

1. 개요

THz 파 광원 및 계측 기술은 THz 기술 발전에 있어 가장 먼저 확보되어야 하는 핵심 기술이다. THz 파 광원으로는 펄스형과 연속형으로 나눌 수 있다. 그림 1에 펄스형 THz 시스템의 개략도를 보인다. 펄스형의 THz 광원은 펨토초의 초고속 레이저를 기반으로 하며, 이 레이저 빔을 이용하여 THz 파를 발생 및 검출할 수 있다. THz 영역(주기 1 ps)의 전자기파를 발생시키기 위해서는 1 ps 이하의 펄스폭을 가지는 레이저가 필수적인데, THz 파 실험에서는 주로 수십에서 백 펨토초의 펄스폭을 가지는 Mode-Locked Ti:Sapphire 레이저가 가장 많이 사용되고 있으며, 최근에는 소형의 fiber 레이저를 사용하는 시스템도 늘어가고 있다. 펨토초의 레이저 빔은 빔 분배기에 의해 여기 빔(pump beam)과 검출 빔(probe beam)으로 나뉘어

나누어진 여기 빔과 검출 빔이 THz 계측기까지 도달하는 광로 길이를 잘 맞추어 주어야 THz 펄스의 계측이 가능하다는 점이다. 즉, 여기 빔이 빔 분배기에서 THz 발생 소자까지 이르는 거리와 발생된 THz 파가 THz 계측기까지 전파되는 거리의 합이 검출 빔이 광지연기를 거쳐 THz 계측기까지 이르는 거리와 같도록 잘 맞추어 주어야 한다. 위에서 설명한 장치 외에 전체시스템을 구성하기 위해서는 미약한 THz 펄스 신호를 계측하기 위한 전류 전치 증폭기, Lock-In Amplifier 등이 필요하며, 광전도 안테나를 사용할 경우 안테나 바이어스용 전원, 광지연기를 구동하기 위한 구동 전원 등이 필요하다. 그리고 광지연기와 시료 홀더 등을 제어하고 THz 파 펄스 데이터를 수집하기 위한 컴퓨터와 프로그램이 요구된다.

펄스형의 THz 발생 소자에 적용되는 대표적인 방법으로는 광전도 안테나법(Photoconductive Antenna:

특집 테라헤르츠파 발생 기술

펄스형 THz 광원 기술

강 철*, 정창수*, 기철식*

진다. 여기 빔은 THz 발생소자(THz emitter)에 조사되어 THz 파를 발생시킨다. 발생된 THz 빔은 THz 빔 광학계에 의해 유도되어 계측소자에 조사된다. THz 빔 광학계는 THz 빔을 반사, 집속하기 위한 광학계로서 Off-Axis Parabolic 미러나 고저항 실리콘 렌즈 등으로 구성된다. 한편, 검출 빔(probe beam)은 광지연기를 지나 THz 계측기(THz detector)에 조사되어 THz 펄스의 계측에 이용된다. 광지연기는 다음절에 후술하는 THz 펄스의 검출에 필수적인 장비로서 선형 모터 스테이지에 두 개의 반사 미러를 설치하여 구동하는 방식이 일반적이다. 이와 같은 전체 시스템을 구성함에 있어 가장 유의할 점은 빔 분배기에서

PCA, 광정류법(Optical Rectification: OR) 그리고 반도체 표면 전계(Surface-Field of Semiconductor)를 이용하

