

# 단원자 레이저를 이용한 양자광학 연구

안 경 원

한국과학기술원 물리학과 및 거시양자광레이저 연구단

## 1. 서 론

레이저 빛은 서로 다른 정보를 동시에 고속 처리할 수 있다는 장점이 있기 때문에, 오늘날 정보/통신 분야에서 차지하고 있는 비중이 점차 커져 가고 있다. 그런데, 이런 레이저도 통상의 인식과는 달리 그 성질이 지극히 고전적이다<sup>[1]</sup>. 레이저광의 발생 자체가 수많은 원자/분자들의 자발/유도방출에 의존하는 것으로, 많은 입자 수에서 오는 통계적인 상쇄현상과 자발/유도방출 자체의 한계로 인해, 단원자와 단광자의 상호작용이 갖는 온갖 양자광학적인 성질들이 모두 손실되고 만다. 따라서, 최근 새로운 형태의 광원, 즉 고전적 레이저광이 갖지 못하는 비고전적 특성을 소유하는 첨단 레이저의 개발이 큰 관심을 끌고 있다. 이러한 첨단 레이저는 양자역학의 원리에 기초하기 때문에, 현재의 레이저광으로는 구현 불가능한 새로운 방식을 통하여 많은 양의 정보를 초고속으로 처리할 수 있을 것으로 기대된다.

레이저광은 물질과 빛의 상호작용을 통해 발생하는 것이므로, 비고전적 특성의 레이저를 개발하려면, 물질과 빛이 상호작용 할 때 기본단위가 되는 원자 하나와 광자 하나의 작용부터 자세히 살펴볼 필요가 있다. 원자 하나가 빛의 단일 모드와 어떻게 상호작용 하는지를 근본적으로 연구하는데 유용한 실험 도구로서 단원자 레이저를 들 수 있다. 단원자 레이저란, 말 그대로 원자 하나가 광자와 상호작용을 하면서 레이저 발진을 일으키는 장치를 가리킨다. 이렇게 해서 만들어지는 레이저광은 다른 고전적인 레이저광이 갖지 못하는 양자광학적인 특성들을 갖게 된다.

본 소개에서는 단원자 레이저의 원리를 살펴보고, 단원자와 광자의 상호작용이 갖는 양자광학적 특성을 단원자 레이저를 이용하여 어떻게 연구하는지를 설명하고자 한다. 또, 단원자 레이저에서 얻어진 이해와 기술을, 준거시(mesoscopic) 레이저 시스템에 적용, 다수의 원자를 갖고도 양자광학적 특성을 보존하는 방법에 대해 논의한다. 이러한 연구는 궁극적으로는 거시적(macroscopic) 양자 입자를 사용하여, 유용한 세기의 양자광을 발생하는 첨단 레이저를 개발 등에 응용될 수 있을 것이다.

## 2. 세계적 연구 동향

단원자 레이저는 1994년 미국 MIT의 G. R. Harrison Spectroscopy Laboratory에서 첫 발진이 이루어졌다<sup>[2]</sup>. 이 첫 단원자 레이저는 필자가 Dr. M. S. Feld와 공동으로 MIT에서 개발한 것이다. 현재 MIT 그룹은 제1세대 단원자 레이저의 광통계와 분광특성의 연구에 집중하고 있으며<sup>[3]</sup>, 본 연구단과 긴밀히 연구 내용을 교류하고 있다.

MIT의 단원자 레이저는 원래 독일 Max Planck연구소의 Dr. H. Walther 그룹이 1985년에 개발했던 마이크로 메이저(micromaser)<sup>[4]</sup>에서 힌트를 얻은 것이다. Walther 그룹은 마이크로 메이저를 이용하여 비고전적인 원자통계 및 광통계<sup>[5]</sup>, 빛의 양자적 성질 때문에 생기는 양자붕괴 및 부활(quantum collapse & revival)<sup>[6]</sup>, 마이크로 메이저에서 원자 상태의 점프<sup>[7]</sup> 등을 연구하며 이 분야를 한동안 선도해 왔었다. 최근, 마이크로 메이저 연구의 기술적 한계 때문에 실험에서는 부진한 면도 있으나, 이론적인 면에서 꾸준히 세계적인 학자들과의 교류를 통해 활발히 활동하고 있다. MIT 단원자 레이저의 성공에 영향을 받아 Walther 그룹도 1995년부터 칼슘 이온과 RF 트랩을 이용한 단이온 레이저의 개발에 착수하였으며, 최근 트랩 및 광펌핑 부분에 상당한 진전을 이룬 것으로 보인다<sup>[8]</sup>.

Feld나 Walther 그룹처럼 공진기와 원자가 어떻게 상호 작용하는지를 연구하는 분야를 캐비티 QED(cavity quantum electrodynamics)라고 한다. 프랑스 Ecole Normale Supérieure의 Dr. S. Haroche 그룹은 마이크로파 영역에서 주로 캐비티 QED를 연구해 왔다. Walther 그룹에 마이크로 메이저 개발은 뒤진바 있으나, 그의 변형인 2-광자 마이크로 메이저를 개발하였고<sup>[9]</sup>, 그 후 마이크로파 공진기와 상호작용 하는 리드버그(Rydberg) 원자의 상태를 공진기 밖에서 측정함으로써 공진기 안의 광자수의 분포를 알아내는 방법을 연구하였다<sup>[10]</sup>. 최근에는 공진기와 원자의 양자역학적 얽힘현상(entanglement)을 이용하여 거시광 상태의 결맞음 포갠상태(coherent superposition), 일명 Schrödinger's Cat을 연구하였다<sup>[11,12]</sup>. Haroche 그룹 역시 최근 단원자 레이저에 관심을 갖기 시작하였는데, 공진기

를 사용하는 대신 마이크로스피어를 사용한다는데 특징이 있다. 여기서 마이크로스피어란 지름이 50 마이크로미터 정도인 수정 공을 말하는 것으로, whispering gallery 모드에 대해 10억 정도의 높은 Q값(공진 주파수를 공진기 선폭으로 나눈 값)을 쉽게 얻을 수 있다는 장점이 있다. Haroche 그룹은 최근 Nd:YAG 결정 조각을 마이크로스피어의 whispering gallery 모드에 위치시키고 레이저 발진을 성공시킨바 있으며<sup>[13]</sup>, 앞으로의 목표는 수억의 원자로 이루어진 고체 결정을 단원자 또는 단분자 수준으로 낮추는 것으로 알려져 있다.

미국 Caltech의 Dr. H. J. Kimble 그룹은 단원자 레이저의 핵심 부품인 초공진기 개발을 선도한 것으로 평가받고 있다. 이들은 1980년대 중반부터 초공진기의 중요성을 인식하고, 미국 Colorado에 있는 PMS사(현재 Research Electro-Optics 사로 개칭)와 손잡고 초공진기의 휘네스(finesse) 값을 현재의 백만 수준으로 끌어 올리는데 크게 기여하였다. 현재 휘네스의 최고 공인 값은 Kimble 그룹이 1992년에 세운 2백만이다<sup>[14]</sup>. 그해 Kimble 그룹은 초공진기를 이용하여 단원자 레이저의 기본 원리인 진공 Rabi 진동(vacuum Rabi oscillation) 현상을 단원자 수준에서 실험적으로 보임으로써<sup>[15]</sup>, 이를 이용한 단원자 레이저의 발진은 시간문제라 보였으나, 예상을 뒤엎고 그 이듬해에 MIT 그룹이 이들이 개발한 초공진기를 이용하여 먼저 단원자 레이저를 성공시킨바 있다. Kimble 그룹은 최근 원자 포획을 이용한 단원자 레이저를 목표로, 세습 단원자 트랩 및 원자와 공진기 모드의 작용에 의한 원자의 속도 변화 등에 큰 진전을 보였다<sup>[16,17]</sup>. 또 원자-공진기 상호작용을 이용하여 양자전산(quantum computing)의 기본단위가 되는 큐비트(qubit=quantum bit)의 실험적 실현 및 de-coherence 현상의 이해 등에 노력을 기울이고 있다<sup>[18]</sup>.

캐비티 QED 및 단원자 레이저 분야를 말할 때 빼 수 없는 그룹이 U. Oregon의 Dr. T. Mossberg 그룹이다. Mossberg 그룹은 한때 MIT처럼 공심 및 공축점 공진기를 사용하여 캐비티 QED를 연구하였다. 이들의 대표 업적은, 기본적으로는 양자역학적인 진공 Rabi 진동 현상을 고전적인 물질의 분산 현상으로도 설명할 수 있다는 점을 보인데 있다<sup>[19]</sup>. 최근 이들은 강한 레이저 빔으로 이준위 원자를 흥분시켜 Mollow triplet을 유도하면, 두 개의 sideband중 하나가 레이저 발진에 필요한 이득을 갖는다는 것을 발견하였다<sup>[20]</sup>. 만약 공진기의 손실이 단원자의 Mollow sideband가 갖는 이득보다 작다면 단원자만으로도 레이저 발진을 일으킬 수 있을 것으로 기대된다.

단원자 레이저와 직접적인 관련은 없으나, 양자광 연구를 다른 각도에서 접근하고 있는 그룹으로는 Stanford U.의 Y. Yamamoto와 U. Rome의 F. De Martini를 들 수 있다.

Yamamoto 그룹은 상용 반도체 레이저에서 정상 전류(constant current)를 이용한 정상 펌핑(regular pumping)을 통하여 레이저 파의 sine 또는 cosine 위상 파의 불확실 정도를 줄이는 quadrature squeezing 및 인텐시티(intensity) 잡음을 줄이는 amplitude squeezing에 좋은 성과를 보였으나<sup>[21,22,23]</sup>, 최근 행한 실험에서는 과거보다 못한 결과가 나오는 등, 거시 복합 시스템에서 squeezing의 정확한 원인을 규명하는데 어려움을 겪고 있다<sup>[24]</sup>. 최근 전자 사이의 Coulomb blockade를 이용한 단광자 소자의 실현 등은 주목할 만 하다<sup>[25]</sup>. De Martini 그룹은 dye 용액을 매우 얇은 두 평면경 사이로 흐르게 하며, 독특한 캐비티 QED 실험을 해 왔는데<sup>[26]</sup> 최근 단광자 상태를 실험적으로 발생시키는 등 양자광 발생 분야에 관심을 갖고 있다<sup>[27]</sup>. 또, MIT의 M. Bawendi 등은 양자광 레이저의 매질로 고려되고 있는 양자점 나노크리스탈에 관한 연구를 활발히 수행하여 왔다<sup>[28,29]</sup>. 최근, 단일 양자점 나노크리스탈에서 나오는 형광 측정을 수행하였으며<sup>[30]</sup>, 양자점 용액을 매질로 하는 레이저 발진에 관심을 갖고 있다.

다음 장부터는 현재 거시 양자광 레이저 연구단에서 수행 중인 주요 연구들을 구체적으로 소개하고자 한다. 3장에서는 지금까지의 연구 결과를 살펴보고 앞으로의 연구 방향에 대한 논리적인 근거를 제시하고자 한다. 4-6장에서는 이러한 논리를 바탕으로 어떤 연구들이 진행 중인지 설명하고, 특히 준거시, 거시 영역에서의 양자광 발생 연구에 대해 소개하고자 한다.

