

2.3.3. Corespondența clasic → cuantic

Corespondența clasic – cuantic ne permite să construim diagramele de amplitudine de probabilitate plecând de la descrierea clasică a proceselor neliniare. Regulile de corespondență clasic → cuantic sunt rezultatul câtorva ani de practică. Aceste reguli sunt foarte clare pentru procesele neliniare care conduc la generarea unui nou câmp pornind de la cele prezente inițial în mediu.

Punctul de plecare îl constituie expresia polarizației neliniare calculată sau dată în cadrul electrodinamicii clasice. Pentru aceasta ne va preocupa o componentă Fourier a polarizației (de frecvență nenulă pentru a da sens noțiunii de fotoni) și în particular a termenilor dezvoltării sale în puteri ale câmpului electric. Astfel, se caută să se atribuie unui termen o diagramă cuantică, având ca element de plecare amplitudinile complexe ale câmpurilor care intervin în expresia respectivă. Se respectă regulile:

- Amplitudinea unui câmp corespunde la absorbția unui foton în modul asociat, în conformitate cu corespondența $E_n^0 \leftrightarrow \hat{a}_n$, menționată anterior.
- Complex conjugata amplitudinii unui câmp corespunde la emisia unui foton în modul asociat, în conformitate cu corespondența $E_n^{0*} \leftrightarrow \hat{a}_n^+$, menționată anterior.
- Componenta polarizației în ansamblul său corespunde la emisia unui foton în modul asociat.
- Ordinea în care intervin aceste absorbții și emisii nu este determinată. Totodată, dintre toate posibilitățile considerate a priori, diagramele contribuie cu atât mai mult cu cât ele sunt mai rezonante. În plus, se ajunge în mod curent ca ordinul în care intervin componentele câmpului în polarizație să aibă un sens fizic precis. Atunci, trebuie să restrângem diagramele respectând această ordine.
- Ca procedeu de verificare, se poate controla ca intensitatea câmpului radiat de componenta de polarizație, calculată plecând de la ecuația undelor neliniară, să fie coerentă cu schimburile de energie între câmp și mediu descrise de diagrama cuantică.
- Toate diagramele susceptibile de a contribui (după ce s-au neglijat diagramele nerezonante față de cele rezonante) la calculele făcute, precum și fazele lor, dau sigure o descriere completă a unui proces neliniar.

În cazul proceselor neliniare care conduc la absorbția unei unde prezentă inițial în mediu, regulile enunțate se aplică, în general, cu condiția de a schimba rolurile absorbției și emisiei. Regulile amintite trebuie manipulate cu precauție în cazul în care avem efecte neliniare de modificare de indice de refracție și de amplificare a unui câmp prezent inițial în mediu. Acest lucru se impune în special când pătratul modului amplitudinii unui câmp figurează în componenta de polarizație. Se remarcă faptul că, de fapt, în toate situațiile întâlnite intuiția fizică este cel mai bun ghid.

2.3.4. Interpretarea cuantică a condiției de acord de fază

Condiția de acord de fază (2.66), discutată în §2.2.4 D, care condiționează eficacitatea unui proces neliniar, posedă o interpretare cuantică

foarte sugestivă. Considerând generarea unui câmp de frecvență ω_r și de vector de undă \bar{k}_r de către componenta de polarizație $P_j^{0(p)}(\omega_r)$, această generare poate fi considerată ca un proces de difuzie cu absorbție de p fotoni de frecvențe ω_{n_k} și de vectori de undă \bar{k}_{n_k} (cu convenția ca absorbția unui foton de frecvență negativă să corespundă, de fapt, la emisia unui foton de frecvență pozitivă corespunzătoare) și emisia unui foton de frecvență ω_r și de vector de undă \bar{k}_r . Conservarea energiei impune condiția (2.56).

Presupunem că doi atomi A și B , care se află inițial în starea fundamentală $|a\rangle$, centrele lor de masă având impulsurile $\hbar\bar{K}_A$ și, respectiv $\hbar\bar{K}_B$, contribuie la un astfel de proces. Starea inițială a radiației corespunde la N_{n_k} fotoni în modurile ω_{n_k} , \bar{k}_{n_k} și 0 fotoni în modul ω_r, \bar{k}_r , astfel încât pentru sistemul global {atom + câmp}, starea inițială este:

$$|i\rangle = |a; \bar{K}_A\rangle \otimes |b; \bar{K}_B\rangle \otimes |N_{n_k} \bar{k}_{n_k}; 0 \bar{k}_r, \omega_r\rangle. \quad (2.78)$$

