《연구논문》 Hankook Kwanghak Hoeji, Volume 14, Number 1, February 2003

국소장이 원자계에 미치는 영향에 대한 이론 II : 이준위 원자계에서의 거시 양자 Langevin 방정식의 유도

안성혁†

아주대학교 물리학과

㊫ 442-749 경기도 수원시 팔당구 원천동 산 5번지

(2002년 9월 9일 받음, 2002년 12월 30일 수정본 받음)

쌍극자들로 이루어진 이준위계의 해밀토니안이 주어질 때 이 계가 만족시키는 미시적인 양자 Langevin 방정식을 유도하고, 이 방정식을 거시적인 구간 내에서 평균 함으로써 거시 양자 Langevin 방정식을 유도하고 국소장 효과가 양자적으로 어떻게 표현되는 지를 살펴본다.

주제어 : local field, langevin equation, two-level system.

I. 서 론

광 물리(optical physics)에서 근본적인 문제중의 하나는 감수율(susceptibility)과 굴절율과 같은 물질계의 거시적인 성질을 원자(혹은 분자)의 편극율(polarizability)과 같은 미시적인 성질로 연결시키는 것이다. 물질계의 각 원자들은 다른 원자들과 상호작용을 하고, 물질의 거시적인 성질을 기술하고자 하면 이 모든 상호작용을 고려하여야 하기 때문에 이 문제를 정확히 취급하는 것은 매우 어렵다. 이러한 상호작용을 고려하는 한가지 표준적이면서도 근사적인 방법은 국소장(local field) $\boldsymbol{E}_{loc}$의 개념을 도입하는 것이다. 국소장은 외부 소스및 물질계를 구성하는 모든 원자들에 의한 일종의 효과장(effective field)으로 간주될 수 있다. 국소장은 미시장(microscopic field)이나 미시장을 평균하여 정의된 거시장(macroscopic field)과 구별되어야만 한다. Lorentz[1]는 등방성 물질내의 국소장과 거시장 $\boldsymbol{E}$는

$$\boldsymbol{E}_{loc} = \boldsymbol{E} + (4\pi/3)\,\boldsymbol{P} \tag{1}$$

로 연결됨을 보였으며, 식 (1)의 원인에 대해서는 정전기장의 경우에는 매우 잘 알려져 있다.[2] 여기서 $\boldsymbol{P}$는 물질계의 편극(polarization)을 나타내며 N을 원자의 밀도, α를 원자의 편극율이라고 할 때 $\boldsymbol{P} = N\alpha \boldsymbol{E}_{loc}$로 쓸 수 있다. 물질이 선형반응을 보이는 경우 $\boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P} = \varepsilon\boldsymbol{E}$이므로 식 (1)을 유전상수 ε을 이용하여 표현하면 $\varepsilon = 1+4\pi LN\alpha$로 쓸 수 있고, 여기서 $L = (\varepsilon+2)/3$는 국소장에 의한 보정상수를 나타낸다. 따라서 원자밀도가 작으면(즉, $N \approx 0$) 국소장 효과는 거의 나타나지 않고(즉, $L \approx 1$) 국소장 효과가 나타나기 위해서는 원자밀도가 충분히 커야함을 알 수 있으며, Maki등은 원자의 밀도를 변화시키면서 나타나는 국소장의 효과를 직접 실험을 통하여 보여주었다.[3]

국소장 개념의 등장이후 많은 사람들이 식 (1)을 시간에 따라 변화하는 전파장의 경우로 직접 일반화 시켰다. 즉, 식 (1)을 이 준위(two-level) 원자계의 블록(Bloch)방정식에 직접 적용하여 이 방정식을 일반화시키고 그 결과 나타나는 새로운 물리 현상들에 대해 이론적으로 논하였다.[4-8] 식 (1)의 관계식이 성립하는 영역 내에서 물질계를 고전적 혹은 준고전적으로 취급하고자 할 때는 식 (1)로 대부분의 물리적 현상들이 충분히 설명되지만 이 물질계를 양자적으로 취급하고자 하면 식 (1)의 전기장과 편극 벡터는 연산자(operator)로 취급되어야만 한다. 따라서 식 (1)을 직접 Bloch방정식에 적용하는 것보다는 좀더 근본적인 방법이 요구된다.

