≪연구논문≫ The Journal of Optical Society of Korea (Korean Edition) Volume 4, Number 2, June 1993

# 광펌핑 세슘원자 시계에서의 Ramsey 공진 특성*

이호성 · 오차환 · 양성훈 · 김영범 · 박윤찬 · 송양섭 · 정낙삼
한국표준과학연구원 시간·주파수연구실

(1993년 4월 30일 받음)

광펌핑 세슘원자시계에서 Ramsey 공진신호를 관측하고, Ramsey 전이확률로 계산한 결과와 비교해 보았다. 이 때 원자의 속도분포는 Maxwell 속도분포에 $1/v$의 가중치를 고려한 경우가 실험치와 가장 잘 일치하였다. 그리고 편광이 조절된 두 대의 레이저를 펌핑용 광원으로 사용하면 Rabi-Ramsey 스펙트럼의 시계전이선의 신호를 크게 키울수 있다는 것을 알았다.

## I. 서 론

광펌핑 세슘원자시계와 관련된 물리는 크게 나누어 두 가지가 있다.

첫번째는 광펌핑 (optical pumping)으로, 이것은 빛을 이용하여 원자들을 원하는 에너지 준위로 모으는 즉, 원자의 밀도 분포를 조절하는 분광학의 한 기법이다.[1] Alfred Kastler가 1950년에 이 방법을 제안하였고, 이것으로 1966년에 노벨상을 받았다. 이 방법은 원자물리의 여러 분야에서 널리 사용되고 있으며 특히 원자주파수 표준기에서 활발히 응용되고 있다.

두번째로는, 원자 (또는 분자)의 자기 공명 (magnetic resonance) 실험에서 원자를 분리된 두 진동 자장 (separated oscillatory field)과 상호작용하도록 함으로써 원자의 에너지 준위를 분해할 때 분해능을 높히는 방법이다.[2] 이 방법은 Norman F. Ramsey가 제안하였고 그 전에 사용되던 Rabi 공진 보다 분해능이 좋아 Ramsey 공진으로 널리 알려져 있다. 그는 이 공로로 1989년에 노벨상을 받았다.[3]

광펌핑 세슘원자시계에서는 반도체 레이저로 세슘원자빔을 광펌핑하여 바닥상태의 한 에너지 준위에 원자를 모은다. 이렇게 상태가 선택된 원자들이 Ramsey 공진기를 통과하면서 마이크로파와 상호작용하여 바닥상태의 다른 준위로 전이하는데, 마이크로파의 주파수가 원자의 두 준위 사이의 공진주파수에 가까울수록 전이하는 원자수는 증가하게 될 것이다. 전이가 일어난 원자들에 또 다른 레이저를 비추어 그 때 발생하는 형광의 세기를 측정하면 마이크로파에 의해 전이된 원자수를 알 수 있다. 시계 (또는 주파수 표준기)로서 동작시키려면 이 형광신호를 마이크로파 주파수를 조절하는 서어보 (servo) 시스템과 연결시켜 마이크로파 주파수가 세슘원자의 공진 에너지 준위에 잠금질되도록 하면 된다.

광펌핑 세슘원자시계에 관해서는 세계적으로 많이 연구되고 있고,[4,5] 국내에서도 원자시계의 제작과 구성에 관한 논문이 발표된 바가 있다.[6]

본 논문에서는 실험적으로 Ramsey 신호를 관측하고, 기존의 Ramesy 공진 이론으로 계산한 결과와 비교해 보았다. 그리고 세슘원자빔에 한 대의 레이저를 비추어 초미세 광펌핑 (hyperfine optical pumping) 했을 때와 편광이 조절된 두 대의 레이저를 비추어 Zeeman 광펌핑도 동시에 했을 때의 Rabi-Ramsey 스펙트럼을 관측하였다. 또한 이 두 경우에 대한 원자밀도의 분포를 비율방정식 (rate equation)으로 계산하여 실험결과와 비교해 보았다.

## II. 이 론

### 1. Ramsey 전이 확률

그림 1은 Ramsey 공진기의 개략도로서 세슘원자가 Ramsey 공진기를 통과하면서 발생하는 전이의 확률을 계산할 때 필요한 변수들을 보여준다. 본 실험에 사용된 Ramsey 공진기는 TE(Transverse Electric) 모드에 공

* 본 연구는 과학기술처에서 시행한 출연연구사업의 일환으로 수행되었습니다.

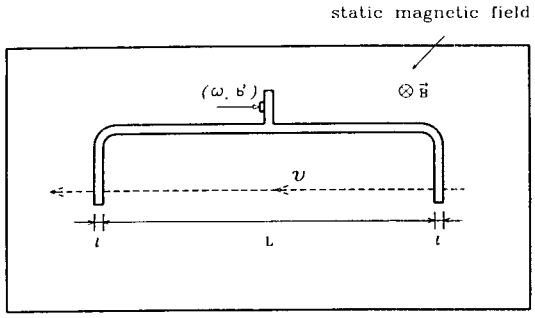



그림 1. Ramsey 전이확률을 계산할 때 필요한 변수들; $(\omega, b^2)$은 마이크로파의 각주파수와 세기, $\upsilon$는 원자의 속도이고, Ramsey 공진기 $(l, L)$는 정자장 (B)이 가해지는 공간에 놓여 있음.

진되는 U자형의 공진기이며, 공진주파수는 9192.6 MHz 이고 $Q$값은 약 260이다. 원자가 마이크로파와 상호작용하는 곳은 그림에서와 같이 두 곳인데 각각의 길이 ($l$)는 10.16 mm이다. 첫번째 상호작용영역과 두번째 상호작용영역 사이의 길이 ($L$)는 378 mm이다.

