

## 주파수 위상 간섭계를 이용한 펨토초 레이저 펄스의 시간적 특성 연구

강용훈 · 홍경한 · 남창희<sup>†</sup>

한국과학기술원 물리학과 및 결맞는 X선 연구단

(주) 대전시 유성구 구성동 373-1번지

(2001년 1월 31일 받음, 2001년 5월 31일 수정본 받음)

주파수 위상 간섭계를 이용한 전기장 재구성 방법(SPIDER)을 이용하여 Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저 공진기에서 생성된 펨토초 영역의 극초단 펄스의 펄스폭과 위상을 측정하였다. 8 cm 길이의 SF10 매질과 마이켈슨형의 시간지연 암(arm)을 사용하여 주파수 충밀림(shearing)을 구현하고 제2종 BBO결정으로 힙주파수 발생을 시켜 SPIDER 장치를 구성하였다. 얻어진 충밀림 주파수 간섭 신호로부터 SPIDER 알고리즘을 이용하여 펄스의 전기장을 복원하였다. SPIDER의 정확도를 확인하기 위해 SPIDER에서 얻은 펄스로 재구성한 간섭형 자체상관신호를 직접 측정한 간섭형 자체상관 신호와 비교하였다. SPIDER를 티타늄 사파이어 레이저 공진기에 적용하여 19 fs의 펄스폭을 얻었으며,  $\text{sech}^2$ 나 가우시안으로 가정한 간섭형 자체상관의 결과는 이보다 작은 값으로 나타나서 펨토초 레이저의 정확한 펄스폭 측정을 위해서는 펄스모양의 가정이 필요없는 SPIDER 방법이 필요함을 알 수 있었다.

분류코드 : LO.090.

### I. 서 론

1991년 S. Spence *et al.*<sup>[1]</sup> Kerr 렌즈 모드록킹 방법을 사용하여 티타늄 사파이어 레이저에서 60 fs의 극초단 레이저를 생성한 이후, 더욱 짧은 극초단 펄스를 생성시키고자 하는 연구가 급속히 진행되어 현재 10 fs 이하의 펄스를 레이저로부터 직접 얻을 수 있는 단계에 이르렀다.<sup>[1-3]</sup> 극초단 펄스는 초고속 시간분해 분광학을 가능하게 하여 화학, 생물학, 반도체 공학 등에 이용되고 있으며,<sup>[4]</sup> 중폭을 통해 수 테라와트( $10^{12}$  Watt; TW)의 고출력을 얻을 수 있으므로 이를 이용하여 고차조화파 발생이나 X선 발생과 같은 새로운 연구영역이 형성되었다.<sup>[5,6]</sup>

극초단 펄스의 생성과 함께 펄스 특성의 측정 문제도 중요하며 이를 위한 많은 기술들이 개발되었다. 극초단 레이저 펄스는 시간폭이 펨토초( $10^{-15}$ 초) 영역으로 현재의 전자장치로는 측정이 불가능하므로, 광학적 방법을 사용하여 측정한다. 세기형 자체상관계와 간섭형 자체상관계는 펄스폭을 측정하는 전통적인 방법이지만, 펄스의 모양을 가정해야 하고 펄스의 위상을 측정 할 수 없으므로 펄스의 측정에 한계가 있으며 펄스폭이 짧아질수록 오차가 커진다. 한편 1993년 D. J. Kane와 R. Trebino에 의해 소개된 주파수 분해 광계이팅(FROG) 방법과 함께,<sup>[7]</sup> 여러가지 FROG 알고리즘이 시도되면서 보다 완전한 펄스의 측정이 이루어졌다. 이와 더불어 주파수 위상 간섭계를 이용한 전기장 재구성 방법(spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction; SPIDER)은 1998년 C. Iaconis와 I. A. Walmsley에 의해 최초로 개발되었고,<sup>[8]</sup> 미니 여러 연구를 통해 펄스의 모양을 완전히 복원해 낼 수 있

는 신뢰할 수 있는 기술로 인정 받고 있다.

본 연구에서는 SPIDER 장치를 직접 구성하고, 티타늄 사파이어 공진기에서 생성된 극초단 펄스의 시간폭과 위상을 측정하였다. SPIDER에서 얻은 펄스로 재구성한 간섭형 자체상관 신호를 직접 측정한 간섭형 자체상관 신호와 비교하여 SPIDER의 결과가 실제 펄스의 특성을 잘 반영하고 있는지를 확인하고 펄스모양을  $\text{sech}^2$ 이나 가우시안으로 가정했을 때의 간섭형 자체상관신호에서 얻어지는 펄스폭을 SPIDER로 측정한 펄스폭과 비교한다.

