

세준위 모델원자에서 2광자 광여기 현상*

김영철 · 성도현 · 김기식
 인하대학교 이과대학 물리학과

(1994년 3월 14일 받음)

단일모드 외부 전기장과 상호작용하는 세준위 모델원자에서, 기저준위와 최상준위 사이의 2광자 광여기 과정을 살펴보았다. Resolvent 이론을 사용하여, 기저준위와 최상준위만을 포함하는 두준위 모델원자의 유효 Resolvent를 구하고, 상호작용 상수와 진동수 어긋남을 변수로 하여 광여기 과정을 분석하였다. 특히, 유효 두준위 모델원자의 앙상블을 도입하여, 두준위 모델원자들 간의 간섭현상을 통한 일관된 해석을 시도하였다.

I. 서 론

때때로, 원자의 광여기나 광이온화는 두개 이상의 광자를 흡수하는 다광자 과정으로 이루어지고, 비공명 다광자 과정과 중간 공명상태를 거치는 공명 다광자 과정으로 구분된다.^[1,2,3] 유효 해밀토니안의 도입으로, 이러한 다광자 과정은 다준위 모델원자를 통하여 기술될 수 있다.^[4,5] 예컨대, 그림 1과 같이 기저상태 $|1\rangle$ 로부터 2광자를 흡수하여 중간 공명상태 $|2\rangle$ 로 여기되고, 다시 1광자를 흡수하여 연속상태 $|c\rangle$ 로 이온화되는 2광자 공명 3광자 광이온화 과정은, 기저상태, 중간 공명상태와 연속 상태만을 포함하는 모델원자를 통하여 분석될 수 있다. 그러나, 원래의 해밀토니안이 일련의 단일광자 과정의 복합으로 광이온화 과정을 이루어내는 반면에, 모델원자의 유효 해밀토니안을 기저상태와 중간 공명상태 사이의 유효 2광자 상호작용을 포함한다. 원래의 해밀토니안이 갖는 단일광자 상호작용 연산자를 $V^{(1)}$ 이라 할 때, 2차 섭동론을 사용하여 $|1\rangle$ 과 $|2\rangle$ 사이의 유효 2광자 상호작용 연산자 $V^{(2)}$ 는

$$V^{(2)} = |1\rangle\langle 2| \sum_k \frac{V_{1k}^{(1)} V_{k2}^{(1)}}{\omega_1 + \omega_k - \omega_2} + H.C. \quad (1.1)$$

으로 표현된다.^[6] 여기서 $V_{ij}^{(1)} = \langle i|V^{(1)}|j\rangle$ 이고, \sum_k 는 모든 비공명 중간상태에 대한 합을 의미한다.

원리적으로, 모델원자의 유효 해밀토니안은 투영 연

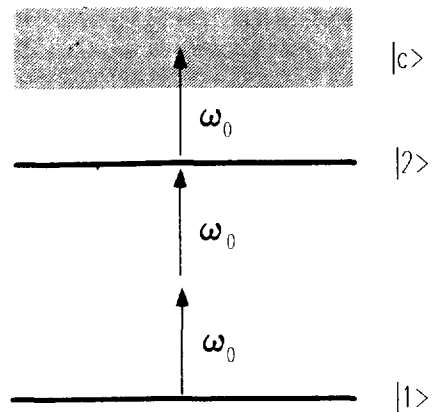


그림 1. 2광자 공명 3광자 이온화 구도.

산자를 이용하여 도출할 수 있다. 전체 원자 구조로부터 광여기 또는 광이온화 과정에 중요하게 기여하는 몇몇 준위들만을 선택하여 그들간의 운동 방정식을 지배하는 새로운 해밀토니안을 구할 수 있다. 일반적으로, 이렇게 새로이 얻어진 해밀토니안에는 원래 해밀토니안이 가졌던 물리적 성질이 보존되지 않는다. 원래 해밀토니안이 시간에 의존하지 않았다고 하더라도, 새로운 해밀토니안을 시간에 의존할 수 있고, hermiticity조차 만족되지 않을 수 있다. 이러한 사실은, 직관적으로 모델원자의 유효 해밀토니안을 설정함에 있어서, 상당한 자유로움을 제공하는 듯하다. 예컨대, 기저상태와 중간 공명상태 사이의 유효 상호작용으로 식 (1.1)의 섭동론적 결과를 사용하고, 중간 공명상태로부터 연속상태로의 이온화 감

* 본 연구는 1992~1993년도 한국과학재단의 핵심연구 과제 지원에 의하여 수행되었음.