### 3. 차세대 단원자 레이저 연구

#### 3.1 단원자 마이크로 레이저의 기본 원리

단원자 레이저는 말 그대로 원자 하나를 이득 매질로 하여 레이저 발진을 일으키는 최첨단 극한 레이저를 말한다. 단원자 레이저의 기본 원리는 양자화된 Rabi 진동 현상(quantized Rabi oscillation)으로, 원자 하나가 빛의 단일 모드와 강하게 결합하여, 에너지를 광자의 형태로 서로 주고받는 양자역학적 현상을 말한다. 이러한 Rabi 진동과 단원자 레이저와의 연관성은, 구체적으로 원자 하나가 단일모드 공진기 안에 있는 경우를 생각하면 쉽게 이해할 수 있다. 그림 1에서처럼 이준위의 원자가 흥분상태로 광자가 하나도 들어 있지 않은 공진기 안으로 시간  $t=0$  일 때 진입한다고 가정하자(논의를 간단하게 하기 위해 원자와 공진기의 damping rate는 일단 무시한다). 그러면, 원자와 공진기의 강한 상호작용으로 인해, 원자는 바닥상태로 천이 하면서 광자 하나를 공진기에게 전달하게 된다. 그런데 흥미로운 것은 시간이 지나면 이렇게 전달된 광자가 다시 원자

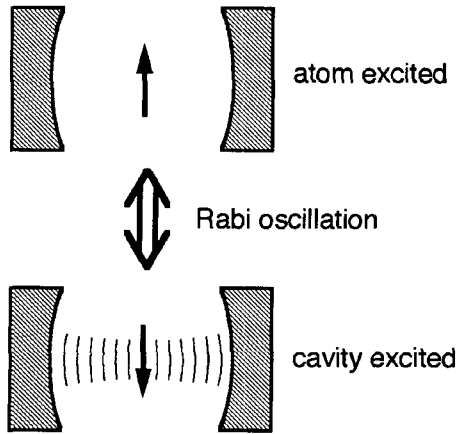


그림 1. 진공 Rabi 진동.

로 흡수되어 원자를 흥분시킬 뿐만 아니라, 시간이 더 경과하면 계속 방출과 흡수의 주기를 반복한다는 사실이다. 이를 양자역학의 언어로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$|\Psi(t)\rangle = \cos gt |\uparrow, 0\rangle + \sin gt |\downarrow, 1\rangle \quad (1)$$

여기서  $|\uparrow, 0\rangle$ 는 원자가 위 에너지 준위에 있고 공진기 안에 광자가 0개 있는 상태를 표시하며,  $|\downarrow, 1\rangle$ 는 역으로 원자는 아래 에너지 준위에 있고 광자 1개가 공진기 안에 있는 상태를 나타낸다. 원자와 공진기의 결합상수는  $g$ 로 표시하는데, 구체적으로 다음과 같이 원자의 유도 쌍극자 모멘트  $\mu$ 에 비례하고 공진기 모드의 부피  $V$ 의 제곱근에 반비례한다.  $\omega$ 는 공진 주파수이다.

$$g = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{V}} \quad (2)$$

여기서 주목할 것은, 공진기 안에 광자가 하나도 없는 경우, 즉 구동 전자파가 존재하지 않는 경우에도 Rabi 진동이 발생한다는 점이다. 이러한 양자역학적 Rabi 진동을 진공 Rabi 진동이라 부른다.

만약 처음부터 공진기 안에 광자가  $n$ 개 들어 있었다면, 식 (1)은 다음과 같이 바뀐다.

$$|\Psi(t)\rangle = \cos(\sqrt{n+1}gt) |\uparrow, n\rangle + \sin(\sqrt{n+1}gt) |\downarrow, n+1\rangle \quad (3)$$

원자 흥분의 반복주기는  $\sqrt{n+1}g$ 의 역수 값에 비례하여, 공진기 안의 광자수가 커지면 그만큼 빨라진다. 그런데, 만약 이렇게 결정되는 주기의 반만큼 동안만 원자가 공진기 안에 머물도록 한다면, 원자는 항상 공진기에게 광자 하나를 전달한 후 밖으로 나올 것이다. 따라서, 많은 수의 원자들이 이런 식으로

하나씩 공진기를 통과하도록 한다면, 광자의 수는 계속 증가하여 결국 레이저 발진에 이르게 됨을 예측할 수 있다. 여기서 중요한 것은, 공진기 안에 있는 광자의 수가 정확하게 결정되기 때문에, 광자수의 불확실성이 완전히 사라져 버린다는 점이다. 이렇게 광자수의 불확실성이 없는 진자기장 상태를 숫자상태(number state) 또는 Fock 상태라 하는데, 비고전광, 즉 양자광의 극단적인(singular) 예가 된다.

숫자상태의 양자 광에 있어서는 광자의 수로서 정보를 기록할 수 있게 되는데, 궁극적인 잡음 대 신호의 비(N/S)가 인텐시티에 관계없이 항상 0, 즉 무잡음이므로, 굳이 정보를 운반하는 레이저광이 강할 필요가 없다. 참고로 일반 레이저의 N/S는 인텐시티의 제곱근에 반비례하므로 인텐시티가 클 수록 정보 전달이 정확해 진다. 그러나 숫자 상태 양자광을 이용하면, 광자 하나로도 정보를 정확하게 전달할 수 있다. 그 한 예로서 최근 parametric oscillation 현상으로 만들어진 광자쌍을 갖고 양자상태를 한 장소에서 다른 장소로 전송한 양자전송(quantum teleportation) 실험을 들 수 있다<sup>[31,32]</sup>. 비록 신호를 전달하는 광자의 수가 각 채널의 경우 하나임에도 불구하고, 광자쌍의 얽힘(entanglement) 원리를 이용하여 양자역학적 정보를 정확히 전달할 수 있는 것이다. 임의의 숫자상태, 또는 이를 포함한 넓은 의미의 비고전적인 거시 양자광을 발생하는 레이저는 아직까지 존재하지 않으나, 단원자 레이저가 이러한 연구의 좋은 출발점이 된다는 것을 강조하고자 한다.

### 3.2 제1세대 단원자 레이저 실험의 성공과 문제점

앞서 소개하였듯이 제1세대 단원자 레이저는 1994년에 세계 최초로 그 발진에 성공하였다. 단원자 레이저의 구조는 그림 2와 같으며, 실험에 사용된 공진기의 모습이 그림 3에 나와 있다. 1985년 Walther 그룹이 마이크로파 영역에서 연구하였던 마이크로 메이저와 작동 원리가 흡사하다 하여, 이러한 형태의 단원자 레이저를 마이크로 레이저 또는 단원자 마이크로 레이저라 부른다. 제1세대 단원자 레이저 실험에서는, 공진기 속의 원자의 평균수가 0.1 정도 일 경우에도 레이저 신호가 관측이 되었으며, 원자수를 1 정도로 증가시키면 신호의 세기는 비선형적으로 급격히 증가하였다(그림 4). 이때의 출력은 pW 수준으로 일반 레이저, 예를 들어 Nd:YAG 레이저의 1 W 수준에 비교할 때 극히 미비한 것이다. 그러나 Nd:YAG 레이저가  $10^{19}$ 개의  $\text{Nd}^{3+}$  이온 원자를 사용함에 비해, 단원자 레이저는 원자 하나로 발진이 이루어 진다는 사실을 상기하면, 단원자 레이저의 효율이 일반 레이저의 대표 격인 Nd:YAG 레이저 보다 천만배 더 높다는 점을 알 수 있다. 참고로 원자수 평균값이

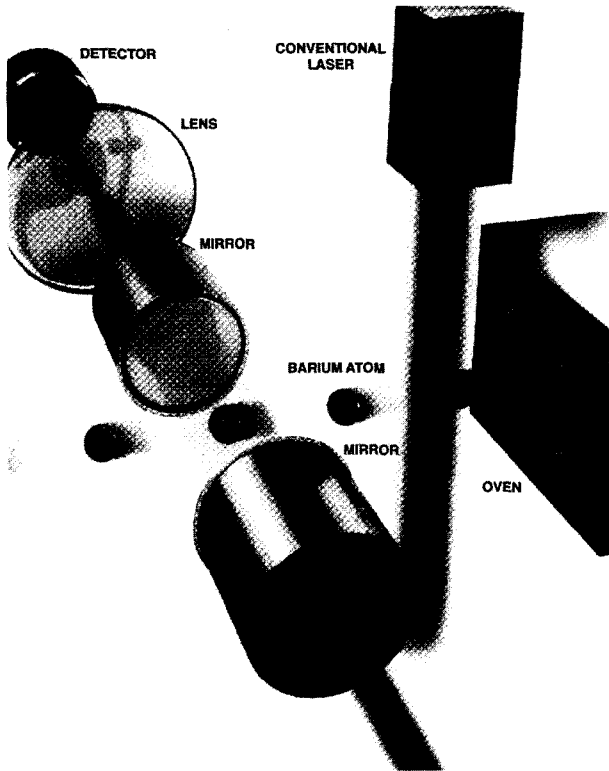


그림 2. 단원자 마이크로 레이저의 구조.

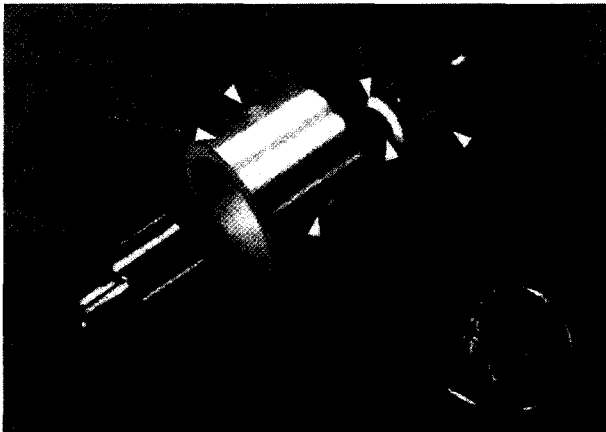


그림 3. 제1세대 단원자 레이저에 사용된 초공진기의 구조.

0.1과 1.0일 때의 공진기 속 평균 광자수는 각각 0.1, 3 정도로, 원자 및 광자수 둘 다 양자역학 수준에서 머물고 있다.

그러나 제1세대 단원자 레이저는, 레이저 발전의 성공에 초점이 맞추어져 있었기 때문에, 진정한 의미의 양자역학적 효과를 연구하기에는 많은 문제점들을 안고 있다. 우선, 제1세대 단원자 레이저에서는 원자가 공진기 안에 머무는 시간을 광자의 수에 맞추어 정확하게 조절하지 않고, 편이상 원자 빔의 속도에 의해 한 값으로 결정되도록 하였다. 따라서 발생된 레이저광도 숫자상태와는 거리가 멀었다. 또 다른 문제점은 사용된 공진기의 정상파(standing wave) 모드 때문에, 공진기를 가로

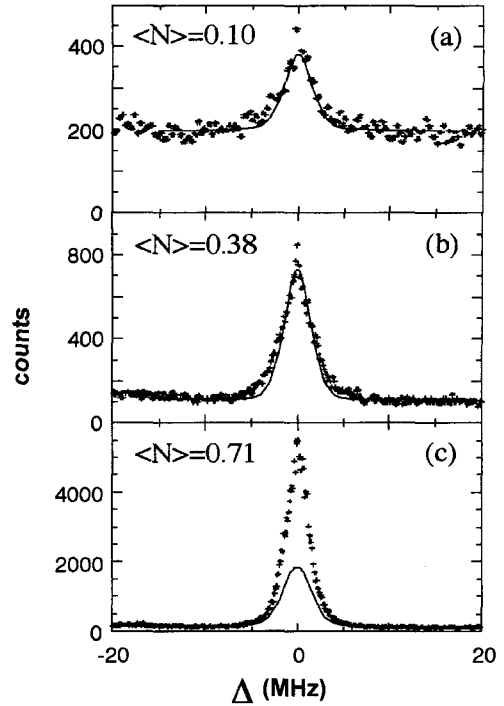


그림 4. 제1세대 단원자 레이저에서 원자-공진기 주파수의 변화에 따른, 공진기 안 원자수와 광자수의 변화. <N> 값은 공진기 안 원자수의 평균을 나타낸다.