### II. 티타늄 사파이어 펨토초 레이저 공진기

펨토초 레이저 공진기는 Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저이다. 공진기의 이득매질로는 400 nm-600 nm의 흡수대역과 650 nm-1100 nm의 넓은 방출대역을 갖는 티타늄 사파이어 결정을 사용하였고, 빛의 세기에 비례하여 굴절률이 변하는 커렌즈 효과를 이용한 커렌즈 모드록킹 방법으로 극초단 펄스를 생성하였다. 모드록킹은 인위적 aperture가 없는 soft-aperture방식으로 하였고 티타늄 사파이어 이득매질의 흡수대역에서 작동하는 완전고체레이저인 Nd:YVO<sub>4</sub> 레이저의 2차 조화파(532 nm)를 이용하여 광 펨핑하였다. 티타늄 사파이어는 두께가 3 mm이고 532 nm에서 흡수계수  $\alpha \approx 6.0/\text{cm}$ 를 사용하였으며, 넓은 스펙트럼과 높은 출력을 얻기 위해 티타늄 사파이어의 두께는 얇고, 흡수계수가 높은 것을 사용하였다. 펄스가 이득매질을 지날 때 생기는 양(+)의 분산을 보상하기 위해 용융실리카 재질의 프리즘 쌍을 공진기 내부에 삽입하였다. 분산보상용 프리즘 쌍과 티타늄 사파이어는 p-편광에 대하여 브루스터 각도로 놓여 있어서 표면반사에 의한 손실을 최소화하였고, 출력경을 통해 p-선형편광된 펄스가 나오게 하였다.

<sup>†</sup>E-mail: chnam@mail.kaist.ac.kr

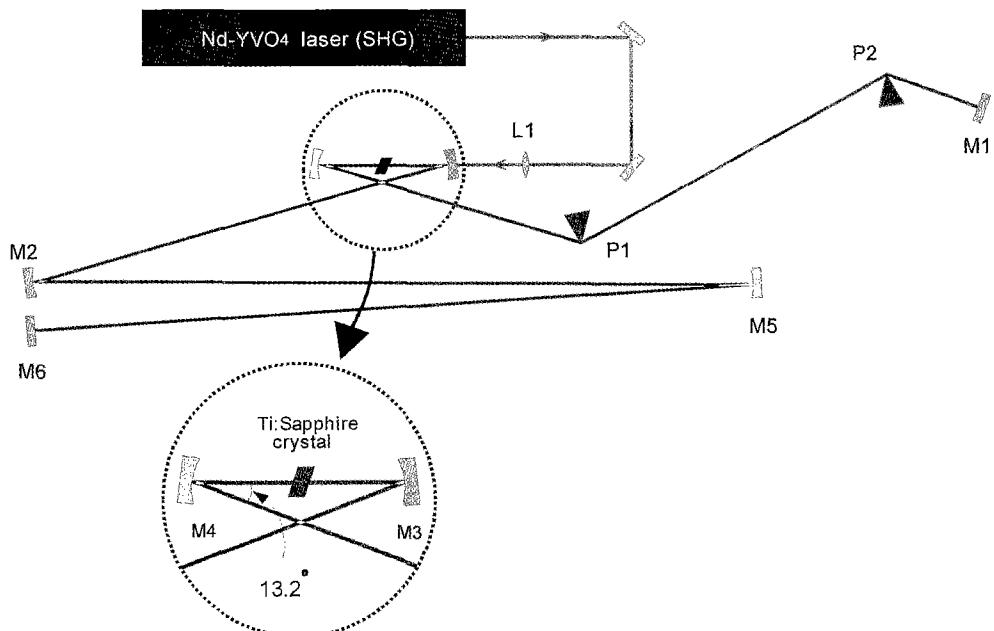


그림 1. 긴 공진기 형태의 티타늄 사파이어 레이저 구성도. M1, M2, M5 = 고반사거울; M3, M4 = 초점거리 5 cm인 구면거울; L1 = 초점 거리 10 cm인 렌즈; M6 = 20% 투과율의 출력경; P1, P2 = 용융실리카 프리즘.

그리고 브루스터각으로 놓여있는 이득매질을 지나면서 생기는 비점수차를 보상하기 위해 그림 1과 같이 공진기를 13.2°의 각도로 접어서, 구면 거울에 비스듬히 입사하는 빔의 비점수 차와 상쇄하였다. 본 공진기를 사용하여 커렌즈 모드록킹된 펄스는 수십 시간 지속될 정도로 매우 안정하였다.

본 공진기는 펄스당 에너지를 높이기 위해 긴 공진기(long cavity) 형태로 개조한 것이다. 긴 공진기는 펄스당 에너지를 높일 수 있는 손쉬운 방법이며, 공진기의 길이가 늘어나면 펄스의 반복율이 낮아지므로 각 펄스당 에너지는 높아지게 된다. 공진기의 모습은 그림 1과 같으며, 전형적인 X자형 티타늄 사파이어 공진기에서 한쪽 암(arm)의 길이를 길게 늘렸다. 암(arm)의 길이는 초점거리  $f = 50$  cm의 구면거울 2개를 사용하여 같은 배율로 상전송(image relay)하여 길이를 2 m 만큼 늘여주었다. 긴 공진기에서 20% 투과율의 출력경을 사용하여 커렌즈 모드록킹 했을 때 펄스의 반복율은 40 MHz였고, 4.6 W의 Nd:YVO<sub>4</sub> 레이저의 2차 조화파로 펌핑 했을 때 펄스당 에너지는 12 nJ를 얻었다.

