

물질과 빛의 상호작용을 가장 근본적인 단계에서 살펴 보면 원자 하나와 광자의 결합은 상호작용으로 귀결된다. 공진기-QED 마이크로 레이저는 마이크로 메이저와 함께 원자-공진기의 상호작용을 연구하는 유용한 도구이다. 본 논문에서는 마이크로 메이저를 이용한 양자광학 연구에 대하여 간단히 소개하고 서울대의 공진기-QED 마이크로 레이저를 이용한 최근 양자광학 및 양자정보 관련 연구내용에 대하여 살펴보았다.

1. 들어가기

흡수, 형광, 산란의 형태로 나타나는 물질과 빛의 상호작용은 주위에서 흔히 볼 수 있는 물리현상이다. 물질의 여러 성질 중 광학적 성질이라 함은 이런 현상에 관련된 성

질 발진을 하는 장치를 말한다. 마이크로 레이저²⁾는 이것의 광학적 구현이라고 생각하면 된다. 그런데 보통 마이크로 레이저라 함은 마이크로 공진기를 이용한 레이저를 말하기도 하기에, 이와 구별하기 위하여 여기서는 공진기-QED(quantum electrodynamics) 마이크로 레이저라고 부르겠다.

마이크로 메이저는 1985년 독일 Max Planck의 고 H. Walther 교수 그룹에서 처음 만들었으며 그 후 프랑스 Ecole Normale Supérieure(ENS)의 S. Haroche 교수 그룹에서 비슷한 마이크로 메이저를 만들었다. 이 두 그룹은 지난 20년간 마이크로 메이저를 이용하여 양자광학 연구에서 양자정보의 응용에 이르기까지 수많은 연구를 수행하였다. Walther 그룹의 마이크로 메이저는 2006년 영국 Sussex대학으로 이전된 후 후속연구가 진행되고 있다. 공진기 QED 마이크로 레이저는 1994년 미국 MIT의 M.

특집 | 양자광학 특집

공진기-QED 마이크로 레이저를 이용한 양자광학 연구

서원택, 홍현규, 이문주, 송영훈, 이재형, 안경원*

질로 그 물질을 이해하는데 중요한 역할을 하며, 일일이 그 예를 나열하기 힘들 정도로 광범위하게 일상생활에 응용되고 있다. 그런데 이런 물질과 빛의 상호작용을 좀 더 잘 이해하고 또 응용하기 위해서는 여러 가지 방법이 있겠으나, 그 중 하나가 물질과 빛의 상호작용을 가장 근본적인 단계에서 들여다보는 것, 즉, 원자 하나와 광자의 상호작용을 살펴보는 것이다.

원자와 광자의 상호작용을 가장 기본적인 단계에서 연구할 수 있는 시스템으로 마이크로 메이저와 마이크로 레이저가 있다. 마이크로 메이저¹⁾는 단원자 메이저라고 하는 것으로 원자 하나와 마이크로 공진기가 결합하여 메이

Feld 교수 그룹에서 처음 만들어졌는데, 기본 원리는 마이크로 메이저와 같으나 기술적인 면에서 큰 차이 있고, 가시광 영역에서 작동한다는 매우 중요한 장점을 갖고 있다. MIT의 마이크로 레이저는 2004년 서울대로 이전되어 후속연구가 진행되고 있다. 지금까지 만들어진 마이크로 메이저/레이저는 여기서 언급한 총 3대 뿐이다.

본 논문에서는 마이크로 메이저를 이용한 최근 연구들에 대해 간단한 소개를 한 후, 공진기-QED 마이크로 레이저를 이용하여 최근 수행된 양자광학 및 양자정보 관련 연구에 대해 주로 살펴보려고 한다.

* 서울대학교 물리천문학부 e-mail: kwan@phya.snu.ac.kr

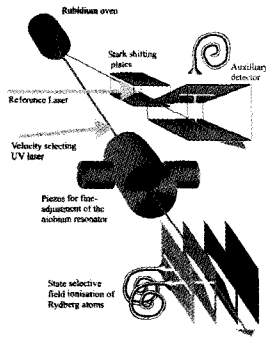
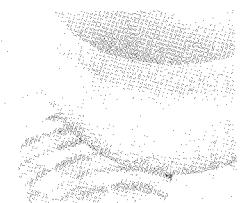


그림 1. 마이크로 메이저 실험장치. 루비듐 오븐에서 원자들이 튀어 나와서 특정 속도를 가진 원자들만 선택되어 공진기로 입사된다. 공진기를 지난 원자의 상태를 측정하여 공진기장의 상태를 간접적으로 알아낸다. 출처: 참고문헌 3.

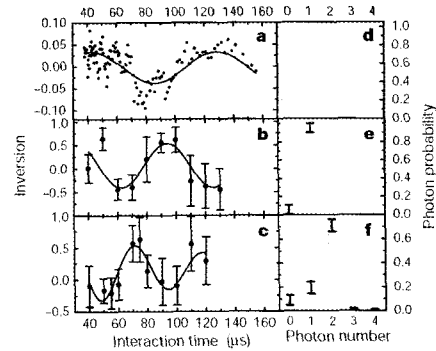


그림 2. 광자수 잡힌 상태에서의 원자의 라비 진동 양상. (a)에서는 진공 라비 진동, (b), (c)에서는 광자수가 각각 1, 2개로 고정되었을 때의 라비 진동을 보여주고 있다. (d), (e), (f)에서는 각각의 광자수 상태에서 각 광자수의 확률 분포를 보여준다. 출처: 참고문헌 3

2. 마이크로 메이저를 이용한 최근 연구

1) Max Planck의 마이크로 메이저

마이크로 메이저에서는 잡힌 상태(trap state)라는 흥미로운 현상이 알려져 있다. 원자가 흥분 상태로 공진기에 들어와서 정확하게 2π 만큼의 라비 진동을 한 후 처음 상태로 공진기를 나감으로써 공진기 안의 광자수가 특정한 개수에 정확하게 고정되는 비고전적인 상태를 말한다. 1999년 Walther group은 마이크로 메이저 공진기의 온도를 0.14 K 까지 낮추어 열광자의 방해를 최대한 피함으로써 잡힌 상태를 실험적으로 관측할 수 있었다(그림 2).³⁾ 그러나 잡힌 상태를 나타내는 신호가 배경신호의 약 5%에 불과하고, 원자 상태를 통해 간접적으로 잡힌 상태를 관측한다는 근본적인 한계를 있다. 잡힌 상태는 동시에 두 개 이상의 원자가 공진기에 있을 확률이 조금만 되어도 쉽게 파괴되는 것으로 알려져 있다.