În cazul în care crearea fotonului ω_r, \bar{k}_r rezultă din interacția cu atomul A , starea finală a procesului este:

$$|f\rangle = |a; \bar{K}_A + \Delta\bar{k}\rangle \otimes |b; \bar{K}_B\rangle \otimes \left| \left(N_{n_k} - \frac{n_k}{|n_k|} \right) \bar{k}_{n_k} \omega_{n_k}; l \bar{k}_r, \omega_r \right\rangle, \quad (2.79)$$

unde atomul A a primit impulsul $\Delta\bar{k} = \bar{K}_r - \bar{k}_r$, deoarece impulsul total al sistemului {atom + câmp} se conservă în cursul procesului (2.76). Dacă, în schimb, emisia fotonului ω_r, \bar{k}_r rezultă din interacția cu atomul B , acesta din urmă suferă efectul de recul și starea finală a procesului va fi:

$$|f'\rangle = |a; \bar{K}_A\rangle \otimes |b; \bar{K}_B + \Delta\bar{k}\rangle \otimes \left| \left(N_{n_k} - \frac{n_k}{|n_k|} \right) \bar{k}_{n_k} \omega_{n_k}; l \bar{k}_r, \omega_r \right\rangle. \quad (2.80)$$

Când $\Delta\bar{k} \neq 0$, cele două stări finale $|f\rangle$ și $|f'\rangle$ sunt diferite, astfel că probabilitatea de emisie a unui foton ω_r, \bar{k}_r este suma probabilităților obținute pentru fiecare atom. În schimb, când $\Delta\bar{k} = 0$, starea finală a procesului de difuzie este aceeași ca a atomului difuzor, fie A sau B . Atunci nu este posibil să se precizeze care atom a emis fotonul ω_r, \bar{k}_r . Pentru a găsi probabilitatea de emisie, trebuie să se adune amplitudinile de difuzie pentru fiecare atom înainte de a lua modulul la pătrat. Dacă amplitudinile de difuzie sunt în fază, rezultă o probabilitate de emisie dublă în direcția pentru care $\Delta\bar{k} = 0$, direcție care nu este alta decât $\bar{k}_r = \bar{K}_r$.

Acest raționament se poate extinde la un număr oarecare N_{at} de atomi. Emisia undei ω_r, \bar{k}_r în direcția $\bar{k}_r = \bar{K}_r$ va rezultă din contribuție

coerentă a diverșilor atomi și crește de N_{at}^2 ori, pe când emisia în alte direcții crește liniar cu N_{at} . Astfel, utilizând formalismul cuantic, se regăsesc toate caracteristicile precedente menționate cu privire la acordul de fază în §2.2.4. D. Însă, în cazul descrierii cuantice, interpretarea fizică este diferită, acordul de fază apărând ca o condiție de conservare a impulsului atomilor în cursul procesului de difuzie, acesta garantând indiscernabilitatea lor și coerenta contribuțiilor lor la procesul neliniar.

În sfârșit, remarcăm faptul că această *condiție de acord de fază* nu trebuie să fie realizată în mod obligatoriu pentru ca *procesul neliniar* să aibă loc. Însă, realizarea acesteia garantează o eficacitate maximală a fenomenului neliniar.

2.4. Recapitulare asupra problemelor importante enunțate în principiile de bază

Se cuvine ca în încheierea acestui capitol să rezumăm cele mai importante probleme care au rezultat din prezentarea făcută.

O primă constatare este aceea că *la intensități mari ale radiațiilor laser, răspunsul materialelor la câmpul electric nu mai este liniar*. Răspunsul neliniar care apare se explică prin apariția în mediu a unei polarizații electrice care este o funcție neliniară de componentele carteziane ale amplitudinii câmpului electric.

Al doilea rezultat important privește *legătura dintre câmpul electric și polarizația neliniară a mediului*, care se exprimă cu ajutorul tensorilor susceptibilităților neliniare. Aceste susceptibilități neliniare descriu sub o formă globală proprietățile neliniare ale unui mediu (material), care își au originea, de fapt la nivelul microscopic, adică la nivelul atomilor sau moleculelor care constituie materialul. Cu toate că tensorii respectivi posedă apriori un număr mare de componente, ei sunt caracterizați printr-un număr mic de parametri independenți ținând seama de proprietățile de simetrie. În plus, orice mediu care posedă simetrie de inversie nu posedă neliniarități de ordin par.

Al treilea rezultat deosebit se referă la *descrierea propagării câmpului electric într-un mediu neliniar cu ajutorul unui sistem de ecuații diferențiale cuplate* care au forma unei ecuații a undelor cu termen sursă proporțional cu o componentă de polarizație neliniară. Cu ajutorul aproximărilor, sistemul respectiv de ecuații se poate reduce în practică. Cea mai folosită este *aproximația de anvelopă lent variabilă*. *Condiția de acord de fază* permite să se reducă numărul de ecuații cuplate

și, mai ales, asigură generarea eficace a unui câmp plecând de la o componentă de polarizație.

În sfârșit, *reprezentarea fenomenelor neliniare în cadrul electrodinamicii cuantice permite, adesea, să se ușureze înțelegerea fizică a proceselor puse în joc în răspunsul neliniar al mediului.* Există câteva reguli simple care permit să se determine diagramele cuantice asociate diferitelor componente ale polarizației neliniare care sunt calculate sau date în cadrul electrodinamicii clasice. Se remarcă, de asemenea, că în formalismul cuantic *interpretarea fizică a condiției de acord de fază* corespunde condiției de *conservare a impulsului constituenților elementari ai materialului* în cursul procesului neliniar.