

루비듐-87 원자 D₂ 전이선에 대한 광펌핑 포화분광*

이 호 성

한국표준과학연구원 시간·주파수연구실

박상언 · 조 혁

충남대학교 물리학과

박 중 대

배재대학교 물리학과

(1993년 4월 30일 받음)

루비듐-87 원자의 D₂ 전이선에 대해 Nakayama의 광펌핑 효과를 고려한 포화분광이론을 적용하여 공진신호의 상대적인 크기를 펄프광과 조사광의 편광 조합에 따라 계산하였고, 선풍 축소된 반도체 레이저를 사용한 실험결과와 비교해 보았다. 그 결과, 지자장을 차폐했을 때의 실험결과와 계산 결과는 잘 일치하는 것을 알았다.

I. 서 론

포화분광 (saturation spectroscopy)은 도플러효과 제거 분광법의 한가지 방법으로 도플러 선폭속에 포함되어 있는 초미세 구조들간의 전이선을 관측해 낼 수 있다. 이 방법은 조사하려는 매질에 서로 반대 방향으로 진행하는 펄프광과 조사광을 비추어, 펄프광의 주파수가 원자의 에너지 준위에 공진될 때, 매질내에서의 조사광의 흡수가 달라지는 현상을 이용하는 것이다.^[1,2] 다시 말해서, 포화분광에서는 강한 펄프광으로 원자들을 공진 에너지 준위의 하준위에서 상준위로 이동시켜서 하준위에는 더 이상 빛을 흡수하는 원자가 없는 상태-즉, 포화를 이용한다.

반면에 광펌핑 포화분광 (saturation spectroscopy with optical pumping)에서는 공진에너지 준위의 하준위에 있던 원자들이 펄프광 자발방출 과정을 통해 바닥상태에 있는 다른 에너지 준위로 이동되어-즉, 광펌핑이 발생하여-포화분광에서의 포화와 같은 효과가 발생한다.^[3,5] 이 방법에서는 강한 레이저광이 필요없고 약한 레이저 광을 장시간 비추므로써 이 효과를 얻을 수 있다. 그런데 알칼리 금속원소 (Li, Na, K, Rb, Cs)의 경우, 들뜬 상

태에서의 수명이 짧고 (루비듐-87의 경우는 27 ns), 원자가 레이저빔을 가로 지르는데 걸리는 시간은 대개 수 μ s 이상이 소요되기 때문에 특별한 장치가 없더라도 이 현상은 나타난다.

광펌핑 포화분광은 바닥상태에 2개 이상의 에너지 준위가 존재하는 원자에 대해서 적용된다. 그런데 알칼리 금속원소들은 원자핵의 스핀(I)이 0이 아니고, 또 최외각 전자가 한개이기 때문에 바닥상태 (L=0)에는 원자핵과 전자 (s=1/2)의 각운동량의 결합($\pm s$)에 의해 두 개의 초미세 준위(hyperfine level)가 존재한다. 그래서 알칼리 금속원소는 광펌핑 포화분광의 매질로 많이 사용되고 있다.

Nakayama는 알칼리 금속원소의 D 전이선에 대해 4 준위 모델을 설정하고, 초미세 준위에 축퇴되어 있는 Zeeman 부준위 사이의 흡수-자발 방출의 한 주기를 고려하여 공진신호의 크기와 부호를 계산하였는데, 실험 결과와 잘 일치하는 것으로 보고하고 있다.^[5] 또한 그는 펄프광과 조사광의 편광에 따라 공진신호의 크기와 부호가 달라지는 것을 설명하기 위해 4 준위사이에서 발생하는 네 가지 공진구조를 고려하여 계산하였다. 즉, 두 준위사이의 주공진 (I형 공진), 세 준위 사이의 교차

* 본 연구중 일부는 1992년도 한국과학재단의 지원으로 이루어졌습니다.

공진(Λ형과 V형 공진) 및 네 준위 사이의 교차공진(N형 공진)이다. 이 네 가지 공진구조에서 어느 공진이 우세하느냐에 따라 공진신호의 부호가 달라지는 것을 보여주고 있다.