### III. SPIDER

SPIDER는 층밀림 주파수 간섭계(spectral shearing interferometry)로 얻은 간섭신호를 SPIDER 알고리즘을 통해 펄스의 전기장을 재구성하는 방법으로 다음과 같은 과정을 거친다 : (1) 펄스는 두개로 갈라져 하나는 마이케尔斯형 간섭계에서 일정한 시간지연을 갖는 동일한 펄스쌍으로 만들고, 다른 하나는 에돌이발 쌍이나 큰 분산을 갖는 물질을 사용하여 크게 chirping을 시켜 펄스폭을 수백배로 늘인다. (2) 측정하고자 하는 짧은 펄스 쌍과 크게 chirping된 펄스를 비선형 광학물질에 동시에 입사하여 합주파수 발생(sum frequency generation ;

SFG)을 시키면 펄스쌍의 각 주파수는 시간지연에 비례하여(만큼 충밀림(shearing)된다. (3) 주파수 간섭무늬는 다음과 같이 얻어지며 충밀림 현상으로 인하여 주파수 영역의 위상이 간섭무늬에 반영된다. 즉,

$$I(\omega) = |E(\omega) + E(\omega + \Omega)|^2 = I(\omega) + I(\omega + \Omega) \\ + |E(\omega)| |E(\omega + \Omega)| \cdot \cos\{\phi(\omega) - \phi(\omega + \Omega) + \omega\tau\}$$

위의 간섭무늬를 분광기를 사용하여 측정한다. (4) 푸리에 필터링(Fourier filtering)으로 AC부분의 위상을 알아내어 주파수 영역의 위상의 차이를 얻을 수 있다. (5) concatenation 방법을 통해 주파수 영역의 위상을 재구성 해낸다. 펄스의 스펙트럼을 측정한 후 제곱근을 취해 주파수 영역의 진폭을 얻고, 재구성한 주파수 영역의 위상과 함께 역 푸리에 변환하여 시간 영역에서 레이저 펄스의 형태와 위상을 얻는다.

본 연구에서 구성한 SPIDER장치의 구성도는 그림 2와 같다. p-편광으로 입사한 펄스는 50% 펨토초 빔가르개에서 갈라지며, 한쪽 빔은 마이케尔斯형 간섭계를 통과하면서 시간지연  $\tau$ 인 펄스 쌍이 만들어지고, 다른쪽 빔은 8 cm 길이의 SF10 매질을 지나면서 약 4 ps의 펄스로 강하게 chirping된다. 마이케尔斯 간섭계는 50%인 펨토초 빔가르개와 알루미늄 거울로 이루어진 두개의 암(arm)으로 구성되어 있다. 마이케尔斯형 간섭계를 나온 펄스쌍은 periscope를 사용하여 편광방향을 90° 만큼 바꾸고, 수평이동기 T2를 조절하여 SF10에 의해 강하게 chirping된 펄스와 시간적으로 겹치게 한 다음, 초점거리 10 cm인 금코팅된 구면거울로 두께 30 μm인 제2종 BBO( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) 결정에 강하게 접촉시켜 합 주파수 발생을 시켰다. 합 주파수 발생되어 나온 근자외선 영역의 펄스를 분광기로 분광하여 SPIDER 신호를 얻었고, SPIDER 장치 앞에 flipper를 설치하여 간섭형 자체상관계의 신호를 동시에 측정할 수

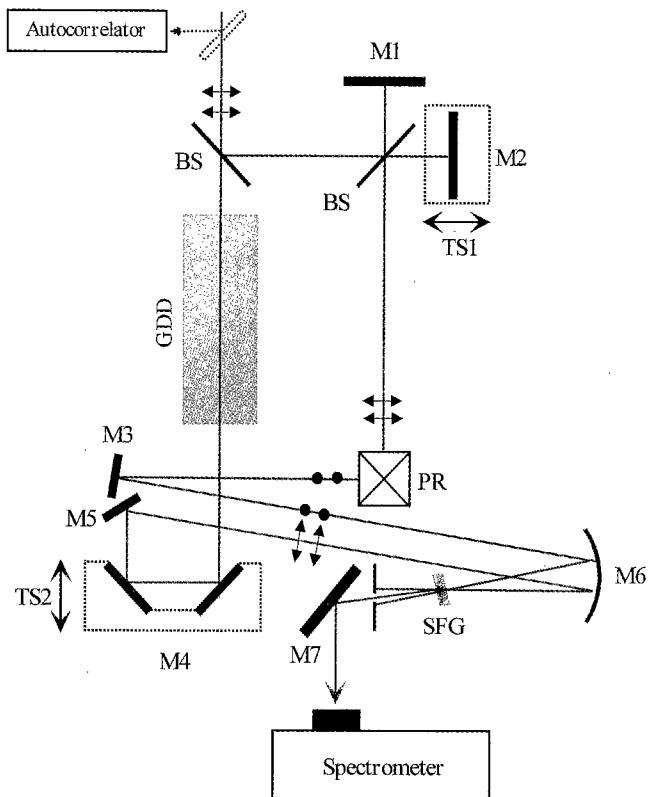


그림 2. SPIDER 장치의 구성도. M1, M2, M3, M4, M5, M7 = 알루미늄 거울; BS = 빔가르개; PR: Polarization rotator (Periscope); M6 = 금코팅된 구면 거울; TS1, TS2 = 수평 이동기; GDD = 고분산물질(SF10 glass); SFG = 합주파수 발생용 결정(Type II BBO).

