

FOTOREFRAKTİV KRİSTALLARDA İKİQAT İKİDALĞALI QARIŞMA ZAMANI ENERJİ MÜBADİLƏSİNİN İDARƏ EDİLMƏSİ**F.Ə.RÜSTƏMOV, S.R.MURADOV, V.X.ŞƏRBƏTOV**
BDU, Fizika Problemləri ETİ

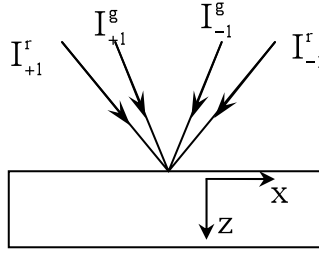
Optik keçidlərin ikisəviyyəli modeli əsasında fotorefraktiv kristallarda ikiqat ikidalğalı qarışma məsələsi analitik olaraq həll edilmişdir. Qarşılıqlı təsirdə olan hər bir dörd dalğanın intensivlikləri üçün düsturlar alınmışdır. Qarşılıqlı təsirdə olan şüalar arasındakı enerji mübadiləsinin həm qiymətinin, həm də istiqamətinin optik yolla, məhz intensivliklərin nisbəti və interferensiya mənzərələri arasındakı başlanğıc fazalar fərqi dəyişdirilməsi ilə idarə edilməsinin mümkünlüyü göstərilmişdir.

GİRİŞ

Fotorefraktiv kristallarda iki- və dörddalğalı qarışma kifayət qədər öyrənilmiş və onların optik siqnalların gücləndirilməsi, siqnalların optik analizi, optik yaddaş kimi tətbiqləri təklif olunmuşdur [1-3]. Bu tətbiqlərin çoxu qarşılıqlı təsirdə olan optik dalğalar arasındakı enerji mübadiləsi imkanına əsaslanır. Enerjinin bir şüadan digərinə ötürülməsi sındırma əmsalının profili (holoqrafik qəfəs) və onu yaradan iki koherent şüanın interferensiya mənzərəsi arasındakı fazalar fərqi ilə əlaqədardır; bu mübadilə fazalar fərqi $\pi/2$ olduqda optimaldır. Fazalar fərqi üçün optimallaşdırılması üçün xarici sabit və ya dəyişən elektrik sahəsinin tətbiqi [4,5], hərəkət edən holoqrafik qəfəs [6,7], oxuyan şüanın intensivliyinin dəyişdirilməsi və kristalın qalınlığının seçilməsi [8,9], ikiqat ikidalğalı qarışma [10,11] kimi metodlar mövcuddur. Bu metodlar arasında daha çox maraq doğuran ətalətsiz üsul, məhz optik yolla idarəetmə daha çox maraq doğurur [8-11].

Bu işdə optik keçidlərin ikisəviyyəli modeli əsasında ikiqat ikidalğalı qarışma (şəkl. 1) məsələsinə baxılmışdır. Bu modelə görə, holoqrafik qəfəsin yazılması prosesində optik keçidlərdə konsentrasiyaları N_{d1} və N_{d2} olan iki donor səviyyəsi iştirak edir [12,13]. Bu müxtəlif dərinliklərdə lokallaşmış donor səviyyələri müxtəlif tezlikli şüalara müxtəlif tərzdə reaksiya verir. İkiqat ikidalğalı qarışma zamanı kristal ω_g və ω_r kimi müxtəlif tezlikli iki cüt koherent şüa ilə işıqlandırılır. Güclü optik udulma oblastına uyğun gələn I_{+1}^g və I_{-1}^g şüaları kristal üzərinə düşərək interferensiya mən-

