

제7장 레이저의 기본원리

7.1 원자, 분자와 빛의 생성

7장까지 우리는 빛의 기하광학적, 파동광학적 성질을 살펴보았다. 그렇다면 이렇게 여러 흥미 있는 성질을 보여주는 빛은 어떻게 해서 만들어지는 걸까? 이에 대한 답을 구하기 전에 우리의 일상에서 빛을 발생시키는 발광 장치에는 어떤 것들이 있나 살펴보자. 물질이 타면서 생기는 불(flame)은 전기가 발견되기 훨씬 전인 원시시대부터 지금까지 우리 주변에서 흔히 보게 되는 빛의 공급원이다. 촛불, 장작불, 연탄불등이 예가 되겠다. 그리고 현대 생활에 들어와 가정이나 사무실에서 주로 조명 용도로 쓰이는 백열전구나 형광등, 그리고 거리 조명을 위한

원자핵(nucleus)과 함께 원자나 분자를 구성한다. 이 원자나 분자가 수없이 많이 모여서 물질을 이루게 된다. 따라서 빛을 발생시키는 한 단위를 원자나 분자로 볼 수 있고, 이제 우리는 이 기본적인 발광 단위에 대해 좀더 자세히 살펴봄으로써 레이저 원리의 기초를 이해하고자 한다.

7.1.1 에너지준위(energy levels)와 천이(transition)

전자와 원자핵으로 구성된 원자에 대해 우리가 가장 쉽게 이해할 수 있는 원자모델은 보어모델(bohr model)로서 전자가 원자핵 주위를, 마치 행성이 태양주위를 돌듯 원궤도(circular orbit) 운동을 하고 있는 형태이다. 하지만 행성의 운동과는 다르게 전자는 그림 7.1에서 보듯 원자핵으로부터 정해진 일정한 위치들에서만 운동을 한다. 그 이유에 대해서는 좀 더 깊이 있는 양자역학(quantum

현대광공학 개론 IV : 레이저 광학

이은성*, 조재홍**

수은등과 나트륨등이 전기의 발견 이후 많이 보게 된 광원들이었다. 그리고 좀더 최근 들어, 조명뿐만 아니라 디스플레이 등 여러가지 방면에 응용되는 광소자인 발광 다이오드(Light Emitting Diode)와 이번 7장에서 다루게 될 레이저(Laser)가 이전에는 접할 수 없었던 비교적 새로운 광원인데, 특히 레이저는 다른 광원과 달리 그 독특한 특성 때문에 조명용으로는 거의 사용되지 않고 산업용 가공이나 측정, 그리고 광통신과 같은 첨단산업적 응용에 많이 쓰인다. 어떤 광원에서 발생하였건 간에 빛은 적절한 조건을 맞춰 주면 앞장까지 배운 빛의 성질들을 모두 보여준다. 그리고 각각의 광원들은 나름대로 각기 다른 발광원리가 있기는 하지만 모든 경우가 공히 물질 내에 존재하는 전자(electron)의 운동상태의 다양한 변화 때문에 빛이 발생한다는 공통점이 있다. 이 전자는 음전하를 띤 소립자(elementary particle)로서 양전하를 갖는

mechanics)적 지식이 뒷받침되어야 하므로 이 책에서는 다루지 않기로 한다. 일반물리학에서도 이미 배운 바대로 각 궤도의 반경은 원운동을 하는 전자의 각 운동량이 $h/2\pi$ 의 정수배가 되는 조건을 만족하도록 한다. 이 정수 n 이 전자의 에너지준위를 나타내는 양자수(quantum

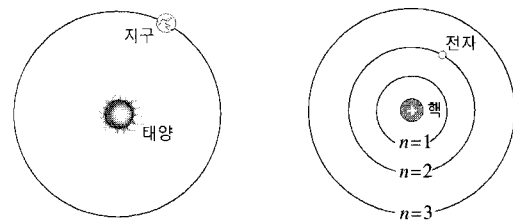


그림 7.1. 양자화된 전자궤도와 지구궤도의 비교

* 한국표준과학연구원 나노바이오융합연구단 책임연구원

** 한남대학교 광.전자물리학과 정교수

number)이다. 다시 말해 전자는 정해진 궤도에서 정해진 특정한 에너지 값만을 가진다. 이 불연속적인 에너지 준위를 간단한 도표로서 그림 7.2와 같이 표현한다.

원자핵과 전자는 서로 잡아 당기는 인력이 작용하므로

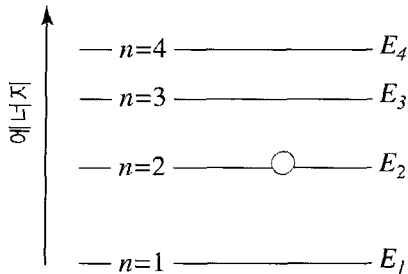


그림 7.2. 양자화된 전자의 에너지 준위 도표

핵에 가까운 전자궤도가 더 낮은 에너지준위가 된다. 분자는 원자들이 서로 결합되어 형성된 집합체이므로 위에서 도입한 원궤도가 아닌 좀 더 복잡한 궤도를 갖는다. 하지만 분자내의 전자의 에너지준위도 마찬가지로 불연속적인 값을 갖는다. 다양한 원자, 분자에 대한 이 에너지 준위들은 이미 원자, 분자물리학자들에 의해 대부분 잘 계산되어져 있다.

빛은 바로 이 에너지준위들 사이에서 전자가 “천이(transition)” 할 때 발생 또는 흡수된다. 즉, 낮은 에너지 준위에서 전자가 빛(혹은 광자-photon)이라는 에너지를 흡수(absorption)하여 높은 에너지준위로 천이하고, 높은 에너지준위에 있는 전자는 낮은 에너지준위로 천이할 때 두 준위사이의 에너지 차에 해당하는 빛을 공간으로 방출(emission)하게 된다.

이러한 에너지 준위 간에 전자가 천이하면서 빛을 흡수하거나 방출한다. 어느 경우에서든 관련된 빛의 주파수 ν 는 $h\nu = E_1 - E_2$ 의 관계식을 만족한다. 여기서 h 는 플랑크 상수(Planck constant)이고, E_1 , E_2 는 각각 낮은 에너지와 높은 에너지준위의 에너지 값이다. 전자 하나의 천이에 의해 빛의 양자화(quantized)된 한 덩어리(즉, 단일 광자)가 방출 되거나 흡수되므로 $h\nu$ 는 단일 광자의 에너지가 된다. 따라서 큰 에너지 변화에 따른 천이는 높은 주파수(혹은 짧은 파장)의 빛이 관여하게 된다. 원자나 분자의 에너지준위는 무수히 많고, 그들 에너지 값은 원자 혹은 분자의 종류에 따라 다르다. 앞서도 언급했듯이 이 에너지 값은 이론적으로 대부분 계산되어져 있고, 또한

실험적으로도 측정된다. 이 때 사용하는 측정장치 중의 하나로 형광 스펙트럼 분석기 (fluorescence spectrometer)가 이용되고 있는데, 물질에서 방출되는 빛을 프리즘(prism)이나 회절격자(diffraction grating)로 분산시켜 빛의 파장을 분석하는 원리이다.

7.1.2 자발 방출(spontaneous emission) 및 유도 방출(stimulated emission)

원자나 분자에서 빛이 방출되기 위해서는 먼저 높은 에너지준위에 전자가 존재해야 한다. 일반적으로 외부에서 아무런 에너지 공급이 없는 상황에서는 전자들의 대부분은 낮은 에너지준위에 머무르려는 경향이 있다. 이는 마치 높은 곳에 있는 물체가 낮은 위치로 이동하려는 성질과 같다. 낮은 에너지준위 중에서도 제일 낮은 바닥준위(ground level)에 머무르려 하는데, 이 상태에서는 빛을 낼 수가 없다. 따라서 원자나 분자가 빛을 내기 위해서는 우선 어떤 식으로든 외부로부터 에너지를 받아 높은 에너지준위로 전자가 이동해 가야 한다. 바닥준위를 제외한 나머지 높은 에너지준위들을 들뜬준위(excited level)라 부르는데, 태양이나 일반 백열전등은 일반적으로 전자가 주위로부터 열에너지를 받아 높은 에너지 상태의 들뜬준위로 올라간다. 이들 전자는 높은 에너지준위에 잠시 머무르지만 자연적으로 원래의 낮은 에너지준위로 돌아가고, 이때 준위간의 에너지 차이를 빛으로서 방출하는 것이다. 이러한 방출을 자발방출(spontaneous emission)이라고 한다. 대부분의 광원은 이렇게 열에너지를 자발방출 과정을 통해 빛으로 변환한다. 이와는 다르게 외부로부터 유입된 빛(광자)이 높은 에너지준위에 머물고있는 전자에 작용하여 낮은 에너지준위로 끌어내리는 형태로 천이를 일으키는 방출과정이 있는데, 1917년 아인슈타인에 의해 처음 도입된 이 개념이 유도방출(stimulated emission)이다. 이때 입사한 빛의 주파수는 앞서 설명한 바와 같이 두 에너지준위의 차에 해당하는 값이다. 그런데 이 유도방출의 흥미로운 점은 방출된 빛이 천이를 유도한 외부의 빛과 모든 점에서 성질이 똑같다는 것이다. 즉, 같은 위상, 같은 주파수, 같은 편광, 같은 진행방향을 갖는 쌍둥이라고 할 수 있다. 여기서 우리는 유도방출을 얻기 위한 한 가지 조건을 발견하게 된다. 즉, 높은 에너지준위에 있는 전자가 자연적으로 낮은 에너지준위로 돌아가기 전에 외부 광자에 의해 유도방출이

일어나야 한다는 것이다. 이 조건을 만족하기 위해서는 전자가 높은 에너지준위에서 머무르는 시간이 충분히 길어야 한다. 각 에너지준위에서 전자가 머무르는 시간은 그 준위에서의 고유한 값으로 정해져 있는데, 원자나 분자의 종류뿐만 아니라 한 종류의 원자나 분자 내에서도 에너지준위에 따라 값이 다를 수 있다. 이 시간을 그 준위의 수명(life time)이라 부른다. 한 예로 수소원자의 경우 대략 10 ns 정도의 값을 갖는다. 이 수명은 나중에 레이저 발진을 위해 필요한 물질을 선택함에 있어서 중요한 매개변수(parameter)가 된다. 그림 7.3에 유도방출과정을 에너지준위 도표로 나타내었다. 이 방출과정은 한편으로 빛의 증폭과정으로 이해할 수 있다. 하나의 광자가 입사하여 두 개의 동일한 광자가 출력된 셈이기 때문이다. 이 증폭과정이 레이저 발진의 중요한 요소가 된다.

