碩士學位論文

준 2차원 양자우물 구조계에서의 자기 광흡수에 대한 선모양 함수

濟州大學校 大學院

物 理 學 科

金 珍 元

1993年 12月 日

준 2차원 양자우물 구조계에서의 자기 광흡수에 대한 선모양 함수

指導教授 洪 性 樂

金 珍 元

이 論文을 理學 碩士學位 論文으로 提出함

1993年 12月 日

金珍元의 理學 碩士學位 論文을 認准함

審查委員長 玄 南 奎

委 員 洪 性 樂

委 員 金 斗 [illegible]

濟州大學校 大學院

1993年 12月 日

Lineshape function for magneto-optical absorption in Quasi-2D quantum well

Jin-Won Kim
(Supervised by professor Sung-Rak Hong)

A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL
FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS FOR THE
DEGREE OF MASTER OF NATURAL SCIENCE

DEPARTMENT OF PHYSICS
GRADUATE SCHOOL
CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

1993. 12.

목 차

ABSTRACT

On the basis of the Kubo formalism for linear response, a theory of magneto-optical transitions for electron-impurity scatterings in the quantum well system is presented for the Faraday configuration. The frequency-dependent conductivity of the system is evaluated by using the Mori-type projection technique. The general lineshape functions which are applicable to both a weak and an arbitrary and /or strong electron-impurity coupling are introduced in two different ways. Explicit expressions for direct interband and intraband transition are given as functions of temperature, magnetic field, impurity concentration, well width and the incident light frequency.

I. 서 론

양자우물계에서의 전자 수송현상을 연구하는데 있어 자기 광전이현상이 강력한 도구로서 광범위하게 연구되고 있다. 초기의 양자우물계에 대한 연구는 고체의 에너지 띠구조를 통하여 전자의 유효질량을 얻는 데 있었지만, 최근에는 운반자들의 활동에 관심이 집중되고 있는 실정이다. 이것은 산란기구에 민감한 반응을 하는 선모양, 흡수피크의 선폭과 선이동, 및 그들의 온도, 자기장 강도, 양자우물 폭과 불순물 농도 의존성을 연구하는 데 목적을 둔다. 반도체 내에 흡수 선모양은 전자-전자 상호작용 및 전자-배경(불순물 과 포논)상호작용을 포함하는 산란기구에 의해 전형적으로 완만해진다. 그러나, 전자들의 수밀도가 반도체 내에서 매우 작다고 가정하면 전자-전자 상호작용을 무시할 수 있고 전자-배경산란을 섭동으로 취급할수 있다.

자기장이 양자우물 계면의 수직 방향으로 가해지면 자기장 방향과 수직인 평면에서는 조화운동의 양자화된 에너지인 Landau 에너지 준위를 가지게 된다. 이러한 현상은 전도대 및 가전자대에서 같은 현상이 일어나게 된다. 또한 자기장 방향으로는 전자가 우물장벽에 의해 구속되어 또 다른 형태의 양자화된 에너지 준위를 가지게 되어 이중의 에너지 준위를 형성하게 된다. 그러므로 광이 흡수될 때 전도대 혹은 가전자대 내에서 전이가 일어나는 것을 사이클로트론전이라 하고 전도대와 가전자대 사이에서 전이가 일어날 때를 광전이라고 하는데 보통 두 가지를 포함하여 광전이라고 하며,이러한 광전이에서는 직접전이와 간접전이로 나타날 수 있다. 이러한 광전이에 대한 연구는 많은 실험적, 이론적인 연구가 되어왔지만 주로 3차원 및 2차원 전자계에서 이루어져왔고(Kawabata 1967; Esaki 등 1970; Apel 등 1971; Shin 등 1973; Choi 등 1983,1984; Ryu 등 1984,1985,1990; Weiner 등 1985; Ohnishi 등 1986; Yi 등 1987; Suzuki 1988; Letartre 등 1990) 준 2차원 양자우물계에 대한 연구는 최근에 실험적, 이론적으로 연구(Eaves 등 1984;Vasilopoulos 등 1986,1987; Warmenbol 등 1988,1989; Mori 등 1988; Suzuki 1992)가 활발하게 이루어지고 있는 실정에 있지만 광전이에 대한 선모양 함수, 흡수피크의 선폭과

선이동 및 그들의 온도, 자기장 강도, 우물 폭과 불순물 농도에 대한 의존성의 연구가 이론적으로는 미흡한 상태로 남아있다.

그러므로 본 논문의 목적은 Kubo 공식(Kubo 1957)을 토대로 준 2차원 양자우물계에서의 자기 광전이이론을 제시하고, 전자-불순물 상호작용이 약한 경우와 강한 경우에 있어서 모두 적용가능한 자기광학적 흡수 선모양함수의 일반적인 형태를 유도하고 이것이 온도, 자기장의 세기, 우물 폭 및 불순물 농도의 함수로 주어짐을 보이고자 한다.

본 논문의 구성은 2절에서는 준 2차원 양자우물계의 간단한 모델을 살펴보고 3절에서는 진동수 의존 전기전도도가 충돌 과정으로 생기는 선모양 함수와 밀접한 관계를 가지므로 이것을 계산하고 4절에서는 류등(1991)에 의해 개발한 Mori 형태의 사영연산자 방법을 이용하여 준 2차원 양자우물계에 대한 일반적인 선모양함수를 약 상호작용 및 강 상호작용에서 유도하기로 한다. 5절에서는 4절에서 구한 일반적인 선모양 함수가 온도, 자기장의 세기, 우물 폭 및 불순물 농도의 함수로 주어짐을 보이고자 한다.

II. 계의 묘사

불순물과 상호작용하는 전자계 N_e에 정자기장이 걸리게 되면 계의 시간 독립 Hamiltonian은 다음과 같이 쓸수 있다(Suzuki 1988).

$$H = H_e + H_{ei}, \tag{2.1}$$

$$H_e + H_{ei} = \sum_{\alpha_s}\sum_{\lambda_{s'}} < \alpha_s \mid (h_e + h_{e-i}) \mid \lambda_{s'} > a^{+}_{\alpha_s} a_{\lambda_{s'}}, \tag{2.2}$$

$$h_e = [\vec{p} + e\vec{A}(\vec{r})]^2/2m^*_s, \tag{2.3}$$

$$h_{e-i} = \sum_{\vec{q}} \tilde{v}_{e-i}(\vec{q}) exp(i\vec{q}\cdot\vec{r}) \tag{2.4}$$

여기서 $\mid \alpha_s >$는 전도대 혹은 가전자대를 나타내는 s밴드 에서의 전자 상태함수를 의미하고 α 는 Landau 상태 (N, n, k_y)를 나타낸다. 이때 $N(=0,1,2,\cdots)$는 Landau 준위 지수이고 n은 z축 방향으로 구속된 전자의 에너지준위이며 k_y는 y축 방향의 파수이다. $a^{+}_{\alpha_s}(a_{\alpha_s})$ 는 유효 질량 m^*_s, 에너지 E^s_α 및 운동량 $\vec{p}$를 갖는 전자의 생성(소멸)연산자이고 $\vec{r}$ 는 전자의 위치 벡터이다. $\vec{A}(\vec{r})$ 는 정자기장 $\vec{B}(= \vec{\nabla} \times \vec{A})$ 를 나타내는 벡터 포텐셜이고 $\tilde{v}_{e-i}(\vec{q})$는 불순물 포텐셜의 Fourier 변환이다.

만약 정자기장을 양자우물 장벽의 수직(z축 방향)으로 가하면 벡터 포텐셜 $\vec{A}(\vec{r}) = (0, Bx, 0)$에 의해 단일 전자의 Hamiltonian 은

$$h_e = [p_x^2 + (p_y + m^*_s\omega_s x)^2 + p_z^2]/2m^*_s \tag{2.5}$$

으로 주어진다. 이때 $\omega_s = eB/m^*_s$는 s밴드내 사이클로트론 진동수이다. 그러면 단일 전자 Hamiltonian에 대응하는 고유치 E^s_α와 고유함수 $\mid \alpha_s >$ 는

$$E^s_\alpha = E^s_N(k_z) = (N + 1/2)\hbar\omega_s + \varepsilon^s_n(k_z), \tag{2.6}$$

$$\varepsilon_n^s(k_z) \equiv \hbar^2 k_z^2/2m_s^* = n^2 \varepsilon_o^s, \tag{2.7}$$

$$\varepsilon_o^s = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_s^* L_z^2}, \quad k_z = \frac{n\pi}{L_z}, \quad n = 1, 2, 3, \cdots, \tag{2.8}$$

$$| \alpha_s > \equiv | N, n, k_y, s > = | U_0^s(\vec{r}) F_\alpha^s(\vec{r}) > \tag{2.9}$$