쇠를 고려하여 중간 공명상태의 에너지값을 복소수화함으로써, 결국 위의 2광자 공명 3광자 광이온화 과정은 두준위 모델원자로 기술될 수 있다.^[7,8] 그러나, 이러한 유효 해밀토니안은 섭동론의 범주를 벗어나 적용되지 못한다.

본 논문에서는 이러한 모델원자의 타당성을 이해하고자 한다. 단일모드 외부 전기장과 상호작용하는 세준위 모델원자에서, 기저준위와 최상준위 사이의 2광자 광여기 과정을 살펴보았다. Resolvent 이론을 사용하여, 기저준위와 최상준위만을 포함하는 두준위 모델원자의 유효 Resolvent를 구하였다. 그 결과로서, 섭동론이 적용될 수 있는 경우, 원자는 두준위 사이의 2광자 Rabi 진동을 보였으나, 섭동론의 범주를 크게 벗어나는 경우, 원자의 광여기 과정은 연속되는 두개의 단일광자 과정의 복합으로 나타났다. 또한 유효 두준위 모델원자들의 앙상블을 도입하여, 전체 광여기 과정을 모델원자들 간의 간섭현상으로 해석하고자 시도하였다.

II. Resolvent 이론^[9,10]

시간에 무관한 해밀토니안 H 를 갖는 양자역학적 계의 시간에 따른 변화는 시간진행 연산자

$$U(t) = e^{-iHt} \tag{2.1}$$

에 의하여 기술된다. 시간 $t=0$ 에서 계의 상태벡터를 $|\Psi(0)\rangle$ 라고 하면, 시간 $t>0$ 에서 계의 상태벡터는

$$|\Psi(t)\rangle = U(t)|\Psi(0)\rangle \tag{2.2}$$

로 표현된다. H 의 Resolvent $G(z)$ 는

$$G(z) = \frac{1}{z - H} \tag{2.3}$$

으로 정의되고, $G(z)$ 로부터 $U(t)$ 는

$$U(t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{ia-\infty}^{i\alpha+\infty} G(z)e^{-izt} dz \tag{2.4}$$

으로 구할 수 있다.

III. 세준위 모델원자^[11,12]

각진동수 ω_0 를 갖는 단일모우드 빛과 상호작용하는 세준위 모델원자를 생각하자. 모델원자의 세준위를 각각 $|1\rangle$, $|2\rangle$, 그리고 $|3\rangle$ 으로 나타내고, 각 준위의 에너지를 $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$ 로 두자.(그림 2 참조) 두 이웃한 준위를

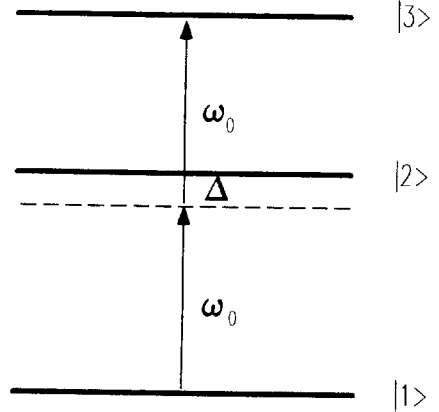


그림 2. 세준위 모델원자의 광여기 구조.

사이에만 전기쌍극자 전이가 가능하다고 가정하고, 회전파동 근사를 사용하면, 전체 계의 해밀토니안은 다음과 같이 쓰여진다.

$$H = \sum_{i=1}^3 \omega_i |i\rangle\langle i| + \omega_0 a^\dagger a + \sum_{j=1}^2 (g_j a^\dagger |j\rangle\langle j+1| + g_j^* a |j+1\rangle\langle j|) \tag{3.1}$$

g 는 원자와 빛 사이의 상호작용 강도를 나타내는 상수이고, $\hbar=1$ 로 두었다. $|1\rangle$ 과 $|3\rangle$ 사이의 2광자 광여기 과정은

$$\omega_3 - \omega_1 = 2\omega_0 \tag{3.2}$$

의 2광자 공명조건이 만족된다고 가정한다.

