Własności optyczne struktur niskowymiarowych

Uwagi ogólne

absorpcja, luminescencja (fotoluminescencja, elektroluminescencja)

widmo absorpcji:

zależność intensywności światła zaabsorbowanego przez próbkę w funkcji częstości (energii lub λ)

przejścia wywołane drgającym polem elektrycznym;
przejścia wywołane drgającym polem magnetycznym

$$\vec{F}(\vec{r},t) = F\vec{\varepsilon}\cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})$$

wektor pola elektrycznego fali światła

w hamiltonianie:
pole elektryczne - poprzez potencjał wektorowy ***A*** modyfikujący pęd elektronu *p -> p + eA/c* ;
przy cechowaniu, w którym potencjał skalarny znika a

$$\vec{F} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$$

$$\vec{A} = \vec{\varepsilon}\,\frac{icF}{2\omega}\left\{\exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] - \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]\right\} .$$

Z dokładnością do wyrazów liniowych w *A*:

$$H = Ho + \tfrac{e}{2mc}[\vec{p}\vec{A} + \vec{A}\vec{p}] = Ho + H'$$

Ho zawiera $p^2/2m$, a
zaburzenie *H'* zależy od czasu i może indukować przejścia pomiędzy stanami *Ho* : | i >, | f >

<u>prawdopodobieństwo przejścia na jednostkę czasu</u>:
($E_f > E_i$ - tylko człon +ω indukuje przejścia)

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |< f \,|V|\, i >|^2 \;\delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$$

gdzie

$$V = ieF/(4m\omega)[\vec{\varepsilon}\vec{p} e^{i\vec{k}\vec{r}} + e^{i\vec{k}\vec{r}}\vec{\varepsilon}\vec{p}]$$

w przybliżeniu elektrycznym dipolowym   exp(ikr) ~ 1
(k~2π/λ,   λ >> obszar zmienności funkcji atomowych), to

$$V \sim \vec{\varepsilon}\vec{p}, \qquad \Rightarrow \qquad P_{if} \sim |\, \vec{\varepsilon} < f \,|\, \vec{p} \,|\, i >|^2$$

- <u>Przejścia optyczne w studniach kwantowych</u>

w jednopasmowym przybliżeniu funkcji obwiedni

$$f, i \Rightarrow \qquad \Psi_{i/f}(\vec{r}) = Au_{n,0}(\vec{r}) e^{ik_t\rho} \chi_{n_l}(z)$$

k=(k$_t$,k$_z$),   r=(ρ,z)

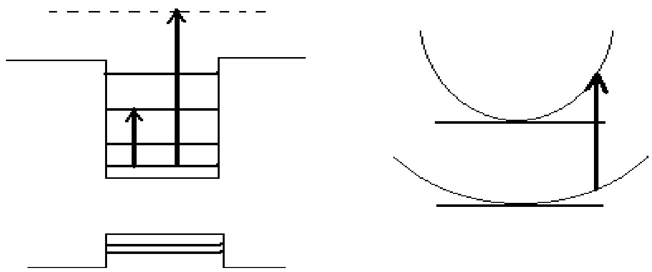
$$\vec{\varepsilon}\vec{p}_{if} = \vec{\varepsilon} \cdot \int \Psi_i^*(\vec{r}) \vec{p} \Psi_f(\vec{r}) d^3r \cong$$

$$\vec{\varepsilon} \cdot \left\langle u_i \middle| \vec{p} \middle| u_f \right\rangle \cdot \underbrace{\int_\Omega \tilde{\chi}_{i_l}^* \tilde{\chi}_{f_k} d^3r}_{A} + \left\langle u_i \middle| u_f \right\rangle \cdot \underbrace{\int_\Omega \tilde{\chi}_{i_l}^* \vec{p} \tilde{\chi}_{f_k} d^3r}_{B}$$

$$\left\langle u_i \middle| u_f \right\rangle = \delta_{if} \qquad \qquad \tilde{\chi} = \chi e^{ik_t\rho}$$

Przejścia wewnątrzpasmowe (międzypodpasmowe) –

INTRABAND (intersubband)



dla $k_t \neq 0$

funkcje obwiedni odpowiadające kolejnym stanom dyskretnym (podpasmom - l) w danym paśmie są ortogonalne -to- A=0

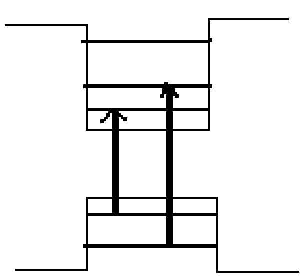
<u>o przejściach decyduje druga całka w członie B</u>

$$\left\langle \tilde{\chi}_l \right| \vec{\varepsilon}\vec{p} \left| \tilde{\chi}_k \right\rangle = \int \chi_l^*(z) e^{-ik_t\rho} [\varepsilon_x p_x + \varepsilon_y p_y + \varepsilon_z p_z] \chi_k(z) e^{ik_t^{'}\rho} d^3 r$$

$$= \hbar(\varepsilon_x k_x + \varepsilon_y k_y)\delta_{lk}\delta_{k_t k_t^{'}} + \varepsilon_z \delta_{lk}\delta_{k_t k_t^{'}} \cdot \int \chi_l^*(z) p_z \chi_k(z) dz$$

W jednopasmowym przybliżeniu możliwe są tylko przejścia dla światła rozchodzącego się w płaszczyźnie studni (polaryzacja z)

Przejścia międzypasmowe - INTERBAND



człon B = 0,

w jednopasmowym przybliżeniu o przejściach
decyduje całka nakrywania funkcji obwiedni;
każda polaryzacja dozwolona

pasmo przewodnictwa u – typu S,
pasmo walencyjne u – typu p

$$\langle u_i | \vec{p} | u_f \rangle \propto \langle S | p_x | X \rangle = \langle S | p_y | Y \rangle = \langle S | p_z | Z \rangle$$

reguły wyboru

$$\langle \chi_l | \chi_k \rangle \neq 0, \qquad l + k = 2n$$

$$k_t^{'} - k_t = 0$$

w modelu wielopasmowym (pasmo walencyjne):

u.χ - wielokomponentowe spinory - złożony obraz przejść