마이크로 메이저에서 중점적으로 연구된 주제로 공진기장(cavity field)의 위상이 있다. 원자를 중첩 상태로 입사시켰을 때 마이크로 메이저가 어찌될 것인가에 대하여 지난 20여 년 간 많은 이론적인 연구가 이루어져 왔다. 그 결과, 원자의 중첩 상태 입사가 마이크로 메이저의 양자 위상 확률 분포에서 대칭 깨짐을 가져온다는 것이 알려져 있고,⁴⁾ 또, 마이크로 메이저의 위상과 입사하는 원자의 위상에는 90도 만큼의 차이가 있음이 이론적으로 계산되었다.⁵⁾ 이는 입사 원자의 중첩 상태 위상이 결정되면, 마이크로 메이저의 위상은 그 원자를 바닥상태로 내리는 상태로

형성됨을 말해준다. 마이크로 파장의 빛은 직접 측정이 불가능하기에 중첩 상태로 원자를 입사시킨 경우의 실험은 마이크로 메이저에서 아직 실현되지 못했다.

그 밖에 중요한 주제로 마이크로 메이저의 스펙트럼이 있다. 고전적인 레이저/메이저의 근본적인 선포는 Schawlow-Townes의 공식에 의해 결정되는 것으로 알려져 있다. 그렇다면 마이크로 메이저의 선포는 어떨까? Scully 등의 계산⁶⁾에 의하면 고전적인 레이저/메이저의 선포와 근본적으로 다르다고 예측된다. 고전적인 레이저에서는 공진기 내의 광자수가 늘어남에 따라 선포는 이에 반비례해서 줄어들게 되지만, 마이크로 메이저/레이저에서는 입사 광자수가 늘어남에 따라 선포의 크기가 진동하는 양상을 보인다. 이는 원자-공진기 사이의 라비 진동에 의해 레이저 발진이 이루어지기 때문이다. 마이크로 메이저의 선포 역시 마이크로 파장의 빛을 측정하기 어렵기 때문에 아직 실험은 되어 있지 않지만, 이러한 실험이 가능하다면 선포와 광통계의 관계, 즉 위상-광자수 불확실성 관계를 가장 근본적인 단계에서 연구할 수 있다는 점에서 중요한 주제로 남아있다.

2) Ecole Normale Supérieure의 마이크로 메이저

ENS(Ecole Normale Supérieure)의 S. Haroche 연구팀은 리드버그(Rydberg) 상태로 만들어진 루비듐 원자와 초전도체로 만들어진 공진기의 결합을 이용하여 다양한 공진기 QED 실험을 수행중이다. 그림 3에서 이들이 사용하는 실험장치가 설명되어 있다. 여기서, 공진기는 원자의

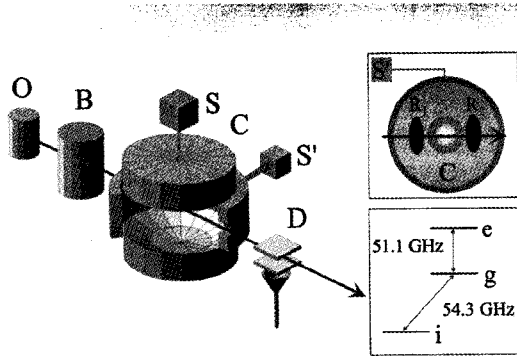


그림 3. O:오른, B: 레이저 및 속도 선택기, S: 공진기 모드에 맞춰진 마이크로웨이브 광원, C: 공진기 S' : 공간적으로 구분된 마이크로파 광원 (R1, R2), D: 이온화 측정기. 출처: 참고문헌 11.

e-g 천이 근처에 주파수 맞춤이 되어 있으므로 i상태의 원자는 구경꾼 상태이다. 이 장치를 가지고 이들은 진공 라비 진동, 즉 공진기의 진공만으로도 원자의 상태가 결맞은 방식으로 변화한다는 것을 관측했다.⁷⁾ 원자가 빈 공진기에 e 상태로 입사하면 이후의 원자 상태는 라비 진동을 보인다. 이를 바탕으로 Haroche 그룹은 양자 정보 처리 및 양자 역학의 기본 원리를 증명하는 다양한 실험을 수행하고 있는데 그 중 몇 가지를 살펴보면 다음과 같다.

양자 정보를 처리함에 있어서 조건부 위상 게이트를 만드는 것은 매우 중요하다. 공진기에 단광자를 준비하고 원자의 속도를 조절하여 진공에 의한 라비 각도가 2π 가 되게 하면 스핀 1/2 입자가 모두 그렇듯 π 만큼의 위상 변화를 겪는다. 다만 구경꾼 상태 i는 그러한 변화를 겪지 않으므로, 원자가 공진기와 상호작용하기 전에 마이크로파 광원 R1으로 i와 g의 중첩상태로 만들어 주면, 공진기에 단광자가 있고 원자가 g에 있을 때에만 위상 변화가 생기는 게이트를 만들 수 있다.⁸⁾ 또한 R1과 같은 위상과 세기를 가진 R2를 도입하면 소위 램지(Ramsey) 간섭계가 형성된다. 초기에 g상태였던 원자가 R1-C-R2를 지난 후 g 상태로만 측정된다면 이는 공진기에 단광자가 있어서 도중에 원자 상태의 위상을 π 만큼 바꿨다는 뜻이고, i 상태로만 측정된다면 공진기 안에 광자가 없어서 R1과 R2가 함께 원자를 g 상태에서 i 상태로 천이시켰을 뿐이라는 뜻이다. 이와 같은 얽힘을 이용하여 광자를 흡수하지 않고 광자수를 측정하는 양자 비파괴 측정을 할 수 있다.⁹⁾