zərəsi yaradırlar. Işıqlı oblastlarda həyəcanlaşmış elektronlar daha dərin N_{d1} donor səviyyələrindən keçirici zonaya keçirlər və bundan sonra diffuziya və ya dreyf nəticəsində bütün kristala paylanırlar və sonda qaranlıq oblastlarda N_{d1} və N_{d2} donor səviyyələri ilə rekombinasiya edirlər. Elektronların yaranmış periodik paylanması və periodik daxili elektrik sahəsi fotorefraktiv effekt nəticəsində sındırma əmsalının modulyasiyasına gətirir, başqa sözlə, birinci holoqrafik qəfəs yaranır. İkinci şüalar cütü I_{+1}^r və I_{-1}^r Breqq şərtini ödəyir və güclü udulma oblastından uzaq tezliyə malikdir. Bu dalğaların tezliyi onunla müəyyənləşir ki, ω_g və ω_r tezliklərinin fərqi mühitin reaksiya vaxtının tərs qiymətindən çox böyük olsun. Bu halda fotorefraktiv mühit intensivliklərin sürətli ossilyasiyasına reaksiya verə bilmir və müxtəlif tezlikli şüalar holoqrafik qəfəs yaza bilmirlər. I_{+1}^r və I_{-1}^r şüaları kristal üzərinə düşərək özlərinin interferensiya mənzərələrini yaradırlar. Daha kiçik N_{d2} donor səviyyəsindən həyəcanlaşmış elektronlar keçirici zonaya keçirlər; diffuziya və/və ya dreyf nəticəsində bütün kristala paylanır, N_{d1} və N_{d2} donor səviyyələri ilə rekombinə edir və elektrooptik effekt nəticəsində ikinci holoqrafik qəfəsin yaranmasına gətirirlər. Beləliklə, kristalda eyni periodlu iki holoqrafik qəfəs olur, bunların cəmi ümumi holoqrafik qəfəsin həm amplitudunu, həm də fazasını təyin edir. Kristala düşən şüaların intensivliklərini və fazalarını dəyişməklə hər bir qəfəsin amplitudunu və fazasını dəyişmək və deməli, yekun qəfəsin amplitudunu və fazasını dəyişmək olar.



Şəkil 1. İkiqat ikidalğalı qarışma sxemi

İkiqat ikidalğalı qarışmanın əsas tənlikləri və onların analitik həlli

Optik keçidlərin ikisəviyyəli modelinə əsaslanan ikiqat ikidalğalı qarışmanı əks etdirən qeyri-xətti tənliklər sistemi aşağıdakı kimidir [12,13]:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_4, \quad \frac{dA_4^*}{dz} = i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_1^*, \quad (1)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = -i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_2, \quad \frac{dA_2^*}{dz} = i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_3^*,$$

$$E_{+2} = \frac{\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3),$$

burada $A_{1,4} = C_{\pm 1}^g$, $A_{3,2} = \sqrt{S} C_{\pm 1}^r$, $S = \frac{\gamma_{r1} \alpha_2 N_{d2}}{\gamma_{r2} \alpha_1 (N_{d1} - N_a)}$, $\delta = \frac{r \varepsilon_0 k^2}{2k_z}$,

$$\beta = A + iB,$$

$$I_0^{r,g} = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{4\pi} \left(|C_{+1}^{r,g}|^2 + |C_{-1}^{r,g}|^2 \right) = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{4\pi} (I_{+1}^{r,g} + I_{-1}^{r,g}),$$

$$A = \frac{E_0}{\left(1 + \frac{E_T}{E_q}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q}\right)^2}, \quad B = \frac{E_T \left(1 + \frac{E_T}{E_q} + \frac{E_0^2}{E_T E_q}\right)}{\left(1 + \frac{E_T}{E_q}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q}\right)^2},$$

$$E_T = \frac{2k_x k_b T}{e}, \quad E_q = \frac{2\pi e N_a}{\varepsilon \varepsilon_0 k_x}.$$

Burada N_a , N_{d1} və N_{d2} akseptor və donör səviyyələrinin konsentrasiyaları, α_1 , α_2 və γ_1 , γ_2 ionlaşma və tutulma əmsalları, ε və ε_0 yüksək tezlikli və statik dielektrik sabitləri, r xətti elektrooptik əmsal, C_{\pm}^g və C_{\pm}^r qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, k dalğa vektoru, T temperatur, e elektronun yükü, k_b Bolsman sabiti, E_T diffuziya sahəsi, E_q daxili maksimal sahə, E_0 xarici tətbiq olunan sahədir. Müxtəlif donör səviyyələrinin optik keçidlərdəki nisbi iştirak effektivliyini xarakterizə edən S parametri $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{20}$ kristalının mikroskopik parametrləri əsasında [12] hesablanmış və bizim hesablamalarda $S = 0.05$ qəbul edilmişdir.

