

⁸⁵Rb D1선에서 이광자 결맞음을 고려한 포화흡수 분광

노종우 · 강만일 · 류지욱[†]

공주대학교 물리학과

Ⓣ 314-701 충남 공주시 신관동 182번지

문한섭

한국표준과학연구원 기반표준부

Ⓣ 305-340 대전시 유성구 도룡동 1번지

(2006년 7월 11일 받음, 2006년 8월 29일 수정본 받음)

우리는 포화흡수 분광에서 이광자 결맞음 효과를 고려한 7준위 원자 모델을 제안하고 이를 이용하여 Nakayama 이론으로 설명할 수 없었던 레이저의 세기에 따른 스펙트럼의 변화와 일부 교차공진선에서 Nakayama 이론과의 불일치 현상을 설명하였다. 우리는 Zeeman 부준위에서 펌프광과 조사광의 편광이 $\pi-\pi$ 일 때를 모두 고려하여 상준위 2개 하준위 5개로 구성된 7준위의 모델을 만들었고, ⁸⁵Rb 원자의 5S_{1/2} - 5P_{1/2} 전이선에 대하여 4준위 Nakayama 이론과 7준위 원자 모델을 비교하였다. 또한 레이저의 세기에 따른 포화흡수 분광 스펙트럼과 7준위 원자모델로 계산한 이론결과가 잘 일치함을 보였다.

주제어 : Saturation absorption spectroscopy, Nakayama's theory, Rate equation, Atomic coherence.

I 서 론

포화 흡수 분광은 조사하려는 원자나 분자 매질에 같은 진동수를 갖는 강한 펌프광과 약한 조사광을 서로 반대 방향으로 진행시켜, 조사광의 흡수 계수 변화를 측정하는 고분해 분광법이다. 이 방법은 절대 주파수 광원을 필요로 하는 다양한 연구를 위해서 레이저 주파수 안정화에 응용되고 있으며, 원자나 분자의 전이선의 절대 주파수 결정을 위해서도 이용되고 있다.

펌프광이 바닥 준위에 있는 원자들을 들뜬 준위로 여기시켜 바닥준위에는 더 이상 광을 흡수하는 원자가 없는 포화 상태를 만들고, 조사광이 이러한 상태를 조사하게 된다.^[1] 포화흡수 분광 스펙트럼에 관한 많은 실험 결과는 Nakayama의 4준위 광펌핑 이론으로 설명되었다. Nakayama는 알칼리 금속 원소의 초미세 준위사이에서 발생하는 포화 흡수 신호의 크기와 부호를 계산하기 위하여, 하준위 2개와 상준위 2개로 구성된 4준위 원자모델에 약한 펌프광을 이용하여 초미세 준위에 축퇴되어 있는 Zeeman 부준위 사이에서의 흡수-자발 방출의 한 주기를 고려한 4준위 광펌핑 이론^[2]을 제시하였다. Nakayama는 광펌핑의 한 주기만을 고려하기 위해서 펌프광의 세기가 충분히 작아서 펌프광에 의해서 여기된 원자는 유도방출은 하지 않고 자발방출만 가능하다는 가정을 하고, 4가지의 전이 형태를 고려하였다.

한편, ⁸⁵Rb D1선에서 광펌핑 포화분광을 이용하여 Zeeman 효과를 측정

man 효과를 측정한 연구가 있었는데 주공진선에서는 신호가 Nakayama 이론과 비교적 잘 일치하지만 교차공진선에서는 이론과 많은 차이가 있었다. 또한 포화 흡수 분광을 이용하여 ⁸⁵Rb D1 및 ⁸⁷Rb D2 선에 대하여 약한 자기장하에서 Zeeman 효과를 측정하고 실험결과를 Nakayama 이론과 비교한 연구들이 있었고, 그 결과 실험과 이론에서 약간의 차이가 발생하였다.^[3-6]

본 연구에서는 이러한 불일치를 설명하기 위해서 초미세준위에 축퇴되어 있는 Zeeman 부준위에서 상준위와 하준위 사이의 전이에서 $\Delta m_F=0$ 인 경우를 π 편광이라고 하는데 펌프광과 조사광의 편광이 $\pi-\pi$ 일 때를 모두 고려하여 상준위 2개와 하준위 5개로 이루어진 7준위 원자모델을 제안하고 원자의 결맞음효과를 고려한 포화흡수분광 현상을 이용하여 설명하였다. 7준위 원자에 대한 포화흡수 분광 신호의 크기는 밀도행렬 방정식^[7]을 이용하여 구하였고 이를 실험결과와 비교하였다. 우리는 약한 자기장하에서 ⁸⁵Rb D1 전이선에 대한 포화흡수 분광 신호를 실험으로 관찰하고 Nakayama 이론에서 설명하기 어려웠던 조사광과 펌프광의 원자결맞음 효과, 출력에 의한 효과, 그리고 교차공진선에 대한 문제를 이 모델로 설명이 가능하게 되었다.

II. 실험장치

그림 1은 포화흡수 분광을 이용하여 Zeeman 효과를 측정하는 실험장치이다. 실험에 사용한 레이저는 외부공진형 반도체 레이저로서 선폭은 약 1.5 MHz이고 파장은 790 nm이다.

