BAB II

SPEKTRUM ATOM

Spektrum atom menurut teori Bohr didasarkan atas postulat sebagai berikut (Eisberg dan Resnick, 1985) :

1. Sebuah elektron dalam atom bergerak pada orbit lingkaran sebuah inti di bawah gaya Coulomb antara elektron dan inti, dipengaruhi oleh hukum mekanika klasik.
2. Elektron hanya dapat bergerak pada orbit yang momentum anguler orbital l merupakan kelipatan bilangan $\hbar$.
3. Elektron bergerak mengelilingi inti pada suatu orbit tanpa memancarkan energi elektromagnetik sehingga energi E pada orbit tersebut tetap konstan.
4. Radiasi elektromagnetik teremisi jika elektron bergerak dari aras energi E_f ke aras energi E_i. Frekuensi radiasi teremisi υ sama dengan jumlah $(E_f - E_i)$ dibagi konstanta Planck.

2.1. Spektrum Garis dan Spektrum Kontinu

Spektrum atomik terdiri dari spektrum garis dan kontinu. Spektrum garis merupakan hasil transisi antara aras-aras tenaga dalam atom (atau ion), sedangkan spektrum kontinu dihasilkan oleh perpindahan elektron dari aras bebas tak terkuantumkan (Herzberg, 1944).

Menurut teori Bohr, jika terjadi transisi elektron dari aras f ke aras i maka akan memancarkan spektrum dengan frekuensi (Sindhu,1985):

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

$$\upsilon' = \frac{1}{h}(E_f - E_i) \tag{2.1}$$

dengan υ' adalah frekuensi Bohr , h adalah konstanta Planck, E_i adalah energi eksitasi pada aras i dan E_f adalah energi eksitasi pada aras f, dengan catatan energi aras i lebih rendah daripada energi aras f.

Dalam atom, terjadinya eksitasi dan deeksitasi mempunyai kebolehjadian tertentu. Jika terjadi deeksitasi maka atom akan memancarkan radiasi dan sebaliknya untuk mengalami eksitasi atom harus menyerap energi.

Menurut Herzberg (1944), intensitas pancaran atau serapan sangat dipengaruhi oleh besarnya kebolehjadian transisi yang disertai dengan perubahan momen dipol listrik. Menurut Dirac dalam Herzberg (1944), emisi radiasi dari atom pada transisi dari aras f ke aras i tergantung pada $\psi_f \psi_i^*$, dengan besarnya momen listrik $\left(P_x^{fi}\right)$:

$$P_x^{fi} = \sum_k e \int \psi_f \psi_i^* \, x_k \, d\tau \tag{2.2}$$

dengan e adalah muatan elementer, ψ_f dan ψ_i^* adalah fungsi gelombang pada aras f dan fungsi gelombang konjugate pada aras i , x_k adalah sumbu arah momen listrik dan $d\tau$ adalah elemen volume.

Penjumlahan semua komponen momen listrik menurut Herzberg (1944) menghasilkan :

$$P^{fi} = e R^{fi} \exp\left[-2\pi i \left(\frac{\left(E_f - E_i\right)}{h}\right) t\right] \tag{2.3}$$

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

dengan P^{fi} adalah momen listrik, R^{fi} adalah vektor transisi, E_i dan E_f masing-masing sebagai energi eksitasi pada aras i dan f, h adalah konstanta Planck dan t adalah waktu eksitasi.

Mengingat bahwa intensitas radiasi atom merupakan jumlah transisi per detik yang menghasilkan $h\upsilon'$, maka berdasarkan formula untuk intensitas radiasi gelombang elektromagnetik melalui vibrasi dipol listrik, maka besarnya kebolehjadian transisi $\left(A^{fi}\right)$ adalah (Hollas, 1992):

$$A^{fi} = \frac{64e^2\pi^4}{3h}k^3R^{if}R^{fi} \tag{2.4}$$

Dengan A^{fi} adalah kebolehjadian transisi dari aras f ke i yang sering disebut kebolehjadian transisi Einstein, $k = \frac{\upsilon'}{c}$ adalah bilangan gelombang, R^{if} adalah vektor transisi dari aras i ke f dan R^{fi} adalah vektor transisi dari aras f ke i.