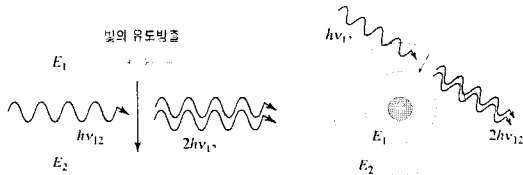


그림 7.3. 빛의 유도방출 원리

7.1.3 펌핑(pumping)과 밀도반전(population inversion)

지금까지 우리는 개별적 원자나 분자와 빛의 상호작용, 즉, 빛의 흡수 및 방출과 전자의 천이와의 관계를 알아보았다. 하지만 일반적으로 물질은 원자나 분자들의 집합체이므로 지금부터는 이 집합체에서 빛의 흡수와 방출에 대해 살펴보려 한다. 원자나 분자들이 서로 인접하여 가까이 모여있게 되면 서로 상호작용을 하게 되는데, 충돌과 같은 직접적 상호작용이 있는가 하면 빛을 매개로 하여 간접 상호작용을 할 수도 있다. 일정 온도에서 물질을 자연 상태로 놓아 두면 물질 내의 원자나 분자들은 그 온도에서 물질이 갖는 열에너지를 서로 주고 받고 하며 평형상태를 유지한다. 서로 충돌을 통해 에너지를 주고 받기도 하고 한 원자나 분자가 광자를 방출하여 에너지를 잃으면 그 광자를 주위의 다른 원자나 분자가 흡수하여 에너지를 얻어 높은 에너지준위로 올라가기도 한다. 이

렇게 형성된 평형상태에서 각각의 원자나 분자가 가지게 되는 전자에너지준위의 통계적 분포는 볼츠만분포에 의해서 결정되는데, 이에 대한 통계열역학적 관계식이 다음과 같이 주어진다.

$$N_k = \frac{N}{Z} \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right), Z = \sum \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right) \quad (7.1)$$

여기서 N_k 는 k 준위에 전자를 가진 원자나 분자의 밀도(개수/cm³)이고 N 은 물질 내에 전체 원자나 분자의 밀도, E_k 는 k 준위의 에너지값, T 는 온도이다. 그리고 k_B 는 볼츠만상수로서 그 값이 1.38×10^{-23} J/K이다. 위 관계식에 따르면 원자나 분자의 에너지 E_k (즉, 그 원자나 분자 내의 전자가 가진 에너지)가 높으면 그 밀도 N_k 가 급격히 작아짐을 알 수 있다. 빛의 방출과 관련된 두 준위($k=0, k=1$)만을 고려해 보면, 그 점들의 밀도의 비가 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(-\frac{E_1 - E_0}{k_B T}\right) \quad (7.2)$$

특히 온도가 그리 높지 않은 상태에서는 두 준위간의 에너지차가 작아도 밀도의 분포는 현격한 차이가 있음을 알 수 있다. 따라서 상온에서 대부분의 원자나 분자는 바닥준위에 몰려있다. 이 상태에서는 높은 에너지준위에 머물고있는 원자나 분자가 거의 없기 때문에 빛을 발생시킬 수가 없다. 따라서 일반적으로 태양이나 백열전구처럼 열에너지를 가해 온도를 올려서 높은 에너지준위에 늘어난 원자나 분자의 자연방출과정으로 빛을 발생시키는 것이다. 그런데 개별 원자나 분자들의 독립적인 자발방출로 얻어진 광자들은 서로 위상과 편광 그리고 진행방향등이 제각각 다르므로, 열에너지를 이용해 얻은 빛은 방향성이 없이 사방으로 퍼지는 비간섭성광(incoherent light)이 된다. 식(7.2)에서 볼 수 있듯이 아무리 열에너지를 가해 온도를 올린다 해도 높은 에너지준위에 존재하는 원자나 분자는 낮은 에너지준위에 있는 원자나 분자의 밀도보다 작다. 따라서 외부에서 빛을 입사시켰을 경우 유도방출과정이 일어날 수는 있지만 흡수가 더 지배적인 현상이 되어 빛의 세기는 물질 내를 지나가면서 점차 줄어든다. 레이저발진을 위한 빛의 증폭이 가능하려면 결국 높은 에너지준위의 원자나 분자 밀도가 커져 낮은 에너지준위의 밀도보다 커져야 한다. 이렇게

열적평형상태에서 벗어나 원자나 분자의 밀도분포가 역전되는 상황을 밀도반전(population inversion)이라 부른다.

밀도반전을 형성하기위해 외부에서 매질에 열에너지가 아닌 다른 형태의 에너지를 공급하여 높은 에너지준위를 가진 원자나 분자들의 밀도를 높이는 과정을 펌핑(pumping)이라 한다. 펌핑 방법은 매질에 따라 다양한데, 고체나 색소레이저의 경우는 빛을 쬐어주는 광펌핑(optical pumping)이 주로 쓰이고, 기체레이저의 경우는 전기방전을 통해 전자를 매질과 충돌시킨다. 그리고 매질에 직접 전류를 흘려 주는 방식도 있는데, 반도체레이저에 쓰인다.

밀도반전된 상태에 있는 물질에 빛이 입사하면 이제 흡수보다는 유도방출이 더 지배적인 천이과정이 되어 빛은 물질 내를 지나가면서 점점 그 세기가 늘어난다. 즉, 증폭이 일어나는 것이다. 물론 이미 언급한 바대로 높은 에너지준위를 가진 원자나 분자들이 자연방출로 낮은 에너지준위로 천이하기 전에 빛이 입사해야 한다. 이렇게 유도방출을 통해 증폭되어 출력된 빛은 모든 면에서 입사된 빛과 동일하다. 즉, 위상이 입사광과 같고 방향도 같아 퍼지지 않고 한 방향으로 직진하는 가간섭성광(coherent light)이 된다. 한가지 유의할 점은, 유도방출과정 중에 자연방출도 부분적으로 일어날 수 있기 때문에 물질에서 발생한 모든 빛이 방향성을 가진 가간섭광은 아니다.

7.2 레이저의 동작

7.2.1 레이저 매질(3준위계와 4준위계)

레이저(Laser)는 단어 자체가 의미하듯 유도방출을 통한 빛의 증폭이다(LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). 앞선 1절에서도 설명했듯이 레이저발진을 위해서는 매질 내에 밀도반전이 이루어져야 하는데, 유도방출과 관련된 두 준위 만으로는 이를 이룰 수가 없기 때문에 준위가 3개 또는 4개로 구성된 3준위계(3-level system)와 4준위계(4-level system)가 이용된다. 그림 7.4에 두 계에 대한 에너지도표를 나타내었다.

레이저발진을 위한 유도방출이 E_0 와 E_1 사이에서 일어나도록 하는 3준위계에서는 E_1 준위의 수명이 매우 길고 E_2 준위는 매우 짧다. 외부의 입사광이 없는 열적평형상

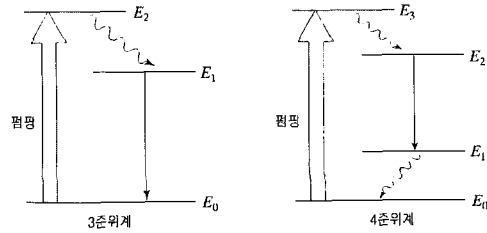


그림 7.4. 밀도반전을 위한 3준위계와 4준위계

태에서, E_0 에 주로 모여 있던 원자나 분자들이 외부로부터 강한 펌핑에너지를 받아 E_2 로 “빠르게” 천이하고 E_2 준위의 짧은 수명으로 인해 E_1 으로 다시 “빨리” 떨어진 다. 그리고 E_1 준위는 긴 수명을 가지고있기 때문에 E_0 로 매우 “느리게” 천이한다. 이렇게 전체적인 순환과정에서 제일 지체되는 지점이 바로 E_1 준위이므로 원자나 분자들은 이 에너지준위에 적체되게 된다. 즉, 원하던 밀도반전이 이루어진 것이다. 다음 관계식은 각 준위의 수명(T_1 , T_2)과 펌핑률(pumping rate- P)로 표현된 밀도반전 값이다.

$$\Delta N = N_1 - N_0 = \frac{P - 1/T_1}{P + 1/T_1} N \quad (7.3)$$

여기서 N 은 매질 내의 전체 원자나 분자의 밀도이고, 위 결과로부터 알 수 있듯이 3준위계에서는 펌핑률 P 가 E_1 준위의 수명의 역수 $1/T_1$ 보다 클 때 밀도반전이 가능하게 된다.

4준위계에서는 레이저발진을 위한 유도방출이 E_1 와 E_2 사이에서 일어나게 한다. 따라서 E_2 준위는 긴 반감기를, E_3 와 E_1 준위는 짧은 반감기를 갖는다. 열적평형상태에서 E_0 에 있던 원자나 분자들이 외부로부터 펌핑에너지를 받아 E_3 로 “빠르게” 천이하고 E_3 준위의 짧은 반감기로 인해 E_1 으로 다시 “빨리” 떨어진다. 그리고 E_1 준위의 반감기는 매우 짧기 때문에 원자나 분자들은 원래 출발점인 E_0 로 빠르게 되돌아온다. 이런 순환과정을 볼 때 4준위계의 특징은, 기저준위인 E_0 준위를 떠난 원자나 분자는 E_2 준위에서 지체되었다가 바로 E_0 준위로 되돌아오는 형태이다. 즉, 펌핑에너지가 크지 않더라도 (밀도가 제일 큰 준위가 여전히 기저준위일지라도) 레이저발진이 되는 E_1 와 E_2 준위사이에서는 밀도반전이 이루어진다. 4준위계에 대한 밀도반전은 다음 식으로 표현된다.

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{P(1/T_1 - 1/T_2)}{1/T_1 T_2 + P/T_1 + P/T_2} N \quad (7.4)$$

$T_1 < T_2$ 라고 가정했으므로 4준위계에서는 펌핑률 P가 영이 아닌 한 밀도반전은 이루어진다.

이상의 논의에서 한가지 언급할 점은 3준위계와 4준위계에서 공히 유도방출과 관련된 천이 외에는 반드시 복사천이(radiative transition)일 필요는 없다는 것이다. 즉 3준위계에서 $E_2 \rightarrow E_1$, 4준위계에서 $E_3 \rightarrow E_2$, $E_1 \rightarrow E_0$ 는 비복사천이(nonradiative transition)라도 문제없다. 비복사천이는 빛을 방출하지 않으며 전자가 천이를 일으키는 과정을 말하는데, 주로 충돌과정을 통한 열 형태의 에너지를 방출한다.