(1) sistemi aşağıdakı inteqrallara malikdir [12-14]:

$$\begin{cases} A_1 A_3^* + A_2^* A_4 = c_2, & A_1 A_2 - A_3 A_4 = c_1, \\ I_1 + I_4 = d_1, & I_2 + I_3 = d_2, \end{cases} \quad (2)$$

burada $d_1 = I_0^g$, $d_2 = S I_0^r$, $I_i = |A_i|^2$.

(2) inteqrallarının köməyi ilə (1) sisteminin həllindən dalğaların amplitudu üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$A_{13} = \frac{A_1}{A_3} = - \left[\frac{L_- D e^{-\rho} + L_+ D^{-1} e^{\rho}}{2c_2^* (D e^{-\rho} + D^{-1} e^{\rho})} \right],$$

$$A_{24}^* = \frac{A_2^*}{A_4^*} = \left[\frac{L_- F e^{-\rho} + L_+ F^{-1} e^{\rho}}{2c_2^* (F e^{-\rho} + F^{-1} e^{\rho})} \right], \quad (3)$$

burada $L_{\pm} = \Delta \pm Q$, $\Delta = d_2 - d_1$, $Q = \left(\Delta^2 + 4|c_2|^2 \right)^{\frac{1}{2}}$, $\rho = \frac{i\delta\beta}{2d_1} Q$.

D və F inteqrallama sabitləri olub, sərhəd şərtlərindən tapılmalıdırlar. İkiqat ikidalğalı qarışmada sərhəd şərtlərinin

$$I_1(0) = I_{10}, \quad I_2(0) = I_{20}, \quad I_3(0) = I_{30}, \quad I_4(0) = I_{40}$$

kimi olduğunu nəzərə alsaq, inteqrallama sabitləri üçün aşağıdakı ifadələri almış olarıq:

$$D^2 = - \frac{L_+ + 2I_{10} + 2\sqrt{\frac{I_{10}I_{20}I_{40}}{I_{30}} \cdot e^{i\Phi_0}}}{L_- + 2I_{10} + 2\sqrt{\frac{I_{10}I_{20}I_{40}}{I_{30}} \cdot e^{i\Phi_0}}}, \quad F^2 = - \frac{L_+ - 2I_{20} - 2\sqrt{\frac{I_{10}I_{20}I_{30}}{I_{40}} \cdot e^{-i\Phi_0}}}{L_- - 2I_{20} - 2\sqrt{\frac{I_{10}I_{20}I_{30}}{I_{40}} \cdot e^{-i\Phi_0}}}, \quad (4)$$

burada $\Phi_0 = (\varphi_{10} - \varphi_{40}) - (\varphi_{30} - \varphi_{20})$ yekun holoqrafik qəfəsi yaradan interferensiya mənzərələri arasındakı başlanğıc fazalar fərqi. Qeyd etmək lazımdır ki, eynizamanlı yazıb-oxuma [12-14] sxeminədən fərqli olaraq, bu halda D və F sabitləri kompleks ifadələrdir.

Dalğaların intensivlikləri üçün

$$I_1 = I_3 \cdot I_{13}(z), \quad I_2 = I_4 \cdot I_{24}(z),$$

$$I_{13}(z) = |A_{13}|^2, \quad I_{24}(z) = |A_{24}|^2$$

münasibətlərinin doğru olduğunu nəzərə alaraq, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivlikləri üçün aşağıdakı düsturları alırıq:

$$I_1(z) = I_{13}(z) \cdot \frac{d_2 - d_1 I_{24}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \quad I_2(z) = I_{24}(z) \cdot \frac{d_1 - d_2 I_{13}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \quad (5)$$