원자와 빛으로 구성되는 전체 계의 초기상태가 $|1\rangle \otimes |n\rangle$ 으로 주어질 때, ($|n\rangle$ 은 n -광자 Fock 상태이다.) 계의 동역학에 관여하는 상태벡터는 $|I\rangle \equiv |1\rangle \otimes |n\rangle$, $|II\rangle \equiv |2\rangle \otimes |n-1\rangle$, $|III\rangle \equiv |3\rangle \otimes |n-2\rangle$ 이고, 이 상태벡터를 근간으로 해밀토니안 H 는 3×3 행렬로 표현된다.

$$H = \begin{pmatrix} \Omega & \sqrt{n}g_1 & 0 \\ \sqrt{n}g_1^* & \Omega + \Delta & \sqrt{n-1}g_2 \\ 0 & \sqrt{n-1}g_2^* & \Omega \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

여기서

$$\Omega = \omega_1 + n\omega_0 \tag{3.4a}$$

$$\Delta = \omega_2 - \omega_1 - \omega_0 \tag{3.4b}$$

이다. 계산의 편의상, 식 (3.3)에서

$$\sqrt{ng_1} = \sqrt{n-1}g_2 \equiv g \quad (3.5)$$

으로 두고, 기저상태의 에너지를 자유롭게 선택할 수 있는 점을 이용하여 $\Omega \equiv 0$ 으로 두면, 식 (3.3)은

$$H = \begin{pmatrix} 0 & g & 0 \\ g^* & \Delta & g \\ 0 & g^* & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

으로 간소화된다.

해밀토니안 H 에 대한 Resolvent는

$$G(z) = \frac{1}{z-H} \quad (3.7)$$

으로 정의되고, $|1\rangle$ 와 $|3\rangle$ 사이의 유효 전이확률을 구하기 위하여, 다음의 투영 연산자를 도입하자.

$$P = |I\rangle\langle I| + |III\rangle\langle III| \quad (3.8)$$

$$Q = 1 - P \quad (3.9)$$

그러면, 유효 Resolvent는

$$\tilde{G} \equiv PG(z)P = \frac{1}{z-\tilde{H}} \quad (3.10)$$

로 표현되고,

$$\tilde{H} = PHP + PHQ \frac{1}{z-QHQ} QHP \quad (3.11)$$

으로 주어진다. \tilde{H} 의 구체적 표현은

$$\tilde{H} = \frac{1}{z-\Delta} \begin{pmatrix} |g|^2 & g^2 \\ g^{*2} & |g|^2 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

으로 계산된다. 상응하는 Resolvent는

$$\tilde{G}(z) = \frac{1}{z} \frac{1}{z(z-\Delta) - 2|g|^2} \mathcal{G} \quad (3.13)$$

으로 계산되고, 여기서

$$\mathcal{G} = \begin{pmatrix} z(z-\Delta) - |g|^2 & g^{*2} \\ g^2 & z(z-\Delta) - |g|^2 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

이다. 식 (3.12)는 해밀토니안의 형태를 취하고 있으나, z 에 의존하기 때문에 일반적으로 두준위 원자를 기술하지 못한다. 본 논문에서는 두준위 원자로 형상화될 수 있는 경우에 한하여 유효 해밀토니안이라 부르기로 한다.

구하는 전이확률은 $\tilde{G}_{I,III} = \langle I|\tilde{G}|III\rangle$ 에 의존하고, 식 (3.13)과 (3.14)로부터

$$\tilde{G}_{I,III} = \frac{g^{*2}}{z(z-z_+)(z-z_-)} \quad (3.15)$$

을 얻으며, 여기서

$$z_{\pm} = \frac{\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + 8|g|^2}}{2} \quad (3.16)$$

이다.

식 (2.4)에 의하여, 시간에 의존하는 전이진폭을 구하면,

$$U_{I,III}(t) = \frac{g^{*2}}{z_+ z_-} + \frac{g^{*2}}{z_+ - z_-} \left(\frac{e^{-iz_+ t}}{z_+} - \frac{e^{-iz_- t}}{z_-} \right) \quad (3.17)$$

을 얻으며, 전이확률 $P_{I,III}(t)$ 는

$$P_{I,III}(t) = |U_{I,III}(t)|^2 \quad (3.18)$$

로 주어진다.

