

극초단 광펄스 생성법

신상영*.이창희**

(*한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수, **박사과정)

1. 서론

과학이나 공학의 발달은 측정기술과 밀접하게 연결되어 있다. 정량적으로 정밀하게 측정된 물리량은 그 물리적현상에 대한 보다 정확한 모델을 유도하고, 이로부터 보다 우수한 측정방법이 개발되고 있다. 때로는 측정기술의 발달은 새로운 이론과 개념을 요구하여 우리의 상식마저 수정하게 한다. 최근에 개발된 27femto초(27×10^{-15} 초) 레이저의 개발¹⁾과 이 펄스를 압축하여 얻은 8femto초 광펄스²⁾는 지금까지는 접근할 수 없었던 매우 짧은 시간에 일어나는 물리, 화학적인 현상을 측정하고 규명할 수 있는 장을 열었다. 또 극초단 광펄스는 공학적으로는 초고속 광통신과 광신호처리, 초고속 전자소자의 특성 측정 등에도 널리 응용되고 있다. 본고에서는 여러가지 극초단 광펄스의 생성원리와 이의 응용에 관해서 검토하고자 한다.

2. 역사적 고찰

고대인들은 해시계, 물시계, 모래시계 등을 사용하여 하루를 나누는 방법을 알고 있었으나, 이를 이용한 물리적현상 규명에는 관심을 돌리지 않았다. 최초의 짧은 시간측정은 갈릴레이의 맥박을 이용하는 생리학적인 방법이었다. 그 후 시각에 의한 관측시 눈의 잔상으로 인한 제한(150ms)를 극복하고자 등장한 것이 소리를 이용하는

방법이다. 사람이 약 20-20000Hz 정도의 소리를 들을 수 있기 때문에 약 0.01-0.0001초의 주기를 갖는 현상을 음파로 변형하여 이를 검출할 수 있다. 그러나, 짧은 시간의 측정은 1834년에 스트리킹(streaking)의 개념이 도입되면서 급격하게 진보하였다. 이의 원리는 계속발전하여 현재의 pico초(10^{-12})의 정확도를 갖는 스트리크 카메라(streak camera)를 탄생시켰다. 스트리킹이란 시간을 간접적으로 측정하는 방법으로 광원의 시간영역 펄스를 전기적이나 기계적인 방법으로 공간상에 펼쳐는 것이다. 그림 1은 스파크(spark)의 시간을 측정하기 위한 회전거울을 사용한 최초의 스트리킹 장치이다. 짧은 시간을 직접 측정하기 위해서는 반드시 측정하고자 하는 시간에 상응되는 펄스가 있어야 한다. 다시말하면 짧은 펄스의 생성은 짧은 시간의 측정을 의미한다.

그림2는 측정할 수 있는 시간의 정확도를 연대에 따라 나타낸 것이다³⁾. 그림에서 정확도의 개선이 간단한 함수가 아니고, 또한, 급격한 발전이 있다는 것을 알 수 있다. 처음 1820년 경의 급격한 개선은 앞에서 설명한 스트리킹을 도입하고 최초의 전기적인 광원과 측정장치를 이용하여 이룩한 것이다. 그 후 1950년대까지는 광원으로는 스파크가 이용되고 검출기로는 PMT(photomultiplier)와 오실로스코프가 눈을 대신하고, CRT(cathode ray tube)가 회전거울 대신에 사용되고 고주파 전자공학소자의 성능이 개선되었으나 1ns정도의 정확도가 고작이었다. 그러나, 1960년대에 레이저가 개발되면서 처음 5년 동안에 pico