지르는 원자들의 위치에 따라  $g$  값이 서로 다르게 결정되어, 원자들이 동일한 Rabi 진동을 하지 못한다는 점이다. 게다가 원자의 속도도 하나로 정해지지 않고 속도분포를 갖기 때문에 원자가 공진기 안에 머무는 시간 또한 일정하지 않았다. 이러한 이유들이 복합적으로 작용하여 제1세대 단원자 레이저는 기대와는 달리 고전광을 발생하였다<sup>[33,34]</sup>. 그러나, 제1세대 단원자 레이저 연구를 통해 중요한 것을 배울 수 있었는데, 그것은 바로 양자광 단원자 레이저로 가는데 극복할 과제들이 무엇인가 하는 점이다<sup>[35]</sup>. 마이크로 메이저 이론<sup>[36]</sup>을 단원자 레이저에 적용하면, 비록 원자의 공진기 통과 시간이 일정하다 하더라도  $g$  값이 모든 원자에 대해 일정한 경우 단원자 레이저는 양자광을 발생할 수 있을 뿐 아니라, 매우 높은  $Q$  값을 갖는 공진기 안에서는 숫자상태 양자광도 발생할 수 있다는 사실을 알게 된다. 그러면 어떻게 공진기의 정상파 구조를 없앨 수 있을 것인가가 관건이 되는데, 그 해답은 1996년 MIT그룹이 행한 다음 실험에서 찾아볼 수 있다<sup>[3]</sup>.

### 3.3 진행파 단원자 마이크로 레이저 실험

그림 5a처럼  $v$ 라는 속도를 갖는 원자빔을 90도 각도에서  $\theta$  ( $\ll 1$ ) 만큼 기울게 하여 공진기를 통과하도록 하면, 공진기로 방출되는 광자의 주파수가 Doppler 효과에 의해서 변하게 된

다. 그림 5a에서 볼 때, 위쪽으로 방출되는 광자의 주파수는 원래 값  $\omega$ 로부터  $\omega v\theta/c$  만큼 증가하나, 아래쪽으로 방출되는 광자의 경우에는 그 반대로  $\omega v\theta/c$  만큼 감소하게 된다. 즉 공진기의 관점에서 보면 원자 스펙트럼이 두 개의 봉우리를 갖게 된다(그림 5b). 이때 공진기의 주파수를 둘 중 하나, 예를 들어 주파수가 큰 쪽 봉우리에 맞추면, 원자는 위쪽으로만 광자를 방출하고, 또 위쪽으로 진행하는 광파로부터만 광자를 흡수할 수 있게 된다. 즉, 공진기의 정상파를 형성하는 두 개의 진행파(traveling wave) 중 하나 하고만 상호 작용을 하게 된다. 정상파와는 달리, 진행파는 원자 위치에 상관없이 고른 결합상수를 제공하므로, 효과적인 측면에서 볼 때 공진기의 정상파 구조는 제거된 것이나 다름없다. 그런데, Doppler 효과에 의한 주파수 변화가 원자의 속도에 비례하기 때문에, 선평이 좁은 공진기를 사용할 경우, 특정 속도의 원자들만이 공진기와 같은 주파수의 광자를 방출할 수 있게 된다. 속도가 다른 원자들은 공진기와 주파수가 맞지 않기 때문에, 그냥 공진기를 통과하게 된다. 따라서, 즉 공진 조건을 만족하는 특정 속도의 원자들만이 단원자 레이저에 기여를 하게 되어, 결과적으로 동일한 공진기 통과 시간을 갖게 된다. 그림 6a는 여러  $\theta$  값에 대해 단원자 레이저의 출력을 원자-공진기 주파수 차이의 함수로 측정한 결과이다. 그림 4의 한 개의 봉우리와는 달리 그림 6a에선 두개의

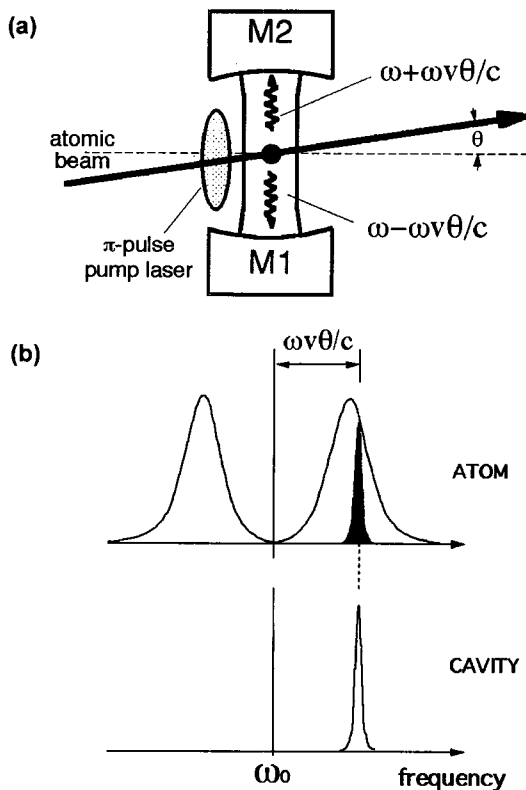


그림 5. 진행파 단원자 레이저의 원리.

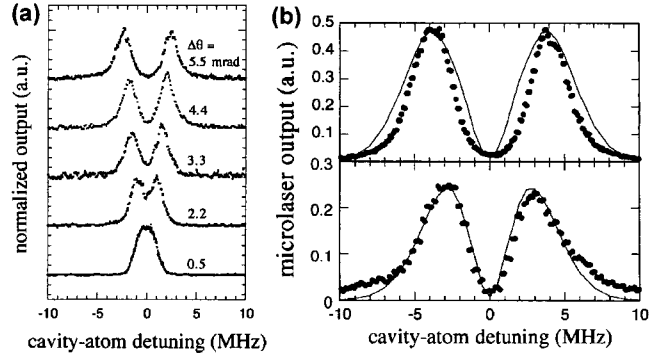


그림 6. (a) 진행파 단원자 레이저에서 원자-공진기 주파수의 변화에 따른, 공진기 안 원자수와 광자수(출력에 비례함)의 변화. (b) 펌프 레이저의 펄스 면적이  $0.7\pi$  일 때(위)와  $0.35\pi$  일 때(아래) 원자-공진기 주파수 변화에 따른 출력의 변화 실선은 원자 속도 분포 함수를 이용한 Fitting.

봉우리가 나타나는데, 이들 사이의 거리가  $\theta$ 에 비례함을 알 수 있다. 또 그림 6b에 나타난 것처럼, 각 봉우리의 모습은 원자 속도 분포 함수의 형태를 띠고 있음을 알 수 있다. 이는 주어진 원자-공진기 주파수 차에 대해 특정 속도의 원자들만이 레이저 발진에 참여함을 나타내는 것이다. 따라서, 이 실험 결과로부터 위 아이디어가 맞음을 알 수 있다.

### 3.4 광자수 안정화 - 다원자 광자수 포획 상태

단원자 마이크로 레이저에서 원자의 속도를 임의의 값에 고정하고, 광자수를 대신 변화시키다 보면 광자수가 특정 값으로 결정될 수 있다. 이 경우 공진기 안의 원자의 수가 반드시 하나일 필요는 없다. 단원자 마이크로 레이저에서 원자수가 하나 이상인 경우를 다원자 마이크로 레이저 또는 간단히 다원자 레이저라 부른다. 다원자 레이저의 경우에도, 위에서 설명한 특정 조건 아래에서는 각각의 원자들이 다른 원자들을 무시하고 공진기와 개별적으로 결합하기 때문에, 근본적으로 원자-공진기의 상호작용은 "단원자" 수준에서 이루어진다는 사실이 최근 quantum trajectory simulation(QTS)을 통해 알려진바 있다<sup>[35]</sup>.

다원자 레이저에서 광자수는 공진기 안의 원자수에 따라 결정이 되는데, 원자수가 크다고 해서 광자수가 마냥 증가하는 것은 아니다. 일정한 속도로 공진기를 가로지르는 각각의 원자들이 정확히 광자 방출-흡수의 주기를 1번 반복할 수 있도록 광자수가 일단 증가하면, 그 이후에는 모든 원자들이 개별적으로 정확히 그러한 주기를 1번씩 반복하기 때문에 광자 수는 더 이상 변할 수 없게 된다. 이 경우, 실험적으로는 다원자 레이저의 출력이 원자 빔의 밀도에 관련 없이 어떤 특정 값으로 결정되는 것으로 관측될 것이다. 이러한 광자수의 고정 현상을 광자수 안정화라고 부르는데, 단원자 영역에서 발생하는 광자수

포획 상태와는 다른 것이다. 여기서 강조하고 싶은 것은, 광자 수 포획 상태는 매우 좁은 영역에서 일어나는 매우 불안정한 상태인 반면(아직까지 실험적으로 관측되지 못했다), 다원자 수준에서 발생하는 광자 수 포획 상태는 광범위한 영역에서 일어나며 매우 안정된 상태라는 점이다. 그러나, 둘 다 비고전적인 양자광을 발생한다는 점에서는 같다.

광자 수 안정화는 광자 방출 확률 함수를 사용하면 쉽게 이해할 수 있다. 여기서 광자 방출 확률 함수  $P_{em}$ 은 각각의 원자들이 공진기를 가로지르는 동안 광자를 공진기로 방출할 확률을 말한다. 단원자의 경우 이 확률은 식(3)으로부터 얻어진다. 원자가 광자를 하나 방출한 경우, 시스템의 상태는 식(3)의 표현 방식에 따르면  $|\downarrow, n+1\rangle$ 로 표시되므로, 광자 방출 확률 함수는  $|\langle \downarrow, n+1 | \Psi(t) \rangle|^2$ 가 된다. 따라서,  $P_{em}$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$P_{em}(n) = \sin^2(\sqrt{n+1} g \tau) \quad (4)$$

여기서 주목할 것은  $P_{em}$ 이 광자 수만의 함수로서 평균 원자 수 값에 직접 의존하지 않는다는 점이다. 물론 원자 수를 바꾸면 광자 수가 변화하므로  $P_{em}$ 에 간접적으로 영향을 줄 수 있다. 그림 7a에서 볼 수 있듯이,  $g\tau$  값이 실험 조건으로 결정이 되면  $P_{em}$ 은 광자 수에 따라 비연속적인 값을 갖게 된다. 앞서 언급한 진행파를 이용한 단원자 레이저 실험에서  $g\tau$  값은 0.5 정도였는데, 이 경우를 예로 하면,  $n=0, 1, 2, \dots$ 일 때  $P_{em}$  값은 0.23, 0.42, 0.58, ...으로 증가함을 알 수 있다. 그러나 이러한 증가는  $n=10$  일 때 최고치( $\approx 0.99$ )를 이루고 10 보다 큰  $n$  값에 대해서  $P_{em}$ 은 오히려 감소하게 된다. 그리하여  $n=38$  근방에서 최저치( $\approx 0.0004$ )를 보이게 된다. 이 때의  $n$  값, 즉 다음 조건을 만족하는  $n$  값을  $n_{st}$ 라 하자.

$$\sqrt{n_{st} + 1} g \tau \approx \pi \quad (5)$$

일단  $n$  값이  $n_{st}$  근방에 접근을 하면  $P_{em}$  값이 0 근방이 되어, 그 이후로 공진기를 가로지르는 흥분된 원자들은 광자를 전혀 방출할 수 없게 된다. 따라서 광자 수는  $n_{st}$  근방에서 고정되는 것이다.

