광펌핑 분광학

DOI: 10.3938/PhiT.19.022

노 흥 렬

Optical Pumping Spectroscopy

Heung-Ryoul NOH

We present a brief review of optical pumping spectroscopy. In particular, we present important theoretical studies regarding saturated absorption spectroscopy. After the underlying principle of the saturation/optical pumping spectroscopy is explained, Nakayama model is briefly discussed. We also present analytic calculation of optical pumping and lineshape of the saturated absorption spectra.

서 론

레이저가 발명된 이후 원자와 공명선에 근접한 진동수를 갖는 레이저의 상호작용은 수많은 연구가 이루어져 왔으며 현재는 이 분야가 원자물리 및 광학에서 매우 중요한 연구 주제가 되어 있다. 특히 도플러 효과에 의해서 확대된 스펙트럼에서 원자의 초미세 구조를 구별하는 고분해능 분광학은 현재 거의 모든 원자 물리학 및 분광학 분야에서 광범위하게 활용되며 연구되고 있다.^[1] 포화흡수 분광학(Saturated Absorption Spectroscopy; SAS)이나 편광 분광학(Polarization Spectroscopy; PS)과 같은 도플러 확장된 원자 증기셀에 대한 고분해능 분광학에서 도플러 한계를 뛰어넘는 분해능은 특정한 속도를 갖는 원자만 서로 반대방향으로 진행하는 펄프광과 조사광과 동시에 상호작용하게 만들기 때문에 가능하다. 비록 1980년대 중반부터 활발히 연구되어 온 레이저 냉각을 이용해서 도플러 한계 이하의 분해능을 얻을 수 있음에도 불구하고 이와 같은 고분해능 분광학은 매우 간단하고 효

율적이므로 현재 많은 연구실에서 레이저 주파수 고정 등에 광범위하게 이용되고 있다.

알칼리 금속 원자와 같이 복잡한 준위를 갖는 원자들의 경우 SAS나 PS 스펙트럼은 속도 선택 광펌핑의 영향을 받는다. 한 개의 레이저를 이용하는 SAS나 PS와는 다르게 두 개의 독립적인 레이저광이 사용되는 경우에는 속도선택 광펌핑 분광학(Velocity Selective Optical Pumping; VSOP) 외에도 전자기 유도 투과(Electromagnetically Induced Transparency; EIT)나 결맞음 밀도 포획(Coherent Population Trapping; CPT)과 같은 흥미로운 현상이 관측된다.^[2] 이와 같은 주제에 대한 연구로는 밀도 반전없는 레이저 발진, 굴절률의 증가, 빛의 저장, 양자 정보에의 응용 등을 들 수 있다.

속도 선택 광펌핑과 밀접한 관련을 갖고 있으며 주로 레이저의 진동수 안정화 관점에서 현재 활발하게 연구가 진행되는 분광학으로는 SAS나 PS 외에도 Dichroic Atomic Vapor Laser Locking(DAVLL), sub-Doppler DAVLL, 비선형 패러데이 효과 등이 있다. 외부 영향이 가해지지 않은 경우 원자 기체가 포함된 셀은 광학적으로 등방성을 유지한다. 그러나 이 증기셀에 펄프광 또는 외부 자기장을 가하게 되면 방향성이 유도되는데 앞에서 언급된 분광학에서는 회전성이 유도된다. 다시 말하면 우선 원편광과 좌선 원편광된 조사광이 서로 다른 흡수 계수와 굴절률을 갖는다는 의미이다. 포화흡수 분광학의 경우에는 조사광의 흡수를 관측하므로 방향성에 의존하지 않는다. 반면에 편광 분광학이나 패러데이 효과의 경우 신호는 $n_+ - n_-$ 에 비례하게 된다. 여기서 $n_+(n_-)$ 는 좌(우)선 원편광된 조사광이 느끼는 굴절률이다. 또한 DAVLL이나 sub-Doppler DAVLL의 경우 신호는 $\alpha_+ - \alpha_-$ 에 비례하게 된다. 이때 $\alpha_+(\alpha_-)$ 는 좌(우)선 원편광된 조사광에 대한 흡수계수이다.