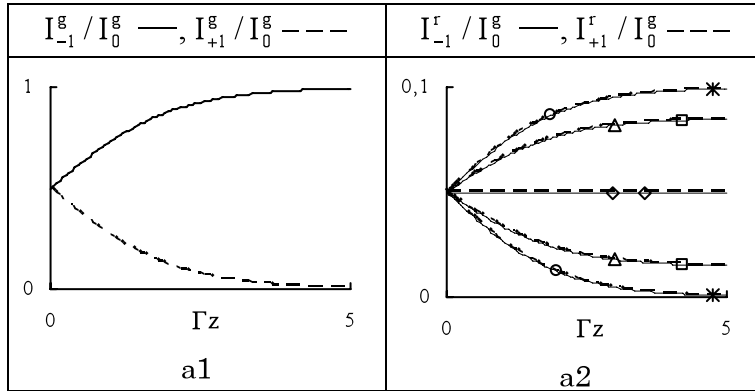
$$I_3(z) = \frac{d_2 - d_1 I_{24}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \quad I_4(z) = \frac{d_1 - d_2 I_{13}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}.$$

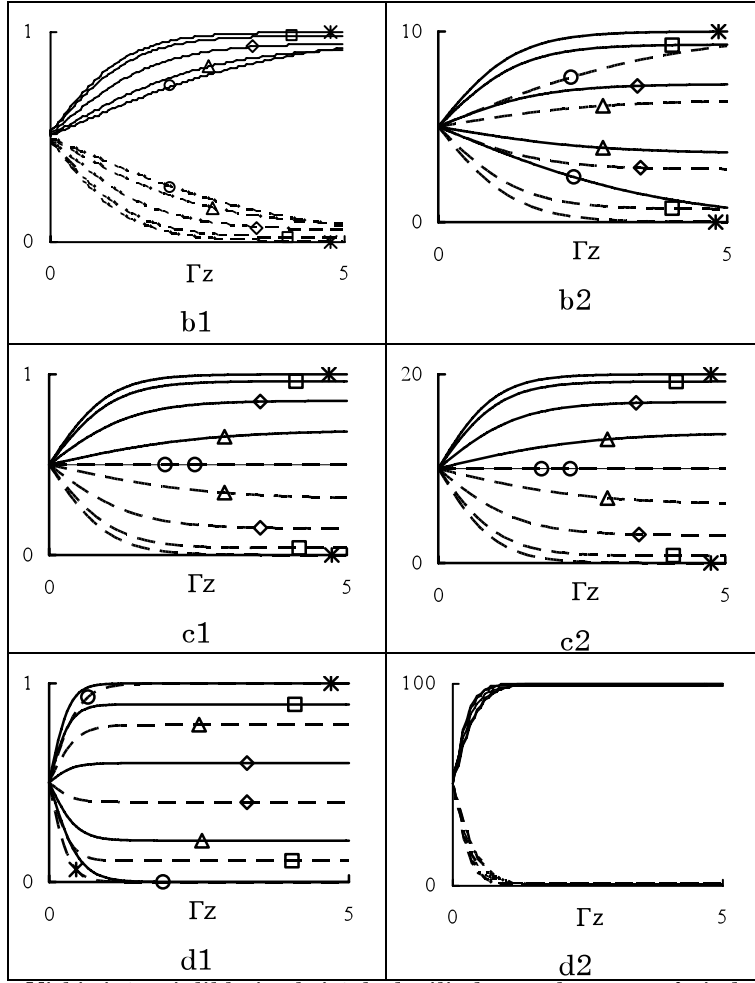
Ahnmıs naticələr və onların təhlili

Ən ümumi sərhad şərtləri daxilində alınmış (5) ifadələri qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivliklərinin kristal daxilində yayılma məsafəsindən və qarşılıqlı təsirdə olan şüaların başlanğıc fazalar fərqiindən asılılığını müxtəlif şəraitdə tədqiq etməyə imkan verir.

Şəkil 2-də dalğaların hesablanmış intensivliklərinin və holoqrafik qəfəsin amplitudunun $m = I_{40} / I_{10} = I_{-1}^g(0) / I_{+1}^g(0) = 1$, $\ell = I_{20} / I_{30} = I_{-1}^r(0) / I_{+1}^r(0) = 1.001$ şərtləri daxilində $q_0 = I_0^r / I_0^g$ -ın və Φ_0 başlanğıc fazalar fərqiinin müxtəlif qiymətlərində gətirilmiş məsafədən asılılığı göstərilmişdir.