으로 주어진다. 여기서 $U_0^s(\vec{r})$ 는 $\vec{k} = 0$ 에서 s-밴드에 대한 Bloch 함수이며 envelope function $F_\alpha^s(\vec{r})$ 는

$$F_\alpha^s(\vec{r}) = (2/L_y L_z)^{1/2} \phi_N(x + \hbar k_y/eB) exp(ik_y y) sin(k_z z), \tag{2.10}$$

$$\phi_N(x) = (2^N N! \sqrt{\pi} r_0)^{-1/2} H_N(x/r_0) exp(-x^2/2r_0^2) \tag{2.11}$$

가 된다(Vasilopoulos 1986). 여기서 L_y 와 L_z는 각각 y-와 z-방향의 규격화 상수이고, H_N 는 N번째 Hermite 다항식이며, $r_0 \equiv (\hbar/eB)^{1/2}$ 이다. 밴드 s' 에 대한 함수 $F_\alpha^{s'}(\vec{r})$ 는 식(2.10) 과 같은 형을 가지며 $\vec{k}$와 N는 각각 $\vec{k}'$와 N'로 교환하면된다. 여기서 우리는 Bloch 함수가 세포주기부분에서 전자 파동벡터 $\vec{k}$와 자기장에 무관하다고 가정한다. 그러면 Bloch 함수 $U_0^s(\vec{r})$는 급속히 변화하는 반면에 envelope function $F_\alpha^s(\vec{r})$ 는 서서히 변화하므로 $U_0^s(\vec{r})$ 는 단위세포 에서 $F_\alpha^s(\vec{r})$는 결정에 대해 다음과 같이 규격화될수 있다.

$$\int_C U_0^{s'*}(\vec{r}) U_0^s(\vec{r}) d^3r = \delta_{s,s'}, \tag{2.12a}$$

$$\int_\Omega F_\alpha^*(\vec{r}) F_\lambda(\vec{r}) d^3r \equiv \delta_{\alpha,\lambda} = \delta_{N,N'} \delta_{n,n'} \delta(k_z - k_{z'}) \tag{2.12b}$$

이때 C는 단위세포의 체적이고 $\Omega(= L_x L_y L_z)$ 는 실공간에서의 결정체적을 의미한다. 임의의 밴드 s에 대한 표현을 양자우물계에서의 전도대와 가전자대에서의 단일전자 에너지로 나타내면 식(2.6)으로 부터

$$E_\alpha^c = E_N^c(k_z) = (N + 1/2)\hbar\omega_c + \varepsilon_n^c(k_z) + E_g, \tag{2.13a}$$

$$E_\beta^v = E_{N'}^v(k_z') = -(N'+1/2)\hbar\omega_v - \varepsilon_n^v(k_z') \qquad (2.13b)$$

으로 쓸 수 있다. 이때 $\omega_c \equiv eB/m_c^*$ 와 $\omega_v \equiv eB/m_v^*$이고 위첨자 c 와 v 는 각각 전도대 및 가전자대 를 의미한다. 식(2.13a)와 식(2.13b)로 부터 전도대의 최소에너지 밴드가 금지대의 폭 E_g보다도 $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$위에서 형성되고 가전자대의 최대 에너지 밴드보다도 $\frac{1}{2}\hbar\omega_v$ 아래에서 형성되므로 실제 자기장의 효과로 금지대의 폭이 $\frac{1}{2}\hbar(\omega_c+\omega_v)$만큼 증가함을 알 수 있다. 그러므로 이것은 광학적 성질을 변화시킬 수 있다는 것에 주목해야 한다.

III. 자기 광전이 이론

진폭이 E이고 진동수가 ω인 원편광 전자기파가 정자기장방향 즉 양자우물장벽에 수직으로 입사하는 경우에는

$$E_x = Ecos\omega t, \quad E_y = Esin\omega t, \quad E_z = 0 \tag{3.1}$$

와 같이 쓸 수 있고, 이때 계에 흡수되는 평균 흡수력은 Faraday 조건 에 의해서

$$P = (E^2/2)Re[\sigma_{+-}(\bar{\omega})] \tag{3.2}$$

으로 주어진다(Kawabata 1967). 여기서 Re 는 "실수부분" 을 의미하고 $\bar{\omega} \equiv \omega - i\delta(\delta \to 0^+)$이고 $\sigma_{+-}(\bar{\omega})$ 는 복소 광학 전기전도도텐서이다. 식(3.2)에서 주어지는 $\sigma_{+-}(\bar{\omega})$는 Kubo공식(Ryu 등 1991) 을 사용하면

$$\begin{aligned}\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \Omega^{-1}\int_0^\infty dt \quad exp(-i\bar{\omega}t)\int_0^\beta d\beta_1 < Tr[\rho_e J^-(-i\hbar\beta_1 \mid H_e) \\ \times J^+(t \mid H)] >_{imp} \quad (3.3a) \\ = \lim_{u_- \to 0}\frac{\partial}{\partial u_-}\Omega^{-1}\int_0^\infty dt exp(-i\bar{\omega}t) < Tr[\rho_e(\tilde{H}) \\ \times J^+(t \mid H)] >_{imp} \quad (3.3b)\end{aligned}$$

으로 표현할 수 있다. 여기서 $\beta = (k_B T)^{-1}$ 는 온도 T에 대한 값이고, Tr 는 다입자계 trace이며, $< \cdots >_{imp}$는 불순물분포에 대한 평균을 의미한다. $J^\pm \equiv J_x \pm iJ_y$ 는 다체계 공식에서 총전류 연산자 성분이고, $\vec{J}(t \mid H)$ 는 Heisenberg 표현의 시간종속 총전류 연산자이며,

$$\rho_e = \frac{exp[\beta(\zeta N_e - H_e)]}{Tr^e\{exp[\beta(\zeta N_e - H_e)]\}} \tag{3.4}$$

이다. 이때 ζ는 화학포텐셜이고, $N_e = \sum_{\alpha_s} a^{+}_{\alpha_s} a_{\alpha_s}$ 이며 Tr^e 는 다전자계에 대한 trace를 의미한다. 식(3.3b)의 진동수 종속 전기전도도 텐서는 단일 전자표현의 형태(Ryu 등 1984) 로 쓰면

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \Omega^{-1} \int_0^{\infty} dt \;\; exp(-i\bar{\omega}t) < tr[\lim_{u_- \to 0}[\frac{\partial f}{\partial u_-}]j^{+}(t \mid h_e + h_{e-i})] >_{imp} \tag{3.5}$$

와 같이 얻을 수 있다. 여기서 h_{e-i}는 단일 전자표현에서 산란 포텐셜 이고, $j^{\pm} \equiv j_x \pm ij_y$ 는 단일 전자표현의 전류 연산자이며, tr은 단일 입자계 trace 이고,f 는 변경 Fermi–Dirac 연산자로

$$f \equiv [exp\{\beta(h_e + \vec{u}\cdot\vec{j} - \zeta)\} + 1]^{-1} \tag{3.6}$$

와 같다. 식(3.5)를 보다 간단한 형태를 얻기 위하여 다음의 성질을 적용하면

$$tr\{\lim_{u_- \to 0}(\frac{\partial f}{\partial u_-})j^{+}(t \mid h_e + h_{e-i})\} = \sum_{\alpha_s,\lambda_{s'}} \frac{1}{2\pi i}\oint_c dz f(z) < \alpha_s \mid R_z j^{-}$$
$$\times R_z \mid \lambda_{s'} >< \lambda_{s'} \mid j^{+}(h_e + h_{e-i}) \mid \alpha_s > \tag{3.7}$$

와 같이 되는데

$$\lim_{u_- \to 0} \frac{\partial}{\partial u_-}(z - h_e - \vec{u}\cdot\vec{j})^{-1} = R_z j^{-} R_z \tag{3.8}$$

를 사용하였다. 여기서 $R_z = (z - h_e)^{-1}$이고 $f(z)$는

$$f(z) \equiv [exp\{\beta(z - \zeta)\} + 1]^{-1} \tag{3.9}$$

와 같이 정의된 식이다. 그러면 식(3.5)와 식(3.7)를 고려하여 진동수 의존 전도도를 다시쓰면

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \Omega^{-1} \sum_{\alpha_s,\lambda_{s'}} << \alpha_s \mid Y_z \mid \lambda_{s'} >< \lambda_{s'} \mid \tilde{j}^{+}(\bar{\omega}) \mid \alpha_s >>_{imp} \tag{3.10}$$

를 얻는다. 여기서 $\tilde{j}^{+}(\bar{\omega})$ 는 $j^{+}(t \mid h_{T})$의 Fourier-Laplace변환(FLT)으로

$$\tilde{j}^{+}(\bar{\omega}) \equiv FLT[j^{+}(t \mid h_{T})] = \int_{0}^{\infty} dt \;\; exp(-i\bar{\omega}t) j^{+}(t \mid h_{T}) \qquad (3.11)$$

와 같고 $h_{T} \equiv h_{e} + h_{e-i}$ 이며

$$< \alpha_{s} \mid Y_{z} \mid \lambda_{s'} >= \frac{f(E_{\lambda}^{s'}) - f(E_{\alpha}^{s})}{E_{\lambda}^{s'} - E_{\alpha}^{s}} < \alpha_{s} \mid j^{-} \mid \lambda_{s'} > \qquad (3.12)$$

