

Fig. 4.11.

Cu toate că undele pereche incidente la frecvențele ω_1 și ω_2 produc polarizării neliniare la frecvențele $0, 2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2$ și $\omega_1 - \omega_2$, toate aceste unde nu sunt în mod necesar generate, deoarece trebuie să satisfacă anumite condiții adiționale (de exemplu, *acordul de fază*).

În cazul *acordului de fază*, dacă undele (1) și (2) sunt unde plane cu vectorii de undă \bar{k}_1 și \bar{k}_2 , astfel încât:

$$E(\omega_1) = A_1 \exp[-i\bar{k}_1 \bar{r}]$$

și

$$E(\omega_2) = A_2 \exp[-i\bar{k}_2 \bar{r}],$$

atunci, în concordanță cu (4.34), avem:

$$P_{NL}(\omega_3) = 2dE(\omega_1)E(\omega_2) = 2dA_1A_2 \exp[-i\bar{K}_3 \bar{r}], \quad (4.36)$$

de unde rezultă *condiția de acord de frecvență*

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (4.37)$$

și *condiția de acord de fază*

$$\bar{K}_3 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2. \quad (4.38)$$

Din cele expuse, rezultă că mediul acționează ca o sursă de lumină de frecvență $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, cu o amplitudine complexă proporțională cu $\exp[-i\bar{K}_3 \bar{r}]$, radiind o undă de vector de undă $\bar{K}_3 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2$ (figura 4.12). Ecuația (4.38) poate fi privită ca o condiție de acord de fază între fronturile undelor celor trei unde, aceasta fiind analoagă cu condiția de acord de frecvență $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Deoarece argumentul funcției de undă complexă este $\omega t - \bar{k} \bar{r}$, cele două condiții (4.37) și (4.38) asigură atât acordul de fază temporală, cât și acordul de fază spațială a celor trei unde, ambele fiind necesare pentru ca ele să sufere o interacție mutuală pe durata de timp și regiuni ale spațiului extinse.

De exemplu, dacă cele trei unde se propagă în aceeași direcție, condiția de acord de fază este înlocuită cu ecuația scalară

$$n \frac{\omega_3}{c} = n \frac{\omega_1}{c} + n \frac{\omega_2}{c},$$

care este satisfăcută în mod automat, dacă $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. În acest caz, acordul de frecvență asigură acordul de fază. Totuși, deoarece aproape toate materialele sunt dispersive, cele trei unde considerate se propagă cu viteze diferite care corespund, de

fapt, la indici de refracție diferiți, n_1 , n_2 și n_3 . Atunci, condiția de acord de fază este:

$$\frac{n_3\omega_3}{c} = \frac{n_1\omega_1}{c} + \frac{n_2\omega_2}{c}, \quad (4.39)$$

din care se obține:

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2. \quad (4.40)$$

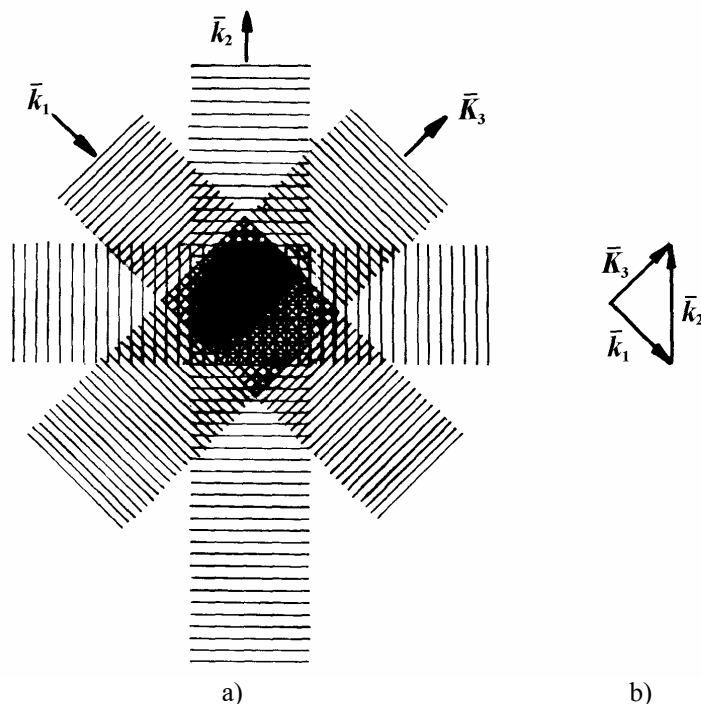


Fig. 4.12.