7.2.2 흡수(absorption)와 이득(gain)

펌핑을 통해 밀도반전이 이루어진 물질을 이득매질(gain medium)이라 부른다. 외부에서 이 물질에 입사된 빛은 연쇄적인 증폭과정을 거쳐 높은 세기의 출력광이 되기 때문이다. 이득매질은 우리가 이미 알고 있는 흡수매질의 반대적 개념으로 이해될 수 있다. 흡수매질은 앞서 7.1절에서도 설명하였듯이 열적평형상태에 놓인 물질을 말한다. 즉, 원자나 분자들이 낮은 에너지준위에 더 많이 채워져 있으므로 외부에서 입사된 빛은 흡수과정에 지배되어 점점 그 세기를 잃어간다.

매질을 지나며 빛의 세기가 줄어드는 정도는 베어의 법칙(Beer's law)에 따라 다음 식으로 표현된다. (빛의 진행방향을 z 라고 가정)

$$I = I_0 \exp(-\alpha_0 z) \quad (7.5)$$

여기서 α_0 는 흡수계수(absorption coefficient)라 부르고 I_0 는 입사광의 세기이다. 흡수계수는 각 에너지준위에 존재하는 원자나 분자의 밀도와 다음 관계식으로 연결된다.

$$\alpha_0 = \sigma \Delta N_0 \quad (\Delta N_0 = N_2 - N_1) \quad (7.6)$$

여기서 σ 는 원자나 분자의 흡수단면적(absorption cross section)이고, N_2 와 N_1 는 각각 높은 에너지준위와 낮은 에너지준위에 있는 원자나 분자의 밀도이다. $N_2 > N_1$ 이므

로 α_0 는 양수가 되어 빛은 진행하며 세기가 줄어든다. 그리고 ΔN_0 이 클수록 흡수계수는 크다. 이제 우리는 흡수계수와 유사하게 이득계수(gain coefficient)를 정의할 수 있다.

$$g_0 = \sigma \Delta N_0 \quad (\Delta N_0 = N_1 - N_2) \quad (7.7)$$

이때 ΔN_0 는 밀도반전 값이다. 그리고 σ 는 식 (7.7)에서와 마찬가지로 두 준위간 천이의 흡수단면적이다. 위 관계식에서 우리는 다음과 같은 결과를 얻게 되고 베어의 법칙에 대입하면 흡수와는 정반대 현상인 빛 세기의 지수함수적 증가(증폭)를 얻게 된다.

$$g_0 = -\sigma_0 \quad I = I_0 e^{g_0 z} \quad (7.8)$$

결론적으로 흡수와 이득은 모든 면에서 역관계를 가지고 있다고 할 수 있다. 이는 근본적으로 흡수과정과 유도방출과정의 대칭성에 기인한다. 즉, 원자나 분자내의 전자의 초기 에너지가 높은 준위에 있던 낮은 준위에 있던 외부로부터 입사된 광자에 의해 유도되는 천이는 양자역학적으로 동일한 천이률(transition rate)을 보인다. 이 천이률이 흡수단면적 σ 에 정비례하는 관계를 가지고 있다. 이 대칭관계를 고려해 흡수과정을 종종 유도흡수과정이라 부르기도 한다.

7.2.3 레이저의 기본구성

레이저광을 얻기 위한 레이저발진기의 기본구성이 그림 7.5에 나타나 있다. 우선 레이저발진이 되려면 그 원인이 되는 물질인 레이저매질(즉, 밀도반전이 가능한 물질)이 필요하고, 이 매질을 펌핑하기 위한 펌핑매체(pumping source)와 공진기(resonator)가 필요하다.

(1) 레이저매질

레이저매질은 고체, 액체, 기체상태의 물질이 모두 가능한데, 고체의 경우는 루비, Nd:YAG, Nd:glass 등의 유전체와 GaAs, InP, InAs 등의 반도체가 있다. 최초의 레이저인 루비레이저에 사용된 매질은 사파이어(Al_2O_3) 결정에 레이저 이온으로서 크롬(Cr)이 도핑된 루비매질이다. 사파이어결정에 티타늄(Ti)이온을 도핑한 매질(Ti:sapphire)은 근래에 극초단 펄스레이저에 널리 활용

되고 있으며, 야그(YAG : $Y_3Al_5O_{12}$)결정에 네오디움(Nd)이온을 도핑한 매질은 과학기술연구 및 산업용레이저에 광범위하게 이용되고 있다. 그리고 액체매질의 경우는 색소용액이 대표적인 예로서, 다양한 종류의 색소 분자를 선택하여 광범위한 파장영역에 걸친 레이저광을 발진시킬 수 있는 특징이 있다. 기체매질의 경우는 He-Ne, Ar, Kr, N_2 , CO_2 등이 대표적인데, 기체레이저는 매질의 균일성 때문에 손실이 작아 레이저발진기의 크기를 크게 하여 이득을 충분히 높일 수 있는 장점이 있다.

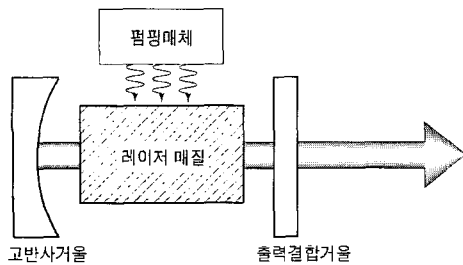


그림 7.5 레이저의 구성

(2) 펌핑매체

레이저매질의 종류에 따라 효율적인 다양한 방법으로 펌핑이 이루어진다. 기체매질의 경우는 일반적으로 매질을 방전관 내에 가두고 전기방전을 일으켜 원자나 분자들을 여기상태로 끌어 올린다. 고체매질에는 주로 광펌핑이 사용되는데, 설파광전극을 쓰는 경우(루비, Nd:YAG, Nd:glass)와 다른 레이저광을 사용하는 경우(Ti:sapphire)가 있다. 특히 반도체레이저에서는 p-n 접합에 전류를 직접 흘려주어 높은 에너지준위(전도대)에 전자들을 주입한다. 액체매질인 색소용액도 설파광전극이나 레이저를 펌핑매체로 하는 광펌핑 방식이 이용된다.

(3) 공진기

가장 간단한 형태로 일반적으로 많이 쓰이는 공진기는 두 개의 반사거울로 구성된 페브리-페로(Fabry-Perot)형으로 레이저매질을 중심에 두고 양쪽으로 두 거울을 위치시킨다. 밀도반전을 유지하고 있는 매질에서 발생한 빛이 거울에 반사되어 매질에 되먹임된 후 증폭되고 다시 다른 쪽 거울에서 되반사되어 매질에서 또 증폭과정을 겪는다. 이 과정을 반복하면서 공진기 내에서 레이저

광은 높은 세기를 갖는 직진성의 “광속(beam)”이 되고 일부의 빛이 공진기 밖으로 빠져 나와 레이저 출력광이 된다. 공진기는 보통 오목거울과 평면거울의 조합으로 이루어지는데, 오목거울은 반사율이 100%에 가까운 고반사거울이고 평면거울은 약간의 투과율을 가지고 있어 공진기 내에 형성된 높은 광세기의 일부를 밖으로 출력시키는 역할을 한다. 출력측의 거울을 출력결합거울(output coupler)이라 부른다. 대부분의 경우 공진기는 두 거울이 일직선상에 놓인 선형이지만 때때로 꺾어진 선형으로 만들거나 고리(ring)형으로 구성하여 특별한 목적의 레이저광을 얻는다.

7.2.4 증폭(amplification)과 발진(oscillation)

이제까지 공진기와 펌핑매체, 그리고 빛의 증폭을 가능하게 하는 이득매질(밀도반전된 상태)에 대해 살펴보았다. 다음은 이러한 기본구성을 통해 실제로 레이저광속이 형성되는 과정에 대해 검토해 보고자 한다. 그림 7.6에 레이저발진과정을 순차적인 단계로 나타내었다. 단계 (1)은 레이저매질(이득매질)의 양끝에 고반사거울과 출력결합거울을 설치해 구성된 공진기 내에 펌핑전 바닥준위(검게 채워진 원)에 놓인 원자들의 상태를 보여주고 있다. (2)에서는 외부의 펌핑매체에 의해 많은 원자들이 들뜬준위로 천이된 상태(비워진 원)를 보여주고 있다. 즉, 밀도반전된 상태이다. 만일 펌핑을 통해 밀도반전된 매질을 그대로 놓아두면 어떤 일이 생길까? (3)에서처럼 원자들은 잠시 시간이 지난 후 개별적으로 자연방출을 하기 시작할 것이다. 이렇게 해서 방출된 광자들은 서로 위상도 다르고 편광, 진행방향도 다르다. 이런 광자들 중에 반사거울 쪽으로 진행하는 광자는 앞에서 설명했듯이 레이저매질에 되먹임되어 반복적인 증폭과정을 겪으며 (4)에서처럼 높은 세기와 한 방향, 한 성분만을 갖는 레이저 “광속”이 된다. 하지만 그 외의 방향으로 진행하는 광자들은 매질 내를 진행하는 짧은 거리에서만 증폭될 뿐, 매질을 빠져 나간 후에 공간으로 손실된다. 마지막으로 (5)에서는 공진기 내에 형성된 레이저광속의 일부가 출력결합거울을 투과해 레이저 출력이 되는 모습을 보여주고 있다. 공진기 내에 형성된 레이저광속 혹은 레이저광의 일부를 우리는 사용하는 것이다. 이상의 발진 과정이 완수되기 위해서는 한가지 중요한 조건이 있다.

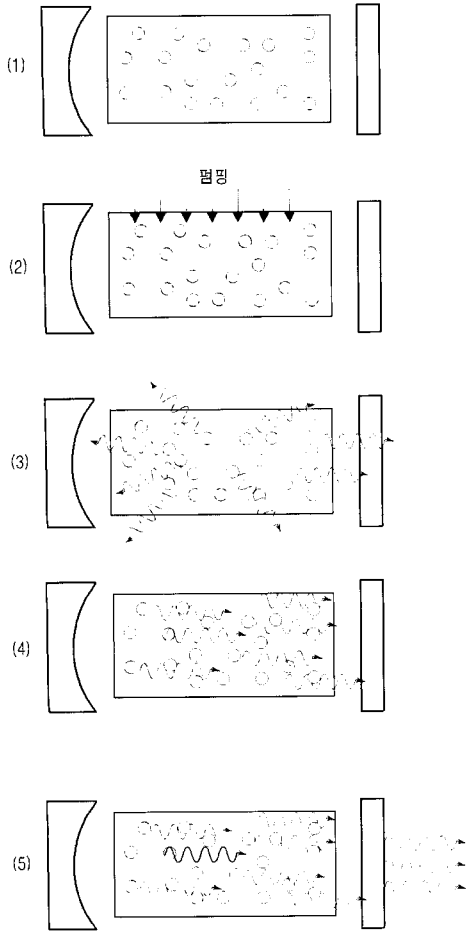


그림 7.6 레이저의 발진 순서도

단계(4)에서 빛이 거둬진 증폭과정을 통해 세기가 계속 증가하려면 공진기 내에서 한바퀴 순환하는 동안 출력결합거울을 투과해 “손실”(loss)되는 빛의 양보다 이득매질을 통해 증가되는 빛의 양이 더 커야 한다. 그렇지 않을 경우, 빛은 한바퀴 순환에 그 세기가 줄어들 것이고 거둬지는 순환에 계속 약해져 결국 사라지게 된다.