그런데 이 공진기는 지자장보다 세기가 작은 약 7.72 $\mu$T의 정자장 (B)이 가해지는 공간에 놓여있다. 정자장의 방향은 원자빔의 방향에 수직이고 동시에 공진기의 상호작용 영역에서의 마이크로파의 진동자장의 방향과는 평행이다. 마이크로파 진동자장의 크기는 상호작용 영역 내에서는 위치에 상관없이 일정하다. 정자장의 방향과 마이크로파의 진동자장의 방향이 나란할 때에는 원자는 $\Delta m=0$의 선택율 (selection rule)을 만족시키는 자기 쌍극자 전이를 한다. 이에 따라 세슘원자의 바닥상태에 있는 두 초미세 에너지 준위 ($F=4$와 $F=3$) 사이에서 7개의 $\sigma$전이가 발생하는 것이 이미 관측된 바가 있다.[6]

Ramsey 전이확률은 2 준위의 원자계가 마이크로파의 진동자장에 의해 섭동 (perturbation)을 받는 것으로 가정하고, Liouville 방정식을 세워 밀도 행렬(density matrix)의 요소로부터 두 준위 사이의 원자의 밀도 차이를 계산해 냄으로써 구해진다. 원자의 양자상태에 영향을 미치는 변수는 마이크로파의 주파수 ($\omega$)와 마이크로파의 세기 ($\propto b^2$) 및 상호작용 시간 ($\tau=l/\upsilon$)이다. 그리고 자유전개 영역의 길이 ($L=\upsilon T$, 단, $T$는 소요시간)도 Ramsey 전이확률에 영향을 미친다.

속도가 $\upsilon$인 원자가 Ramsey 공진기를 지난 다음 전이가 발생할 확률 ($P_2$)은 다음 식으로 표현된다.[2,7]

$$P_2(\tau)=\frac{4b^2}{\Omega^2}\sin^2\frac{1}{2}\Omega\tau\left[\cos\frac{1}{2}\Omega\tau\cos\frac{1}{2}(\Omega_0 T+\phi)\right.$$
$$\left.-\frac{\Omega_0}{\Omega}\sin\frac{1}{2}\Omega\tau\ \sin\frac{1}{2}(\Omega_0 T+\phi)\right]^2 \quad (1)$$

단, $\Omega_0=\omega-\omega_0$, $\omega_0$는 원자의 공진 주파수, $\phi$는 공진기의 두 상호작용 영역에서의 마이크로파의 위상차이, $\Omega^2=b^2+\Omega_0^2$, $b$는 마이크로파 세기의 제곱근에 비례하는 값으로 원자의 Rabi 각주파수를 결정짓는다.

그런데 원자들은 단일속도를 가지는 것이 아니라 일정한 속도분포를 이루고 있기 때문에 Ramsey 전이확률을 계산하기 위해서는 이 속도분포를 고려해야한다. 원자가 고진공 속으로 확산되어 나올 때의 속도분포는 Maxwell 속도분포로 표시된다. 그런데 원자들이 레이저에 의해 펌핑되어 밀도차이가 날 때 일반적으로 레이저와 상호작용하는 시간이 길어질수록 펌핑효율은 높아진다. 또한 마이크로파에 의해 전이된 원자수를 검출해낼 때 흔히 순환전이선 (예를 들면 $F=3\rightarrow F'=4$ 또는 $F=2\rightarrow F'=3$)을 이용하는 경우가 많은데, 이 경우에 형광의 세기는 레이저와 상호작용하는 시간이 길어질수록 커진다. 따라서 관측한 Ramsey 신호를 이론적으로 설명하기 위해서는 Maxwell 속도분포에 이러한 레이저에 의한 효과가 고려된 즉, 원자의 속도에 따른 가중치 (weighting factor)를 고려해야 한다.

원자의 속도분포를 마이크로파와의 상호작용 시간에 대한 분포로 표시하면 다음과 같다.[7]

$$f_n(\tau)=\frac{C_n}{\tau_0}\left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{n+2}\exp(-\tau_0^2/\tau^2) \quad (2)$$

단, $\tau_0=l/\alpha$, $\alpha$는 원자의 최확속도로 $\alpha=(2kT/M)^{1/2}$, 여기서 $k$는 볼츠만 상수, $T$는 온도, $M$은 원자의 질량수이다.

식 (2)에서 n=3의 경우는 Maxwell 속도분포를 나타내는데 이것은 세슘오븐의 출구에서의 세슘의 속도분포에 해당한다. 다시 말해서 원자가 레이저에 의해 펌핑되기 전의 속도분포를 나타낸다. $n=2$ 및 $n=1$은 속도에 의한 가중치가 각각 $1/\upsilon$, $1/\upsilon^2$일 때에 해당하며, $C_n$은 전체 확률을 1로 규격화 시키는 상수이다.

속도분포가 고려된, 전체 원자수에 대한 Ramsey 전이확률은 다음 식으로 표시된다.

$$P=\frac{\int_0^\infty f_n(\tau)P_2(\tau)\,d\tau}{\int_0^\infty f_n(\tau)\,d\tau} \quad (3)$$