앞에서 살펴본 진행파 단원자 레이저 실험( $g\tau \approx 0.5$ )에서는 공진기 속의 평균 원자 수가 1 보다 작을 때, 공진기 속의 평균 광자 수는 공진기의 손실 때문에  $n_{st}$  보다 훨씬 작았다. 따라서, 광자 수의 안정화는 일어날 수 없었다. 광자 수의 안정화를 이루려면 공진기의 손실을 줄이거나 원자 수를 증가시켜 광자 수를  $n_{st}$  근방으로 끌어 올려야 한다. 실험에서 공진기의 손실은 고정되어 있으므로, 원자 수의 증가만이 광자 수를 증가시킬 수 있는 방법이다. 그런데, 이 과정에서 광자 수가 에 접근하면 접근할수록  $P_{em}$  값이 0을 향해 감소하므로, 원자 수 증가에 대한 광

자 수의 증가는 점점 둔화되어 그림 7b와 같은 매우 완만한 상 관 곡선을 그리게 된다. 즉 원자 수의 변동에 대해 광자 수는 매우 둔감하게 되는데, 이는 마치 전자학에서 말하는 negative feedback 현상과 유사하여, 매우 튼튼하게 광자 수를  $n_{st}$  근방에 붙들어 매게 되는 것이다. 이러한 광자 수의 안정화를 양자통계의 관점에서 분석하여 보면, 광자 수 분포 함수의 폭이 고전광의 것보다 훨씬 좁아짐을 알 수 있다. 고전광의 광자 수 분포 함수가 Poissonian 분포를 하는 것에 견주어 이러한 양자광 분포를 sub-Poissonian 분포라고 하는데, 이러한 분포는 양자광의 필요 충분조건이 된다.

진행파 다원자 마이크로 레이저에서  $P_{em}$ 은 광자 수만의 함수인데, 그 원인은 공진기 속 원자들이 서로를 무시하고 개별적으로 광자와 작용하기 때문이다. 원자들이 개별적으로 행동하려면 다음 세 조건이 만족되어야 한다: ① 공진기 안의 원자 밀도가 낮아서 원자간의 거리가 공진기파장(약 0.8 micrometer) 보다 무척 크고, ② 각각의 원자들이 공진기 안으로 들어오는 시간이 무질서 하며, ③  $g\tau$  값이  $\pi$  보다 무척 작아야 한다. 본 연구에서 이 세 가지 조건이 모두 만족된다. 원자 간격이 공진기 파장과 같거나 작으면 원자들은 집단적으로 행동하는 superradiance 효과를 보인다<sup>[37]</sup>. 또, 원자들이 일정한 간격으로 공진기로 주입이 되면 단원자/다원자 레이저는 지금까지 살펴본 것과는 아주 다른 특성을 보임은 물론이고<sup>[38]</sup>, 광자 수 안정화도 일

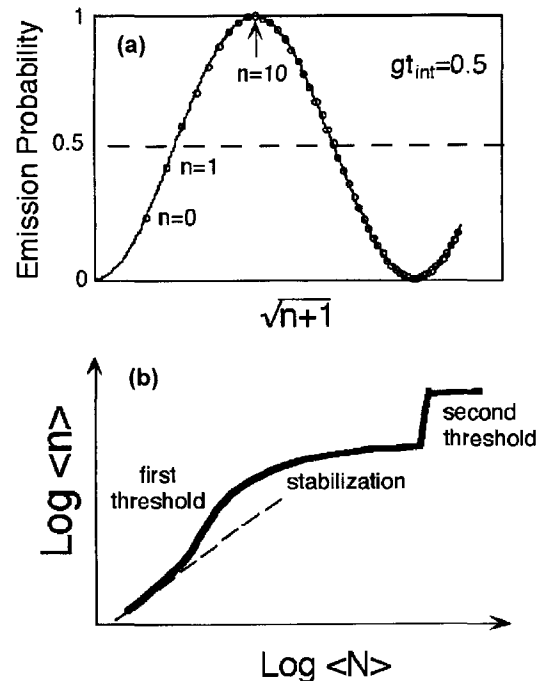


그림 7. (a) 마이크로 레이저에서 원자의 광자방출 함수. (b) 다원자 마이크로 레이저에서 원자 수 증가에 대한 광자 수 안정화와 점프.

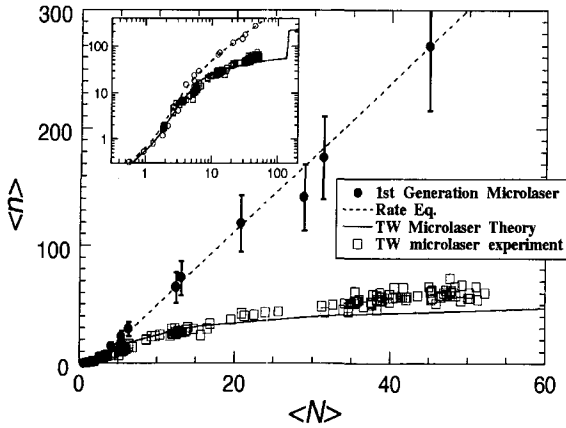


그림 8. 다원자 영역에서의 광자수 안정화 실험 결과. 삽입된 그래프는 같은 실험 결과를 Log-Log로 표시한 것.

어나지 않는다.

지금까지의 다원자 레이저에 대한 가설들은 QTS를 통해 어느 정도 검증되었으나, 진정한 검증은 실험을 통해서만 이루어질 수 있음에는 재론의 여지가 없다. 이러한 실험적 검증이 최근 시도되었다. 그림 8은 최근 MIT에서 필자가 행했던 진행과 다원자 레이저 실험의 결과인데, 광자수 안정화를 보여줄 뿐만 아니라, 실험에서 얻은 안정화 곡선이 다원자 레이저 이론의 예상 곡선과도 상당히 일치하고 있음을 알 수 있다.

앞으로의 과제는 제2세대 다원자 레이저를 다원자 영역에서 작동시키면서 광자수 안정화를 좀더 광범위한 영역에서 연구하는 것이다. 이는 다음에서 논할 다단계 레이저 문턱과 다단계 광자수 안정화 연구와 깊게 연관되어 있다. 여기서 강조하고 싶은 것은 출력광의 양자 광통계 연구이다. 앞서 살펴 보았듯이, 광자수 안정화가 일어날 때 광자수 분포 함수의 압축, 즉 sub-Poissonian 분포가 수반된다. 그런데 여기서 말하는 광자수 분포 함수는 공진기 안의 광자에 대한 분포 함수로서, 일반적으로는 출력광, 즉 공진기 밖으로 방출되는 광자들의 분포 함수와 반드시 일치하는 것은 아니다. 여기서 출력광의 광자수 분포 함수는 일정 시간 동안 디텍터에 들어오는 광자수의 분포 함수로 정의된다. 5장에서 논의할, 정상상태로 작동하는 다원자 레이저의 경우, 공진기 안의 양자광의 성질이 공진기 밖으로 방출되는 출력광에 그대로 유지될 수 있다. 그런데, 다원자 레이저의 경우 광자수 안정화가 일어나는 영역에서 거의 정상상태로 작동하기 때문에, 출력광 역시 공진기 안 양자광의 성질을 유지하며 sub-Poissonian 분포를 보일 것이라 예측된다.

### 3.5 다단계 레이저 문턱 및 광자수 다단계 안정화

다원자 레이저에서, 광자수 안정화가 이루어진 상태에서 원

자수를 계속 증가시키면 어떤 일이 일어날지 생각해 보자. 이 경우, 광자수가  $n_{sr}$  근방에 붙잡혀 있다 하더라도, 시스템의 광자수 증폭 잠재력은 계속 높아진다. 앞서 말한 negative feedback 효과 때문에 광자수의 증가가 억제되고 있을 뿐이다. 다시 말해서, 그림 7a에서  $P_{em}$ 의 기울기가  $n$  값이 10에서 38 사이에서 음수이기 때문에 광자수 억제가 가능한 것이다. 그런데 이런 상태에서 양자역학적 fluctuation에 의해 광자수가 안정치  $n_{sr}$ 를 순간적으로 초과하게 되면, 그 이후에 공진기로 들어오는 원자들에 대해서  $dP_{em}/dn$  값이 양수로 바뀌면서, 급속도로 광자수가 증가하게 된다. 그리하여 다원자 레이저의 광자수는 그 다음 안정화 단계, 즉  $\sqrt{n+1}g\tau \approx 2\pi$ 를 만족시키는  $n$  값을 향해 점프를 하게 된다. 물론 광자수 안정화에 의해 광자수의 fluctuation이 그리 크지 않으므로 점프가 일어나려면 광자수가  $n_{sr}$  값에 아주 근접해 있어야 한다. 이렇게 도달한 새 안정화 단계에서는 공진기를 가로지르는 원자들이 각각 정확히 두 번 광자 방출-흡수의 주기를 반복한다. 그런데, 이러한 점프는 원자 수를 더욱 증가시키면, 같은 논리로 볼 때, 광자 방출-흡수 주기가 정수 배만큼 이루어 질 때마다 생겨야 함을 짐작할 수 있다.

그림 9는, 한 안정화 단계에서 다음 안정화 단계로의 천이가 마치 계단 모습으로 진행됨을 보여준다. 여기서 주목할 것은 그림 9의 곡선이 실험 조건에 무관하게 항상 성립하는 곡선이라는 점이다. 그림에서  $N$ 은 원자수이고 변수  $N_0$ 와  $x$ 는 다음과 같이 정의된다 ( $2\gamma$ 는 공진기 선평).

$$N_0 \equiv \frac{2\gamma c}{g^2 \tau^2}, \quad x^2 \equiv (g \tau)^2 n. \quad (6)$$

다시 말하면, 실험 조건에 관계없이 항상 동일한  $N/N_0$  값에

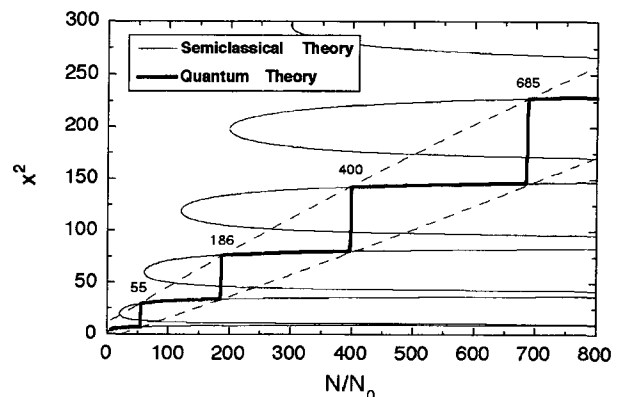


그림 9. 다단계 안정화 및 다단계 점프. 광자수 점프는 양자 이론(굵은 선)만이 설명할 수 있는 반면, 광자수 안정화에 관한 한 주고전 이론(가는 선)과 양자 이론은 같은 값을 준다. 두 점선은 점프가 일어나는 영역을 표시한다.