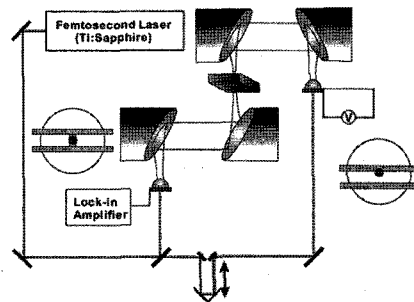


그림 1. 펄스형 THz 발생 및 계측 시스템 개략도

* 광주과학기술원 고등광기술연구소

펄스형 THz 광원 기술

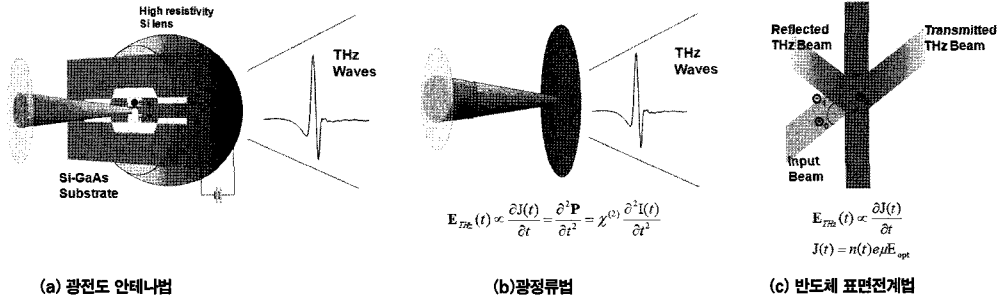


그림 2. 펄스형 THz 발생 기술

는 방법 등이 있으며, 그림 2에 개념도를 나타내었다. 한편, THz 계측 방법으로는 광전도 안테나와 비선형 광전 효과를 이용하는 방법(electro-optic sampling)이 주로 사용된다. 광전도 안테나를 이용한 THz 발생과 검출에 대한 참고문헌 [1]에 자세히 설명되어 있어 본고에서는 다루지 않고 비선형 물질을 이용한 광정류법과 반도체 표면 전계에 대해 기술한다.

II. 광정류법에 의한 테라헤르츠파의 발생 및 계측

2-1 비선형 매질 내에서의 광정류 현상

물질내에 유도되는 분극 P(t)은 가해주는 전기장 E(t)의 테일러(Taylor) 전개로 표현될 수 있다.

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E(t)^2 + \dots \quad (1)$$

식 (1)에서 $\chi^{(n)}$ 은 n차 비선형계수이다.

그림 3(a)와 같은 짧은 레이저 펄스에 기인한 전기장에 의한 여기를 고려해 보자.

$$E(t) = A(t)\cos(\omega_0 t) \quad (2)$$

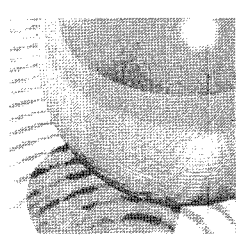
A(t)는 펄스 envelop이고 ω_0 는 carrier 주파수이다. 유도된 분극을 그림 3(b)에 나타내었다. 식 (1)에 따르면 분극은 인가된 두 개의 반대되는 전계방향에 대해서 동일하지 않다. 이 설명은 비중심대칭(noncentrosymmetric) 이어서 $\chi^{(2)}$ 이 영(0)이 아닌 매질에서만 유효하다. 비선형 분극 $P^{(2)}(t)$ 는 다음의 두 개의 항으로 분해될 수 있다.

$$\begin{aligned} P_i^{(2)}(\omega) &= \chi_{ijk}^{(2)}(\omega)A_1(t)A_2(t)\cos(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t) \\ &= \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}A_1(t)A_2(t)[\cos((\omega_1 - \omega_2)t) + \cos((\omega_1 + \omega_2)t)] \\ &= P_{\Delta}^{(2)}(\omega) + P_{\Sigma}^{(2)}(\omega) \end{aligned} \quad (3)$$

식 (3)의 수식으로부터 파장이 같다고 한다면 아래와 같이 표현된다. 식 (4)의 첫 번째 항이 진폭에 대한 시간 변화 항을 갖는 광정류 현상을 갖게 되어 분극의 시간 변화에 따른 THz 파장의 생성이 가능하게 된다.

$$\begin{aligned} P_i^{(2)}(2\omega) &= \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega)A^2(t) + \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega)A^2(t)\cos(2\omega t) \\ &= P_{\Delta}^{(2)}(0) + P_{\Sigma}^{(2)}(2\omega) \end{aligned} \quad (4)$$

식 (4)의 두 번째 항은 carrier 주파수 $2\omega_0$ 와 관련이 있고 이차 고조파 발생의 원인이 된다. 그림 3(b)에 두꺼운 선으로 표시된 첫 번째 항은 펄스의 강도에 정비례한다. 이 항은 또한 하나의 광주기에 대해서 유도된 분극의 평균치이기도 하다. 매질의 비중심대칭적인 성질 때문에 이 주기-평균한 값은 영이 아니며, 이 유도된 분극은 진동하는 여기 광임에도 불구하고 항상 동일한 방향을 가진다. 해당하는 전기(전자) 부품에 비유하여 이 매질은 광펄스의 전계에 대한 광정류기(optical rectifier)라고 불리며, 이 비선형 효과를 광정류(optical rectification)라 부른다. 이것은 또한 역 전기광학 효과(inverse electro-optic effect)로도 불린다. 연속파(continuous wave) 여기인 경우, 광정류는 단순히 결정 양단에 DC 전압을 생기게 하지만 실제적인 응용은 없다. 그러나 짧은 레이저 펄스인 경우에 광정류는 레이저의 시변 펄스 강도에 대응하는 순시적인 분극을 만들어낸다. 이것이 THz 펄스를 발생하기 위해 필요한 분극이다.