În cazul acesta, condiția de acord de fază (4.40) este independentă de condiția de acord de frecvență

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2. \quad (4.41)$$

Ca atare, ambele condiții (4.40) și (4.41) trebuie să fie satisfăcute simultan. Aceasta necesită un control foarte precis al indicilor de refracție la cele trei frecvențe. Acest control este posibil, fie printr-o selecție corespunzătoare a polarizației (v. §.4.1.1.A), fie prin controlul temperaturii.

Considerăm cazul a două unde optice de frecvențe unghiulare ω_1 și ω_2 care se propagă printr-un mediu neliniar de al doilea ordin. Dintre toate polarizațiile de diferite frecvențe, presupunem că numai componenta la frecvența $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ satisface condiția de acord de fază (figura 4.13). Celelalte frecvențe nu pot fi suportate de mediu, deoarece se presupune că ele nu satisfac condiția de acord de fază.

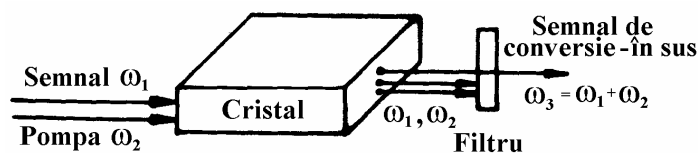


Fig. 4.13.

O dată ce unda 3 este generată, ea interacționează cu unda 1 și generează o undă la frecvența diferență $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. În mod clar, condiția de fază pentru această interacție este de asemenea satisfăcută. Undele 2 și 3 se combină în mod similar și radiază la frecvența unghiulară ω_1 . Prin urmare, cele trei unde suferă cuplaje mutuale în care fiecare pereche de unde interacționează și contribuie la a treia undă. Procesul respectiv este numit *amestec de trei unde*.

Amestecul a două unde nu este, în general, posibil. Două unde de frecvențe arbitrare ω_1 și ω_2 nu pot fi cuplate fără sprijinul unei a treia unde. Amestecul a două unde poate avea loc numai în cazul degenerat, $\omega_2 = 2\omega_1$, în care armonica a doua a undei 1 contribuie la unda 2; și subarmonica $\frac{\omega_2}{2}$ a undei 2, care este la diferența de frecvență $\omega_2 - \omega_1$, contribuie la unda 1.

4.2.2. Amestecul a trei unde ca interacție parametrică⁽⁵⁾

A. Amestecul parametric. Amplificarea parametrică

Amestecul a trei unde este cunoscut ca fiind o *interacție parametrică*. Aceasta ia o varietate de forme, depinzând care din cele trei unde este provenită de la mediul din exterior și care este extrasă cu eficiență. În figurile 4.13, 4.14 și 4.15 este ilustrat acest lucru.

În figura 4.13, undele 1 și 2 sunt amestecate într-un convertor în sus (up-conversion), generând o undă la cea mai înaltă frecvență $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (ilustrată în figura 4.11). Un convertor în jos (down-converter) este realizat printr-o interacție între undele 3 și 1, pentru a genera unda 2 la frecvența diferență $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$.

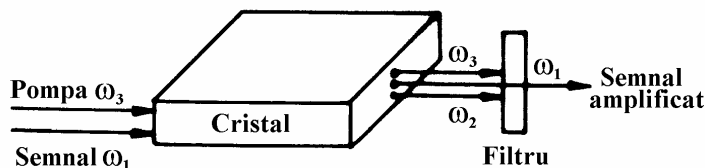


Fig. 4.14.