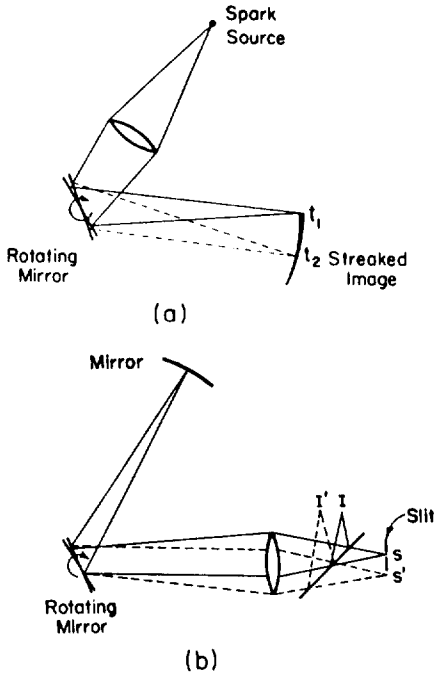


그림 1. (a) Spark 시간, (b) 빛의 속도를 측정하기 위한 기계적인 streaking 장치³⁾

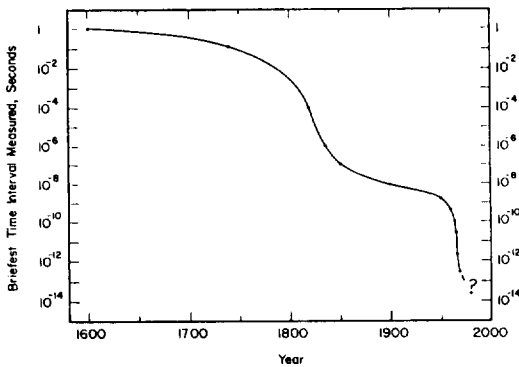


그림 2. 짧은 시간 측정의 진보³⁾

초 펄스가 얻어지고, 다음 5년 동안에는 측정장치의 정확도도 약1000배 정도 개선되는 등 매우 급격한 진보가 이루어졌다.

이와같은 광펄스 생성방법의 혁신은 레이저의 발명과 함께 개발된 Q-스위칭과 모드록킹(mode locking)에 의해서 이루어진 것이다. 1962년에 Q-스위칭방식의 발명, 1964년 모드록킹방식이 현재의 광펄스생성기술의 기반이 되었으며, pico초 정도의 펄스생성을 가능케 하였다. 그 후 1968년부터 70년대를 통하여 색소 레이저가 개발되고

수동 모드록킹의 진보에 힘입어 펄스폭은 pico초에서 sub-pico 초 영역으로 단축되었다. 1980년대에 개발된 CPM (colliding pulse modelocking)과 광섬유를 이용한 펄스 압축법은 0.1 pico초 이하의 소위 femto 초 영역의 펄스를 생성하는 기폭제가 되었다. 현재는 빛의 진동주기의 수배에 해당하는 동안 지속하는 광펄스로서 거의 극한에 다다른 극초단 광펄스마저 얻어지고 있다.

여기서 한 가지 주목해야 할 것은 광파의 시간적 결맞음(coherence)이다. 레이저는 원리상으로 시간적 결맞음이 좋은 것으로서 이 성질을 이용하는 연구와 응용이 진척되고 있지만 펄스의 초단화는 반면에 이것과는 달리 역방향으로 나아가는 연구이다. 극초단 펄스는 광 spectrum이 대단히 넓어서, 예를 들면 8 fs의 극초단 광펄스는 약 40THz로 파장 600 nm 부근에서 파장의 폭이 약 70 nm로 황색에서 적색까지 걸쳐있어, 단색광이라 말할 수 없는 빛이다. 일반적으로 유한의 폭을 갖는 광펄스의 결맞음(coherent) 시간은 펄스폭보다 짧다. 즉, 광펄스가 가질 수 있는 최대의 결맞는 시간과 펄스폭이 비슷한 펄스를 변환제한(transform limited) 펄스 또는 결맞는 펄스(coherent pulse)라 부르기도 한다.