본 논문에서는 앞에서 언급된 속도 선택 광펌핑 분광학 가운데 대표적인 분광학 방법인 포화흡수 분광학에 관하여 기

저자약력

노흥렬 교수는 서울대학교 박사(1997)로서, 일본 전기통신대학 연구원(1997-1999), 서울대학교 근접장이용 극한광기술 연구단 연구원(2000-2002)을 거쳐, 2003년부터 현재까지 전남대학교 물리학과 부교수로 재직 중이다. (hrnoh@chonnam.ac.kr)

REFERENCES

- [1] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer, 1998).
- [2] M. Fleischhauer *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).

Fig. 1. (a) Schematic of saturated absorption spectroscopy and energy level diagram of a two-level atom. (b) Population of the ground and excited states as a function of the velocity of the atom. (c) Saturated absorption spectrum for two-level atoms.

술하고자 한다. 포화흡수 분광학은 도플러 확장된 원자 증기 셀에서 도플러 한계를 뛰어 넘어서 원자의 초미세 공명 전이 선을 관측할 수 있게 하는 가장 간단한 방법이다. 현재에는 레이저의 진동수를 안정화하고 고정하는데 광범위하게 사용되고 있다. 포화흡수 분광학 자체에 대한 연구는 그 동안 활발하게 연구되어 왔는데 실험적인 연구와 더불어 스펙트럼을 예측 가능하게 하는 이론적인 연구도 활발하게 진행되어 왔다. 본 논문에서는 이론적인 측면에 초점을 맞추어 포화흡수 분광학의 원리, 광펌핑의 영향, 해석적인 해에 대하여 논의하고자 한다.

포화흡수/광펌핑 분광학의 원리

포화흡수 분광학의 기본 원리는 간단한 2준위 원자를 사용하여 이해할 수 있다. 반면에 일반적인 다준위 원자에서 관측되는 실험 결과에서 나타나는 현상에는 포화흡수뿐만 아니라 광펌핑도 큰 영향을 미치게 된다. 이것이 분광학의 이름을 포화흡수/광펌핑 분광학이라고 부르는 이유이다.^[3] 본 장에서는 포화흡수와 광펌핑에 의한 분광학의 원리를 논의하고자 한다. 광펌핑에 대해서는 뒤에서 더 자세하게 논의할 것이다.

그림 1(a)는 포화흡수 분광학의 기본 장치와 2준위 원자의 에너지 준위를 나타낸다. 펌프광과 매우 약한 세기의 조사광은 서로 반대방향으로 진행하며 원자 증기셀에서 매우 작은 각도로 교차한다. 펌프광의 세기는 일반적인 실험 조건에서 포화흡수 세기(saturation intensity, I_s)보다 약하다. 물론 강

한 세기에서도 신호는 존재하지만 레이저의 세기에 의한 선평확대를 막기 위해서 약한 세기의 펌프광을 사용하게 된다. 이러한 조건이 만족될 때에는 뒤에서 언급하듯이 해석적인 형태의 포화흡수 신호를 구하는 것이 가능하다. 조사광이 매우 약하므로 조사광은 원자의 내부상태에 영향을 미치지 않는다고 가정한다.

그림 1(a)와 같은 구도에서 v 의 속도로 움직이는 공명 진동수가 ω_0 인 원자는 정지 좌표계에서 도플러 효과에 의하여 조사광의 진동수를 $\omega - kv$, 펌프광의 진동수를 $\omega + kv$ 로 서로 다르게 느낀다. 여기서 $k(=2\pi/\lambda)$ 는 파수벡터이다. 원자 자체는 주어진 온도 T 에서 Maxwell-Boltzmann 속도 분포를 가지고 있으므로 $v = -(\omega - \omega_0)/k$ 부근의 속도를 갖는 원자들은 펌프광에 의하여 영향을 받아 들뜸상태로 전이가 가능하다. 따라서 바닥상태에 원자가 존재하는 확률을 속도에 대하여 그려보면 그림 1(b)와 같이 $v = -(\omega - \omega_0)/k$ 인 속도에서 약간 감소하는 분포를 갖게 되는데 이것을 소위 홀-버닝(hole burning) 또는 Lamb dip이라고 부른다. 반면에 조사광과 강한 공명 상호작용을 하게 되는 원자의 속도는 $v = (\omega - \omega_0)/k$ 로서 이 속도에서 조사광에 의한 작은 홀-버닝이 바닥상태의 밀도에 나타나게 된다. 그림 1(b)에서 파란색으로 표시된 곡선은 들뜸상태의 원자 밀도를 나타낸다. 두 특정 속도에서 바닥상태의 밀도 감소만큼 들뜸상태의 밀도가 증가함을 알 수 있다.