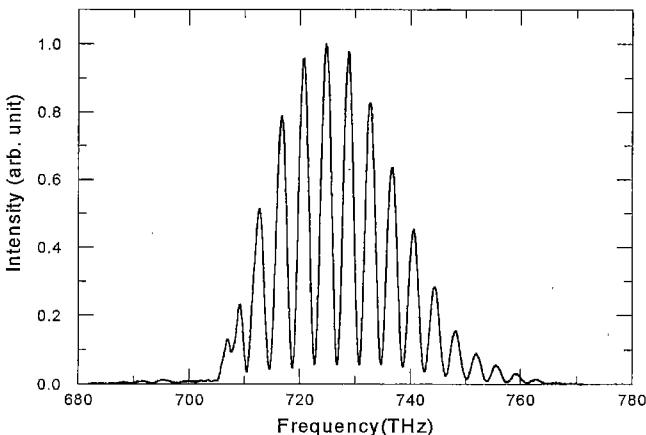


그림 3. 분광기로 얻은 층밀림(shearing)된 주파수 위상 간섭무늬.

있도록 하였다.

SPIDER 장치로 펨토초 펄스를 측정하기 위해서는 시간지연과 주파수 총밀립양을 적절히 조정해야 한다. 시간지연과 주파수 총밀립양은 서로 독립적인 양이 아니라 식 (1)과 같은 관계를 가진다. 두 펄스 사이의 시간지연  $\tau$ 는 분광기의 해상도와 Whittaker-Shannon sampling 이론<sup>[9]</sup>을 만족시키는 적절한 구간 내에 놓아야 하며, 본 연구에서 사용한 분광기의 최

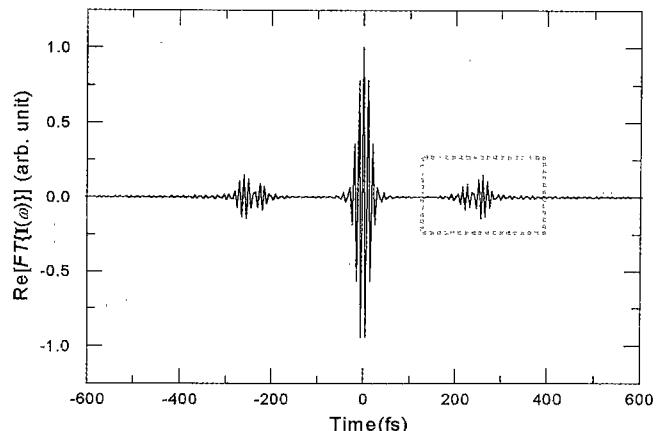


그림 4. SPIDER로 얻은 신호를 역푸리에 변환하여 실수부만 나타낸 그림 I( $\omega$ )는 분광기로 측정한 SPIDER 신호이며, 이를 역푸리에 변환하면 가운데의 DC 성분과 양 옆의 AC 성분으로 분리된다. 절선과 같이 AC 성분만을 떼어낸 후 푸리에 변환하여 SPIDER 신호에서 AC 성분의 위상정보를 얻는다.

고 해상도는  $0.115 \text{ THz/pixel}$ ( $0.0679 \text{ nm/pixel}$ )이므로 간섭무늬 하나에 3개 이상의 점을 찍는 경우에는  $\tau \leq 2.90 \text{ ps}$ 를 만족시켜야 한다. 또한 그림 4와 같이 SPIDER신호를 푸리에 변환하여 시간 영역으로 분해했을 때,  $\omega = 0$ 인 성분과  $\omega = 2\pi/\tau$ 인 성분을 구별하기 위해서는 각 성분의 폭에 따라 시간지연을 조절하여 각 성분사이의 간격을 조정해야 한다. 각 성분의 폭을 변환한계의 펄스폭과 같다고 가정한 경우에는 ( $> 24.8 \text{ fs}$ 를 만족해야 하지만, 실제로 측정하는 펄스의 폴스폭은 이보다 크다. 측정하고자 하는 펄스폭의 크기에 맞추어 알맞은  $\tau$ 의 범위를 결정해야 하며 간섭형 자체상관계를 사용하여 여러 번 측정한 결과, 측정할 수 있는 펄스폭의 범위를 변환한계 펄스폭의 5배까지 설정하는 것이 충분하였으므로 그림 4의 점선과 같이 적당한 AC구간을 떼어내기 위해서  $\tau > 130 \text{ fs}$ 를 만족하도록 하였다.  $\tau$ 가 결정되면 주파수 충밀립양  $\tau$ 는 다음의 식에 의해 자동적으로 결정된다.