⁽⁵⁾ W. Brunner, H. Paul, *Theory of optical parametric amplification and oscillation*, in Progress in Optics (ed. E. Wolf), vol. 15, North Holland, Amsterdam, (1977)

În figura 4.14 suntem în cazul în care undele 1, 2 și 3 interacționează astfel încât unda 1 crește în intensitate. Un astfel de aparat lucrează ca un *amplificator* la frecvența ω_1 și este cunoscut sub numele de *amplificator parametric*. Unda 3 este numită *pompă*, aceasta aprovizionând cu energia cerută, pe când unda 2 este o undă auxiliară cunoscută ca undă *idler*. Unda 1 amplificată este numită *semnal*. Este clar că puterea pompei (unda 3) dictează câștigul amplificatorului (intensitatea semnalului amplificat la frecvența aunghiulară ω_1).

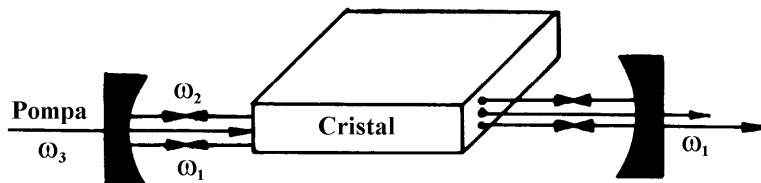


Fig. 4.15.

În figura 4.15 se observă că dacă are o reacție proprie, amplificatorul parametric poate lucra ca *oscilator parametric*, în care numai una din undele pomplate este amplificată.

Aparatele parametrice sunt folosite pentru amplificarea luminii coerente, pentru generarea luminii coerente la frecvențele unde nici un laser nu este realizat, adică, în banda U.V. și pentru detecția luminii de intensitate slabă la lungimi de undă pentru care nu există detectori sensibili.

Procesul de amestec a trei unde poate fi privit din perspectiva opticii fotonice ca un proces de interacție a trei fotoni. Un foton de frecvență ω_1 și de vector de undă \bar{k}_1 se combină cu un foton de frecvență ω_2 și de vector de undă \bar{k}_2 pentru a forma un foton de frecvență ω_3 și de vector de undă \bar{K}_3 , după cum este ilustrat în figura 4.16a (combinarea fotonilor într-un mediu neliniar de al doilea ordin). Deoarece $\hbar\omega$ și $\hbar\bar{k}$ sunt energia și, respectiv, impulsul unui foton de frecvență ω și de vector de undă \bar{k} , conservarea energiei și impulsului care ca:

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (4.42)$$

și

$$\hbar\bar{K}_3 = \hbar\bar{k}_1 + \hbar\bar{k}_2, \quad (4.43)$$

astfel încât condițiile de acord de frecvență (4.37) și de acord de fază (4.38) sunt reproduse.

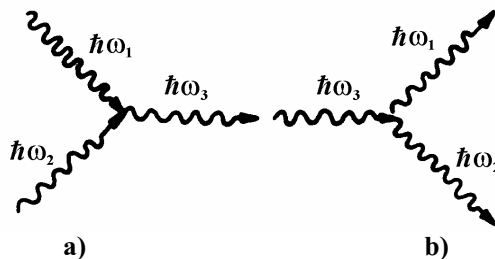


Fig. 4.16.

Procesul de amestec a trei fotoni poate, de asemenea, să ia forma unui foton de frecvență ω_3 care se despică în doi fotoni, unul de frecvență ω_1 și altul de frecvență ω_2 , după cum se ilustrează în figura 4.16b (despicarea fotonului într-un mediu neliniar de al doilea ordin). Și în acest caz sunt satisfăcute aceleași condiții de conservare a energiei și impulsului.

Procesul de amestec al undelor implică un schimb de energie între undele care interacționează. În mod clar, energia trebuie să se conserve și aceasta este asigurată de condiția de acord de frecvență, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. În concordanță cu *interacția fonică, numărul de fotoni trebuie să se conserve*. Să considerăm procesul de despicare a unui foton (figura 4.16b). Dacă $\Delta\Phi_1, \Delta\Phi_2$ și $\Delta\Phi_3$ sunt schimbările nete în fluxurile de fotoni (fotoni pe secundă) în cursul interacției (fluxul de fotoni care iese minus fluxul de fotoni care intră) la frecvențele ω_1, ω_2 și ω_3 , atunci

$$\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = -\Delta\Phi_3, \quad (4.44)$$

atunci pentru fiecare foton de frecvență ω_3 pierdut, este câștigat unul din fiecare fotoni de frecvențe ω_1 și ω_2 .