이다. 여기서 $f(E_{\alpha}^{s})$ 는 s-밴드 내의 단일 전자에 대한 Fermi-Dirac 분포함수를 의미한다. 그러면 진동수 의존 전도도 공식은 식(3.10)과 (3.12)으로 부터

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \Omega^{-1} \sum_{\alpha_{s}, \lambda_{s'}} \frac{f(E_{\lambda}^{s'}) - f(E_{\alpha}^{s})}{E_{\lambda}^{s'} - E_{\alpha}^{s}} < \alpha_{s} \mid j^{-} \mid \lambda_{s'} ><< \lambda_{s'} \mid \tilde{j}^{+}(\bar{\omega}) \mid \alpha_{s} >>_{imp} \qquad (3.13)$$

을 얻을 수 있다. 이때 $< \alpha_{s} \mid j^{-} \mid \lambda_{s'} >= [< \lambda_{s'} \mid j^{+} \mid \alpha_{s} >]^{*}$ 이다. 식 (3.13)은 대내 및 대간 광전이로 나타낼 수 있는데 다음의 선택규약

$$\begin{aligned}
(< \lambda_{s'} \mid j^{+} \mid \alpha_{s} >)_{intra} &= \int_{C} U_{0}^{s'*}(\vec{r}) U_{0}^{s}(\vec{r}) d^{3}r \int_{\Omega} F_{\lambda}^{*}(\vec{r}) j^{+} F_{\alpha}(\vec{r}) d^{3}r \\
&= \int_{\Omega} F_{\lambda}^{*}(\vec{r}) j^{+} F_{\alpha}(\vec{r}) d^{3}r \delta_{s,s'} \delta_{\lambda,\alpha+1} \\
&\equiv < \alpha + 1 \mid j^{+} \mid \alpha > \delta_{s,s'} \equiv j_{\alpha+1\alpha}^{+} \delta_{s,s'}, \qquad (3.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(< \lambda_{s'} \mid j^{+} \mid \alpha_{s} >)_{inter} &= \int_{C} U_{0}^{s'*}(\vec{r}) j^{+} U_{0}^{s}(\vec{r}) d^{3}r \int_{\Omega} F_{\lambda}^{*}(\vec{r}) F_{\alpha}(\vec{r}) d^{3}r \\
&= \int_{C} U_{0}^{s'*}(\vec{r}) j^{+} U_{0}^{s}(\vec{r}) d^{3}r \delta_{\alpha,\lambda} \\
&\equiv < U_{0}^{s'}(\vec{r}) \mid j^{+} \mid U_{0}^{s}(\vec{r}) > \delta_{\alpha,\lambda} \equiv j_{\lambda_{s'}\alpha_{s}}^{+} \delta_{\alpha,\lambda}, \qquad (3.15)
\end{aligned}$$

에 의해서 결정된다(Allan 등 1986).

식(3.13)에서 $<\tilde{j}^{+}(\bar{\omega})>_{imp}$를 계산하는데 계산방법은 다음과 같은 몇가지 방법, 즉 Green 함수 방법(Ciobanu 등 1963), Kawabata의 사영 연산자 방법(Kawabata 1967), 고유 연속 도형 방법(Lodder 등 1968), Nakajima-Zwanzig 사영 연산자 방법(Shin 등 1973), Argyres-Sigel의 사영 연산자 방법(Argyres 등 1974), 간섭성 포텐셜 근사 방법(Prasad 1982)등이 제시된바 있다.

식(3.13)의 주요 문제는 불순물 평균에 대한 계산으로 다음 절에서 식 (3.13)의 $<<\lambda_{s'}\mid\tilde{j}^{+}(\bar{\omega})\mid\alpha_{s}>>_{imp}$에 대한 전개 방법을 제시하기로 한다.

IV. 준 2차원 양자우물계에서의 선모양 함수

이 절에서는 Mori형태의 사영 연산자 방법을 써서 준 2차원 양자우물계에서의 선모양 함수를 두가지 표현식인 무한전개 표현과 연속 분수 표현으로 제시하고자 한다. 이것은 류등(1991)이 3차원 전자계에서 제시한 방법으로 준 2차원 양자우물계에서도 적용됨을 볼 수 있다.

A. 무한 전개 표현

식(3.13)의 $<< \lambda_{s'} \mid \tilde{j}^{+}(\bar{\omega}) \mid \alpha_s >>_{imp}$를 계산하기 위하여 단일 전자 상태 $\mid \alpha_s >$와 $\mid \lambda_{s'} >$에 대한 사영 연산자 P_0 와 P_0'은

$$P_0 X = [X_{fi}/j^{+}_{fi}]j^{+}, \tag{4.1}$$

$$P_0' = 1 - P_0, \tag{4.2}$$

와 같이 정의하기로 한다. 여기서 임의의 연산자 X 에 대하여 $X_{fi} \equiv << \lambda_{s'} \mid X \mid \alpha_s >>_{imp}$ 를 의미한다. j^{+}-축에 대하여 수평 및 수직성분으로 $j^{+}(t \mid h_T)$ 를 분리하면

$$\begin{aligned} j^{+}(t \mid h_T) &= P_0 j^{+}(t \mid h_T) + P_0' j^{+}(t \mid h_T) \\ &= Z_{0fi}(t \mid h_T) j^{+} + \int_0^t dt_1 Z_{0fi}(t_1 \mid h_T) f_1'(t - t_1 \mid h_T) \end{aligned} \tag{4.3}$$

으로 나타낼 수 있고 이때

$$Z_{0fi}(t \mid h_T) \equiv j^{+}_{fi}(t \mid h_T)/j^{+}_{fi}, \tag{4.4}$$

$$f'_1(t \mid h_T) \equiv exp(iL_1 t/\hbar) f'_1, \tag{4.5}$$

$$f'_1 \equiv iL_1 j^+/\hbar, \tag{4.6}$$

$$L_1 \equiv P'_0 L_T, \tag{4.7}$$

$$L_T \equiv L_e + L_{e-i} \tag{4.8}$$

이다. 여기서 L_e와 L_{e-i} 는 각각 단일 전자 Hamiltonian h_e와 산란 포텐셜 h_{e-i} 에 대응하는 Liouville 연산자이다.

식(3.13)의 $\tilde{j}^+_{fi}(\bar{\omega})$ 또는 $\tilde{Z}_{0fi}(\bar{\omega})$ 를 구하기 위하여 식(4.4)를 미분하면

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} Z_{0fi}(t \mid h_T) &= i\omega_{0fi} Z_{0fi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 \Delta_{0fi}(t - t_1 \mid h_T) \\ &\times Z_{0fi}(t_1 \mid h_T), &(4.9a) \\ &= i\omega_{0fi} Z_{0fi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 Z_{1fi}(t - t_1 \mid h_T) \\ &\times \Delta_{0fi} Z_{0fi}(t_1 \mid h_T) &(4.9b) \end{aligned}$$

가 되고 여기서

$$\omega_{0fi} \equiv (L_T j^+/\hbar)_{fi}/j^+_{fi} = (E^{s'}_f - E^s_i)/\hbar, \tag{4.10}$$

$$\Delta_{0fi}(t \mid h_T) \equiv f_{1fi}(t \mid h_T)/j^+_{fi} \equiv Z_{1fi}(t \mid h_T)\Delta_{0fi}, \tag{4.11}$$

$$f_1(t \mid h_T) = iL_T f'_1(t \mid h_T)/\hbar, \tag{4.12}$$

$$Z_{1fi}(t \mid h_T) \equiv f_{1fi}(t \mid h_T)/f_{1fi}, \tag{4.13}$$

$$\Delta_{0fi} \equiv f_{1fi}/j^+_{fi}, \tag{4.14}$$

이다. 우리는 식(4.10)에서 불순물이 무질서하게 분포되어 있다는 가정하에서 $< (h_{e-i})_{ff} - (h_{e-i})_{ii} >_{imp} = 0$ 를 사용했다(Kawabata 1967). 식(4.9a)와 (4.9b) 에 대하여 Fourier-Laplace변환으로 부터

$$\tilde{Z}_{0fi}(\bar{\omega}) \equiv \tilde{j}^{+}_{fi}(\bar{\omega})/j^{+}_{fi} = [i\bar{\omega} - i\omega_{0fi} + \tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})]^{-1} \tag{4.15}$$