서 점프가 일어나고, 동일한  $x$  값으로 광자수 안정화가 일어난다. 점프가 일어나는 좌표는  $(N/N_0, x^2) = (55, 7.5), (186, 34), (398, 80), (686, 146)$  등이다. 여기서 흥미로운 것은 이러한 결과들이 마이크로 레이저 이론을 컴퓨터를 이용하여 수치적으로 분석하여 얻은 것이며, 점프가 일어나는  $N/N_0$  값의 analytic expression이 아직 유도되어 있지 않다는 점이다.

한 안정화 단계에서 다음 안정화 단계로의 점프는 양자역학적인 fluctuation 때문에 생기는 현상이기 때문에, 고전적으로는 전혀 설명할 수 없다. 그림 9에 나와 있는 준고전(semi-classical) 이론에 따르면, 광자수는 무한정 안정화를 유지할 뿐 점프가 일어나지 않는다. 그러나, 안정화된 평균 광자수 값에 관한 한, 준고전 이론은 정확한 값을 예측하고 있다.

양자역학적 점프 현상이, 수많은 원자와 이들을 담고 있는 공진기로 이루어진 거시적인 시스템에서 일어날 수 있다는 것은 참으로 놀라운 일이다. 이러한 점프를 실제 현상으로 입증하는 것은, 그 실용성을 떠나서, 과학적인 관점에서 볼 때 아주 중요한 의미가 있다. 참고로, 이러한 점프가 존재한다는 점은, 단원자 마이크로 메이저에서 원자 상태의 갑작스런 불확실성을 통해, 간접적으로 제시된바 있다<sup>17)</sup>. 그러나 광자수를 통해, 더욱이 다원자 영역으로 확장하여, 직접적으로 연구한 사례는 아직 없다. 이와 같은 다원자 레이저는 6장에서 논의할 거시 영역 양자광 레이저의 원형으로 간주될 수 있다.

#### 4. 단원자-공진기 시스템의 양자역학적 기본 특성

##### 4.1 원자의 모멘텀과 광자의 얽힘상태를 이용한 광자수 상태의 발생

단원자 마이크로 레이저에서 원자의 운동량과 광자 상태는 양자역학적인 얽힘상태(entanglement)에 있다<sup>19)</sup>. 공진기 밖에서 흥분된 원자가 공진기 안에 들어와서 광자를 하나 방출하면, 운동량 보존의 법칙에 따라 광자의 방출 방향의 반대 방향으로 원자는 반동 운동량(recoil momentum)을 얻게 된다. 따라서 공진기 축 방향의 원자 운동량을 측정하면, 그 원자가 광자를 공진기 안에서 방출하였는지, 방출하였으면 어느 방향으로 하였는지를 결정할 수가 있다. 예를 들어, 공진기에서 멀리 떨어진 곳에 스크린을 놓고, 원자들이 공진기를 통과한 후 어디에 부딪치는지를 조사한다고 가정하여 보자(그림 10). 만약 공진기 안에서 원자가 광자를 방출하지 않았다면, 그 원자는 원래의 운동량을 갖고 직선 운동을 할 것이므로, 스크린 상의 점 A 근방에 부딪칠 것이고, 반대로 광자를 방출한 경우에는, 반

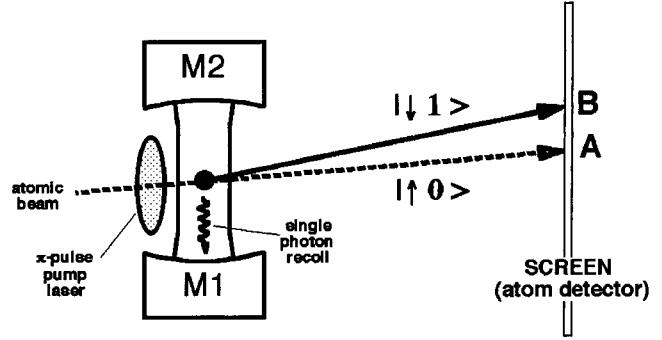


그림 10. 원자 모멘텀-광자상태 얽힘을 이용하여 공진기 안에 광자수 상태를 이룩할 수 있는 실험.

사 운동량을 흡수하여 운동 방향이 바뀌어 스크린 상의 점 B 근방에 부딪칠 것이다. 진행과 공진기를 사용하는 제2세대 마이크로 레이저에서는, 광자의 방출 방향을 상/하중 하나로 선택할 수 있기 때문에, 그림 10의 스크린에 나타나는 원자의 위치는 A 아니면 B의 둘밖에 없다.

양자역학의 관점에서 보면, 원자가 공진기 안에 들어 있을 때, 원자-공진기의 강한 상호작용에 의해, 원자의 운동량과 광자의 얽힘상태가 형성된다. 이러한 얽힘 상태는 원자가 공진기를 떠나 더 이상 광자와 상호작용을 하지 않아도 변함없이 그대로 유지된다는 것이 양자역학에서 주장하는 nonlocality의 개념이다. 원자의 운동량은 스크린 상의 원자 위치와 1:1 연관 관계에 있으므로, 스크린에 표시되는 원자의 위치 역시 공진기 광자 상태와 얽힘상태에 있다. 특히, 식(1)에서  $gt$  값이  $\pi/4$ 일 때, 원자-공진기 시스템을 기술하는 파동 함수는

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|A, 0\rangle + |B, 1\rangle] \quad (7)$$

가 되어, 원자 위치와 광자는 최대로 얽혀 있게(maximally entangled) 된다. 이 경우, 스크린 상에서 원자의 위치를 측정하면, 점 A(공진기 안에서 광자를 방출하지 않은 경우), 아니면 점 B(공진기 안에서 광자를 방출한 경우), 둘 중의 하나로 반드시 결정될 것이다. 이렇게 원자의 위치를 측정하면, 100% 확실성을 갖고 공진기 안의 광자수를 비파괴적으로 관측할 수 있다. 물론, 이렇게 관측되는 공진기 광자 상태는 엄연한 광자수 상태(구체적으로 무광자 또는 단광자 상태)이다. 실제 실험에서는, 공진기가 유한한 감쇠시간(배리움 단원자 레이저의 경우 약  $1 \mu s$ )을 갖기 때문에, 단광자 상태의 존재의 확실성도 시간이 지남에 따라 감소하게 되며, 이러한 광자수 상태를 transient number state라 한다.

위의 실험을 여러 개의 원자에 대해 연속적으로 시행을 하면 단광자 이상의 광자수 상태를 만들 수 있다. 예를 들어, 2개의



원자가 차례로 공진기를 통과하는 경우, 시스템의 파동 함수는 다음과 같이 표시된다(여기서  $\theta=g\tau$ ).

$$\begin{aligned}
 |\Psi_2\rangle &= |\text{atom1, atom2, photon}\rangle \\
 &= \cos^2\theta |\uparrow, \uparrow, 0\rangle + \sin\theta[\cos\theta |\uparrow, \downarrow, 1\rangle \\
 &\quad + \cos\sqrt{2}\theta |\downarrow, \uparrow, 1\rangle] + \sin\theta\sin\sqrt{2}\theta |\downarrow, \downarrow, 2\rangle \quad (8)
 \end{aligned}$$

따라서, 2광자 상태를 얻을 확률은  $\sin^2\theta \sin^2\sqrt{2}\theta$ 가 되며,  $g\tau = \pi/(\sqrt{2}+1)$ 일 때 첫 번째 극대값 92%를 갖는다. 같은 방식으로, 3광자 상태를 얻을 확률은  $\sin^2\theta \sin^2\sqrt{2}\theta \sin^2\sqrt{3}\theta$ 가 되며,  $g\tau=1.09$  일 때 첫 번째 극대값 71%를 갖는다. 이와 비슷한 방식으로 광자수 상태를 이룩하는 방안이 최근 이론적으로 제안된 바 있으나<sup>[40,41,42,43]</sup>, 아직 실험적으로 실현되지는 못했다.

#### 4.2 Jaynes-Cummings의 사다리 구조의 분광학적 연구

단원자-공진기 결합체의 총 에너지가  $n\hbar\omega$ 인 경우, 시스템의 파동 함수는 식(3)과 같이 두 개의 가능한 상태의 선형 배합으로 주어진다. 총 에너지가 0부터 무한대까지인 경우를 다 고려하면, 시스템의 에너지 준위는, E. T. Jaynes와 F. W. Cummings가 처음 지적하였듯이<sup>[44,45]</sup>, 그림 11a와 같은 사다리 구조를 갖게 된다. 이러한 에너지 준위 구조를 Jaynes-Cummings Ladder(JCL)라 부른다.

앞서 살펴보았던 진공 Rabi 진동은, JCL 구조에서, 원자-공진기 결합체가 바닥상태와 첫 번째 흥분상태 사이를 왕복하는 것에 해당된다. 강하게 결합한 원자-공진기 결합체에서 볼 수 있는 기준방식 갈라짐 현상도, 진공 Rabi 진동과 마찬가지로 처음 두 에너지 준위에서 일어나는 현상이다. 원자-공진기 시스템을 인텐시티가 매우 낮은 프로브 레이저로 흥분시키면, 공진기 안의 광자수의 평균치는 거의 0에 가깝기 때문에, 공진기 안의 광자수가 1 보다 큰 상황은 무시할 수 있다. 따라서, 프로브 레이저의 공진기 투과 함수는 두 개의 기준방식,  $\omega \pm g$ 를 보이게 된다.