Dacă cele trei unde se propagă în aceeași direcție, de exemplu direcția z , atunci, prin luarea unui cilindru de arie a bazei egală cu unitatea și de lungime foarte mică $\Delta z \rightarrow 0$ ca volum de interacție, ajungem la concluzia că densitățile fluxurilor de fotoni φ_1, φ_2 și φ_3 (fotoni/s·m²) ale celor trei unde trebuie să satisfacă relațiile:

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = \frac{d\varphi_2}{dz} = -\frac{d\varphi_3}{dz}, \quad (4.45)$$

care poartă numele de *conservarea numărului de fotoni*. Deoarece intensitățile undelor (W/m²) sunt $I_1 = \hbar\omega_1\varphi_1$, $I_2 = \hbar\omega_2\varphi_2$ și $I_3 = \hbar\omega_3\varphi_3$, relațiile (4.45) devin

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_1}{\omega_1} \right) = \frac{d}{dz} \left(\frac{I_2}{\omega_2} \right) = -\frac{d}{dz} \left(\frac{I_3}{\omega_3} \right), \quad (4.46)$$

cunoscute sub denumirea de *relațiile Manley – Rowe*. Relațiile Manley-Rowe pot fi deduse folosind optica ondulatorie, fără a invoca conceptul de foton.

Plasându-ne în cazul în care unda E_1 care are cea mai mare frecvență este, de asemenea și cea mai intensă (de aceea o numim *undă probă*), astfel încât vom putea neglija variația amplitudinii sale în cursul interacției neliniare, componenta polarizației implicată în *efectul parametric se scrie*

$$P_{NL}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_1^*. \quad (4.47)$$

Aceasta dă naștere la un câmp de frecvență $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ a cărui anvelopă lent variabilă $E_3(z)$ ascultă de ecuația (2.70), care, în acest caz ia forma:

$$\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = \frac{i\omega_3 \chi^{(2)}}{2n_3 c} E_1(z) E_2^*(z) \exp[i\Delta k \cdot z], \quad (4.48)$$

unde n_3 este indicele de refracție al mediului la frecvența ω_3 și

$$\Delta k = K_3 - k_3 = k_1 - k_2 - k_3.$$

Se remarcă faptul că atunci când $E_3(z)$ este nenul, există posibilitatea unui amestec parametric între unda intensă E_1 și E_3 , născând o polarizație la frecvența $\omega_1 - \omega_3 = \omega_2$, care va servi deci de termen sursă pentru variația anvelopei E_2 , după ecuația:

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = \frac{i\omega_2 \chi^{(2)}}{2n_2 c} E_1(z) E_3^*(z) \exp[i\Delta k z]. \quad (4.49)$$

Deci, fiecare din câmpurile E_2 și E_3 variază sub o formă proporțională una cu amplitudinea celeilalte. La fel, câmpurile E_2 și E_3 , prin fenomenul de adunare a frecvenței, creează un termen sursă pentru variația câmpului E_1 . În același timp, acest efect face să intervină produsul amplitudinilor celor două câmpuri presupuse puțin intense și el este deci neglijabil față de cele două procese considerate aici. După semnul membrilor din partea a doua ai ecuațiilor (4.48) și (4.49), adică, cu alte cuvinte, după faza relativă a diferitelor câmpuri prezente, această interacție poate să conducă la o amplificare a lui E_2 și E_3 sau la o atenuare a acestora. În cazul amplificării lui E_2 și E_3 , E_1 este atenuat și în cazul atenuării câmpurilor E_2 și E_3 , E_1 este amplificat. Reducerea eficacității procesului de amplificare când condiția de acord de fază (2.66), adică, aici $\Delta k = 0$, nu este verificată apare clar pe ecuațiile (4.48) și (4.49). Într-adevăr, acestea arată că dacă Δk nu este nul, factorul $\exp[i\Delta k z]$ contribuie la faza relativă a câmpurilor sub o formă care depinde de punctul cristalului z . După propagarea undelor pe o lungime L dată, efectul cumulativ va fi maxim când $\Delta k = 0$, caz în care există o interferență constructivă perfectă între câmpurile radiate de diferitele puncte ale cristalului.