(a1)-(a3)-dəki qrafiklərdən görüldüyü kimi, $q_0 = 0.1$ olduqda, I_{+1}^g və I_{-1}^g yazan şüaları arasındakı təsirin xarakteri Φ_0 -dan asılı deyil, baxmayaraq ki, I_{-1}^r və I_{+1}^r oxuyan şüaları arasındakı qarşılıqlı təsirin xarakteri (enerjinin ötürülmə istiqaməti) Φ_0 -dan kəskin asılıdır. $\Phi_0 = 0$ olduqda, başqa sözlə, hər iki interferensiya mənzərəsi fazaca üst-üstə düşdükdə, eyni yönlü I_{-1}^g və I_{-1}^r şüaları güclənirlər. Φ_0 artdıqca I_{+1}^r -dən I_{-1}^r -ə enerji ötürülməsi zəifləyir və $\Phi_0 = \pi/2$ olduqda oxuyan şüalar arasındakı qarşılıqlı təsir yox olur. Φ_0 -ın sonrakı artımında enerji ötürülməsi əksinə dəyişir və indi I_{+1}^r şüası güclənir. $\Phi_0 = \pi$ olduqda, başqa sözlə, interferensiya mənzərələri əks fazada olduqda, I_{-1}^r şüasından I_{+1}^r şüasına enerjinin tam ötürülməsi baş verir.



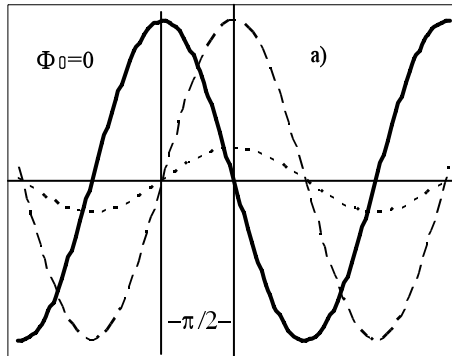


Şəkil 2. Nisbi intensivliklərin kristal daxilində yayılma məsafəsindən, Φ_0 və $q_0 = I_0^r / I_0^g$ -in müxtəlif qiymətlərində və $m = 1$, $\ell = 1.001$ olduqda, hesablanmış asılılıqları: a) $q_0 = 0,1$ b) $q_0 = 10$ c) $q_0 = 20$ d) $q_0 = 100$
 * - $\Phi_0 = 0$, □ - $\Phi_0 = \pi/4$, ◇ - $\Phi_0 = \pi/2$, Δ - $\Phi_0 = 3\pi/4$, ○ - $\Phi_0 = \pi$

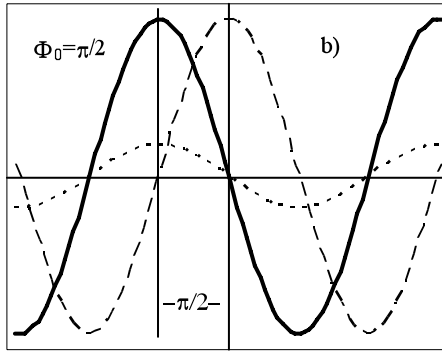
İkiqat ikidalğalı qarışmada yekun holoqrafik qəfəs iki qəfəsin cəmindən ibarətdir. Birinci I_{+1}^g və I_{-1}^g şüaları, ikinci isə I_{-1}^r və I_{+1}^r şüaları ilə yaradılır. I_{-1}^r və I_{+1}^r şüaları I_{+1}^g və I_{-1}^g şüalarından çox zəif olduqda ($q_0 = 0.1$) ikinci qəfəsin ümumi qəfəsə təsiri çox zəif olur və buna görə də yekun qəfəsin amplitudu və fazası Φ_0 -dan asılı deyil. Və buna görə də yekun qəfəs faktiki olaraq birinci holoqrafik qəfəs olur. Xarici elektrik sahəsi olmadığından, I_{+1}^g və I_{-1}^g şüalarının interferensiya mənzərəsi və yekun qəfəs arasındakı fazalar fərqi $\pi/2$ -yə bərabərdir (şəkil 3(a)) [15,16]. Buna görə də I_{+1}^g və I_{-1}^g arasındakı enerji mübadiləsi daha effektivdir. Şəkil 2(a1) -dən görüldüyü kimi,