공명 조건을 만족시키지 않고도 단원자에 의한 굴절률 변화를 이용하면 빛과 원자의 얽힘 상태를 만들고 비파괴

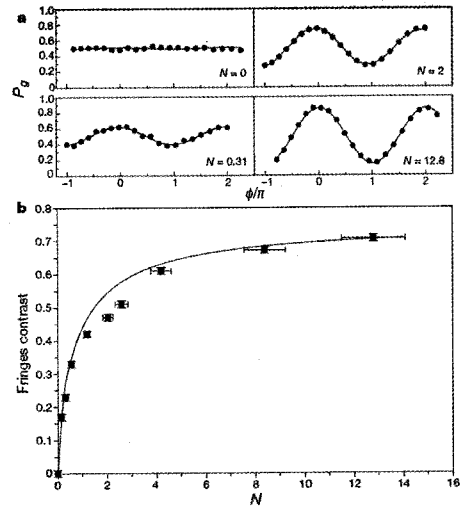


그림 4. (a) R1의 평균 광자수 N이 증가함에 따라 램지 간섭 무늬가 생겨나는 그림. N=0이면 공진기가 양자 경로 정보를 완전하게 제공하므로 간섭무늬가 사라진다. N이 크면 R1은 거의 고전적인 빛으로 행동하므로 공진기에서 단일 광자를 주고 받는 것만으로 원자의 상태를 알 수 없다. (b) 간섭무늬의 대비를 R1의 평균 광자수에 따라 측정된 결과. 출처: 참고문헌 11.

측정을 할 수 있다. 이 방법은 슈뢰딩거 고양이 상태를 만들 수 있는 방법 중의 하나이기도 하다. ENS에서는 평균 광자수가 20~30개 정도 되어도 얽힘 상태가 유지되는 실험을 보고한 바 있다.¹⁰⁾ 이 실험에서 공진기는 양자 경로 정보를 제공하므로 원자의 파동성을 지우는 상보성 검증에도 이용할 수 있다. 실제로, R1과 R2 두 경로 간의 간섭으로 생겨나는 램지 무늬를 측정하면 공진기에 의한 위상 구분이 확연해 질수록 무늬의 대비가 희미해짐을 관측하였다.¹¹⁾

3. 공진기-QED 마이크로 레이저

공진기-QED 마이크로 레이저는 마이크로 메이저와 원리가 같다. 즉, 이준위 원자와 공진기의 결맞은(coherent) 상호작용에 의하여 레이저 발진이 일어난다. 그러나 가시광을 발생시킨다는 점, 균일한 원자-공진기 결합상수를 지원한다는 점,¹²⁾ 단원자 뿐 아니라 다원자라도 작동한다는 점등에서 마이크로 메이저와 큰 차이가 있다.

구체적으로, 펌프 레이저에 의해 여기된 배리온 원자가 원자 빔의 형태로 반사율이 매우 높은 초공진기를 가로지르며 주어진 시간동안 라비 진동의 형태로 상호작용하면서 공진기에 광자를 방출함으로써 레이저 발진이 일어난

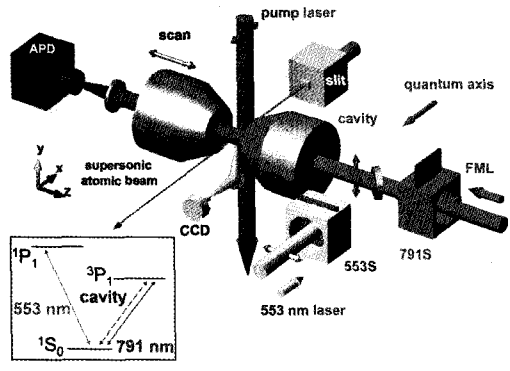


그림 5. 공진기-QED 마이크로 레이저 장치도. 배리움 원자의 1S0-3P1 천이와 공진기가 결합하여 레이저 발진이 일어난다. FML: 주파수 표시용 레이저. 553S, 791S: 553 nm 및 791 nm 용 셔터.

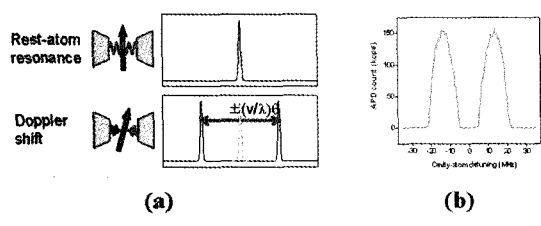


그림 6. (a) 원자 빔과 공진기 축 사이의 각 θ 에 의해 청색 및 적색 도플러 편이가 생겨 $2v\theta/\lambda$ 만큼 떨어진 두 봉우리로 출력-주파수 그래프에 나타나게 된다. (b) 공진기가 TEM00 모드일 경우 (a)에서의 예상대로 도플러 편이만큼 나뉘어진 두 봉우리의 형태로 출력-주파수 그래프를 얻을 수 있다.

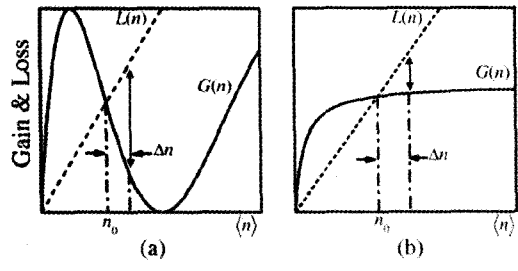


그림 7. 이득 및 손실 그래프. (a) 마이크로 레이저의 경우. (b) 일반적인 레이저의 경우. 두 그래프에서 $G(n)$ 는 광자수에 따른 이득, $L(n)$ 은 손실을 나타내며 공진기 손실을 L_c 라 할 때 $L(n) = L_c n$ 의 관계가 있다. 출처: 참고문헌 14.

다(그림 5). 원자 빔의 세기를 조절함으로써 공진기 내부의 평균 원자수를 단일원자 수준에서 수백까지 연속적으로 조절할 수 있다. 원자수가 많은 경우에도 적절한 조건이 만족되면 원자들은 개별적으로 공진기와 결맞은 상호작용을 할 수 있다.¹³⁾

그림 6(b)는 일반적인 마이크로 레이저 실험에서 측정되

는 출력신호로서, 공진기의 길이를 바꾸어 가며 주파수 어긋남(detuning)에 따른 신호의 세기를 측정한, 소위 출력-주파수 그래프이다. 원자 빔이 공진기 축과 수직일 경우 신호는 공진기 원자 주파수 어긋남 Δ 가 0인 곳에 하나의 봉우리로 나타나게 되지만, 실제 실험에서는 두 개의 봉우리가 나타나는데, 그 이유는 원자-공진기 결합 상수가 원자 들마다 균일하게 적용될 수 있도록 일부러 원자 빔이 공진기 축에 대해서 틀어져 있기 때문이다. 이 각도를 θ 라 할 때, 그림 3(a)에서 볼 수 있듯이 신호는 $2v\theta/\lambda$ 만큼 나뉘어져 나타나게 되고 이를 그림 6(b)에서 확인할 수 있다.