IV. 2광자 광여기 과정

정성적인 2광자 광여기 과정과 Rabi 진동에 대하여 알아보기 위하여, $\Delta^2 \gg |g|^2$ 인 경우와 $\Delta^2 \ll |g|^2$ 인 두 경우에 대하여 살펴보자.

1. $\Delta^2 \gg |g|^2$

이 경우, z_{\pm} 는 다음과 같이 근사화될 수 있다.

$$z_+ = \Delta \quad (4.1a)$$

$$z_- = -2|g|^2/\Delta \quad (4.1b)$$

따라서 식 (3.17)과 (3.18)로부터,

$$U_{I,III}(t) = -\frac{g^{*2}}{2|g|^2} (1 - e^{2i|g|^2 t/\Delta}) \quad (4.2)$$

를 얻고, 전이확률은

$$P_{I,III}(t) = \sin^2(|g|^2 t/\Delta) \quad (4.3)$$

으로 주어진다. 식 (4.3)은 전형적인 Rabi 진동을 보여 주고, Rabi 진동수가 $|g|^2$ 에 비례하므로 이는 2광자 흡수 및 방출을 나타낸다.

어긋남 Δ 가 상호작용 상수의 크기 $|g|$ 에 비해 크므로 중간상태에서의 원자밀도는 무시할 수 있으리라 예상된다. 이를 확인하기 위하여, 원자가 기저상태에 머무르는 확률진폭 $U_{I,I}(t)$ 를 계산하면, 식 (4.2)를 구한 똑같은 근

사를 사용하여

$$U_{L,I}(t) = \frac{1}{2}(1 + e^{2i|g|^2 t/\Delta}) \quad (4.4)$$

를 얻고, 확률 $P_{L,I}(t)$ 는

$$P_{L,I}(t) = \cos^2(|g|^2 t/\Delta) \quad (4.5)$$

으로 주어진다. 식 (4.3)과 (4.4)로부터,

$$P_{L,I}(t) + P_{L,III}(t) = 1 \quad (4.6)$$

이 성립하고, 이는 예상대로 중간상태의 원자밀도는 항상 0임을 나타낸다. 아울러, 원래의 세준위 모델원자가 유효 두준위 모델원자로 기술될 수 있음을 시사한다. 다만, 두준위, $|1\rangle$ 과 $|3\rangle$, 사이의 상호작용은 2광자 과정으로 이루어진다.

이 결과는 섭동론 또는 단일해 근사 결과와 같다.^[9] 단일해 근사에서는, \bar{H} 속의 z 를 $\Omega=0$ 으로 대체하여

$$\bar{H} = -\frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} |g|^2 & g^2 \\ g^{*2} & |g|^2 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

을 얻는다. 식 (4.7)의 행렬은 명백히 hermitian이고, 유효 해밀토니안을 나타낸다. 따라서 두준위의 원자밀도 합은 보존되고, 준위간의 상호작용 상수가 $|g|^2$ 에 비례하므로 2광자를 흡수 또는 방출하는 여기 과정을 보여준다.

2. $\Delta^2 \ll |g|^2$ 경우

이 경우, z_{\pm} 는 다음과 같이 근사될 수 있다.

$$z_{\pm} = \pm \sqrt{2} |g| \quad (4.8)$$

유효 전이진폭은

$$U_{L,III}(t) = -\frac{g^{*2}}{2|g|^2} [1 - (e^{\sqrt{2}i|g|t} + e^{\sqrt{2}i|g|t})/2] \quad (4.9)$$

이고, 유효 전이확률은

$$P_{L,III}(t) = \sin^4(\sqrt{2}|g|t/2) \quad (4.10)$$

으로 구해진다. 식 (4.10)은 두가지 측면에서 살펴볼 수 있다. 첫째로 $|g|$ 에 비례하는 진동수를 갖고, 이는 단일 광자 과정임을 나타낸다. 두번째로 함수형태가 \sin^2 이 아니고 \sin^4 이므로, 이는 연속된 두 과정의 복합임을 나타낸다. 이 두가지를 종합하면, 식 (4.10)은 단일 2광자 과정이 아닌, 두 단일광자 과정을 나타낸다. 즉, 중간상태와 공명을 일으키는 경우의 결과와 일치한다. 사실, 식 (4.10)은 Δ 를 전혀 포함하고 있지 않으며, 처음부터

$\Delta=0$ 을 대입하여 얻은 결과와 같다.