bu halda I_{-1}^g şüası güclənir. $\Phi_0 = 0$ olduqda, I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərəsi holoqrafik qəfəsdən $\pi/2$ qədər geri qalır və buna görə də I_{-1}^r (şəkil 2(a2)) güclənir. Φ_0 artdıqca I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərəsi və yekun holoqrafik qəfəs arasındakı fazalar fərqi azalır, və bu da enerji mübadiləsini pisləşdirir. $\Phi_0 = \pi/2$ olduqda I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərəsi və yekun holoqrafik qəfəs arasındakı fazalar fərqi sıfıra bərabər olur (şəkil 3(b)) və I_{-1}^r və I_{+1}^r arasında enerji mübadiləsi baş vermir. Φ_0 -ın sonrakı artımında I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərəsi fazaca holoqrafik qəfəsi qabaqlayır, ona görə də I_{-1}^r və I_{+1}^r arasındakı enerji mübadiləsi bərpa olunur, ancaq bu halda I_{+1}^r şüası güclənir, başqa sözlə, enerji daşınmasının istiqaməti tərsinə dəyişir (şəkil 2(a2)). Və nəhayət, $\Phi_0 = \pi$ olduqda, I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərəsi holoqrafik qəfəsi dəqiq $\pi/2$ qədər qabaqlayır (şəkil 3(c)) və I_{-1}^r -dən I_{+1}^r -ə tam enerji ötürülməsi baş verir. Beləliklə, Φ_0 fazalar fərqi dəyişməklə I_{-1}^r və I_{+1}^r arasındakı enerji mübadiləsinin həm qiymətini, həm də istiqamətini idarə etmək olar, yəni lazım olduqda I_{-1}^r və yaxud I_{+1}^r -i gücləndirmək olar.

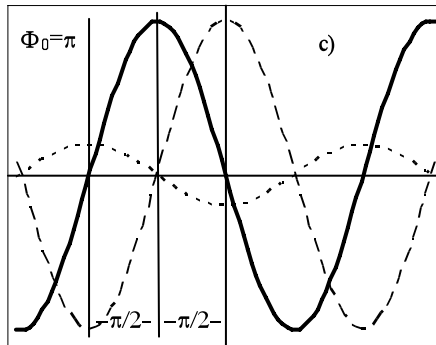
I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının intensivlikləri artdıqca onların yaratdıqları holoqrafik qəfəsin yekun qəfəsə təsiri özünü göstərməyə başlayır (şəkil 2(b,c)). Bu halda yekun qəfəsin həm amplitudu, həm də fazası Φ_0 -dan asılı olmağa başlayır. Φ_0 artdıqca yekun qəfəsin amplitudu azalır, yekun qəfəslə I_{+1}^g , I_{-1}^g və I_{-1}^r , I_{+1}^r şüalarının interferensiya mənzərələri arasındakı fazalar fərqi $\pi/2$ -dən fərqlənir və bu da enerji mübadiləsi şərtini pisləşdirir (şəkil 2(b,c)). Əgər $q_0 = 10$ olduqda enerji ötürülməsinin istiqamətini hələ dəyişmək mümkündürsə, $q_0 = 20$ olduqda bunu etmək mümkün olmur.



I_{-1}^g və I_{+1}^r şüaları güclənir.



I_{-1}^g şüası güclənir, I_{-1}^r və I_{+1}^r şüaları isə dəyişmir.



I_{-1}^g və I_{+1}^r şüaları güclənir.

Şəkil 3. $q_0 = I_0^r / I_0^g \ll 1$, $E_0 = 0$ və Φ_0 başlanğıc fazalar fərqi müxtəlif qiymətlərində I_{+1}^g , I_{-1}^g (---) və I_{-1}^r , I_{+1}^r (.....) şüalarının interferensiya mənzərələri ilə yekun həloqrafik qəfəs (—) arasındakı fəza fəza sürüşməsi.