1) 비고전 광통계의 관측

비고전적인 광통계를 보이는 광원은 측정에 있어 오차의 한계를 줄일 수 있고 양자 정보 처리에 이용되는 단광자 펄스를 만들어 낼 수 있다는 점 등에서 매우 유용한 장치로 최근 주목을 받고 있다. 단광자를 만들어내는 광원으로서 많이 쓰이는 것 중 하나는 원자 한 개를 잡아서 그 원자로부터 나오는 형광을 이용하는 방법이다. 단원자의 형광이 광자의 안물림(antibunching) 현상을 보이는 것은 널리 알려져 있다. 그렇다면 여러 개의 원자가 공진기와 강하게 결합하는 경우는 어떻게 될 것인가? 본 연구에서는 마이크로 레이저 공진기 안에 한 개 이상, 심지어 수백 개의 원자가 있을 경우에도, 원자-공진기 사이의 결맞은 상호작용에 의해 빛의 안물림 현상 및 서브-푸아송 광통계가 출력광에 나타난다는 사실을 실험적으로 보일 수 있었다.¹⁴⁾

공진기-QED 마이크로 레이저는 일반적으로 비고전적 광통계 특성을 보이는데, 이는 준고전(semiclassical) 이론에 의해 정성적으로 설명할 수 있다. 준고전이론에서 레이저 발진은 매질이 갖는 이득과 공진기 손실이 평형을 이루는 지점에서 일어난다. 그런데, 마이크로 레이저의 이득 곡선은 라비 진동(Rabi oscillation)에 의한 광자수의 함수로서 기울기가 음의 값을 가지는 구간이 존재하게 된다(그림 7(a) 참조). 그림 7(b)에서와 같이 일반적인 레이저의 경우 이득 곡선은 항상 양의 기울기를 가지며 광자수가 증가할수록 포화되는 양상을 보인다. 평형상태의 광자수가 n_0 일 때, 광자수가 순간적으로 평형상태에서 벗어났다가 원래 값으로 다시 돌아오는데 걸리는 시간을 상관관계시간(correlation time, τ_c)이라고 하는데, 준고전이론에 의하면 $\tau_c = [a(L-G)/\Delta n]_{n_0}^{-1}$ 로 주어진다. 만약 광자수가 Δn 만큼 평형값에서 벗어났을 때, 손실-이득의 변화

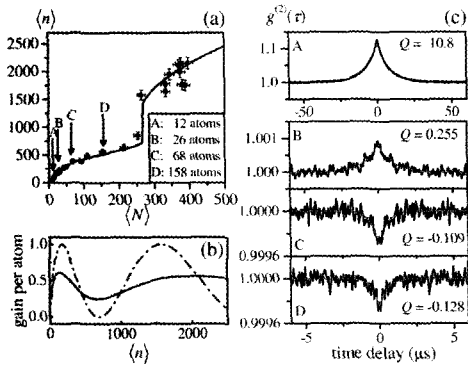


그림 8. (a) 주입된 원자수에 따라 측정된 광자수 그래프. (b) 속도분포가 고려된 원자 한 개에 대한 이득 함수 곡선. (c) 원자수에 따른 이차 상관관계 함수. 출처: 참고문헌 14.

치 $[\Delta(L-G)/\Delta n]_{n_0}$ 가 일반적인 레이저의 것 Γ_c 보다 더 크므로, 상관관계시간은 더 짧을 것이라 예상할 수 있다. 따라서 광자수가 원래의 평형 상태로 더 빠르게 되돌아오게 되고, 이에 따른 광통계는 일반적 레이저의 경우인 푸아송 분포보다 좁은 서브-푸아송 분포를 보일 것이라 예측할 수 있다.

공진기에 형성된 전자기장의 광통계는 출력광의 이차상관관계함수 $g^{(2)}(\tau)$ 를 측정하여 밝혀낼 수 있다. $g^{(2)}(0) < 1$ 인 경우, 광원으로부터 방출된 광자는 작은 시간간격 내에서 서로 모여 있는 경향을 가지며 이를 빛의 물림(bunching) 현상이라 한다. $g^{(2)}(0) = 1$ 일 때는 광자가 광원으로부터 완전히 무작위적(random)으로 방출되며 이는 결맞음 빛이 갖고 있는 특성이다. 반면, $g^{(2)}(0) < 1$ 인 경우엔 광자가 일정한 시간간격으로 방출되는 경향을 가지는데, 이것이 빛의 안물림 현상이다.

그림 8(c)는 공진기 안에 주입되는 원자수를 늘려가며 측정된 여러 $g^{(2)}(0)$ 그래프들이다. 그림 8(c)의 C와 D에서 $g^{(2)}(0)$ 가 1보다 작게 측정된 사실을 확인할 수 있다. 이 경우 광통계가 얼마나 좁은 요동을 가지는 지를 나타내는 지표인 Q값은 가장 작게 측정되었을 때 -0.13이었다. 여기서 Q 는 $Q = (\Delta n)^2/n - 1$ 로 정의 된다. 단일 모드에 대해 Q값은 상관관계시간과 $Q = \Gamma_c \tau_c - 1$ 의 관계를 가지므로 준고전적 이론에서 구한 τ_c 로 Q값을 예측할 수도 있다.

실제 실험에서는 광자수가 매우 많기 때문에 $g^{(2)}(0)$ 가 1에서 벗어난 편차가 0.0003 정도로 매우 작았다. 그럼에도 불구하고 이 실험을 위하여 새로 개발한 초고효율 이차상관관계함수 측정 시스템으로 그 정도로 작은 편차를 구분할 수 있었다.¹⁵⁾ 마이크로 메이저 및 마이크로 레이저를 통틀

어서 비교전 광통계를 직접 측정하는 것은 본 연구가 처음이다. Q값을 좀 더 낮추는 연구, 실제 측정된 Q값과 이론적 Q값을 비교 분석하는 일 등이 앞으로의 과제로 남아있다.