원자가 기저상태에 머무는 확률은

$$P_{L,I}(t) = \cos^4(\sqrt{2}|g|t/2) \quad (4.11)$$

이고, 따라서 두준위 간의 원자밀도 합은

$$P_{L,I}(t) + P_{L,III}(t) = 1 - \sin^2(\sqrt{2}|g|t) \quad (4.12)$$

으로 계산되고

$$P_{L,I}(t) + P_{L,II}(t) + P_{L,III}(t) = 1 \quad (4.13)$$

의 규격화 조건에 따라,

$$P_{L,II}(t) = \sin^2(\sqrt{2}|g|t) \quad (4.14)$$

를 얻는다.

V. 유효 두준위 모델원자의 앙상블

앞서, 유효 Resolvent에 대하여 항상 그에 해당하는 두준위 모델원자의 유효 해밀토니안이 존재하지 않음을 보였다. [식 (3.12)는 유효 해밀토니안의 형태를 취하나 z 에 의존하므로, 본 논문에서 정의하는 유효 해밀토니안이 아니다.] 그러나 유효 해밀토니안의 앙상블은 항상 존재할 수 있다.

식 (3.15)는 부분분수 분해를 이용하여

$$\tilde{G}_{L,III} = \tilde{G}_{L,III}^{(+)} + \tilde{G}_{L,III}^{(-)} \quad (5.1)$$

의 형태로 쓸 수 있고, 우측의 각 항은

$$\tilde{G}_{L,III}^{(+)} = \frac{\alpha g^{*2}}{z(z-z_+)} \quad (5.2a)$$

$$\tilde{G}_{L,III}^{(-)} = \frac{\beta g^{*2}}{z(z-z_-)} \quad (5.2b)$$

이다. 물론 다른 형태의 부분분수 분해를 얻을 수도 있다. 식 (5.1)을 만족시키는 실수 α 와 β 는

$$\alpha = -\beta = \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + 8|g|^2}} \quad (5.3)$$

으로 주어진다. 이제 식 (5.1)의 각 항은 두개의 pole만을 갖고, 따라서 각 항은 두준위 모델원자에 해당하고, 세준위 모델원자는 두개의 두준위 모델원자를 원소로 갖는 앙상블로 기술될 수 있다.

이제 유효 두준위 모델원자의 해밀토니안 $\bar{H}^{(\pm)}$ 를

$$\bar{H}^{(\pm)} = \begin{pmatrix} \bar{H}_{11}^{(\pm)} & \bar{H}_{12}^{(\pm)} \\ \bar{H}_{21}^{(\pm)} & \bar{H}_{22}^{(\pm)} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

로 두면, $\tilde{G}_{l,m}^{(\pm)}$ 는

$$\tilde{G}_{l,m}^{(\pm)} = -\frac{\tilde{H}_{21}^{(\pm)}}{(z - \tilde{H}_{11}^{(\pm)})(z - \tilde{H}_{22}^{(\pm)}) - \tilde{H}_{12}^{(\pm)}\tilde{H}_{21}^{(\pm)}} \quad (5.5)$$

로 주어진다. 식 (5.5)를 식 (5.2)와 비교함으로써

$$\tilde{H}_{21}^{(\pm)} = \mp \frac{g^{*2}}{\sqrt{\Delta^2 + 8|g|^2}} \quad (5.6)$$

를 얻고,

$$\tilde{H}_{11}^{(\pm)}\tilde{H}_{22}^{(\pm)} - \tilde{H}_{12}^{(\pm)}\tilde{H}_{21}^{(\pm)} = 0 \quad (5.7a)$$

$$\tilde{H}_{11}^{(\pm)} + \tilde{H}_{22}^{(\pm)} = z_{\pm} \quad (5.7b)$$

의 관계식을 얻는다. $\tilde{H}_{12}^{(\pm)} = \tilde{H}_{21}^{(\pm)*}$ 임을 주지하여, 식 (5.6)을 식 (5.7)에 대입하면, $\tilde{H}^{(\pm)}$ 의 두 대각성분은

$$z^2 - z_{\pm}z + \frac{|g|^4}{\Delta^2 + 8|g|^2} = 0 \quad (5.8)$$

의 두 해임을 알 수 있다.