**2. 광펌핑 비율 방정식 (rate equation)**

그림 2는 세슘원자의 $D_2$ 전이와 관련된 초미세 에너지

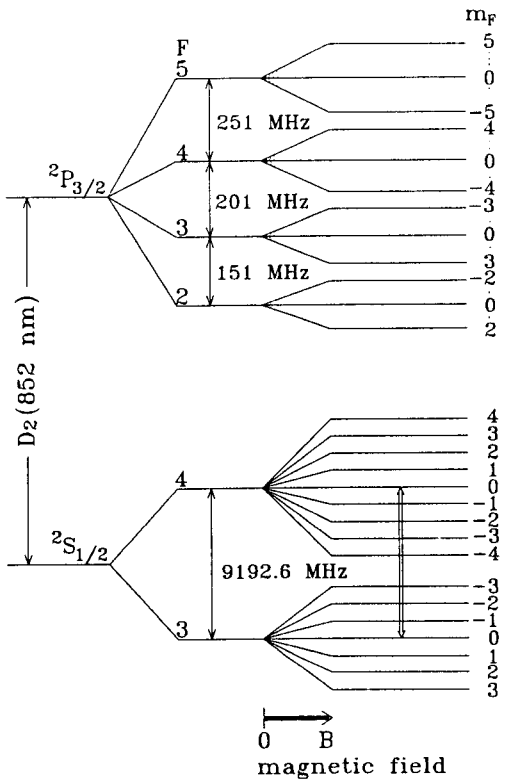



그림 2. 세슘원자의 D2 전이와 관련된 에너지 준위; 초미세 준위 (F)는 정자장에 의해 $(2F+1)$ 개의 Zeeman 부준위 $(m_F)$로 분리됨.

준위 및 Zeeman 부준위를 보여준다.

원자와 빛과의 상호작용시 시간에 따른 초미세 준위에서의 원자의 밀도변화를 계산할 때에는 축퇴되어 있는 모든 Zeeman 부준위를 고려해야 하기 때문에 원자핵의 양자수가 큰 원자의 경우에는 에너지 준위가 많아 복잡해진다. 그러나 빛의 특성에 따라 근사화시키면 의외로 간단해질 수 있다. 사용한 빛 (즉, 레이저)의 선폭이 세슘원자의 공진선폭보다 훨씬 넓고, 출력은 약하여 유도방출에 의한 전이보다 자연방출에 의한 전이가 우세하다고 가정하는 경우[8]와 레이저의 선폭은 넓으나 출력은 유도방출의 효과를 고려해야 할만큼 세다고 가정하는 경우[9]에 대해 비율 방정식을 세우고 푼 결과가 이미 보고되어 있다. 이 두 경우에서는 레이저의 코헤런스 (coherence) 효과는 무시되었고, 원자의 초미세 코헤런스 및 Zeeman 코헤런스 등도 무시된, 전혀 현상론적인 접근방법으로 밀도분포를 계산하였다. 코헤런스 효과 및 원자의 완화과정까지 고려하여 Liouville 방정식으로부터 밀도행렬의 각 요소의 시간전개 미분방정식을 푼 결과도 보고되어 있다.[10] 이 논문들은 주로 어떤 주파수, 어떤 편광의 레이저를 펌핑용으로 사용하는 것이 펌핑효율을 높힐 수 있는가에 관심을 두고 계산하였다. 그렇기 때문에 사용한 가정에 따라 같은 원자에 대해서도 다른 결과가 보고되고 있다.

본 논문에서는 Ramsey 신호의 크기에 영향을 미치는 각 Zeeman 부준위에서의 원자의 밀도 분포에 주안점을 두고, 레이저는 단순히 원자를 여기상태로 펌핑만 하고 바닥상태의 원자의 밀도는 자발방출과정에 의해 분포된다는 가정으로 비율 방정식을 세우고 계산해 보았다.

세슘원자의 초미세준위와 Zeeman 부준위를 나타내는 양자수를 각각 $F$, $m_F$라 할 때, $F=i$, $m_F=m$ 준위의 원자의 밀도를 $N_{i,m}$이라 하자. 입사하는 빛의 강도를 $I_{i,m}$ (photons/s), 이 빛에 의해 바닥상태의 $(i, m)$ 준위에서 여기상태의 $(j, n)$ 준위로 전이가 일어날 확률을 $k_{i,m,j,n}$이라고 하면 $(i, m)$ 준위의 밀도는 다음식으로 표시된다.[8]

$$\frac{dN_{i,m}}{dt} = -I_{i,m} \cdot N_{i,m} \cdot \sum_{j,n} k_{i,m,j,n} + \sum_{i',m'} I_{i',m'} \cdot N_{i',m'} \cdot \sum_{j',n'} k_{i',m',j',n'} \cdot k_{j',n',i,m} \qquad (4)$$

레이저 선폭은 각 Zeeman 부준위를 구분할 수 없을 만큼 넓고, 각 초미세 준위는 구분할 수 있을 만큼 좁다고 가정하면 $I_{i,m}$에 의해 펌핑되어 올라가는 Zeeman 부준위는 여러개가 있을 수 있기 때문에 식 (4)의 우변 첫번째 항은 $k$의 합으로 표시된다. 우변 두번째 항은 펌핑된 원자들이 자발방출에 의해 $(i, m)$ 준위로 모이는 것을 나타낸다.

펌핑에 의해 Zeeman 부준위 사이에서 발생하는 전이는 사용한 레이저의 편광에 따라 다음과 같이 달라진다. 단, 편광을 결정하기 위해 정자장의 방향을 양자축으로 하였으며 레이저빔의 방향은 정자장에 대해 수직이다.

원편광 $\sigma_+$일 때는 $\Delta m(=m'-m)=+1$, 원편광 $\sigma_-$일 때는 $\Delta m=-1$, 정자장에 나란한 선편광 $\pi$일 때는 $\Delta m=0$, 정자장에 수직인 선편광 $\sigma_+$일 때는 $\Delta m=\pm 1$의 선택율을 만족시키는 전이만 가능하다. 그런데 선편광 $\sigma_+$은 $\sigma_-$와 $\sigma$의 합으로 표시되며 (즉, $\sigma_+=(\sigma_-+\sigma)/2$) 선택율도 이 두 경우를 다 만족시킨다.

