

Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova,

G.Ə. Səfərova

QEYRİ –XƏTTİ OPTİKA

Elmi redaktor: **F.Ə. Rüstəmov,**
fizika –riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Rəyçilər: **M.A. Musayev,**
fizika üzrə elmləri doktoru, professor
M.Ə. Cəfərov,
fizika –riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova, G.Ə. Səfərova Qeyri –xətti optika (Ali məktəblərin üçün dərslik). Bakı, “BDU Nəşriyyatı”, 2017, - 238 səh., 88 şəkil, 4 cədvəl.

Dərslikdə qeyri-xətti optikanın əsas məsələləri ardıcıl və sistemativ olaraq şərh edilir.

Dərslik əsasən fizika fakültəsinin bakalavr və magistr pilləsində tədris alan tələbələr, dissertant və doktorantları üçün nəzərdə tutulmuşdur. Ancaq o, lazer fizikası, qeyri-xətti optika və kvant elektronikasındakı işləyən elmi işçilər və mütəxəssislər üçün də xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Ondan müvafiq texniki fakültələrin tələbələri də istifadə edə bilərlər.

© Z.H. Tağıyev, R.C. Qasımova, G.Ə. Səfərova, 2017

BAKİ – 2017

GİRİŞ

Qeyri-xətti optik effektlərin öyrənilməsi güclü şüalanmaların maddə ilə qarşılıqlı təsiri haqqında ətraflı informasiya verməkdən başqa, optik tezlik çeviricilərinin yaradılmasında mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Lazer fizikasında və qeyri-xətti kristalloptikada yüksək effektivliyə malik olan tezlik çeviricilərinin yaradılmasında maraqlı müxtəlif və çoxsaylı tətbiqi məsələlərin həlli ilə bağlıdır. Bu qeyri-xətti optik problem həmişə tədqiqatçıların diqqətində olmuşdur. Ona görə də optik tezlik çeviricilərinin optimal effektivliyi və onu məhdudlaşdıran səbəblər aktual məsələ olaraq qalmaqdadır. Bundan əlavə, maddələrin maddi parametrlərinin (ilk növbədə qeyri-xətti qavrayıcılığının) təyininə də intensiv şüalanmaların maddə ilə qarşılıqlı təsirinin təhlili mühüm əhəmiyyətə malikdir.

Optik kvant generatorlarının yaranması ilə qeyri-xətti optika sahəsində tədqiqatlar intensiv inkişaf etməyə başladı. Qeyri-xətti optikanın inkişafı öz növbəsində yüksək effektivliyə malik optik tezlik çeviricilərinin yaranmasına səbəb oldu. Dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsiri qeyri-xətti optika ilə yanaşı akustikada, radiofizikada və plazma fizikasında da öyrənilməyə başlandı.

Təcrübi yolla ikinci harmonikanın generasiyası alınandan sonra elektromaqnit dalğalarının qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi ilk növbədə müstəvi monoxromatik dalğalar üçün inkişaf etməyə başladı. Baxmayaraq ki, bu işlərdə əsas dalğanın enerjisinin tamamilə ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinin mümkünüyü nəzəri olaraq göstərilə də, təcrübi yolla buna nail olmaq mümkün olmamışdır. Əsas dalğanın enerjisinin tamamilə ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinə nail olmaq üçün qeyri-xətti mühitlərin və işıq dəstəsinin parametrləri bir sıra tələbləri yerinə yetirməlidir. Qeyri-xətti optik proseslərin effektiv getməsi üçün əsas tələb, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin ödənməsidir. Bu şərtin ödənməməsi dalğaların faza münasibətinin pozulmasına gətirir ki, bu da optik tezlik çeviricilərinin effektivliyinin azalmasına səbəb olur. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin pozulmasına gətirən əsas

səbəblərdən biri dalğaların faza sinxronizm şərtinin ödənməməsidir. Bundan əlavə, davam etmə müddəti daha qısa olan lazer impulslarının qarşılıqlı təsiri zamanı dalğaların qrup sürətlərinin müxtəlifliyi və onların dispersiyalı mühitdə yayılması ilə əlaqədar olan effektlərin yaranması tezlik çeviricilərinin effektivliyinə kəskin təsir göstərir. Qeyri-xətti mühitdə tezliyin çevrilməsi zamanı mühitlərin və güzgülərin qeyri-bircinsliliyi də tezlik çevrilməsinin effektivliyinə mənfi təsir göstərir. Əgər qeyri-xətti qarşılıqlı təsir fokuslanmış işıq dəstələrinin vasitəsilə alınarsa, tezliyin çevrilmə prosesində difraksiya effektləri də mühüm rol oynayır.

Yuxarıda qeyd olunan faktorların qeyri-xətti proseslərin gedişinə təsiri əsasən lazerlər yaranandan sonra öyrənilməyə başlanılmışdı. İndiki zamana kimi qeyri-xətti optikada qeyri-xətti proseslərin gedişi haqda mühüm məlumatlar əldə olunmuşdur. Lakin qeyri-xətti optikada alınan bütün təcrübə nəticələri nəinki kəmiyyətcə, hətta keyfiyyətcə də izah etmək mümkün olmamışdır. Buna səbəb, qeyri-xətti optik proseslərdə real lazer dəstələrinin real mühitlərdə qarşılıqlı təsirinə dəqiq analiz edilməsinin mümkünsüzlüyü olmuşdur.