2) 양극성 원자-공진기 결합상수에 의한 마이크로 레이저 발진

원자와 공진기장 사이의 상호작용은 원자-공진기 결합상수와 공진기-원자 진동수 어긋남 등에 의해 결정된다. 특히 원자-공진기 결합상수는 원자의 유도쌍극자 모멘트와 공명진동수, 공진기 모드 부피 등에 의해 정해지는 근본적인 상수이다. 따라서, 원자-공진기 결합 상수를 변화 시킴으로써 공진기 안에서의 원자 상태를 제어할 수 있다.

기존의 공진기-QED 실험들은 신호의 세기 및 광통계에 초점이 맞추어져 있었기 때문에, 공진기 모드를 선택할 때 이론적 분석이 가장 용이한 TEM00 가우시안 모드를 사용하였다. TEM00 모드의 경우 원자가 공진기를 지나면서 겪는 원자-공진기 결합상수 값이 원자의 경로에 따라 가우시안 형태로 바뀌지만 극성은 바뀌지는 않는다. 이 경우, 마이크로 레이저의 이득 함수는 공진기장 진동수가 원자의 공명진동수와 같을 때 최대값을 갖는다. 하지만, TEM10나 TEM20 같은 고차의 헤르미트-가우시안 모드를 사용하면 원자가 공진기를 지나면서 겪는 원자-공진기 결합상수의 부호가 바뀌기 때문에 원자와 공진기 사이의 상호작용은 TEM00 가우시안 모드의 경우와 크게 달라진다.

실제 실험에서는 TEM10를 사용하여 원자가 공진기를 지나면서 원자-공진기 결합상수의 부호가 그림 9(b)처럼 한 번 바뀌도록 만들었다. 이 경우의 원자-공진기 결합상수를 양극성(bipolar) 결합상수라 부른다. 공진기와 원자가 공명일 경우, 들뜬 상태의 원자가 공진기장과 상호작용을 하는 것을 살펴보면, 그림 9(b)의 원점 이전의 시간 동안 이루어진 라비 회전만큼 원점 이후의 시간에 반대로 라비 회전이 일어남을 알 수 있다. 따라서, 원자에서 공진기장으로의 에너지 전달은 조금도 일어나지 않으며 그 결과 레이저 발진도 일어나지 않는다. 그러나, 공진기의 공명주파수가 원자의 공명주파수에서 적절히 어긋나 있을 때 레이저 이득이 발생할 수 있는데, 이것은 원자 상태를 기술하는데 사용되는 블록(Bloch) 벡터를 통해 쉽게 이해할 수 있다.

블록 벡터 \vec{S} 는 원자의 밀도행렬(density matrix) ρ 의 비대각선(off-diagonal) 성분의 실수부분과 허수부분을 각

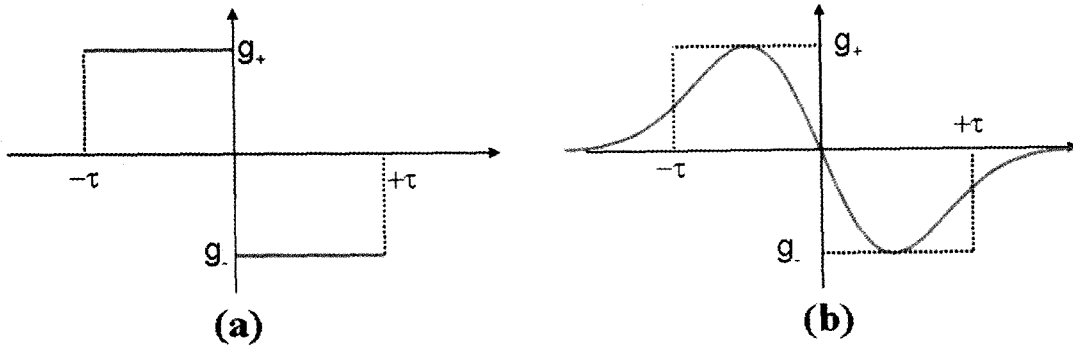


그림 9. 시간에 따라 원자가 겪는 원자-공진기 결합 상수를 나타내는 그래프. (a)는 이상적인 양극성 원자-공진기 결합 상수의 그래프이고, (b)는 TEM10로 구현한 원자-공진기 결합 상수이다. 전체 유효 상호작용 시간은 두 경우 모두 2τ 이다.

각 x 와 y 성분으로 하고 ρ 의 대각선 성분의 차이, 즉 인구 반전(population inversion)을 z 성분으로 한다. 블록벡터 \vec{S} 의 운동은 토크벡터에 의해 각운동량이 돌아가는 것과 똑같은 방식으로 기술되는데, 이 경우 \vec{S} 를 돌리는 토크벡터 \vec{Q} 는 그 x 성분이 라비 주파수 $2g_0\sqrt{n}$ ($n \gg 1$)이고 그 z 성분이 공진기-원자 주파수 어긋남 Δ 이다.¹⁶⁾

그림 10처럼 초기 상태가 $\vec{S} = (0, 0, 1)$ 로 표시되는 원자, 즉 완전히 여기 상태로 준비된 원자가 이상적인 양극성 원자-공진기 결합 상수를 겪을 경우에 대해 생각해보자. 공명조건에서는 $\Delta = 0$ 이므로 처음 τ 동안은 토크벡터가 x 축에 나란하다. 즉, 블록벡터는 처음 τ 동안 $+x$ 축 방향의 토크 벡터를 중심으로 회전하지만, 그 다음 τ 동안은 방향이 바뀐 $-x$ 축 방향의 토크벡터를 중심으로 처음 회전의 반대 방향으로 회전하여 원래의 위치로 되돌아가게 된다. 따라서, 원자로부터 공진기장 쪽으로 전달되는 이득은 없다.

그러나, 비공명 조건($\Delta \neq 0$)에서 이득이 발생할 수 있다. 특히 $\tan(\Delta/2g_0\sqrt{n}) = 45^\circ$ 의 조건에서 이득이 최대가 될 수 있는데, 그 원리를 그림 10을 통해 이해할 수 있다. 그림 10에서 \vec{Q}_+ 와 \vec{Q}_- 는 처음과 나중의 토크벡터로서 x 축과 45° 의 각도를 이루고 있다. 처음 τ 동안 상태벡터가 원 C_+ 를 따라 180° 돌아서 $\vec{S}(\tau)$ 가 되고, 다음 τ 동안 원 C_- 를 따라 180° 돌아서 $\vec{S}(2\tau)$ 즉 바닥상태가 된다면, 원자로부터 얻는 이득이 최대가 된다. 이러한 조건들로부터 최대 이득을 주는 공진기-원자 진동수 차이를 구하면 $|\Delta_M| = 2g_0\sqrt{n} \approx \pi/\sqrt{2}\tau$ 를 얻는다. 따라서 신호는 $2|\Delta_M|$ 만큼 간격을 가진 봉우리 형태를 갖게 된다.

