

Metode de caracterizare optică a straturilor subțiri semiconductoare

Una dintre metodele de caracterizare a straturilor subțiri este cea optică, fie că vorbim despre absorbție, reflexie sau transmisie. Fiecare dintre acestea poate fi folosită pentru caracterizarea straturilor subțiri, iar folosirea uneia sau a alteia dintre proceduri este îndreptățită în funcție de grosimea stratului pe care trebuie să-l caracterizăm.

Pentru caracterizarea optică se folosește spectrofotometrul, cel mai utilizat, dar există posibilitatea de a folosi și elipsometrul spectroscopic.

Există două tipuri de spectrofotometre: cu o singură sursă de lumină și cu două surse de lumină. În cazul celor din urmă, acestea practic compară intensitatea luminoasă provenind de la o proba considerată referință și de la altă probă ce trebuie caracterizată. Înainte de a începe caracterizarea propriu-zisă este nevoie ca aparatul să fie etalonat, adică să i se spună care dintre cele două va fi referință.

Lanțul de măsură folosit la caracterizarea optică a straturilor subțiri este prezentat în figura 1.

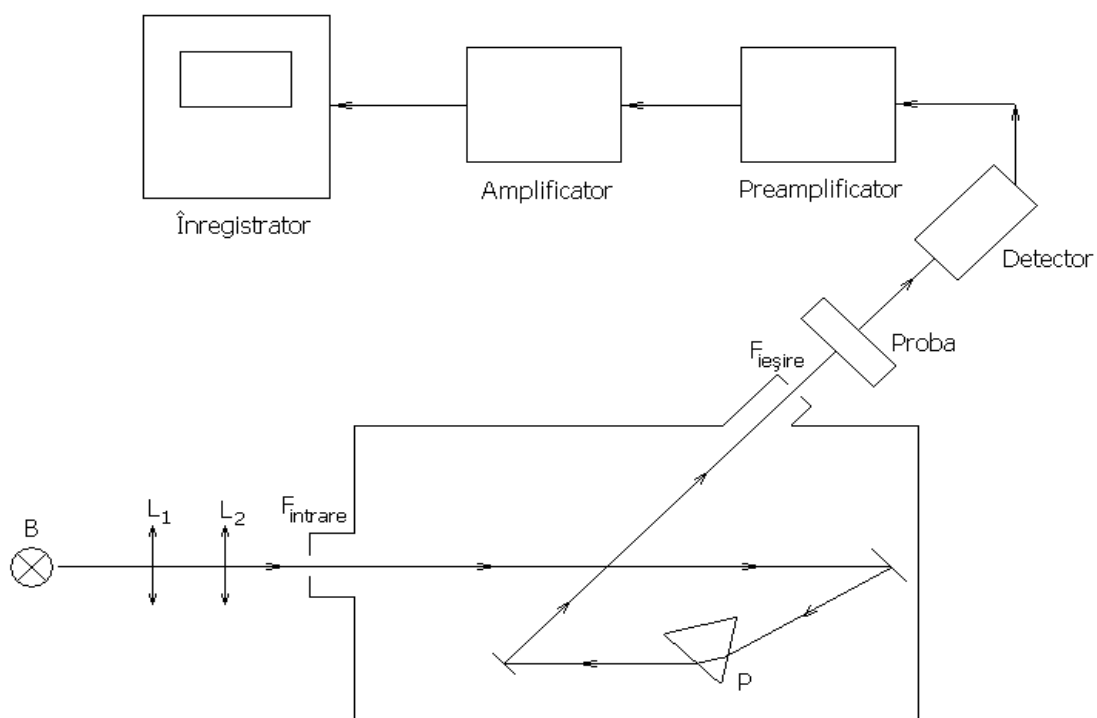


Figura 1. Lanțul de măsură folosit la caracterizarea optică a straturilor subțiri

Montajul experimental utilizat pentru caracterizarea optică a straturilor subțiri conține trei elemente esențiale, și anume: o sursă de lumină, un monocromator și un detector fotosensibil legat la un aparat de măsură și înregistrare.

Sursa de lumină folosită trebuie aleasă astfel încât domeniul de lungimi de undă în care ea emite să se suprapună cât mai bine cu domeniul de lungimi de undă în care absoarbe proba. În regiunile vizibil și infraroșu apropiat, sursele de radiație sunt lămpi cu

incandescență, iar pentru măsurători în infraroșu îndepărtat se folosesc stifturi Nernst, bare confecționate din oxizi ai diverselor metale, sau stifturi Globar, bare din carbură de siliciu, încălzite la roșu cu ajutorul curentului electric bine stabilizat, iar pentru ultra-violet se folosesc lămpi cu descărcare în hidrogen, kripton, etc.

Monocromatorul selectează din spectrul de emisie al sursei de lumină un domeniu îngust centrat pe o lungime de undă, λ , care poate fi variată. Raportul $\Delta\lambda/\lambda$ se numește rezoluția monocromatorului. În funcție de rezoluția dorită și de domeniul spectral cercetat se pot folosi prisme sau rețele de difracție pentru descompunerea spectrală a sursei. În regiunea de ultra-violet îndepărtat sunt utilizate prisme de fluorură de calciu sau de litiu, în ultra-violet apropiat sunt utilizate prisme de cuarț, iar în vizibil sunt folosite prisme de sticlă. Prisma sau rețeaua de difracție se pot roti, diferitele regiuni ale spectrului sursei ajungând pe rând în dreptul fantei de ieșire, realizându-se astfel variația lungimii de undă a luminii la ieșirea din monocromator.