Condiția de acord de fază este realizată pentru:

$$n_1 \omega_1 = n_2 \omega_2 + n_3 \omega_3. \quad (4.50)$$

În acest caz, câștigurile în intensitate pentru cele două unde slabe sunt maximale. În plus, ecuațiile cuplate (4.48) și (4.49) se rezolvă ușor și conduc la următoarele expresii ale amplitudinilor E_2 și E_3 la ieșirea din cristalul de lungime L :

$$E_2(L) = E_2(0) \cosh(g_p L) + i \sqrt{\frac{n_3 \omega_2}{n_2 \omega_3}} E_3^*(0) \sinh(g_p L) \quad (4.51)$$

și

$$E_3(L) = E_3(0) \cosh(g_p L) + i \sqrt{\frac{n_2 \omega_3}{n_3 \omega_2}} E_2^*(0) \sinh(g_p L), \quad (4.52)$$

unde

$$g_p = g_{\text{par}} = \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_3}{n_2 n_3}} \frac{|\chi^{(2)} E_1|}{2c}. \quad (4.53)$$

Deci, în configurația experimentală în care câmpul E_3 este inițial nul, $E_3(0) = 0$, se obține un efect de câștig parametric asupra undei E_2 , numită *undă semnal*, egal cu $\cosh(g_p L)$, cu generarea în plus a unei noi unde E_3 în mediu, numită *undă complementară* (unde *semnal* și *idler*). Ca în cazul dublării de frecvență, procesul

câștigului parametric se poate interpreta cuantic în funcție de absorbția și de emisia fotonilor. Aplicând regulile de corespondență (§.2.3), componenta de polarizație (4.47) se poate reprezenta prin diagrama din figura 4.17, unde absorbția unui foton pompă de frecvență ω_1 este urmată de emisia stimulată a unui foton semnal de frecvență ω_2 .

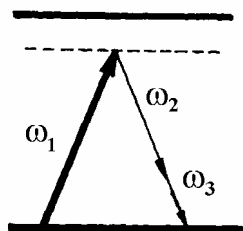


Fig 4.17.

În conformitate cu condiția de conservare a energiei sistemului {câmp + substanță}, acest proces este însoțit de emisia unui foton complementar de frecvență ω_3 . Amplificarea câmpului E_2 apare ca rezultând din absorbția unui foton al undeii pompă la frecvență ω_2 și crearea

unui foton complementar la frecvența ω_3 . Această diagramă (figura 4.17) arată în mod clar de ce fenomenul de amplificare la frecvența ω_2 este însoțit de crearea unei noi unde la frecvența ω_3 .

Vom remarca, în continuare, care este ordinul de mărime al câștigului realizabil experimental. De exemplu, într-un cristal KTP a cărui lungime este 10^{-2} m, care este iluminat cu un laser în continuu având puterea de 1 W și lungimea de undă a radiației $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$, focalizarea fiind optimală (ca în cazul dublării frecvenței), avem: $gL \cong 0,02$. Aceasta ne arată că efectul este slab și este necesar să se recurgă la laseri în impulsuri pentru a atinge un regim în care efecte de amplificare sunt ușor observabile la o singură trecere prin mediul neliniar.

B. Oscilatorul parametric optic

Din cele relatate anterior, s-a arătat că un cristal neliniar supus la o undă intensă de frecvență ω_1 se poate comporta ca un *amplificator optic* la o frecvență inferioară ω_2 și că această amplificare este inseparabilă de generarea în mediu a unei a treia unde de frecvență $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Ca atare, un asemenea cristal poate fi utilizat, în același mod ca un amplificator cu inversie de populație, pentru a realiza un oscilator optic. Dispozitivul obținut poartă numele de *oscilator parametric optic*.