[†] E-mail: jwryu@kongju.ac.kr

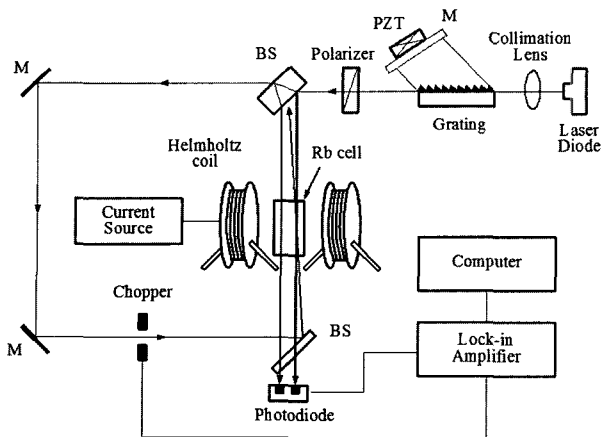


그림 1. 포화흡수 분광 실험장치.

레이저에서 출력된 광이 평행광 렌즈에서 평행광이 되고 회절격자와 PZT(Piezoelectric Transducer)에 부착된 거울로 구성된 Littman형 외부 공진기^[9]에 의해서 선폭 축소와 파장이 가변되어 원자분광에 적합한 광으로 만들어진다. 이렇게 만들어진 광이 편광판을 지나면서 편광되고 빔 분할기(BS)에서 조사광과 펌프광으로 나뉘어져 조사광은 Rb 원자 증기셀을 통과한 후 광검출기에 입사된다. 펌프광은 두 개의 거울을 거쳐 광검출기 앞에 놓여있는 빔 분할기에서 반사되어 Rb 원자셀에 입사되고 셀에서 두 개의 조사광 중 하나와 겹쳐진다. 셀을 통과한 두 조사광 중 펌프광과 교차하지 않은 광은 선형 흡수 신호를 포함하고 있고 펌프광과 교차된 조사광은 포화흡수신호와 함께 선형 흡수 신호를 포함하고 있다. 이 두 개의 신호는 검출기 회로에서 빼기가 되어 도플러 효과가 제거된 포화흡수 신호가 컴퓨터에 나타난다. 실험에 사용한 Rb 원자 증기셀은 직경 25 mm 길이 100 mm의 원통형이고, 약 23 °C의 상온으로 유지되도록 하였다. 포화흡수 분광 실험장치의 Rb 원자 셀에 헬름홀츠 코일을 이용하여 자기장을 공급하여 원자에 Zeeman 분리를 유도할 수 있다. 또한 지자장의 효과를 차폐시키기 위해 μ -metal을 사용하였다. 본 실험에서는 조사광과 펌프광을 π - π 편광조합으로 만들기 위하여 $\lambda/2$ 위상지연기를 이용하였고, 조사광과 펌프광의 세기에 따른 스펙트럼의 변화를 조사하기 위해서 필터(ND-filter)를 이용하여 세기를 조절하였다.

III. 실험결과 및 토의

Nakayama 의 4준의 모델은 하준위 2개와 상준위 2개로 구성된 4준위 원자모델에 약한 펌프광을 이용하여 한 주기의 광펌핑만을 가정한 4준위 광펌핑 이론이다. 광펌핑 이론은 광펌핑의 한 주기만을 고려하기 위해서 펌프광의 세기가 충분히 작아서 펌프광에 의해서 여기된 원자는 유도방출은 하지 않고 자발방출만 가능하다는 가정을 하고, 그림 2와 같이 I, N, Λ , V 형태의 4가지의 전이 형태를 고려하였다. 원자에

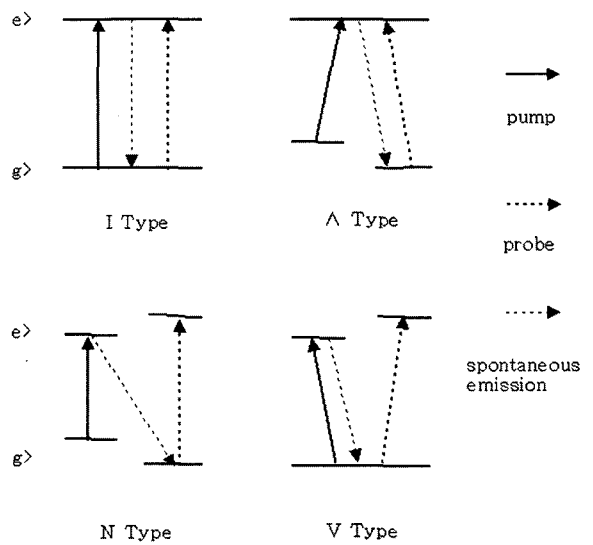


그림 2. Nakayama 4준위 모델의 전이형태.