를 얻는다(부록 참고). 여기서 $\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})$ 는 전자-불순물 상호작용에 기여하므로 선모양 함수라고 하며

$$\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega}) = -\tilde{\Delta}_{0fi}(\bar{\omega}) \tag{4.16a}$$

$$= -\tilde{Z}_{1fi}(\bar{\omega})\Delta_{0fi} \tag{4.16b}$$

으로 정의한다. 이때 $\tilde{\Delta}_{0fi}(\bar{\omega})$ 와 $\tilde{Z}_{1fi}(\bar{\omega})$ 는 각각 식(4.11)과 식(4.13)의 Fourier-Laplace 변환이다. 식(4.5)-(4.8), (4.11), (4.12) 와 (4.16a) 를 고려하고 다음의 관계식 $P_0 L_e G_0 P_0' X = (L_e G_0 P_0' X)_{fi} = 0$ 를 이용하면 식 (4.15)의 $\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})$ 는

$$\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega}) = (i\hbar j^{+}_{fi})^{-1} < \sum_{N=1}^{\infty} [(L_{e-i} G_0 P_0')^N L_T j^{+}]_{fi} >_{imp} \tag{4.17}$$

으로 구할 수 있다. 여기서 $G_0 = (\hbar\bar{\omega} - L_e)^{-1}$이고 임의의 연산자 A와 B에 대하여 $(A-B)^{-1} = A^{-1}\sum_{m=0}^{\infty}(BA^{-1})^m$ 을 사용하였다. (4.17)은 선모양 함수 $\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})$로 산란 포텐셜에서 포함하는 L_{e-i}에 대하여 무한 전개되는 일반적인 공식이며 L_{e-i}가 작다는 가정하에서 이루어졌기 때문에 약한 상호작용하는 경우에 적용된다는 것을 주목해야 한다. 만약 L_{e-i}가 큰 경우라면 이러한 전개방법을 도입할 수 없게된다. 그러므로 식(4.16b)의 표현을 사용하여 선모양 함수를 유도해야 한다.

B. 연속 분수 표현

식(4.16b)의 $\tilde{Z}_{1fi}(\bar{\omega})$를 구하기 위하여 사영 연산자 P_1과 P_1'을

$$P_1 X = (X_{fi}/f_{1fi}) f_1, \tag{4.18}$$

$$P_1' = 1 - P_1 \tag{4.19}$$

와 같이 정의되고 식(4.12)의 $f_1(t \mid h_T)$에 적용하여 f_1-축에 대하여 수평 및 수직

성분으로 나타내면

$$f_1(t \mid h_T) = P_1 f_1(t \mid h_T) + P_1' f_1(t \mid h_T)$$
$$= Z_{1fi}(t \mid h_T) f_1 + \int_0^t Z_{1fi}(t_1 \mid h_T) f_2'(t - t_1 \mid h_T) dt_1 \qquad (4.20)$$

와 같다. 여기서

$$f_2'(t \mid h_T) \equiv exp(iL_2 t/\hbar) f_2', \qquad (4.21)$$

$$f_2' \equiv iL_2 f_1/\hbar, \qquad (4.22)$$

$$L_2 \equiv P_1' L_T P_0' \qquad (4.23)$$

이다. $\tilde{Z}_{1fi}(\bar{\omega})$를 얻기 위하여 식(4.13)을 미분하면

$$\frac{d}{dt} Z_{1fi}(t \mid h_T) = i\omega_{1fi} Z_{1fi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 \Delta_{1fi}(t - t_1 \mid h_T)$$
$$\times Z_{1fi}(t_1 \mid h_T) \qquad (4.24a)$$
$$= i\omega_{1fi} Z_{1fi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 Z_{2fi}(t - t_1 \mid h_T)$$
$$\times \Delta_{1fi} Z_{1fi}(t_1 \mid h_T) \qquad (4.24b)$$

와 같이 되고 여기서

$$\omega_{1fi} \equiv (L_T P_0' f_1/\hbar)_{fi}/f_{1fi}, \qquad (4.25)$$

$$\Delta_{1fi}(t \mid h_T) \equiv f_{2fi}(t \mid h_T)/f_{1fi} \equiv Z_{2fi}(t \mid h_T)\Delta_{1fi}, \qquad (4.26)$$

$$f_2(t \mid h_T) = iL_T P_0' f_2'(t \mid h_T)/\hbar, \qquad (4.27)$$

$$Z_{2fi}(t \mid h_T) \equiv f_{2fi}(t)/f_{2fi}. \qquad (4.28)$$

$$\Delta_{1fi} \equiv f_{2fi}/f_{1fi} \qquad (4.29)$$

이다. 식(4.24)를 Fourier-Laplace 변환을 하면

$$\tilde{Z}_{1fi}(\bar{\omega}) \equiv \tilde{f}_{1fi}(\bar{\omega})/f_{1fi} = [i\bar{\omega} - i\omega_{1fi} + \tilde{\Sigma}_{1fi}(\bar{\omega})]^{-1} \qquad (4.30)$$

의 표현을 얻는다(부록 참고). 여기서 $\tilde{\Sigma}_{1fi}(\bar{\omega})$는 연속 분수 표현의 일차 충돌항으로

$$\tilde{\Sigma}_{1fi}(\bar{\omega}) = -\tilde{\Delta}_{1fi}(\bar{\omega}) \qquad (4.31a)$$

$$= -\tilde{Z}_{2fi}(\bar{\omega})\Delta_{1fi} \qquad (4.31b)$$

와 같이 주어진다. 또한 식(4.31b)의 $\tilde{Z}_{2fi}(\bar{\omega})$ 를 구하기 위하여 f_2축에 사영하여 앞에서 구한 방법과 마찬가지 방법으로 구할 수 있다. 그러므로 일반적인 형태의 $\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega})$를 구하기 위해서 f_j축에 대한 사영 연산자 P_j와 $P_j^{'}$을

$$P_j X = (X_{fi}/f_{jfi})f_j, \qquad (4.32)$$

$$P_j' = 1 - P_j \qquad (4.33)$$

와 같이 정의하고, 이를 사용하여 $f_j(t \mid h_T)$를 표현하면

$$f_j(t \mid h_T) = iL_T\Pi_{m=0}^{j-2}P_m' f_j'(t \mid h_T)/\hbar = P_j f_j(t \mid h_T) + P_j' f_j(t \mid h_T)$$

$$= Z_{jfi}(t \mid h_T)f_j + \int_0^t Z_{jfi}(t_1 \mid h_T)f_{j+1}'(t - t_1 \mid h_T)dt_1 \qquad (4.34)$$

가 되고, 여기서 $\Pi_{m=0}^{j-2}P_m'$는 $P_0'P_1'P_2' \cdots P_{j-2}'$를 의미하며

$$Z_{jfi}(t \mid h_T) = f_{jfi}(t \mid h_T)/f_{jfi}, \qquad (4.35)$$

$$f_{j+1}'(t \mid h_T) \equiv exp(iL_{j+1}t/\hbar)f_{j+1}', \qquad (4.36)$$

$$f_{j+1}' \equiv iL_{j+1}f_j/\hbar, \qquad (4.37)$$

$$L_{j+1} \equiv P_j' L_T \Pi_{m=0}^{j-1} P_m' \qquad (4.38)$$

이다. 그러면 식(4.35)의 $Z_{jfi}(t \mid h_T)$에 대한 시간 도함수는

$$\frac{d}{dt}Z_{jfi}(t \mid h_T) = i\omega_{jfi}Z_{jfi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 \Delta_{jfi}(t - t_1 \mid h_T) \times Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) \qquad (4.39a)$$

$$= i\omega_{jfi} Z_{jfi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 Z_{j+1fi}(t - t_1 \mid h_T)$$
$$\times \Delta_{jfi} Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) \qquad (4.39b)$$

와 같이 얻을 수 있다. 이때

$$\omega_{jfi} \equiv [L_T \Pi_{m=0}^{j-1} P'_m f_j/\hbar]_{fi}/f_{jfi}, \qquad (4.40)$$

$$\Delta_{jfi}(t \mid h_T) \equiv f_{j+1fi}(t \mid h_T)/f_{jfi} \equiv Z_{j+1fi}(t \mid h_T)\Delta_{jfi}, \qquad (4.41)$$

$$f_{j+1}(t \mid h_T) = iL_T \Pi_{m=0}^{j-1} P'_m f'_{j+1}(t \mid h_T)/\hbar. \qquad (4.42)$$

$$\Delta_{jfi} \equiv f_{j+1fi}/f_{jfi} \qquad (4.43)$$

이다. 식(4.39)를 Fourier-Laplace 변환을 하면

$$\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega}) \equiv \tilde{f}_{jfi}(\bar{\omega})/f_{jfi} = [i\bar{\omega} - i\omega_{jfi} - \tilde{\Delta}_{jfi}(\bar{\omega})]^{-1} \qquad (4.44a)$$
$$= [i\bar{\omega} - i\omega_{jfi} - \tilde{Z}_{j+1fi}(\bar{\omega})\Delta_{jfi}]^{-1}, \quad (0 \le j \le \infty) \qquad (4.44b)$$