전이 확률진폭 $U_{l,m}(t)$ 는

$$U_{l,m}(t) = \langle III | e^{-i\tilde{H}^{(\pm)}t} | I \rangle + \langle III | e^{-i\tilde{H}^{(\mp)}t} | I \rangle \quad (5.9)$$

으로 주어지고, 따라서 전이확률 $P_{l,m}(t)$ 는

$$P_{l,m}(t) = P_{1,m}^{(+)}(t) + P_{1,m}^{(-)}(t) + P_{1,m}^{(+)}(t) \quad (5.10)$$

으로 나타낸다. 여기서

$$P_{1,m}^{(+)}(t) = |\langle III | e^{-i\tilde{H}^{(+)}t} | I \rangle|^2 \quad (5.11a)$$

$$P_{1,m}^{(-)}(t) = |\langle III | e^{-i\tilde{H}^{(-)}t} | I \rangle|^2 \quad (5.11b)$$

$$P_{1,m}^{(+)}(t) = \langle III | e^{-i\tilde{H}^{(+)}t} | I \rangle \langle III | e^{-i\tilde{H}^{(-)}t} | I \rangle^* + C.C \quad (5.11c)$$

이다. 특히, 식 (5.11c)는 두준위 모델원자들 사이의 간섭을 나타낸다.

준위간 상호작용 상수는 식 (5.6)에 의하여 주어지고, 식 (5.8)로부터 두 대각성분의 차는

$$\tilde{H}_{22}^{(+)} - \tilde{H}_{11}^{(+)} = \sqrt{z_{\pm}^2 - \frac{4|g|^2}{\Delta^2 + 8|g|^2}} \quad (5.12)$$

으로 주어진다. 식 (5.6)와 (5.12)를 사용하여, 각 유효 해밀토니안이 제시하는 두준위 모델원자를 형상화할 수 있다. 이제 앞 절에서 생각한 두가지 경우에 대하여 생각하여 보자.

$\Delta^2 \gg |g|^2$ 인 경우, 식 (4.1)을 이용하여

$$\tilde{H}_{22}^{(+)} - \tilde{H}_{11}^{(+)} = \Delta \quad (5.13a)$$

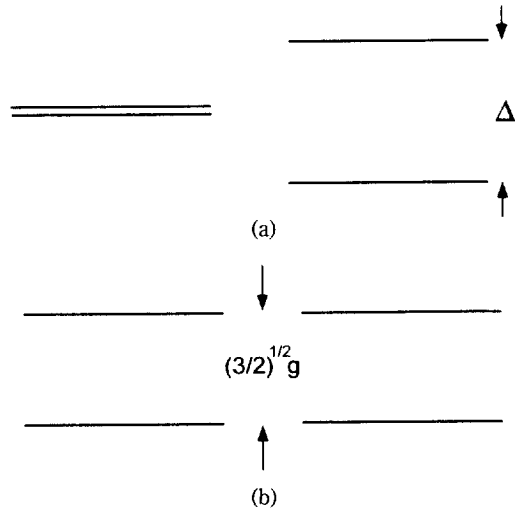


그림 3. 세준위 모델원자로부터 구한 두 준위 모델원자; (a) $\Delta^2 \gg |g|^2$, (b) $\Delta^2 \ll |g|^2$.

$$\tilde{H}_{22}^{(+)} - \tilde{H}_{11}^{(+)} = 0 \quad (5.13b)$$

을 얻고, $\Delta^2 \ll |g|^2$ 인 경우에는, 식 (4.8)을 이용하여

$$\tilde{H}_{22}^{(+)} - \tilde{H}_{11}^{(+)} = \sqrt{\frac{3}{2}} |g| \quad (5.14)$$

를 얻는다. 그림 3에서 보듯이, 식 (5.13)이 나타내는 이상불이 갖는 두개의 두준위 모델원자는 에너지 준위에 있어서 큰 차이를 보이나, 식 (5.14)이 보여주는 이상불의 두준위 모델원자들은 동일한 에너지 준위를 갖는다.