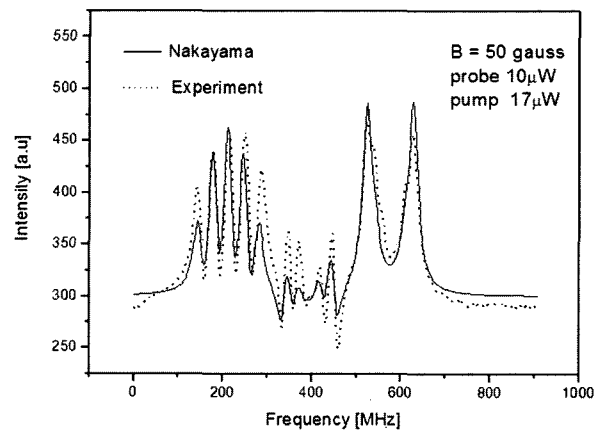


그림 3. 실험 결과와 Nakayama이론의 비교.

의한 조사광의 흡수가 각 Zeeman 부준위의 밀도에 비례한다는 가정에서 각각 밀도를 구하여 전이선의 크기를 구하였다. 이 때 펌프광과 조사광이 같은 준위에서 전이가 일어나는 I 형태의 주공진선과 펌프광과 조사광이 서로 다른 준위에서 전이가 일어나는 N, Λ , V 형태의 '교차 공진선'이 발생한다. Nakayama 이론은 주공진선에서는 실험 결과와 잘 일치하지만 교차공진선에서는 실험 결과와 잘 일치하지 않는다.^[10,11] 또한 펌프광과 조사광의 세기에 따른 신호를 구할 수 없다.

다음은 자기장 50 gauss일 때 조사광 10 μ W, 펌프광 17 μ W에서 포화흡수 분광 실험결과를 Nakayama이론과 비교해보았다. 그림 3은 실험 결과와 Nakayama이론의 결과를 비교해 놓은 것으로 주공진선은 어느 정도 일치하지만 교차공진선에서는 실험 결과와 상당한 차이를 보이고 있다.

본 연구에서는 ⁸⁵Rb D1선의 $F=3$ 에서 $F'=2,3$ 으로의 π - π 전이선의 포화흡수 분광 실험결과를 설명할 수 있도록

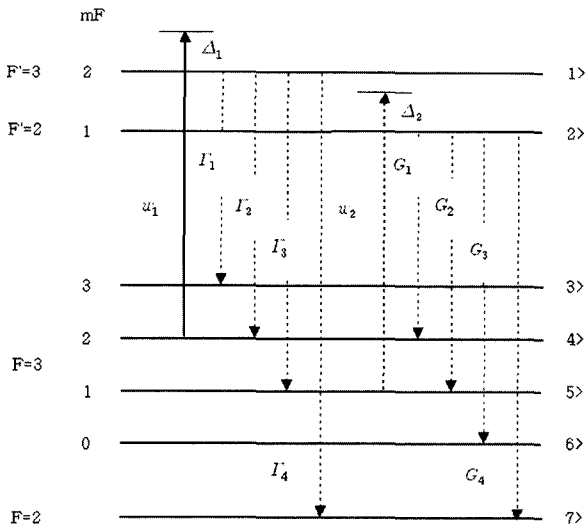


그림 4. 7준위 모델의 N형 전이형태.

7준위 원자 모델을 제시하였다. 이 때 Zeeman 부준위 사이에 고려해야할 총 전이선은 51개이다. 7준위 모델을 설명하기 위해 51개의 전이선중 교차공진선에서 그림 4와 같이 N형의 전이선을 예로 들었다. 그림 4에서 Zeeman 부준위 사이의 편광별로 가능한 전이선을 모두 고려해 보면 상준위 2개 하준위 5개의 7준위가 가능하다. 그림에서 펌프광과 조사광에 의해서 들뜬 준위($F=2,3$)로 전이된 전자가 $F=3$ 으로 자발 방출할 수 있는 경우는 부준위사이의 선택률에 의해서 최대 각각 3개씩이다. 그림에서 I_2 와 G_1 , I_3 , G_2 는 중복이 되므로 $F=3$ 에 총 4개의 준위가 필요하다. 51개의 총 전이선에 대해 각각의 상대적 크기를 구할 때는 각각 3개씩을 모두 고려하면 중복이 되므로 각 전이선의 상대적 크기를 구할 때는 펌프광에 의해 들뜬 준위에서 조사광의 바닥 준위로 전이하는 것만 고려하였다. 또한 들뜬 준위에서 $F=3$ 로 전이할 수 있는 경우도 각각 3개씩인데 이 경우는 전이율을 모두 더하여 I_4 , G_4 로 하나씩 취급을 하였고 각 전이선의 상대적 크기를 구할 때 중복이 되므로 중복되는 개수로 나누어 주었다.

7준위 모델에서 밀도행렬 방정식의 해를 구하기 위해서는 7×7 개의 행렬요소를 갖는 밀도행렬식을 풀어야 한다.