$$E_{THz} \propto \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{(2)}(t) \quad (5)$$

그림 3(c)는 비선형 분극의 Fourier 변환에 의해 얻어진 주파수 영역 그림을 보여준다. 식 (4)의 두 개의 항이 2개의 스펙트럼을 나타내는데, 영과 두 배가 된 주파수에 중심을 둔다. 짧은 레이저 펄스의 주파수 doubling은 레이저 펄스가 가진 각기 다른 주파수 성분들 사이의 모든 가능한 합(合) 주파수의 혼합으로 볼 수 있다. 비슷하게 광정류를 통하여 발생한 스펙트럼은 입사하는 스펙트럼 성분들 중의 모든 가능한 차(差) 주파수의 혼합으로 볼 수 있다. 차 주파수 발생 그림은 입사하는 스펙트럼이 두 개의 다른 주파수 성분으로 이루어져 있을 때 더욱 적합하다. 이와는 대조적으로 광정류 그림은 매우 넓은 스펙트럼이 광대역의 입사 스펙트럼으로부터 얻어질 때 더욱 효과적이다.

광정류는 피코초 레이저 펄스로부터 마이크로파 발생에 사용하게 된 첫번째 과정이었다. 실제로 Yang 등은 1971년에 LiNbO_3 결정으로부터 원적외 광의 발생을 보여주었다^[2]. 1984년에 Auston 등은 lithium tantalate에서 4 THz까지의 주파수를 발생시킴으로써 광정류의 광대역 능력을 입증했다^[3]. 이어서 광정류를 통한 THz 파의 발생은 LiTaO_3 ^[4], 반도체^[5], 유기결정^[6]과 같은 다양한 물질에서 입증되었다.

광전도 스위칭에 비해서 광정류는 단순히 레이저 빔을 비선형 물질에 집중만 하면 되므로 더욱 직접적이다. 순시적 분극은 직접적인 재료의 반응에 의해 아주 미세한 수준으로 발생된다. 광전도 스위칭의 명확한 유리점은 그것이 가진 훨씬 큰 효율에 있다. 왜냐하면 광정류가 존재하는 비선형계수에만 의존해야 하는 것과 달리 광전도 스위칭은 매우 높은 전압이 레이저 펄스에 의해 스위치 되기 때문이다. 한편, 광정류는 극히 순간적으로 일어나는 현상이

다. 결과적으로 광전도 스위칭은 수 THz에 한정되지만 광정류는 증적외선 영역인 50 THz의 주파수까지도 발생하는 것이 입증되었다^[7].

2-2 광정류에 의한 THz 펄스의 발생과 전광 샘플링 (EOS)에 의한 THz 펄스 검출

전광 실험에 쓰이는 ZnTe의 밴드갭은 2.28 eV이며, 기본적으로 800 nm의 펄프 레이저에 대해서 투과하는 성질을 가졌지만 비선형 계수가 1.6×10^{-7} esu이고, 전광계수 (electrooptic coefficient)는 4.04 pm/V나 되는 전광 샘플링에 가장 보편적으로 사용되는 매질이다. 광원과 검출 장치 모두에 1.5 mm 두께의 <110> 방향성을 가진 ZnTe를 사용한다. 광원의 생성에는 광정류 방식이 쓰이고, 검출에는 전광 샘플링 방법이 쓰이며, 그림 4는 식 (4)에 의해 발생하는 THz 펄스의 생성 도식을 나타내었다.

