

에서 1.4 THz로 고주파수 쪽으로 미세하게 이동함을 관측하였다. 이는 온도에 따른 시료의 굴절률 변화에 의해서 차주파수 발생 조건이 조금씩 가변된 것으로 쉽게 이해할 수 있다.

본 실험에서 사용한 액체질소를 이용한 비순환식 냉각 장치는 상온에서부터 최대 100 K 정도의 온도 범위에서 냉각이 가능하다. 주어진 온도 범위 내에서는 발생하는 테라파의 신호 세기는 냉각에 따라 급격하게 증가함을 볼 수 있었고, 스펙트럼 선폭도 점점 좁아지는 특성을 보여 테라파의 침투 출력은 매우 높게 나타났다. 테라파의 스펙트럼 선폭 감소나 세기의 증가는 온도가 대략 110 K 정도에서는 큰 차이를 나타내지 않고 비슷한 세기로 유지되는 현상을 보였으며, 이를 통해 액체 헬륨 등을 이용한 고가의 극저온 냉각 시스템까지는 필요치 않고 액체질소를 이용한 미니광학 챔버 구성을 통해서 저온 실험이지만, 비교적 손쉽게 테라파의 흡수를 억제시키고 효율적인 발생이 가능한 것으로 판단된다.

2.4 광매계 증폭(Optical Parametric Amplification)을 통한 T-ray의 검출

그동안의 T-ray 검출은 PCA나 EOS 방법이 주종을 이루고 있다. 따라서 발생단과 검출단을 이증으로 나누어져 있다. 본 절에서 소개하고자 하는 방법은 발생과 동시에 하나의 광소자에서 검출이 가능한 방법을 소개하고자 한다. 검출의 원리를 간략히 보면,



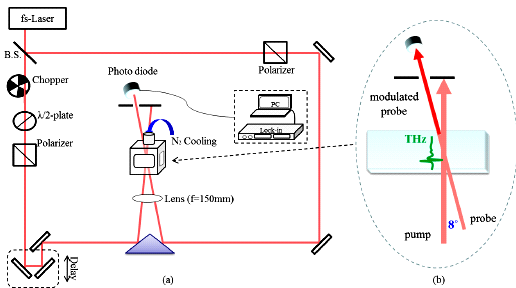
[그림 9] Generated THz intensity as function of temperature.

DFG 방법에 의해 발생된 T-ray를 다시 펌프광과 같은 probe beam을 입사시켜, up-conversion 방식으로 입사한 probe beam이 광매계 증폭을 거쳐 증폭되는 정도를 관측하는 것이다. 이는 이차 비선형 현상의 과정을 순차적으로 이용하는 것으로, T-ray 발생은 down-conversion process 하나인 DFG에 의해서 만들고, 검출은 생성된 T-ray와 다시 입사시켜준 probe beam간의 up-conversion process를 유도하여, probe beam의 증폭된 정도를 측정하거나, probe beam의 주파수 변화 정도를 측정하여 시료에서 발생된 T-ray를 검출하게 된다.

이 방법의 장점은 발생단과 검출단이 분리되지 않고, 하나라는 실험의 간편성과 더불어 광파인 probe beam을 측정하기 때문에 Si-photo diode로 측정이 가능하여 미약한 신호에도 측정이 용이하다^[14]. [그림 10]은 이러한 방법을 이용하여 발생과 검출을 시도한 경우의 실험 장치도를 나타낸 것이다.

[그림 10] (b)에 좀더 자세히 나타낸 것처럼 검출을 위해서는 최대한 발생된 T-ray와 probe beam이 optical interaction을 효율적으로 하게 만드는 조건이 보다 더 큰 신호의 세기로 검출하는데 매우 중요하다.