Yang과 Wang은 세슘원자의 D₂ 전이선에 대해 광펌핑 포화분광 연구를 하였는데, 그들은 Nakayama와는 달리 흡수와 자발방출의 세 주기를 고려하여 계산하였다.^[6]

국내에서 수행된 광펌핑 포화분광 연구로는 색소 레이저를 이용한 나트륨(Na) 원자에 대한 분광,^[7,8] 반도체 레이저를 이용한 세슘(Cs)^[9]과 루비듐-85(⁸⁵Rb) 원자에 대한 분광 등이 보고되어 있다.^[10]

본 논문에서는 루비듐 원자 주파수 표준기(즉, 루비듐 원자시계)를 만드는데 사용되는 루비듐-87 원자에 대한 광펌핑 포화분광 연구 결과에 대해 보고한다. 루비듐 원자는 자연상태에서 질량수가 85인 것이 72.15%, 87인 것이 27.85%가 존재하는데, 지금까지는 85 원자에 대한 연구결과만 보고되어 있다. 본 논문에서는 87 원자에 대해 Nakayama가 적용한 이론대로 Zeeman 부준위 사이의 전이를 펌프광과 조사광의 편광에 따라 계산하여 공진신호의 크기와 부호를 구하였으며, 선폭 축소된 반도체 레이저로써 관측한 포화분광신호와 비교하였다. 그 결과, 이론과 실험결과는 잘 일치하였는데, 실험에서 간과하기 쉬운 지하장의 효과가 신호의 부호와 크기에 영향을 미친다는 것을 알았다.

II. 이 론

4 준위계 원자에서 광펌핑의 한 주기만을 고려하여 조사광에 대한 매질의 흡수율을 구한다는 것은 다음과 같은 가정이 내포되어 있다. 즉, 펌프광의 강도가 충분히 작아서 펌프광에 의해 여기되었던 원자들의 유도방출은 없고 단지 자발방출만 있다고 가정한다. 그리고 조사광의 강도는 펌프광 보다 작아서 조사광에 의해 바닥상태의 원자의 밀도분포는 변하지 않는다고 가정한다. 또한 레이저의 기간섭(coherence) 시간은 길지만 레이저 강도가 작기 때문에 원자와의 상호작용시 나타나는 기간섭 효과는 무시할 만큼 작다고 가정한다.

이때 조사광에 대한 매질의 감수율(electric susceptibility) $\chi_{i,j}$ 은 다음 식으로 표현된다.^[5]

$$\chi_{i,j} \propto \sum_{i,j} I_{i,j} \exp[-(\Delta\omega_j/2ku)^2] / [\omega - \omega_j - i\gamma] \quad (1)$$

단, χ 의 첨자 i 는 펌프광의 편광을 나타내고, 첨자 j 는 조사광의 편광을 나타낸다. 그리고 ω_a 와 ω_b 는 각각 펌프광과 조사광의 각주파수를 나타내고, $\Delta\omega_j = \omega_a - \omega_j$,

$\omega_j = (\omega_k + \omega_l)/2$ 이다.

식 (1)에서 지수항은 Doppler factor를 나타내는 것으로 교차공진의 경우 그 중심 주파수가 주공진에서 $\Delta\omega_j/2$ 만큼 벗어나 있기 때문에 Doppler factor 만큼 신호의 크기가 줄어든다. 지수항 속의 k 는 파수(wave number)를 나타내고, u 는 최확속도로서 $(2k_B T/M)^{1/2}$ 으로 주어지는데, 여기에서 T 는 매질의 온도이고, k_B 는 볼츠만 상수이며, M 은 원자 질량수이다. 식 (1)의 우변항의 분모는 감수율이 Lorentzian 형태임을 나타낸다. 여기에서 γ 는 공진신호의 선폭을 나타내는데 이 값에 영향을 미치는 요인으로는 원자의 자연선폭, 레이저의 발진선폭, 레이저 출력에 의한 선폭 확장, 매질 내의 원자들 간의 충돌에 의한 선폭 확장, 완전히 제거되지 않고 남아있는 도플러 선폭확장 등이 있다.