기준방식 갈라짐 실험에서 프로브 레이저의 인텐시티를 증가하면, 공진기 안의 광자수가 1 보다 훨씬 커질 수 있으므로, JCL의 고준위 간의 천이를 유도할 수 있을 것이다. 그러나, 이러한 천이의 효과가 프로브 레이저의 공진기 투과 함수에 그대로 반영되지는 않는다. 실제로, 공진기 투과 함수에는 power broadening 외에 다른 구조를 보이지 않는다<sup>[46]</sup>. 그러나, 이 경우에도, 원자-공진기 결합체의 "스펙트럼"은 여전히 JCL 구조를 보일 수 있다. 원자-공진기 결합체의 스펙트럼은, JCL 구조의 한 에너지 준위에서 바로 아래 에너지 준위로의 천이를 통

해 설명할 수 있다. 이는 마치 원자, 또는 분자가, 한 에너지 준위에서 다른 에너지 준위로 천이 하면서 스펙트럼을 발생하는 것과 흡사하다. 예를 들어, 그림 11a의 에너지 준위  $|2+\rangle$ 에서  $|1+\rangle$ 로 천이 하는 경우 스펙트럼에는  $(2\omega_0 + \sqrt{2}g) - (\omega_0 + g) = \omega_0 + (\sqrt{2}-1)g$ 의 주파수 성분이 나타난다. 그러나, JCL의 모든 천이가 같은 세기로 일어나는 것은 아니다. 그림 11b에서 알 수 있듯이, 높은 에너지 준위 사이의 천이일수록 천이의 세기가 강해지며, 주파수 성분은 점점  $\omega_0$  근방으로 집중된다. 이러한 이유 때문에, 공진기 안의 광자수가 커지면 커질수록 원자-공진기 결합체의 스펙트럼은  $\omega_0$  주위에 집중되며, 궁극적으로는 파워 브로드닝 현상이 나타나게 된다. 그러나, 공진기 안의 광자수가 그리 높지 않으면, 약하게 흥분된 JCL 준위간의 천이에 의해 스펙트럼이 결정된다. 이러한 스펙트럼은, 빛이 광자를 최소 단위로 하여 양자화되어 있다는 실험적 증거가 된다. 그림 12는, 원자-공진기 결합체를 프로브 레이저로 흥분시킬 때 원자로부터 방출되는 스펙트럼을 컴퓨터로 계산한 것이

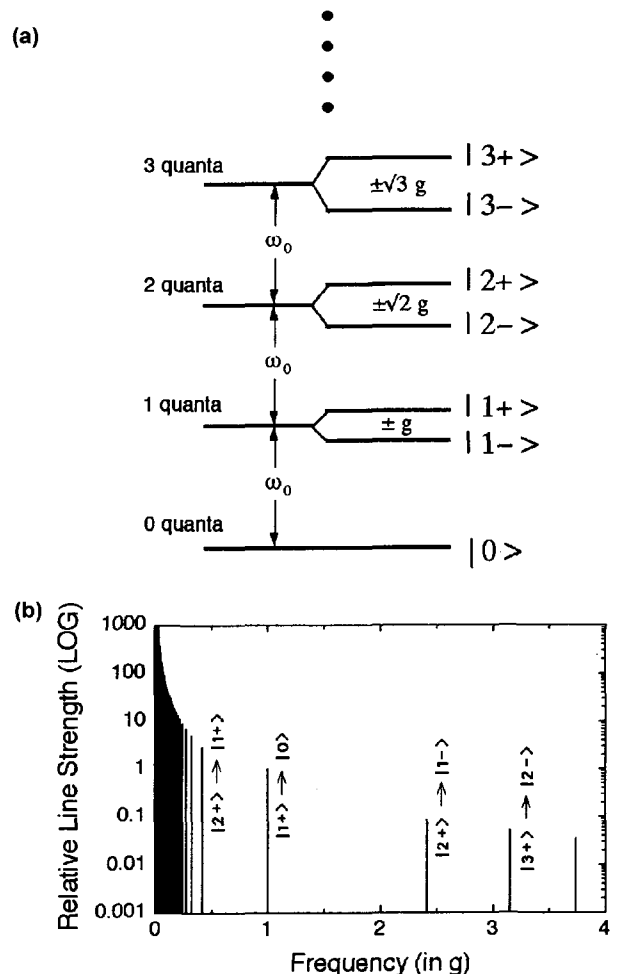


그림 11. JCL 구조(a)와 JCL 선 스펙트럼의 세기 비교(b).

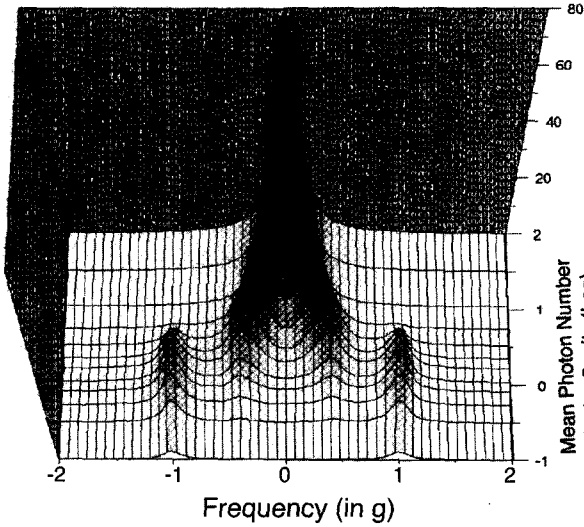


그림 12. 공진기 안 광자상태가 평균광자수 2를 갖는 coherent state일 때의 JCL 예상 스펙트럼.

다. 이러한 JCL 스펙트럼은 헤테로다인 분광법을 사용하여 직접 측정할 수 있다.

### 4.3 단원자 레이저의 스펙트럼 연구

스펙트럼은 광자 파동 함수의 위상이 시간에 따라 어떻게 변하느냐로 결정이 된다. 그런데 위상과 광자수는 서로 보상 관계에 있으므로, 단원자 레이저에서 스펙트럼의 측정은 광자수 분포 함수의 측정과 서로 보상 관계에 있다고 볼 수 있다. 스펙트럼은 시스템에 관한 정보를 광자수 분포 함수와는 다른 각도에서 제공한다.

단원자 레이저의 스펙트럼은 최근 이론적으로는 많이 연구되었다<sup>[47,48,49]</sup>. 그러나, 단원자 레이저가 작동하는 마이크로 웨이브 영역에서는 디텍터가 존재하지 않으므로 스펙트럼을 직접 측정할 수 없기 때문에 실험적으로 아직까지 아무런 진전이 없었다. 단원자 마이크로 레이저는 단원자 레이저와 원리가 같기 때문에, 단원자 레이저의 이론을 약간의 수정을 거친 후 단원자 마이크로 레이저에 적용할 수 있다. 이론에 따르면, 단원자 레이저의 스펙트럼은, 일반 레이저의 스펙트럼과는 달리, 진공 Rabi 진동에 의한 선폭의 넓어짐 현상이 나타난다. 이 현상은 광자수가 1보다 훨씬 큰 경우에 생기는 Schawlow-Townes의 선폭 좁아짐 현상과는 반대 방향으로 작용을 하게 되는데, 아직까지 실험적으로 입증되지 못한 양자역학적 현상으로, 본 연구에 있어서 앞으로의 과제라 하겠다.

## 5. 차세대 단원자 레이저의 다른 형태: 정상상태 단원자 레이저

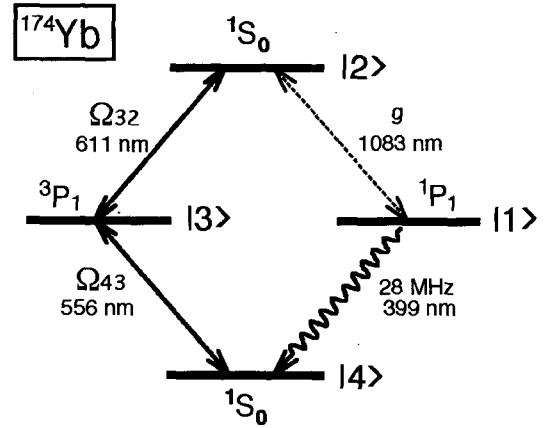


그림 13. 단원자 레이저에 사용될 수 있는 4준위 원자인 <sup>174</sup>Yb의 에너지 준위도.  $\Omega_{43}$ 과  $\Omega_{32}$ 는 레이저를 이용하는 광펌핑의 Rabi 주파수로, 천이 4→3, 3→2에 각각 해당한다. 천이 2→1은 공진기와 결합하여 레이저 발진을 일으킨다. 준위 1은 준위 4로 빨리 떨어져서, 다시 광펌핑 사이클이 시작할 수 있다.

### 5.1 정상상태 단원자 레이저에서의 레이저 이득

정상상태에서 단원자 레이저 발진에 필요한 이득을 성취할 수 방법으로, 그림 13과 같이 4준위 원자를 사용하는 것을 생각할 수 있다. 펌핑은 준위 4에서 3으로, 3에서 2로 동시에 하고, 레이저 발진은 준위 2와 1 사이에서 일어나며, 준위 1은 빠른 속도로 바닥상태인 준위 4로 내려온다. 최근, 3준위 원자를 이용하여 단원자 레이저 발진을 일으키는 아이디어도 제시된바 있다<sup>50)</sup>. 그러나, 실험의 난이도를 생각할 때, 3준위, 4준위보다는 2준위 원자를 사용하는 것이 아무래도 바람직하다. 하지만, 2준위 원자를 사용해서는 정상상태에서 밀도 반전을 이룩할 수 없기 때문에 고려의 대상이 될 수 없는 것처럼 보인다. 마이크로 레이저의 경우도, 밀도 반전은 일순간 존재할 뿐이다.

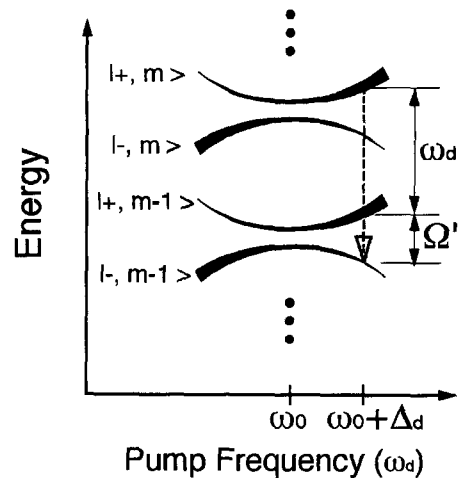


그림 14. 새로운 다준위 구조를 갖는 2준위 원자의 옷입은 상태.

그러나, 2준위 원자를 강한 펌프 레이저로 구동시키면, 이준위 원자만을 갖고도 밀도 반전을 이룩할 수 있다. 이 경우, 펌프 레이저와 이준위 원자는 강하게 결합하여, 새로운 다준위 구조를 갖는 옷입은 상태(dressed state)로 변신을 하게 된다(그림 14). 이때, 펌프 레이저의 세기와 주파수를 적절히 선택하면, 옷입은 상태의 이준위 원자를 갖고도 정상상태에서 밀도 반전을 이룩할 수 있는 것이다<sup>[51]</sup>.

구체적으로, 펌프 레이저의 주파수  $\omega_d$ 를 이준위 원자의 주파수  $\omega_0$  보다 크게 잡으면, 그림 14의 옷입은 상태의 에너지 준위 중에서  $|-,m\rangle$  준위보다  $|+,m\rangle$  준위에 전체 시스템이 있을 확률이 높아진다(그림에서 굵은 선으로 표시). 따라서,  $m$ 의 모든 값( $m=1, 2, \dots, \infty$ )에 대해서,  $|+,m\rangle$ 과  $|-,m-1\rangle$  사이에 밀도 반전이 형성되는데, 만약 공진기의 주파수를 이 두 에너지 준위의 주파수 차,  $\omega_d + \Omega$ , 에 맞추면 레이저 발진이 일어날 수 있다<sup>[52,53]</sup>. 여기서  $\Omega$ 은  $|+,m\rangle$  준위와  $|-,m\rangle$  준위의 주파수 차이로, 펌프 레이저에 의한 고전적 Rabi 주파수를  $\Omega$ 라 할 때,  $\Omega = \sqrt{\Omega^2 + (\omega_d - \omega_0)^2}$ 로 주어진다. 이 경우, 준고전(semiclassical) 방식을 사용하여, 레이저 발진에 필요한 문턱조건을 구하면 다음과 같다.

$$\left( \frac{Ng^2}{\gamma_c \gamma_p} \right) \xi \geq 1 \quad (9)$$

여기서  $2\gamma_p$ 는 원자의 자발방출률이며,  $\xi$ 는 공진기, 펌프 레이저, 원자 주파수의 함수인데,  $(\omega_d - \omega_0)/\Omega = 0.31$ 이고 공진기 주파수가  $|+,m\rangle \rightarrow |-,m-1\rangle$  천이에 맞추어져 있을 때, 최대치 0.012를 갖는다. 따라서, 원자 수가  $N_a = 83 \gamma_c \gamma_p / g^2$  값보다 크기만 하면 레이저 발진이 일어난다. 예를 들어, 이터비움 원자의  $^1S_0 - ^3P_1$  천이(556 nm,  $\gamma_p = 2\pi \times 90$  kHz,  $\Omega_{HM}$ )을 이용할 경우, 공진기의 휘네스를 2백만, 길이를 0.4  $\mu\text{m}$  라고 가정하면, 원자-공진기 결합상수  $\gamma$ 는  $2\pi \times 1.6$  MHz, 공진기 감쇠율(FWHM)은  $22\pi \times 180$  kHz가 되어, 위 식으로부터  $N_a$  값은 0.26이 된다. 즉, 단원자만을 갖고도 레이저 문턱을 넘을 수 있게 된다.