그림 11에 실험결과가 나와 있다. 그림 11(a)에서 A는 도플러 효과에 의해 $\Delta = 0$ 위치로부터 신호가 이동한 것

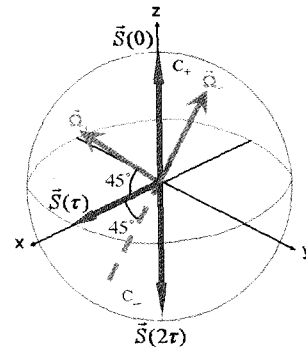


그림 10. $\tan(\Delta/2g_0\sqrt{n}) = 45^\circ$ 인 경우의 상태 벡터 변화.

을 나타낸다. 이것은 원자빔과 공진기 축이 수직에서 약간 벗어나 있기 때문에 생기는 현상으로 TEM00 모드일 때 도 똑같이 발생한다. 그러나 B로 표시된 봉우리 갈라짐은 TEM10 양극성 원자-공진기 결합 상수 때문에 생긴 현상이다. 그래프에서 확인할 수 있듯이 적색-청색 도플러 효과에 의해 이동한 각각의 신호가 다시 $2f_0$ ($=B$)만큼 갈라져 있다. 이 갈라짐 값은 준고전 이론에서 예측하는 값과 잘 일치한다. 그림에 포함된 사진은 공진기에서 나온 신호를 멀리서 찍은 것이다.

지금까지 공진기 고차횡모드를 이용한 공진기-QED 연구가 공진기 내부에서의 위치에 따른 원자의 형광^{17,18)}에 국한되었던 것에 비해, 본 연구에서 원자-공진기 상호작용의 결맞음 효과, 즉 라비 진동에 의한 레이저 발진이 최초로 연구되었다는 점에서도 의미가 크다. 앞으로, 더 높은 고차의 횡모드를 사용하는 경우 예측되는 이득함수의 변화를 출력 신호를 통해 확인하는 연구 및 다중극성 원자-공진기 결합 상수를 이용한 비고전광 발생 등의 연구가 과제로 남아있다.

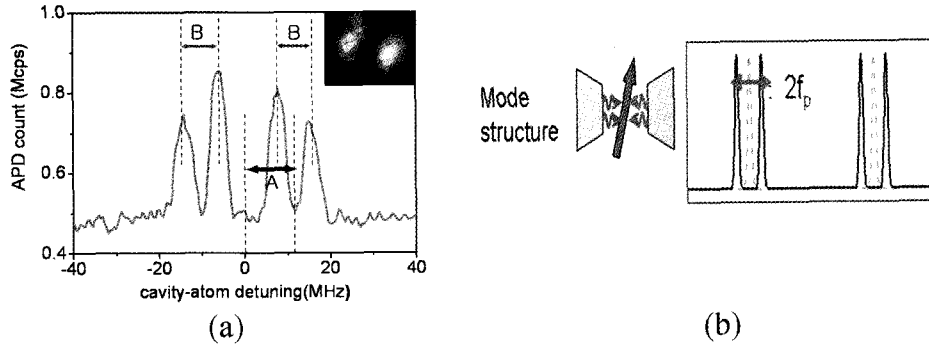


그림 11. (a) 공진기의 깊이를 바꾸어가며 측정한 출력신호의 세기 그래프. (b) 출력-주파수 어긋남 그래프를 모식적으로 나타낸 그림. 그림 6의 (a)와 비교할 때, $2f_p$ 만큼의 갈라짐이 추가로 생긴 것을 확인할 수 있다.

3) 공진기-양자전기역학 마이크로레이저를 이용한 원자 중첩 상태의 측정

양자역학적인 상태의 중첩은 그 자체로도 양자역학의 흥미로운 성질을 보여줄 뿐 아니라 양자정보¹⁹⁾, 원자광학, 전자기유도투과현상, 공진기-QED 등에서 널리 연구되고 있는 중요한 과제이다. 이준위 원자에서 이러한 상태의 측정은 중첩 상태의 위상 정보를 직접 읽을 수 없으므로, 기존의 연구에서는 독립적인 여러 레이저를 사용하거나 (원자 빔의 경우)²⁰⁾, 순차적인 펄스들을 여러 번 가하여(포획된 원자나 이온의 경우)²¹⁾ 위상 정보를 인구(population) 정보로 변환하여 이를 형광 신호를 통해 측정하고 이로부터 위상 정보를 추정하였다. 그러나 본 연구에서는 공진기-QED를 이용해 중첩 상태의 위상 정보를 공진기 광자수와 마이크로레이저의 파장 정보로 변환하여 측정할 수 있음을 실험적으로 보였다.

펌프 레이저의 세기를 조정하거나 주파수를 원자의 공명선에서 약간 틀어주면 원자를 여러 가지 중첩 상태로 준비할 수 있다. 실제로 행한 여러 실험 중 간단한 예를 살펴 보겠다. 그림 12(a)에서 볼 수 있듯이, 펌프 레이저를 적색 편이 된 주파수로 맞추면 원자는 펌프 레이저에 의해서 R 점으로 중첩 상태가 된 상태에서 공진기에 들어가게 된다. 이 상태의 원자가 들어갔을 때, 원자가 가장 많이 공진기에 에너지를 줄 수 있는 경우는, 마이크로 레이저 공진기도 펌프 레이저와 같은 주파수로 편이 되어 있어서 R 상태의 원자를 완전한 바닥상태로 내려줄 수 있는 경우이다. 즉, R 점의 중첩 상태가 입사했을 때 마이크로 레이저는 적색 편이 되어 발전되게 된다. 반대로 (b)의 경우, 청색 주파수의 펌프 레이저로 원자를 준비한 경우 마이크로레

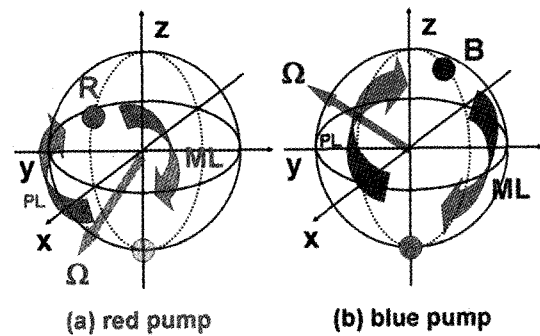


그림 12. 원자에 (a) 적색 주파수 편이 (b) 청색 주파수 편이된 레이저로 원자를 중첩 상태로 준비하고 공진기에 들어갔을 때 원자 상태의 시간 진행을 보여주는 블록 벡터 모식도 PL: 펄스 레이저 ML: 마이크로레이저.