Presupunem, mai departe, că este îndeplinită condiția de acord fază (4.50) și ne plasăm în cazul în care interacția parametrică este puțin eficace, astfel încât $g_p L \ll 1$. Neglijând variația spațială a amplitudinii E_1 a câmpului pompă, ecuațiile (4.51) și (4.52) iau forma:

$$E_2(L) = E_2(0) + i\xi_2 E_1(0) E_3^*(0) \quad (4.54)$$

și

$$E_3(L) = E_3(0) + i\xi_3 E_1(0) E_2^*(0), \quad (4.55)$$

unde

$$\xi_j = \frac{\omega_j L}{2n_j c} \chi^{(2)}, \quad \text{cu } j = 2, 3. \quad (4.56)$$

Se observă că amplitudinile E_2 și E_3 din ecuațiile (4.54) și (4.55) joacă roluri total simetrice. Există, într-adevăr, o amplificare încrucișată a celor două câmpuri E_1 și E_2 , fiecare servind ca termen sursă pentru amplificarea celuilalt. În cazurile în care acestea nu se disting, vor fi calificate în mod colectiv de câmpuri semnale.

Oscilatorul parametric optic în inel este schematizat în figura 4.18.

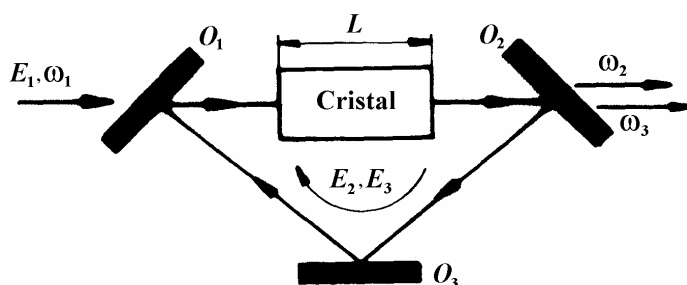


Fig. 4.18.

Acesta este constituit dintr-un cristal neliniar de lungime L în care are loc interacția parametrică. Cristalul este inserat într-o cavitate optică de lungime L' , delimitată de oglinzile O_1 și O_3 , care sunt totalmente reflectătoare pentru frecvențele ω_2 și ω_3 și de o oglindă de ieșire O_2 de coeficient de reflexie R , care este puțin diferit de 1, adică, având un coeficient de transmisie $T=1-R \ll 1$. Pentru simplificarea prezentării s-a presupus că avem o cavitate în inel. Ansamblul (cavitate + cristal) este pompat de un câmp laser intens la frecvența ω_1 (oglinza O_1 transmite perfect această undă, care ajunge la suprafața de intrare a cristalului fără a fi perturbată).

Condițiile de oscilație ale oscilatorului parametric optic se obțin considerând că regăsim câmpul identic cu el însuși, în fază și în amplitudine, la capătul unui tur în cavitatea optică. Astfel, *condiția de oscilație asupra fazei* se obține scriind că faza câmpurilor semnal rămâne neschimbată (de modul 2π) după un tur în cavitate, rezultând relațiile:

$$\frac{\omega_2}{c} [(n_2 - 1)L + L'] = p_2 \cdot 2\pi; \quad (4.57 \text{ a})$$

$$\frac{\omega_3}{c} [(n_3 - 1)L + L'] = p_3 \cdot 2\pi; \quad (4.57 \text{ b})$$

unde p_2 și p_3 sunt numere întregi. Ecuațiile (4.57) ne indică faptul că trebuie să avem o *cavitate optică dublu rezonantă* pentru cele două unde care vor oscila în oscilatorul parametric optic. Aceasta impune, împreună cu relația suplimentară $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, frecvențele la care poate exista emisie parametrică. Tot aceasta determină, de asemenea, lungimile cavității care trebuie să satisfacă relația:

$$\frac{\omega_1}{2\pi c} = \frac{p_2}{(n_2 - 1)L + L'} + \frac{p_3}{(n_3 - 1)L + L'}. \quad (4.58)$$

Din expresia (4.58) deducem că un *oscilator parametric optic* nu oscilează decât pentru un *ansamblu discret de lungimi ale cavității*, spre deosebire de un *laser* care oscilează pentru orice lungime a cavității. Remarcăm faptul că, un calcul mai detaliat arată că oscilația are loc pentru lungimi ale cavității care se depărtează puțin de la valorile obținute cu ajutorul formulei (4.58). În aplicațiile practice, condiția (4.58) ne atenționează că un oscilator parametric optic este mult mai sensibil la fluctuațiile lungimii cavității datorită vibrațiilor, dilatării etc...