이 손실에는 출력결합거울의 투과율만이 아니라 거울표면과 매질 내에서 빛의 산란 등도 포함되고, 고반사 거울에서의 미약한 투과율도 일부의 손실이다. 하지만 빛의 산란은 거울의 투과율에 비해 매우 작기 때문에 보통은 무시한다. 거울의 투과율만을 손실로 고려하여 레이저발진에 대한 조건을 표현하면 다음 식과 같다.

$$I_0 R_1 R_2 e^{2g_0 l} > I_0 \quad (7.9)$$

$$g_0 > \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$$

즉 처음 세기 I_0 인 빛이 공진기 내에서 두 번 이득매질을 통과하고 두 거울에서 한 번씩 반사하는 일회의 순환과정 후 갖게 되는 세기가 처음 I_0 보다 커야 한다는 것이다. 여기서 g_0 는 이득계수이고 l 은 이득매질의 길이이다. R_1 과 R_2 는 공진기를 구성하는 두 거울의 반사율로서 투과율로 표현하면 각각 $(1-T_1)$ 와 $(1-T_2)$ 이다. 레이저진을 가능하게 하는 최소한의 이득을 문턱이득(threshold gain)이라고 하고 위식의 두 번째 식에서 우변 항에 해당한다. 이 문턱값 아래에서는 펌핑에너지를 가해도 레이저광을 얻을 수 없으므로 입력된 펌핑에너지는 그저 손실되는 양이라고 볼 수 있다. 이런 면에서 레이저는 비효율적인 광원이다. 따라서 요즘은 반도체 나노기술을 이용해 문턱이득이 영에 가까운 레이저를 개발하려는 연구가 진행 중이다. 그렇게 되면 마치 백열전구처럼 외부 전원을 넣으면서 바로 레이저가 발진되는 것이다.

또 하나의 발진조건은 레이저광의 파동성과 관련 있다. 파동으로서의 빛이 공진기 내에서 앞뒤로 반사하며 반복 순환하는 상황에서, 일회 순환 후의 파동의 골과 마루는 초기 파동의 골과 마루와 일치해야 한다. 즉 보강간섭이 되어야 한다. 그렇지 않으면 거둬진 파동의 순환은 상쇄 간섭을 겪게 되어 파동의 진폭(빛의 세기)을 줄여들게 한다. 따라서 공진기 길이에 맞는 파장들만이 발진조건(보강간섭조건)을 만족하고 반복순환 증폭으로 레이저광속이 된다. 특정파장들만이 공명(resonance)하는 것이다. 이는 페브리-빠로 간섭계에서 보강간섭조건으로 공명주파수 혹은 파장을 구하는 문제와 일치한다. 그림 7.7에 이 개념을 설명하였다. 레이저광을 평면파라고 가정하면

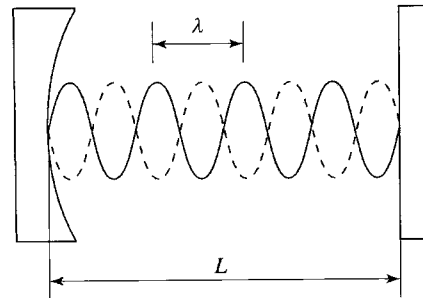


그림 7.7 공진기 내부에서 파동의 형태 - 종모드의 형성

$$\exp(ikz) = \exp[ik(z + 2L)] \rightarrow 2kL = 2\pi m \text{ or } \lambda = \frac{2L}{m}$$

($m=0, 1, 2, 3, \dots$)이 된다.

여기서 L 은 공진기 길이이고 λ 는 공명파장이다. 그리고 발진주파수로 표현하면 다음식으로 표현된다.

$$\nu = \frac{mc}{2L} (m=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (7.10)$$

따라서 발진주파수 간격은 $c/2L$ 로서 일정한 값을 갖는다. 만일 공진기 내의 굴절률이 n 이면 그 간격은 $c/2nL$ 이 된다. 이와 같이 주어진 공진기 내에서 가능한 발진파장 혹은 주파수를 공진기의 종모드(longitudinal mode)라 부른다.

7.2.5 이득의 포화(gain saturation)

앞에서 설명한 발진조건을 만족하면 빛은 거듭된 증폭으로 그 세기가 식 (7.8)에 따라 증가할 것이다. 그러나 우리는 경험적으로 레이저광의 세기가 한없이 증가하지 않는다는 것을 알고 있다. 그 이유는 무엇일까? 우선 쉽게 예상할 수 있듯이 레이저발진 후 공진기 내의 광세기가 커지면 유도방출의 속도는 점점 빨라진다. 이는 마치 높은 에너지준위의 수명(3준위계에서 E_3 준위, 4준위계에서는 E_4 준위)이 짧아지는 효과와 같고, 식 (7.3)과 식 (7.4)에 따라 밀도반전이 작아짐을 볼 수 있다. 강한 레이저광이 높은 에너지준위의 원자나 분자들을 빠르게 끌어내려 상하 준위의 밀도분포 차를 작게 만든 것이다. 결국 이득이 작아지고 레이저 광세기의 증가율이 떨어지게 된다. 이를 이득의 포화(gain saturation)라 한다. 증가율이 점점 줄어들어 궁극적으로 광세기의 증가가 멈출 때 레이저발진은 정상상태(steady state)에 도달한다. 이러한 포화현상은 이득매질뿐 아니라 흡수매질에서도 마찬가지로 원리로 발생한다. 외부 빛의 세기가 커지면 낮은 에너지준위에 많이 모여 있던 원자나 분자들이 더욱 빠른 속도로 높은 에너지준위로 천이해 상하 준위의 밀도분포 차가 작아진다. 즉, 흡수계수가 작아진다. 빛의 세기가 점점 커지게 되면 궁극적으로 흡수계수가 영이 되어 더 이상 흡수가 일어나지 않는다. 흡수의 포화가 된 것이다.(포화 흡수체-saturable absorber) 그런데 레이저발진에서 주의할 점은 이득이 포화되어도 결코 이득계수가 영이 될 수는 없다. 만일 이득계수가 식 (8.11)에서 주어

진 조건보다 작아지면 공진기 내부에 형성되었던 강한 레이저광은 손실(주로 출력결합거울의 투과율)에 의해서 점점 그 세기가 줄어들는다. 레이저광의 세기가 줄어들면 유도방출의 속도가 다시 줄어들게 되고 밀도반전은 다시 증가하여 문턱이득 위로 올라가게 된다. 그리하여 레이저광의 세기는 다시 강해지고 이득은 다시 줄어 든다. 처음 레이저를 켜면 이 과정이 여러 번 반복되면서 안정된 세기에 접근하게 되는데, 결국 정상상태에서 레이저는 문턱이득 근처에서 동작하는 것이다.

7.2.6 분광 이득폭(spectral gain width)

앞에서 설명한 발진조건, 식 (7.9)과 식 (7.10)을 만족시키고 동작하는 레이저에는 얼마나 많은 수의 종모드가 발진 가능할까? 레이저광은 두 준위사이에서 유도방출된 빛에 의해 형성되었으므로 이 두준위 사이의 천이에 의한 파장이 결정된다고 할 수 있다. 그런데 실제로 각 준위의 에너지는 여러가지 복합적인 물리효과에 의해서 단일한 값으로 정해져 있는 것이 아니고 어느 정도의 폭을 갖기 때문에 가능한 레이저 파장은 일정한 범위를 갖게 된다. 이 범위를 분광 이득폭(spectral gain width)이라 부른다. 이 이득폭을 주는 요인으로는 에너지준위의 유한한 수명(natural broadening), 원자나 분자간의 충돌효과(collisitional broadening), 도플러 효과(Doppler broadening), 스타크 효과(Stark broadening), 그리고 에너지준위들의 밀집(energy band)등이 있다. 일반적으로 이렇게 형성된 이득폭은 앞서 언급한 종모드의 간격보다 넓기 때문에 여러 개의 레이저파장이 발진 가능하다. 실제로 특별한 장치 없이 동작하는 레이저는 다중모드(multi-mode)이다.

7.2.7 다중모드(multi-mode) 발진과 단일 종모드(single longitudinal mode) 발진

식 (7.10)에서 볼 수 있듯이 레이저 공진기는 무수히 많은 공명주파수를 가지고 있다. 이상적인 “균일하게 넓어지는 매질”(homogeneously broadened medium)을 제외한 일반적인 이득매질에서는 이득폭 내에 포함되는 모든 종모드가 발진할 수 있다. 그림 7.8에 이득폭을 표현한 이득 스펙트럼(gain profile)이 문턱값과 함께 나타나 있다. 이득문턱을 넘는 여러모드들이 모두 발진할 수 있으므로 다중모드(multi-mode) 발진이 되는 것이다.

한 모드의 발진이 다른 공명주파수를 가진 주위 모드들의 이득계수에 영향을 주지 않기 때문에 독립적인 발진이 가능한 것이다. 이상적인 "균일하게 넓어지는 매질"에서는 이득계수가 제일 큰 주파수에서 한 모드가 발진 될 경우, 이 주파수 주위의 다른 모드들은 이득계수가 문턱값 아래로 떨어져 발진이 멈춘다. 단일 종모드(single longitudinal mode) 발진이 될 수 있는 것이다.

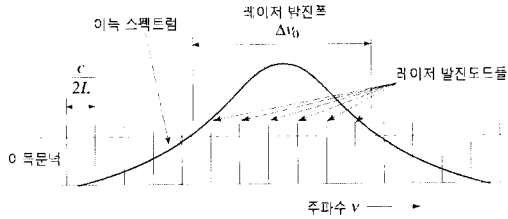


그림 7.8 이득문턱과 레이저발진 모드들

일반적인 다중모드 발진 상황에서 각 모드들은 서로 독립적으로 발진하므로 위상이 제각기 다르다. 따라서 모드들 사이의 간섭에 의해 출력되는 레이저광의 세기는 시간적으로 매우 불규칙하게 변동한다. 이 상태에서 각 모드들 사이에 위상을 잘 맞춰준다면(모드 동기-mode locking) 시간적으로 일정한 간격, 일정한 세기의 레이저 펄스를 얻을 수 있다. 또한 다중모드 발진되고 있는 레이저에 에탈론(etalon)이라는 광학소자를 이용하면 의도적으로 단일 모드만을 발진 시킬 수도 있는데, 이때 에탈론은 공진기 내에서 마치 분광필터(spectral filter) 역할을 하여 특정한 주파수의 모드만이 남도록 한다.