그림 1(b)에서와 같이 $\omega \neq \omega_0$ 이면 펌프광과 조사광은 서로 다른 원자들과 공명적으로 강한 상호작용을 하게 되어 조사광의 흡수 신호를 측정하면 펌프광이 존재하지 않은 경우와 동일한 흡수 신호를 얻게 된다. 그러나 $\omega = \omega_0$ 인 경우에는 두 광이 동일한 원자들과 상호 작용을 하기 때문에 포화흡수 현상에 의해서 조사광의 흡수가 감소하게 된다. 따라서 조사광의 흡수계수를 레이저의 진동수 ω 에 대하여 계산하면 그림 1(c)에 나타나 있듯이 $\omega = \omega_0$ 인 위치에서 감소하는 신호를 얻게 된다. 이것이 포화흡수분광학의 기본 원리이다. 그림 1(c)에서 파란색 곡선은 펌프광이 존재하지 않는 경우의 조사광에 대한 흡수계수를 나타낸다. 포화흡수 신호는 근사적으로 Lorentzian 함수의 형태를 가지고 있으며 반치폭이 $\Gamma(1 + \sqrt{1 + s_0})/2$ 이다. 여기서 Γ 는 들뜸상태의 전이율, $s_0(=I/I_s)$ 는 포화세기를 기준으로 한 펌프광의 세기이다. 만약 펌프광의 세기가 매우 약한 경우에는 포화흡수 신호의 반치폭이 Γ 가 됨을 알 수 있다.

REFERENCES

- [3] D. A. Smith and I. G. Hughes, Am. J. Phys. **72**, 631 (2004).

Fig. 2. Energy level diagrams and atomic population of each sublevel for crossover resonance.

이제 교차공진(crossover resonance) 신호를 이해하기 위하여 그림 2와 같이 들뜸 상태가 2개의 준위를 갖는 원자를 고려하자. 이때 ω_{10} 와 ω_{20} 를 두 들뜸상태의 공명 진동수로 정의하자. 앞에서의 논의와 유사하게 펄프광에 의해서 $-(\omega - \omega_{10})/k$, $-(\omega - \omega_{20})/k$ 의 두 개의 속도를 갖는 원자들이 들뜨게 되며 조사광에 의해서는 $(\omega - \omega_{10})/k$, $(\omega - \omega_{20})/k$ 의 속도를 갖는 원자들이 공명 상호작용을 하게 된다. 그림 2에서 위의 그림들은 에너지 구조, 가운데 그림들은 각 상태의 원자밀도, 아래 그림은 포화흡수 분광 스펙트럼을 나타낸다. 맨 왼쪽 그림의 경우는 $\omega = \omega_{10}$ 일 때의 결과를 나타낸다. 이때 펄프광과 조사광은 $v=0$ 인 원자들과 공명 상호작용을 하게 되어 흡수가 감소한다. 맨 오른쪽의 경우는 $\omega = \omega_{20}$ 에 대한 결과로서 역시 흡수가 감소하게 된다.

반면에 그림 2의 가운데 그림과 같이 $\omega = (\omega_{10} + \omega_{20})/2$, 즉 두 공진 진동수의 중앙의 진동수인 경우 펄프광은 준위 2, 조사광은 준위 1과 공명 상호작용을 하게 되어 흡수가 감소하게 된다. 이때 원자의 속도는 $v = (\omega_{20} - \omega_{10})/(2k)$ 이다. 반면에 $v = -(\omega_{20} - \omega_{10})/(2k)$ 인 속도를 갖는 원자는 펄프광과 준위 1, 조사광과는 준위 2에 대하여 공명 상호작용을 하게 되어 흡수가 감소하게 된다. 이와 같이 펄프광과 조사광이 서로 다른 준위의 들뜸상태와 상호작용을 해서 나타나는 포화흡수 분광 신호를 교차공진이라고 부른다. 보통의 알칼리 금속 원자의 D2 전이선의 경우 한 개의 바닥상태와 상호작용하는 들뜸상태의 초미세구조가 3개이므로 3개의 공진 신호와 3

개의 교차공진 신호가 존재한다.