저자는 이전 논문[9]에서 많은 전기 쌍극자들로 이루어진 물질계에 외부 전기장이 걸리면 이 각각의 쌍극자들이 만들어 내는 국소장의 크기를 무시할 수 없으며, 따라서 이 국소장 효과를 포함시킬 때 계의 상호작용 해밀토니안은 $H = -\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{E}$의 합이 아닌

$$H = -\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{D} \tag{2}$$

의 합으로 기술되어야 함을 보였다. 여기서 $\boldsymbol{\mu}$는 전기 쌍극자 모멘트이고 미시장 $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}$이다. 이 논문에서는 위 해밀토니안 (2)를 이 준위(two-level) 원자계에 적용하여 미시적인 양자 Langevin 방정식을 유도하고 이 방정식을 거시적인 구간 내에서 평균함으로써 국소장 효과가 거시적인 양자 Langevin 방정식에 어떻게 포함되는지를 보인다.

II. 쌍극자 장

쌍극자들로 이루어진 물질계에서 쌍극자를 구성하는 전하들의 비섭동(unperturbed) 해밀토니안과 전하들간의 상호작용 해밀토니안을 무시하면, 쌍극자 근사를 이용할 때 쌍극자계의 총 해밀토니안은

$$H = H_R + \Sigma_a H^a \tag{3}$$

†E-mail: shan@ajou.ac.kr

와 같이 쓸 수 있으며, 여기서 H_R은 장 해밀토니안으로서

$$H_R=\frac{1}{8\pi}\int[\boldsymbol{D}(r)\cdot\boldsymbol{D}(r)+\boldsymbol{B}(r)\cdot\boldsymbol{B}(r)]dr$$

로 주어지고,[9] 벡터 포텐샬, 전기장, 자기장 벡터를

$$\boldsymbol{A}(r)=\sum_\lambda\frac{c}{\omega_\lambda}K_\lambda\,\hat{e}_\lambda[a_\lambda e^{ik\cdot r}+a_\lambda^\dagger\,e^{-ik\cdot r}]$$

$$\boldsymbol{D}(r)=i\sum_\lambda K_\lambda\,\hat{e}_\lambda[a_\lambda e^{ik\cdot r}-a_\lambda^\dagger e^{-ik\cdot r}]$$

$$\boldsymbol{B}(r)=i\sum_\lambda K_\lambda(\boldsymbol{k}\times\hat{e}_\lambda)[a_\lambda e^{ik\cdot r}-a_\lambda^\dagger e^{-ik\cdot r}]$$

와 같이 정의하면 장 해밀토니안 H_R은

$$H_R=\Sigma_\lambda\,\hbar\omega_\lambda\left(a_\lambda^\dagger a_\lambda+\frac{1}{2}\right) \tag{4}$$

로 쓸 수 있다.[9] H^a는 공간을 단순구조로 이루어진 격자들로 나누었을 때 격자 a 안에 있는 쌍극자와 장(field)간의 상호작용 해밀토니안으로서 $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})$이 격자 a내에서 거의 변하지 않는다는 쌍극자 근사를 가정할 때

$$H^a=-\mu^a\cdot\boldsymbol{D}(\boldsymbol{R}^a) \tag{5}$$

로 쓸 수 있음을 보았다 ($\boldsymbol{R}^a$는 격자 a의 위치 벡터이다).[9] 해밀토니안 (3)에 의하여 장 연산자 a_λ에 대한 하이젠버그 운동방정식은

$$\dot{a}_\lambda=-i\omega_\lambda a_\lambda-i\hbar^{-1}\left[\sum_b\boldsymbol{\mu}^b\cdot\boldsymbol{D}(\boldsymbol{R}^b),\,a_\lambda\right] \tag{6}$$

이고, 식 (5)의 $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{R})$은

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{R})=i\sum_\lambda K_\lambda\,\hat{e}_\lambda[a_\lambda e^{ik\cdot R}-a_\lambda^\dagger e^{-ik\cdot R}] \tag{7}$$

와 같이 쓸 수 있으며 따라서 식 (7)을 식 (6)에 대입하면

$$a_\lambda(t)=a_\lambda^0e^{-i\omega_\lambda t}+\frac{1}{\hbar}\sum_b K_\lambda e^{-ik\cdot R_b}\int_{-\infty}^{t}e^{-i\omega_\lambda(t-t')}\,e_\lambda^{-i\omega_\lambda(t-t')}\hat{e}_\lambda\cdot\boldsymbol{\mu}^b(t')dt' \tag{8}$$