7.2.8 증폭된 자발방출광

(amplified spontaneous emission)

이 절을 마치기 전에 만일 펄핑을 통해 밀도반전된 매질을 공진기 속에 넣지 않고 자유공간(free space) 상에 그대로 놓아두면 어떤 일이 생길까에 대해 논의해 보자 한다. 높은 에너지준위에 있는 원자나 분자들은, 즉, 전자가 높은 에너지준위를 차지하고 있는 원자나 분자들은 잠시 시간이 지나고서 낮은 에너지준위로 천이하고 자연방출을 통해 광자들을 내 보내기 시작할 것이다. 원자나 분자가 자연천이하는 "때"는 순전히 확률적인 "사건"(event)으로 발생하기 때문에 모두 한 순간 한꺼번에 광자를 방출하지 않는다. 어떤 원자나 분자는 주위의 다른 원자나 분자들 보다 빨리 천이하여 광자를 방출하고,

어떤 원자나 분자들은 아주 늦게까지 높은 에너지준위에 머물기도 한다. 평균적으로 머무는 시간이 수명인 것이다. 어쨌든 일찍 천이하여 방출된 광자는 주위의 들뜬상태 원자나 분자를 자극하여 유도방출을 일으킨다. 이 유도방출된 광자들은 다시 그 옆의 들뜬상태 원자나 분자를 자극하여 제 2, 제 3의 유도방출을 일으키며 증폭되어 나간다. 이 연쇄적인 증폭과정은 매우 빠르게 진행되어 대부분의 원자나 분자가 들뜬상태에 머물러 있는 동안 완료된다. 이렇게 증폭되어 매질 밖 공간으로 방출된 빛은 초기 자발방출된 광자들의 증폭으로 발생된 것이므로 증폭된 자발방출광(amplified spontaneous emission)이라 부른다. 레이저발진도 사실은 초기단계에서 자발방출광이 발생한 후, 이 빛이 공진기거울에 의해 이득매질에 되먹임되고 반복적인 되먹임 과정을 통해 발진되는 것이다. 그런데 증폭된 자발방출광은 되먹임 과정이 없으므로 레이저처럼 한 방향, 한 성분의 빛이 되지 못하고 사방으로 퍼져나간다. 따라서 여러가지 다른 성분을 갖는 빛이 된다. 즉 위상과 편광 등이 일치하지 않는 비가간섭성광이다.

하지만 때에 따라서 매질의 기하학적 형태를 잘 선택하면 부분적으로 레이저광에 가깝게 만들 수 있다. 그림 7.9에서 보는 것처럼 이득매질을 가늘고 길게 만들면 반전분포된 원자나 분자들이 한 방향으로 나열된 셈이므로 특정 한 방향만의 증폭을 강하게 할 수 있다. 이렇게 형성된 빛은 레이저처럼 상당히 지향적이고 부분적인 가간섭성(partial coherence)을 갖는다. 때때로 광실험에서 빛의 완전한 간섭성은 좋지 못한 영향을 줄 수 있는데, 이러한 경우 증폭된 자발방출광은 적당한 광원이라 할 수 있다. 또한 레이저처럼 종모드가 형성되어 있지 않기에 파장에 따라 고른 세기분포를 갖는 광대역(broadband) 광원으로 이용된다.

엑스선 레이저는 가시광선이나 적외선 레이저처럼 공진

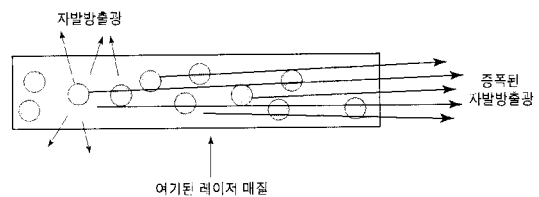


그림 7.9 증폭된 자발방출광의 형성원리

기 구성을 위한 거울을 만들기 어렵고 엑시머레이저는 높은 에너지준위의 수명이 너무 짧아 되먹임과정을 통해 증폭되기 어려우므로, 한 번의 유도방출에 의해 한꺼번에 높은 에너지준위의 원자나 분자들을 천이시킨다. 따라서 이러한 레이저의 경우는 증폭된 자발방출광에 가깝다.

제 8 장 레이저광의 특성과 종류

8.1 공진기

앞 절에서도 설명하였듯이 레이저 광의 전파(propagation)가 지향성(directional)을 보이는 이유는 두 개의 거울로 이루어진 공진기에 의해서 형성되었기 때문이다. 한 직선 상에서 반복적인 증폭과정으로 레이저광속(laser beam)이 만들어진 것이다. 이 지향성 때문에 레이저 광선(ray)이라 부르기도 한다. 이 레이저광의 전파특성은 결국 공진기의 형태와 밀접한 관계를 갖는다. 그리고 레이저광속의 진행방향에 수직인 방향으로 절단한 단면에서 광 세기의 분포도 공진기에 의해서 결정되는데, 이 횡방향(transverse direction) 광 세기분포 형태를 횡모드라 부른다. 그리고 식 (7.10)의 종모드 형성에서도 설명했듯이 공진기는 레이저발진 주파수 혹은 파장과도 관련되어 있고, 특별한 경우에는 공진기의 길이 조절로 파장을 넓은 범위에서 변환되게 할 수도 있다. 또 어떤 공진기 형태에서는 레이저발진이 이루어질 수 없는 경우도 있다. 이런 이유로 이번 절에서는 공진기에 대하여 자세히 살펴보고자 한다.

8.1.1 근축광선(paraxial ray)과 광선행렬(ray matrix)

우선 공진기의 특성을 이해하기 위해, 앞서 기하광학 부분에서 다루었던 방식으로 빛을 광선으로 취급하고 이 광선이 공진기 내에서 어떤 식으로 행동하는가를 살펴보고자 한다. 우리는 광선이 이득매질 내를 반복적으로 통과하면서 증폭되기 위해서는 거울 밖으로 벗어나지 않고 두 거울사이에서 끊임없이 반사되기를 요구한다. 즉, 광선이 공진기 내에서 오래도록 머물러 있어야 한다. 이를 위해서는 광선이 두 거울의 중심을 잇는 광축과 작은 각도를 가지고 광축 근처에서 직진해야 하며 거울에 반사된 후에도 광축과 이루는 각도가 작아야 한다. 이러

한 광선을 근축광선(paraxial ray)이라 하는데, 이 근축조건이 공진기 내 광선의 끊임없는 왕복과정에서 유지될 때 레이저발진이 가능하게 된다.

이제 우리는 이 근축광선을 유지하기 위한 공진기 거울의 형태와 거울간 거리에 대해 수학적 표현을 이용해 살펴보고자 한다. 광선은 진행방향의 임의의 지점에서 광축으로부터 측정한 높이와 광축과 이루는 각도로 정확히 정의된다. 이 높이와 각도의 변화를 진행방향을 따라 계산할 수 있다면 우리는 정확한 광선추적을 완료할 수 있는 것이다. 1차 기하광학적으로 이 과정은 광선행렬을 통해 쉽게 이루어진다.

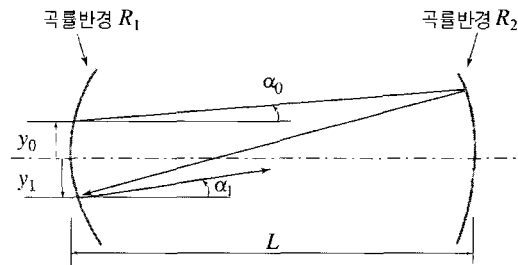


그림 9.1 공진기 내에서 광선의 직진과 반사

공진기 내에서 광선의 움직임은 단지 직진과 반사의 반복이므로 우리는 행렬의 거듭 곱을 통하여 최종적인 광선의 높이와 각도를 찾을 수 있다. 다음 그림 9.1과 같이 곡률반경이 각각 R_1 , R_2 인 두 개의 구면거울이 거리 L 만큼 떨어져서 구성된 공진기에서 광선의 움직임을 광선행렬을 통해서 알아보자. 광선이 초기에 첫번째 거울면에서 높이 y_0 와 각도 α_0 로 두 번째 거울을 향해 출발했다 가정하자. 거리 L 만큼 “직진”한 후 두 번째 거울에서 “반사”하고, 다시 거리 L 만큼 “직진”한 후 첫 번째 거울에서 “반사”하여 일회 왕복이 완성된다. 일회 왕복을 마친 후 첫번째 거울면에서 광선의 높이 y_1 와 각도 α_1 는 초기 높이 y_0 와 각도 α_0 에 4개의 행렬의 곱인 “직진-반사-직진-반사” 행렬이 곱해진 결과로 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix} \\ \equiv \tilde{R} \begin{pmatrix} y_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

여기서 \tilde{R} 을 “ABCD” 행렬이라 부르고, N번의 왕복을

마친 후 광선의 높이 y_N 와 각도 α_N 는 이 행렬 R 의 연속적인 행렬곱으로 표현할 수 있다.

행렬 R 의 계산 결과로부터 이제 우리는 레이저발진을 가능하게 할 공진기조건, 즉 근축 조건을 얻게 되는데, 다음 관계식이 얻어진다.

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (8.2)$$

두 공진기 거울의 형태 R_1 , R_2 와 거울간 거리 L 에 대한 위식은 비록 선형공진기에 대하여 계산된 결과지만 다른 형태의 공진기에서도 같은 방법으로 위와 유사한 결과를 찾아낼 수 있다.

8.1.2 안정공진기(stable resonator)와 불안정공진기(unstable resonator)

식 (8.2)에 따라 두 장의 오목거울을 적당한 거리로 간격을 유지하면 빛은 광축 근처에서 끊임없이 왕복운동을 하며 안정된 레이저발진을 가능하게 하는 것이다. 식 8.2를 만족하는 영역을 그래프로 표시해보면, 1사분면의 쌍곡면 아래영역과 3사분면의 쌍곡면 위쪽 영역에 포함되도록 설계된 공진기를 안정공진기(stable resonator)가 되며, 그 밖의 영역에 속한 공진기를 불안정공진기(unstable resonator)라 부른다. 불안정공진기에서는 초기 광선을 어떻게 시작하든 공진기 내에서 몇 차례 왕복한 후 유한한 크기를 갖는 거울 밖으로 벗어나게 된다.