Intensitas emisi (I) spektrum garis untuk transisi dari f ke i besarnya adalah :

$$I = W^{fi}h\upsilon'_{fi} \tag{2.5}$$

Dengan W^{fi} adalah jumlah transisi per detik dari suatu sumber radiasi dan $h\upsilon'$ adalah energi radiasi. Besarnya W^{fi} dapat dirumuskan sebagai (Hollas, 1992):

$$W^{if} = A^{fi}N_f \tag{2.6}$$

dengan N_f adalah jumlah atom pada aras f.

Dari persamaan (2.6) terlihat bahwa untuk menghitung intensitas radiasi spektrum garis, dua parameter penting yang perlu diketahui adalah kebolehjadian

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

transisi antara dua aras $(f-i)$ dan jumlah atom yang memiliki elektron pada aras f.

2.2. Teori Klasik Gangguan Garis Spektrum Oleh Interaksi Atom

Gangguan garis spektrum oleh adanya interaksi atom dapat ditinjau dari teori klasik di bawah ini.

2.2.1. Ekspresi Umum Intensitas

Ditentukan sebuah interaksi partikel netral, dalam hal ini adalah atom sehingga dapat menghasilkan spektrum atom. Dengan asumsi bahwa partikel membentuk sebuah sistem yang berukuran lebih kecil jika dibandingkan dengan panjang gelombang radiasi datang. Hamiltonian sistem secara umum tergantung pada koordinat internal ρ dan momentum p pada masing-masing partikel, dan koordinat R (posisi relatif pusat massa) serta P (momentum relatif pusat massa).

Pada bagian ini diasumsikan bahwa persamaan Schrödinger hanya tergantung pada parameter posisi relatif pusat massa atom (R). Dengan R merupakan fungsi waktu. Kondisi ini disebut sebagai pendekatan klasik. Kondisi untuk pendekatan klasik adalah (Schuller-Behmenberg, 1974):

i). Energi internal partikel hanya mengalami perubahan kecil, sehingga reaksi perubahan ini pada gerak translasi diabaikan.

ii). Panjang gelombang de Broglie pada gerak relatif harus lebih kecil dibandingkan dengan jangkauan gaya interaksi, kecuali untuk atom ringan atau pada termperatur rendah.

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

H(t) merupakan Hamiltonian sistem pada pendekatan klasik, dengan t adalah waktu. Variasi t untuk sembarang operator σ, digambarkan oleh Heissenberg :

$$\sigma^{H}(t) = U^{+}(t)\ \sigma U(t) \tag{2.7}$$

dengan $U(t)$ merupakan operator evolusi yang memenuhi persamaan Schrödinger (Sakurai, 1994) :

$$i\hbar \dot{U} = \mathrm{H}(t)\ U \tag{2.8}$$

untuk peristiwa serapan diasumsikan bahwa sistem harus dipengaruhi oleh gelombang elektromagnetik monokromatik. Berdasar penurunan Bloom dan Margenau (Schuller-Behmenberg, 1974) diperoleh radiasi datang secara klasik dan vektor listrik $\mathbf{E}(t)$ sebagai fungsi waktu. Jika pada peristiwa ini dibatasi pada serapan dipol saja, maka Hamiltonian sistem menjadi :

$$H(t) = \mathrm{H}(t) + F(t) \tag{2.9}$$

dengan $F(t)$ merupakan energi interaksi antara sistem dan medan elektromagnetik (vektor medan listrik $\mathbf{E}(t)$) yang diberikan oleh persamaan :

$$F(t) = -\boldsymbol{\mu} \bullet \mathbf{E}(t) \tag{2.10}$$

$\boldsymbol{\mu}$ merupakan operator momen dipol sistem, yang secara prinsip terdiri dari semua elektron yang mungkin berinteraksi dengan medan radiasi (pada kenyataannya harus ditentukan keadaan dengan sebuah atom aktif yang dikelilingi oleh satu atau beberapa pengganggu dan hanya diambil elektron yang membuat transisi optis). Pendekatan ini mengabaikan pengaruh pengganggu pada proses radiasi (Schuller-Behmenberg, 1974).