세슘원자의 바닥상태에는 $F=4$와 $F=3$의 두 초미세 준위가 있고, 각 준위는 $2F+1$개의 Zeeman 부준위가 축퇴되어 있기 때문에 각 Zeeman 부준위에 대한 비율

방정식을 세우면 전부 16개의 방정식이 만들어진다. Zeeman 부준위 사이의 전이확률은 참고문헌 [8]의 표를 이용하였다. 초기상태에는 원자가 각 Zeeman 부준위에 골고루 분포하고 있다고 가정하고 (즉, 각 부준위에는 전체 원자수의 1/16씩 분포), 시간에 대한 16원 1차 미분 방정식을 Runge-Kutta 방법으로 풀었다.

## III. 실 험

그림 3은 Ramsey 신호 관측을 위한 실험 장치도이다.[6] 한 대의 레이저에 의한 광펌핑 실험을 할 경우에는 그림에서 3→4 전이 (즉, $F=3\rightarrow F'=4$) 레이저를 차단하고, 4→4 전이에 안정화된 레이저만을 사용하였다. 검출용 레이저는 4→4 레이저를 음향-광 (Acousto-Optic; A-O) 변조기를 이용하여 251 MHz 만큼 편이시켜 4→5 전이의 레이저 주파수를 만들어 사용하였다. 4→5 전이는 순환전이로서 $F=4$에 있는 원자는 이 레이저에 의해 여기된 후 항상 $F=4$로만 되돌아 오기 때문에 형광신호가 다른 전이에 비해 크다.

본 실험에 사용된 레이저는 제 II 장의 이론에서 가정한 것과는 달리 선폭이 좁은 레이저이다. Fabry-Perot 공진기를 이용한 공진광 궤환방법으로 선폭 축소 및 주파수 안정화를 하였는데,[11] 두 레이저 주파수의 비트(beat) 주파수의 스펙트럼을 관측함으로써 레이저 선폭은 약 30 kHz 이하임을 알 수 있었다. 그러나 이 레이저는 안정화를 위해 5 kHz 변조주파수로 약 1 MHz를 변조시켰기 때문에 실제 원자가 느끼는 레이저 선폭은 1 MHz 이상이다. 안정화 시켰을 때 1시간 동안의 주파수 흔들림 폭은 약 3 MHz이었다.

실험은 먼저 한대의 $\sigma_{\pm}$ 편광의 4→4 레이저만을 사용하여 Ramsey 신호를 관측하였다. 그리고 $\pi$ 편광의 4→4 레이저만을 사용했을 때와 $\sigma_{+}$ 편광의 3→4 레이저도 같이 사용했을 때의 Rabi-Ramsey 신호를 관측하였다.

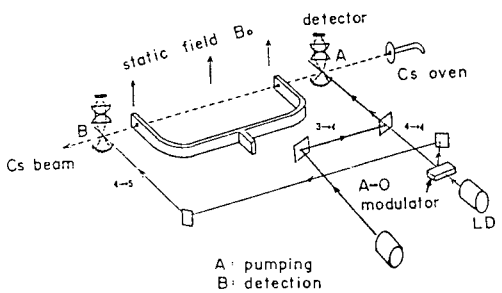



그림 3. Ramsey 신호 관측을 위한 광펌핑 세슘원자빔 튜브 내의 배치도.

## IV. 결과 및 토론

그림 4는 식 (2)를 이용하여 세슘원자의 온도가 100 ℃ 일 때 세슘원자빔의 속도분포를 시간축 상에서 그린 것이다. 시간축의 단위는 $\tau_0$로 이것은 최확속도의 원자가 상호작용 영역을 통과하는데 걸리는 시간이다. 그림에서 실선은 $n=3$일 때 즉, Maxwell 속도분포를 나타내고, 쇄선(broken curve)은 $n=2$일 때 즉, Maxwell 속도분포에 $1/v$의 가중치를 고려한 경우이다. 그리고 점선 (dotted curve)은 $n=1$일 때 즉, $1/v^2$의 가중치를 고려한 경우이다. $n$값이 줄어들수록 분포값이 최대가 되는 $\tau$는 점점 길어진다.

이런 분포의 세슘원자빔이 Ramsey 공진기의 첫번째 상호작용 영역, 자유전개영역, 두번째 상호작용 영역을

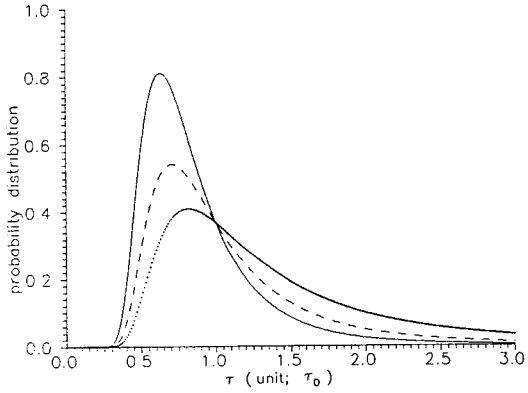



그림 4. 시간축에서 그린 세슘원자빔의 속도분포; 단, $n=3$ (실선)은 Maxwell 속도분포이고, $n=2$ (쇄선)와 $n=1$ (점선)은 각각 $1/v$, $1/v^2$의 가중치를 고려한 경우임.