계의 총 Hamiltonian은 다음과 같이 몇 개의 항으로 나누어 쓸 수 있다.

$$H_t = H_0 + H_J + H_R + H_{Re} \quad (1)$$

여기서 H_0 는 외부자기장이 가해지지 않은 원자의 Hamiltonian이고, H_J 는 외부 전기장 \vec{E} 와 물질과의 상호작용에 의한 Hamiltonian으로

$$V_{14} = -\frac{\mu_{14} E_1}{2} (e^{iw_1 t} + e^{-iw_1 t}),$$

$$V_{41} = -\frac{\mu_{41}^* E_1^*}{2} (e^{-iw_1 t} + e^{iw_1 t}) \quad (2)$$

$$V_{25} = -\frac{\mu_{25} E_2}{2} (e^{iw_2 t} + e^{-iw_2 t}),$$

$$V_{52} = -\frac{\mu_{52}^* E_2^*}{2} (e^{-iw_2 t} + e^{iw_2 t}) \quad (3)$$

이고, 여기서 $\mu_{14} = \mu_{41}^*$, $\mu_{25} = \mu_{52}^*$ 이다. H_R 은 원자계가 열적 평형상태로 돌아가려고 하는 모든 항 즉 에너지 준위간의 자발방출과 원자들 사이의 충돌 등을 고려한 완화 Hamiltonian이다. H_{Re} 는 Replace 항으로 레이저빔이 원자 셀에서 원자와 상호작용할 때 원자 셀에서 레이저빔 속으로 들어오고 레이저빔 속으로 들어오는 원자들을 고려한 것이다. 레이저빔 속으로 들어오는 원자들은 레이저와 상호작용을 하지 않았기 때문에 바닥상태의 원자만 가지고 있으며, 레이저빔 속에서 셀로 나가는 원자들은 레이저에 의해 여기된 원자들과 여기 되지 않은 원자들을 함께 포함하고 있다. 결국 레이저빔 속에서 셀로 나가는 원자들 중에서 여기된 원자의 수만큼 바닥상태만 가지고 있는 원자들이 레이저빔 속으로 들어오는 것이다.

그림 4의 밀도행렬 방정식의 해를 구하기 위해 밀도행렬식에 초기의 조건을 나타내는 아래의 방정식을 추가하여야 한다.

$$7/12 = \rho_{11}[t] + \rho_{22}[t] + \rho_{33}[t] + \rho_{44}[t] + \rho_{55}[t] + \rho_{66}[t] + 3\rho_{77}[t] \quad (4)$$

식 (4)는 바닥 준위인 $F=2$ 와 $F=3$ 의 총 Zeeman 부준위의 수는 12개이므로 레이저와 상호작용하기 전 각각의 준위에 $1/12$ 의 밀도를 가지고 있다고 가정하여 밀도를 규격화시킨 것이다. 그런데 예를 든 7준위 모델에서는 $F=3$ 에서 $m_F = -1, -2, -3$ 은 선택률에 의해서 자발방출이 되지 않으므로 그림과 같이 4개의 준위가 있고 $F=2$ 에서는 1개의 준위를 나타냈지만 $m_F = -1, -2$ 는 선택률에 의해 자발방출이 되지 않으므로 들뜬 준위에서 자발방출 할 수 있는 $F=2$ 의 바닥 준위는 3개이므로 $F=2$ 와 $F=3$ 의 준위는 실제로 7개가 존재한다고 볼 수 있다. 따라서 레이저와 상호작용하기 전 바닥 준위의 총 밀도는 $7/12$ 이 된다. 우리는 총 Hamiltonian과 밀도 행렬을 식(5)의 Liouville방정식^[12]에 대입하여 정상상태의 해인 밀도행렬 방정식의 해를 구하여 각 전이선의 원자밀도를 구하였다.

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \hat{\rho}] \quad (5)$$

각 준위의 원자 밀도를 Doppler 효과가 고려된 약한 펌프광과 조사광에서 전이의 상대적 크기에 대한 식 (6)에 대입하여 전이선의 상대적인 크기를 구하였다.^[13]

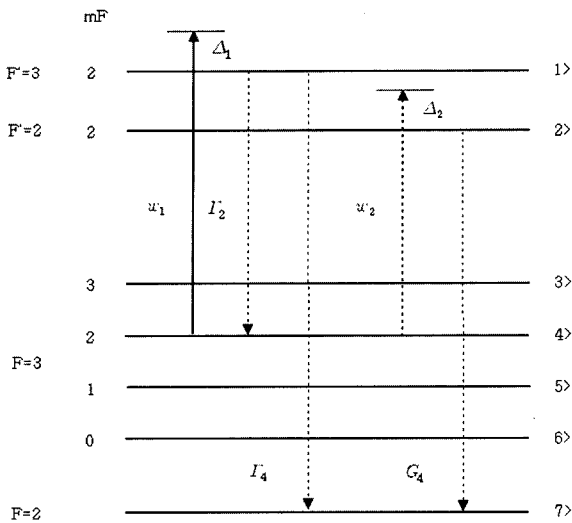


그림 5. 원자결맞음 효과.