상대 크기 $I_{i,j}$ 는 다음 식으로 주어진다.

$$I_{i,j} = |\mu_i|^2 \cdot |\mu_j|^2 \cdot [-\delta_{i,sp} + |\mu_{sp}|^2/\Gamma] \quad (2)$$

이 식에서 $|\mu_i|^2$ 와 $|\mu_j|^2$ 는 각각 펌프광과 조사광에 의한 전이확률을 나타내고, $|\mu_{sp}|^2$ 는 펌프광에 의해 여기되었던 상준위로부터의 자발방출 전이확률을 나타낸다. Γ 는 각 Zeeman 부준위 사이의 총 전이확률을 나타내고, $|\mu_{sp}|^2/\Gamma$ 는 상준위에서 하준위로의 자발방출의 branching ratio를 나타낸다. $\delta_{i,sp}$ 는 Kronecker δ 로서 자발방출이 펌프광 전이의 하준위로 일어나면(즉, I 형과 V 형 공진 구조에서는) 1이 되고, 펌프광 전이의 하준위가 아닌 다른 준위로 일어나면(즉, N형과 Λ형 공진구조에서는) 0이 된다.

매질의 흡수율과 굴절률은 각각 감수율의 허수부와 실수부로 표시된다. 따라서 조사광에 대한 매질의 흡수율 α 는 펌프광과 조사광의 편광 i, j 에 따라 다음 식으로 표시된다.

$$\alpha_{i,j} \sim I_m [\chi_{i,j}] \quad (3)$$

본 연구에서는 펌프광과 조사광의 편광의 조합을 그림 1에서 보는 바와 같이 4가지 경우에 대해서 수행하였다. 그림에서 0과 ±는 각각 π 편광과 σ_{\pm} 편광을 나타낸다. π 편광과 σ_{\pm} 편광은 각각 양자축에 대해 평행한 선편광과 수직인 선편광을 나타낸다. 좌선원편광(σ_+)과 우선원편광(σ_-)은 각각 +와 - 기호로 표시하였는데, 이때의 양자축은 레이저빔의 진행 방향과 나란하다.

Zeeman 부준위간의 전이확률은 양자수 m 에 따라 다를 뿐 m 의 부호와는 상관없이 같기 때문에 펌프광과 조사광의 편광을 (+, +)로 한 경우와 (-, -)로 한 경우의 상대크기 $I_{i,j}$ 는 같다. 또한 (+, -)인 경우와 (-, +)인 경우도 같다.

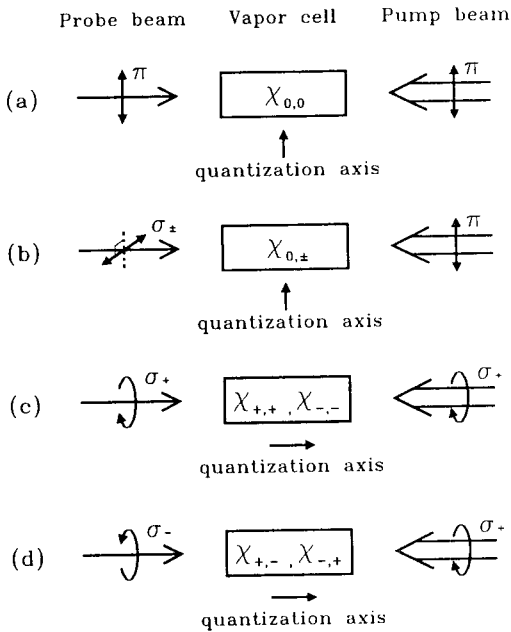


그림 1. 본 연구에서 사용한 펄프광과 조사광의 편광의 조합.

III. 루비듐-87 원자에의 적용

루비듐-87 (^{87}Rb) 원자의 바닥상태에서의 최외각전자의 주양자수는 $n=5$ 이고, 핵스핀의 양자수는 $I=3/2$ 이다. 바닥상태의 각운동량 양자수는 $L=0$ 이기 때문에 총 각운동량은 전자의 스핀 ($s=1/2$)에 의해 $J=1/2$ 이다. 약한 자장에서 J 와 I 는 결합하여 초미세 준위 F 가 형성되는데, 바닥상태 $5S_{1/2}$ 는 $I+J$ 와 $I-J$ 에 의해 $F=2$ 와 1 의 두 초미세준위가 있다. 이 두 초미세 준위사이의 에너지 차이 (즉, 주파수)는 6834.7 MHz 이다.