Condiția de oscilație asupra amplitudinii rezultă din faptul că amplitudinile câmpurilor semnale la ieșire și la intrare în cristale trebuie să fie legate prin

$$E_j(0) = \sqrt{R} E_j(L) \approx \left(1 - \frac{T}{2}\right) E_j(L), \quad (j=2,3), \quad (4.59)$$

care, combinată cu relațiile (4.54) și (4.55), conduce la următorul sistem de ecuații pentru câmpurile la intrarea în cristal (mediul neliniar):

$$T E_2(0) = 2i\xi_2 E_1(0) E_3^*(0); \quad (4.60 \text{ a})$$

$$T E_3(0) = 2i\xi_3 E_1(0) E_2^*(0), \quad (4.60 \text{ a})$$

unde nu s-au reținut decât termenii de ordinul 1 în T .

Sistemul linear omogen (4.60) nu admite decât o soluție nenulă în E_2, E_3^* , cu condiția ca determinantul său să fie nul, adică:

$$T^2 = 4\xi_2\xi_3 |E_1(0)|^2. \quad (4.61)$$

Relația (4.61) fixează o valoare pentru câmpul pompă care este dependent de coeficientul de reflexie al cavității, $T=1-R$. Aceasta înseamnă că există o putere minimă a pompei, adică, o putere de prag, care corespunde egalității dintre câștiguri și pierderi în cursul unui tur în cavitate, pentru ca emisia oscilatorului parametric optic să poată avea loc. Ca atare, există o condiție de prag de oscilație care este echivalentă cu cea a laserului, cu deosebirea că aceasta face să intervină pătratul transmisiei, T^2 , în loc de pur și simplu T ca în cazul laserului. Această diferență se explică prin caracterul dublu rezonant al oscilatorului parametric optic.

Considerând condițiile experimentale precedente (un cristal KPT de lungime egală cu 10^{-2} m pompat cu ajutorul unui laser continuu la lungimea de undă de $0,53 \mu\text{m}$, focalizat sub o formă optimă, cu o oglindă de cuplaj de coeficient de transmisie $T=1\%$), ordinul de mărime al pragului de oscilație este de 50 mW. Această valoare mică a pragului de oscilație evidențiază interesul cavităților rezonante pentru a crește eficacitatea efectelor optice neliniare.

În cazul în care este satisfăcută condiția (4.61), ecuațiile (4.60) conduc la următoarele relații între amplitudinile câmpurilor semnale:

$$\sqrt{\xi_3} |E_2(0)| = \sqrt{\xi_2} |E_3(0)|. \quad (4.62)$$

La prima vedere, relația (4.62), numită *relația Manley – Rowe*, pare puțin evidentă din punct de vedere fizic. De fapt, dacă utilizăm relația (4.56), ecuația (4.62) se poate scrie sub forma:

$$\frac{2\varepsilon_0 n_2 c |E_2(0)|^2}{\hbar\omega_2} = \frac{2\varepsilon_0 n_3 c |E_3(0)|^2}{\hbar\omega_3}. \quad (4.63)$$

Această relație apare mai transparentă, indicând faptul că fluxurile numerice al fotonilor (fluxurile energetice divizate cu energia unui foton) în cele două câmpuri

semnale emise de oscilatorul parametric optic sunt egale. Rezultă că relația (4.62) este în concordanță cu interpretarea cuantică a amestecului parametric, dată în §4.2.2.A, adică, fotonii fiind creați în perechi (ω_2, ω_3) este necesar același număr în fiecare din cele două moduri. Deci, un calcul semiclassical efectuat fără a face apel la noțiunea de foton nu conduce la o interpretare simplă și naturală decât în cadrul teoriei cuantice a radiației.