3. 초단광 펄스 생성법

3.1 Q-스위칭, 이득 스위칭, 캐비티 덤프

레이저란 능동 매질을 갖는 공진기로 구성되어 있다. 능동매질은 광학적 혹은 전기적인 펌핑(pumping)에 의하여 이득을 얻고, 이 이득이 공진기의 손실보다 크게 되면 공진기에 의해서 정해지는 모드(발진 광주파수)로 발진한다. Q-스위칭과 이득 스위칭은 레이저에서 가장 간단하게 광펄스를 얻을 수 있는 방법이다. 이것은 모두 발진하지 않는 상태의 레이저를 갑자기 발진하는 상태로 천이시키는 것으로, 전자는 급격하게 공진기내의 손실을 감소시켜서 후자는 급격하게 이득을 상승시켜서 레이저를 발진시키고 이때의 과도발진 출력을 이용하는 방법이다. 얻어지는 펄스폭은 레이저 공진기의 광자수명 정도로 되기 때문에 광자수명이 짧은 단공진기 구조인 반도체 레이저에 특히 적당하고 실제 pico초 펄스도 얻어지고 있다⁴⁾ 더구나 다음에 설명하는 모드록킹과는 달리 임의의 시간에 펄스 발생이 가능하여 전자공학 응용에 적합하다. 캐비티 덤프(cavity dump)는 반면에 발진하는 레이저

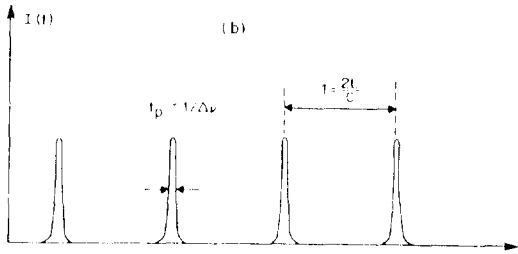
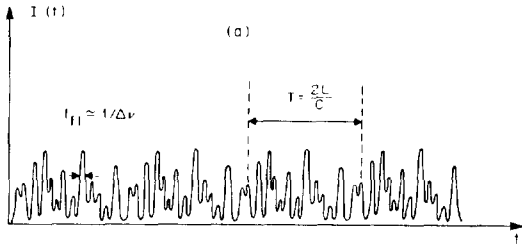


그림 3. (a) 무작위적 위상, (b) 록킹된 위상을 갖는 다중모드 레이저의 출력파형⁵⁾

공진기에서 외부로의 출력결합도를 급격히 크게하여 레이저 공진기에 축적된 광 에너지를 전부 한번에 꺼내는 것으로 펄스폭은 광의 공진기 주행시간 정도로 되어 전술한 방법들과 같이 단공진기 레이저에 적합하다. 통상의 긴 공진기를 갖는 레이저에서도 고출력을 얻기 위해서 이런 방법을 모드록킹과 자주 병용한다³⁾⁴⁾.

3.2 모드 록킹(mode locking)

모드록킹은 레이저의 능동매질의 넓은 증폭대역폭($\Delta\nu$)을 이용하여 짧은 광펄스를 생성하는 것이다. 만약 이득대역 $\Delta\nu$ 안에 진폭 A를 갖는 N개의 모드가 서로간에 일정한 위상차를 갖도록 고정(즉 모드록킹)되면 펄스폭은 $1/\Delta\nu$, 펄스의 진폭은 NA, 펄스의 주기는 $c/2L$ 로 공진기의 주행시간이다. 여기서 c는 빛의 속도, L은 공진기의 길이이다. 그림 3에 다중모드 레이저의 출력파형을 모드가 록킹되지 않은 경우와 록킹된 경우로 구별해서 나타내었다. 모드간 위상이 무작위(random)이면 레이저의 출력도 무작위적이다. 그러나 모드가 록킹되면 주기적인 짧은 펄스가 나오는 것을 알 수 있다. 일반적으로 펄스폭 τ 는 $1/\Delta\nu$ 보다 넓다⁵⁾. 현재의 초단 광펄스를 얻게 된 것은 모드록킹이 출현하고부터이다. 이 방법은 현재에도 초단 광펄스 생성에 가장 많이 이용되고 있다. 모드록킹에는 공진기

내에서 광이 한 번 주행하는 주기에 동기하여 구동하는 광변조기등을 이용하여 이득이나 손실을 제어하는 것을 능동 모드록킹(active mode locking)이라 하고, 포화 흡수체(saturable absorber)등의 비선형 광매질을 이용하여 광펄스가 스스로 손실을 제어하는 것을 수동 모드록킹(passive mode locking)이라 한다. 또한, 위의 두가지 방법을 병용하는 경우도 있다.