루비듐 원자시계에서는 이 주파수를 기준으로 하여 원자시계를 동작시킨다.^[11,12]

그림 2는 루비듐-87 원자의 D_2 전이에 해당하는 에너지 준위를 나타내는데 제 1 들뜬상태 ($5P_{3/2}$)와 바닥상태사이에는 780.1 nm 에 해당한다. 제 1 들뜬 상태에는 $F'=0, 1, 2, 3$ 의 4개의 초미세 준위가 있고, 이 네 준위 사이에는 각각 72.3 MHz , 157.1 MHz , 267.2 MHz 의 주파수 만큼 떨어져 있다.

자장의 영향이 없을 경우, 각각의 초미세 준위에는 $2F+1$ 개의 자기 부준위 (즉, Zeeman 부준위)가 축퇴되어 있다. 두 초미세준위 사이의 전이는 $\Delta F (=F'-F)=0, \pm 1$ 의 selection rule에 따라 전이가 일어나고, Zeeman 부준위 사이에서는 레이저 편광에 따른 $\Delta m (=m'-m)=$

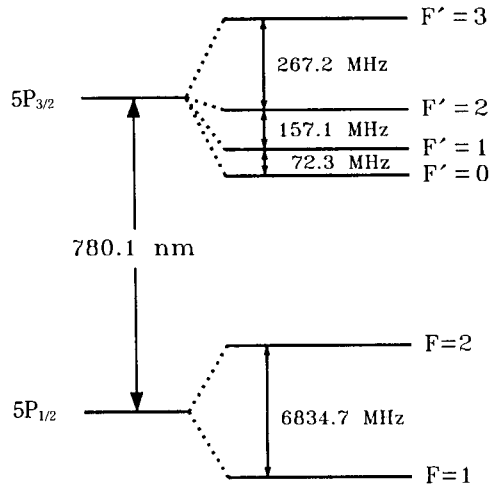


그림 2. 루비듐-87 원자 D_2 전이에 해당하는 에너지 준위.

$0, \pm 1$ 의 selection rule에 따라 전이가 일어난다. σ_+ 편광에 대해서는 $\Delta m = +1$, σ_- 편광에 대해서는 $\Delta m = -1$, π 편광에 대해서는 $m=0$ 의 전이가 발생한다. 선편광 σ_{\pm} 는 좌선원편광과 우선원편광의 합으로 표현되기 때문에 selection rule도 $m = +1$ 과 -1 이 동시에 적용된다.

이런 selection rule을 만족시키면서 발생하는 전이의 확률은 Clebsch-Gordan 계수로부터 계산되는데,^[13] 표 1은 루비듐-87 원자 D_2 전이에 대한 전이 확률이다.

초미세 준위 사이의 전이에 의한 공진신호의 크기는 곧 초미세 준위에 축퇴되어 있는 Zeeman 부준위 사이의

$F'=3$	$\frac{1}{60} \times$	3	2	1	0	-1	-2	-3	m'
$F=2$	$\frac{1}{60} \times$	60	30	4	32	15	24	12	60
$F'=2$	$\frac{1}{60} \times$	2	1	0	-1	-2	-2	-2	m'
$F=2$	$\frac{1}{60} \times$	2	1	0	0	-1	-2	-2	m
$F'=1$	$\frac{1}{60} \times$	1	0	0	-1	-1	-2	-2	m'
$F=1$	$\frac{1}{60} \times$	2	1	0	0	-1	-2	-2	m
$F'=0$	$\frac{1}{60} \times$	1	0	0	-1	-1	-1	-1	m'
$F=1$	$\frac{1}{60} \times$	1	0	0	0	-1	-1	-1	m
$F'=1$	$\frac{1}{60} \times$	25	25	0	25	25	25	25	m'
$F=1$	$\frac{1}{60} \times$	1	0	0	-1	-1	-1	-1	m
$F'=0$	$\frac{1}{60} \times$	0	0	0	0	0	0	0	m'
$F=1$	$\frac{1}{60} \times$	1	20	20	0	-1	-1	-1	m

표 1. 루비듐-87 원자 D_2 전이에 포함된 Zeeman 부준위 사이의 전이확률.

전이에 의한 공진신호들의 합으로 표시된다. 그래서 Zeeman 부준위 사이의 전이에 의한 상대 크기 $I_{i,j}$ 를 식 (2)에 의해 각각 구하고, 이들의 합으로부터 초미세 준위 사이의 전이에 의한 상대 크기를 구한다.