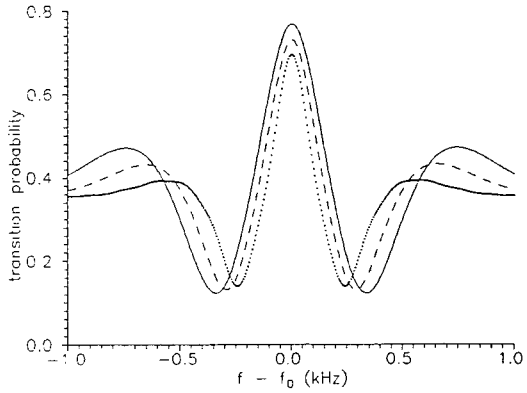



그림 5. 원자의 속도분포에 따른 Ramsey 신호의 모양; 단, $n$ 값은 그림 4의 경우와 동일함.

통과하는 동안, 공진기로 입력되는 마이크로파 주파수에 의해서 바닥상태의 $F=3$ (또는 $F=4$)에서 $F=4$ (또는 $F=3$)로 전이할 확률은 그림 5와 같다. 그림에서 x축은 마이크로파 주파수 ($f=\omega/2\pi$)와 세슘원자의 공진주파수 ($f_0=9\ 192\ 631\ 770$ Hz)와의 차이를 나타낸다. 이 그림은 식 (1), (2), (3)으로부터 계산된 것인데, 컴퓨터를 이용하여 적분하였다. 식 (1)의 $\phi$는 0으로 두었고, 식 (3)에서 $\tau$의 적분구간은 $\tau_0/50$에서 $4\tau_0$까지 하였으며, $\Delta\tau$는 $\tau_0/50$로 두었다. 그림에서 실선, 쇄선, 점선은 그림 4의 경우와 동일하다. 그림에서 알 수 있듯이 $n$ 값이 작아질수록 Ramsey 신호의 반치폭이 좁아지고 있다. 이것은 $n$ 값이 작아질수록 원자가 마이크로파와 상호작용하는 시간이 길어지고 이에 따라 주파수폭이 좁아지는 것으로, Heisenberg의 불확정성의 원리 ($\Delta\omega\cdot\Delta t\sim1$)를 만족시키는 결과이다.

Ramsey 신호의 크기와 모양은 마이크로파의 세기 ($\propto b^2$)에 따라서도 달라지는데 그림 5의 결과는 신호의 크기가 최대가 되는 $b$의 값 (즉, $b_{opt}$)에서 계산하였다. $n$ 값에 따른 $b_{opt}$는 다음 조건을 만족시킨다. 즉, $n=1$일 때는 $b_{opt}\cdot\tau_0=1.34$, $n=2$일 때는 1.62, $n=3$일 때는 1.88이다.[7] 이 조건에서 계산한 Ramsey 신호의 반치폭은 $n=1$일 때 200 Hz, $n=2$일 때 260 Hz, $n=3$일 때 310 Hz이었다.

그림 6(a)는 실험치(○ 표시)와 이론치 (실선)를 비교한 것으로 계산에 사용된 변수값은 다음과 같다. 원자의 속도분포는 $n=2$일 때 즉, $1/v$의 가중치가 고려된 경우이고, 마이크로파의 세기는 $b\cdot\tau_0=1.5$인 경우이다. 실험에서 얻은 Ramsey 신호는 $\sigma_+$ 편광의 4→4 레이저로 펌핑하고, $\sigma_+$ 편광의 4→5 레이저로 검출한 것이다. 실험치와 이론치가 일치하는 것으로 볼 때 실험에서 마이크로파의 세기는 $b$의 최적치 ($b_{opt}\cdot\tau_0=1.62$) 보다 낮은 값이 사용된 것임을 알 수 있다. Ramsey 신호의 반치폭은 250 Hz이었다. 그림 6(b)는 $b$값이 그림 6(a)와 같이 $b\cdot\tau_0=1.5$일 때, 원자의 속도분포가 $n=1$인 경우(점선)와 $n=3$인 경우 (실선)의 이론치를 실험치에 fitting시킨 결과인데, 6(a)와는 달리 실험치와 차이가 나는 것을 알 수 있다.

$1/v$의 가중치가 고려될 때가 실험치와 잘 일치하는 이유는 검출용으로 4→5 레이저를 사용했기 때문이다. 다시 말하면, $F=4\rightarrow F'=5$ 전이는 순환전이로, $F=4$에 있던 원자는 4→5 레이저에 의해 $F'=5$로 펌핑되었다가 자발방출하면서 (즉,형광을 발생하면서) 다시 $F=4$로 떨어진다. 그렇기 때문에 원자의 속도가 느릴수록 레이저와 상호작용하는 시간은 길어지고 이에 따라 발생하는 형광의 세기는 세어진다. 반면에 순환전이가 아닌 레이저를 사용하는 경우에는 자발방출한 원자들의 일부는 다른 준위 (즉, non-resonant한 준위) 이동하기 때문에 원자의 속도와는 상관없이 원자들은 일정 시간이 경과하고 나면 더 이상 형광을 발생하지 않게 된다. 이 경우에는 $1/v$의 가중치가 없는 Maxwell 속도분포를 고려해야 실험치와 잘 일치하게 된다.