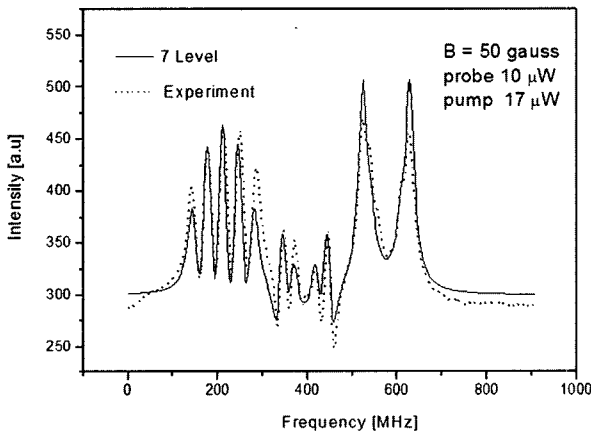


그림 6. 실험 결과와 7준위 모델의 비교.

$$I_i(\omega) = \sum_{\mu, m} |C_{m\mu}^\epsilon|^2 (n_\mu - n_m) \times \frac{\exp[-M\omega_i^2/2k_B T] 0.5\Gamma}{[(\omega - \omega_{m,\mu} - kv_i)^2 + (0.5\Gamma)^2]} \quad (6)$$

여기서, $C_{m\mu}^\epsilon$ 은 전이선의 규격화된 Clebsh-Gordan^[14] 계수이다. ϵ 은 조사광의 편광을 나타내고 M 은 원자의 질량, k_B 는 Boltzmann 상수, 그리고 $\omega_{m,\mu}$ 는 바닥 준위(μ)와 들뜬 준위(m) 사이의 각진동수이다.

7준위 모델은 원자결맞음 효과, 조사광과 펌프광의 출력효과를 밀도행렬 방정식에 고려할 수 있다. 원자 Hamiltonian, 전기적 상호작용 Hamiltonian, 완화 Hamiltonian, 자발방출, Replace항 등을 고려한 7준위에 해당하는 밀도행렬 방정식은 매우 복잡하여 Mathematica 프로그램을 이용하여 방정식의 해를 얻을 수 있었다.

7준위 모델의 원자결맞음 효과를 보여주기 위해 그림 5에 V 형태의 전이선을 나타내 보았다. 그림 5와 같은 전이선에 대하여 밀도행렬을 풀면 $\rho_{12}'[t], \rho_{21}'[t], \rho_{14}'[t], \rho_{41}'[t], \rho_{24}'[t], \rho_{42}'[t]$

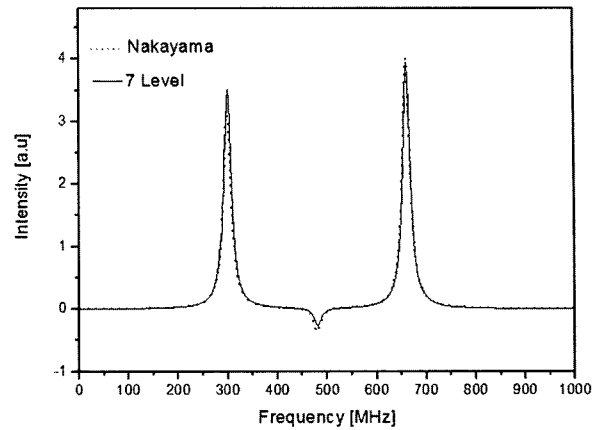


그림 7. Nakayama이론과 7준위 모델의 비교 (자기장 0).

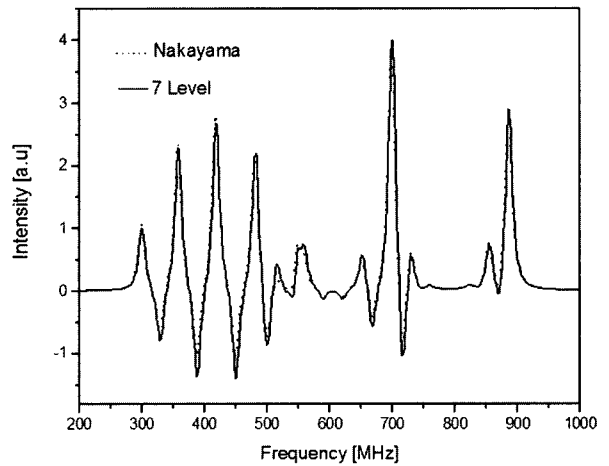


그림 8. Nakayama이론과 7준위 모델의 비교 (자기장 100 gauss).

의 항에 원자결맞음 효과가 나타난다.

그림 6은 실험결과와 7준위 이론 결과를 비교해 놓은 것으로 주공진선과 교차공진선에서 실험 결과와 일치하는 것을 볼 수 있다. 자기장하에서도 주공진선과 교차공진선에서 7준위 모델이 실험결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 이것은 원자결맞음 효과와 펌프광, 조사광의 세기를 조절하여 신호의 크기를 구할 수 있는 7준위 모델이 Nakayama이론의 단점을 보완할 수 있다는 것을 보여준다.