을 얻는다. 식 (8)를 식 (7)에 다시 대입하면

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{R},t)=\boldsymbol{D}^0(\boldsymbol{R},t)+\boldsymbol{D}^p(\boldsymbol{R},t) \tag{9}$$

와 같이 두 항으로 분류하여 쓸 수 있으며, 여기서 $\boldsymbol{D}^0(\boldsymbol{R},t)$는 진공요동(vacuum fluctuation)을 나타내는 소음 연산자(noise operator)로서

$$\boldsymbol{D}^0(\boldsymbol{R},t)=i\sum_b K_\lambda\hat{e}_\lambda a_\lambda^0e^{ik\cdot R}e^{-i\omega_\lambda t}+adj \tag{10}$$

이고, $\boldsymbol{D}^p(\boldsymbol{R},t)$는 쌍극자 모멘트들에 의해 유도된 전기장으로서

$$\boldsymbol{D}^p(\boldsymbol{R},t)=\sum_b\int_{-\infty}^{\infty}dt'\boldsymbol{G}(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^b;\,t-t')\cdot\boldsymbol{\mu}^b(t') \tag{11}$$

이다. 여기서 $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{R};t)$는 Green 함수 텐서로서 $(\boldsymbol{k},\omega)$ 공간으로 Fourier 변환을 하면

$$\boldsymbol{G}(k;\omega)=\frac{-4\pi c^2k^2(1-\hat{k}\hat{k})}{(\omega+i\varepsilon)^2-c^2k^2} \tag{12}$$

으로 표현된다.

III. 이준위계(Two-level system)의 양자 Langevin 방정식

물질과 장의 상호작용 해밀토니안이 식 (5)로 주어질 때 이준위계의 총 해밀토니안은

$$H^a=\frac{1}{2}\hbar\ \omega\sigma_z-\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{d}(\boldsymbol{R},t) \tag{13}$$

으로 주어진다. 여기서 $\boldsymbol{\mu}$는 격자 a에서의 쌍극자 모멘트를 의미하고 식 (5)의 $\boldsymbol{D}$는 $\boldsymbol{d}$로 표기한다. (지금부터는 편의상 미시장들은 소문자로, 거시장들은 대문자로 표기하기로 한다.) σ_z는 Pauli 스핀 연산자로서

$$\sigma_z=|a\rangle\langle a|-|b\rangle\langle b| \tag{14}$$

으로 정의되고 $|a\rangle$는 원자의 높은 에너지 고유상태(eigenstate), $|b\rangle$는 낮은 에너지 고유상태이다. $\boldsymbol{d}(\boldsymbol{R},t)$는 미시적인 장으로서

$$\boldsymbol{d}(\boldsymbol{R},t)=\boldsymbol{d}^0(\boldsymbol{R},t)+\boldsymbol{d}^p(\boldsymbol{R},t)+e^i(\boldsymbol{R},t) \tag{15}$$

와 같이 쓸 수 있으며 여기서 $\boldsymbol{d}^0(\boldsymbol{R},t)$와 $\boldsymbol{d}^p(\boldsymbol{R},t)$는 식 (9)에서 정의되었으며 $\boldsymbol{e}^i(\boldsymbol{R},t)$는 외부에서 걸어준 입사 전기장으로서 고전적으로 취급되는 장이다. 파울리 스핀 연산자

$$\sigma_+=|a\rangle\langle b|,\ \ \sigma_-=|b\rangle\langle a| \tag{16}$$

를 사용하면 쌍극자 모멘트 연산자 μ는

$$\boldsymbol{\mu}=\wp\ \hat{\boldsymbol{n}}(\sigma_++\sigma_-) \tag{17}$$

로 쓸 수 있으며 여기서 $\wp$는 이준위계의 전기 쌍극자 행렬성분으로서 실수값이라고 가정한다. $\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\boldsymbol{d}(\boldsymbol{R},t)=d(\boldsymbol{R},t)$ 라고 쓰면 식 (13)은

$$H^a=\frac{1}{2}\hbar\ \omega\sigma_z-\wp(\sigma_++\sigma_-)d(\boldsymbol{R},t) \tag{18}$$