Detectorul radiației transmise de proba studiată poate fi un fotomultiplicator, o fotorezistență sau un fotoelement.

Caracterizarea optică a straturilor subțiri presupune efectuarea măsurătorilor de absorbție, reflexie sau transmisie.

Absorbția luminii în straturi subțiri semiconductoare

Dacă ne referim la straturi subțiri semiconductoare, structura, compoziția și proprietățile lor fizico-chimice pot fi investigate prin studiul proprietăților optice și fotoelectrice. Principalul fenomen responsabil de producerea efectelor optice și fotoelectrice îl reprezintă absorbția radiației electromagnetice în volumul materialului, principalele mecanisme de absorbție fiind:

- Absorbția intrinsecă sau fundamentală, are loc sub acțiunea fotonilor cu energie egală sau mai mare decât lărgimea benzii interzise a semiconductorului; principalul efect fiind trecerea electronilor din banda de valență în banda de conducție.
- Absorbția extrinsecă apare sub acțiunea fotonilor incidenți, în urma ionizării impurităților, adică la tranziții ale electronilor de pe nivelele energetice ale impurităților în banda de conducție sau din banda de valență pe nivelele energetice ale impurităților.
- Absorbția pe purtători de sarcină liberi care constă în atenuarea energiei radiației incidente ca urmare a accelerării purtătorilor de sarcină liberă în câmpul electric al undei luminoase.
- Absorbția excitonică are loc sub acțiunea unui foton care determină apariția unei perechi legate electron-gol.
- Absorbția pe vibrațiile rețelei cristaline reprezintă interacțiunea radiației electromagnetice cu oscilațiile termice ale rețelei cristaline, interacțiuni care determină o atenuare a fluxului de fotoni în semiconductori. [1]

Absorbția intrinsecă sau fundamentală

În cazul acestui tip de absorbție fotonul are o energie suficientă pentru a trece un electron din banda de valență în banda de conducție, deci poate crea o pereche electron-gol. Pentru semiconductori, atunci când energia fotonilor incidenți devine egală sau mai mare decât lărgimea benzii interzise, coeficientul de absorbție α crește rapid într-un interval spectral mic, care definește marginea benzii de absorbție intrinsecă. Din studiul acesteia se pot obține informații atât despre lărgimea benzii interzise cât și despre structura benzilor energetice, adică despre stările electronice de la marginea inferioară a benzii de conducție, respectiv marginea superioară a benzii de valență, dar și despre caracterul și mărimea probabilităților de tranziție [1].

O importanță majoră în absorbția intrinsecă o are configurația benzilor energetice ale semiconducturilor. Pentru semiconductorii cu benzi directe sau aliniate (figura 2a), minimul benzii de conducție, caracterizat prin vectorul de undă $k_{\min}$ și maximum benzii de valență caracterizat prin $k_{\max}$ sunt dispuse în același punct al zonei Brillouin (de regula în punctul $k = 0$, astfel încât $k_{\min} = k_{\max}$). Exemple: InSb, CdS, CdSe, ZnO, etc. În cazul semiconducturilor cu benzi indirecte sau nealiniat (figura 2b) extremele benzilor de conducție și valență sunt situate la vectori de undă diferiți, $k_{\min} \neq k_{\max}$. Exemple: Ge, Si, în general majoritatea semiconducturilor.

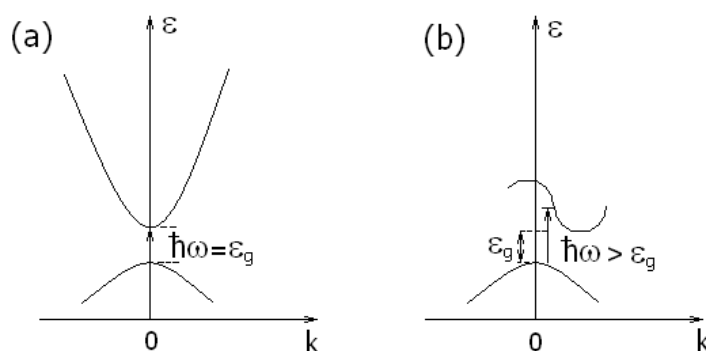


Figura 2. Semiconductori cu (a) benzi directe și (b) benzi indirecte [2]

Fotonul absorbit transmite electronului de valență doar energie, impulsul său fiind neglijabil în comparație cu cel al electronului, vectorul de undă al electronului rămâne neschimbat sub acțiunea radiației electromagnetice și se poate scrie egalitatea $\vec{k}_i = \vec{k}_f$, denumită regula de selecție a tranzițiilor electronice. Astfel sunt posibile numai tranziții directe (verticale) bandă-bandă. Dacă însă, în interacția dintre un foton și un electron intervine o a treia particulă, apare și posibilitatea unor tranziții indirecte bandă-bandă, iar interacțiunea electron-foton va fi însoțită de emisia sau de absorbția unui foton [1].

Absorbția intrinsecă la tranziții directe

Dacă semiconductorul are benzile de conducție și de valență sferic-simetrice, și vorbim despre tranziții directe, atunci trebuie respectată legea conservării energiei.