으로 얻는다. 여기서 $\tilde{\Delta}_{jfi}(\bar{\omega})$ 와 $\tilde{Z}_{j+1fi}(\bar{\omega})$ 는 각각 $\Delta_{jfi}(t \mid h_T)$ 와 $Z_{j+1fi}(t \mid h_T)$ 의 Fourier-Laplace 변환이다. 식 (4.15), (4.16b), (4.30), (4.31b)와 (4.44b)를 고려하면

$$\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega}) = \frac{-\Delta_{0fi}}{i\bar{\omega} - i\omega_{1fi} + \tilde{\Sigma}_{1fi}(\bar{\omega})}$$
$$= \cfrac{-\Delta_{0fi}}{i\bar{\omega} - i\omega_{1fi} - \cfrac{\Delta_{1fi}}{i\bar{\omega} - i\omega_{2fi} - \cfrac{\Delta_{2fi}}{i\bar{\omega} - i\omega_{3fi} - \cfrac{\Delta_{3fi}}{i\bar{\omega} - i\omega_{4fi} - \ddots}}}}$$

(4.45)

와 같은 연속 분수 표현으로 주어지는 일반적인 선모양 함수를 얻는다. 여기서 Δ_{0fi}, $\Delta_{1fi}, \cdots$ 와 $\omega_{1fi}, \omega_{2fi}, \cdots$ 는 식(4.40)과 식(4.43)으로 부터 쉽게 얻을 수 있다. 식(3.13),(4.10)과 (4.15)를 고려하면 진동수 종속 자기 광학적 전도도 텐서는

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \frac{i\hbar}{\Omega} \sum_{f_{s'}, i_s} \frac{f(E_f^{s'}) - f(E_i^s)}{E_{f^{s'}} - E_{i^s}} \frac{|\, j_i^+ \,|^2}{\hbar\bar{\omega} - E_{f^{s'}} + E_{i^s} - i\hbar\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})} \quad (4.46)$$

와 같이 표현할 수 있고 여기서 $|\, i_s >$ 와 $|\, f_{s'} >$는 식(2.9)에서 각각 주어진 준 2차원 양자우물계에서의 단일 전자 상태의 고유함수이고 E_α^s는 식(2.6)에서 주어진 h_e의 고유치이다. 선모양 함수 $i\hbar\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega})$ 를 실수와 허수부분으로 나누어 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$i\hbar\tilde{\Sigma}_{0fi}(\bar{\omega}) \equiv \hbar\tilde{\nabla}_{0fi}(\omega) + i\hbar\tilde{\Gamma}_{0fi}(\omega) \quad (4.47)$$

여기서 $\tilde{\nabla}_{0fi}(\omega)$와 $\tilde{\Gamma}_{0fi}(\omega)$는 각각 단일 전자 상태 $|\, E_i^s >$ 와 $|\, E_f^{s'} >$사이에 전자-불순물 산란으로부터 나타나는 선이동과 선폭 을 나타낸다. 이들은 온도, 자기장, 불순물 농도, 우물 폭, 및 입사 광자 진동수의 함수로 주어짐을 주목해야 한다.
단일 밴드 모델, 특히 전도대만 고려하면 선택률이 식(3.14)에서 $j^+_{\lambda_{s'}\alpha_s} \equiv j^+_{\alpha+1\alpha} \times \delta_{s',s}\delta_{\lambda,\lambda+1}$ 로 주어지므로 이것을 고려하면 식(4.46)은

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \frac{i\hbar}{\Omega} \sum_{\alpha} \frac{f(E_{\alpha+1}) - f(E_\alpha)}{E_{\alpha+1} - E_\alpha} \frac{|\, j^+_{\alpha+1\alpha} \,|^2}{\hbar\bar{\omega} - E_{\alpha+1} + E_\alpha - i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\bar{\omega})} \quad (4.48)$$

로 표현할 수 있고 이때 $E_\alpha^c \equiv E_\alpha$ 는 식(2.6) 에 의해 주어진 양이다. 두개의 밴드 모델 즉 전도대와 가전자대사이의 전이를 고려하면 선택률은 식(3.15)에 주어진 것처럼 $j^+_{\lambda_c\alpha_v} = j^+_{\lambda_c\alpha_v}\delta_{\lambda,\alpha}$ 이므로 식(4.46)은

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \frac{i\hbar}{\Omega} \sum_{\alpha_c, \alpha_v} \frac{f(E_\alpha^c) - f(E_\alpha^v)}{E_\alpha^c - E_\alpha^v} \frac{|\, j^+_{\alpha_c\alpha_v} \,|^2}{\hbar\bar{\omega} - E_\alpha^c + E_\alpha^v - i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega})} \quad (4.49)$$

으로 나타낼 수 있다. 여기서 E_α^c와 E_α^v는 각각 (2.13a) 와 (2.13b)에서 주어진 양이다. 복소 선모양 함수로 부터 단일 광자를 흡수하는데 필요한 에너지 $\hbar\omega = \hbar^2 k^2/2\mu + E_g + \hbar < \vec{k}_c \,|\, \tilde{\nabla}_0(\omega) \,|\, \vec{k}_v >$ 가 정자기장이 걸리게되면 다음과 같이

이동됨을 알 수 있다.

$$\hbar\omega = E_\alpha^c - E_\alpha^v + \hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)$$
$$= \hbar\omega_l + \hbar^2 k_z^2/2\mu + E_g + \hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega) \tag{4.50}$$

여기서 ω_l 와 μ는 각각

$$\omega_l \equiv (N+1/2)(\omega_c+\omega_v) = (N+1/2)eB/\mu, \tag{4.51}$$

$$\mu^{-1} \equiv m_c^{*-1} + m_v^{*-1} \tag{4.52}$$

이다. 자기장을 변화시킴으로써 흡수정점의 선이동 $\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)$, 선폭함수 $\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)$'와 환산 질량 μ 및 금지대 폭 E_g의 관측이 가능하므로 선모양 함수에 대한 실제적인 계산은 다음 절에서 하기로 한다.

V. 선모양 함수에 대한 계산

이절에서는 식(4.17)과 식(4.45)에 각각 주어진 약한 상호작용하는 경우와 강한 상호작용하는 경우에서의 선모양 함수를 계산하기로 한다. 식(4.17)과 식(4.45) 에서 중요한 관심은 불순물 분포의 평균에서 계산해야 한다는 점이다.

A. 약한 상호작용인 경우

불순물 산란에 대하여 식(4.17)에서 산란 포텐셜이 약하다고 가정하여 산란항을 2차항 까지만 근사하여 구하면

$$
\begin{aligned}
i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega}) =< \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [& \frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^{+}_{\lambda_c\lambda_v}/j^{+}_{\alpha_c\alpha_v}\}}{\hbar\bar{\omega} - E^c_\lambda + E^v_\alpha} \\
& + \frac{\{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^{+}_{\lambda_c\lambda_v}/j^{+}_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}}{\hbar\bar{\omega} - E^c_\alpha + E^v_\lambda} \\
& + \frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(E^v_\lambda - E^v_\alpha) - (E^c_\lambda - E^c_\alpha)\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^{+}_{\lambda_c\lambda_v}/j^{+}_{\alpha_c\alpha_v}}{(\hbar\bar{\omega} - E^c_\lambda + E^v_\alpha)(\hbar\bar{\omega} - E^c_\lambda + E^v_\lambda)} \\
& + \frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(E^v_\lambda - E^v_\alpha) - (E^c_\lambda - E^c_\alpha)\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^{+}_{\lambda_c\lambda_v}/j^{+}_{\alpha_c\alpha_v}}{(\hbar\bar{\omega} - E^c_\alpha + E^v_\lambda)(\hbar\bar{\omega} - E^c_\lambda + E^v_\lambda)}] >_{imp}
\end{aligned}
$$

(대간 전이), (5.1)

$$
\begin{aligned}
i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\bar{\omega}) =< & \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} \frac{(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^{+}_{\lambda\lambda-1}/j^{+}_{\alpha+1\alpha}\}}{\hbar\bar{\omega} - E_\lambda + E_\alpha} \\
& + \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \frac{\{(h_{e-i})_{\alpha\lambda} - (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda+1} j^{+}_{\lambda+1\lambda}/j^{+}_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\lambda\alpha}}{\hbar\bar{\omega} - E_{\alpha+1} + E_\lambda}] >_{imp}
\end{aligned}
$$

(대내 전이) (5.2)

를 얻는다. 식(5.1)과 식(5.2)를 얻기위하여 대간 및 대내전이에 대해서 다음의 관계식을 사용하였다.

$$\sum_{\lambda_c}(P_0'X)_{\lambda_c\alpha_v} = \sum_{\lambda(\neq\alpha)} X_{\lambda_c\alpha_v}, \tag{5.3}$$

$$\sum_{\lambda}(P_0'X)_{\lambda\alpha} = \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} X_{\lambda\alpha}, \tag{5.4}$$

$$(G_0X)_{\lambda_c\alpha_v} = \frac{X_{\lambda_c\alpha_v}}{(\hbar\bar{\omega} - E_\lambda^c + E_\alpha^v)}, \tag{5.5}$$

$$(G_0X)_{\lambda\alpha} = \frac{X_{\lambda\alpha}}{(\hbar\bar{\omega} - E_\lambda + E_\alpha)}, \tag{5.6}$$

$$G_o = (\hbar\bar{\omega} - L_e)^{-1} \tag{5.7}$$

식(5.2)는 3차원 전자계에서 구한 Argyres 등(1974)의 결과및 Kawabata(1967)의 결과와 유사한 결과를 가진다. 그러나 식(2.6)과 식(2.9)로 부터 준 2차원 양자우물계에 대한 단일 전자의 고유함수와 에너지 고유치가 3차원 전자계와는 서로 다르다는 것을 주목해야한다. 결과적으로 다른 결과를 얻게됨을 알 수 있다.