와 같이 쓸 수 있다. 스핀 연산자들은

$$[\sigma_z,\sigma_\pm]=\pm2\sigma_\pm,\ [\sigma_\pm,\sigma_-]=\sigma_z \tag{19}$$

의 관계식을 만족시키고, 식 (18)에 의하여 다음과 같은 하이젠버그 방정식을 얻는다:

$$\dot{\sigma}_+=i\omega\sigma_++i\wp\hbar^{-1}\sigma_zd(\boldsymbol{R},t)=(\dot{\sigma}_-)^+ \tag{20}$$

$$\dot{\sigma}_z=2i\wp\hbar^{-1}(\sigma_+-\sigma_-)\,d(\boldsymbol{R},t) \tag{21}$$

식 (20)과 (21)을 외부에서 걸어준 입사장 주파수 ν_2로 회전하는 틀(frame)로 변환하여 천천히 변하는 항들만 취하고(slowly varying approximation) 또한 감쇠(decay)항들을 첨가하면 다음과 같은 미시적인 운동 방정식을 얻는다:

$$\dot{s}_+=-(\gamma-i\delta_2)s_+(t)+2is_z e_-'(\boldsymbol{R},t)+f_+(t) \tag{22}$$

$$\dot{s}_z=-\Gamma(s-s_0)+is_-(t)e_+'(\boldsymbol{R},t)-is_+(t)e_-'(\boldsymbol{R},t)+f_z(t) \tag{23}$$

$$\dot{s}_-=-(\gamma+i\delta_2)s_-(t)-2is_z e_+'(\boldsymbol{R},t)+f_-(t) \tag{24}$$

여기서

$$s_z=\frac{1}{2}\sigma_z,\ s_\pm=\sigma_\pm e^{\mp i\nu_2 t} \tag{25}$$

이고

$$e'(\boldsymbol{R},t)\equiv \boldsymbol{e}^i(\boldsymbol{R},t)+\boldsymbol{d}^p(\boldsymbol{R},t) = \frac{\hbar}{\wp}[\boldsymbol{e}_+'(\boldsymbol{R},t)e^{-i\nu_2 t}+\boldsymbol{e}_-'(\boldsymbol{R},t)e^{i\nu_2 t}] \tag{26}$$

로 정의된다. γ는 쌍극자 감쇠상수($\equiv 1/T_2$), $d2=\omega-\nu_2$는 펌프장의 detuning 주파수, 그리고 $\Gamma(=1/T_1)$는 밀도차(population difference) 감쇠상수이다. $f_z(t)$와 $f_\pm(t)$는 $d^p(\boldsymbol{R},t)$를 포함하는 소음 연산자로서

$$\langle f_\pm(t)\rangle=\langle f_z(t)\rangle=0 \tag{27}$$

을 만족시킨다.

IV. 거시 양자 Langevin 방정식의 유도

거시 양자 Langevin 방정식을 구하기 위하여

$$\int\Delta(\boldsymbol{R})d\boldsymbol{R}=1 \tag{28}$$

로 규격화되는 함수 $\Delta(\boldsymbol{R})$를 이용하여 식 (13)-(15)를 $a\ll R\ll\lambda$의 구간에서 평균한다. 여기서 a는 격자의 크기이고 λ는 입시장의 파장이다. 미시 전기장 $\boldsymbol{e}(\boldsymbol{R},t)$와 스핀 연산자 s_j에 해당하는 거시 전기장 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R},t)$와 스핀 연산자 S_j는

$$E(\boldsymbol{R},t)=\int\Delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')e(\boldsymbol{R}',t)d\boldsymbol{R}' \tag{29}$$

$$\boldsymbol{S}_j(\boldsymbol{R},t)=\int\Delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')s_j(\boldsymbol{R}',t)d\boldsymbol{R}' = \Sigma_a\Delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^a)s_j^a(t) \tag{30}$$

로 정의된다. 식 (26)의 장 $\boldsymbol{e}'(\boldsymbol{R},t)$는 $a\ll R\ll\lambda$를 만족시키므로 참고문헌 [10]에 의하여

$$\boldsymbol{e}'(\boldsymbol{R},\omega)=\boldsymbol{E}^C(\boldsymbol{R},\omega)+\int d\boldsymbol{R}'\ \boldsymbol{T}^C(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')\cdot \boldsymbol{p}(\boldsymbol{P},\omega) \tag{31}$$