펌프광과 조사광으로 구성되는 포화분광학적 배열의 실험에서는 주공진신호 사이에 교차공진신호가 발생한다. 교차공진신호는 이웃한 두 주공진신호의 도플러 선평확장이 서로 교차될 때에 발생가능한데 루비듐-87의 경우, 온도가 20°C 일 때의 도플러 선평확장은 약 506 MHz이다. 따라서 5P_{3/2} 상태의 모든 F' 준위는 이 선평확장 속에 포함되어 있어 교차공진이 발생한다. 그러나 5S_{1/2} 상태의 F=1과 2 준위사이에는 약 6.8 GHz로서 충분히 떨어져 있기 때문에 교차공진이 발생하지 않는다.

그림 3은 발생가능한 전이선을 나타내고 있다. 주공진 전이선과 교차공진 전이선의 수는 각각 6개인 데, L과 H는 주공진 전이선을 나타내고, C는 교차공진 전이선을 나타낸다.

그림 4는 그림 3의 L₁ 주공진선과 C₄ 교차공진선의 상대 크기를 Zeeman 부준위사이의 상대 크기의 합으로 구한다는 것을 보여준다. 펌프광과 조사광의 편광이 각각 σ 와 σ_+ 일 때 L₁ 공진선의 상대 크기 I_{+,1}는 그림 4(a)에서 보는 바와 같이 3개의 \wedge 형 공진구조와 2개의 N형 공진구조 및 1개의 V형 공진구조에서 각각 구한 I_{+,1}들의 합으로 구해진다. 또한 C₄ 전이선의 경우에는 그림 4(b)에서와 같이 4개의 N형 공진구조에서 각각 구한 I_{+,1}들의 합으로 구해진다.

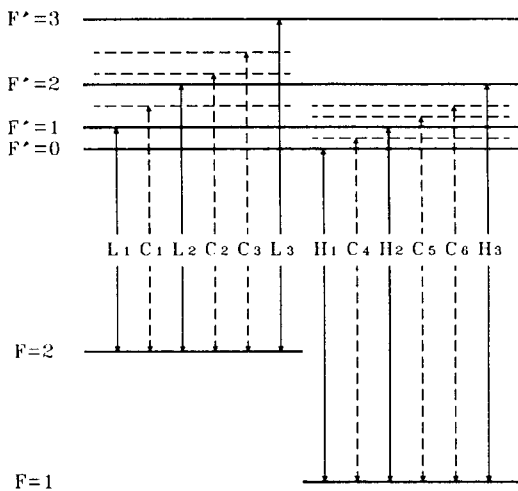


그림 3. 루비듐-87 원자 D₂ 전이선에 대한 포화분광시 발생 가능한 전이선 및 전이선의 명칭. L과 H는 주공진선을, C는 교차공진선을 나타냄.

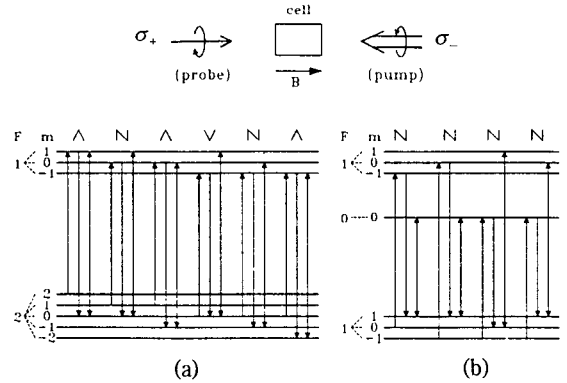


그림 4. 그림 3의 L₁ 주공진선 (a)과 C₄ 교차공진선 (b)의 상대 크기를 계산하는데 고려해야 될 Zeeman 부준위 사이의 공진구조들.