이저는 청색 편이 되는 양상을 보인다. 그러므로 우리는 마이크로 레이저 출력의 주파수 편이로부터 초기 원자 상태 R 과 B를 구별해낼 수 있는 것이다.

이 연구는, 공진기-QED를 이용한 중첩상태의 측정 뿐 아니라, 20여 년 간 이론적으로만 연구가 진행된, 결맞게 펌핑된 원자를 이용한 공진기-QED 마이크로레이저 발전을 실험에서 최초로 구현한 것이라는 데에도 의의가 있다.

4) 마이크로 레이저 스펙트럼 측정을 위한 초고감도 분광법의 개발 및 스펙트럼 측정 전망

양자역학으로 예측되는 일반적인 레이저의 스펙트럼은 로렌츠 함수 모양을 가진다. 또한 그 선폭은 Schawlow-Townes (ST) 한계라 하여 공진기 선폭에 비례하고 세기에 반비례한다.²²⁾ 그 값을 한계라 일컫는 이유는 공진기의 열적 표류와 진동, 펌프의 잡음, 이득매질의 비균질성과 같은

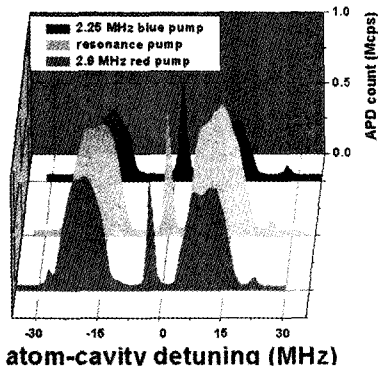


그림 13. 마이크로레이저 발진 곡선. 양쪽 넓은 두개의 q봉우리가 마이크로레이저 신호이고, 가운데 좁은 봉우리와 양 끝의 작은 봉우리들이 주파수 편이를 확인하기 위해 외부에서 가해진 FVL 레이저이다. 회색 곡선은 완전히 들뜬 상태로 공진기에 입사했을 경우 주파수 편이가 없음을 보여주고 있고, 아래쪽 곡선은 적색 편이 된 레이저로 원자를 준비했을 때, 위쪽이 청색 편이 된 레이저로 원자를 준비했을 때이다.

기술적 잡음으로 인해 실제 선폭이 훨씬 넓어지기 때문이다. 레이저 주파수를 고품위 공진기, 원자 천이선과 같은 안정된 주파수 기준에 전기적으로 되먹임하면 그와 같은 기술적 잡음을 줄여서 거의 ST한계까지 이르게 할 수 있다.

마이크로 레이저의 선폭에는 ST한계에 평균적으로 처리되어 나타나지 않는 특징이 고스란히 남아 있다. 이득 함수가 그러하듯 결맞은 상호작용 때문에 선폭 또한 펄스 변수에 따라 진동하는 모습을 보인다.²²⁹ 그림 14(a)를 보면 선폭이 변하는 주기는 광자수에 양자 도약이 나타나는 주기와 일치하는데 이는 광자수와 위상이 서로 결레를 이루기 때문이다. 즉 광자수의 편차와 위상의 편차는 불확정성의 원리를 만족하므로 상보적으로 변화해야 한다. 마이크로레이저의 스펙트럼 측정은 이와 같이 양자역학의 근본적인 원리를 탐구한다는 중요성을 갖는다.

마이크로 레이저에서 스펙트럼을 측정하려면 빛을 직접 측정할 수 없으므로 원자를 통해 간접적으로 측정해야 하는데 아직 그런 측정이 보고 된 바 없다. 마이크로 레이저의 경우 일반적인 분광학적 방법이 바로 적용 가능하므로 측정이 상대적으로 용이하다. 일반적으로 가장 흔히 쓰이는 스펙트럼 측정법은 헤테로다인 분광법이다. 이는 국소진동자와 광원을 공간적으로 겹쳐 맥놀이를 일으키게 한 뒤 아날로그 측정기에서 발생된 광전류의 스펙트럼을 읽는 방법이다. 그런데 마이크로 레이저의 출력은 세기가 작아 아날로그 측정기를 이용할 수 없고 디지털 방식인 광자셈 방법으로만 측정이 가능하다. 대표적인 디지털 측정기인 APD(Avalanche Photo Diode)로 읽혀지는 마이크로

레이저 출력의 광자수는 대체로 1초에 천만 개 보다 작은 경우가 많은데 이를 파워로 환산하면 250 fW에 불과하다. 기존의 헤테로다인 분광법은 파동의 간섭성을 이용한 것이라 광자셈 방법과 양립할 수 없을 듯 보인다. 그러나 맥놀이 신호의 이차 상관 함수를 구해보면 광원의 스펙트럼 정보와 광원자체의 이차상관 함수가 더해져 있는 모양이라는 것을 쉽게 알 수 있다. 따라서, 이들 둘이 잘 구분되도록 맥놀이 주파수를 선택하고 얻어진 이차상관함수를 푸리에 변환하면 광자셈 방법으로도 스펙트럼을 얻을 수 있다. 이를 PCSOCS(Photon Counting Second-Order Correlation Spectroscopy)라 부른다.

이를 증명하기 위하여 우선 마이크로 레이저 대신 일반적인 다이오드 레이저를 매우 약하게 줄여서 이 방법이 유효함을 증명하였다.²⁴⁾ 광원에 나타나는 주파수의 잡음은 광음향변조기라고 하는 주파수 변조기에 원하는 크기와 대역을 가진 전기적인 잡음을 부과하여 시뮬내기 하였다. 그림 14(b)가 측정 결과를 보여주고 있는데 빛의 세기를 줄이지 않고 일반적인 헤테로다인 분광법으로 측정한 결과(회색선)와 빛의 세기를 10⁶배 줄이고 PCSOCS를 통해 측정한 스펙트럼(검은 선)이 잘 일치함을 알 수 있다.