불안정공진기가 비록 레이저발진조건을 만족시키지 못한다 해도 의미 없는 구성이 아니다. 위의 안정조건은 사실 연속광 레이저에 필요한 조건이다. 즉, 끊임없이 레이저광이 발진되기 위해서는 공진기내에 빛이 계속 머물러 있어야 하기 때문이다. 하지만 펄스광 레이저처럼 빛의 시간적분포가 짧은 시간 내에서만 존재한다면 앞의 근축 광선 조건이 굳이 오래도록 유지될 필요가 없다. 오히려 불안정공진기에서는 빛의 발산이 커져 레이저매질을 크게 사용하기 때문에 이득이 훨씬 커지는 장점이 있다. 고출력을 얻기 위한 고체레이저나 기체레이저에 많이 사용한다. 그리고 레이저광속의 굵기가 크기 때문에 회절효과가 작아 레이저광의 평행성이 좋아진다.

8.1.3 레이저광속의 특성과 모드

앞에서 우리는 광선원리를 이용해 레이저 공진기의 구

성 조건을 알아보았다. 그런데 레이저광은 실제로 광선이 아니라 파동이므로 실제 레이저광의 형태와 전파 특성을 알기 위해서는 파동의 전파 원리에 근거한 레이저광속의 형성을 살펴보아야 한다. 파동의 전파 원리란 다름아닌, 이미 앞 장의 파동광학 부분에서 배운 회절(diffraction)의 원리이다. 그러면 광선원리로 유도된 앞 절의 공진기 조건은 의미가 없는 것일까? 그렇지 않다. 광선과 파동은 서로 밀접한 관련이 있다. 즉, 광선이란 파동의 파면(wave front)들에 수직으로 그어 연결한 선이다. 그림 9.2에 두 거울로 구성된 공진기를 나타내었다.

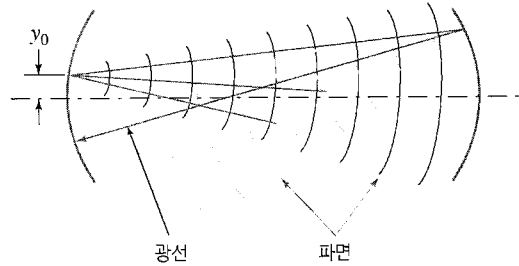


그림 9.2 공진기 내의 광선과 파동의 관계

그림 8.1과 다르게 이번에는 광선 대신 파동(즉, 광파-optical wave)이 초기에 첫번째 거울면의 높이 y_0 에서 발생하여 두 번째 거울을 향해 퍼져 나간다고 가정했다. 이 파동의 파면들에 수직하게 광선들을 그었다. 파동이 두 번째 거울에 부딪혀 반사하는 방식은 바로 개별적 광선들이 거울에서 반사하는 원리를 따른다. 반사된 광선들에 모두 수직하게 선들을 그어 형성된 것이 반사된 파동의 파면이 된다. 앞 절에서 유도한 안정공진기 조건식인 식 (8.2)는 임의의 초기 광선에 대해 모두 성립하는 조건이므로 결국 파동에 대해서도 이 조건은 똑같이 적용되는 것이다. 하지만 광선원리만으로는 실제 레이저광속의 형태와 전파특성을 설명할 수 없다. 레이저광은 분명 파동의 성질을 가지고 있고 이 파동의 전파원리에는 광선과는 달리 여러 파동간에 간섭효과(interference effect)가 포함되어 있기 때문이다. 이것이 바로 회절원리이고 공진기 내에서 앞뒤로 진행되는 무수히 많은 파동들 간에 보강 혹은 소멸간섭이 생겨 공간상에 밝고 어두운 빛의 세기분포가 형성된다. 이 세기분포는 공진기 내에 형성된 레이저빔의 단면을 잘라보았을 때 여러가지 독특한 형태로 나타나는데, 이를 레이저 횡모드(transverse

mode)라 부른다. 이 모드들은 공진기의 구성에 따라 그 형태가 다르지만 일반적으로 많이 쓰이는 공진기에서는 허미트-가우시안(Hermite-Gaussian) 혹은 라게르-가우시안(Laguerre-Gaussian) 모드가 대부분이다.

8.1.4 횡모드의 형성

이득매질에서 초기에 발생한 빛(파동)이 공진기의 두 거울 사이를 왕복하며, 증폭과정을 거쳐 형성된 레이저 광속의 형태를 구하는 원리적으로 가장 간단한 방법은 광속전파방법(Beam Propagation Method)이다. 이 방법은 1) 초기 파동의 형태를 임의로 설정하고 헬름홀츠(Helmholtz) 방정식을 이용해 일정거리(예를 들면 공진기 길이)를 전파한 후의 파동 형태를 계산한다. 2) 이 형태를 첫번째 거울에 반사된 직후의 파동 형태로 변환시키고 나서, 3) 다시 방정식에 넣어 공진기 길이만큼 전파한 후의 파동 형태를 계산한다. 4) 이 형태를 두 번째 거울에 반사된 직후의 파동 형태로 또 변환시키고, 5) 다시 방정식에 넣어 공진기 길이만큼 전파한 후의 파동 형태를 계산한다. 이 과정을 여러 번 계속 반복하면 변화가 없는 파동 형태로 수렴하게 된다. 두 개의 구면경으로 구성된 공진기에서 이런 과정을 통해 계산된 모드를 측면에서 본 모습이 그림 8.3에 잘 나타나 있다. 빔의 외곽면을 나타내는 곡선은 쌍곡선으로 빛의 세기가 빔의 중심(즉, 광축)에서 값의 $1/e^2$ 인 점들을 이은 선이다. 그림 8.3에서 빔 허리(beam waist)로부터 광축을 따라 z 만큼 이동한 위치에서 빔의 굵기와 파면의 곡률반경 $\omega(z)$ 와 $R(z)$ 는 다음 관계식으로 표현된다.

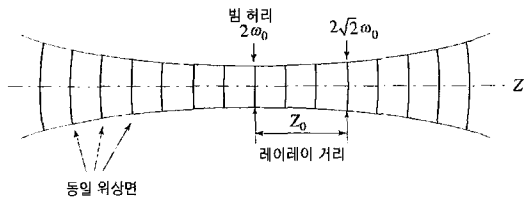


그림 8.3 측면에서 본 가우시안 모드

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 \omega_0^4}}, \quad R(z) = z + \frac{\lambda^2 \omega_0^4}{\lambda^2 z} \quad (8.3)$$

여기서 ω_0 는 레이저광속의 허리굵기의 반값이다. 그리고 최종적으로 얻어진 레이저광속의 단면을 보면 초

기 파동의 형태, 즉 계산과정의 초기 조건에 따라 그림 8.4에서 보듯이 여러가지 다양한 형태가 얻어짐을 알게 된다. 이 경우는 허미트-가우시안(Hermite-Gaussian) 횡모드를 나타내고 있다. 각각의 횡모드를 표현하는 기호인 TEM_{lm} 에서 TEM 은 Transverse Electro-Magnetic wave 의 첫 글자에서 따온 것이고 아래 첨자 l, m 은 각각 허미트 다항식의 x, y 방향 차수를 의미한다. 보통의 레이저발진에서는 다양한 횡모드들이 함께 존재하는 다중 횡모드 발진인데, 적당한 조리개를 공진기 내에 사용하면 다른 모드들의 이득을 상대적으로 작게 할 수 있어 TEM_{00} 단일 횡모드 발진을 얻을 수 있다. TEM_{00} 단일 횡모드는 x, y 방향으로 모두 가우시안 세기 분포를 보여 주고 있고 공간적 가간섭성(coherence)이 좋으며 지향성과 집광성도 좋다.

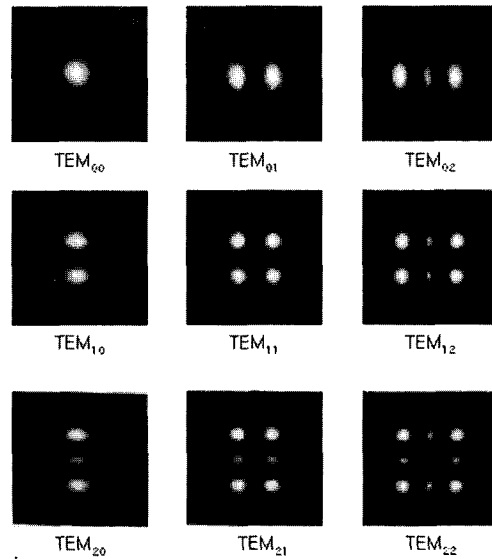


그림 8.4 허미트-가우시안 횡모드들.

8.1.5 가우스 광속의 특성과 변환

엄밀한 의미에서 가우스 광속이란 광속의 단면이 그림 8.3에 나타난 모양으로 된 모든 레이저광속을 가리킨다. 그러나 대개의 경우 x, y 방향으로 모두 가우시안 세기분포를 보여 주는 TEM_{00} 모드만을 뜻할 때가 많다. 이 가우시안 빔의 특성은 주어진 파장에서 오직 빔 허리굵기 ($2\omega_0$)에 의해서 모든 것이 결정된다. 빔은 진행하면서 회절효과 때문에 점점 퍼지게 되는데 진행방향의 임의의

지점에서 빔의 굵기와 파면의 곡률반경은 식 (8.3)에 의해 결정된다. 식에서 보듯이 ω_0 에 의해 모든 것이 정해진다. 하나의 예로, 파장 532nm인 Nd:YAG 레이저의 출구에서 광속 허리가 2mm라고 한다면 100m 떨어진 위치에서 광속 직경이 34mm일 것이고, 지구에서 38만 km 떨어진 달에서는 128km가 된다. 그리고 식에서 알 수 있듯이 광속 허리가 작으면 빛이 퍼지는 정도가 심해진다. 따라서 먼 곳까지 레이저 에너지를 퍼지지 않게 잘 전달하려면 빔 허리가 적당히 크게 되도록 광학계를 설계해야 한다. 가우스 광속에서 광속이 퍼지지 않고 진행할 수 있는 거리의 척도를 레일리 거리(Rayleigh length)라 하고 다음 식으로 정의한다.

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (8.4)$$

즉 식 (8.4)에 대입하면 레일리 거리 z_0 는 광속 허리에서부터 광속 직경이 $\sqrt{2}$ 배 만큼 커진 위치까지 거리를 말한다.