B. 강한 상호작용인 경우

강한 상호작용하는 경우에 대한 선모양 함수를 계산하기 위해서 연속 분수 표현으로 주어진 식(4.45)를 고려하는데 식(4.14)와 식(4.25)에서 각각 주어진 양인 Δ_{0fi} 와 ω_{1fi} 를 먼저 계산해야 한다:

$$\Delta_{0fi} \equiv f_{1fi}/j_{fi}^{+} = -(L_T P_0' L_T j^{+}/\hbar^2)_{fi}/j_{fi}^{+}, \tag{5.8}$$

$$\omega_{1fi} \equiv (L_T P_0' f_1/\hbar)_{fi}/f_{1fi} = -(L_T P_0' L_T P_0' L_T j^{+}/\hbar^3)_{fi}/f_{1fi} \tag{5.9}$$

불순물 산란계의 대간 및 대내 전이에 대해서 구하면

$$\Delta_{0\alpha_c\alpha_v} = -S_{i1}/\hbar^2, \tag{5.10}$$

$$\omega_{1\alpha_c\alpha_v} = S_{i2}/\hbar S_{i1}, \tag{5.11}$$

$$\Delta_{0\alpha+1\alpha} = -S_{i3}/\hbar^2, \tag{5.12}$$

$$\omega_{1\alpha+1\alpha} = S_{i4}/\hbar S_{i3}, \tag{5.13}$$

와 같이되고 이때

$$S_{i1} \equiv < \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\} + \{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}] >_{imp}, \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned} S_{i2} \equiv < \sum_{\lambda(\neq\alpha)} & [(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}(E^c_\lambda - E^v_\alpha)\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\} \\ & + (E^c_\alpha - E^v_\lambda)\{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\alpha_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} \\ & + 2(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(E^c_\alpha - E^v_\alpha) - (E^c_\lambda - E^v_\lambda)\} \\ & \times (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v} >_{imp}, \end{aligned} \tag{5.15}$$

$$\begin{aligned} S_{i3} \equiv < & \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\} \\ & + \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \{(h_{e-i})_{\alpha\lambda} - (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda+1} j^+_{\lambda+1\lambda}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\lambda\alpha} >_{imp}, \end{aligned} \tag{5.16}$$

$$\begin{aligned} S_{i4} \equiv < & \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} (E_\lambda - E_\alpha)(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} \\ & \times j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\} \\ & + \sum_{\lambda(\neq\alpha)} (E_{\alpha+1} - E_\lambda)\{(h_{e-i})_{\alpha\lambda} - (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda+1} j^+_{\lambda+1\lambda}/j^+_{\alpha+1\alpha}\} \\ & \times (h_{e-i})_{\lambda\alpha} >_{imp}, \end{aligned} \tag{5.17}$$

이다. 식(5.10), (5.11), (5.12) 및 (5.13)을 유도하는 과정에서 식(5.3)과 식(5.4)를 사용하였고, 또한 불순물이 무질서하게 분포되어 있다는 가정하에서 불순물 산란항 h_{e-i}의 홀수 차수에 대한 평균은 0 이 된다는 근사를 사용하였다. 그러면 식(4.45)와 식(5.10)-(5.13)을 고려하면 선모양 함수는

$$i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega}) = < \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [\frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}}{\hbar\bar{\omega} - E^c_\lambda + E^v_\alpha + \Xi_{i1} - i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega})}$$
$$+ \frac{\{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}}{\hbar\bar{\omega} - E^c_\alpha + E^v_\lambda + \Xi_{i2} - i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega})}] >_{imp},$$

(대간 전이) (5.18)

$$i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\bar{\omega}) = < \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} \frac{(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}}{\hbar\bar{\omega} - E_\lambda + E_\alpha + \Xi_{i3} - i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha+1\alpha}(\bar{\omega})}$$
$$+ \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \frac{\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}}{\hbar\bar{\omega} - E_{\alpha+1} + E_\lambda + \Xi_{i4} - i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha+1\alpha}(\bar{\omega})} >_{imp}$$

(대내 전이) (5.19)

으로 얻을 수 있고 이때 식(5.18)과 식(5.19)의 분모항에서 나타나는 $i\hbar\tilde{\Sigma}_{1fi}(\omega)$ 는 식(4.45)에서 주어진 고차 충돌항이고

$$\Xi_{i1} = \{(E^c_\lambda - E^v_\alpha)S_{i1} - S_{i2}\}/S_{i1}, \quad (5.20)$$

$$\Xi_{i2} = \{(E^c_\alpha - E^v_\lambda)S_{i1} - S_{i2}\}/S_{i1}, \quad (5.21)$$

$$\Xi_{i3} = \{(E_\lambda - E_\alpha)S_{i3} - S_{i4}\}/S_{i3}, \quad (5.22)$$

$$\Xi_{i4} = \{(E_{\alpha+1} - E_\lambda)S_{i3} - S_{i4}\}/S_{i3}. \quad (5.23)$$

이다. 식(5.18)과 식(5.19)는 강한 상호작용하는 전자-불순물산란인 경우에 대한 선모

양 함수이다. 만약 식(5.18)과 식(5.19)의 분모항에서 나타나는 고차항 $(i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega}))$ 와 $(i\hbar\tilde{\Sigma}_{1\alpha+1\alpha}(\bar{\omega}))$를 좌변의 선모양 함수 $(i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega}))$ 와 $(i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\bar{\omega}))$로 근사할 수 있다면 3차원 전자계에서 구한 Nakajima and Zwanzi의 사영 연산자 방법(Shin 등 1973), 고유 연속 도형 방법(Lodder 등 1968) 및, 간섭성 포텐셜 근사방법(Prasad 1982) 와 유사한 선모양 함수가 됨을 알 수 있다. 그러나 약한 상호작용하는 경우와 마찬가지로 식 (2.6)과 식(2.9)로 부터 준 2차원 양자우물구조계에 대한 단일 전자의 고유함수와 에 너지 고유치가 3차원 전자계와는 서로 다르다는 것을 주목해야 한다. 식(5.1), (5.2), (5.18)과 (5.19)의 실수와 허수부분은 선이동과 선폭함수로 주어지므로 식(4.47), (4.48)과 (4.49)를 사용하여 평균 흡수력에 관련되는 진동수 의존 전기 전도도의 실수부분을 다시쓰면

$$Re\{\sigma_{+-}(\omega)\} = \frac{\hbar^2}{\Omega}\sum_{\alpha_c,\alpha_v}\frac{f(E^v_\alpha)-f(E^c_\alpha)}{E^c_\alpha - E^v_\alpha}\mid j^+_{\alpha_c\alpha_v}\mid^2 \\ \times\frac{\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)}{[\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\alpha - \hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2}$$

(대간 전이) (5.24)

$$Re\{\sigma_{+-}(\omega)\} = \frac{\hbar^2}{\Omega}\sum_{\alpha}\frac{f(E_\alpha)-f(E_{\alpha+1})}{E_{\alpha+1} - E_\alpha}\mid j^+_{\alpha+1\alpha}\mid^2 \\ \times\frac{\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)}{[\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\alpha - \hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)]^2}$$

(대내 전이) (5.25)

가 된다. 대간 전이에 관련된 선폭함수$\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)$ 와 선이동 $\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)$ 그리고 대내 전이에 관련된 선폭함수$\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)$ 와 선이동 $\tilde{\nabla}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)$ 를 불순물 산란계에 대하여 약한 상호작용에 대하여 식(5.1)과 식(5.2)그리고 강한 상호작용에 대하여 식(5.18)과 식(5.19)로부터 얻을 수 있다. 그러므로 약한 상호작용하는 경우에 대해

서는

$$\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega) \equiv Im\{i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega})\} = [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)]_{imp}$$

$$= \pi < \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}$$

$$\times \delta(\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\alpha)$$

$$+ \{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}\delta(\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\lambda)$$

$$+ \frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(E^v_\lambda - E^v_\alpha) - (E^c_\lambda - E^c_\alpha)\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}}{E^v_\lambda - E^v_\alpha}$$

$$\times \{\delta(\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\alpha) - \delta(\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\lambda)\}$$

$$+ \frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(E^v_\lambda - E^v_\alpha) - (E^c_\lambda - E^c_\alpha)\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}}{E^c_\alpha - E^c_\lambda}$$

$$\times \{\delta(\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\lambda) - \delta(\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\lambda)\}] >_{imp}$$