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

Jika ada pengaruh interaksi dengan medan elektromagnetik, maka didefinisikan operator evolusi baru $\cup$, sehingga persamaan (2.7) dan (2.8) diganti dengan :

$$\sigma^{H}(t) = \cup^{+}(t)\,\sigma\,\cup(t) \tag{2.11}$$

dan

$$i\hbar\dot{\cup} = H(t)\,\cup \tag{2.12}$$

Dengan menggunakan teori gangguan , maka pada orde pertama persamaan (2.11) diperoleh hasil :

$$\sigma^{H}(t) = \sigma^{\mathrm{H}}(t) - \frac{i}{\hbar}\int_{0}^{t} dt'\left[\sigma^{\mathrm{H}}(t), F^{\mathrm{H}}(t')\right] \tag{2.13}$$

dengan F^{H} didefinisikan sebagai $F^{\mathrm{H}} = U^{+}FU$. Braket pada persamaan (2.13) menunjukkan komutator yang didefinisikan sebagai $[A,B] = AB - BA$.

Dengan asumsi bahwa medan listrik **E** berarah z pada kerangka ruang tetap dan panjangnya bervariasi terhadap waktu, berdasarkan persamaan (Winter, 1986) :

$$\mathbf{E}(t) = E_o \cos(\omega t + \alpha)\,\mathbf{i}_z \tag{2.14}$$

dengan α adalah sembarang fase, persamaan (2.10) dan (2.14) membawa pada interaksi hamiltonian :

$$F(t) = -\mu_z E_o \cos(\omega t + \alpha) \tag{2.15}$$

dengan μ_z adalah proyeksi $\boldsymbol{\mu}$ pada arah z yang searah dengan medan listrik **E** .

Berdasar pada mekanika kuantum, ekspresi untuk energi gelombang elektromagnetik :

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

$$W(T) = E_o \int_0^T dt \cos(\omega t + \alpha) \frac{d}{dt} \langle \mu_z{}^H(t) \rangle \tag{2.16}$$

dengan interval waktu (0,T), $\langle \mu_z{}^H(t) \rangle = Tr\{\rho \mu_\xi^H(t)\}$ merupakan rata-rata momen dipol mekanika kuantum, ρ adalah matrik statistik densitas, Tr menunjukkan penjumlahan dari n terhadap matriks yang berordo mn. Integral sebagian terhadap persamaan (2.16) akan memberikan :

$$W(T) = E_0 \left| \cos(\omega t + \alpha) \langle \mu_z(t) \rangle \right|_0^T + E_0 \omega \int_0^T dt \sin(\omega t) \langle \mu_z^H(t) \rangle \tag{2.17}$$

Pada T yang besar, kenaikan energi sistem menjadi stasioner dan diperoleh besaran :

$$\wp = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} W(T) \tag{2.18}$$

dengan nilai $\mu_z(t)$ tertentu, maka besarnya $\wp$ dapat ditentukan, sehingga diperoleh :

$$\frac{1}{T} W(T) = \frac{E_o{}^2 \omega}{4\hbar T} \sum_{if} (\rho_i - \rho_f) \left| \int_0^T dt\, e^{i\omega t} \mu_{zif}^{\mathrm{H}}(t) \right|^2 \tag{2.19}$$

bentuk yang mengandung ρ_f diinterpretasikan sebagai emisi terstimulasi.

Ditentukan batas $\frac{W}{T}(T)$ untuk $T \to \infty$, diasumsikan bahwa interaksi sistem menghasilkan proses acak stasioner, maka teori Wiener-Khinchine dapat diterapkan (Schuller-Behmenberg, 1974) sehingga akan diperoleh kuantitas :

$$I_{if}(\omega) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt\, e^{i\omega t} \mu_{zif}^{\mathrm{H}}(t) \right|^2 \tag{2.20}$$

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

yang ekuivalen dengan integral Fourier (Gasiorowicz, 1974) :

$$I_{if}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \; e^{i\omega\tau} \varphi_{if}(\tau) \tag{2.21}$$

τ merupakan interval waktu terjadinya pergeseran fase. Dengan fungsi korelasi $\varphi_{if}(-\tau) = \varphi_{if}^{*}(\tau)$ dapat dituliskan :

$$\varphi_{if}(\tau) = \left\langle \mu_{zif}^{\mathrm{H}}(t+\tau) \mu_{zfi}^{\mathrm{H}}(t) \right\rangle_{t} \tag{2.22}$$

Dengan sifat di atas maka akan diperoleh bentuk :

$$I_{if}(\omega) = 2\,\mathrm{Re} \int_{0}^{\infty} d\tau \; e^{i\omega\tau} \varphi_{if}(\tau) \tag{2.23}$$

Persamaan (2.23) merupakan ekspresi untuk intensitas absorpsi pada nilai real yang tergantung pada frekuensi dan momen dipol listrik.