3.2.1 능동 모드록킹

앞에서 설명한 이득이나 손실 스위칭에서는 발진모드 간격이 스위칭 주파수보다 훨씬 큰 것으로 모드간의 상호작용이 없다. 능동모드록킹이란 공진기의 왕복시간과 스위칭주기를 일치시킨다. 즉, 레이저 공진기내의 광주행주기에 일치시킨 날카로운 광 게이트를 開閉하여 이것이 열려 있을 때만 날카로운 광펄스가 증폭되어 발진하도록 하는 것이다. 실제 광 게이트로서는 광변조기(強度변조기 또는 位相변조기)가 이용된다⁴⁾. 또, 다이오드 레이저는 이득변조가 용이하므로 이득을 변조하여 능동 모드록킹을 하고 있다⁶⁾. 그림 4는 이와같은 능동모드록킹을 도식적으로 설명한 것이다. 단색광이 공진기를 왕복하면서 광변조기를 만날때마다 변조주파수에 해당하는 위상록킹된 side band가 생긴다. 생성된 side band는 같은 방법으로 또 다른 side band를 생성한다. 이것들이 공진기의 모드와 일치하므로 능동매질의 증폭대역폭안에 놓인 모드는 충분한 이득을 얻어서 발진모드가 된다. 즉, 레이저

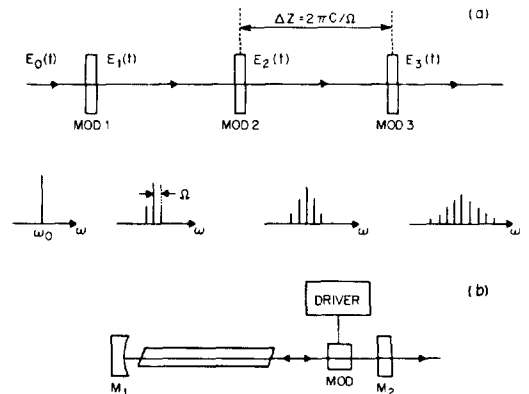


그림 4. (a) 진폭변조기 array 에 의한 sideband 생성, (b) 광변조기를 사용한 능동 모드록킹 레이저의 구성도⁵⁾

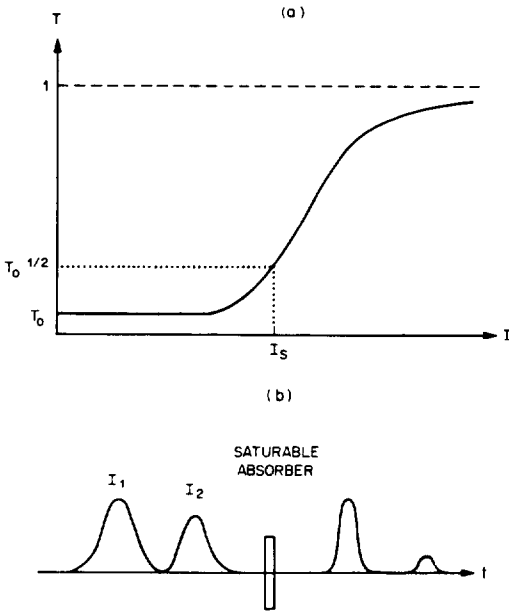


그림 5. (a) 흡수포화체의 빛의 세기에 따른 투과도변화. (b) 흡수포화체와 광펄스들의 상호작용⁵⁾.

는 다중모드로 발진하고 광출력은 짧은 펄스가 된다. 얻어지는 광펄스의 폭은 변조계수 $e^{+j\Delta m^2 t^2} (t \sim 0)$ 에 대하여 대강 homogeneously broadened laser의 경우 $\tau \sim a/\sqrt{\Delta\nu\Delta m}$, inhomogeneously broadened laser의 경우 $\tau \sim a'/\Delta\nu$, 여기서 $a = 0.3 \sim 0.7$, $a' = 0.1 \sim 1$ 이 된다.^{7,8)} 능동 모드록킹은 제어하기 쉽지만 펄스폭 단축효과를 높이거나, 게이트 폭이 짧은(요컨대 큰 Δm 의) 모드록킹을 하는 것이 어려워져 현재 이것만으로 ps 이하의 펄스를 얻는 것이 용이하지 않다. 그러나, 전기적으로 펄스 위치, 폭, 경우에 따라서는 파형도 제어할 수 있는 능동 모드록킹은 전자공학의 응용에도 적합하다. 모드록킹된 레이저의 출력을 광증폭기가 같은 다