또 비선형계수에 따른 분극 값의 변화가 존재하기 때문에 전광 계수 d_{41} 값만 가지고 있는 cubic 그룹의 <110> ZnTe는 THz의 생성과 검출에 z축 선정이 대단히 중요한 역할을 한다. 펄프 레이저와 생성된 THz에 대한 값은 펄프 레이저의 편광 상태로부터 ZnTe에 형성되는 분극의 45° 회전 변환을 통해 다음과 같이 얻어지고 z축과 펄프 레이저와의 각도가 55°일 때 가장 강한 THz 펄스의 발생이 이루어짐을 알 수 있다.

$$|\vec{E}_{THz}| \propto |\vec{P}| = d_{14} E_0^2 \sqrt{\left[-3 \left(\sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right)^2 + \frac{4}{3} \right]} \quad (6)$$

(θ 는 펄프 레이저와 <110> ZnTe z축과의 편광 각도)

실험에 쓰이는 ZnTe의 z축은 알려져 있지 않는데 합 주

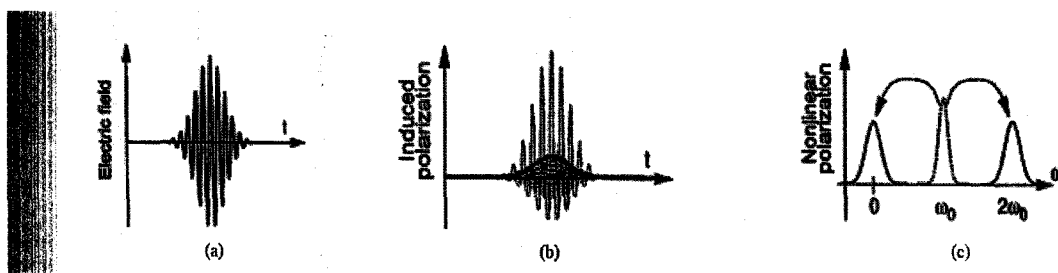


그림 3. (a)비선형 물질에 인가되는 전기장 (b) 물질내에 유도된 분극(가선). 점선은 주파수 체배에 의한 기여를 보여주며, 두꺼운 선은 광정류에 의한 기여 (c)주파수 영역에서의 광정류와 2차 조화파의 발생. 점선은 입사된 레이저 펄스의 스펙트럼

펄스형 THz 광원 기술

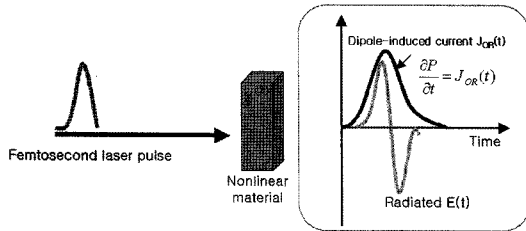


그림 4. 유도 분극에 의한 THz 펄스의 생성 도식

파수(2차 조화파) 항과 THz 발생 항이 서로 반비례적 관계를 갖기 때문에 ZnTe에 반사하거나 투과해 나온 펄프 레이저를 프리즘을 통해 분리하여 합주파수인 파란색의 레이저가 ZnTe의 회전에 따라 없어지는 각도가 z축과 펄프 레이저의 편광이 55°를 이룸을 알아 낼 수 있다. 그림 5는 ZnTe의 반사 빛을 이용해 z축을 찾는 방법에 대한 간단한 도식과 실제 분리된 빛의 사진이다.

광정류에 의한 THz 파의 발생과 EOS에 의한 계측을 위한 전체 시스템의 구성을 그림 6에 보인다. 레이저에서 나온 펄프 레이저 빔은 반파장판(half-waveplate)과 편광 빔 분배기(polarizing beam splitter)에 의하여 THz 파 발생을 위한 펄프 빔과 THz 파를 측정하기 위한 검출 빔으로 나누어진다. 레이저로부터 나오는 편광된 레이저 빔과 반파장판의 광축 사이의 각도를 변화시킴으로써 편광 빔 분배기에서 펄프광과 검출광의 상대적 강도를 조절할 수 있게 된다. 펄프 레이저 빔은 렌즈에 의해 집중되어 광정류를 위한 ZnTe 결정에 조사된다. ZnTe 결정에서 발생된 THz 파 빔은 2개의 off-axis parabolic mirror에 의해 검출용 ZnTe 결정에 유도된다.

THz 검출은 선형 전광 효과로 인한 probe 레이저(입사되는 레이저를 펄프와 probe로 나누어 사용한다.)가 전광 물질을 통과할 때의 위상 변화를 측정함으로써 가능하다. 전광 물질의 x, y, z 축에 대한 굴절률의 형태에 따라 물질을 통과하는 빛의 방향이 결정되는데, 이는 식 (7)과 같이 표현할 수 있다⁽⁸⁾.