이와 같은 방법으로 12개 전이선에 대해 4가지 편광의 조합에 따라 계산한 결과가 표 2에 나와 있다. 표에서 I_{0,0}를 구하는데 기여한 공진구조의 수는 총 106개이었고, I_{+,1} (또는 I_{-,1})는 95개, I_{0,+} (또는 I_{+,0})는 214개, I_{-,+} (또는 I_{-,0})는 107개이었다. Doppler factor는 온도가 20 °C 일 때를 기준으로 구하였는데 이 온도에서 루비듐-87의 최확속력 u 는 236.6 m/s 이다. 그리고 공진선의 상대적인 위치란 주파수축 상에서 L₁ 공진선의 위치를 0으로 할 때 다른 전이선들의 위치를 말한다.

IV. 실험

본 실험에서 사용한 레이저는 Hitachi사에서 제작한 다이오드 레이저 (모델 HL7802E) 로서 최대출력이 10 mW이다. 다이오드 레이저의 발진주파수는 온도에 따라 약 30 GHz/K의 비율로 변하기 때문에 열전소자 (Thermo Electric Element)와 온도 안정화 회로를 이용하여 1시간 동안에 약 ±0.3 mK 이내에서 안정화시켰다. 루비듐-87 원자의 D₂ 전이에 공진하는 파장을 얻기 위해 레이저의 온도는 약 5°C 로 냉각시켰고, 전류는 85 mA를 공급하였다.

레이저의 발진 선평은 약 30 MHz인데 선평 축소를 위해 그림 5와 같이 공초점 Fabry-Perot 공진기를 이용한 공진광 제한방법으로 약 1 MHz 이하로 축소시켜 사용하였다. 선평축소된 레이저의 발진 주파수를 D₂ 전이선 부근에서 주사시키기 위해 0.1 Hz의 삼각파 전압을 전류공급장치와 Fabry-Perot 공진기용 PZT 및 위상거울용 PZT에 동시에 일정한 비율로 가하였다.

루비듐 셀은 직경과 길이가 20 mm×20 mm 유리관

표 2. 펄프광과 조사광의 편광의 조합에 따라 루비듦-87 원자의 D₂ 전이선의 상대 크기 (I_{i,j})와 Doppler factor 및 상대 위치; 단, i와 j는 각각 펄프광과 조사광의 편광이고, Doppler factor는 온도가 20°C 일 때를 기준으로 함.

	L ₁	C ₁	L ₂	C ₂	C ₃	L ₃	H ₁	C ₄	H ₂	C ₅	C ₆	H ₃
I _{0,0}	-1826	-720	-30750	-12600	-52920	18816	-16000	45000	-43750	-11000	-30000	-24250
I _{0,±} , I _{±,0}	-587	-11640	-7125	-14700	-36540	-9408	8000	-27500	9375	-9500	-35000	-25375
I _{+,+} , I _{-, -}	-2444	-11430	-24250	-6300	-21980	43904	-16000	-27500	-43750	8500	-1250	-29500
I _{-, +} , I _{+, -}	31	-930	-13625	-21000	-67480	-34496	8000	45000	9375	-29000	-63750	-20125
Doppler factor	1	0.9351	1	0.6131	0.8237	1	1	0.9859	1	0.8668	0.9351	1
Relative Position(MHz)	0	78.55	157.1	212.15	290.7	424.3	6834.7	6870.8	6907	6949.4	6985.5	7064.1

속을 10⁻⁷ Torr의 진공으로 만든 후 루비듦을 넣고 밀봉하여 만들었는데, 이 루비듦은 순도가 99.9%이고, 질량수가 85인 것과 87인 것이 혼합되어 있는 것이다.

루비듦 셀이 설치된 공간에서의 지자장의 세기는 레이저 빔 방향 (동서 방향)이 0.7 μT, 레이저 빔에 수직인 방향 (남북 방향)이 20 μT, 연직방향이 37 μT이었다. 지자장을 차폐하기 위해 셀 주위를 0.15 mm 두께의 4겹의 Mu-metal로 감쌌다. Mu-metal은 남북 방향의 셀 지자장을 차폐하도록 동서 방향으로 설치하였고, 루비듦 셀의 길이 보다 6배 가량 길게 하였다. 그 결과, Mu-metal 내부에서 레이저 빔 방향의 잔류자장은 0.25 μT로 약 1/3의 차폐율을 나타내었다. 남북 및 수직 방향에 대해서는 측정하지는 못했지만 이 보다 훨씬 큰 차폐효율을 나타낼 것으로 생각된다.