른 레이저의 펌핑 목적으로 이용하면 펌핑된 레이저는 동기된 이득변조를 받아 전과같이 모드록킹 출력을 발생한다. 이것은 同期(synchronous) 펌핑 모드록킹이라 부르고 색소레이저에 잘 사용된다. 이득변조형의 모드동기는 반도체 레이저에서도 주입전류의 동기변조를 도입하여 용이하게 실현하고 있다.

3.2.2 수동 모드록킹

수동 모드록킹은 외부에서 인가하는 변조신호에 의해 동작하는 변조기없이 레이저 공진기내에 설치된 비선형 광매질의 비선형효과에 의하여 광펄스 통과시 펄스파형에 응하여 펄스의 속도로 손실변조기 혹은 위상변조기로서 동작하여 모드를 록킹하므로 폭이 좁은 펄스가 생성된다. 예를 들어 가장 일반적인 포화흡수체(saturable absorber)를 이용한 수동모드 록킹을 보자. 흡수포화체의 광 투과도를 그림5(a)에 나타내었다⁵⁾. 입력이 낮을 때에는 투과도가 빛의 세기에 무관한 낮은 값을 갖는다. 그러나, 빛의 세기가 어느 값 이상이 되면 투과도는 빛의 세기에 따라 증가되고 마지막에는 포화된다. 이러한 포화 흡수체에 그림5(a)와 같이 진폭이 다른 2개의 펄스가 입력되면 포화흡수체는 큰 펄스만 선택적으로 통과시킨다. 이는 수동 모드록킹에서 어떻게 짧은 펄스가 잡음펄스로부터 성장하는가를 잘 설명하고 있다. 즉, 광 펄스가 크면 광 투과도가 크게 되어 투과광 파형과 같은 게이트 파형(실제는 위상변조도 가해져 게이트 파형도 간단하지 않다)이 된다. 따라서 수동모드동기는 pico초부터 subpico 초의 초단광 발생에 적합한 방법이며 현재에는 단광펄스 발생법의 주류가 되어있다. 특히 흡수체의 길이가 펄스의 공간길이보다 짧을 정도로 대단히 얇은 가포화흡수 셀(cel-

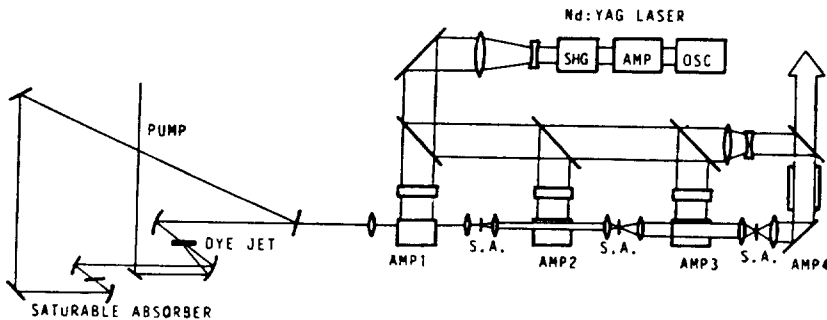


그림 6. CPM 레이저의 구성도⁴⁾

1) 를 이용하여 2개의 광 펄스가 충돌하는 것에 의한 Colliding Pulse Mode-locking(CPM)방식¹⁰⁾이 펄스 단축 효과와 안정성이 우수한 femto초 시대돌입의 계기를 만들었다. 그림6은 수동모드록킹에 의한 CPM 방식을 이용한 색소레이저의 femto 초 펄스발생 및 증폭 시스템이다.