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (7)$$

만약 각 축에 대한 굴절률 값이 같다면 식 (7)은 원의 방정식을 나타내지만 달라지면 복잡한 타원의 방정식이 된다. 전광 물질을 통과하는 probe 레이저의 위상 변화를 가해지는 전기장과 전광물질의 전광계수, probe 레이저의

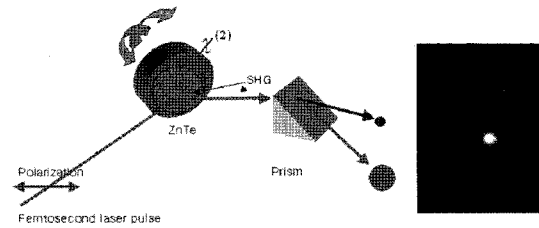


그림 5. 2차 조화파 발생을 이용한 z축 선정 도식과 프리즘에 의해 분리된 레이저 빔

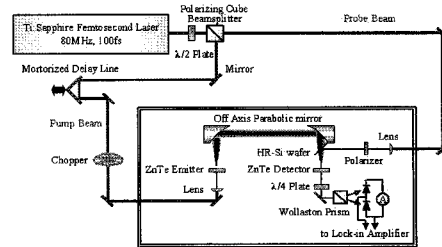


그림 6. ZnTe 결정을 채용한 광정류에 의한 THz 파 발생 및 EOS에 의한 검출 장치 구성도

파장, 굴절률, 전광물질의 두께 등으로 쉽게 나타내기 위해 식 (7)을 다음과 같은 새로운 형태로 나타낸다.

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + 2E_{THz,x}d_{41}yz + 2E_{THz,y}d_{41}xz + 2E_{THz,z}d_{41}xy = 1 \quad (8)$$

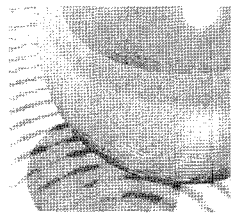
$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 d_{ij}E_j$$

전광 물질에 입사될 THz의 z축에 대한 각도와 probe 레이저의 z축에 대한 각도 사이의 값에 대한 굴절률 변화 값은 그림 7에 의해 두 번의 회전 변환(45°와 θ)을 통해 각 축 성분의 편광 세기 차이를 식 (9)와 같이 근사시킬 수 있다.

$$\Delta I(\alpha, \phi) = I_P \frac{\omega^3 E_{THz} d_{41} L}{2c} (\cos \alpha \sin 2\phi + \sin \alpha \cos 2\phi) \quad (9)$$

(I_P는 probe 레이저의 세기, L은 전광 물질 두께, c는 빛의 속도)

식 (9)에 의해 얻어진 probe 레이저의 편광 성분별 세기 변화는 그림 8처럼 THz 빔에 의해 유도된 굴절률 변화가 없을 때 원형 편광이 되도록 맞추어진 1/4 waveplate를



통과하면서 원형 편광이 되거나, 굴절을 변화에 의해 타원 편광이 되게 되는데 이를 최종적으로 편광 빔 분배기 (polarizing beam splitter)를 통해 편광 성분별 전압 신호로 바꾸게 된다. 결국 최종적으로 얻어지는 probe 레이저의 세기는 각 편광 성분의 세기 차에 의해 THz 빔의 전기장 세기로 식(9)에 의해 환원되어 시간에 대한 THz 빔 파형이 얻어지게 된다.

그림 9에서는 ZnTe 결정을 이용하여 THz 파를 발생하고 전광 샘플링 방법으로 측정한 전형적인 파형과 스펙트럼의 예를 보인다⁽⁹⁾. 광전도 안테나 방식과는 달리 시간 영역의 파형에서는 여러 주기에 걸친 진동이 관찰되며 펄스 폭도 반폭치가 안테나 타입에 비해 상대적으로 낮았으며, 이는 스펙트럼에서 상대적으로 넓은 신호값을 보이고 있다. 또한, 이 방법을 이용할 경우 펄스레이저의 펄스 폭이 좁을수록 상대적으로 훨씬 더 넓은 주파수 값을 가질 수 있다.