Qeyri-xətti optikada geniş tətbiq olunan nəzəri üsullardan biri sabit amplitud yaxınlaşmasıdır (SAY): bu yaxınlaşmada güclü (əsas) dalğanın kompleks amplitudu sabit götürülür ki, bununla dalğaların qarşılıqlı təsirinə xarakterizə edən qısaldılmış diferensial tənliklər xeyli sadələşmiş olur. Sabit amplitud yaxınlaşmasını dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinə yalnız başlanğıc mərhələdə, yəni güclənən və ya həyacanlanan dalğaların həyacanlandıran dalğaya əks təsirini nəzərə almadıqda tətbiq etmək məqsədəuyğundur. Belə olan halda qeyri-xətti proseslərin bir sıra mühüm xüsusiyyətləri haqqında informasiya itmiş olur. Bununla yanaşı sabit amplitud yaxınlaşmasından daha dəqiq olan başqa analitik üsulların tətbiqi xeyli praktiki maraq doğurur. Axır zamanlarda dalğaların güclü təsir yaxınlaşması da inkişaf etdirilmişdir. Bu yaxınlaşma qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi böyük olmadıqda özünü doğruldur.

Generasiya olunan dalğaların əsas dalğaya əks təsirini nəzərə aldıqda qeyri-xətti qısaldılmış tənlikləri yalnız məhdud sayda hallar

üçün həll etmək olur. Dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini təhlil etmək üçün ədədi hesablama üsullarından da istifadə olunur.

Dərslərdə dalğaların qarşılıqlı təsiri əsasən, sabit intensivlik yaxınlaşması vasitəsilə (SİY) təhlil edilmişdir. Sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq bu yaxınlaşmada yalnız güclü dalğanın həqiqi amplitudu sabit götürülür, onun fazasına isə heç bir məhdudiyət qoyulmur. Beləliklə, həyacanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğanın fazasına əks təsiri nəzərə alınır. Bu yaxınlaşmanın fiziki əsası, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların amplitud və fazalarının dəyişmələrinin fərqli olması ilə əlaqədardır. Ona görə də sabit intensivlik yaxınlaşması o vaxt effektiv işləyir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin pozucu mexanizmi mövcud olur (fazalar fərqi, dalğaların qrup sürətlərinin müxtəlifliyi, qrup sürətlərinin dispersiyası, mühitin qeyri-bircinsliliyi və s.). Lakin, faza münasibətinin pozucu mexanizmləri olmadıqda belə, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrinə nəzərən daha dəqiq olur. Ona görə də sabit intensivlik yaxınlaşmasından istifadə etməklə qeyri-xətti optik proseslərin fizikasını daha aydın təsvir etmək mümkün olur.

Dərslərdə faza münasibətinin müxtəlif pozucu mexanizmlərinin qeyri-xətti optik proseslərə təsirinə təhlili aparılmış və konkret hallar üçün tezlik çeviricilərinin effektivliyi ətraflı təhlil edilmişdir.

Müəlliflər dərslərin hazırlanmasında köməyi dəyən bütün həmkarlarına və dərslərin formalaşmasında sərf etdiyi gərgin əməyinə görə Kəmalə Kərimovaya dərin minnətdarlığını bildirir.

FƏSİL I

QEYRİ –XƏTTİ POLYARİZASIYA

§ 1.1. Xətti optika. Dielektriklərin polyarizasiyası

İşığın maddə ilə qarşılıqlı təsir effektlərini həm klassik və həm də kvant nəzəriyyəsinin vasitəsilə araşdırmaq olur. Atom sistemlərinin işıq şüalandırması və udmasını kvant nöqteyi –nəzərdən, işığın şəffaf mühitlərdə yayılmasını isə klassik nöqteyi –nəzərdən izahı daha məqsədəuyğundur. Biz yalnız, mühitin rezonans udma oblastından kənarında işığın yayılmasına nəzər salacağıq.

Xətti optikada mühiti xarakterizə edən kəmiyyətlərdən, sındırma əmsalı (harmonik dalğa üçün) n :

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.1.1)$$

Burada c və v uyğun olaraq, dalğanın boşluqda və mühitdə yayılma sürətləridir.

İşıq dalğası mühit daxilində z -oxu istiqamətində yayılarkən dalğanın intensivliyi məsafədən asılı olaraq eksponensial qanunla azalır:

$$I = I_0 e^{-\delta z}. \quad (1.1.2)$$

Burada δ işığın mühitdə udulma əmsalıdır, I_0 –isə mühit üzərinə düşən dalğanın intensivliyidir. Xətti optikada mühitin sındırma əmsalı və işığın udulma əmsalı mühitlə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivliyindən asılı deyildir.

Elektromaqnit dalğası mühitdə yayılarkən elektrik sahəsinin təsiri ilə mühitin atom və molekulları polyarlaşır. Polyarlaşmanın 3 növü mövcuddur:

1. Elektron polyarizasiyası – xarici sahənin təsiri ilə atomlarda elektron təbəqəsi nüvəyə nəzərən yerini dəyişir ki, bunun da nəticəsində atom dipol momentinə malik olur.