지금까지 설명한 내용은 포화흡수 현상을 이용한 포화흡수 분광학의 간단한 작동원리에 대한 기술이다. 여기서 광펌핑 또한 매우 중요한 역할을 하는데 간단히 설명하면 다음과 같다. 포화흡수 분광학에서 흡수가 특정한 조건에서 감소하는 것은 바닥상태의 밀도가 감소하기 때문인데 포화흡수에 의해서 들뜸상태로 전이하기 때문에 가능하기도 하지만 광펌핑에 의해서 다른 초미세구조 준위로 전이하게 되면 바닥상태의 밀도가 감소하기 때문에 조사광의 흡수 감소를 관측할 수 있다. 일반적인 알칼리 원자의 경우 이 현상이 포화흡수 현상보다 더 큰 효과를 나타낸다는 사실이 최근 보고되었다.^[3]

광펌핑을 2준위 원자에 대하여 고려하면 포화흡수와 광펌핑의 효과를 비교할 수 있다. 이에 관한 연구가 최근 보고되었는데 간단히 소개하면 다음과 같다.^[4] 광펌핑 현상을 고려하기 위하여 들뜸상태가 바닥상태뿐만 아니라 다른 상태로도 전이가 가능하다고 가정하였다. 이와 같은 경우 펄프광에 의해서 포화현상뿐만 아니라 광펌핑도 나타나게 된다. 그 결과를 요약하면 Lorentzian 함수 형태의 포화흡수 분광 신호가 나타나는데 반치폭이 $\Gamma(1 + \sqrt{1+s})/2$ 와 같이 주어지게 된다. 여기서 $s = s_0[1 + (\gamma_2 t/2)]$ 이고 γ_2 는 바닥상태가 아닌 다른 준위로의 전이율, t 는 펄프광과 상호작용하는 시간이다. 따라서 펄프광의 세기뿐만 아니라 광펌핑의 효과도 포화흡수 분광 신호의 선폴을 확대시킨다는 사실을 알 수 있다. 실제의 루비듐 원자에 대한 논의는 뒤에서 다루기로 한다.

Nakayama의 해석적 해

포화흡수 분광 신호를 이론적으로 예측 가능하게 하는 간단하고 유용한 방법이 Nakayama에 의해 제안된 4 준위 광펌핑 모형이다. 본 논문에서는 이 모형을 간단히 언급하고자 한다.^[5] 비록 Nakayama 모형이 스펙트럼을 어느 정도 예측하기는 하지만 실험결과와는 큰 차이가 존재한다. 다음 장에서 실험결과 및 본 논문의 해석적인 결과들과 비교하고자 한다.

Nakayama 모형에서는 레이저의 진동수에 따른 스펙트럼을 계산하는 것이 아니라 공명신호와 교차 공진 신호에서의 진폭을 해석적인 방법으로 계산하고 그 값에 규격화된 Lorentzian 함수를 곱해서 전체의 신호를 얻게 된다. 따라서 레이저의 세기가 증가함에 따라 수반되는 선폴 확대는 예측

REFERENCES

- [4] H. R. Noh, Eur. J. Phys. **30**, 1181 (2009).
- [5] S. Nakayama, Japan. J. Appl. Phys. Part 1. **24**, 1 (1985).

할 수 없다. 그러나 매우 쉽게 스펙트럼을 예측 가능하게 하기 때문에 많이 사용되는 방법이다. 이 모형에서는 펌프광에 의한 바닥상태의 밀도 변화를 계산하여 공명에서의 진폭을 계산한다. 세부적인 내용은 참고문헌^[5]을 참조하기로 하고 본 논문에서는 공명 신호일 때의 진폭에 대한 결과를 간단히 기술하기로 한다. 그 결과는 다음과 같다.