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i + \hbar\omega \quad (1)$$

ε_i este energia electronului înainte de a interacționa cu cuanta de lumină de energie $\hbar\omega$

ε_f este energia electronului după interacțiune

$$\varepsilon_i = \varepsilon_v - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_p^*} \quad (2)$$

$$\varepsilon_f = \varepsilon_c + \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m_n^*} \quad (3)$$

$$\text{Din (2) și (3) rezultă: } \hbar\omega = \varepsilon_c(\vec{k}) - \varepsilon_v(\vec{k}) = \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (4)$$

$$\varepsilon_g = \varepsilon_c(0) - \varepsilon_v(0) \text{ este lărgimea benzii interzise} \quad (5)$$

$$m_r^* = \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*} \text{ este masa efectivă redusă a electronului și a golului} \quad (6)$$

$$\text{Coeficientul de absorbție este: } \alpha = \frac{1}{l_f} = \frac{1}{v_f \tau_f} = g(\omega) \frac{n_r}{c} \quad (7)$$

$$g(\omega) = \frac{1}{\tau_f} \text{ este probabilitatea de absorbție a fotonului în unitatea de timp} \quad (8)$$

$v_f = \frac{c}{n_r}$ este viteza de mișcare a fotonului în substanța cu indicele de refracție n_r , iar c este viteza luminii în vid.

Probabilitatea de absorbție a unui foton cu energia cuprinsă între $\hbar\omega$ și $\hbar(\omega + d\omega)$ este: $g(\omega)d\omega = P(\omega)g_v(\varepsilon_i)d\varepsilon_i$ (9)

$P(\omega)$ este probabilitatea tranziției electronului, iar $g_v(\omega)$ este densitatea de stări din banda de valență cu $d\varepsilon_i = \frac{\hbar^2}{m_p^*} k dk$ (10)

Densitatea de stări din banda de valență este:

$$g_v(\varepsilon_i) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\varepsilon_v - \varepsilon_i)^{1/2} \quad (11)$$

Din (2), (3) și (4) rezultă:

$$(\varepsilon_v - \varepsilon_i)^{1/2} = \frac{\hbar k}{\sqrt{2m_p^*}}; \quad d\omega = \frac{\hbar^2}{m_r^*} k dk; \quad k = \frac{1}{\hbar} [2m_r^*(\hbar\omega - \varepsilon_g)]^{1/2} \quad (12)$$

Înlocuind în ecuația (9) ecuațiile (10) – (12) se obține:

$$g(\omega) = \frac{(2m_r^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^2} P(\omega) (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (13)$$

Deoarece probabilitatea pentru tranzițiile directe permise în vecinătatea lui $k = 0$ este constantă, coeficientul de absorbție poate fi scris sub forma:

$$\alpha_{dp} = A(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (14)$$

$$\text{unde } A \text{ este o constantă a cărei expresie este: } A = \frac{(2m_r^*)^{3/2} n_r}{\pi^2 \hbar^2 c} P(\omega) \quad (15)$$

Relația (15) este valabilă într-un interval limitat de valori $(\hbar\omega - \varepsilon_g)$ și exprimă o dependență liniară între α^2 și energia $\hbar\omega$ a fotonului. Când funcțiile de undă ale electronilor din banda de valență sunt construite pe baza orbitalilor s ai atomilor liberi, iar funcțiile de undă ale electronilor din banda de conducție sunt construite pe baza orbitalilor p au loc tranziții optice permise. Dacă însă, funcțiile de undă ale electronilor sunt construite cu ajutorul orbitalilor atomici d, atunci tranzițiile corespunzătoare sunt interzise. La tranziții interzise, pentru toți $k \neq 0$, avem: $P(\omega) = \text{const}(\hbar\omega - \varepsilon_g)$ (16)

Coeficientul de absorbție în cazul tranzițiilor directe interzise este dat de expresia:

$$\alpha_{di} = B(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2} \quad (17)$$

$$\text{unde } B = \frac{4}{3} \frac{q^2 (m_r^*)^{5/2}}{\pi^2 \hbar^2 c n_r m_n^* m_p^* \hbar\omega}.$$

Marginea absorbției fundamentale, pentru tranzițiile verticale, se determină pe baza relațiilor $\omega = \frac{\varepsilon_g}{\hbar}$ și $\lambda = \frac{hc}{\varepsilon_g}$.

Experimental ε_g poate fi calculat din formula $\varepsilon_g = \frac{1240}{\lambda}$ dacă se exprimă în eV.

Sumarizând datele obținute până acum, coeficientul de absorbție se poate scrie sub forma: $\alpha = \alpha_0 (\hbar\omega - \varepsilon_g)^r$, unde α_0 este o constantă, iar r poate avea valori cuprinse între $\frac{1}{2}$ (pentru tranziții directe permise) și $3/2$ (pentru tranziții directe interzise).

Absorbția intrinsecă la tranziții indirecte

Regulile de selecție permit și efectuarea, cu probabilitate mică, a tranzițiilor indirecte, acestea jucând însă un rol important atunci când tranzițiile directe nu sunt posibile. Legea de conservare a impulsului cere ca aceste tranziții indirecte să se realizeze prin interacția electronului atât cu câmpul radiației cât și cu oscilațiile rețelei. Astfel, o tranziție indirectă, din

starea inițială ε_i din BV în starea finală ε_f în BC, poate avea loc printr-o tranziție directă urmată de o altă tranziție în care se absoarbe sau se emite un fonon de energie $\varepsilon_{fonon} = \hbar\omega_{fonon}$.