(대간 전이) (5.26)

$$\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega) \equiv Im\{i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)\} = [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)]_{imp}$$

$$= \pi < \sum_{\beta(\neq\alpha+1)} (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}$$

$$\times \delta(\hbar\omega - E_\lambda + E_\alpha)$$

$$+ \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \{(h_{e-i})_{\alpha\lambda} - (h_{e-i})_{\alpha+1\lambda+1} j^+_{\lambda+1\lambda}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\lambda\alpha}$$

$$\times \delta(\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\lambda) >_{imp}$$

(대내 전이) (5.27)

와 같이 되고 선이동 $\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)[\equiv Re\{i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)\}]$ 와 $\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)[\equiv Re\{i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)\}]$는 각각 다음의 Kramers-Kronig관계식

$$\tilde{\nabla}_0(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{\Gamma}_0(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \qquad (5.28)$$

으로 부터 구할 수 있다. 이때 $\Gamma_0(\omega')$는 식(5.26) 과 식(5.27)에 의해 주어진 양이다. 식(5.26)과 식(5.27)을 구하기 위해 다음의 Dirac 항등식

$$\lim_{s\to 0^+} (x \pm is)^{-1} = P(1/x) \mp i\pi\delta(x) \qquad (5.29)$$

을 사용하였다. 이때 P는 Cauchy의 주치 적분을 나타낸다. 강한 상호작용하는 경우에 대해서는 식(4.47), (5.18)과 (5.19)를 고려하면

$$\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega) = [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)]_{imp}$$
$$=< \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [\frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)}{[\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\alpha + \Xi_{i1} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2}$$
$$+ \frac{\{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)}{[\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\lambda + \Xi_{i2} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2}] >_{imp}$$

(대간 전이) (5.30)

$$\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega) = [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)]_{imp}$$
$$=< \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} \frac{(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)}{[\hbar\omega - E_\lambda + E_\alpha + \Xi_{i3} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2}$$
$$+ \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \frac{\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)}{[\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\lambda + \Xi_{i4} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2}] >_{imp}$$

(대내 전이) (5.31)

$$\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega) \equiv Re[i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha_c\alpha_v}(\bar{\omega})] = [\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha_c\alpha_v}(\omega)]_{imp}$$
$$=< \sum_{\lambda(\neq\alpha)} [\frac{(h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c}\{(h_{e-i})_{\lambda_c\alpha_c} - (h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\alpha + \Xi_{i1})}{[\hbar\omega - E^c_\lambda + E^v_\alpha + \Xi_{i1} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2}$$
$$+ \frac{\{(h_{e-i})_{\alpha_v\lambda_v} - (h_{e-i})_{\alpha_c\lambda_c} j^+_{\lambda_c\lambda_v}/j^+_{\alpha_c\alpha_v}\}(h_{e-i})_{\lambda_v\alpha_v}(\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\lambda + \Xi_{i2})}{[\hbar\omega - E^c_\alpha + E^v_\lambda + \Xi_{i2} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha_c\alpha_v}(\omega)]^2}] >_{imp}$$

(대간 전이) (5.32)

$$\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha+1\alpha}(\omega) \equiv Re[i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha+1\alpha}(\bar{\omega})] = [\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha+1\alpha}(\omega)]_{imp}$$
$$=< \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} \frac{(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(\hbar\omega - E_\lambda + E_\alpha + \Xi_{i3})}{[\hbar\omega - E_\lambda + E_\alpha + \Xi_{i3} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2}$$
$$+ \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \frac{\{(h_{e-i})_{\lambda\alpha+1} - (h_{e-i})_{\lambda-1\alpha} j^+_{\lambda\lambda-1}/j^+_{\alpha+1\alpha}\}(h_{e-i})_{\alpha+1\lambda}(\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\lambda + \Xi_{i4})}{[\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\lambda + \Xi_{i4} + \hbar\tilde{\nabla}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2 + [\hbar\tilde{\Gamma}_{1\alpha+1\alpha}(\omega)]^2}] >_{imp}$$

(대내 전이) (5.33)

를 얻을 수 있다. 여기서 식(5.30), (5.31), (5.32) 와 (5.33)에 나타나는 $\tilde{\Gamma}_1(\omega)$ 와 $\tilde{\nabla}_1(\omega)$ 는 식(4.45)의 고차 충돌항 $(-i\hbar\tilde{\Sigma}_{1fi}(\omega))$의 실수부분과 허수부분에 해당된다. 식(5.26) 과 식(5.32)에서 Re 와 Im는 각각 실수와 허수부분을 나타내는 말이다. 이러한 선폭함수와 선이동은 온도, 외부 자기장, 불순물 농도, 우물 폭과 입사 광자 진동수의 함수로 주어진다는 것을 주목해야 한다.

VI. 결 론

준 2차원 양자우물계에서 불순물과 상호작용하는 경우의 대내 및 대간 전이 에 대한 자기 광학 흡수 선모양 함수를 Mori 사영 연산자 방법에 근거를 둔 두가지 표현으로 나타남을 알 수 있었다.

즉, 약한 상호작용을 하는 경우에 적용되는 무한전개 표현과 강한 상호작용을 하는 경우에 적용되는 연속 분수 표현으로 주어지는 선모양 함수를 유도하였다. 양자우물계에서 구한 선모양 함수는 온도, 외부 자기장, 불순물 농도, 양자우물 폭및 입사 광자 진동수에 의존함을 알 수 있다.

그 이유는 양자우물계에서의 단일 전자 에너지 고유치가 양자우물 폭에 의존하게되고 또한 그 에너지 고유치가 선모양 함수내에 포함되어 있기 때문이다. 만약 양자 우물폭이 좁아지게되면 우물장벽에 의해 구속된 전자 에너지 준위의 간격은 넓어지고 그 결과로 Landau 준위 사이의 전이가 대부분 이루어질것이고 폭이 넓어지면 장벽에 의해 구속된 에너지준위는 조밀하게 형성되므로 Landau 준위사이 전이와 구속된 에너지준위 사이에서 다양한 전이가 발생할수 있을 것으로 기대된다.

참 고 문 헌

Apel,J.R. and T.O. Poehler, 1971. Phys. Rev. B4, 436.

Argyres,P.N. and J.L. Sigel, 1974. Phys. Rev. B9 ,3197;B10, 1139.

Allan,G.,G. Bastard,N. Boccara,N. Lannoo,and Movoos, 1986.Heterojunctions and Semiconductor Superlattices. P.73

Choi,S.D. and O.H. Chung.Solid State Commun.46(1983), 717; Phys.Stat.Sol. (b) 121 (1984), K181.

Esaki,L. and R. Tsu,1970. IBM J.Res.Develop. 14, 61.

Eaves,L.,P.S.S. Guimaraes,J.C. Partal,T.P. Pearsall,and G. Hill, Phys. Rev. Lett. 53 (1984), 608;J. Phys. C17 (1984), 6177.

Kubo,R., 1957. J. Phys. Soc. Jpn. 12 ,570.

Kawabata,A., 1967. J. Phys. Soc. Jpn. 23 , 999.

Kobori,H.,T. Ohyama, and E. Otsuka.Solid State Commun.63 (1987), 123; J.Phys. Soc. Jpn. 59 (1990), 2141;J. Phys. Soc. Jpn. 59 (1990), 2164.

Lodder,A. and S. Fujita, 1968. J. Phys. Soc. Jpn. 25, 774.

Letartre,X.,D. Stievenard,M. Lannoo, and D. Lippens, 1990. J.Appl.Phys. 68, 116.

Mori,H., 1965. Progr. Theor. Phys. 33 ,423.

Mori,N.,H. Murata,K. Taniguchi,and C. Hamaguchi, 1988. Phys. Rev. B38, 7622.

Nakajima,S., 1958. Progr. Theor. Phys. 20 ,948.

Ohnishi,H.,T. Inata,S. Muto,N. Yokoyama, and A. Shibatomi, 1986. Appl.Phys.Lett. 49, 1248.

Prasad,M., 1982. Phys. Stat. Sol. (b)109 , 11.

Ryu,J.Y. and S.D. Choi, 1984. Progr. Thoer. Phys. 72, 429;

J.Y.Ryu,Y.C.Chung and S.D. Choi,1985. Phys. Rev. B32, 7769;
J.Y. Ryu,S.N. Yi and S.D. Choi,1990.J.of Phys. C2, 3515.
Ryu,J.Y. and S.D. Choi, 1991. Phys. Rev. B44 ,11328.
Shin,E.E.H.,P.N. Argyres and B.Lax, 1973. Phys.Rev.B7 ,5408;B7, 3572.
Suzuki,A., 1988. Progr. Theor. Phys. 79, 343.
Suzuki,A., 1992. Phys. Rev. B45, 6731.
Vasilopoulos,P., 1986. Phys. Rev. B33, 8587.
Vasilopoulos,P.,1987. M. Charbonneau,and C.M. Van Vlit. Phys.Rev. B35, 1334
Weiner,J.S.,D.S. Chemla,D.A.B. Miller,T.H. Wood,D. Sivco and A.Y. Cho, 1985. Appl.Phys.Lett. 46, 619.
Warmenbol,P.,F.M. Peeters,and J.T. Devreese, Phys. Rev. B39 (1989) 7821;37 (1988) 4694.
Yi,S.N.,J.Y. Ryu,O.H. Chung,J.Y. Sug,Y.C. Chung and S.D. Choi, 1987. Il Nuovo Cimento 9D, 927.
Zwanzig,R., 1960. J. Chem. Phys. 33 ,1338.