2. İon polyarizasiyası – sahənin təsiri ilə müsbət və mənfi ionlar bir-birinə nəzərən yerini dəyişirlər.

3. Fırlanma (isiqamətlənmə) polyarizasiyası – əgər mühit sabit dipola (dipol momentinə) malikdirsə, sahənin təsiri ilə dipollar xarici sahə istiqamətində düzülməyə çalışırlar ki, bu da fırlanma polyarizasiyasının yaranmasına səbəb olur.

Xarici sahənin təsiri ilə ən tez elektron polyarizasiyası yaranır. Elektronların nüvəyə nəzərən yerdəyişməsi 10^{-15} - 10^{-14} san ərzində baş verir. İon polyarizasiyasının baş verməsinə, elektron polyarizasiyasına nəzərən daha çox vaxt, yəni 10^{-13} - 10^{-11} san tələb olunur. Dipolların sahə istiqamətinə doğru fırlanması daha gec baş verir; fırlanma polyarizasiyasına sərf olunan zaman müddəti 10^{-10} san tərtibindədir.

Əgər polyarizasiya yaradan sahə olaraq işıq dalğasının sahəsini götürsək, ion və fırlanma polyarizasiyalarının əmələ gəlmə müddəti (t_{ion} və t_{fir}) sahənin rəqs perioduna nəzərən daha böyükdür. Doğrudan da, sahənin rəqs periodu

$$T = \frac{\lambda}{v} = \frac{\lambda}{c} n = \frac{6000 \text{ \AA}^0}{3 \cdot 10^{10} \text{ sm/san}} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ san}$$

olduğundan $t_{ion}, t_{fir} \gg T$. Ancaq 10 mkm –dalğa uzunluqlu şüalanma üçün elektron polyarizasiyası ilə yanaşı ion polyarizasiyasını da nəzərə almaq lazımdır.

Biz, ancaq işıq dalğasının təsiri ilə yaranan polyarlaşmaya baxacağıq, yəni fərz edirik ki, sahənin təsiri ilə mənfi yüklü elektron müsbət yüklü nüvəyə nəzərən yerini dəyişir və bununla da elektrik dipol momenti meydana gəlir. Elektronun nüvəyə nəzərən yerdəyişməsi, elektrona təsir edən elektrik sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılıdır. Sahənin qiymət və istiqaməti ω tezliylə dəyişdiyindən, elektronun vəziyyəti də həmin tezliklə dəyişəcəkdir. Başqa sözlə, dəyişən elektrik sahəsində elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında ω tezliylə rəqs edən dipol rolunu oynayacaqdır. Bu dipol, tezliyi dipolun rəqs tezliyinə, yəni tətbiq olunan xarici sahənin tezliyinə

bərabər olan tezliklə dalğa şüalandıracaqdır. Dipolun şüalandırdığı dalğanın fazası, dipolun rəqsinin fazası kimi, atomun nüvəsinin elektronla qarşılıqlı təsir qüvvəsindən asılı olacaqdır.

Biz eyni mülahizəni bir-birinin ardınca yerləşən ikinci, üçüncü və s. atomlar üçün də yürüdə bilərik. Onda, ikinci atoma təsir edən sahə olaraq, birinci atomdan gələn yekun sahə götürülür və s. Beləliklə, aşağıdakı vəziyyət müşahidə edilir: mühitə düşən elektromaqnit sahəsinin enerjisinin bir hissəsi dipolun rəqsinin yaranmasına sərf olunur. Bunun nəticəsində də dipol sahənin tezliyinə bərabər tezliklə, lakin sahənin fazasından fərqli faza ilə yenidən dalğa şüalandırır. Deməli, yekun dalğanın fazası, mühitə düşən dalğanın fazası ilə dipolun şüalandırdığı dalğanın fazasının aralığı qiymətini alır.

Xətti optikada fərz olunur ki, mühit tərəfindən şüalandırılan sahənin zamandan asılılığı mühit üzərinə düşən dalğanın sahəsinin zamandan asılılığı kimidir. Bu dalğalar yalnız fazaları və amplitudları ilə bir-birindən fərqlənirlər. Mühit üzərinə düşən və yenidən şüalandırılan dalğaların fazalar fərqi işığın mühitdəki faza sürətinin onun vakuumdakı sürətindən fərqli olmasına gətirir. Bununla da, sındırma əmsalının vahiddən fərqli olması izah olunur.

Xətti və qeyri-xətti optikamı müqayisə etmək üçün dielektriklərin polyarizasiya prosesini daha dəqiq araşdıraq.

Dielektriklər, tərkibində elektron və müsbət nüvələr olan molekulardan ibarətdir. Hər bir molekulanın daxilində müsbət və mənfi yüklər bir-birini tarazlaşdırdığından, molekula bütövlükdə neytral olur. Xarici sahənin təsirlə müsbət və mənfi yüklərin ağırlıq mərkəzləri bir-birinə nəzərən yerlərini dəyişdiyindən, molekulalar dipol momentinə malik olurlar. Əvvəlcə xarici sahənin təsiri altında sabit dipol momentinə malik olan molekula nəzər salaq.