$$\sum_{m,sp} R_{pu} \times (-\delta_{pu,sp} + R_{sp}) \times R_{pr} \quad (1)$$

여기서 R_{pu} , R_{sp} , R_{pr} 는 펌프광 전이선, 자발방출, 조사광 전이선에 대한 전이강도이고 $\delta_{pu,sp}$ 는 Kronecker delta 기호이다. 즉, 이 값은 펌프광 전이선에 대하여 자발방출이 발생하면 1이 되는데, 이는 펌프광에 의해서 바닥상태의 밀도가 감소하는 현상을 나타내고 있다. 자발방출 전이선이 펌프광의 전이선과 다른 경우에는 바닥상태의 밀도가 증가하게 되고 같은 경우에는 $(-\delta_{pu,sp} + R_{sp})$ 에 의해서 감소하게 된다. 이 식에서 합은 가능한 모든 전이에 대하여 수행하고 모든 자발방출을 고려해야 한다. 교차공진 신호 또한 유사한 방법으로 계산이 가능하다.

광펌핑의 해석적 해

전장에서 기술한 Nakayama 이론은 펌프광의 세기가 매우 약한 경우에만 성립하기 때문에 펌프광의 세기에 따른 신호의 변화를 예측할 수 없다. 반면에 최근 펌프광의 세기 의존성까지 예측할 수 있는 연구가 보고되었다.^[6] 이와 같은 해석적인 형태의 스펙트럼을 구하기 위해서는 먼저 광펌핑에 의한 원자의 내부 상태의 변화를 해석적으로 계산할 필요가 있다. 광펌핑은 레이저가 발명되기 이전에 Kastler 등에 의해서 연구가 시작되었고 일반적으로 원자의 내부상태를 실험에서 원하는 상태로 준비시키는데 사용된다. 간단한 2 준위 원자의 경우는 해석적인 해를 간단히 구할 수 있지만 실제의 다준위 원자의 경우 주로 수치적인 계산을 사용한다. 그러나 선편광이나 원편광된 펌프광을 사용하는 경우 광펌핑에 의한 원자의 내부상태의 변화를 해석적으로 계산하는 것이 가능하다. 본 장에서는 광펌핑 현상을 해석적인 방법으로 계산하는 내용을 간단히 기술하고자 한다.

그림 3(a)는 ^{87}Rb 원자의 에너지 준위를 나타낸다. 이 원자에 레이저 광을 조사하였을 때 원자의 내부 상태의 변화는 광 블로흐 방정식(Optical Bloch Equations)을 이용해서 계산할 수 있다. 만약 레이저광의 편광이 원편광이라고 한다면 양자축을 레이저의 진행 방향으로 택해서 비대각 성분이 존재하지 않는 밀도행렬로, 다시 말하면 원자의 밀도(population)

Fig. 3. (a) Energy level diagram for the D2 transition line of ^{87}Rb atom. (b) Energy level diagram for the $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ transition.

로 원자의 상태를 표현할 수 있다. 또한 레이저의 세기가 크지 않을 경우에는 바닥상태와 들뜬상태 사이의 결맞음이 매우 빠르게 정상상태에 도달하게 되고 원자의 상태를 원자 밀도의 시간 변화를 사용해서 표현할 수 있게 된다. 이때의 방정식을 비율 방정식이라고 부른다. 여기에서는 σ^+ 편광된 레이저광을 고려한다. 본 논문에서는 그림 3(b)와 같은 $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ 전이선에 대한 원자 밀도 변화의 계산 결과를 소개한다. 다른 가능한 모든 전이선에 대하여 비슷한 계산이 가능하다. $|F_g=1, m_g=-1\rangle$ 준위의 밀도 f_1 과 $|F_e=2, m_e=0\rangle$ 준위의 밀도 g_1 에 대한 비율방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \dot{f}_1 &= -\frac{\Gamma_s}{24}(f_1 - g_1) + \frac{\Gamma}{12}g_1 \\ \dot{g}_1 &= \frac{\Gamma_s}{24}(f_1 - g_1) - \Gamma g_1 \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 $s = s_0/[1 + 4(\delta/\Gamma)^2]$ 이다. 다른 자기 부준위에 대해서도 비슷한 형태의 비율방정식을 구할 수 있다. 이 비율 방정식을 순차적으로 계산해서 s_0 의 최저차항까지 고려해서 계산하면 다음 식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{8} \exp\left[-\frac{11}{288}s\Gamma t\right] \\ g_1 &= \frac{s}{24} \left[f_1 - \frac{1}{8}e^{-\Gamma t}\right] \end{aligned} \quad (3)$$

바닥 및 들뜬상태의 다른 자기 부준위에 대해서도 exponential 함수의 합으로 해석적인 해를 구할 수 있다. 여기에서 계산한

REFERENCES

- [6] G. Moon and H. R. Noh, J. Opt. Soc. Am. B **25**, 701 (2008).