부 록

일반적인 형태의 $\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega})$를 구하기 위해 f_j 축에 대한 사영 연산자를 다음과 같이 정의한다.

$$P_j X = \frac{< \alpha_c \mid X \mid \alpha_v >}{< \alpha_c \mid f_j \mid \alpha_v >} f_j = (X_{fi}/f_{jfi}) f_j, \tag{A.1}$$

$$P_j' = 1 - P_j, \tag{A.2}$$

사영 연산자를 사용하여 $f_j(t \mid h_T)$ 를 f_j 축에 평행한 성분과 수직인 성분으로 분리하면

$$\begin{aligned} f_j(t \mid h_T) &= iLP_{fi}'P_m'P_1'P_2' \cdots P_{j-2}'f_j'(t \mid h_T)/\hbar \\ &= P_j f_j(t \mid h_T) + P_j' f_j(t \mid h_T) \\ &= Z_{j\alpha}(t \mid h_T) f_j + P_j' f_j(t \mid h_T) \end{aligned} \tag{A.3}$$

가 되고 (A.3)의 오른쪽 두번째 항을 계산하면

$$\begin{aligned} P_j' f_j(t \mid h_T) &= P_j' \frac{d}{dt}(exp(iL_{j+1}t/\hbar) f_j) \\ &= P_j' i L_{j+1} f_j(t \mid h_T)/\hbar \\ &= iL_{j+1} f_j(t \mid h_T)/\hbar \\ &= iL_{j+1}/\hbar(Z_{jfi}(t \mid h_T) f_j + P_j' f_j(t \mid h_T)) \\ &= Z_{jfi}(t \mid h_T) f_{j+1}' + iL_{j+1} P_j' f_j(t \mid h_T)/\hbar \end{aligned} \tag{A.4}$$

를 얻는다. 식(A.4)를 다시쓰면

$$Z_{jfi}(t \mid h_T)f'_{j+1} = P'_j f_j(t \mid h_T) - iL_{j+1}P'_j f_j(t \mid h_T)/\hbar$$
$$= P'_j \frac{d}{dt} f_j(t \mid h_T) - iL_{j+1}P'_j f_j(t \mid h_T)/\hbar \qquad (A.5)$$

가 되고 양변에 $exp(-iL_{j+1}t/\hbar)$ 를 곱하면 다음과 같이 된다.

$$exp(-iL_{j+1}t/\hbar)Z_{jfi}(t \mid h_T)f'_{j+1} = \frac{d}{dt}[exp(-iL_{j+1}t/\hbar)P'_j f_j(t \mid h_T)] \qquad (A.6)$$

이식을 적분하면

$$exp(-iL_{j+1}t/\hbar)P'_j f_j(t \mid h_T) = \int_0^t exp(-iL_{j+1}t_1/\hbar)Z_{jfi}(t_1 \mid h_T)f'_{j+1}(t-t_1 \mid h_T)dt_1 + C \qquad (A.7)$$

$$C = P'_j f_j = (1 - P_j)f_j = 0 \qquad (A.8)$$

가 되고 이것을 정리하면 식(A.3)의 오른쪽 두번째항은

$$P'_j f_j(t \mid h_T) = \int_0^t Z_{jfi}(t_1 \mid h_T)f'_{j+1}(t - t_1 \mid h_T)dt_1 \qquad (A.9)$$

으로 표현된다. 따라서 식(A.3)는

$$f_j(t \mid h_T) = Z_{jfi}(t \mid h_T)f_j + \int_0^t Z_{jfi}(t_1 \mid h_T)f'_{j+1}(t - t_1 \mid h_T)dt_1 \qquad (A.10)$$

가 된다. 여기서

$$f_j(t \mid h_T) \equiv exp(iL_{j+1}t/\hbar), \qquad (A.11)$$

$$f'_{j+1} \equiv exp(iL_{j+1}/\hbar)f_j, \qquad (A.12)$$

$$f'_{j+1}(t \mid h_T) \equiv exp(iL_{j+1}t/\hbar)f'_{j+1}, \qquad (A.13)$$

이다. 그러면 $\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega})$ 를 얻기 위하여

$$Z_{jfi}(t \mid h_T) = f_{jfi}(t \mid h_T)/f_{jfi}$$

를 미분하면 $Z_{jfi}(t \mid h_T)$에 대한 운동 방정식은

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}Z_{jfi}(t \mid h_T) &= \frac{d}{dt}[exp(iL_{j+1}t)/\hbar)/f_{jfi}] \\ &= iL_{j+1}t/\hbar[Z_{jfi}(t \mid h_T)f_{jfi} + \int_0^t Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) \\ &\times f_{j+1fi}(t-t_1 \mid h_T)dt_1]/f_{jfi} \\ &= i\omega_{jfi}Z_{jfi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1\Delta_{jfi}(t-t_1 \mid h_T) \\ &\times Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) \qquad (A.14) \\ &= i\omega_{jfi}Z_{jfi}(t \mid h_T) + \int_0^t dt_1 Z_{j+1fi}(t-t_1 \mid h_T) \\ &\times \Delta_{jfi}Z_{jfi}(t_1 \mid h_T), \qquad (A.15)\end{aligned}$$

를 얻는다. 이때

$$\omega_{jfi} \equiv [L_{j+1}(t)f_j/\hbar]_{fi}/f_{jfi}, \qquad (A.16)$$

$$\Delta_{jfi}(t-t_1 \mid h_T) \equiv f_{j+1fi}(t \mid h_T)/f_{j+1fi}f_{j+1fi}/f_{jfi} \equiv Z_{j+1fi}(t \mid h_T)\Delta_{jfi},$$

이다. (A.14)와 (A.15)의 Fourier-Laplace 변환으로 부터 일반적인 형태의 $\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega})$ 를 얻을 수 있다. 좌변과 우변항을 각각 계산하면 식(A.14) 와 식(A.15)의 좌변항;

$$\begin{aligned}L[\frac{d}{dt}Z_{jfi}(t \mid h_T)] &= \int_0^\infty exp(-i\omega t)(\frac{d}{dt}Z_{jfi}(t \mid h_T))dt \\ &= -1 + i\omega\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega}) \qquad (A.18)\end{aligned}$$

식(A.14) 와 식(A.15)의 우변 첫째항;

$$L[i\omega_{jfi}Z_{jfi}(t \mid h_T)] = i\omega_{jfi}\tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega}), \qquad (A.19)$$

식(A.14)의 우변 둘째항;

$$L[\int_0^t \Delta_{jfi}(t-t_1 \mid h_T) Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) dt_1] = \tilde{\Delta}_{jfi}(\bar{\omega}) \tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega}) \qquad (A.20)$$

식(A.15)의 우변 둘째항;

$$L[\int_0^t Z_{j+1fi}(t \mid h_T) \Delta_{jfi} Z_{jfi}(t_1 \mid h_T) dt_1] = \tilde{Z}_{j+1fi}(\bar{\omega}) \Delta_{jfi} \tilde{Z}_{jfi}(\omega), \quad (A.21)$$

가 된다. 따라서 식(A.18)-(A.21)로 부터

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_{jfi}(\bar{\omega}) &\equiv \tilde{f}_{jfi}(\bar{\omega}) / f_{jfi} \\ &= [i\bar{\omega} - i\omega_{jfi} - \tilde{\Delta}_{jfi}(\bar{\omega})]^{-1} \qquad (A.22) \\ &= [i\bar{\omega} - i\omega_{jfi} - \tilde{Z}_{j+1fi}(\bar{\omega}) \Delta_{jfi}]^{-1} \qquad (A.23) \end{aligned}$$

를 얻는다.

감사의 글

오늘의 이 결과를 맺도록 지도 해 주신 홍성락 교수님께 깊은 감사를 드립니다.
논문을 읽어 주시고 빈틈이 없도록 지도와 조언을 주신 류재연 교수님, 그 밖에 많은 가르침을 주신 물리학과 교수님들께도 깊은 감사를 드립니다.
본 논문의 완성을 위해 도움과 격려를 아끼지 않았던 대학원 학우들과 후배들에게 감사를 드립니다.
그리고 부족한 아들을 위해 항상 염려해 마지 않으시던 부모님과 많은 격려를 주신 누님과 여동생 해순이에게 이 논문을 바칩니다.