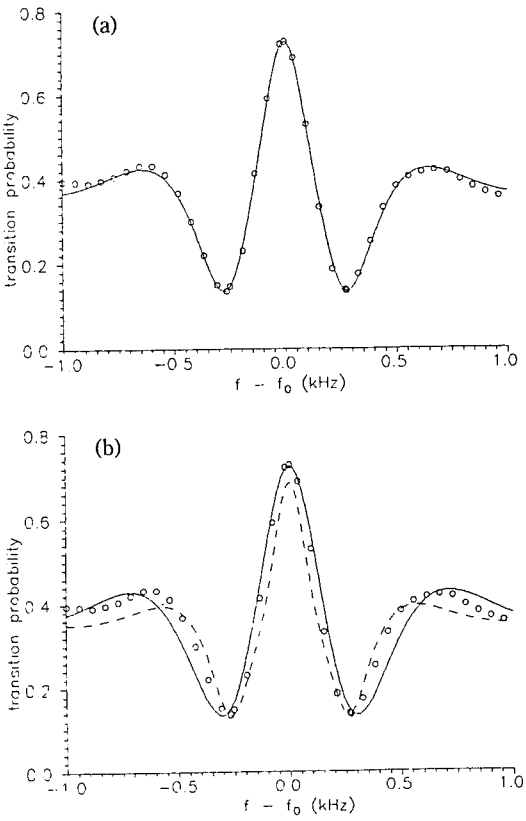
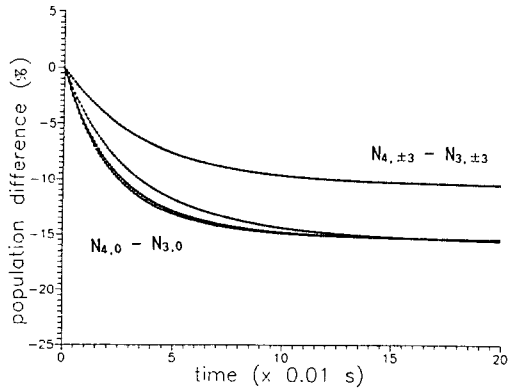
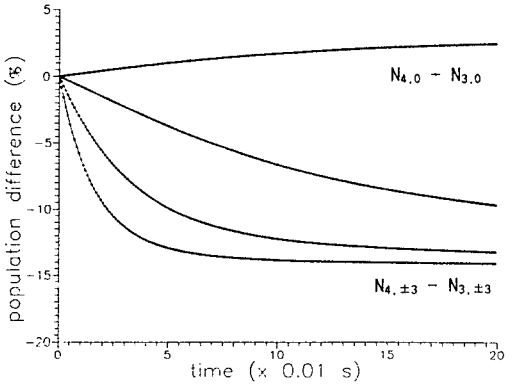



그림 6. Ramsey 신호의 실험치(○)와 이론치(－)를 비교한 결과; 단, (a)의 이론치는 원자의 속도분포가 $n=2$일 때이고, (b)는 $n=3$ (실선), $n=1$ (쇄선)일 때에 해당함.

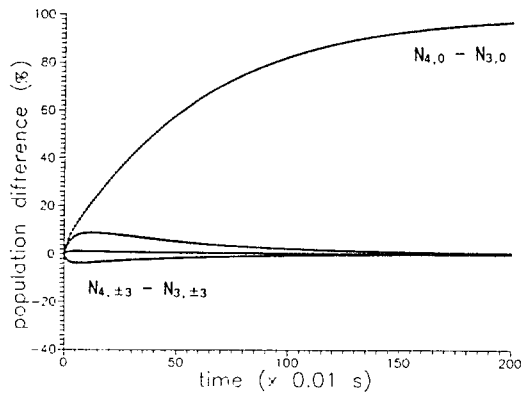
그림 7(a)는 $\sigma_+$ 편광의 4→4 레이저로 펌핑할 때 $F=4$, $m_F=m$ 준위와 $F=3$, $m_F=m$ 준위사이의 밀도차이 ($N_{4,m}-N_{3,m}$)를 비율 방정식으로 계산한 결과를 보여준다. 이 결과는 4→4 레이저의 강도를 400 photons/s로 가정한 것이다. 그림에서 밀도차이가 (－)로 나타나는 것은 (3, $m$)에 있는 원자수가 (4, $m$)에 있는 원자수보다 많다는 것을 의미하는데, 이 경우 마이크로파와 상호작용하면 (3, $m$)에 있던 원자들이 (4, $m$)으로 전이한다. 이 때 실험에서 4→5 레이저를 비추면 (4, $m$)에 있던 원자들이




(a)




(b)




(c)

그림 7. 레이저로 펌핑할 때 세슘원자의 $F=4$, $m_F=m$ 준위와 $F=3$, $m_F=m$ 준위사이의 밀도차이 ($N_{4,m}-N_{3,m}$)의 시간에 대한 변화; 단, (a)는 $\sigma_+$ 편광의 4→4 레이저로 펌핑할 때, (b)는 $\pi$ 편광의 4→4 레이저로 펌핑할 때, (c)는 $\pi$ 편광의 4→4 레이저와 $\sigma_+$ 편광의 3→4 레이저로 동시에 펌핑할 때임.

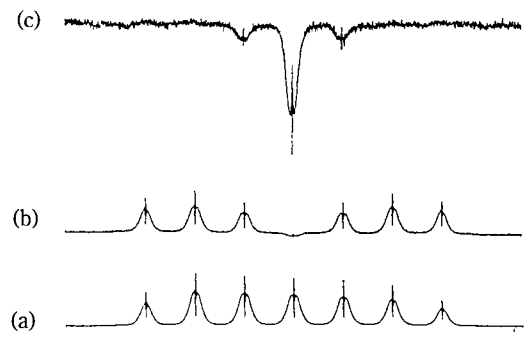



그림 8. 마이크로파 주파수를 9192.6 MHz를 중심으로 500 kHz만큼 주사시킬 때 펌핑용 레이저의 편광에 따라 관측된 Rabi-Ramsey 스펙트럼; 단, (a), (b), (c)의 편광은 그림 7과 동일함.