Fig. 4. Saturated absorption spectra for the transition $F_g=1 \rightarrow F_e=0, 1, 2$ of the ^{87}Rb atom.

해석적 형태의 원자 밀도는 포화 흡수 분광 신호를 해석적으로 계산 가능하게 한다. 자세한 내용은 다음 장에서 다루기로 한다.

포화흡수/광펌핑 분광의 해석적 해

전장에서 구한 해석적인 형태의 원자밀도는 SAS 스펙트럼을 해석적으로 계산하는데 사용 가능하다. SAS에서 일반적으로 조사광은 펌프광에 비해서 세기가 매우 약하므로 조사광에 의한 원자의 상태변화는 무시한다. 조사광에 대한 흡수계수를 구해서 도플러 확장된 원자의 속도 분포에 대해서 평균을 취하면 스펙트럼을 계산할 수 있다. 자세한 계산은 생략하고 그림 3에 나타난 ^{87}Rb 원자의 $F_g=1 \rightarrow F_e=0, 1, 2$ 전이에 대한 결과를 표기하기로 한다. 이때 펌프광과 조사광의 편광은 모두 σ^+ 로 가정하였다.

계산 결과는 그림 4에 나타나 있다. 위에서 두 번째 그림이 해석적인 계산 결과이고 실험결과와 비교하면 매우 잘 일치함을 알 수 있다. Nakayama 모형의 경우 실험과 약간 차이

가 존재한다. 특히 이 모형을 이용해서는 펌프광의 세기나 광펌핑에 의한 선폭 확대를 기술하기 어렵다. 그림에서 신호 2, 1, 0은 각각 $F_g=1$ 에서 $F_e=0, 1, 2$ 전이에 대한 공명 신호를 나타내고 (i, j) 는 $F_e=i$ 와 $F_e=j$ 인 들뜬 상태가 기여하는 교차신호를 나타낸다. 모든 신호는 Lorentzian 함수의 합으로 표현이 되는데, 자세한 결과는 참고 문헌^[6]을 참조하고 여기에서는 맨 오른쪽 공명신호($F_g=1 \rightarrow F_e=2$)에 대한 결과만 표현하기로 한다. 그 결과는 다음과 같다.

$$\frac{253}{9600} L\left(\frac{11}{288} \tau\right) + \frac{9}{128} L\left(\frac{3}{32} \tau\right) + \frac{3}{400} L\left(\frac{1}{8} \tau\right) \quad (4)$$

여기서 함수 $L(x)$ 는 Lorentzian 함수로서

$$L(x) = \frac{x}{\sqrt{x+1}} \frac{1 + \sqrt{x+1}}{16(\delta/\Gamma)^2 + (1 + \sqrt{x+1})^2}$$

로 표현되고 $\tau = s_0 \Gamma t$ 이다.

결 론

본 논문에서는 광펌핑 분광학 특히 포화 흡수 분광학의 원리와 이론적 연구 성과를 소개하였다. 특히 광펌핑의 영향을 해석적으로 계산하는 방법을 소개하고 이를 이용하여 포화흡수 분광학 신호를 해석적으로 구하는 방법에 관하여 간략하게 살펴보았다. 펌프광이나 자기장과 같은 외부 요인에 의해서 유도된 비등방성을 조사광을 이용하여 측정하는 연구는 매우 다양하며 최근 활발하게 연구되고 있는 EIT나 CPT 현상과도 밀접하게 관련되어 있다. 본 논문에서 소개한 방법은 포화흡수 분광학뿐만 아니라 앞에서 언급한 여러 가지 분광학에 적용이 가능하다. 따라서 본 연구를 확장시키면 단지 스펙트럼의 계산에 국한되는 것이 아니라 원자셀에서의 신호를 다양한 방법으로 조작하는 방법에 대한 해결책까지 제공할 수 있을 것이다. 이는 최근 많은 관심이 고조되고 있는 원자와 빛을 이용한 양자정보 연구에 활용될 수 있다.