식 (5.6)에 의하여, 모든 $\tilde{H}^{(\pm)}$ 에 대하여 두준위들 간의 상호작용 상수는 동일하고, 따라서 두준위들 간의 밀도 동력학은 식 (5.13)과 (5.14)로 주어지는 에너지 차에 의존한다. $\Delta^2 \gg |g|^2$ 인 경우에는, $\tilde{H}^{(\pm)}$ 의 두준위 모델원자만이 중요하여 간섭이 존재하지 않으나, $\Delta^2 \ll |g|^2$ 인 경우에는 두 두준위 모델원자를 함께 고려하여야 하고, 따라서 간섭현상이 나타난다.

VI. 요약 및 결론

본 논문에서는 세준위 모델원자의 2광자 광여기 과정을 통하여 유효 해밀토니안의 타당성을 조사하였다. 투영 연산자와 Resolvent 이론을 사용하여, 공명 두준위만을 포함하는 유효 Resolvent를 구하였다.

외부 전기장과의 상호작용 상수가 진동수 어긋남보다 매우 작은 경우에는, 2광자 Rabi 진동을 기술하는 두준위 모델원자의 유효 해밀토니안을 얻었고, 이는 섭동론의

결과와 일치하였다. 한편, 상호작용 상수가 진동수 어긋남에 비하여 매우 큰 경우에는, 전체 광여기 과정은 두 단일광자 여기 과정의 복합으로 나타낼 수 있었으며, 이는 단일 유효 두준위 원자에 의하여 광여기 과정을 기술할 수 없음을 의미한다.

세준위 모델원자는 유효 두준위 모델원자의 앙상블을 도입함으로써 기술될 수 있었으며, 전체 광여기 과정은 유효 두준위 모델원자들 사이의 간섭현상으로 해석할 수 있었다. 상호작용 상수가 진동수 어긋남에 비하여 매우 작은 경우에는 한 유효 두준위 모델원자만이 중요하고 따라서 단일 유효 두준위 모델원자로 기술될 수 있었으며, 상호작용 상수가 진동수 어긋남에 비하여 매우 큰 경우는 두 유효 두준위 모델원자가 함께 고려되어야 하고 따라서 간섭을 야기시킬 수 있음을 보았다.

이와같은 유효 두준위 모델원자의 앙상블은 N 준위 모델원자에도 확장될 수 있다. 예컨대, 중간상태와 공명을 일으키지 않는 $(N-1)$ 광자 광여기 과정은 $N C_2 = N(N-1)/2$ 개의 유효 두준위 모델원자를 갖는 앙상블로 기술될 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

[1] F. H. M. Faisal, *The Theory of Multiphoton Processes*, (Plenum New York, 1987).

[2] J. Morellic, D. Normand, and G. Petite, *Adv. Electron. Electron Phys.* **18**, 97(1982).
 [3] A. T. George and P. Lambropoulos, *Adv. Electron. Electron Phys.* **54**, 191(1980).
 [4] B. L. Beers and L. Armstrong, Jr., *Phys. Rev.* **A12**, 2447(1975).
 [5] P. L. Knight, *Proc. Fourth Nat'l. Quantum. Electron. Conf.*, 115(1980).
 [6] N. B. Delone and V. P. Krainov, *Atoms in Strong Light Fields* (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
 [7] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitations* (John Wiley and Sons, New York, 1990).
 [8] C. Lim and K. Kim, *JKPS* **25**, 196(1992).
 [9] M. L. Goldberger and K. M. Watwon, *Collision Theory*, (John Wiley and Sons, New York, 1964).
 [10] L. Mower, *Phys. Rev.* **142**, 799(1966).
 [11] H. I. Yoo and J. H. Eberly, *Phys. Report* **118**, 239(1985).
 [12] R. M. Whitley and C. R. Stroud Jr., *Phys. Rev.* **A14**, 1498(1976).

Two-Photon Excitation in Three-Level Atom

Youngchul Kim, Dohyun Sung, and Kisik Kim
Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

(Received: March 14, 1994)

In the three-level atom interacting with a single mode radiation field, two-photon excitation between the ground state and the upper most excited state is investigated. Using the resolvent theory, the effective resolvent, containing the ground state and the final excited state, is found and the coupling constant and the detuning being taken as parameters, the excitation mechanism is analyzed. In particular, by introducing an ensemble of effective two-level atoms, a consistent interpretation in terms of interference phenomena is pursued.