2.2.2. Pemisahan Menjadi Garis Spektrum Tunggal

Pada kenyataannya, spektrum terdiri dari sejumlah garis terisolasi. Karena merupakan garis-garis spektrum, maka permasalahan berikutnya adalah penentuan bentuk pemisahan garisnya. Ditentukan terlebih dahulu kasus pada atom terisolasi, maka elemen matriknya μ_z^{H} secara sederhana diberikan oleh :

$$\mu_{zif}^{\mathrm{H}}(t) = \mu_{zif} \exp\left(-i\omega_{if}^{(0)} t\right) \tag{2.24}$$

dengan $\omega_{if}^{(0)} = \dfrac{\left(E_f^{(0)} - E_i^{(0)}\right)}{\hbar}$, $E_i^{(0)}$ dan $E_f^{(0)}$ adalah energi tak terganggu, dan elemen matrik $\mu_{zif} = \mu_{zif}^{\mathrm{H}}(0)$ yang tak tergantung waktu. Substitusi persamaan (2.24) ke (2.22) memberikan fungsi korelasi :

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

$$\varphi_{zif}(\tau) = \left|\mu_{zif}\right|^2 \exp\left(-i\omega_{if}^{(0)}t\right)$$

sehingga intensitas (2.21) menjadi :

$$I_{if}(\omega) = \left|\mu_{zif}\right|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \, \exp\left\{i\left(\omega - \omega_{if}^{(0)}\right)\tau\right\} = 2\pi\left|\mu_{zif}\right|^2 \delta\left(\omega - \omega_{if}^{(0)}\right) \tag{2.25}$$

dari persamaan (2.19), daya serap diberikan oleh :

$$\wp = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} W(T) = \frac{\pi E_0^2 \omega}{2\hbar} \sum_{if} \left(\rho_i - \rho_f\right)\left|\mu_{zif}\right|^2 \delta\left(\omega - \omega_{if}^{(0)}\right) \tag{2.26}$$

Persamaan (2.26) membuktikan bahwa pada kasus proses serapan tak terganggu spektrum terdiri dari beberapa garis yang berhubungan dengan transisi dari i ke f .

Jika dikenai gangguan, tetapi dengan asumsi bahwa gangguan itu tidak cukup kuat untuk mengubah hubungan $\varphi(\tau)$ sebagai fungsi yang berosilasi pada frekuensi $\omega_{if}^{(0)}$ sedemikian rupa, maka akan diperoleh :

$$\varphi_{if}(\tau) = \varphi'_{if}(\tau)\exp\left(-i\omega_{if}^{(0)}t\right) \tag{2.27}$$

dan

$$I_{if}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \; \varphi'_{if}(\tau)\exp\left\{i\left(\omega - \omega_{if}^{(0)}(\tau)\right)\right\} \tag{2.28}$$

dengan I_{if} menggambarkan distribusi intensitas yang terletak pada frekuensi $\omega_{if}^{(0)}$.

Dari persamaan (2.19) telah diketahui bahwa masing-masing bentuk pada penjumlahan sebelah kanan adalah garis spektrum tunggal. Dengan mengabaikan emisi induksi dan diplot $\rho_i = 1$, yang menunjukkan bahwa kebolehjadian rapat partikel berada pada keadaan normal, maka diperoleh bentuk garis terganggu

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

hanya diberikan oleh I_{if} yang dapat dihitung dengan persamaan (2.21) dan (2.23).

Asumsi-asumsi di atas dapat diperoleh dengan mudah jika kasusnya pada keadaan nondegenerasi. Situasi ini akan sangat berbeda jika interaksinya menyebabkan garis saling tumpang tindih sehingga pemisahannya sulit dilakukan (Schuller-Behmenberg, 1974).