위에서 언급한 방법을 이용하여 실험한 결과를 [그림 11]에 나타냈다. [그림 11]의 (a)는 기존의 PCA



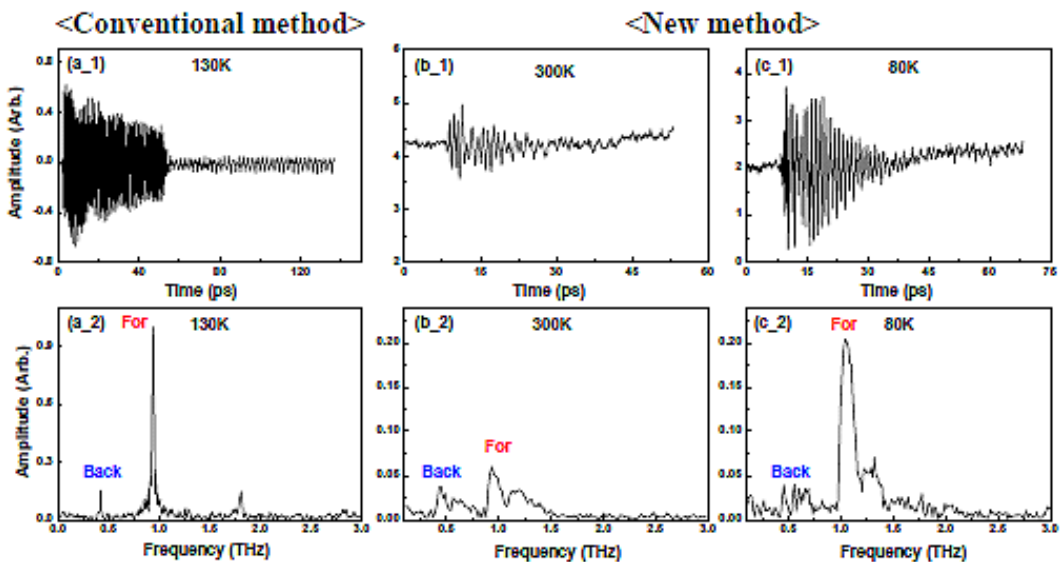
[그림 10] Experimental set-up for T-ray generation and detection using one QPM sample based on optical parametric interactions.

를 이용하여 검출한 결과이고, (b)와 (c)는 새롭게 도입한 방법을 이용해서 검출한 결과이다. (b)와 같이 흡수가 많은 상온인 300 K에서의 미약한 신호도 검출이 가능했으며, (c)와 같은 저온에서도 신호가 검출이 잘 되고 있다. 다만, 한 가지 약점은 기존의 PCA나 EOS 방법에 대비하여, 광매계 증폭을 일으키는 T-ray와 probe beam의 세기와 beam의 공간적 크기에 해당하는 영역에서 상호작용이 일어나므로, 그

영역에 존재하는 분극 반전된 소자의 도메인 숫자도 검출된 신호의 세기와 모양을 결정하는데 큰 역할을 하게 된다.

III. 맺음말

본 원고에서는 펄스 레이저를 펌프 광원으로 한 주기적으로 분극 반전된 준위상 정합 광소자에서의 선풍이 매우 좁고 주파수 가변이 가능한 테라파 발생의 특징을 알아보았다. 발생한 테라파의 주파수 가변은 준위상 정합 주기를 달리 하면 손쉽게 가변 가능하나, 아쉽게도 물질이 갖는 테라파의 흡수가 효율적인 광원 개발에 단점이었다. 이러한 문제를 본 연구에서는 액체질소를 이용한 미니 저온 챔버 구성을 통해서 극복하는 시도를 하였으며, 비교적 손쉽게 포논에 의한 테라파의 흡수를 약 120 K 정도에서 효과적으로 억제하였다. 준위상 정합 광소자는 물질마다 차이는 약간씩 있겠지만 분극 반전의 주기를 대략 80~30 μm 범위까지 가변시키면 테라파의 주파수는 대략적으로 0.5~3.5 THz 정도로 변화가 가능



[그림 11] T-ray generation and detection using one QPM sample based on optical parametric interactions.

하다. 또한 분극 반전의 도메인 숫자를 증가시킬수록 테라파의 선폭은 반비례하여 좁아지기 때문에 긴 시료를 만들어 매질 내의 테라파의 흡수만 줄일 수 있다면 원하는 선폭의 침투 출력이 높은 T-ray를 발생시킬 수 있다. 특히, 발생된 T-ray의 검출을 기존의 방법이 아닌 새로운 광매계 증폭을 통한 검출 방식을 소개하였다.

이렇게 얻어진 좁은 선폭의 주파수 가변이 가능한 T-ray의 광원은 분자의 회전 운동 에너지를 포함해서 인체에 무해한 파장 대역의 특징을 이용하여 바이오 분자나 의료 분야에 이미징 tool로서 이용되고 있으며, 마약류나 우편을 통해서 배달되는 테러용 화학약품 검사에 비접촉 방식으로 scan하는 광원으로 이용되고 있다. 최근 들어 활발히 진행되고 있는 반도체 양자 구조에서 테라파 유도에 따른 전자의 터널링 특성 연구는 선폭이 좁고, 주파수 가변이 자유로운 T-ray 광원의 대표적인 응용 사례로 볼 수 있으며, 손쉽게 이용이 가능하고 원하는 주파수 대역의 효율이 높은 광원의 개발 요구가 점점 늘어나고 있다.