Xarici sahə olmadıqda, nizamsız istilik hərəkəti nəticəsində molekulaların dipol momentləri müxtəlif tərəflərə eyni ehtimalla yönəldiklərindən, bütün molekulaların dipol momentlərinin vektorial cəmi sıfıra bərabər olur. Xarici sahə olduqda, dipolların bir qismi sahə istiqamətdə yönəlməyə başlayır ki, molekulaların dipol momentlərinin vektorial cəmi sıfırdan fərqli olur. Sahə nə qədər güclü olarsa, bu

fərqlənmə də bir o qədər güclü olar və molekula polyarizalanmış olar. Polyarlaşma dərəcəsi polyarizasiya vektoru ilə xarakterizə olunur. **Polyarizasiya vektoru** dedikdə, dielektrikin vahid həcmindəki dipol momentlərinin vektorial cəmi başa düşülür, yəni

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}.$$

Molekulların dipol momentlərinin istiqamətlənmə (fırlanma) dərəcəsinin sahənin intensivliyi ilə E mütənasib olduğunu qəbul etmək olar.

Polyarizasiya \mathbf{P} ilə sahə \mathbf{E} arasındakı asılılığı göstərən münasibət **maddi tənliklər** adlanır. Xətti optikada xətti maddi tənliklər aşağıdakı kimi yazılır

$$\mathbf{P}_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} \mathbf{E}_k, \quad (i, k = 1, 2, 3), \quad (1.1.3)$$

burada α dielektrik qavrayıcılıq tenzorunun komponentləridir. Bu tenzor simmetrikdir. Koordinat oxlar sistemini uyğun seçməklə, onu diaqonal şəkllə gətirmək olar:

$$\alpha_{ik} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}.$$

İzotrop mühitlər üçün (kubik sistemə malik) $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$. Bu halda (1.1.3) münasibəti aşağıdakı şəkllə düşər

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}. \quad (1.1.4)$$

$\alpha_{11} = \alpha_{22} \neq \alpha_{33}$ şərti biroxlı kristallara, $\alpha_{11} \neq \alpha_{22} \neq \alpha_{33}$ ikiöxlü kristallara aiddir.

(1.1.3) münasibətini elektrik induksiya vektorunun ifadəsində

$$D = E + 4\pi P \quad (1.1.5)$$

nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$D_i = E_i + 4\pi \sum_k \alpha_{ik} E_k = \sum_k (\delta_{ik} + 4\pi \alpha_{ik}) E_k, \quad (1.1.6)$$

burada δ_{ik} - Kroneker simvoludur ($\delta_{ik} = 0$ əgər $i \neq k$ olsa; $\delta_{ik} = 1$, əgər $i = k$ olsa).

$$\delta_{ik} + 4\pi \alpha_{ik} = \varepsilon_{ik} \quad (1.1.7)$$

ilə işarə etsək, alarıq

$$D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} E_k. \quad (1.1.8)$$

Burada ε_{ik} - mühitin **dielektrik nüfuzluğu**dur.

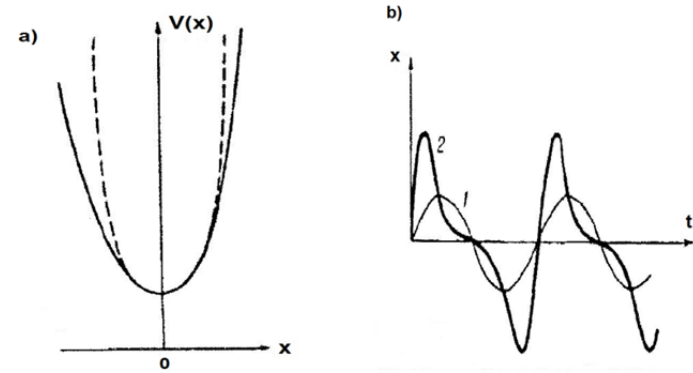
(1.1.7) ifadəsindən mühitin sındırma əmsalı üçün alarıq:

$$n_{ik} = \sqrt{\varepsilon_{ik}} = \sqrt{1 + 4\pi \alpha_{ik}}. \quad (1.1.9)$$

(1.1.3) maddi tənliyindən görünür ki, dipol momenti sahənin intensivliyi ilə düz mütənasibdir. Bu münasibət ödənersə, müxtəlif tezlikli dalğalar mühitdə bir-birindən asılı olmayaraq yayırlar. Bu münasibətin dəqiqliklə ödənməsi, optik effektlərin işığın intensivliyindən asılı olmadığına gətirir. Belə olan halda, mühitdə yayılan dalğaların dəyişmədiyini və superpozisiya prinsipinin ödənməsi halı baş verir. Ancaq lazerlər yaranandan çox-çox əvvəl məlum olmuşdur ki, optik elektronu həmişə harmonik ossilyator kimi hesab etmək olmur. Bu halda sözsüz ki, (1.1.6) tənliyi təxmini xarakter daşıyır. Doğrudan da, (1.1.6) tənliyinin çıxarılışında fərz olunmuşdur ki, nüvə tərəfindən elektrona göstərilən təsir qüvvəsi F elektronun yerdəyişməsi ilə düz mütənasibdir. Həqiqətən də, göstərmək olar ki, bu asılılıq yalnız çox da böyük olmayan yerdəyişmələrdə x , yəni yerdəyişməni yaradan çox da böyük olmayan sahələrdə özünü doğruldur. Elektronun nüvə sahəsində hərəkəti – onun potensial çuxurundakı hərəkətidir. Əgər atoma başqa

atomlar da təsir edərsə (molekulada və ya kristal qəfəsində), potensial çuxurun forması dəyişə bilər. Bu da potensialın $V(x)$ ifadəsində kubik həddin də $\sim x^3$ əmələ gəlməsinə ekvivalentdir ki, bununla da potensial çuxurun simmetriyası pozulmuş olur.