로 쓸 수 있다. 여기서 국소장 $\boldsymbol{E}^C$는

$$\boldsymbol{E}^C(\boldsymbol{R},\omega)=\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R},\omega)+\frac{4\pi}{3}\boldsymbol{P}(\boldsymbol{R},\omega) \tag{32}$$

와 같이 정의되고 텐서 $\boldsymbol{T}^C$는

$$T^C(R)=\frac{3\hat{r}\hat{r}-1}{R^3}c(R) \tag{33}$$

로 주어지며, 여기서 $\hat{\boldsymbol{r}}=\boldsymbol{R}/R$ 이고 $c(R)$은 R=0에서 1이고 $R=\infty$에서 0이되는 차단(cut-off) 함수이다.[10] 따라서

$$\boldsymbol{e}'(\boldsymbol{R},t)=\boldsymbol{E}^C(\boldsymbol{R},t)+\int d\boldsymbol{R}'\ \boldsymbol{T}^C(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')\cdot p(\boldsymbol{R}',t) = \boldsymbol{E}^C(\boldsymbol{R},t)+\sum_b \boldsymbol{T}^C(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')\cdot\boldsymbol{\mu}^b(t) \tag{34}$$

로 쓸 수 있고 $\boldsymbol{e}'(\boldsymbol{R},t)=\hat{\boldsymbol{n}}\,e'(\boldsymbol{R},t)$, $T^C(\boldsymbol{R})=\hat{\boldsymbol{n}}\cdot T^C(\boldsymbol{R})\cdot\hat{\boldsymbol{n}}$ 라고 표기하면 식 (26)에서 정의된 $e_+'(\boldsymbol{R},t)$는

$$e_+'(\boldsymbol{R},t)=E_+^C(\boldsymbol{R},t)+\sum_b T^C(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^b)\mu_+^b(t) \tag{35}$$

와 같이 쓸 수 있고 $E_+^C(\boldsymbol{R},t)$와 $\mu_+(t)$는 식 (26)에서와 같이 정의된다.

미시 방정식 (22)-(24)를 평균하기 위해서는

$$\langle s_i e_+'(\boldsymbol{R},t)\rangle_{space}=\sum_a\Delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^a)s_i^a e_+'(\boldsymbol{R},t) \tag{36}$$

을 먼저 계산하여야 하며, 식 (35)를 식 (36)에 대입하면

$$\langle s_i e_+'(\boldsymbol{R},t)\rangle_{space}=\sum_a\Delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^a)s_i^a\left[E_+^C(\boldsymbol{R},t)+\sum_a T^C(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}^a)\mu_+^b(t)\right] \tag{37}$$

이 된다. 위 식에서 $E_+^C(\boldsymbol{R},t)$은 이미 평균된 것이므로 Σ_a 밖으로 나가고, 쌍극자 모멘트 $\mu_+^b(t)$는 평균을 취하는 반경 R내에서 거의 변하지 않으므로 Σ_b밖으로 나가며, 한편 $T^C(\boldsymbol{R})$의 성질에 의하여 $\sum_b T^C(\boldsymbol{R}^a-\boldsymbol{R}^b)=0$ 이므로 식 (37)은

$$\langle s_i e_+'(\boldsymbol{R},t)\rangle_{space}=S_iE_+^C(\boldsymbol{R},t) \tag{38}$$

와 같이 된다. 따라서 식 (22)-(24)를 평균한 거시 양자 Langevin 방정식은

$$\dot{S}_+=-(\gamma-i\delta_2)S_++2iS_zE_-^C+F_+(t) \tag{39}$$

$$\dot{S}_z=-\Gamma(S_z-S_0)+iS_-E_+^C-iS_+E_-^C+F_z(t) \tag{40}$$

$$\dot{S}_-=-(\gamma+i\sigma_2)S_--2iS_zE_+^C+F_-(t) \tag{41}$$

와 같이 된다. 여기서 입사 펌프장의 진폭을 ε_2라고 할 때

$$E_+^C=\frac{\wp}{\hbar}\left(\varepsilon_2+\frac{4\pi}{3}P_+\right) \tag{42}$$

로 주어지며 $F_i(t)$는 $\langle F_i(t)\rangle=0$, $\langle F_i^\dagger(t)F_j(t')\rangle\propto\delta(t-t')$를 만족시키는 새로운 소음 연산자이다($i=z,+,-$). 물질의 편극은 식 (17)을 평균함으로써, 즉,