III. 반도체 표면 전계를 이용한 테라헤르츠 파의 발생 및 계측

3-1 반도체 표면전계를 이용한 THz 파의 발생 원리

바이어스를 인가하지 않은 순수한 반도체 표면에 레이저를 조사하였을 때 THz 파가 발생되는 현상이 1990년 Zhang 등에 의해 관찰되었다⁽¹⁰⁾. 특정한 반도체 표면에서 THz 파가 방사되는 원리에는 여러 가지 효과로서 설명되었으나 반도체에 고유하게 존재하는 표면 전계 (intrinsic surface depletion field)와 전자와 정공의 확산속도의 차이(photo-Dember 효과)에 의해 생성되는 쌍극자에 의한 THz 방사 해석이 가장 유력해 보인다. Fermi 준위는 속박되어 있고 전도대와 가전자 밴드는 반도체 표면/공기 접

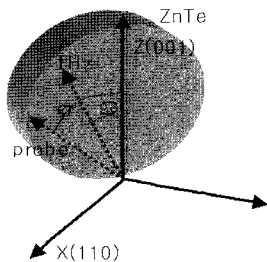


그림 7. 전광물질의 z축과 THz 빔, probe 레이저의 각도

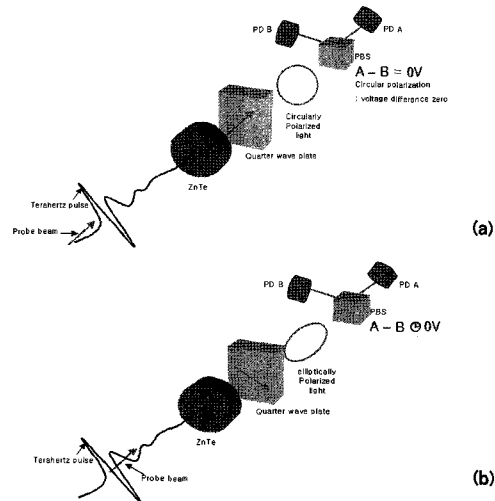


그림 8. (a) 유도된 전기장이 없을 때 probe 레이저의 검출 형태 (b) 유도된 전기장이 있을 때 probe 레이저의 검출 형태

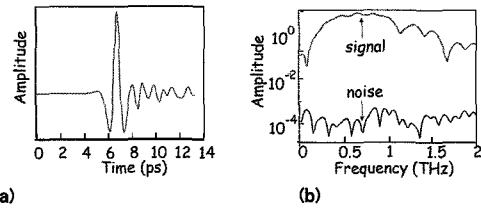


그림 9. 광정류 방법에 의한 THz 파의 시간 영역파형(a)와 주파수 스펙트럼(b)

합 부근에서 휘어져있어서 공핍층을 만들어내고 이에 따른 강한 표면 전계 E_s (전형적으로 10^5 V/m)를 반도체/공기 접합면에 수직으로 만들어낸다. 반도체의 밴드 갭보다 큰 에너지를 가진 광자를 가진 극초단 광펄스가 반도체 표면에 조사되면 반도체 표면에서 방출된 광 캐리어는 고갈되면서(deplete) 내재된 전계에 의해 가속된다. 결과적으로 극초단의 순시전류가 형성되고 그것은 THz 영역의 스펙트럼을 가진 전자파 빔을 발생시킨다(그림 10, 그림 11(a) 참조).

$$E_{THz} \propto \frac{dI(t)}{dt} = \frac{d(\sigma E(t))}{dt} \quad (10)$$

즉, 초고속 레이저 조사에 의해 반도체 표면에 생성된 하전 입자는 반도체 표면과 수직으로 내재하는 강한 전계에 의해 순간적으로 가속되고 이 때 흐르는 순시전류에 의해 THz 영역의 전자파가 발생될 수 있다. 또한, 레이저 조사에 의해 발생된 전자와 정공이 반도체 표면에서 내부로 확산되는 과정에서 두 하전 입자의 이동도 차이에 의해 하

펄스형 THz 광원 기술

전 입자의 분리가 일어나고(photo-Dember 효과) 이때 생성되는 전자-정공의 쌍극자가 형성되어 THz 파 방사될 수 있다(그림 11(b)참조)^[11]. 이때 도핑을 n에서 p로 바꾸어도 발생된 THz 파의 극성은 바뀌지 아니한다. 바이어스되지 않은 반도체 표면으로부터의 THz 파의 방출은 발생시키는 구조가 매우 간단하며 광정류법에 비해 큰 THz 파 출력을 얻을 수 있으며, 광전도 안테나법 보다는 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있는 장점을 가지고 있다.

3-2 InAs 반도체 표면을 이용한 THz 파의 발생

그림 12 에 InAs 반도체 표면을 이용한 THz 파의 발생 및 측정 셋업을 보인다. 레이저 펄스는 반도체 표면을 45도 각도로 조사하였고, 발생된 THz 파는 2개의 off-axis parabolic mirror를 이용하여 측정기 안테나에 유도된다. InAs는 n-type과 p-type 모두를 시험한 결과를 소개한다.