이 시스템은 AT&TBell 연구소에서 개발한 가장 대표적인 극초단 펄스 레이저 시스템이다. CPM 레이저에서 주 레이저 공진기내의 mirror와 레이저 가포화흡수 색소용액이 파장분산에 의존하는 것을 보상하거나 혹은 이것들이 적은 것을 이용하면 거의 이득대역한계의 펄스를 얻는 것이 가능하다. 이 방법으로 27fs의 펄스 생성이 가능하다고 보고되었다¹¹⁾.

3. 3 펄스폭 하한

능동매질을 사용하여 증폭 혹은 발진가능한 광펄스의 폭에는 하한이 있다. 이 하한은 레이저의 이득대역의 역수정도로 말할 수 있지만, 실제 어느 정도 인가는 명확하지 않다. 대체로 광증폭기에 입력되는 펄스폭이 이득주파수 대역의 역수보다 좁으면 증폭율의 감소는 두드러지지만 출력 펄스폭의 늘어남은 현저하지 않기 때문에, 실제로 펄스폭이 이득주파수 대역의 역수보다 좁은 펄스를 발진시키는 경우도 있다. 표1은 대표적인 레이저의 이득대역과 증폭 및 펄스폭 하한을 대충 어림잡은 것이다. 단색성이 좋다고 일컬어지는 레이저 중에도 색소레이저나 반

도체 레이저처럼 pico초 이하의 극초단 광펄스를 증폭, 발진시킬 수 있는 충분히 넓은 이득대역을 가지는 것도 몇가지 있다. 이런 것들을 잘 이용하면 충분한 에너지를 갖는 극초단 결맞는 펄스(coherent pulse)가 얻어진다는 것을 의미한다¹²⁾.

4. 극초단 광펄스의 제어

4. 1 증폭

광펄스의 파워를 크게하기 위해서 초단 광펄스를 레이저로 증폭하는 경우 능동매질의 유한 증폭대역 때문에 출력펄스의 파형이 약간 변화하는 것을 막기위하여 다단증폭 때에는 증폭단간에 파형정형부를 삽입하는 것이 바람직하다. 이에 포화흡수체, 광 게이트, 광변조기 등이 이용된다. 다단증폭 대신에 궤환회로를 끼우고 다중로증폭(혹은 발진)을 행한 것이 모드록킹레이저라 할 수 있다. 이 경우 펄스 정형부는 모드록커로서 동작한다¹³⁾.

4. 2 주파수 칩핑(chirping) 압축법

지금까지는 펄스의 위상을 고려하지 않은 진폭펄스만을 기술하였다. 그러나, 실제의 펄스는 위상변조를 동반하고 있고, 경우에 따라서는 위상변조를 이용하여 펄스를 압축할 수 있다¹⁴⁾. 대표적인 예가 주파수 칩핑(chirping)

표 1. 여러가지 레이저에서의 단광펄스의 증폭과 발진의 한계¹⁵⁾

LASER	λ (nm)	GAIN LINE - WIDTH ($\Delta\nu$)	$\Delta\nu$	LIMIT. AMP. /OSC.	STATUS QUO AMP/OSC.
Nd : GLASS	1.05 μ m	~15THz	~70fs	~50fs/~20fs	0.7ps /5ps
Nd : YAG	1.06 μ m	~100GHz	~10ps	~ 3ps/~ 1ps	/5ps
HeNe	633	~ 1 GHz	~ 1 ns	/~100ps	/300ps
Ar	515	~ 4 GHz	~250ps	/~ 50ps	/80ps
XeCl	308	~ 5 THz	~200fs	~0.1ps	2ps/300ps
CO ₂ (TEA)	10.6 μ m	~THz	~ps	~ .1ps	~0.6ps
Rh6 G (DYE)	560 - 630	~40THz	~25fs	10 - 30fs	~40fs/27fs
GaAlAs	760 - 930	4 - 10THz	~100fs	~100fs	/~0.5ps
C-CENTER					130fs

• TYPICAL VALUE : STRONGLY DEPENDS ON SMALL SIGNAL GAINS, LINEWIDTH $\Delta\nu$, AND CAVITY LOSSES/DISPERSIONS.