Din cele prezentate în acest paragraf, rezultă că oscilatorul parametric optic are condiții de funcționare foarte apropiate de cele ale unui laser, cum ar fi: – existența unui prag de oscilație și – existența de frecvențe de emisie determinate. În cadrul unui oscilator parametric optic ecuațiile de funcționare sunt puțin mai complicate decât în cazul laserului, deoarece sunt prezente simultan două câmpuri la frecvențele ω_2 și ω_3 , care sunt reciclate de cavitatea optică și cuplate prin interacție neliniară.

Cu toate că se obțin puteri maxime relativ mici (în jur de 100 mW în funcționare continuă) datorită pierderilor optice într-un cristal neliniar la densități de putere optice mari cerute, oscilatorul parametric optic prezintă un mare interes. Acest interes este dictat de anumite caracteristici originale ale acestuia. Astfel, oscilatorul parametric optic emite două fascicule care posedă aceleași proprietăți de coerență ca cele ale unui laser. Oscilatorul parametric optic este ușor acordabil, deoarece frecvențele sale de ieșire nu sunt legate de nivele de energie bine definite ale unui atom sau ale unei molecule. În ultimul timp, datorită descoperirii de cristale neliniare mai eficiente și mai rezistente la puteri mari, oscilatorii parametrici optici au condus la numeroase aplicații. În sfârșit, deoarece radiația produsă prin generarea parametrică are proprietăți cuantice deosebite în privința fluctuațiilor de intensitate relative la cele două fascicule semnale, acestea apar ca veritabili “gemeni” cuantici. De asemenea, oscilatorul parametric optic permite să se producă stări comprimate (<< squeezed states >>) ale radiației⁽⁶⁾.

4.3. Observații asupra opticii neliniare de al doilea ordin

Optica neliniară de al doilea ordin, prezentată în capitolul al patrulea, prezintă anumite particularități care pot fi evidențiate la o primă observație. Astfel, că *neliniaritatea de ordinul al doilea*:

- Se manifestă numai în mediile care nu posedă simetrie de inversie;
- Dă naștere la toate fenomenele neliniare de amestec de unde, incluzând suma și diferența frecvențelor, precum și fenomenul de redresare optică;
- Conduce la procesul de generare a armonicilor a doua, datorită apariției polarizației neliniare care oscilează la frecvență dublă față de cea a câmpului incident, eficacitatea acestuia fiind de 50% la puteri moderate ale laserelor, când este verificată condiția de acord de fază. Acest rezultat a deschis calea la realizarea de surse luminoase coerente în noi game de lungimi de undă;

⁽⁶⁾ C. Fabre, E. Giacobino, A. Heidmann, L. Lugiato, S. Reynaud, M. Vaciachino, Wang Kaige, *Quantum Optics 2*, 159, (1990)

- Dă naștere fenomenului de amplificare parametrică, acesta fiind unul dintre procesele neliniare din cele mai interesante. Acest fenomen are loc când unda semnal de putere mică și de frecvență ω_2 se propagă în mediul neliniar în prezența unei unde pompă (de pompaj) intensă și de frecvență mai ridicată ω_1 . Bătăile dintre undele pompă și semnal dau naștere la generarea unui câmp complementar de frecvență $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, care este proporțional cu produsul câmpurilor pompă și semnal. Bătaia dintre unda complementară și unda pompă conduce la o polarizație de frecvență $\omega_1 - \omega_3 = \omega_2$, care este proporțională cu produsul undelor pompă și complementară, adică, cu pătratul undei pompă multiplicat cu câmpul semnal. Această componentă de polarizație poate da naștere la un fenomen de amplificare a unei semnal foarte eficace când este verificată condiția de acord de fază. Aici apare, de asemenea, un fenomen de amplificare al undei complementare. Astfel, oscilatorul parametric optic este o sursă coerentă, compactă și acordabilă pe o gamă spectrală largă, fiind bazat pe acest mecanism de amplificare.

- Conduce în mod simplu la interpretarea fizică a relațiilor Manley-Rowe.