레이저빔은 두께 10 mm의 맨유리에 의해 두 개의 반사빔과 한 개의 투과빔으로 나뉘어진 후, 이 중 반사빔은 조사광과 도플러 신호 측정용으로 루비듦셀로 입사되고, 투과빔은 펄프광용으로 50/50 광분할기에서 반

사되어 루비듦 셀로 입사된다. 광검출기에서는 조사광과 도플러 신호측정용 두 레이저빔의 세기의 차이를 측정되는데, 이렇게 함으로써 도플러 배경신호가 제거된 순수한 초미세 전이 신호만을 관측할 수 있다.

펄프광과 조사광의 편광을 조절하기 위해 λ/4판 또는

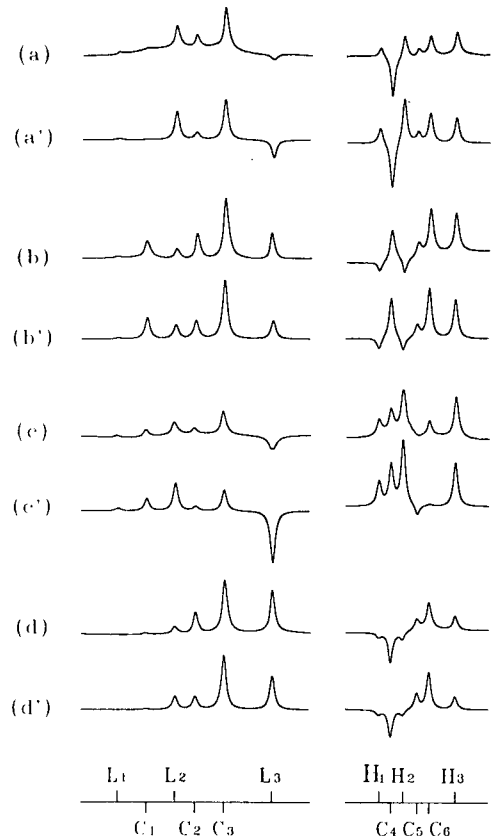


그림 6. 루비듦-87 원자 D₂ 전이선에 대해 실험 ((a)-(d)) 및 이론 ((a')-(d'))으로 구한 광펌핑 포화 흡수 스펙트럼; 단, (a)-(d)의 편광의 조합은 그림 1의 순서와 일치함.

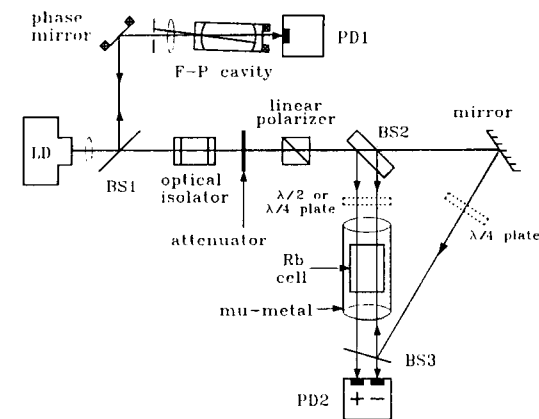


그림 5. 광펌핑 포화분광 실험을 위한 장치도.

$\lambda/2$ 판을 그림 5에서와 같이 레이저빔 경로상에 놓았다. 펌프광과 조사광의 출력은 각각 13 μ W, 3 μ W이었고, 두 빔의 단면적은 각각 4.9 mm², 1.8 mm²이었다.

V. 결과 및 토론

표 2에 나타난 각 전이선의 I_i , 값과 Doppler factor 및 각 전이선의 상대적인 위치값을 식 (1)에 대입하여 계산한 후 그려보았다. 이 때 공진선의 선폭 (γ)으로는 8 MHz를 대입하였다. 루비듦-87 원자의 자연선폭은 5.9 MHz인데, 제 II장에서 언급한 바와 같이 공진선폭의 확장요인을 고려하여 실험결과와 비슷한 모양을 나타내는 값을 택하였다.

그림 6은 지자장을 차폐하고서 측정된 실험결과와 계산결과를 비교하여 보여 주는 것으로 신호의 크기 및 부호가 잘 일치하고 있다는 것을 알 수 있다.