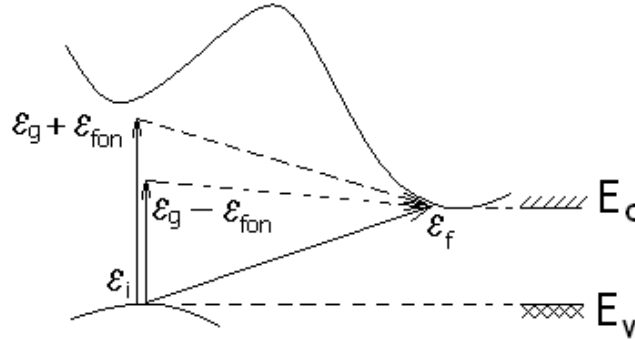


Figura 3. Reprezentarea schematică a tranzițiilor directe și indirecte

Ambele procese posibile sunt caracterizate prin legile de conservare a energiei (18), prima expresie fiind valabilă în cazul emisiei unui fonon, iar a doua în cazul absorbției:

$$\hbar\omega_e = \varepsilon_f - \varepsilon_i + \varepsilon_{fon} \quad (18)$$

$$\hbar\omega_a = \varepsilon_f - \varepsilon_i - \varepsilon_{fon}$$

Coeficientul de absorbție este proporțional cu integrala după toate perechile de stări posibile dispuse între energiile $\hbar\omega \mp \varepsilon_{fonon}$ din produsul stărilor inițiale și finale, precum și cu probabilitatea de interacție cu fononii, $P(N_{fonon})$.

$$\alpha(\hbar\omega) \sim P(N_{fon}) \int_0^{-(\hbar\omega - \varepsilon_g \mp \varepsilon_{fon})} \varepsilon_i^{1/2} (\hbar\omega - \varepsilon_g \mp \varepsilon_{fon} + \varepsilon_i)^{1/2} d\varepsilon_i \quad (19)$$

unde $N_{fon} = \left[e^{\frac{\varepsilon_{fon}}{k_B T}} - 1 \right]^{-1}$ este concentrația fononilor. Coeficientul de absorbție se poate scrie

$$\text{astfel: } \alpha_a(\hbar\omega) = \frac{A(\hbar\omega - \varepsilon_g + \varepsilon_{fon})^2}{e^{\frac{\varepsilon_{fon}}{k_B T}} - 1}, \text{ pentru } \hbar\omega > \varepsilon_g - \varepsilon_{fon}. \quad (20)$$

Cum probabilitatea de emisie a fononului este proporțională cu $N_{fonon} + 1$, coeficientul de absorbție în cazul tranzițiilor cu emisia fononilor, este:

$$\alpha_e(\hbar\omega) = \frac{A(\hbar\omega - \varepsilon_g + \varepsilon_{fon})^2}{1 - e^{-\frac{\varepsilon_{fon}}{k_B T}}} \quad (21)$$

Deoarece pentru $\hbar\omega > \varepsilon_g + \varepsilon_{fon}$ sunt posibile procese atât cu emisia cât și cu absorbția fononilor, coeficientul de absorbție pentru tranzițiile indirecte are doi termeni, corespunzători absorbției și emisiei fononului.

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_a(\hbar\omega) + \alpha_e(\hbar\omega) \quad (22)$$

În cazul tranzițiilor indirecte, care implică trei particule, electronul, fotonul și fononul, coeficientul de absorbție a luminii este mai mic decât la tranzițiile directe.

Exemple

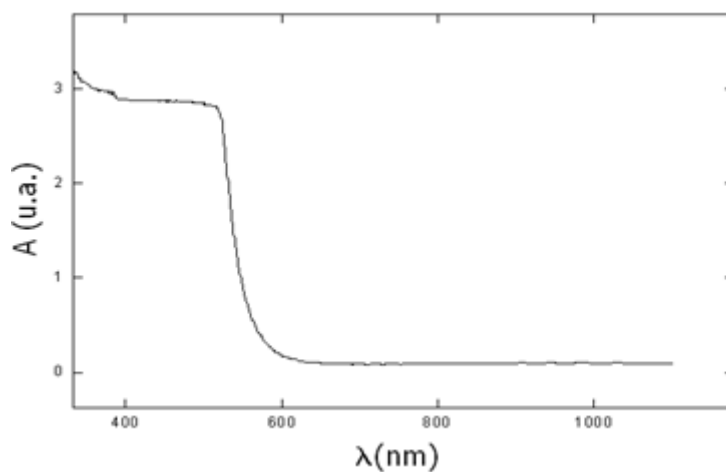


Figura 4. Spectrul de absorbție pentru un strat subțire de ITO/CdS

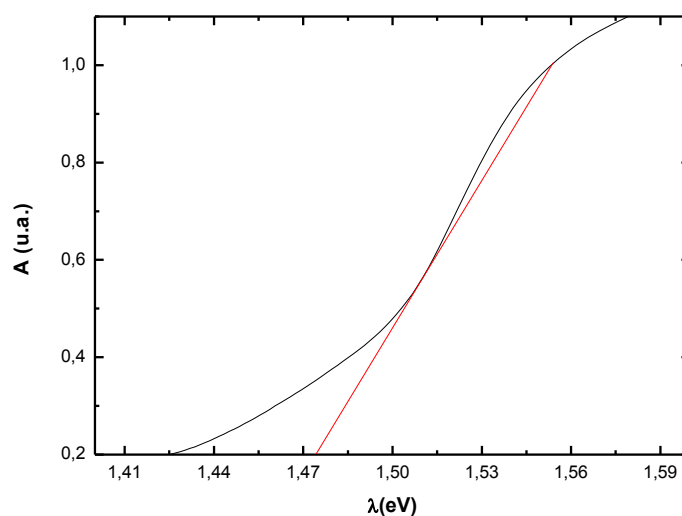


Figura 5. Determinarea lărgimii benzii interzise pentru un strat subțire de ITO/CdTe