그림 7과 그림 8은 자기장이 0과 100 gauss에서 각각 조사광과 펌프광이 약한 경우에 Nakayama이론과 7준위 모델의 이론 결과를 보여주고 있다. 외부 자기장이 고려된, 초미세 구조에 대한 일반적인 Hamiltonian은 다음과 같이 표현된다.

$$H_{hfs} = H_1 + H_2 + g\mu_B B \cdot I + g_A\mu_B B \cdot J \quad (7)$$

단, H_1 은 자기 쌍극자 상호작용에 대한 Hamiltonian으로 $H_1 = aI \cdot J$ 이다. 여기서 a 는 초미세 구조 상수이다. H_2 는 전기 사극자 상호작용에 대한 Hamiltonian이고 다음과 같이 표현된다.

$$H_2 = \frac{b}{2I(2I-1)J(2J-1)} [3(I \cdot J)^2 + 3/2(I \cdot J) - I(I+1)J(J+1)] \quad (8)$$

단, b 는 전기 자극자 결합 상수이다. 식 (7)에서 μ_B 는 Bohr magneton, g_I, g_J 는 각각 원자핵 및 전자의 Lande-g인자이다. 자기장(B)의 방향이 z축 방향이고, I와 J의 z축에 대한 사영 즉, 자기 양자수를 각각 m_I, m_J 라 할 때, m_I, m_J 를 기저(basic)로 하여 식 (7)을 행렬 요소로 표현하면 다음과 같다.

$$H_{ij} = \langle m_I, m_J | H_{hfs} | m_I', m_J' \rangle \quad (9)$$

단, $i, j = 0, 1, 2, 3$ 이고 H_{ij} 는 4×4 행렬이다. F에 해당하는 m_F 는 일반적으로 $m_F = m_I + m_J$ 가 성립한다.

⁸⁵Rb 원자의 핵스핀 양자수는 $I=5/2$ 이고 전자의 총각운동량 $J=1/2$ 이기 때문에 $F = |I \pm J|$ 에서 $P_{1/2}$ 상태는 $F=3, 2$ 의 초미세 준위로 구성된다. 자기장이 가해지면 이 F의 준위들은 각각 $(2F+1)$ 개의 m_F 준위로 Zeeman분리되어 총 12개의 Zeeman 부준위로 나누어진다. 이 때, $F=3$ 의 m_F 값은 $m_F = 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ 이고 $F=2$ 는 $m_F = 2, 1, 0, -1, -2$ 이다.

그림 8에서 자기장하에서 스펙트럼의 위치는 Breit-Rabi공식을 이용하여 계산하였다. 조사광과 펌프광의 세기가 약한 경우에 Nakayama이론과 7준위 모델이 잘 일치하고 있는 것을 알 수 있다. 그림에서 점선이 Nakayama이론의 결과이고 실선이 7준위 모델을 이용한 결과이다.

다음은 펌프광의 세기에 따른 포화흡수 분광 실험 결과를 7준위 모델의 이론 결과 그리고 Nakayama이론과 각각 비교해 보았다. 그림 9는 자기장이 0인 경우에 펌프광의 세기 변화에 따른 포화흡수 분광 실험결과 이고, 그림 10은 7준위 모델의 이론결과이다. 펌프광의 세기가 작아짐에 따라 신호의 크기는 작아지나 그림에서는 교차공진선($F=3 \rightarrow F'=2,3$)의 상대적 크기의 변화를 알아 보기위해 주공진선($F=3 \rightarrow F'=2, F=3 \rightarrow F'=3$)의 크기를 같게 나타냈다. 교차공진선에서 펌프광의 세기가 커짐에 따라 신호의 크기가 커지는 것을 볼 수 있다. 신호의 증가는 조사광의 흡수가 감소한다는 것을 의미하고 이것은 몇 가지 요인으로 설명된다.

첫 번째는 펌프광이 증가함에 따라서 원자결맞음 효과가 크게 나타난 결과로 설명할 수 있다. 즉 바닥 준위가 같고 여기 준위가 다른 V-Type에서는 두 개의 여기준위가 서로 연결되며 펌프광에 의해서 여기된 원자의 바닥 준위에 조사광이 입사되기 때문에 조사광의 흡수가 감소되며 이것이 신호의 크기를 증가시키는 효과로 나타난다.

두 번째는 Nakayama이론에서는 자발방출의 한주기만 고려하여 펌프광에 의하여 여기된 전자가 하나의 바닥 준위로 전이하여 결국 바닥준위의 밀도를 증가시키는 요인으로 작용하지만 7준위 모델에서는 여기된 전자가 선택률에 의해서 가능한 모든 준위로 전이되기 때문에 조사광이 공진되는 바

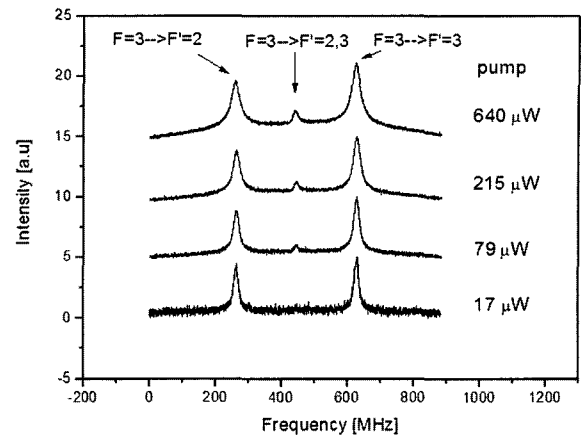


그림 9. 펌프광의 세기에 따른 실험 결과.