Şəkil 1.1a-da rəqs edən optik elektronun potensial çuxuru göstərilmişdir. Elektronun kiçik yerdəyişməsində onun potensial çuxuru $x = 0$ -a nəzərən simmetrikdir (qırıq xətt). Bu halda nüvə tərəfindən elektrona təsir edən qüvvə dx yerdəyişməsilə düz mütənasibdir. Böyük yerdəyişmələrdə isə elektronun potensial çuxuru qeyri –simmetrik olur (bütöv xətt). Şəkil 1.1b-də potensial çuxurunda elektronun rəqsinə harmonik işıq sahəsinin təsiri göstərilmişdir. Zəif sahələrdə elektronun yerdəyişməsi, xarici sahənin dəyişmə formasını təkrarlayır (1-ci əyri). Güclü sahələrdə isə elektronun yerdəyişməsi sahənin dəyişmə formasını təkrarlamır (2-ci əyri).



Şəkil 1.1.

Elektrik sahəsinin böyük və ya kiçik olması barədə mülahizə yürütmək üçün onu etalon (xarakterik) sahə ilə müqayisə etmək lazımdır. Verilmiş halda xarakterik sahə olaraq, atom daxili elektrik sahəsi E_a başa düşülür. Doğrudan da bu sahə optik elektronun atomun nüvəsilə əlaqə dərəcəsini müəyyən edir. Atomdaxili sahəni E_a Kulon

qanununa görə hesablamaq olar: $E_a = e/r_0^2$, burada r_0 elektron orbitinin radiusudur. $e = 4 \cdot 10^{-10}$ CQSE və $r_0 = 10^{-8}$ sm olduğunu nəzərə alsaq, $E_a = 10^9$ V/sm alarıq.

“Qeyri –lazer” işıq mənbələrinin köməyiylə $I = 1 \div 10$ Vt/sm² intensivlikli şüalanma yaratmaq mümkündür ki, bu da sahənin 0,1 – 10V/sm qiymətinə uyğun gəlir. Ona görə də belə zəif sahələrdə atom ossilyatorunun qeyri –harmonikliyini nəzərə almamaq olar və (1.1.3) münasibətindən istifadə etmək olar. Lazer sahəsinin intensivliyinin $10^8 - 10^{10}$ Vt/sm² qiymətində elektrik sahəsi $E \sim 10^5 - 10^7$ V/sm –intervalında olur ki, bu da atomdaxili sahədən nəzərə alınmaz dərəcədə kiçik deyildir. Hətta bəzi maddələrdə (əsasən yarımkeçiricilərdə) atomdaxili sahə daha kiçik, yəni $E_a \sim 10^7 \sim 10^8$ V/sm tərtibində olur.

§ 1.2. Lorens modeli

İşıq dalğasının şəffaf izotrop mühitdə yayılmasına baxacağıq. Sadəlik üçün əvvəlcə harmonik ossilyatorun klassik Lorens modelinə, yəni, ancaq nüvə və tək elektronu olan atoma nəzər salaq. İşıq dalğası ilə mühitin qarşılıqlı təsiri, dalğanın, mühitin atom və ya molekulları ilə elementar ardıcıl qarşılıqlı təsirindən ibarətdir. Lorens modelini xarakterizə edən tənliyi yazaq. Fərz edək ki, elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında harmonik ossilyator kimi rəqs edir. Onda elektronun hərəkət tənliyi aşağıdakı kimi olar (sadəlik üçün mühiti izotrop götürməklə hesab edirik ki, elektronun yerdəyişmə istiqaməti, sahənin **E** istiqamətilə üst-üstə düşür).

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} + \gamma_1 \frac{dr}{dt} + kr = -eE.$$

Bu tənliyin hər tərəfini m -ə bölsək, alarıq:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E. \quad (1.2.1)$$

Burada r – elektronun tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi, e – elektronun yükü, m – elektronun kütləsi, γ – udulma parametri ($\gamma = \frac{\gamma_1}{2m}$), ω_0 – elektronun məxsusi rəqs tezliyi ($\omega_0^2 = \frac{k}{m}$) və E – tətbiq olunan elektrik sahəsinin intensivliyidir.