그림 13 에 p-InAs(100, $1 \times 10^{16}/\text{cm}^3$), n-InAs(100, $3 \times 10^{16}/\text{cm}^3$), p-GaAs(100, $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$), n-GaAs(100, $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$) 반도체 표면에 펄스 레이저를 조사하였을 때 얻어지는 전형적인 THz 파의 파형이다^[12]. 그림 13 를 보면 기존에 이미 활용하고 있던 p-, n-GaAs에 비해 p-, n-InAs의 경우가 신호의 세기가 강하게 나오는 것을 알 수 있다. 특히 일반적으로 발생하는 THz 파의 신호 크기가 전자에 영향을 미치는 것으로 알려진 것보다 발생 메커니즘에서 InAs의 경우는 photo-Dember 효과에 의

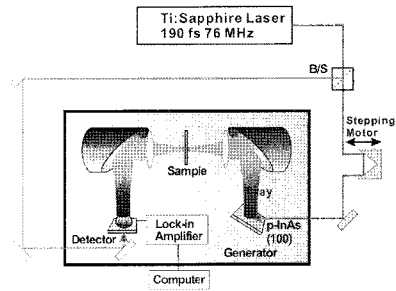


그림 12. InAs 표면으로부터의 THz 발생 개념도

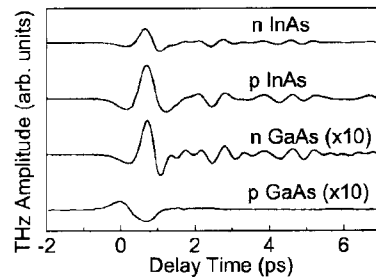


그림 13. p형과 n형 InAs 및 GaAs 반도체 표면으로부터의 THz 파 발생 특성 비교

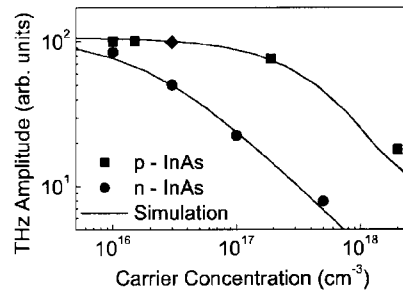


그림 14. p형과 n형 InAs의 도핑농도에 따른 반도체 표면으로부터의 THz 파 발생 특성 비교

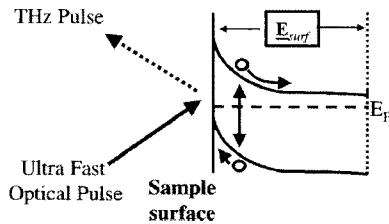


그림 10. 표면전계에 의해 n형 반도체 표면으로부터의 THz 파의 발생 메커니즘

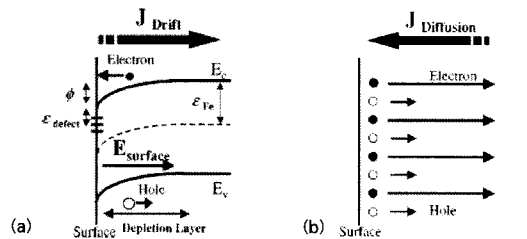
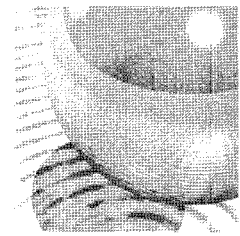


그림 11. 광여기 후의 SI InP 표면에서의 drift 전류(a)와 확산 전류(b)의 개념도

한 것이 지배적임을 나타내는 것으로서 다음과 같이 설명할 수 있다. 밴드 갭 에너지가 좁은 InAs($E_g = 0.36 \text{ eV}$)의 경우 매우 큰 전자이동도($\sim 30,000 \text{ cm}^2/\text{V/s}$)를 가지고 있는데, 근적외의 레이저 광자($h\nu \sim 1.5 \text{ eV}$)가 표면에 조사되면 광자의 흡수 깊이는 100 nm 정도로 매우 얇다. 이때 광여기된 전자들은 여기 과정에서 많은 양의 초과 에너지를 얻게 된다. 이와 같은 효과와 큰 전자이동도가 합하여져 photo-Dember 효과를 증가시킨다. 초고속의 photo-Dember 효과의 축적 및 해체가 InAs와 같은 좁은 밴드갭 에너지를 가진 반도체로부터의 THz 발생의 지배적인 메커니즘이다. 또한 그림 14 은 doping 농도에 따른 THz 파의 세기를 측정 한 결과이다. 여기에서도 보면



doping 농도가 적을수록 더욱 큰 신호가 나올을 확인할 수 있다.