Əgər I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının intensivlikləri I_{+1}^g və I_{-1}^g şüalarının intensivliklərindən çox böyük olarsa, yekun qəfəsin formalaşmasında I_{-1}^r və I_{+1}^r şüalarının yaratdıqları qəfəs başlıca rol oynayır. Bu halda proses yuxarıda təsvir olunan kimi baş verir, lakin I_{+1}^g və I_{-1}^g şüaları arasındakı enerji mübadiləsini idarə etmək mümkün olur (Şəkil 2(d)).

Nəticə

Bu məqalədə, fotorefraktiv kristallarda optik keçidlərin iki-səviyyəli modeli əsasında ikiqat ikidalğalı qarışma məsələsi analitik olaraq həll edilmişdir. Qarşılıqlı təsirdə olan hər bir dörd dalğanın və həloqrafik qəfəsin amplitudunun intensivliklərin başlanğıc qiymətlərinin nisbətindən (q_0 , m , ℓ), həm də yazan və oxuyan şüaların interferensiya mənzərələri arasındakı Φ_0 başlanğıc fazalar fərqiindən asılılığını xarakterizə edən ifadələr alınmışdır. q_0 və Φ_0 -ı dəyişməklə

şüalar arasındakı enerji mübadiləsinin idarə edilməsi və hətta onun istiqamətinin dəyişdirilməsi imkanının mümkünlüyü göstərilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin, V.L.Vinetskii. *Ferroelectriks*. **22**, 961 (1979).
2. J.P.Huignard, A.Marrakchi. *Opt. Lett.* **6**, 12, 622 (1981).
3. S.I.Stepanov, M.P.Petrov. *Opt. Acta*. **31**, 12, 1335 (1984).
4. C.Besson, J.M.C.Jonathan, A.Villing, G.Pauliat, G.Roosen. *Opt. Lett.* **14**, 24, 1359 (1989).
5. S.I.Stepanov, M.P.Petrov. *Opt. Commun.* **53**, 5, 292 (1985).
6. Ph.Refregier, L.Solimar, H.Rajbenbach, J.P.Huignard. *J.Appl. Phys.* **58**, 1, 45 (1985).
7. G.C.Valley. *J. Opt. Soc. Am. B.* **1**, 6, 868 (1984).
8. F.A.Rustamov, E.A.Sadykhov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 249 (1995).
9. F.A. Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 239 (1995).
10. F.Wang, B.Liu, L.Liu, L.Xu. *J. Opt. Soc. Am. B.* **13**, 12, 2775 (1996).
11. S.Honma, A.Okamoto, Y.Takayama. *J. Opt. Soc. Am. B.* **18**, 7, 974 (2001).
12. F.A.Rustamov, F.N.Gadjiev. *Opt. Quantum Electron.* **24**, 1165 (1992).
13. F.A. Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **23**, 613 (1991).
14. M.Cronin-Golomb, B.Fischer, J.O.White, A.Yariv. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 1, 12 (1984).
15. N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin, V.L.Vinetskii. *Ferroelectriks*, **22**, 949 (1979).
16. F.A.Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 117 (1995).

УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГООБМЕНОМ ПРИ ДВОЙНОМ ДВУХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ф.А.РУСТАМОВ, С.Р.МУРАДОВ, В.Х.ШАРБАТОВ

РЕЗЮМЕ

Аналитически решена задача двойного двухволнового смешения в фото-рефрактивных кристаллах на основе двухуровневой модели оптических переходов. Получены формулы для интенсивностей всех четырех взаимодействующих волн и амплитуды голографической решетки. Показана возможность управления как значением, так и направлением энергообмена между взаимодействующими лучами чисто оптическим способом, а именно изменением отношения интенсивностей и начальной разности фаз между интерференционными картинками.

ENERGY TRANSFER CONTROL AT DOUBLE TWO-WAVE MIXING IN PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS

F.A.RUSTAMOV, S.R.MURADOV, V.K.SHARBATOV

SUMMARY

The problem of double two-wave mixing in photorefractive crystals has been solved analytically, based on a two-level model of optical transitions. The expressions for intensities of all four interacting waves have been obtained. The possibility to controll the value and direction of energy transfer between interacting beams by optical means, by changing the intensity ratio of interacting beams and initial phase difference between interference patterns, has been shown.