참고로, 본 원의 내용은 리뷰 형태로 쓰여져, 2010년 3월호에 출간된 [물리학과 첨단기술] 잡지의 기고문인 [테라헤르츠파 기술]에 소개된 내용에서 많은 부분이 발췌된 것임을 밝힌다.

참 고 문 헌

[1] Y. J. Ding, Wei Shi, "From backward THz difference-frequency generation to parametric oscillation", *IEEE J. Select. Topic. in Quant. Elec.*, vol. 12, no. 3, pp. 352-359, 2006.
 [2] Y. Sasaki, H. Yokoyama, and H. Ito, "Surface-emitted continuous-wave terahertz radiation using periodically poled lithium niobate", *Elec. Lett.*, vol. 41, no. 12, pp. 712-713, 2005.

[3] D. Dragoman, M. Dragoman, "Terahertz fields and applications", *Progress in Quantum Electronics*, vol. 28, no. 1, pp. 1-66, 2004.
 [4] Q. Chen, M. Tani, Zhiping Jiang, and X. -C. Zhang, "Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications", *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 18, no. 6, pp. 823-831, 2001.
 [5] P. Günter, *Nonlinear Optical Effects and Materials* (Springer, Berlin, 2000), Chap. 3, p. 276.
 [6] K. Kawase, J. Shikata, and H. Ito, "Terahertz wave parametric source", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 34, no. 3, pp. R1-R14, 2001.
 [7] K. Liu, H.-S. Kang, T.-K. Kim, and X.-C. Zhang, "Study of ZnCdTe crystals as terahertz wave emitters and detectors", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 22, pp. 4115-4117, 2002.
 [8] N. E. Yu, et al., "Technology on terahertz waves", *韓國電磁波學會誌*, 19(5), pp. 87-103, sep. 2008.
 [9] N. E. Yu, C. Jung, C.-S. Kee, Y. L. Lee, B.-A. Yu, D.-K. Ko, and J. Lee, "Backward terahertz generation in periodically poled lithium niobate crystal via difference frequency generation", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 1501-1504, 2007.
 [10] Y.-S. Lee, T. Meade, M. L. Naudeau, and T. B. Norris, "Domain mapping of periodically poled lithium niobate via terahertz wave form analysis", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 2488-2490, 2000.
 [11] N. E. Yu, C. Jung, C-S. Kee, Y. L. Lee, W-J Lee, J-E. Kim, and H. Y. Park, "Terahertz generation in quasi-phase-matching structures using femtosecond laser pulse", *J. Kor. Phys. Soc.*, vol. 51, no. 2. pp. 493-497, 2007.
 [12] M. Schall, H. Helm, and S. R. Keiding, "Far infrared properties of electro-optic crystals mea-

- sured by thz time-domain spectroscopy", *Int. J. Infrared Millim. Waves*, vol. 20, no. 4, pp. 595-604, 1999.
- [13] N. E. Yu, C. Kang, H. K. Yoo, C. Jung, Y. L. Lee, C.-S. Kee, D.-K. Ko, J. Lee, K. Kitamura, and S. Takekawa, "Simultaneous forward and backward terahertz generations in periodically poled stoichiometric LiTaO₃ crystal using femtosecond pulses", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, pp. 041104-041106, 2008.
- [14] G. H. Ma, Q. B. Zhu, G. Kh. Kitaeva, and I. I. Naumova, "Narrow-band terahertz wave generation and detection in one periodically poled lithium niobate crystal", *Opt. Commun.*, vol. 273, no. 2, pp. 549-553, 2007.

≡ 필자소개 ≡

유 난 이



2002년: 부산대학교 물리학과 (이학박사)

2002년~2005년: 국립물질과학연구소 박사후 연구원 (일본 NIMS, 츠쿠바)

2005년~현재: 광주과학기술원 고등광기술연구소 선임연구원

[주 관심분야] 비선형성을 이용한 주파수 변환, 레이저디스플레이, THz 광원개발, 준위상 정합소자 제작 및 분석

* neyu@gist.ac.kr