Ambele spectre de absorbție au fost trasate cu spectrofotometrul UV/VIS PerkinElmer – Lambda 35. Domeniul spectral pentru care au fost realizate caracterizările optice este 190 – 1100 nm. Pe axa Y este absorbanța și deoarece este o mărime arbitrară este exprimată în unități arbitrare (u.a.), iar pe axa X regăsim lungimea de undă exprimată în nanometri (figura 4) și în eV (figura 5).

Pentru a putea determina coeficientul de absorbție al celor două probe este nevoie să cunoaștem grosimea stratului subțire depus, între cele două mărimi existând o relație directă:

$\alpha = \frac{A}{d}$, unde A este absorbanta, iar d este grosimea stratului subțire depus.

Absorbția extrinsecă (pe impurități)

Acest tip de absorbție apare în semiconductorii cu impurități cu o energie de activare mai mică decât cea a benzii interzise. Fotonii cu energie inferioară pragului de absorbție intrinsecă pot induce saltul electronilor de pe nivelele de impurități donoare în banda de conducție sau din banda de valență pe nivelele de impurități acceptoare.

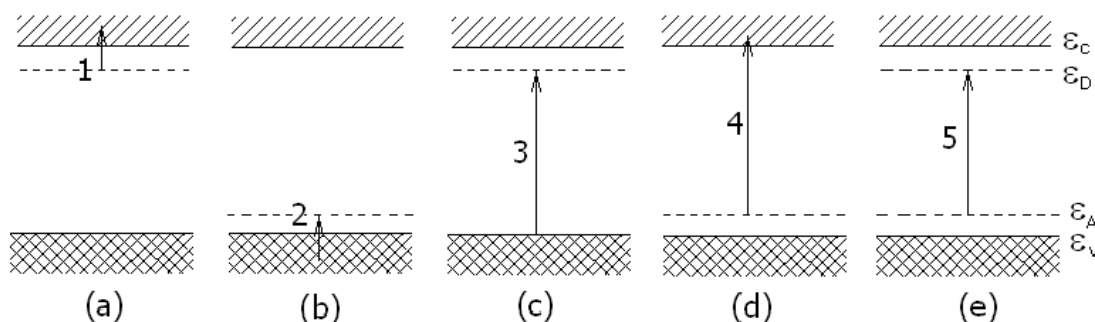


Figura 6. Reprezentarea schematică a tranzițiilor optice în cazul absorbției pe impurități

- (a) – tranziții donor neutru – bandă de conducție;
- (b) – tranziții bandă de valență – acceptor neutru;
- (c) – tranziții bandă de valență – donor ionizat;
- (d) – tranziții acceptor ionizat – bandă de conducție;
- (e) – tranziții acceptor neutru – donor ionizat.

Tranzițiile 1 și 2 se realizează în domeniul spectral al lungimilor de undă mari (infraroșu îndepărtat), în timp ce tranzițiile 3, 4 și 5 se realizează într-un domeniu spectral apropiat de pragul absorbției intrinseci. Absorbția extrinsecă este corelată cu probabilitatea de tranziție care se poate determina cunoscând funcția de undă a electronului de pe nivelul de impuritate. Dacă se folosește modelul hidrogenoid și se rezolvă ecuația lui Schrödinger pentru stările de impuritate (donoare), valoarea energiei acestora exprimată în eV este de forma:

$$\Delta\epsilon_D = \epsilon_c - \epsilon_D = \frac{13,58}{\epsilon^2} \cdot \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \cdot \frac{1}{n^2} \quad (23)$$

unde $n = 1, 2, 3, \dots$ este numărul cuantic principal. Funcția de undă $\Psi_D(\vec{r})$ a stării donoare se poate scrie ca o combinație liniară a funcțiilor de undă pentru stările din banda de conducție $\Psi_k^n(\vec{r})$, iar componenta ei radială va avea forma:

$$F(r) = (\text{const} / a_n^{3/2}) \cdot e^{-r/a_n} \quad (24)$$

în care $a_n = a_B (m_0 / m_n^*) \epsilon n^2$ este raza efectivă Bohr de ordinul n . Ca urmare, dependența de coordonata r a funcției de undă va fi:

$$\Psi_D(\vec{r}) \sim \varphi_0(\vec{r}) \cdot F(r) \quad (25)$$

unde $\varphi_0(\vec{r})$ este o funcție periodică de constanta rețelei. Starea fundamentală a impurității va fi localizată în interiorul unei sfere de rază egală cu raza efectivă Bohr, a_n , iar din relația de incertitudine $\Delta p \cdot \Delta x \cong \hbar$, rezultă că domeniul de localizare a stării donoare în spațiul $\vec{k}$ va fi dat de relația:

$$\Delta k \cong \frac{1}{2a_n} \quad (26)$$

Odată cu creșterea numărului cuantic principal n , regiunea de localizare în spațiul $\vec{k}$ se va micșora, astfel că spectrul de absorbție va avea următoarea structură: picul mai larg din domeniul energiilor mari ale fotonilor incidenți corespunde tranzițiilor de pe nivelul donor din starea fundamentală în banda de conducție, în timp ce pentru energii mai mici ale fotonilor se observă picuri mai ascuțite, care corespund stărilor excitate.