$$P(\boldsymbol{R},t)=N\wp S_-e^{-i\nu_2 t}+c.c. \tag{43}$$

와 같이 쓸 수 있고 여기서 N은 단위 체적당 격자의 수이다. $P_\pm(\boldsymbol{R},t)$는 입사 파장 내에서 거의 변하지 않으므로 따라서

$$P^+(\boldsymbol{R},t)=N\wp S_- \tag{44}$$

이 된다. 따라서 식 (42)는

$$E_+^C=\frac{\wp\varepsilon_2}{\hbar}+lS_- \tag{45}$$

의 형태로 쓸 수 있으며 여기서 $\wp\varepsilon_2$는 고전적인 펌프장과 쌍극자간의 상호작용 에너지이고 국소장 효과를 나타내는 보정상수 l은

$$l=\frac{4\pi}{3}\left(\frac{\wp^2}{\hbar}\right)N \tag{46}$$

으로 주어지며 국소장 효과를 무시할 수 있는 경우는 $l=0$에 해당한다. 식 (45)는 방정식 (39)-(41)과 함께 (S_z, S_+, S_-) 연산자들로 결합된 닫힌 방정식 세트를 이루고, 참고문헌 [8]에서는 이준위계에서 이 방정식의 형태를 가정하여 l 값이 변함에 따라 달라지는 현상에 대하여 논하였다.

V. 결론 및 토의

쌍극자들로 이루어진 이준위계의 해밀토니안이 식 (13)으로 주어질 때 이 계가 만족시키는 미시적인 양자 Langevin 방정식을 유도하고 이 방정식을 거시적인 구간 내에서 평균 함으로써 국소장 효과를 포함한 거시 양자 Langevin 방정식을 유도하였으며, 결과적으로 양자적인 국소장의 효과는 고전적인 식 (1)과 같은 형태가 되지만 식 (1)의 편극 P가 연산자가 되어야함을 보았다. 국소장의 효과는 쌍극자의 세기와 밀도에 따라 달라지고 따라서 각 원자계의 성질에 따라서 국소장의 효과가 다르게 나타날 것으로 보이며 이 논문에서는 국소장 효과가 나타나기 위한 각 상수의 구체적인 값들에 대해서는 논하지 않기로 한다.

참고문헌

[1] H. A. Lorentz, "The theory of electrons," 2nd ed., Dover, New York (1952), Secs. 117-136.
[2] J. D. Jackson, "Classical electrodynamics," 2nd ed., Wiley, New York (1964), chap. 4.
[3] J. J. Maki, M. S. Malcuit, J. E. Sipe, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* 67, 972 (1991).
[4] F. A. Hopf, C. M. Bowden, and W. H. Louisell, *Phys. Rev.* A 29, 2591 (1984).
[5] R. Friedberg, S. R. Hartmann, and J. T. Manassah, *Phys. Rev.* A 39, 3444 (1989).
[6] R. Friedberg, S. R. Hartmann, and J. T. Manassah, *Phys. Rev.* A 40, 2446 (1989).
[7] C. M. Bowden, A. S. Manka, and J. D. Dowling, "Coherence and quantum optics VII," Plenum Press, New York (1996), p271.
[8] S. An and B. K. Rhee, J. of the Opt. Soc. of Korea, Vol.1, 94 (1997).
[9] 안성혁, 한국광학회지, 제11권, 1(2000).
[10] J. E. Sipe, *Canadian Journal of Physics*, vol. 56, 199 (1978).

Effect of local field on atomic systems II : Derivation of macroscopic quantum Langevin equations in two-level systems

Sunghyuck An†

Department of Physics, Ajou University, Suwon 442-749, KOREA

†E-mail: shan@ajou.ac.kr

(Received September 9, 2002, Revised manuscript December 30, 2002)

The microscopic quantum Langevin equations for two-level atom electric dipole systems are derived, starting from the microscopic interaction Hamiltonian of the systems. By averaging those microscopic equations over a macroscopic region, the macroscopic quantum Langevin equations are derived and the effect of local-field corrections on the two-level systems is investigated.

Classification code : QO.010.