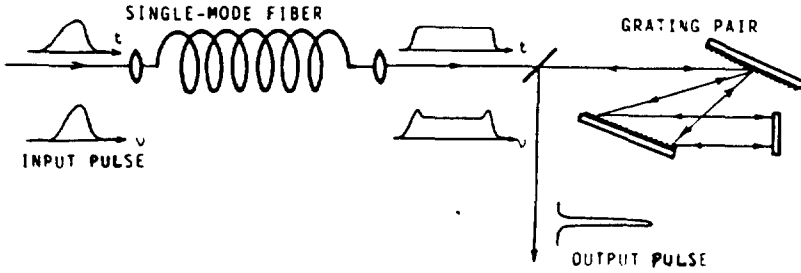


그림 7. 단일모드 광섬유를 이용한 광펄스 압축장치의 구성도²⁾

과 분산매질을 이용하는 것이다. 만약 펄스가 부의 선형 취평을 가져서 펄스의 앞부분이 펄스의 뒷부분에 비해 큰 발진주파수를 갖는 경우에는 정상 분산특성을 갖는 매질(전파속도가 주파수가 증가함에 따라 감소)을 통과하면 펄스폭이 압축된다. 레이저 펄스의 경우에는 레이저안의 선형분산매질을 사용하거나¹¹⁾, 자기위상변조 같은 비선형현상을 이용하여¹²⁾ 정의 선형 취평(즉 펄스의 앞부분이 펄스의 뒷부분에 비해 작은 발진주파수를 갖는다)을 쉽게 구현할 수 있다. 따라서 레이저 펄스를 압축하기 위해서 이상 분산특성이 필요하다. 대표적인 이상 분산특성은 회절격자 쌍으로 구현하고 있다¹³⁾. 현재 실용화되고 있는 펄스 압축방식인 단일 모드 광섬유에서의 Kerr 효과(빛의 세기에 따라 굴절률이 증가)에 의한 자기위상변조를 이용한 취평과 회절격자쌍을 이용한 펄스 압축장치를 그림7에 나타내었다. 광섬유 재료의 Kerr 효과에 의하여 광 강도파형에 대응하여 광 위상이 변조된다. 펄스의 전반부(강도 증가부분)에는 광 주파수는 하강하고 후반부는 상승하게 된다. 여기에 광섬유가 가지는 정상 분산효과도 합하여져 광섬유를 통과한 광펄스는 양질의 선형 주파수취평이 생기고 회절격자쌍이 분산회로에 의하여 거의 변환 제한된(transform limited) 펄스로 압축하는 것이 가능하다. 펄스폭이 짧을수록 그리고 파워가 클수록 압축효과가 높고 현재 최단 광펄스폭 8fs는 이 방법으로 얻어진 것이다²⁾.

4. 3 Soliton

단일 모드 광 fiber로 단 광펄스를 전송시키는 경우 펄스는 앞에서 설명한 것처럼 정의 주파수 취평(chipping)이 생겨서 펄스폭이 넓어진다. 다행히도 광섬유에는 이상분산영역(파장 1.3 μm 이상)이 있기 때문에 회절격자쌍을

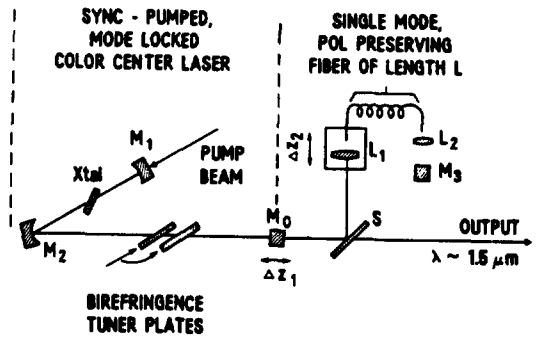


그림 8. 솔리톤 레이저¹⁵⁾

이용하지 않고도 펄스 압축이 광섬유안에서 자동적으로 행해진다. 다시 말하면 펄스의 파장과 파워가 주파수 취평에 의한 펄스의 넓어짐과 광섬유의 분산특성에 의한 펄스의 압축이 일치하도록 선정되면 펄스는 광섬유 통과시에 폭의 변화를 받지 않는다. 이것을 솔리톤(soliton)이라 부르며, 초광대역 광통신에 응용이 주목되고 있다¹⁴⁾. 이러한 동작영역의 광섬유를 이용하면 새로운 형태의 초단 펄스레이저인 솔리톤 레이저(soliton laser)가 얻어진다. 그림8은 칼라 센터 레이저(color center laser)를 이용한 주입동기형의 솔리톤 레이저이며 130fs 펄스가 얻어지고 있다¹⁵⁾.