Fərz edək ki, elektrik sahəsi harmonik qanunla dəyişir

$$E = \mathcal{E} \cos(\omega t + \varphi). \quad (1.2.2)$$

Sahənin belə triqonometrik funksiya şəklində yazılışı hesablamaqda çətinlik törətdiyindən, sahənin kompleks formada yazılışından istifadə edilir:

$$E = A(\omega) e^{i\omega t} + A^*(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (1.2.3)$$

burada $A(\omega)$ kəmiyyəti faza da daxil olmaqla, sahənin **kompleks amplitudası** adlanır:

$$A(\omega) = \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{i\varphi}, \quad (1.2.4)$$

harada ki, \mathcal{E} - sahənin həqiqi amplitudasıdır.

Elektrik sahəsinin (1.2.3) ifadəsini (1.2.1) tənliyində nəzərə alaraq:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} (A(\omega) e^{i\omega t} + \text{k.q.}). \quad (1.2.5)$$

Bu tənliyin həllini aşağıdakı şəkildə axtaraq:

$$r = r_0 e^{i\omega t} + \text{k.q.} \quad (1.2.6)$$

(1.2.6)-nı (1.2.5)-də nəzərə alsaq, elektronun tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi üçün almış olarıq

$$r = -\frac{e}{m} A(\omega) \frac{e^{i\omega t}}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} + \text{к.қ.} \quad (1.2.7)$$

Əgər mühitin vahid həcmindəki atomlarının sayı N -dirsə, onda mühitin vahid həcmnin polyarizasiyası $P = -Ner$ və ya

$$P = \frac{Ne^2}{m} \frac{A(\omega)}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} e^{i\omega t} + \text{к.қ.} \quad (1.2.8)$$

Əgər (1.2.8)-də

$$\alpha(\omega) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} \quad (1.2.9)$$

əvəzləməsi aparsaq (burada α xətti mikroskopik qavrayıcılıq adlanır), onda yazıla bilər

$$P = \alpha(\omega) A(\omega) e^{i\omega t} + \text{к.қ.} \quad (1.2.10)$$

Bu ifadə göstərir ki, polyarizasiya P həqiqətən də təsir edən sahənin amplitudası ilə mütənasib olub, sahənin dəyişmə tezliyi ilə dəyişir.

Polyarizasiyanın alınan (1.2.10) ifadəsini Maksvell tənliklərində nəzərə alaraq. Maksvell tənliklərinə görə

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (1.2.11)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{D} = 0,$$

harada ki,

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\alpha, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (1.2.12)$$

(1.2.11) sistem tənliyi keçirici olmayan, qeyri-mağnit mühitlər üçün doğrudur. (1.2.11) sisteminin birinci tənliyinin hər iki tərəfindən rotor alıb, ikiqat vektor hasilinin xassəsindən ($\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \nabla \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}$) və sistemin başqa tənliyindən istifadə etsək, alarıq:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}. \quad (1.2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \text{ götürməklə bir ölçülü məsələyə keçsək,}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.2.14)$$

alarıq. (1.2.14) tənliyinin həllini

$$E(z, t) = A e^{j(\omega t - kz)} + \text{к.қ.} \quad (1.2.15)$$

şəklində axtarsaq, yazıla bilər

$$k^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2. \quad (1.2.16)$$

Dalğa ədədi k ədədi qiymətə, vahid uzunluqda yerləşən dalğa sayının 2π -yə hasilinə bərabərdir. Dalğa ədədi dalğanın tezliyinin və onun mühitdəki sürətinin funksiyasıdır. Dalğanın mühitdəki sürəti sındırma əmsalı n ilə təyin edildiyindən, yazıla bilər ki, $k = (\omega/c)n$, ona görə də

$$n^2 = \varepsilon = 1 + 4\pi\alpha. \quad (1.2.17)$$

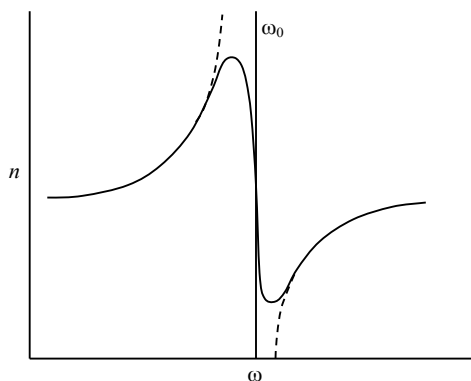
(1.2.9) ifadəsini (1.2.17)-də nəzərə alsaq, yazıla bilər

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m} \frac{4\pi}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2}. \quad (1.2.18)$$

Əgər $\gamma = 0$ -dirsə (itki nəzərə alınmır), n – həqiqi ədəddir. Onun

tezlikdən asılılığı şəkil 1.2-də qırıq xətlə göstərilmişdir. Əgər $\gamma \neq 0$ -dirsə, n kompleks kəmiyyət olar. n -in xəyalı hissəsi dalğanın udulma dərəcəsini təyin edir və ω_0 -ın yaxınlığında ən böyük qiymətə bərabər olur. n -in həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı şəkil 1.2-də bütöv xətlə göstərilmişdir.

Maddələrin çoxu bir neçə məxsusi rəqs tezliyinə, yəni bir neçə udma xəttinə malikdir. Əgər udulma elektronların hərəkəti ilə əlaqədardırsa, onda məxsusi rəqs tezliyi böyük olmaqla, spektrin ultrabənövşəyi və ya görünən oblastına düşür. Atomların məxsusi rəqs tezlikləri bir-birinə nəzərən kiçik olduğundan, onlara uyğun spektrlər infraqırmızı oblasta düşür.