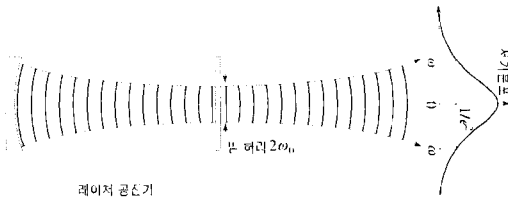


그림 8.5 공진기와 가우스인 빔의 출력

이제 출력결합거울을 통해 레이저를 빠져 나온 가우스 광속이 렌즈나 구면거울 같은 광학부품을 만났을 때 어떻게 변화되는가에 대해 살펴보자. 그림 8.5에서 보듯이 레이저 출구로부터 나와 퍼져 진행되는 광속의 파면은 식 (8.3)과 같이 그 곡률반경이 주어진다. 이 관계식을 이용하면 우리는 렌즈나 구면거울면에 광속이 닿았을 때의 파면의 곡률반경을 알 수 있다. 렌즈나 구면거울은 앞서 파동광학 부분에서 배웠듯이 입사된 빛의 파면의 곡률을 렌즈공식에 의해 변환시켜 주는 역할을 한다.

그리고 우리는 입사 전후에 렌즈 면에서 빔의 굵기는 당연히 같을 것이라 생각할 수 있다. 이 광속 직경과 변환된 파면의 곡률반경은 결국 새로운 가우스 광속을 형성하게 되는데, 이 변환 관계를 그림 8.6과 식 (8.5)에 나타

내었다.

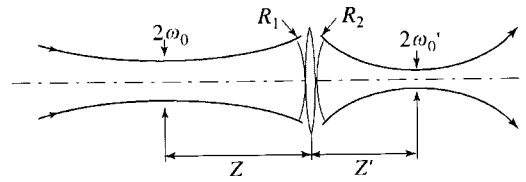


그림 8.6 렌즈에 의한 가우스 광속의 변환

$$\omega_0' = \frac{|f|}{\sqrt{(z-f)^2 + z_0^2}} \omega_0 \quad z' = \frac{f^2}{(z-f)^2 + z_0^2} (z-f) + f \quad (8.5)$$

렌즈의 초점거리 f 를 알고 원래 가우스 광속의 z_0 를 알면 새로이 형성된 가우스 광속 허리의 직경 $2\omega_0'$ 와 위치 z' 를 알게 되는 것이다. 광속 허리의 위치와 직경을 알았으므로 우리는 새로 형성된 가우스 광속의 모든 특성을 기술할 수 있게 되었다. 한 특별한 예를 살펴보기로 하자. 입사된 가우스 광속의 허리가 렌즈면에 놓여 있는 경우로서, 이때 $z=0$ 이므로 식 (8.5)는 다음과 같이 간단히 표현된다.

$$\omega_0' = \frac{1}{\sqrt{1 + (z_0/f)^2}} \omega_0 \quad z' = \frac{f}{1 + (f/z_0)^2} \quad (8.6)$$

여기서 우리는 특이한 사실을 하나 알게 된다. 기하광학적으로 렌즈에 평행광(평면파)이 입사할 경우 빛은 렌즈의 초점 위치에 모이게 된다. 하지만 위 식 (8.6)의 두 번째 관계식에 의하면 빛이 모이는 위치인 z' 가 초점보다 짧은 곳임을 알 수 있다.(예의 경우도 빔 허리에서 파면의 곡률반경이 무한대이므로 평면파가 렌즈에 입사한 셈이다) 이러한 차이가 생기는 이유는 렌즈의 초점거리를 정의할 때 사용한 입사 평면파는 파면이 무한히 넓은 빛을 가정했기 때문이다. 예의 경우처럼 유한한 크기의 광속 허리직경에서는 정의된 초점거리에 빛이 모이지 않는다. 만일 광속 허리직경을 증가시켜 z_0 를 매우 크게 하면 식 (8.6)에서 분모 항은 1에 접근한다. 이에 따라 빛은 우리가 알고 있는 기하광학적 초점 f 에 모이게 된다.

마지막으로 언급할 가우스 광속의 흥미로운 특성으로 위상지연(phase retardation)이 있다. 같은 주파수를 가진 가우스 광속과 평면파(평행광)의 파면을 비교하면 광

속 허리에서 멀어질수록 가우스 광속의 위상이 평면파에 비해 조금씩 지연(retardation)된다. 이 지연된 위상각은 $\theta(z)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\theta(z) = (l+m+1)\tan^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (8.7)$$

이에 따르면 가우스 광속은 파장이 평면파에 비해 길어졌을 뿐 아니라 광속 허리로부터의 거리 함수이기도 하다. 파면과 파면 사이의 간격이 위치에 따라 달라지기 때문이다. 이런 혼란을 피하기 위해 빛의 파장은 무한히 넓은 평면파에서 정의된다. 위 식 (8.7)에서 쉽게 알 수 있듯이 만일 가우스 광속의 허리를 무한히 크게 하면 $\theta(z)$ 는 영으로 접근하고 평면파의 경우로 돌아간다.

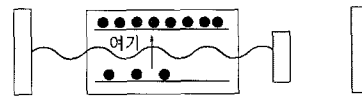
8.2 펄스 레이저

연속광 레이저(continuous wave laser)는 레이저광의 에너지가 시간 축상에서 연속적으로 분포하므로 고출력(high power)의 광원이 되기 어렵다. 이에 비해 펄스 레이저(pulsed laser)는 긴 시간에 펼쳐 있는 빛 에너지를 짧은 시간 간격 내에 압축시켜 높은 출력을 얻는 장치이다. 이렇게 얻어진 펄스광의 높은 첨두 출력(peak power)을 이용하면 효율적인 가공과 비선형광학(nonlinear optics)적 응용이 가능하여 연속광 레이저보다 더욱 다양한 분야에 많이 사용되고 있다. 이번 절에서는 펄스 레이저광을 얻는 방법에 대해 알아보려고 한다. 물론 간단하게 생각한다면 레이저매질에 펄핑시간을 짧게 함으로써 펄스광을 얻을 수 있지만, 그런 경우는 단지 연속광을 잠시 동안만 켜는 동작에 불과하므로 순간적 고출력을 얻을 수 없다.

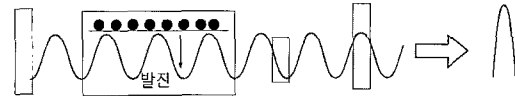
8.2.1 Q 스위칭(Q switching)

펌핑매체로 레이저매질을 계속 펄핑하면 밀도반전이 점점 커지게 되고 공진기의 손실보다 이득이 더 커지는 문턱을 넘으면 레이저발진이 일어난다. 만일 레이저발진이 되기 전에 의도적으로 공진기의 손실을 높였다가 순간적으로 낮게 하면 어떤 일이 생길까? 공진기 손실이 매우 큰 상황이라면 레이저발진은 일어나지 않고 계속되는 펄핑으로 밀도반전은 큰 값으로 증가한다. 이 상태에서 아주 빨리 손실을 낮게 만들면 높은 이득계수 때문에 레

이저광의 세기는 급격히 올라갈 것이고, 그에 따라 이득도 빨리 소진되므로 높은 첨두 출력의 짧은 펄스광이 만들어지게 된다. 이것이 Q 스위칭(Q switching)의 원리이고 그림 8.7에 이 과정을 설명하였다. 공진기의 Q 라는 것은, 공진기 내에 존재했던 빛의 에너지에 대해 일회 왕복한 후 손실된 에너지 비율의 역수로서 손실이 크면 Q 값은 작다. 따라서 Q 스위칭이란 낮은 Q 에서 높은 Q 로 재빨리 변화시키는 작용을 말한다. 이 스위칭 작용을 위해서 일반적으로 공진기 내에 광학적인 셔터를 설치하는데, 이 셔터는 펄핑과정의 초기에 닫혀 있다가 밀도반전이 최대가 되는 순간에 열린다.



(a) 공진기 내의 흡수물질 때문에 낮은 Q 상태



(b) 흡수도를 포화시켜 투과를 증가-높은 Q 상태

그림 8.7 Q-스위칭 작용에 의한 짧은 고출력 펄스 생성

Q 스위칭의 가장 간단한 방법은 두개의 공진기 거울 중 하나를 광축에 수직인 축을 중심으로 매우 빠르게 회전시키는 것이다. 거울이 회전하면 대부분의 시간에는 레이저 정렬상태가 깨져있고 아주 순간적으로만 정렬되어 발진이 가능하게 된다. 따라서 정렬된 짧은 순간만 Q 가 높아지는 스위칭이 되는 것이다. 두 번째 방법은 레이저 공진기 내에 포켈셀(Pockels cell)이라는 전기광학 셔터(electro-optic shutter)를 설치하는 것이다. 이 셔터는 밀도반전이 최대가 되는 때에 순간적인 고전압에 의해 열리는 작용을 한다. 마지막 방법으로 색소용액 같은 포화 흡수체(saturable absorber)를 공진기 내에 사용하는 것이다. 펄핑 초기에 이득매질에서 나오는 빛이 약할 때는 대부분의 빛이 포화 흡수체에 흡수되어 Q 가 낮다가 밀도반전이 증가되어 빛이 강해지면 흡수가 급격히 떨어져 Q 가 높아지는 원리를 이용한 것이다. 포켈셀을 사용하는 경우를 능동형 Q 스위칭이라 하고 포화 흡수체를 사용하는 경우를 수동형 Q 스위칭이라 한다. 이렇게 얻어

진 짧은 고출력 펄스는 순간 출력이 수백 메가와트(MW)에서 테라와트(TW) 영역까지 가능하고 시간적으로는 수 마이크로초(μs)에서 수 나노초(ns)까지 얻어진다. Q 스위칭을 통한 고출력 레이저는 핵융합에 이용되기도 한다.