$$\Omega = \frac{\Delta \omega \tau}{\Delta t} = \frac{\tau}{\phi''} \quad (1)$$

충밀립양이  $\Omega$ 이면 SPIDER로 주파수 영역의 위상을 복원할 때,  $\Omega$  간격으로 주파수 영역의 위상을 복원한다. 따라서 시간 지연이 적당한 구간 내에 놓여있는 경우에도  $\Omega$  값에 따라 주파수 위상의 해상도가 달라진다. 충밀립양이 큰 경우, 주파수 위상사이의 간격이 크므로 펠스 스펙트럼이 복잡한 경우 시간 영역으로 복원했을 때 오차가 생기게 되며, 충밀립양이 Whittaker-Shannon sampling 이론<sup>[9]</sup>을 만족하는 sampling 간격보다 큰 경우 시간영역으로 펠스를 복원할 수 없다. 반대로  $\Omega$  값이 너무 작으면, 주파수 위상 간섭무늬가 잡음에 민감하게 반응하여 오차가 커지게 된다. M. E. Anderson *et al.*에 따르면,<sup>[10]</sup> 시간영역으로 펠스의 전기장을 복원했을 때  $\Omega/\Delta\omega$ 이 4%부터 35%까지의 영역에서 재구성한 펠스의 세기에 오차가 적으며,  $\Omega/\Delta\omega \approx 23\%$ 에서 오차가 최소화된다고 한다. 본

SPIDER장치의 경우, 8 cm 길이의 SF10을 지난 펄스의 군지연 분산  $\phi''$ 는  $12720 \text{ fs}^2$ 이고 마이켈슨형 간섭계의 시간지연  $\tau$ 는  $272 \text{ fs}$ 으로 두었으므로 총밀립양  $\Omega/2\pi$ 는  $3.4 \text{ THz}$ 이고  $\Omega/\Delta\omega \approx 7.7\%$ 가 되어 시간영역의 펄스로 복원했을 때 오차가 작은 적절한 구간에 속한다.

SPIDER로 얻은 신호는 Takeda *et al.*<sup>[11]</sup>이 간섭무늬 분석을 위해 개발한 알고리즘과 concatenation방법으로 주파수 위상을 얻고, 주파수 진폭과 함께 역푸리에변환하여 시간영역의 펄스 형태와 위상을 재구성한다. 먼저 SPIDER 신호로부터 Takeda *et al.*<sup>[11]</sup>의 알고리즘을 사용하여 아래 식의 좌변과 같은 위상 정보를 얻는다:

$$\phi_{\omega}(\omega) - \phi_{\omega}(\omega + \Omega) - \omega\tau = \arg[D^{\text{filtering}}(\omega)] \quad (2)$$

$D^{\text{filtering}}(\omega)$ 은 SPIDER로 얻은 신호를 high pass 푸리에 필터링한 것이다. 식 (2)의 좌변에  $\omega\tau$ 를 빼 주면, 주파수 총밀립 양  $\Omega$  만큼 떨어진 주파수 영역의 위상의 차이를 얻을 수 있으므로 먼저  $\omega\tau$  값을 결정해야 한다. SPIDER로 주파수 영역의 위상을 복원할 때  $\omega\tau$  값에 의해 큰 영향을 받으므로 주의 해야 한다. 눈금맞추기(calibration)의 과정을 통해 정확한  $\omega\tau$  값을 결정하며, 강하게 chirping된 펄스를 가지고 제2종 BBO 결정을  $45^\circ$  돌려서 주파수 총밀립 되지 않은 펄스 쌍의 2차 조화파 스펙트럼을 분광기로 얻은 후 똑같은 푸리에 필터링 과정을 거쳐  $\omega\tau$  값을 얻는다. 식 (2)의 좌변에  $\omega\tau$ 를 더하여  $\Omega$ 만큼 떨어져 있는 주파수 영역의 위상 차이를 얻은 후 concatenation 과정을 통해 주파수 위상을 복원한다. 이때 Takeda *et al.*<sup>[11]</sup>의 알고리즘과 눈금맞추기 과정을 거친 결과를  $\theta(\omega)$ 라 하면, 펄스의 주파수 영역의 위상  $\phi_{\omega}(\omega)$ 과 아래의 관계를 가진다.

$$\theta(\omega) \equiv \phi_{\omega}(\omega) - \phi_{\omega}(\omega - \Omega) \quad (3)$$

펄스의 주파수 영역의 위상에는 절대 위상(absolute phase)  $\phi_0$  항이 포함되어 있지만, 이는 SPIDER 장치로 측정할 수 없는 양으로, 펄스폭과 chirping에는 영향을 주지 않는 항이다. 따라서 중심 주파수와 같은 특정 주파수  $\omega_0$ 를 택하여,  $\phi_{\omega}(\omega_0) = 0$ 을 만족시키도록  $\phi_0$  값을 임의로 선택했고, 아래와 같이 concatenation 방법을 적용하여 주파수영역의 위상을 재구성했다.