Şəkil 1.2

Əgər kristal müxtəlif atomlar qrupundan təşkil olunmuşdursa, atomların hər biri özünə məxsus rezonans tezliyinə malikdir. Ona görə də infraqırmızı udma spektrləri, tədqiq olunan kristalda hansı atomlar qrupunun olması haqqında dəqiq məlumat verir və əksinə, əgər maddənin tərkibi məlumdursa, onun hansı spektral oblastda dalğa udduğunu əvvəlcədən söyləmək olur. Məsələn, kvarts və ya sink oksid maddələri CO_2 lazer şüası ($\lambda = 10,6 \text{ mkm}$) üçün şəffaf maddə ola bilməzlər.

Rezonansdan uzaqlarda, yəni $\omega - \omega_0 \gg \gamma$ olduqda (bu oblastda

klassik modeldən istifadə etmək olar), qavrayıcılıq və polyarizasiya aşağıdakı düsturlarla ifadə olunur

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}, \quad \alpha = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.2.19)$$

Bu düstur ((1.2.18) ilə birlikdə) işığın dispersiyasının sadə qanunauyğunluqlarını ifadə edir. Polyarizasiya ilə sahə arasındakı xətti asılılıq rezonansın yaxınlığında da saxlanılır. Ancaq bu halda udulmanı nəzərə almaq lazımdır.

Beləliklə, $\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}$ münasibəti doğru olduqda, intensivlikdən asılı olan qeyri-xətti effektlər mövcud olmur. Belə olan halda, müxtəlif tezlikli dalğalar bir-birindən asılı olmayaraq mühitdə yayılırlar, yəni superpozisiya prinsipi ödənilir. Ona görə də təsdiq etmək olar ki, “adi” optikanın xəttliliyi tamamilə $\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}$ münasibətilə bağlıdır.

§ 1.3. Qeyri harmonik ossilyator

Əvvəlki paragrafda aldığımız (1.2.10) ifadəsində polyarizasiyanın sahədən xətti asılılığı onu göstərir ki, sahə iki dəfə artarsa, polyarizasiya da bir o qədər, yəni iki dəfə artar. Lakin fizikanın başqa sahələrindən də məlumdur ki, bir fiziki kəmiyyətin başqa kəmiyyətdən xətti asılılığı təqribi xarakter daşımaqla, yalnız müəyyən məhdud oblastda özünü doğruldur. Buna misal olaraq, məşhur Huk qanununu göstərmək olar. Bu qanunun, ancaq kiçik gərginliklərdə ödənməsinə baxmayaraq, böyük gərginliklərdə özünü doğrultmur. Ona görə də elektronun nüvə sahəsində hərəkəti zamanı polyarizasiyanın sahədən xətti asılılığının, yalnız elektrik sahəsinin müəyyən dəyişmə oblastında ödəndiyini qəbul etmək olar. Doğurdan da, elektronun nüvə sahəsində hərəkəti – onun potensial çuxurdakı hərəkətidir. Əgər atoma başqa atomlar da təsir edərsə, (molekulada və ya kristal qəfəsində), potensial çuxurun forması dəyişə bilər. Bu da, potensialın $V(r)$ ifadəsində yerdəyişmədən asılı olaraq, kubik həddin də $\sim r^3$ (yəni qeyri

–harmonik həddin) əmələ gəlməsinə ekvivalentdir ki, bununla da, potensial çuxurun simmetriyası pozulmuş olur (şəkil 1.1a-ya bax). Onda:

$$V(r) = \frac{kr^2}{2} + \frac{q}{2}r^3. \quad (1.3.1)$$

Beləliklə, F qüvvəsi yerdəyişmədən qeyri-xətti asılı olur:

$$F = kr + \beta r^2. \quad (1.3.2)$$

Bu ifadəni elektronun hərəkət tənliyində nəzərə alsaq, tənlik qeyri-xətti, ossilyator isə qeyri –harmonik olar və (1.2.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r - \xi r^2 = -\frac{e}{m} E. \quad (1.3.3)$$

Daha böyük işıq sahələrində F qüvvəsinin ifadəsində r^3 və r -in daha yüksək tərtibli hədləri də daxil olar. (1.3.3) tənliyinə qeyri –harmonik hədd daxil olduğundan, bu tənliyi Lorens tənliyi kimi adi üsulla həll etmək mümkün deyildir. Bu tənlikdə qeyri harmonik həddin harmonik həddə nəzərən kiçik olduğunu nəzərə alsaq, onun həllə təsirinin də cüzi olduğunu qəbul etmək olar. Belə olan halda (1.3.3) tənliyinin həllini üstlü sıra şəklində axtarmaq daha məqsədəuyğundur, yəni:

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + \dots, \quad (1.3.4)$$

burada

$$r_l = a_l E^l. \quad (1.3.5)$$

(1.3.5) ifadəsini (1.3.3)-də nəzərə alcaq, yaza bilərik

$$\frac{d^2r_l}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_l}{dt} + \omega_0^2 r_l = -\frac{e}{m} E, \quad (1.3.6)$$

$$\frac{d^2r_2}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_2}{dt} + \omega_0^2 r_2 = \xi r_1^2. \quad (1.3.7)$$

Beləliklə, aldıq ki (1.3.3) tənliyinə daxil olan ξr^2 həddi sahədən E qeyri-xətti asılı yerdəyişməyə gətirir, bu qeyri -xəttilik $r_2 = a_2 E^2$ -dir. Əgər (1.3.7) tənliyində r_l -nin daha yüksək tərtibli həddini nəzərə alsaydıq, daha yüksək tərtibli qeyri -xəttilik almış olardıq.