그런데 지자장 차폐를 위해 설치한 Mu-metal을 제거하는 경우, 일반적인 상황에서는 실험결과와 계산결과는 차이가 나지만, 지자장의 방향을 양자축으로 가정하여 펌프광과 조사광의 편광을 조절하면 계산결과와 일치하는 것을 알 수 있었다. 다시 말해서 동서, 남북, 연직방향의 지자장의 벡터(vector) 합에 의한 지자장의 세기는 연직방향에 대해 북쪽으로 약 30도 기울어져 있는데, 이 축과 나란한 선편광의 펌프광과 조사광을 비출 때 관측되는 포화흡수 스펙트럼은 그림 6(a')과 같이 (π, π) 편광조합으로 계산한 결과와 일치하였고, 펌프광의 편광을 90도 회전시킨 경우에는 그림 6(b')과 같이 (σ, π)의 편광조합으로 계산한 결과와 일치하였다.

이와 같은 현상은 Helmholtz 코일로써 자장을 가하는 경우에서도 확인할 수 있었다.

루비듦 셀을 둘러싼 Mu-metal을 제거하고 셀을 Helmholtz 코일속에 설치하여 자장이 가해진 상태에서 포화흡수 스펙트럼을 관찰하였다. 동서방향으로 약 89 μ T의 자장을 가할 때 이 방향을 양자축으로 설정한 배열에서 기대되는 계산결과와 일치하는 스펙트럼을 관찰할 수 있었다. 89 μ T는 지자장 보다 훨씬 큰 값인데, 남북 및 연직방향의 지자장을 무시할 수 있을 정도의 큰 자

장이 가해질 때 비로소 계산 결과와 일치하는 것으로 해석된다. 이에 관한 결과는 앞으로 발표할 예정이다.

VI. 결 론

루비듦-87 원자의 D₂ 전이선에 대해 Nakayama의 광펌핑 효과를 고려한 4 준위 원자에서의 포화분광 이론을 적용하여 공진신호의 상대적인 크기를 펌프광 및 조사광의 편광에 따라 계산하였고, 선폭 축소된 780.1 nm의 반도체 레이저를 사용하여 실험하였다. 그 결과, 지자장을 차폐하였을 때의 실험결과와 계산결과는 잘 일치하였다.

참 고 문 헌

- [1] R. A. McFalane, W. R. Bennett, Jr., and W. E. Lamb, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **2**, 189 (1963).
- [2] S. Haroche and F. Hartman, *Phys. Rev. A* **6**, 1280 (1972).
- [3] S. Nakayama, G. W. Series, and W. Gawlik, *Opt. Commun.* **34**, 382 (1980).
- [4] S. Nakayama, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, 1 (1985).
- [5] S. Nakayama, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1431 (1985).
- [6] Dong-Hai Yang and Yi-Qiu Wang, *Opt. Commun.* **74**, 54 (1989).
- [7] 김중복, 한국과학기술원 박사학위청구논문 (1988).
- [8] 김점술, 한국과학기술원 박사학위청구논문 (1991).
- [9] 오차환, 이호성, 양성훈, 김진옥, *새물리* **31**, 658 (1991).
- [10] S. S. Kim, S. E. Park, H. S. Lee, C. H. Oh, J. D. Park, and H. Cho, *Jpn. J. Appl. Phys.* 1993, to be published.
- [11] J. C. Camparo and R. P. Frueholz, *J. Appl. Phys.* **59**, 3313 (1986).
- [12] Minoru Hashimoto and Motoichi Ohtsu, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 446 (1987).
- [13] Jacques Vanier and Claude Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards Vol. 1* (Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1986), Appendix 4E.

Saturation Spectroscopy with Optical Pumping in ^{87}Rb D_2 Lines

H. S. Lee

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

S. E. Park and H. Cho

Department of Physics, Chungnam National University, Taejon 305-764, Korea

J. D. Park

Department of Physics, Paicha University, Taejon 302-735, Korea

(Received: April 30, 1993)

By applying the Nakayama's theory of saturation spectroscopy to ^{87}Rb D_2 lines, taking into account the optical pumping process, the relative intensities of the resonance signals were calculated for various polarization combinations of pump and probe beams. The saturated absorption spectra were observed with a linewidth-narrowed semiconductor laser. As the result, it was found that the theoretical calculations were in good agreement with the experimental observations in the case where the geomagnetic field was shielded.