## 5.2 정상상태 단원자 레이저의 출력 특성

정상상태 단원자 레이저를 정확하게 기술하려면 master equation(ME)을 사용해야 한다. 그러나 ME의 해를 수식적으로 구하는 것이 극히 간단한 경우를 제외하고는 불가능하기 때문에, 식(8)처럼 준고전 방식으로 근사하거나, 컴퓨터로 ME를 수치 적분 하는 방법을 사용한다. ME를 사용하면, 정상상태 단원자 레이저에서 공진기 안의 광자들이 어떠한 양자광을 형

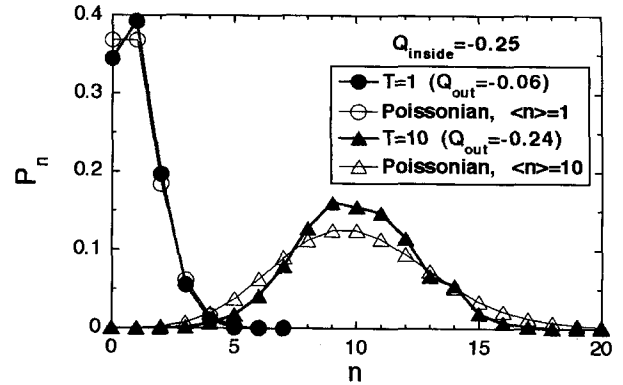


그림 15. 측정 시간에 따른 출력광의 Mandel  $Q_{out}$  값의 변화. 시간의 단위는 평균 광자 사이의 시간,  $(2\gamma)^{-1}$ 이다. 따라서  $T=x$ 일 때 측정 광자수 평균치는  $x$ 가 된다. 공진기 안 양자광의 Mandel Q 값은  $Q_{inside} = -0.25$ 였다.

성하는 것을 알 수 있지만, 공진기 밖으로 방출되는 출력광의 성질이 어떠한지는 ME만으로 알 수 없다. 그러나 정상상태에서 공진기를 경계로 하여 세부평형(detailed balance)이 형성되어야 하므로, 공진기 안의 광자 분포가 출력광에 반영됨을 예측할 수 있다. 이를 이론적으로 확인하는 방법으로는 QTS를 사용하여 단원자 레이저의 출력 특성을 계산하는 방법이 있다. QTS에서는, 공진기 밖으로 방출되는 광자들을 모두 기록하기 때문에, 디텍터로 일정 시간 동안 반복하여 광자를 카운트하는 것을 시뮬레이션 할 수 있다. 이렇게 해서 얻어지는 4준위 단원자 레이저의 출력광에 대한 광자수 분포 함수가 그림 15에 나와 있는데, 측정 시간인  $(2\gamma)^{-1}$  보다 무척 크기만 하면, 공진기 안의 양자광과 동일한 Mandel Q 값을 가짐을 알 수 있다. 세부평형의 개념은 시스템의 구체적 변수에 무관하게 성립해야 하는 개념이므로, 정상상태 단원자 레이저의 형태에 관련 없이 출력광의 광특성이 공진기 안 광특성을 충실히 반영한다고 가설을 세울 수 있다. 본 연구의 초점 중의 하나가 이를 실험적으로 입증하는 것이다.

## 6. 거시 양자광 레이저 연구 방향

### 6.1 개요

단원자 마이크로 레이저에서 양자광을 발생시킬 수 있다면, 좀더 거시적인 시스템에서도 양자광의 발생이 가능할 것으로 추측할 수 있다. 3장 후반부의 다원자 마이크로 레이저는 준거시(mesoscopic) 시스템의 한 예가 된다. 그러나 다원자 레이저를 진정한 의미의 거시 시스템으로 확장시키기는 어렵다. 왜냐하면, 원자빔의 형태로는 공진기 속의 원자수를 늘리는데 한계가 있기 때문이다(최고  $10^3$  정도). 또, 원자빔을 사용할 경우 진

공 설비가 필연적이기 때문에 시스템의 크기를 축소하는데 문제가 있고, 실용적인 소자로의 발전을 도모하기가 어렵다. 따라서 실용적인 거시 양자광 레이저의 개발을 위해서는 획기적으로 다른 접근 방법이 요구된다.

본 연구에서 관심을 갖는 것은 원자 대신 거시적인 양자 시스템을 사용하는 것이다. 거시적인 양자 시스템의 예로는 양자점(quantum dot) 또는 광효율이 높은 색소 분자 등을 생각할 수 있다. 양자점 레이저에 대한 접근은 실용성을 고려하여 보통 반도체 레이저의 형식이나 양자점 용액의 형태로 이루어져 왔다. 그러나 반도체의 경우 높은 큐를 갖는 공진기 제작 및 강한 결합상수를 이룩하는데 어려움이 많고, 용액의 경우 끊임없는 주위 분자들의 간섭 때문에, 깨끗한 양자역학적 효과를 기대하기 어렵다. 본 연구에서는, 실용성보다는, 기본 원리의 철저한 이해를 목표로 하여, 될 수 있으면 양자역학적으로 깨끗한 환경에서 양자점 레이저를 발진시키고자 한다. 구체적으로 양자 입자 하나를 초공진기 안에 위치시키고 적절한 펌핑을 통해 레이저 발진을 이룩하려 한다. 양자 입자를 양자역학적 에너지 준위를 갖는 거시적 원자로 간주할 수 있으므로, 단원자 레이저의 경우와 같은 원리에 의해 레이저 발진을 일으킬 수 있을 것이다.

## 6.2 양자점과 원자의 유사성

본 연구에서 관심을 갖는 양자점은 기존의 반도체 다층 구조를 통한 양자점과는 달리, 직경 30~60 Å의 구형 나노크리스탈 양자점이다. MIT의 M. Bawendi 그룹은 유기금속합성방법을 도입하여 II-VI족 화합물, 특히 CdSe를 써서 크기가 매우 고른 (<4%) 양자점들을 만드는 방법을 개발하였다<sup>[28]</sup>. 이러한 나노크리스탈 양자점에서는, 반지름이 엑시톤 Bohr 반지름(대략 110 Å) 보다 훨씬 작기 때문에, 크기의 구속에 의한 양자역학적 효과가 전자와 홀 사이의 Coulomb 작용보다 더 중요하게 된다. 따라서 양자점의 크기가 양자점의 에너지 준위를 결정하게 되는데, 그 결과 양자점은 원자처럼 양자화된 에너지 준위를 갖게 된다. 이러한 원자와의 유사성으로 양자점을 “인공 원자”라고도 부른다.

나노크리스탈 양자점의 광흡수와 방출특성(photoluminacence)에 대한 연구는 외국에서 많이 진행되어 왔으며, 그 결과 나노크리스탈 양자점의 광특성은 잘 알려져 있다. 또 CdSe 양자점에 ZnS의 얇은 막을 씌우면 광방출효율(photoluminescence quantum yield)가 최고 50%까지 향상됨이 알려져 있다<sup>[54]</sup>. CdSe 나노크리스탈의 광흡수와 광방출 특성은 그림 16에서 보는 바와 같은 3준위 에너지 준위 구조로 설명된다. 레이저로

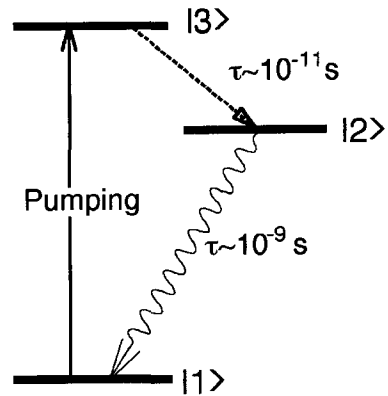


그림 16. 나노크리스탈 CdSe 양자점의 에너지 준위 구조.

양자점을 에너지 준위 3으로 흥분시키면, 비광자방출 프로세스에 의해 전자와 전공들이 수십 피코초 안에 에너지 준위 2, 즉 광자방출 밴드끝(band edge)으로 천이한 후, 그곳으로부터 에너지 준위 1로 광자를 방출하면서 천이하는 것으로 보고 있다. 에너지 준위 2에서 1로 가는 천이의 광자방출 시간(radiative lifetime)은, 상온에서는 1~3 ns 정도이나, 저온(10 K)에서는 1~2 μs 정도로 아주 긴 것이 특징이다<sup>[29]</sup>. 이 밴드 끝으로부터의 천이가 바로 우리가 양자점 레이저에서 사용하려는 천이이다.

## 6.3 양자점 나노크리스탈 레이저

양자점을 이용한 레이저 발진에 앞서, 정확한 단일 양자점의 광흡수 및 광방출 스펙트럼을 파악하는 것은 중요하다. 지금까지 알려진 CdSe 양자점의 스펙트럼은, 수많은 양자점들이 매질 속에 들어 있는 상태에서 측정된 것들로, inhomogeneous broadening에 의한 넓은 선폭을 보인다. 최근 MIT의 Bawendi 그룹은 투명한 매질 속에 다수의 양자점을 고정시키고, 저온에서 단 하나의 양자점을 흥분시키면서 매우 좁은 선폭을 갖는 스펙트럼을 측정한다<sup>[30]</sup>.

본 연구에서는 공진기 안에 나노크리스탈 CdSe 양자점 하나를 고정시키고, 레이저로 흥분시키면서 “스펙트럼”을 측정하려 한다. 양자점을 공진기 안에 고정하는 방법으로는, 공진기의 한쪽 반사경의 중심부에 살짝 부착시키는 방법을 고려 중이다. 여기서 공진기는, 양자점을 고정시키는 밑바탕(substrate) 역할과, Fabry-Perot 간섭계처럼 원하는 스펙트럼 성분만을 통과시키는 간섭필터의 역할을 동시에 수행한다. 따라서, 양자점과 공진기의 결합상수가 강결합 조건을 만족하지 않도록, 공진기의 길이와 휘네스를 선택해야 한다. 만약 공진기와 양자점의 결합이 무시할 수 없는 경우에는, 양자점 스펙트럼이 아니라 양자점-공진기 결합체의 스펙트럼을 측정하게 된다. 그러나,

일부러 강결합 조건을 만족시키면서, 진공 Rabi 진동에 의한 기준방식 갈라짐을 보는 것도 흥미로운 연구가 될 것이다.

단일 양자점의 분광 연구를 통하여, 레이저 발진에 필요한 조건들을 정확히 알 수 있을 것으로 기대된다. 레이저 발진을 위해서는, 양자점을 에너지 준위 3으로 강하게 펌핑을 하여 에너지 준위 2와 1 사이에 밀도반전을 이룩한다. 양자점 레이저의 출력특성은 정상상태 단원자 레이저와 마찬가지로 공진기 내부의 광특성을 반영할 것이며, 단원자 레이저와 마찬가지로 양자광 특성을 보일 것으로 기대된다. 단원자 레이저에서와 같이, 출력 스펙트럼 및 여러 광통계 특성을 측정할 예정이다.