2.2.3. Teori Pergeseran Fase

Persamaan (2.21) dan (2.23) dapat digunakan untuk menentukan garis spektrum tunggal dengan mengabaikan pengaruh degenerasi. Untuk penghitungan fungsi korelasi dikenalkan keadaan (*state*) adiabatis. Dengan asumsi bahwa elemen matrik U mengikuti persamaan :

$$U_{n'n} = \delta_{n'n} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt'\, E_n(t')\right\} \tag{2.29}$$

berdasarkan persamaan (2.7) dan (2.8) , maka persamaan Schrödinger diberikan oleh :

$$H_{n'n} = E_n \delta_{n'n} \tag{2.30}$$

Dengan menggunakan operator evolusi yang diberikan oleh persamaan (2.29) dan mengingat persamaan (2.30), maka besar dari μ_{zif}^{H} adalah :

$$\mu_{zif}^{\mathrm{H}} = \left(U^{+}\mu_z U\right)_{if} = \mu_{zif}^{(a)} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t} dt\, \left(E_f(t') - E_i(t')\right)\right\} \tag{2.31}$$

dengan menggunakan definisi $\mu_{zif}^{(a)} = \langle i|\mu_z|f\rangle$. Dengan menggunakan bentuk persamaan (2.22) dan (2.31), maka fungsi korelasinya menjadi :

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

$$\varphi_{if}(\tau)=\left\langle \mu_{zif}^{(a)}(t+\tau)\mu_{zif}^{(a)}(t)\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{t}^{t+\tau}dt'\left(E_f(t')-E_i(t')\right)\right\}\right\rangle_t \tag{2.32}$$

untuk atom tak terganggu hanya faktor fase yang dihitung, dengan besaran $\mu_{zif}^{(a)}(t+\tau)\mu_{zif}^{(a)}(t)$ diganti dengan nilai konstanta.

Fase dari (2.32) dapat dituliskan menjadi :

$$\frac{i}{\hbar}\int_{t}^{t+\tau}dt'\left(E_f(t')-E_i(t')\right)=\omega_{if}^{(0)}\tau+\int_{t}^{t+\tau}dt'\,\Delta\omega_{if}(t') \tag{2.33}$$

dengan $\omega_{zif}^{(0)}$ adalah frekuensi atom tak terganggu dan $\Delta\omega_{if}(t')$ adalah frekuensi gangguan. Untuk energi atom jika mengandung potensial U, dapat ditulis :

$$E_{i,f}(t)=E_{i,f}^{(0)}+U_{i,f}(t) \tag{2.34}$$

dengan U adalah potensial interaksi yang merupakan potensial pengganggu, $E_{i,f}^{(0)}$ adalah energi atom tak terganggu, dengan definisi : $\Delta\omega_{if}=\frac{1}{\hbar}(U_f-U_i)$, selanjutnya diambil $\eta(t)$ sebagai gangguan fase yang mengikuti persamaan (Thorne, 1988) :

$$\eta(t)=\int_{-\infty}^{t}dt'\,\Delta\omega_{if}(t')$$

sehingga persamaan (2.33) menjadi :

$$\frac{i}{\hbar}\int_{t}^{t+\tau}dt'\left(E_f(t')-E_i(t')\right)=\omega_{if}^{(0)}\tau+\eta(t+\tau)-\eta(t)$$

fase $\omega_{zif}^{(0)}\tau$ dapat diganti dari fungsi korelasi dengan menggeser titik frekuensi, sehingga ω pada persamaan (2.21) terukur sebagai perbedaan $\omega-\omega_{if}^{(0)}$, maka fungsi korelasi ditunjukkan :

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)

$$\varphi(\tau) = \langle \exp\{-i(\eta(t+\tau) - \eta(t))\}\rangle_t \equiv \langle \exp\{-i\eta(t+\tau, t)\}\rangle_t \tag{2.35a}$$

dan

$$\varphi(\tau) = \langle \exp\{-i\eta(\tau)\}\rangle_e \tag{2.35b}$$

fungsi korelasi pada (2.35a,b) disebut sebagai teori pergeseran fase. Berdasar teori ini intensitas terintegrasi sama dengan intensitas garis tak terganggu.

Sehingga bukti persamaan (2.21) apabila diintegrasikan terhadap ω dengan interval $-\infty < \omega < +\infty$, diperoleh :

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, \varphi(\tau) 2\pi\delta(\tau, 0) = 2\pi\varphi(0) = 2\pi\left|\mu_{zif}\right|^2 \tag{2.35c}$$

Persamaan (2.35c) identik dengan persamaan (2.25) untuk kasus garis spektrum tak terganggu.

This document is Undip Institutional Repository Collection. The author(s) or copyright owner(s) agree that UNDIP-IR may, without changing the content, translate the submission to any medium or format for the purpose of preservation. The author(s) or copyright owner(s) also agree that UNDIP-IR may keep more than one copy of this submission for purposes of security, back-up and preservation. (http://eprints.undip.ac.id)