$$\begin{aligned} \phi_{\omega}(\omega_0 - 2\Omega) &= -\theta(\omega_0 - \Omega) - \theta(\omega_0) \\ \phi_{\omega}(\omega_0 - \Omega) &= -\theta(\omega_0) \\ \phi_{\omega}(\omega_0) &= 0 \\ \phi_{\omega}(\omega_0 + \Omega) &= \theta(\omega_0 + \Omega) \\ \phi_{\omega}(\omega_0 + 2\Omega) &= \theta(\omega_0 + 2\Omega) + \theta(\omega_0 + \Omega) \end{aligned} \quad (4)$$

시간영역에서 펄스의 전기장을 재구성하기 위해서는 주파수 영역의 위상과 함께 주파수 영역의 진폭을 얻어야 한다. 주파수 영역의 진폭은 SPIDER 신호와는 별도로 측정하는 양이지만 분광기를 개조하여 기본파의 진폭을 SPIDER신호와 함께 얻을 수 있는 방법이 제시되기도 하였다.<sup>[12]</sup> 본 연구에서는 진폭을 따로 측정하였으며 분광기로 기본파의 스펙트럼을 얻은

다음 제곱근을 취하여 주파수 영역의 진폭을 얻었다. 마지막으로 주파수 영역의 진폭과 위상을 아래의 식과 같이 역푸리에 변환하여 시간 영역에서 펄스의 전기장을 재구성 했다:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \{ \sqrt{I(\omega)} e^{i\phi(\omega)} \} e^{i\omega t} \quad (5)$$

#### IV. SPIDER를 이용한 극초단 레이저 펄스의 측정

티타늄 사파이어 레이저 공진기에서 발생한 펨토초 펄스를 앞에서 설명한 방법으로 주파수 영역의 위상과 시간 영역의 위상을 재구성 하고 펄스형태를 복원하였다. 그럼 3은 측정한 SPIDER 신호이며 그림 5는 SPIDER 알고리즘을 통해 주파수 영역의 위상을 재구성한 것이다. 그림 6은 펄스의 시간 영역의 전기장의 세기와 위상을 재구성한 것이고, 실선은 SPIDER로 재구성한 펄스의 모양이며 점선은 변환한계의 펄스의 모양이다. SPIDER로 측정한 펄스폭은  $19.4 \text{ fs}$ 이고, 변환한계의 펄스폭은  $13.6 \text{ fs}$ 이다. 그림 7은 SPIDER로 측정하여 재구성한 간섭형 자체상관신호와 실제로 측정한 자체상관신호를 비교한 것이다. 속이 빈 둥근 점은 실제로 얻은 간섭형 자체상관 신호이고, 실선은 SPIDER로 측정하여 재구성한 것으로 두 결과가 잘 맞는 것을 확인할 수 있다. 그림 8은 SPIDER로 측정

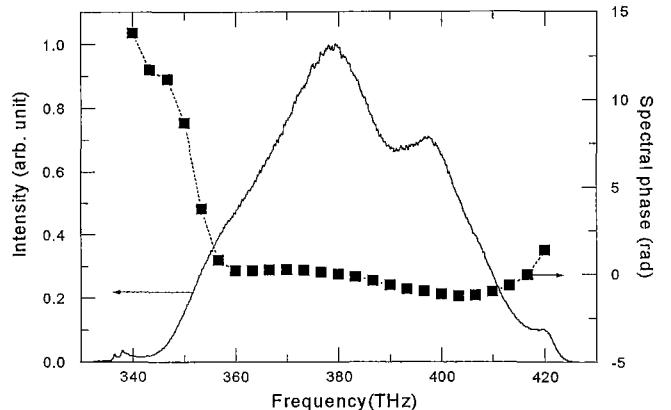


그림 5. SPIDER 알고리즘으로 재구성한 주파수 영역의 위상과 펄스의 스펙트럼.

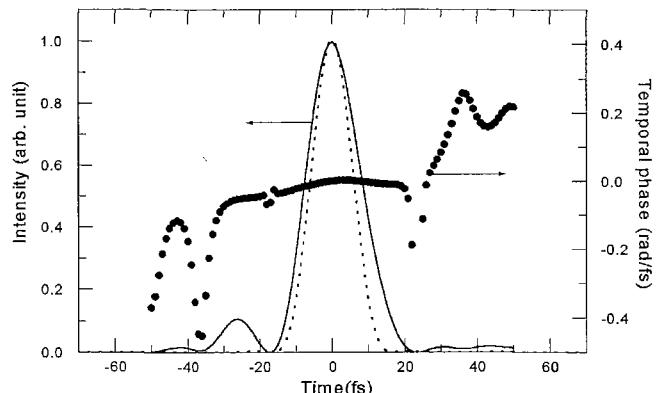


그림 6. SPIDER로 재구성한 시간 영역에서의 펄스의 위상(검은점)과 펄스세기모양(검은 실선) 그리고 변환한계의 펄스세기 모양(검은 점선).