## 7. 결 론

지금까지 단원자 레이저 및 원자-공진기 시스템을 이용한 여러 양자광학 연구, 정상상태 단원자 레이저 및 준거시, 거시 영역으로의 확장 등에 대해 살펴보았다. 본 연구에서 관심을 갖는 물질과 빛의 상호작용은 양자역학의 역사만큼이나 오래된 소재이지만, 단원자를 다루는 기술, 초공진기의 발달에 힘입어 다시 새롭게 태어나고 있다. 실험적으로 볼 수 없을 것으로 여겼던 현상들이 최근 실험실에서 속속 실현됨에 따라 이론 연구도 더욱 활성화되고 있고, 아직까지 알려지지 않았던 새로운 현상들이 이론적으로 제시되기도 한다. 단원자 또는 다원자 레이저에서의 캐비티 QED 연구를 통해, 물질과 빛의 상호 작용을 이루는 가장 기본단위, 즉 단원자와 단광자의 상호작용에 대한 깊은 이해가 얻어지고 있으며, 이러한 이해를 바탕으로 좀더 복잡하고 실용적인 체계에 응용도 모색되고 있다. 지금까지 원자물리의 범주에서 행하여진 캐비티 QED 연구가 다른 응용분야에 속속 적용되고 있다. 최근 반도체에서 기준방식 갈라짐과 같은 강결합 현상이 관측되었으며, 캐비티 QED의 원리를 이용, 양자우물 마이크로 캐비티 소자에서 문턱없는 레이저를 실현하려는 연구가 활발히 진행되고 있다. 이러한 세계적인 추세에 맞추어 국내에서도 원자-공진기 시스템 및 반도체 마이크로 캐비티를 이용하는 양자광학 연구에 관심이 점차 집중되고 있음은 참으로 고무적이다. 이러한 관심이 계속 유지된다면, 외국의 초일류 연구팀과 당당히 경쟁할 수 있는 연구팀이 수년 안에 국내에도 많이 생길 수 있을 것으로 기대된다.

## 참고문헌

1. 레이저광은 고전적 전자기장에 가장 근접하는 빛의 형태이다. (Sargent III *et al.* 1974) 참조.
2. K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "The mi-

3. crolaser: a laser with one atom in an optical resonator," *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3375 (1994).
3. K. An, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Traveling-wave atom-cavity interaction in the single atom microlaser," *Opt. Lett.* **22**, 1500 (1997a).
4. D. Meschede, H. Walther, and G. Muller, "One-atom maser," *Phys. Rev. Lett.* **54**, 551 (1985).
5. G. Rempe, F. Schmidt, and H. Walther, "Observation of sub-Poissonian photon statistics in a micromaser," *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2783 (1990).
6. G. Rempe, H. Walther, and N. Klein, "Observation of quantum collapses and revival in a one-atom maser," *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
7. O. Benson, G. Raithel, and H. Walther, "Quantum Jumps of the Micromaser Field - Dynamic Behavior Close to Phase-Transition Points," *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3506 (1994).
8. G. M. Meyer, H. J. Briegel, and H. Walther, "Ion-trap laser," *Europhys. Lett.* **37**, 317 (1997).
9. M. Brune, J. M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, and S. Haroche, "Realization of a two-photon oscillator," *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1899 (1987).
10. M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Quantum Rabi oscillation: A direct test of field quantization in a cavity," *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996a).
11. M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maitre, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Observing the progressive decoherence of the 'Meter' in a quantum measurement," *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996b).
12. J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, "Reversible Decoherence of a Mesoscopic Superposition of Field States", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1964 (1997).
13. J. C. Knight *et al.*, "Characterizing Whispering-Gallery Modes in Microspheres by Direct Observation of the Optical Standing-Wave Pattern in the Near-Field," *Opt. Lett.* **21**, 698 (1996).
14. G. Rempe, R. J. Thompson, and H. J. Kimble, "Measurement of Ultralow Losses in an Optical Interferometer," *Opt. Lett.* **17**, 363 (1992).
15. R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble, "Observation of Normal-Mode Splitting for an Atom in an Optical Cavity," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1132 (1992).
16. H. Mabuchi, Q. A. Turchette, M. S. Chapman, and H. J. Kimble, "Real-Time Detection of Individual Atoms Falling Through a High-Finesse Optical Cavity," *Opt. Lett.* **21**, 1393 (1996).
17. C. J. Hood, M. S. Chapman, T. W. Lynn, and H. J. Kimble, "Real-Time Cavity QED with Single Atoms," *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4157 (1998).
18. Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble, "Measurement of conditional phase shifts for quantum logic," *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4710 (1995).
19. Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael,

- and T. W. Mossberg, "Vacuum Rabi splitting as a feature of linear-dispersion theory: analysis and experimental observations," *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2499 (1990).
20. A. Lezama, Y. Zhu, M. Kamskar, and T. W. Mossberg, "Radiative emission of driven two-level atoms into the modes of an enclosing optical cavity: The transition from fluorescence to lasing," *Phys. Rev. A* **41**, 1576 (1990).
  21. S. Machida, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 792 (1988).
  22. W. H. Richardson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2867 (1991).
  23. J. Kitching, A. Yariv, and Y. Shevy, "Room-Temperature Generation of Amplitude Squeezed-Light from a Semiconductor-Laser with Weak Optical Feedback," *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3372 (1995).
  24. Y. Yamamoto, "Physics and Applications of Squeezed Light from Semiconductor Lasers," *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS '96), JWA1*, Anaheim CA [Tutorial] (June 2-7, 1996).
  25. J. Kim, O. Benson, H. Kan, and Y. Yamamoto, "A Single-Photon Turnstile Device," *Nature* **397**, 500 (1999).
  26. F. De Martini, G. Innocenti, G. R. Jacobovitz, and P. Mataloni, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2955 (1987).
  27. F. De Martini, G. DiGiuseppe, and M. Marrocco, "Single-Mode Generation of Quantum Photon States by Excited Single Molecules in a Microcavity Trap," *Phys. Rev. Lett.* **76**, 900 (1996).
  28. C. B. Murray, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, "Synthesis and Characterization of Nearly Monodisperse Cde (E=S, Se, Te) Semiconductor Nanocrystallites," *J. Am. Chem. Soc.* **115**, 8706 (1993).
  29. M. Nirmal, D. J. Norris, M. Kuno, and M. G. Bawendi, "Observation of the Dark Exciton in CdSe Quantum Dots," *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3728 (1995).
  30. S. A. Empedocles, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, "Photoluminescence spectroscopy of single CdSe nanocrystallite quantum dots," *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3873 (1996).
  31. C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, "Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels," *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
  32. D. Boshi, S. Brandca, F. De Martini, L. Hardy, and S. Popescu, "Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels," *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1121 (1998).
  33. K. An, and M. S. Feld, "Role of standing-wave mode structure in microlaser emission," *Phys. Rev. A* **52**, 1691 (1995).
  34. K. An, and M. S. Feld, "Semiclassical four-level single atom laser," *Phys. Rev. A* **56**, 1662 (1997).
  35. C. Yang, and K. An, "Quantum trajectory analysis of a threshold-like transition in the microlaser," *Phys. Rev. A* **55**, 4492 (1997).
  36. P. Filipowicz, J. Javanainen, and P. Meystre, "Theory of a microscopic maser," *Phys. Rev. A* **34**, 3077 (1986a).
  37. G. M. D'Ariano *et al.*, "Fine-Structure of Thresholds in a Micromaser Pumped with Atom Clusters," *Phys. Rev. Lett.* **74**, 900 (1995).
  38. H.-J. Briegel *et al.*, "Macroscopic Dynamics of a Maser with Non-Poissonian Injection Statistics," *Phys. Rev. A* **52**, 2361 (1995).
  39. 두 개의 객체로 이루어진 양자역학적 시스템이 각각의 객체를 기술하는 파동 함수의 곱(direct product)로 기술할 수 없을 때 두 객체는 얽힘상태에 있다고 정의한다.
  40. J. Krause, M. O. Scully, and H. Walther, "State reduction and  $|n\rangle$ -state preparation in a high-Q micromaser," *Phys. Rev. A* **36**, 4547 (1987).
  41. V. M. Akulin, F.-L. Kien, and W. P. Schleich, "Deflection of atoms by a quantum field," *Phys. Rev. A* **44**, R1462 (1991).
  42. P. Storey, M. Collett, and D. Walls, "Measurement-induced diffraction and interference of atoms," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 27 (1992).
  43. G. Harel, and G. Kurizki, "Fock-state preparation from thermal cavity fields by measurements on resonant atoms," *Phys. Rev. A* **54**, 5410 (1996).
  44. E. T. Jaynes, and F. W. Cummings, *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
  45. M. Tavis, and F. W. Cummings, *Phys. Rev.* **170**, 379 (1968).
  46. J. Gripp, S. L. Mielke, and L. A. Orozco, "Evolution of the vacuum Rabi peaks in a detuned atom-cavity system," *Phys. Rev. A* **56**, 3262 (1997).
  47. M. O. Scully, H. Walther, G. S. Agarwal, T. Quang, and W. Schleich, *Phys. Rev. A* **44**, 5992 (1991).
  48. K. Vogel, P. Schleich, M. O. Scully, and H. Walther, "Calculation of the Micromaser Spectrum .2. Eigenvalue Approach," *Phys. Rev. A* **48**, 813 (1993).
  49. T. Quang, G. S. Agarwal, J. Bergou, M. O. Scully, H. Walther, K. Vogel, and W. P. Schleich, "Calculation of the micromaser spectrum. I. Green's-function approach and approximate analytic techniques," *Phys. Rev. A* **48**, 803 (1993).
  50. T. Pellizzari, and H. Ritsch, "Preparation of stationary Fock states in a one-atom Raman laser," *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3973 (1994).
  51. J. Zakrzewski, M. Lewenstein, and T. W. Mossberg, "Theory of dressed-state lasers. I. Effective Hamiltonians and stability properties," *Phys. Rev. A* **44**, 7717 (1991).
  52. A. Lezama, Y. Zhu, M. Kamskar, and T. W. Mossberg, "Radiative emission of driven two-level atoms into the modes of an enclosing optical cavity: The transition from fluorescence to lasing," *Phys. Rev. A* **41**, 1576 (1990).
  53. D. Gauthier, Q. Wu, S. E. Morin, and T. W. Mossberg, "Realization of a continuous-wave, two-photon optical laser," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 464 (1992).
  54. M. A. Hines, and P. J. Guyot-Sionest, "Synthesis and Characterization of Strongly Luminescing ZnS-Capped CdSe Nanocrystals," *J. Phys. Chem.* **100**, 468 (1996).

---

## 저자약력

성명: 안경원

현재근무처: 한국과학기술원 물리학과 조교수

최종학력: 1995, MIT , atomic physics and laser spectroscopy, Ph.D.

1985, 서울대 대학원, 물리학, M.S.

1983, 서울대 물리학과, B.S.

주요경력: 1994-1996, MIT Spectroscopy Laboratory, Postdoctoral Associate

1996-1998, MIT Spectroscopy Laboratory, Research Scientist

1998-현재: KAIST 물리학과 조교수

E-mail : kwan@sorak.kaist.ac.kr