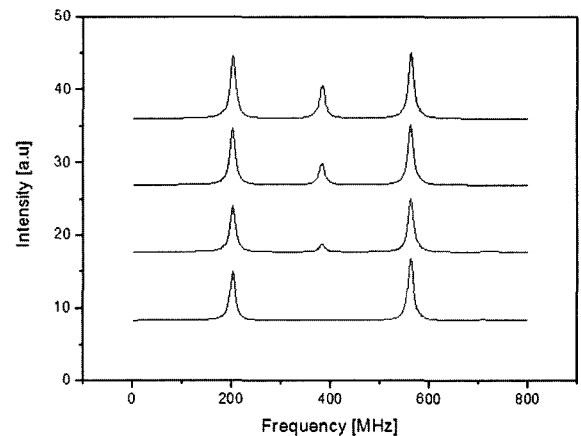


그림 10. 펌프광의 세기에 따른 이론 결과.

닥 준위의 밀도를 감소시켜 조사광의 흡수를 감소시키는 효과로 나타난다.

포화흡수 신호는 펌프와 조사광의 세기에 따라서 상대적인 높이가 변한다. 이것은 포화흡수분광이 비선형효과를 가지기 때문이다. 이러한 효과를 고려하기 위해서 7준위 원자 모델을 제안하고 포화흡수 분광의 실험 결과를 설명하였다.

그림 11과 그림 12는 7준위 모델을 이용하여 계산한 결과이다. 7준위 모델에서는 여기준위가 2개이므로 V-Type의 전이에서 밀도 행렬식의 ρ_{12} 가 원자결맞음 효과를 나타낸다. 그림 11은 자기장이 0인 경우에 원자결맞음 효과를 고려했을 때와 하지 않았을 때의 이론결과로 교차공진선에서 큰 차이가 나타남을 알 수 있다. 이러한 계산결과로 부터 우리는 교차공진선의 신호가 원자 결맞음에 영향을 받고 있다는 것을 밝힐 수 있었다. 그림 12는 자기장 100 gauss에서 조사광의 세기를 변화시켜가면서 얻은 계산 결과이다. 조사광의 출력력이 증가함에 따라 바닥준위의 밀도가 감소하는 것을 알 수 있다. 두 경우 모두 Nakayama이론에서는 예측할 수 없는 이론 결과들이다.

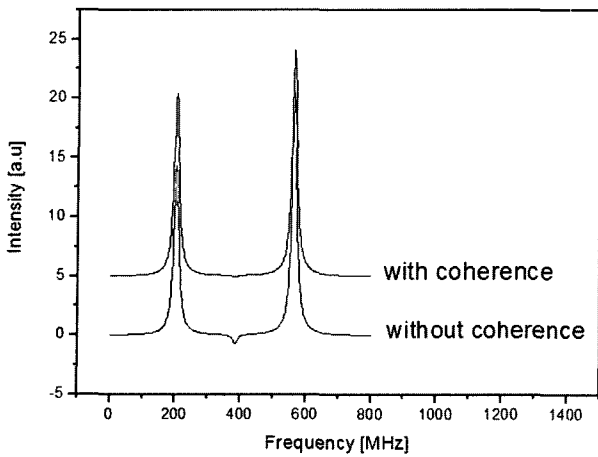


그림 11. 자기장이 없을 때 원자결맞음 효과.

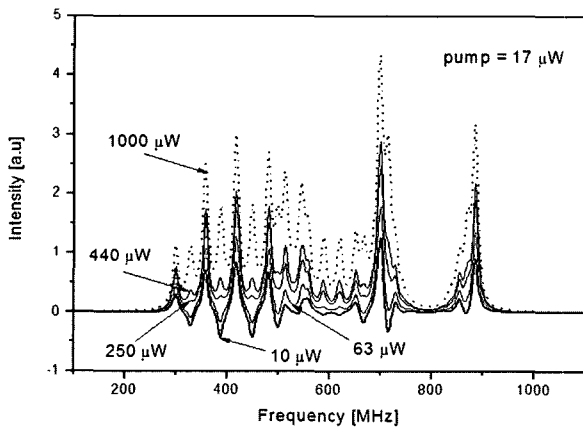


그림 12. 조사광의 세기에 따른 신호(자기장 100 gauss).

IV. 결 론

포화흡수 분광의 실험 결과를 설명하는데 Nakayama의 4 준위 모델이 많이 이용된다. 그러나 Nakayama 이론은 교차공진선에서 실험결과와 많은 차이가 발생되고 있다. 이러한 문제점을 해결하고자 우리는 7준위 원자 모델을 만들어 포화흡수 분광의 실험 결과를 설명하였는데 그 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

첫째, 자기장하에서 포화흡수 분광 실험 결과는 교차공진선에서 Nakayama 이론과 많은 차이가 발생했으나 7준위 모델과는 잘 일치하는 것을 볼 수 있었다.

둘째, 자기장이 0과 100 gauss에서 각각 조사광과 펌프광이 약한 경우에 Nakayama 이론과 7준위 모델의 이론 결과는 Nakayama 이론과 7준위 모델이 잘 일치하고 있는 것을 알 수 있었다.