Dacă în semiconductor există atât impurități donoare, cât și impurități acceptoare, poate avea loc fenomenul de compensare totală sau parțială a acestora, chiar la temperaturi foarte coborâte. Electronii pot trece de pe acceptorii ionizați pe donorii ionizați sub acțiunea fotonilor cu energie corespunzătoare, atât acceptorii, dar și donorii devenind astfel neutri. Interacțiunea coulombiană donor ionizat-acceptor ionizat determină apariția unui spectru larg de stări posibile. Spectrul de absorbție se va particulariza, picurile de absorbție se vor suprapune formând o bandă de absorbție pentru perechile donor-acceptor separate prin distanțe mari, în vreme ce pentru perechile donor-acceptor separate prin distanțe mai mici spectrul de absorbție va fi discret. În mod obișnuit, absorbția extrinsecă se cercetează la concentrații ale impurităților mai mari decât 10^{15} atomi/cm³ și la temperaturi joase, pentru a preveni ionizarea termică a impurităților.

În concluzie, coeficientul de absorbție extrinsecă se poate scrie:

$$\alpha_{ex} = \alpha_0 N_I \quad (27)$$

fiind proporțional cu concentrația atomilor de impurități neionizate termic, dar care pot fi ionizate ca urmare a absorbției unui foton [1]. Factorul de proporționalitate α_0 reprezintă secțiunea transversală a absorbției și depinde de tipul impurității și de lungimea de undă a radiației absorbite.

Absorbția pe purtători de sarcină liberi

Purtătorii de sarcină liberi se pot deplasa liber în interiorul unei benzi energetice și pot fi influențați de acțiunea unor factori externi. Absorbția prezintă un spectru continuu, coeficientul de absorbție fiind proporțional cu λ^p , unde λ este lungimea de undă a radiației incidente, iar $p = 1,5 \div 3,5$ în funcție de mecanismul de împrăștiere a purtătorilor de sarcină. Prin absorbția unui foton, electronul trece într-o stare cu energie mai mare din aceeași bandă energetică, dar tranzițiile intrabandă sub acțiunea luminii necesită o interacție suplimentară, pentru a putea fi îndeplinită legea de conservare a cvasiimpulsului, și anume fie o interacție cu fononii, fie cu impuritățile ionizate. Studiul absorbției pe purtători de sarcină liberi implică modele cuantice similare cu cele din cazul tranzițiilor indirecte.

Coeficientul de absorbție pe purtătorii de sarcină liberi va fi proporțional cu concentrația lor și va depinde prin r de mecanismul de împrăștiere:

$$\alpha \cong n_0 \lambda^{r+2} \quad (28)$$

În cazul general, coeficientul de absorbție pe purtători liberi se exprimă prin suma:

$$\alpha = \alpha_{ac} + \alpha_{op} + \alpha_{ion} + \alpha_{dc}$$

(29)

unde $\alpha_{ac}, \alpha_{op}, \alpha_{ion}$ sunt coeficienții de absorbție condiționați de împrăștierea electronilor pe fononii acustici, pe fononii optici și pe centrii de impurități ionizate. Mărimea α_{dc} este legată de împrăștierea electronilor pe defecte complexe care se pot forma la creșterea cristalelor, la prelucrarea mecanică a suprafeței, sub acțiunea radiațiilor de mare energie.

În cazul împrăștierii purtătorilor de sarcină pe fononi acustici $r = -1/2$, iar:

$$\alpha_{ac} = C_{ac} \lambda^{3/2} \quad (30)$$

unde C_{ac} este o constantă care nu depinde de lungimea de undă a luminii excitante. Dependența este adevărată pentru cuante de lumină a căror energie este mult mai mare decât energia termică a electronului, $\hbar\omega > k_B T$. Dacă $\hbar\omega \ll k_B T$, atunci pentru orice mecanism de împrăștiere a purtătorilor liberi avem o dependență de forma $\alpha \sim \lambda^2$.

La împrăștierea pe fononi optici, dacă energia cuantelor de lumină este mult mai mare decât energia medie a electronilor, coeficientul de absorbție va fi:

$$\alpha_{op} = C_{op} \lambda^{5/2} \quad (31)$$

În semiconductorii dopați însă, rolul cel mai important îl joacă împrăștierea purtătorilor pe impuritățile ionizate, caz în care, la frecvențe mari se poate scrie relația:

$$\alpha_{ion} = C_{ion} \lambda^{7/2} \quad (32)$$

În concluzie, coeficientul de absorbție pe purtători de sarcină liberi, se poate scrie sub forma generală:

$$\alpha = C_{ac} \lambda^{3/2} + C_{op} \lambda^{5/2} + C_{ion} \lambda^{7/2} \quad (33)$$

Studiul absorbției selective pe purtători de sarcină liberi duce la obținerea de informații referitoare la structura de benzi energetice din cristale, iar din punct de vedere aplicativ servește la fundamentarea tehnologiei de construcție a detectorilor și modulatorilor de radiație infraroșie.