IV. 결론

비선형 물질을 이용한 광정류법과 반도체 표면 전계를 이용한 THz 파 펄스발생기술의 원리와 검출방법에 대해 간단히 기술하였다. 최근 비선형성이 큰 유기물들이 개발되면서 광정류법을 이용한 고출력 THz 파 발생이 앞으로 가능할 것이라 전망되고 있어 광정류법에 의한 THz 파 발생 및 검출기술은 THz 기술분야에서 중요한 위치를 차지할 것이라 기대된다. 반도체 표면 전계를 이용한 THz 발생기술은 극초단 펄스기술과 반도체 성장기술의 발전에 따라 대역폭이 넓은 THz 파 펄스발생에 기여할 것으로 기대된다.

본 원고는 2009년 9월에 발간된 전자파기술 20권 5호 특집 테라헤르츠 기술 동향 및 응용에도 발간되었음을 알려드립니다.

참고문헌

(1) Y.-S. Jin, G.-J. Kim, C.-H. Shon, S.-S. Jung, J. Kim, and S.-G. Jeon, "Generation of Ultra-Wideband Terahertz Pulse by Photoconductive Antenna", *Trans. KIEE.*, vol. 54, pp. 288, 2005.

(2) K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen, "Generation of Far-Infrared Radiation by Picosecond Light Pulses in LiNbO₃", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 19, pp. 320, 1971.

(3) D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, "Two-Photon Absorption from a Phase-Diffusing Laser Field", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, pp. 1555, 1984.

(4) B. B. Hu, J. T. Darrow, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and P.R.Smith, "Optically steerable photoconducting antennas", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 886, 1990.

(5) X.-C. Zhang, Y. Jin, K. Yang, and L. J. Schowalter, "Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, pp. 2303, 1992.

(6) X.-C. Zhang, X. F. Ma, Y. Jin, T.-M. Lu, E. P. Boden, P. D. Phelps, K. R. Stewart, and C. P. Yakymyshyn, "THz optical rectification from highly nonlinear organic crystals", *Appl. Phys. Lett.* 61, 3080 (1992).

(7) A. Bonvalet, M. Joffre, J.-L. Martin, and A. Migus, "Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 2907, 1995.

(8) A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (New York : Wiley Classic Library), Ch 7 (2003).

(9) <http://www.rpi.edu/~zhangxc>

(10) B. B. Hu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and P. R. Smith, "Free space radiation from electrooptic crystals," *Appl. Phys. Lett.* 56, 506 (1990)

(11) M. Nakajima, M. Hangyo, M. Ohta, and H. Miyazaki, "Polarity reversal of terahertz waves radiated from semi-insulating InP surfaces induced by temperature", *Phys. Rev. B.*, 67, 195308, 2003.

(12) K. Liu, J. Xu, T. Yuan, and X.-C. Zhang, "Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift", *Phys. Rev. B.*, 73, 155330, 2006.

약 력



강철

1999년 2월 : 서울시립대학교 물리학과 (이학사)
 2001년 2월 : 서울시립대학교 물리학과 (이학석사)
 2006년 2월 : 서울시립대학교 물리학과 (이학박사)
 2006년~현재 : 광주과학기술원 고등광기술연구소 선임연구원

[주 관심분야] 테라헤르츠 분광학

약 력



정창수

1992년 2월 : 서강대학교 물리학과 (이학사)
 1998년 2월 : 서강대학교 물리학과 (이학석사)
 2002년 8월 : 서강대학교 물리학과 (이학박사)
 2002년~현재 : 광주과학기술원 고등광기술연구소 선임연구원

[주 관심분야] 비선형 광학, 테라헤르츠 광원 개발, 초소형 레이저 개발

약 력



기철식

2000년 2월 : 한국과학기술원 물리학과 (이학박사)
 2000년~2001년 : UCLA 전자공학과 박사후 연구원
 2001년~2003년 : 아주대학교 연구교수
 2003년~2004년 : 한국전자통신연구원 선임연구원
 2004년~현재 : 광주과학기술원 고등광기술연구소 선임연구원
 2007년~현재 : 광주과학기술원 광과학부학제 겸임교수

[주 관심분야] 나노광학, 테라헤르츠 광학