$F'=5$로 여기되었다가 자발방출하면서 형광신호를 내는데 이것을 (+) 신호로 광검출기에서 측정한다. 그림 7(a)에 해당하는 실험 결과는 그림 8(a)인데, 신호가 (+)로 나타나는 것은 바로 이런 이유 때문이다. 그림 7(a)에서 밀도차이는 $m=0, \pm1, \pm2$의 경우에는 시간이 경과하면 약 −15.6%로 수렴하고, $m=\pm3$의 경우는 −10.6%로 수렴한다. $m=0, \pm1, \pm2$ 경우의 밀도차이를 100%로 할 때 $m=\pm3$의 경우는 약 68%이다. 그런데 실험결과는, 그림 8(a)에서 맨 왼쪽의 신호는 $(F=4, m_F=3)\leftrightarrow(F=3, m_F=-3)$의 전이에서 발생한 Rabi-Ramsey 신호이고 한가운데 것이 시계전이선인 $(m_F=0\leftrightarrow m_F=0)$, 맨 오른쪽 것이 $(m_F=3\leftrightarrow m_F=3)$ 전이에 의해 생긴 것이다. 이 Rabi-Ramsey 스펙트럼은 Ramsey 공진기로 주입되는 마이크로파의 주파수를 시계전이 주파수 ($f_0$)를 중심으로 500 kHz 만큼 주사하면서 관측한 것이다. 실험치에서는 계산결과와는 달리 $m=0$ 신호를 중심으로 좌우가 대칭이 아니다. 그러나 $m=\pm3$신호의 크기가 다른 신호보다 작다는 것은 계산결과와 일치하는데 $m=0$를 100%로 두었을 때 $m=-3$의 크기는 71%, $m=3$의 크기는 54%이었다.

그림 7(b)는 $\pi$편광의 4→4 레이저로 펌핑할 때의 밀도차이를 보여준다. 이 그림에서 특이한 점은 $m=\pm1, \pm2, \pm3$이 모두 (−)값을 가지지만, $m=0$은 작은 값이지만 (+) 값을 가진다는 것이다. 이것에 해당하는 실험결과는 그림 8(b)이다. 이 경우에는 $\pi$ 편광의 4→5 레이저로 검출한 것인데 $m=0$의 신호가 계산에서와 마찬가지로 (−)부호를 가진다. 계산과 제일 다른점은 $m=\pm3$ 신호의 크기가 제일 크지 않다는 것인데, 이것은 계

산에 사용한 이론이 검출용 레이저에 의한 형광검출까지를 고려한 것이 아니고 단지 펌핑 레이저에 의한 밀도차이만을 계산했기 때문이라고 생각한다. 또한 실험조건 (Ramsey 공진기, 레이저 편광, 레이저 출력 등)이 이론에서 상정하고 있는 것과는 다르고 또 최적상태가 아니라는 것도 한 원인일 것으로 생각한다.

그림 7(c)는 $\pi$ 편광의 4→4 레이저와 $\sigma_+$ 편광의 3→4 레이저를 동시에 펌핑 레이저로 사용했을 때의 밀도차이를 보여준다. 그림에서 보는 바와 같이 $m=0$의 밀도차이는 시간이 지나면서 거의 100%에 가까와지지만 그 외 준위에는 원자가 존재하지 않는다. 이 결과는 두 대의 레이저를 이용함으로써 16개의 Zeeman 부준위에 분포되어 있던 원자들을 $F=4, m_F=0$ 준위에 모두 모은 것을 의미한다. 이 현상은 $\pi$ 편광에 의해 원자들은 Zeeman 부준위 사이에서 $\Delta m=0$의 선택율을 만족시키는 전이를 하는데 단, $m=0$ 준위에 있는 원자들은 $\Delta m=0$와 $\Delta F$ $(=F'-F)=0$의 전이를 동시에 만족시키지 못한다는 조건을 이용한 것이다. $\pi$ 편광의 4→4 레이저에 의해 $F=4$, $m_F=0$을 제외한 모든 준위에 있던 원자들은 $F'=4$ 준위로 펌핑된다. 펌핑된 원자들은 자발방출에 의해 $F=4$와 $F=3$으로 떨어진다. 그런데 $F=3$에 있는 원자들은 $\sigma_+$ 편광의 3→4 레이저에 의해 다시 $F'=4$로 펌핑되기 때문에 이런 과정을 되풀이 하다보면 펌핑이 불가능한 $F=4, m_F=0$에만 원자들이 모이게 된다. 이 그림에서 x축은 (a) 및 (b) 보다 시간이 10배 길어졌다. 다시 말하면 원자들을 한 준위에 모으기 위해서는 시간 (또는 레이저 출력) 이 (a)나 (b)에 비해 10배 이상 필요하다는 것을 의미한다.

그림 8(c) 는 그림 7(c)에 해당하는 실험 결과로 시계전이선 (0↔0) 만 신호가 크고 나머지 신호는 작아지거나 없어졌다. (0↔0) 신호의 크기는 한대의 레이저만 사용한 (a)에 비해 약 3배 증가하였다. 그러나 (±1↔±1)의 신호 크기가 (0↔0)에 비해 약 18% 정도 남아 있다. 이것은 펌핑 레이저의 출력이 작기 때문인데 그 근거는 다음과 같다.