Determinarea grosimii stratului probei semiconductoare

Cunoașterea grosimii probei investigate este foarte utilă în investigarea proprietăților optice și electrice ale materialelor. Una din metodele de determinare rapidă, exactă și nedistructivă a grosimii materialului o reprezintă *tehnica franjelor de interferență* descrisă de către Carl și Wimpfheimer, metodă utilizată atât în spectroscopia în infraroșu cât și în cea ultra-violet/vizibil.

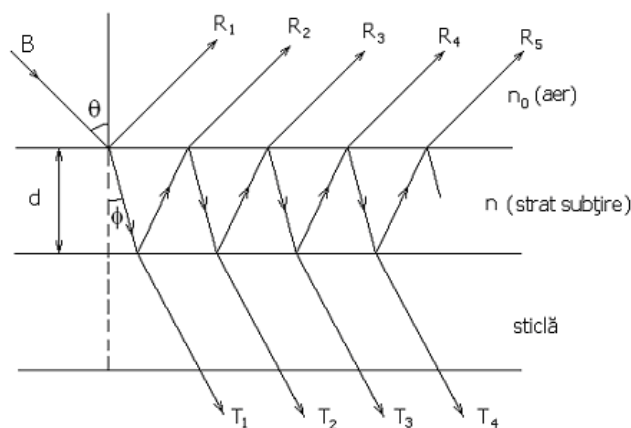


Figura 7. Schema optică pentru explicarea teoriei franjelor de interferență

Fasciculul de lumină incidentă (B) pe strat sub unghiul θ suferă fenomene multiple de reflexie și refracție atât pe suprafața superioară cât și pe cea inferioară a stratului. Intensitatea rezultantă a razelor emergente la o anumită lungime de undă se exprimă în funcție de diferența de fază dintre razele reflectate la interfața aer/strat și razele reflectate la interfața strat/substrat. Razele reflectate în aer vor interfera, iar dacă lungimea de undă a luminii incidente este modificată continuu, atunci câmpul de interferență va fi format dintr-o serie continuă de maxime (interferență constructivă) și de minime (interferență distructivă).

Diferența de drum optic δ dintre raza incidentă și cea reflectată are expresia:

$$\delta = 2nd \cos \phi + \frac{\lambda}{2} \quad (34)$$

unde: n este indicele de refracție al stratului, d este grosimea stratului, ϕ este unghiul de refracție și λ este lungimea de undă, iar condiția de maxim va fi:

$$2nd \cos \phi = n_i \lambda \quad (35)$$

Scriind ultima relație pentru două lungimi de undă λ_1 și λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$) și notând cu N numărul de franje dintre λ_1 și λ_2 , se obține relația pentru grosimea stratului investigat:

$$d = \frac{N\lambda_1\lambda_2 C}{2n(\lambda_2 - \lambda_1) \cos \phi} = \frac{N\lambda_1\lambda_2 C}{2(\lambda_2 - \lambda_1) \sqrt{(n^2 - \sin^2 \theta)}} \quad (36)$$

Factorul $C = 10 \text{ Å/nm}$ permite exprimarea lungimilor de undă în nm, iar grosimea stratului în Å.

Exemplu

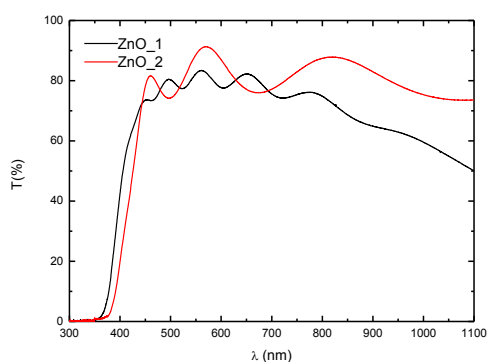


Figura 8. Spectrele de transmisie a unor probe de ZnO [2]

Grosimea determinată experimental pentru ZnO_1 a fost de 513 nm, iar pentru ZnO_2 a fost de 430 nm.

Sfera integratoare

Acest accesoriu (figura 9) se utilizează pentru a amplifica intensitatea radiației reflectate dacă aceasta este prea slabă. Având un diametru de 50 mm, sfera integratoare are rolul de a integra spațial fluxul radiant. Radianța suprafeței interioare a sferei se obține ținând cont de doi parametri: amplificarea și radianța medie.