셋째, 자기장 0일 때 펌프광의 출력 변화에 따른 실험결과가 원자결맞음 효과를 고려한 7준위 이론과 잘 일치하였다.

넷째, 자기장이 0인 경우에 원자결맞음을 고려한 이론결과는 고려하지 않은 것과 많은 차이가 발생하는데 이것이 실험

결과를 설명하는데 도움이 된다고 생각된다. 또한 자기장 100 gauss에서 조사광을 변화시켜가면서 얻은 이론 결과는 조사광의 출력이 증가함에 따라 바닥준위의 밀도가 감소하는 것을 알 수 있었다.

이상의 결과를 종합해보면 Nakayama 이론으로 설명하던 포화흡수 분광의 실험 결과는 원자결맞음을 고려한 7준위 모델을 이용하여 설명하는 것이 더 타당한 것으로 확인되었다.

본 연구에서는 ^{85}Rb 원자의 $5S_{1/2} - 5S_{1/2}$ 전이선에 대하여 $\pi - \pi$ 편광의 포화흡수 분광 실험을 하였으나 펌프광과 조사광의 원편광이나 다른 편광 조합에 대해서도 실험하여 7준위 모델과 비교해 보기를 기대해 본다.

참고문헌

- [1] R. A. McFarlane, W. R. Bennett, Jr., and W. E. Lamb, Jr., "SINGLE MODE TUNING DIP IN THE POWER OUTPUT OF AN He-Ne OPTICAL MASER", Appl. Phys. Lett. 2, 189, 1963.
- [2] S. Nakayama, "Doppler-free laser spectroscopic techniques with optical pumping in D1 lines of alkali atoms", J. Opt. Soc. Am. B2, 1431, 1985.
- [3] Ho Seong Lee, Sang Eon Park, Jong Dae Park, Hyuck Cho, "Zeeman effect in the saturation spectroscopy of the 87Rb D2 line" J. Opt. Soc. Am. B11, No. 4, 558, 1994.
- [4] 김현아, 안승인, 문한섭, 김중복, 이호성, " ^{85}Rb D1 전이선에 대한 포화흡수 분광 스펙트럼에서 Zeeman 효과", 새물리 36, 207, 1996.
- [5] J. B. Kim, H. A. Kim, H. S. Moon, H. S. Lee, "Zeeman effect on the saturated absorption in rubidium", J. Opt. Soc. Am. B 24, 2946, 1997.
- [6] 노종우, 최용수, 권기암, 김현아, 문한섭, 김중복, "선평광 분광을 이용한 Rb D1 전이선에 대한 Zeeman 효과 측정", 제5회 레이저 분광학 심포지움, 5, 297, 1997.
- [7] H. Rinneberg, T. Hurlé, E. Matthias and A. Timmermann, Z. Physik A295, 17, 1980.
- [8] A. Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy* (Clarendon Press, Oxford, 1977), Chap. 18.
- [9] 문한섭, 김중복, 이호성, 양성훈, 김영범, "Littman형 공진기를 이용한 다이오드 레이저 선폭축소 및 Rb 원자에 대한 포화 분광학", 새물리, 35, pp. 191-196, 1995.
- [10] S. Nakayama, "Optical Pumping Theory in Polarization Spectroscopy of Na", J. Phys. Soc. Jpn. 50, 609, 1981.
- [11] S. Nakayama, "Theoretical Analysis of Rb and Cs D2 Lines in Doppler-Free Spectroscopic Techniques with Optical Pumping", Jpn. J. Appl. Phys. 24, 1, 1985.
- [12] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation*

Vol. 1, A Wiley-Interscience, 1990.

- [13] S. J. Park, H. S. Lee, H. C. J. D. Park, "Velocity-Selective-Optical-Pumping Spectroscopy of the ^{87}Rb D2 Line by Using Two Copropagating Laser Beams" JKPS,

Vol. 33, No. 2, August 284, 1998.

- [14] Jacques Vanier and Claude Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards Vol. 1*(Adam Hilger, Bristol and Philadelphia. 1986). Appendix 4E.

Saturation Absorption Spectroscopy for Two Photon Coherence of ^{85}Rb D1 lines

J. W. Nho, M. I. Kang, and J. W. Ryu[†]

Department of Physics, Kongju National University, Kongju 314-701

[†]*E-mail: jwryu@kongju.ac.kr*

H. S. Moon

Division of Optical Metrology, Korea Research Institute of Standards and Science, Taejon 305-600, Korea

(Received July 11, 2006, Revised manuscript August 29, 2006)

We propose a 7-level atom model, which takes into account two-photon coherence effects in saturation absorption spectroscopy. Using this model we explained spectral change with laser intensity and some of crossover resonance lines, which cannot be explained with Nakayama theory. The 7-level model consists of two upper levels and five lower levels, which account for $\pi-\pi$ polarization of both pump and probe beams in Zeeman sub levels. We compared our 7-level model with 4-level Nakayama theory for $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ transition line in ^{85}Rb atoms. The results of the 7-level model calculation agree well with the saturation absorption spectra data according to laser intensities.

OCIS code : 020.1670, 020.2930, 300.6320.