마이크로 레이저의 선폭은 대략 10kHz 정도로 예상된다. 따라서, 그 보다 선폭이 좁은 국소진동자(local oscillator)가 필요하다. 이를 위해 다이오드 레이저를 초저잡음 공진기에 안정화하여 5kHz의 선폭을 가지도록 하였고 현재 스펙트럼 측정을 준비 중이다.

4. 맺음말

지금까지 마이크로 레이저 및 공진기-QED 마이크로 레이저에서 최근 수행된 양자광학 및 양자정보 관련 연구들을 살펴보았다. 마이크로 레이저 및 마이크로 레이저는 원자 공진기장의 상호작용을 가장 근본적인 단계에서 연구할 수 있는 유용한 도구이다. 마이크로 레이저에서는 광자를 직접 측정할 수 없기 때문에 원자상태의 측정을 통한 단원자-단광자 사이의 상호작용 및 양자 얽힘과 같은 근본적인 문제에 초점이 맞춰져 있는 반면, 마이크로 레이저에서는 광자의 측정이 쉽게 이루어지기 때문에 강한 세기의 양자광 발생, 스펙트럼 측정 등에 초점이 맞춰져 있다. 강한 세기의 양자광 발생은 저잡음 통신에 응용될 수 있으며

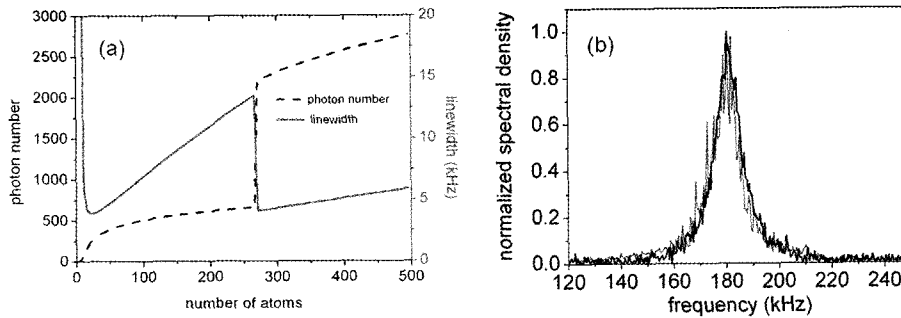


그림 14. (a) 점선: 양자 도약을 보이는 평균 광자수, 실선: 원자수에 따른 선폭 (b) 검은 선: PCSOCS로 측정된 스펙트럼, 회색선: 일반적인 헤테로다인 분광법으로 측정된 결과. (b)의 그림은 참고문헌 24에서 가져온 것임.

스펙트럼 측정은 양자 상보성에 대한 새로운 이해를 제공할 것이다. 또, 원자수가 수백인 경우에도 양자 결맞음을 유지함으로써 원자 중첩상태 측정 등과 같은 다양한 연구가 이루어지고 있다. 결맞게 준비된 다원자 집단과 공진기의 상호작용에 관한 이러한 연구는 단일원자 레벨에서의 양자역학적 효과가 다수의 원자로 구성되는 중간계 (mesoscopic system)에서 어떻게 발현·유지되고 제어될 수 있는가라는 중요한 문제에 대한 이해를 높이는데 기여할 것으로 전망된다.

참고문헌

- 1) D. Meschede, H. Walther, G. Muller, Phys. Rev. Lett. 54, 551(1985).
- 2) K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. 73, 3375(1994); M. S. Feld and K. An, Scientific American 279, 56(1998); C.-C. Yu, C. Fang-Yen, A. Aljalal, R. Dasari, K. An, and M. S. Feld, "Single-atom laser", in McGraw-Hill Yearbook of Science & Technology 2001(McGraw-Hill, New York, 2001).
- 3) M. Weidinger et al. Phys. Rev. Lett. 82, 3795(1999).
- 4) J. Krause et al., Phys. Rev. A. 34, 2032(1986).
- 5) J. Skvarcek et al., Phys. Rev. A. 62, 013807(2000).
- 6) M. O. Scully et al., Phys. Rev. A. 44, 5992(1991).
- 7) M. Brune et al., Phys. Rev. Lett. 76, 1800(1996).
- 8) A. Rauschenbeutel et al., Phys. Rev. Lett. 83, 5166(1999).
- 9) G. Nogues et al., Nature 400, 239(1999).
- 10) A. Auffeves et al., Phys. Rev. Lett. 91 230405(2003).
- 11) P. Bertet, et al., Nature 411 166(2001); J. M. Raimond et al. Rev. Mod. Phys. 73, 565(2001).
- 12) K. An, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Opt. Lett. 22, 1500(1997); K. An, Y.-T. Chough, and S.-H. Youn, Phys. Rev. A 62, 023819(2000).
- 13) K. An, J. Phys. Soc. Japan 72, 811(2003).
- 14) W. S. Choi, J.-H. Lee, K. W. An, C. Fang-Yen, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. 96, 093603(2006).
- 15) W. Choi, M. Lee, Y.-R. Lee, C. Park, J.-H. Lee, and K. An, Rev. Sc. Instr. 76, 083109(2005).
- 16) Marian O. Scully and M. Suhail Zubairy, Quantum optics(Cambridge University Press, New York, 1997).
- 17) G. R. Guthohrelein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther, Nature 414, 49(2001).
- 18) T. Puppe, P. Mounz, T. Fischer, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe, Phys. Scr. T112, 7(2004).
- 19) M. A. Nielsen and I. L. Chuang, Quantum Information and Quantum Computation(Cambridge, Cambridge, 2000).
- 20) F. Vewinger et al, Phys. Rev. Lett. 91, 213001(2003).
- 21) D. Leibfried et al, Nature 422, 412(2002).
- 22) A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1940(1958).
- 23) M. O. Scully, H. Walther, G. S. Agarwal, T. Quang, and W. Schleich, Phys. Rev. A 44, 5992(1991)
- 24) H.-G. Hong, W. Seo, M. Lee, W. Choi, J.-H. Lee, and K. An, Opt. Lett. 31, 3182(2006).

약 력

안경원

근무처
서울대학교 물리학과 (교수)

최종학력
1995년 단원자 레이저 연구로 MIT 박사학위

주요경력
1998년까지 MIT 연구원
1998~2001년 KAIST 물리학과 재직
2002년~ 서울대 물리학과 재직