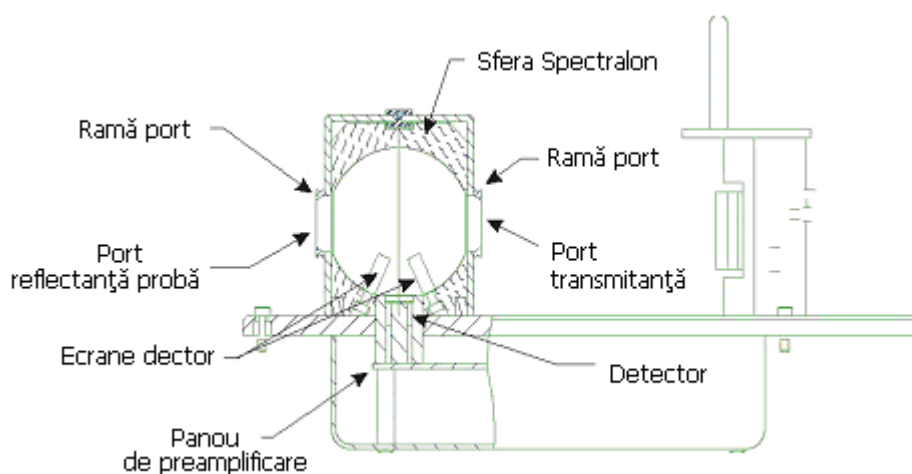


Figura 9. Construcția sferei integratoare

Dacă sunt considerate două suprafețe elementare care fac schimb de radiație, factorul de schimb, $dF_{d_1-d_2}$, reprezentând energia care pleacă din dA_1 și ajunge în dA_2 este:

$$dF_{d_1-d_2} = \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad (37)$$

unde: θ_1 și θ_2 sunt unghiurile măsurate față de normalele suprafețelor.

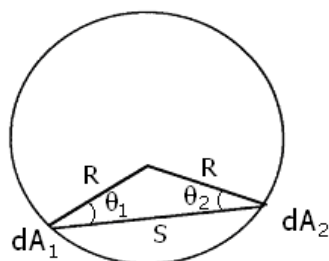


Figura 10. Elementele de arie din interiorul unei sfere cu suprafața difuză

$$S = 2R \cos \theta_1 = 2R \cos \theta_2 \text{ de unde reiese că: } dF_{d_1-d_2} = \frac{dA_2}{4\pi R^2} \quad (38)$$

Relația (38) exprimă faptul că fluxul de radiație primit de suprafața dA_2 , din orice punct al sferei, este același oriunde ar fi localizată această arie pe suprafața interioară a sferei.

Dacă suprafața infinitesimală dA_1 schimbă radiație cu o suprafață finită A_2 atunci ecuația (38) devine:

$$F_{1-2} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{A_2} dA_2 = \frac{A_2}{4\pi R^2} = \frac{A_2}{A_s} \quad (39)$$

Lumina incidentă pe o suprafață difuză crează prin reflexie o sursă de lumină virtuală, iar radianța suprafeței reprezintă densitatea de flux energetic din unitatea de unghi solid. Pentru obținerea radianței unei sfere integratoare iluminată intern se pleacă de la expresia radianței, L , a unei suprafețe difuze pentru un flux incident Φ_i .

$$L = \frac{\Phi_i \rho}{\pi A} \quad (\text{W/m}^2/\text{sr}) \quad (40)$$

unde: ρ este reflectanța, A este aria iluminată și π unghiul solid proiectat de suprafață. Pentru sfera integratoare, expresia radianței trebuie să țină seama de reflexiile multiple ale suprafeței și de pierderile prin orificiile de intrare și ieșire ale fluxului luminos. Dacă avem o sferă cu portul de intrare de arie A_i și cel de ieșire A_e , cantitatea de flux incident pe întreaga suprafață a sferei este:

$$\Phi_{tot} = \Phi_i \rho \left(\frac{A_s - A_i - A_e}{A_s} \right) \quad (41)$$

Dacă $f = (A_i + A_e)/A_s$ este fracția port atunci cantitatea de flux incident pe întreaga suprafață a sferei, după o singură reflexie, devine:

$$\Phi_{tot} = \Phi_i \rho (1 - f) \quad (42)$$

$$\text{iar după a doua reflexie: } \Phi_{tot} = \Phi_i \rho^2 (1 - f)^2 \quad (43)$$

$$\text{iar după } n \text{ reflexii: } \Phi_{tot} = \Phi_i \rho (1 - f) \{ 1 + \rho(1 - f) + \dots + \rho^{n-1}(1 - f)^{n-1} \} \quad (44)$$

ceea ce reprezintă o serie de puteri, care prin extindere la infinit și în ipoteza că $\rho(1 - f) < 1$ duce la:

$$\Phi_{tot} = \frac{\Phi_i \rho (1 - f)}{1 - \rho(1 - f)} \quad (45)$$

Ecuația (45) indică faptul că datorită reflexiilor multiple în interiorul cavității, fluxul incident total pe suprafața sferei este mai mare decât fluxul de intrare. Radianța suprafeței sferei este:

$$L_s = \frac{\Phi_i}{\pi A_s (1 - f)} \cdot \frac{\rho(1 - f)}{1 - \rho(1 - f)} = \frac{\Phi_i}{\pi A_s} \cdot \frac{\rho}{1 - \rho(1 - f)} = \frac{\Phi_i}{\pi A_s} M \quad (46)$$

Ecuația (46) este utilizată la determinarea radianței sferei integratoare pentru un flux de intrare dat, în funcție de diametrul sferei, reflectanță și de fracția port. Se observă că radianța descrește cu creșterea diametrului sferei. Factorul adimensional M , se numește factor de amplificare și modelează creșterea radianței datorită reflexiilor multiple.

$$M = \frac{\rho}{1 - \rho(1 - f)} \quad (47)$$

În cazul unei sfere integratoare reale, distribuția radianței în interiorul acesteia va depinde de distribuția fluxului incident, de detaliile geometrice ale modelului și de distribuția funcției reflectanță pe învelișul sferei, ca de altfel pe fiecare suprafață a fiecărui dispozitiv montat pe deschiderea port sau în interiorul sferei.