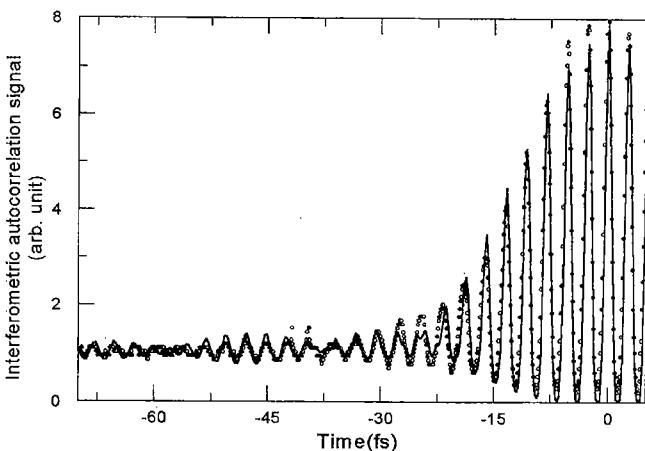


그림 7. SPIDER로 측정한 펄스를 재구성하여 얻은 간섭형 자체상관신호(검은선)와 실험으로 측정한 간섭형 자체상관신호(속이빈 동그라미)의 비교.

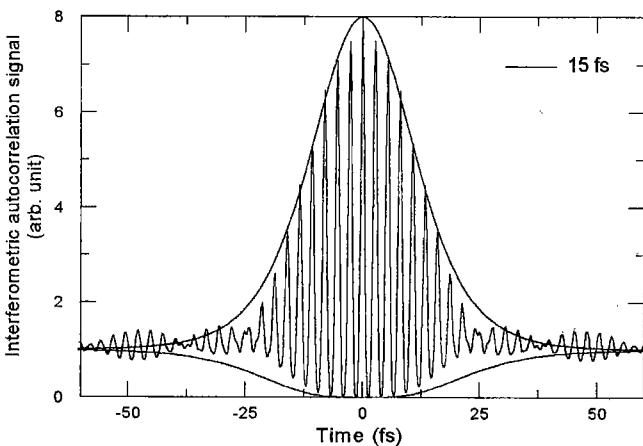


그림 8. SPIDER 신호로 부터 얻은 간섭형 자체상관 신호와 15 fs  $\text{sech}^2$  펄스의 자체상관함수 포락선과의 비교.

하여 재구성한 자체상관신호와  $\text{sech}^2$  형태로 가정한 펄스의 15 fs의 펄스폭에 대한 간섭형 자체상관신호의 포락선(envelope)을 비교한 것이며, 펄스형태를  $\text{sech}^2$ 로 가정한 경우 펄스폭이 15 fs가 됨을 확인 할 수 있다. 직접 측정한 자체상관 신호도 똑같이 펄스폭이 15 fs가 됨을 확인 했다. 그러나 이 값은 SPIDER로 재구성한 펄스폭인 19.4 fs에 비해 4.4 fs 작은 값이며, SPIDER로 재구성한 펄스폭과 23%의 차이가 난다. 펄스의 모양을 가우시안으로 가정한 경우 펄스폭은 18.4 fs가 나왔으며 SPIDER로 재구성한 펄스폭과 5%의 차이가 났다. 본 측정결과를 통해 간섭형 자체상관계로 펄스폭을 측정할 경우 펄스 모양을 다르게 가정함에 따라 펄스폭의 변화가 크게 나타나며, SPIDER로 측정한 정확한 펄스폭과도 큰 차이가 나는 것을 확인했다.

## V. 결 론

본 연구에서는 커렌즈 모드록킹 방법을 사용하여 발생시킨 근적외선 영역의 극초단 펄스의 특성을 측정하기 위해

SPIDER 장치를 직접 제작하였고, SPIDER 장치를 이용하여 극초단 펄스의 펄스폭과 위상을 측정하였다. SPIDER 장치로 측정한 펄스의 정확도를 확인하기 위해 SPIDER로 측정하여 재구성한 간섭형 자체상관 신호를 실험으로 측정한 간섭형 자체상관 신호와 비교하였으며 이들은 잘 일치하였다. 그러나 재구성한 간섭형 자체상관신호를  $\text{sech}^2$  함수로 fitting했을 경우 얻은 펄스폭이 원래의 펄스폭(19.4 fs)에 비해 4 fs가량 작게 나오는 것을 확인하였고, 가우시안 함수로 fitting을 했을 경우는 펄스폭이 1 fs가량 작게 나왔다. 펄스모양을 가정하고 가정한 함수로 자체상관신호를 fitting하여 펄스폭을 구하는 것은 간섭형 자체상관계를 이용하여 펄스폭을 측정하는 방법이지만 본 연구에서는 19 fs 펄스폭을 갖는 펄스의 경우, 펄스모양을 가정함에 따라 펄스폭의 변화가 큰 것을 확인하였다. 그리고 티타늄 사파이어 공진기에서 발생한 펄스의 스펙트럼을 넓혀감에 따라 스펙트럼의 모양은 크게 변하며, 일반적으로 반치폭이 100 nm 이상의 넓은 스펙트럼의 경우 스펙트럼의 모양은  $\text{sech}^2$  함수나 가우시안 함수와는 많이 달라지므로, 간섭형 자체상관 신호를 분석할 때 펄스의 모양을  $\text{sech}^2$  함수나 가우시안 함수로 가정하는 것은 오차를 포함하게 되어 주의해야 한다. 특히 펄스폭이 짧아질수록 펄스형태의 가정에 의해 나타나는 오차의 비중은 점점 커지며 정확한 펄스의 모양을 복원하는 것이 중요해진다. SPIDER는 시간 영역으로 펄스의 모습과 위상을 완전하게 복원해 낼 수 있어서 자체상관신호의 분석시에 나타나는 오차가 없으므로 극초단 펄스의 특성을 측정할 때 매우 유리한 기술이다. 그리고 서론에서 언급한 주파수분해 광케이팅 방법은 반복적인 알고리즘을 사용하여 펄스의 복원 시간이 긴데 비해 SPIDER는 실시간 관측이 가능할 정도로 빠른 알고리즘을 사용하므로 펄스의 특성을 이용한 응용실험에서 큰 장점이 될 수 있다.