5. 검토 및 결론

지금까지 여러가지 단광펄스 생성법의 원리를 고찰하였다. 모드록킹에 의한 초단광펄스 생성의 제한은 능동매질의 증폭대역폭에 의한 것이다. 극초단 펄스의 경우는 거울이나 다른 광학부품에서의 분산이 펄스폭을 더 줄이지 못하는 중요한 원인이 되고 있다. 이와같은 많은 제한점에도 불구하고 현재는 거의 가시광선 영역에서의 이론

단 펄스 레이저(color center laser)를 이용한 주입동기형의 솔리톤 레이저이며 130fs 펄스가 얻어지고 있다¹⁵⁾.

짧은 UV(Ultraviolet)나 X-ray 레이저를 이용하여야 하는 것이 불가피하게 되었다.

극초단 광펄스의 응용에 관하여 간단히 언급하면, 대표적인 예로 공학에서는 솔리톤을 이용한 초광대역 광통신, 초고속전자소자의 특성측정, 초고속 광전스위치, 초고속 광계산기 및 광신호처리기 개발 등을 들 수 있다¹⁶⁾. 또, 매우 빠른 시간(femto 초 영역)에 일어나는 물리, 화학, 생물현상의 측정에도 많이 응용된다. 반도체인 AlGaAs와 GaAs에서의 고 에너지전자(hot electron)의 운동이나 전자 운동량의 분포측정, 양자우물(quantum well) 등에서 매우 빠른 광비선형현상의 응답시간 측정 및 물리적인 규명, 결정내에서의 전자-광자, 전자-전자, 전자-정공의 상호작용의 측정 및 이해에 많은 기여가 기대된다

^{3) 8)}.

참 고 문 헌

- 1) J.A. Valdmains, R.L. Fork, and J.P. Gordon, *Optics Lett.*, vol. 10, p.131, 1985.
- 2) W.H. Knox, R.L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shark, and J. A. Valdmains, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, p. 1120, 1985.
- 3) S. L. Shank eds, Ultrashort Light Pulses, Springer Verlag, Berlin, 1977.
- 4) T. Kobayashi, A. Morimoto, and T. Sueta, *Japan Rev. Laser Eng.*, vol. 13, p. 39, 1985.
- 5) D. von der Linde, *Appl. Phys.*, vol. 2, p. 281, 1973.
- 6) H. A. Haus and P. T. Ho, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-15, p. 1258, 1979.
- 7) A. E. Siegman and D. J. Kuizenga, *Opto-Electronics*, vol. 6, p. 43, 1974.
- 8) P.W. Smith, M. A. Duguay and E. P. Ippen, Mode Locking of Lasers, Progress in Quantum Electronics, Pergamon Press, Oxford, 1974.
- 9) J. M. Harris, R. W. Chrisman, and F. E. Lytle, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, p. 16, 1974.
- 10) R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, p. 671, 1981.
- 11) R. R. Cubeddu and O. Svelto, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-5, p. 495, 1969.
- 12) T. K. Gustafson, J. P. Taran, H. A. Haus, J. R. Lifshitz, P. L. Kelly, *Phys. Rev.*, vol. 177, p. 1196, 1969.
- 13) E. B. Treacy, *Phys. Lett.*, vol. 28A, p. 34, 1968.
- 14) A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, p. 142, 1983.
- 15) L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, *Opt. Lett.*, vol. 9, p. 13, 1984.
- 16) C. H. Lee ed., Picosecond optoelectronics Devices, Academic Press, Orland, 1984.