그림 8(c)의 경우, 4→4 레이저 출력은 260 $\mu$W, 3→4 레이저 출력은 180 $\mu$W 이고, 검출용 4→5 레이저 출력은 143 $\mu$W이었다. 한편 그림 8(b)의 경우는 3→4 레이저를 제외하고는 (c)와 같고, (a)의 경우는 4→4 레이저가 770 $\mu$W, 4→5 레이저가 143 $\mu$W 이었다. (a)나 (b)의 신호 크기가 계산결과와 정확히 일치하지 않지만 경향은 비슷한 것으로 볼 때 이 정도의 레이저 출력이 최적값에서 크게 벗어난 것은 아니라고 생각된다. 그림 7(c)에서 (±1↔±1)의 신호 크기가 (0↔0) 신호의 크기에 비해 약 18%가 되는 시간은 30 ($\times 10^{-2}$ s)으로 그림 7(a), (b)에서 원자밀도가 수렴되는데 걸리는 시간과 거의 비슷한 시간이다. 이 사실은 실험 조건 (즉, 레이저 출력)이 그림 7의 계산에 사용한 레이저 세기와 시간이 함께 고려된 조건과 비슷하게 일치한다는 것을 보여준다. 다시 말하면 그림 8(c)의 결과는 그림 7(c)에서 시간이 30($\times 10^{-2}$ s) 만큼 지났을 때의 밀도차이에서 기인한 것이다. 따라서 더 많은 밀도차를 얻기 위해서는 펌핑 시간을 늘리든가 레이저 출력을 높히면 된다. 펌핑 시간을 임의로 조절하기는 어려우니까 대신에 레이저 출력을 높히면 (0↔0) 신호의 크기는 더 증가할 것으로 예상한다. 이것을 확인하기 위해서는 출력을 바꾸어 가면서 Rabi-Ramsey 스펙트럼을 관측하는 연구가 필요하다.

광펌핑 세슘원자시계의 정확도와 주파수 안정도를 향상시키기 위해서는 Ramsey 신호의 신호 대 잡음비를 향상시키는 것이 필요하다. 두 대의 펌핑 레이저를 사용하면 그림 8(c)에서 보는 바와 같이 신호의 크기는 향상된다. 그런데 본 실험에 사용된 3→4 레이저의 주파수 안정도가 4→4 레이저에 비해 10배 정도 나빠서 신호 대 잡음비는 한대의 펌핑 레이저를 사용한 경우보다 오히려 더 나빠졌다. 만약 같은 정도의 주파수 안정도를 갖는 두대의 레이저를 사용하면 신호 대 잡음비는 약 3 배 향상될 것으로 기대하고 있다. 이 실험은 현재 진행중이다.

## V. 결 론

광펌핑 세슘원자시계에서 Ramsey 공진신호를 관측하고, Ramsey 전이확률에서 계산한 결과와 비교해 보았다. 그 결과, 원자의 속도분포는 Maxwell 속도분포에 $1/v$의 가중치를 고려했을 때가 실험치와 가장 잘 일치하였다. 그 이유는 검출용 레이저로 순환전이인 4→5 레이저를 사용했기 때문으로 해석된다. 실험에 사용한 마이크로파의 세기는 0 dBm이었는데 계산치와 비교한 결과, 마이크로파의 세기가 최적치 보다 작다는 것을 알았다.

$\pi$ 편광의 4→4 레이저만을 펌핑용으로 사용했을 때와 $\sigma_+$ 편광의 3→4 레이저를 같이 사용했을 때의 Rabi-Ramsey 스펙트럼을 관측하였고, 광펌핑 비율 방정식을 풀어서 Zeeman 부준위사이의 원자의 밀도차이를 계산한 결과와 비교하였다. 그 결과, 두 대의 레이저를 사용하는 경우에는 바닥상태에 분포해 있는 대부분의 원자들을 $F=4, m_F=0$ 준위에 모을 수 있지만 실험에서는 $(4, \pm 1)$ 준위에도 원자가 일부 남아있는 결과가 나왔다. 그 이유는 펌핑용 레이저의 출력이 충분치 않기 때문인 것으로

생각되며, 레이저 출력을 본 실험에서 사용한 것 보다 약 10배 증가된 1내지 3 mW를 사용하면 (4, 0) 준위의 밀도는 더 증가할 것으로 예상한다.

## 참 고 문 헌


[1] Alan Corney, Atomic and Laser Spectroscopy (Clarendon Press, Oxford, 1977), Chap.17.

[2] Norman F. Ramsey, *Molecular Beams* (Clarendon Press, Oxford, 1963).

[3] Norman F. Ramsey, IEEE Trans. Instrum. Meas. **40**, 70 (1991).

[4] Shin-Ichi Ohshima, Yasuhiro Nakadan, and Yasuki Koga, IEEE Trans. Instrum. Meas. **37**, 409 (1988).

[5] V. Giordano, A. Hamel, P. Petit, G. Theobald, N. Dimarcq, P. Cerez, and C. Audoin, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics. Freq. Contr. **38**, 350 (1991).

[6] 이호성, 오차환, 양성훈, 한국광학회지 **3**, 123 (1992).

[7] Jacques Vanier and Claude Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Adams Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989), Vol. 2.

[8] M. Arditi, I. Hirano, and P. Tougne, J. Phys. D: Appl. Phys. **11**, 2465 (1978).

[9] G. Avila, V. Giordano, V. Candelier, E. de Clercq, G. Theobald, and P. Cerez, Phys. Rev. A**36**, 3719 (1987).

[10] P. Tremblay and C. Jacques, Phys. Rev. A**41**, 4989 (1990).

[11] 이호성, R. E. Drullinger, 새물리 **31**, 114 (1991).


## Characteristics of Ramsey Resonance Signals in an Optically Pumped Cesium Atomic Clock


H. S. Lee, C. H. Oh, S. H. Yang, Y. B. Kim, Y. C. Park, Y. S. Song, and N. S. Chung

*Korea Research Institute of Standards and Science, Time and Frequency Lab. Taejon 305-606, Korea*


(Received: April 30, 1993)

We observed Ramsey resonance signals from an optically pumped cesium atomic clock and compared them with the theoretical results calculated from the Ramsey transition probabilities. The theoretical results were in good agreement with the experimental results when the weighting factor of $1/v$ was taken into account to the Maxwellian distribution of velocities in the atomic beam. It was also found that the clock transition signal of Rabi-Ramsey spectra can be greatly enhanced by using two lasers with the proper polarizations as pumping sources of cesium atoms.