본 SPIDER장치를 이용하여 10 Hz chirped pulse amplification (CPA) 고출력 티타늄 사파이어 레이저 최종단의 펄스 특성을 측정할 수 있으며 CPA 시스템을 최적화 할 수 있다. SPIDER의 빠른 알고리즘은 10 Hz CPA 고출력 티타늄 사파이어 레이저 펄스를 이용한 고차조화파(high-order harmonics) 발생 실험<sup>[5]</sup>에서 펄스의 chirping 양과 펄스폭 변화에 따른 고차조화파의 변화를 실시간으로 관측하는 것을 가능하게 하여, 펄스특성에 민감하게 반응하는 고차조화파의 발생 구조를 규명하는 데에도 중요한 역할을 할 수 있을 것으로 보인다.

## 감사의 글

본 연구는 과학기술부의 창의적연구진흥사업에 의한 지원으로 이루어졌습니다.

## 참고문헌

- [1] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, D.H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, and O. Keller, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1009-1011, 1997.

- [2] J. Herrmann, V. P. Kalosha, and M. Müller, "Higher-order phase dispersion in femtosecond Kerr-lens mode-locked solid-state lasers: sideband generation and pulse splitting," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 236-238, 1997.
- [3] Ch. Spielman, T. Brabec, and F. Krausz, "Reply to comment on Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser and ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1884-1886, 1997.
- [4] A. Assion, T. Baumert, M. Bergt, T. Brixner, B. Kiefer, V. Seyfried, M. Strehle, G. Gerber, "Control of chemical reactions by feedback-optimized phase-shaped femtosecond laser pulses," *Science*, vol. 282, pp. 919-922, 1998.
- [5] H. J. Shin, D. G. Lee, Y. H. Cha, K. H. Hong, and C. H. Nam, "Generation of nonadiabatic blueshift of high harmonics in an intense femtosecond laser field," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 2544-2547, 1999.
- [6] T. Mocek, C. M. Kim, H. J. Shin, D. G. Lee, Y. H. Cha, K. H. Hong, and C. H. Nam, "Soft X-ray emission from small sized Ne clusters heated by intense, femtosecond laser pulses," *Phys. Rev. E*, vol. 62, pp. 4461-4464, 2000.
- [7] R. Trebino and D. J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, pp. 1101-1111, 1993.
- [8] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 792-794, 1998.
- [9] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1988), chapter 2.
- [10] M. E. Anderson, L. E. E. de Araujo, E. M. Kosik, and I. A. Walmsley, "The effects of noise on ultrashort-optical-pulse measurement using SPIDER," *Appl. Phys. B*, vol. 70, pp. S85-S93, 2000.
- [11] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, pp. 156-160, 1982.
- [12] C. Dorrer, "Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1532-1534, 1999.

### Temporal characterization of femtosecond laser pulses using spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction

Yong Hoon Kang, Kyung Han Hong, and Chang Hee Nam<sup>†</sup>

*Coherent X-ray Research Center and Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejon 305-701, KOREA*

<sup>†</sup>E-mail: chnam@mail.kaist.ac.kr

(Received January 31, 2001 ; Revised manuscript received May 31, 2001)

Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER) was fabricated and used to characterize pulses from a Ti:sapphire oscillator. In the SPIDER apparatus, two replicas of the input pulse were generated with a time delay of 200 fs and were upconverted by use of sum-frequency generation with a strongly chirped pulse using a 8-cm-long SF10 glass block at a 30-μm-thick type II BBO ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) crystal. The resulting interferogram was recorded with a UV-enhanced CCD array in the spectrometer. The spectral phase was retrieved by SPIDER algorithm in combination with independently measured pulse spectrum and the corresponding temporal intensity profile was reconstructed with a duration of 19 fs. As an independent cross-check of the accuracy of the method, we compared the interferometric autocorrelation (IAC) signal calculated from the SPIDER data with a separately measured IAC. The conventional, but unjustified, method of fitting a sech<sup>2</sup> pulse to the autocorrelation deceptively yielded a pulse duration of 15 fs. This systematic underestimation of the pulse duration affirms the need for a complete characterization method. From the consideration in this paper, we concluded that the SPIDER could provide an accurate characterization of femtosecond pulses.

*Classification code :* LO.090.