8.2.2 모드 잠금(mode locking)

분광 이득폭이 넓은 매질에서 발진하는 레이저광은 보통 여러 개의 종모드가 동시에 발진하는 다중모드발진이다. 이때 각 모드들 간의 위상은 제 각각으로 전혀 결이 맞지 않는다. 이렇게 발진된 출력광은 각 모드사이의 결맞음 없는 간섭으로 시간적으로 불규칙적인 세기분포를 보인다. 모드 잠금(mode locking)이란 이와 같은 다중모드 레이저에서 각 모드사이의 위상관계를 강제로 맞춰주는 기술이다. 각 모드사이의 위상관계가 일정하게 맞으면 공진기 내부에서는 하나의 짧은 펄스가 두 거울 사이에서 앞뒤로 왕복하게 된다. 이에 따라 레이저 출력광의 세기분포는 그림 8.8에서 보는 것처럼 일정한 간격으로 반복되는 펄스 열이 된다. 펄스 열의 반복율(repetition rate)은 공진기의 종모드 간격이고 펄스 폭은 분광 이득폭의 역수에 비례하는 값이 된다. 모드 락킹 방법 중에 하나는 공진기 내에 포화 흡수체를 넣는 것인데, 위상이 맞춰진 모드들은 펄스 열의 세기가 높아 흡수에 의한 손실이 작고 그렇지 못한 모드들은 포화 흡수체에 흡수되어 버린다. 따라서 위상이 잘 맞춰진 모드들만이 레이저발진이 되고 나머지는 발진이 억제된다. 다른 방법은 커 효과(Kerr effect)를 이용하는 것이다. 커효과는 빛의 세기에 따라 굴절률이 변하는 효과인데, 공진기 내에 커효과가 큰 물질과 조리개를 넣어 위상이 잘 맞아 펄스 열의 세기가 큰 모드들만이 조리개를 통과하고 나머지는 조리개에 막혀 발진이 억제되게 하는 방식이다. 그리고 능동적인 모드 락킹 방법은 음향광학(acousto-optic) 소자나 전기광학(electro-optic) 소자를 공진기 안에 넣어 모드 간격에 해당하는 주파수로 레이저광을 변조시키는 것이다. 레이저의 모드들은 이 변조주파수와 위상에 맞게 모두 위상 동기(phase locking)되어 모드 잠금이 된다. 마지막으로, 이미 모드 잠금된 레이저광을 씨앗 광으로 공진기 내에 주입시켜 모드들의 위상을 강제로 맞춰주는 방식도 있다.

이렇게 얻어진 펄스들은 그 폭이 수십 피코초(ps)에서

수 펨토초(fs)에 이르는 매우 짧은 펄스가 되어 매우 빠르게 변화하는 물리 혹은 화학적 현상들을 연구하는데 이용한다.

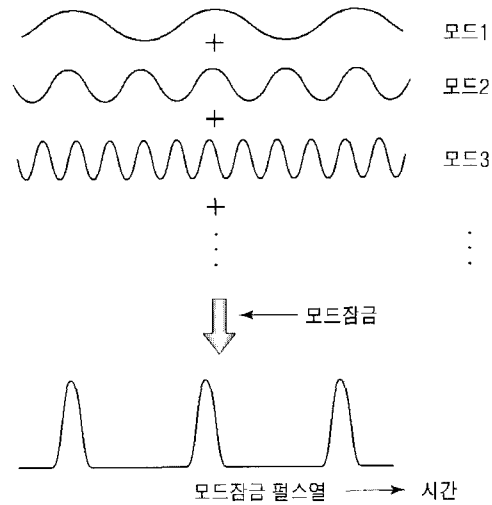


그림 8.8 모드 잠금의 결과로 형성된 펄스열

8.2.3 공진기 텅핑(cavity dumping)

큰 밀도반전 상태에 있는 이득매질 내의 높은 에너지를 한꺼번에 추출하는 방식이 Q 스위칭이라면 공진기 텅핑(cavity dumping)은 공진기 내에 이미 발진 상태로 있는 높은 빛 에너지를 일 순간에 공진기 밖으로 추출하는 방식이다. 발진 상태의 레이저의 내부를 들여다 본 사람은 공진기 내에 아주 밝은 레이저빔을 본 적이 있을 것이다. 이 레이저빔의 세기는 출력결합거울을 통해 빠져 나온 출력빔보다 보통 100배 정도 강하다. 공진기 텅핑은 바로 이 높은 세기의 빛을 공진기 밖으로 추출하는 기술이다.

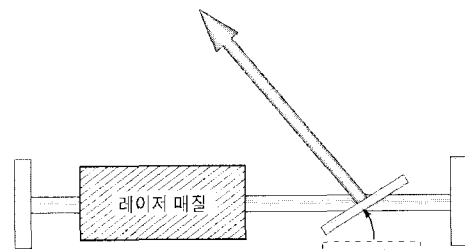


그림 8.9 공진기 텅핑의 개략적 원리

그림 8.9에 그 원리를 간단히 나타내었다. 앞서도 설명했듯이 레이저 공진기는 일반적으로 100% 고반사 거울과 약간의 투과율을 가진 출력결합거울로 구성되어 있다. 하지만 공진기 텀핑 레이저에서는 두 거울을 모두 100% 고반사 거울로 한다. 이렇게 함으로써 공진기 내의 광세기는 훨씬 더 크게 증가할 수 있다. 이 상태에서 그림 8.9에서 보듯이 순간적으로 거울을 공진기 내부로 돌려 놓으면 공진기 내의 높은 빛 에너지가 밖으로 추출된다. 그런데 실제로 공진기 텀핑에서는 거울 대신 음향 광학 소자를 공진기 내부에 설치하고 변조시켜 회절효과를 이용해 추출한다. 추출효율은 최대 50% 까지도 가능하다.

8.3 레이저 종류

현재 레이저의 종류는 수백에서 수천 가지에 이르고 있다. 여기서는 그 가운데 대단히 중요하며 상품화되고 있는 레이저에 대한 종류를 기술하고자 한다. 그림 8.10에 각종 레이저와 발진 파장을 도표로 나타내었다.

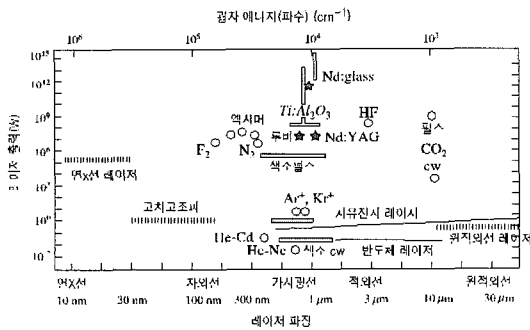


그림 8.10 레이저와 발진 파장영역

8.3.1 기체 레이저

기체레이저는 균일한 매질이므로 손실이 작기 때문에 공진기를 크게하면 이득이 좋게 되는 장점이 있다. 일반적으로 기체레이저 장치는 규모가 크며 출력은 작아도 연속발진이 가능하고 발진파장의 수가 적어 가간섭성 등이 우수하다는 특징이 있다. 물론 이산화탄소 레이저와 같이 고출력용으로 사용할 수도 있다. 여기방법은 방전이 일반적이며 기타 광여기, 열여기, 화학반응에 의한 여

기(화학레이저), 전자빔에 의한 여기 등이 있으며 시판되고 있는 레이저는 아래 표 8.1과 같다.

표 8.1 기체 레이저의 종류

레이저명	레이저 매질
He-Ne Laser	He과 Ne의 혼합가스
Ar Laser	Ar 가스
Kr Laser	Kr 가스
Ar/Kr Mix Laser	Ar 과 Kr의 혼합가스
CO ₂ Laser	CO ₂
N ₂ Laser	N ₂
엑시머 Laser	X ₂ F, KrF 등 할로겐계의 가스
금속증기 Laser	구리 등의 금속증기
He-Cd Laser	He과 Cd의 혼합가스

그 외의 레이저

- He-Se Laser → He와 Se의 혼합가스
- CO레이저 → 일산화탄소가스
- DF-CO₂레이저 → 순화학레이저 He, CO₂, D₂, F₂, NO를 혼합시켜서 발생한다.
- CH₂CN레이저 → 레이저로 여기한다.
- CH₂CN레이저 → CO₂레이저로 여기한다(필스광).
- H₂O레이저 → 수증기

8.3.2 고체 레이저

고체레이저는 소형장치로부터 큰 출력을 얻을 수 있고, 모드잠금(Mode Locking)에서는 매우 짧은 펄스광을 얻을 수 있으며, Q-스위칭(Q-Switching)에서는 첨두출력이 높은 펄스광을 얻을 수 있다는 특징이 있다. 하지만 가간섭성이 낮다는 결점이 있다. 가장 실용성이 있는 고체 레이저로는 루비레이저, Nd:YAG, Nd:Glass 레이저가 있는데, 아래 표 8.2와 같은 특징을 가진다.

그 외의 고체 Laser로는 알렉산드라이트(Al₂BeO₄, 파장 700~818 nm), F-센터 레이저가 있고, 대부분의 고

표 8.2 대표적인 고체 레이저와 특징

종류	루비	Nd:YAG	Nd:Glass
화학식	Al ₂ Cr ₃ O ₃	Y _{3-x} Nd _x Al ₅ O ₁₂	Nd ³⁺ : glass
파장	694.3 nm	1.064 m	1.06 m
선폭	0.53 nm	0.67 nm	~20 nm
특색	상온, 가시광 영역에서 동작하는 고체 레이저. Q-switch발진에 적합하다.	연속발진, 반복펄스발진에 적합하다. 평균 출력이 크다.	광학적으로 균질에서 큰 형상을 얻을 수 있다. 대출력 펄스 발진에 적합하다.

체레이저의 펌핑방법은 대개가 섬광 램프나 크세논 램프에 의한 방법을 채택한다. 단 F-센터 레이저는 레이저빛 펌핑이다.

8.3.3 액체 레이저

현재 액체레이저라고 하는 것은 대개가 색소(Dye)레이저이다. 색소레이저의 특징은 파장이 거의 연속적으로 변하며 그 영역은 자외선 영역에서 근적외선 영역까지 이른다. 색소레이저의 여기에는 섬광 전구나 다른 레이저를 사용하는데, 아르곤 레이저, 크립톤 레이저, Nd:YAG 레이저, 엑시머 레이저 등이 사용된다. 레이저 발진 파장영역은 색소를 녹이는 유기용매(예를들면, 에틸렌 글리콜, 에탄올, 메탄올)등에 따라 약간 다르지만 보통 320 nm~1.2 μm 정도에 이른다.

8.3.4 반도체레이저

반도체레이저의 특징은 전류를 흘리는 것만으로도 레

이저 발진을 얻을 수 있고 직접 트랜지스터 회로와 결합시켜 발진이나 변조를 시킬 수 있다. 또한 소형으로 신뢰성이 높으며 양산성이 우수하다. 결점으로는 지향성에 결함이 있으면 출력이 작다는 것 등을 들 수 있다. 여기방법에는 전류여기 외에 광여기, 전자빔 여기 등이 있다. 시판되고 있는 반도체레이저에는 가시·근적외·적외선 영역이 있다.

8.3.5 기타의 레이저

기타의 레이저로는 비선형 광학(Non-Linear Optics)을 이용한 레이저로 그 특징은 파장이 변한다는 것과 위에서 언급한 레이저에서는 얻을 수 없는 파장을 선택할 수 있다는 것이다. 이들은 입력측의 주파수를 비선형 매체를 통해 다른 주파수로 변조하는 것으로서 크게 구별하면 광매개(optical parametric) 발진기, 유도라만(Stimulated Raman) 발진기, 광혼합(wave mixing) 장치 등이 있다.