(1.3.6) və (1.3.7) tənliklərini həll etmək üçün sahənin kompleks formada yazılışından istifadə edəcəyik. Ancaq burada elektrik sahəsinin çoxlu komponentdən ibarət olduğunu nəzərə alacağıq, yəni

$$E = A(\omega_1)e^{-i\omega_1 t} + A^*(\omega_1)e^{i\omega_1 t} + A(\omega_2)e^{-i\omega_2 t} + A^*(\omega_2)e^{i\omega_2 t} + \dots + A(\omega_n)e^{-i\omega_n t} + A^*(\omega_n)e^{i\omega_n t}, \quad (1.3.8)$$

Həlli sadələşdirmək üçün $-\omega_n = \omega_{-n}$ əvəzləməsini qəbul edək. Onda yaza bilərik

$$A^*(\omega_n) = A(\omega_{-n}). \quad (1.3.9)$$

(1.3.9) bərabərliyini nəzərə alsaq, (1.3.8) ifadəsini cəm şəklində yaza bilərik

$$E = \sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \quad (1.3.10)$$

Burada cəmləmə indeksi həm müsbət və həm də mənfi qiymətlər alır: $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Beləliklə, (1.3.9) münasibətinə görə mənfi indeksli hədlər avtomatik olaraq kompleks qoşma kəmiyyətlərini əvəz edir.

(1.3.10) ifadəsini (1.3.5)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned}\frac{dr_1}{dt} &= -ia_1 \sum_n \omega_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}, \\ \frac{d^2 r_1}{dt^2} &= -a_1 \sum_n \omega_n^2 A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}.\end{aligned}\quad (1.3.11)$$

Onda (1.3.7) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər.

$$\begin{aligned}-a_1 \sum \omega_n^2 A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} - 2a_1 i \gamma \sum \omega_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} + \\ + a_1 \omega_0^2 \sum A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} = -\frac{e}{m} \sum A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}.\end{aligned}\quad (1.3.12)$$

(1.3.12) tənliyinin sağ və sol hissələri hər bir tezlik üçün ödəndiyindən, alarıq

$$a_1 \sum A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} = -\frac{e}{m} \sum \frac{A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}}{\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2},$$

və ya

$$r_1 = -\frac{e}{m} \sum \frac{A(\omega_n) e^{-i\omega_n t}}{\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2}.\quad (1.3.13)$$

(1.3.13) ifadəsi xətti hal üçün alınmış ifadə ilə üst-üstə düşür. Aldığımız bu nəticə bir neçə tezlik üçün ümumiləşmişdir.

Aldığımız bu ifadəni r_2 -nin tapılmasında istifadə edək. (1.3.13) ifadəsini (1.3.8) -də nəzərə alıb,

$$\left(\sum_n A(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \right)^2 = \sum_n \sum_m A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t} \quad (1.3.14)$$

münasibətindən istifadə edək (burada m indeksi n -in aldığı qiymətləri alır). Onda (1.3.7) və (1.3.13) münasibətlərindən yazı bilərik

$$r_2 = -\frac{e^2 \xi}{m^2} \sum_n \sum_m \frac{A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}}{F(\omega_0, \omega_n, \omega_m, \gamma)},$$

burada

$$F(\omega_0, \omega_n, \omega_m, \gamma) = (\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2)(\omega_0^2 - 2i\omega_m \gamma - \omega_m^2) \times \\ \times [\omega_0^2 - 2i\gamma(\omega_n + \omega_m) - (\omega_n + \omega_m)^2].$$

Polyarizasiyanı da üstlü sıra şəkllində götürə bilərik, yəni:

$$P = \sum_{i=1}^{\infty} P_i,$$

burada $P_i = -Ne\eta_i$.

Onda xətti polyarizasiya üçün alarıq

$$P_x = \sum \alpha(\omega_n) A(\omega_n) e^{-i\omega_n t},$$

burada

$$\alpha(\omega_n) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega_n - \omega_n^2}.$$

Sahəyə görə kvadratik qeyri -xətti polyarizasiya

$$P_{q/x} = \sum_n \sum_m \chi(\omega_n, \omega_m) A(\omega_n) A(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}, \quad (1.3.15)$$

burada

$$\chi(\omega_n, \omega_m) = -\frac{m\xi}{N^2 e^3} [\alpha(\omega_n)] [\alpha(\omega_m)] [\alpha(\omega_n + \omega_m)] \quad (1.3.16)$$

ikinci tərtib qavrayıcılıqdır.

İkinci tərtib polyarizasiya (1.3.3) tənliyindəki ξr^2 həddinin hesabına yaranır. (1.3.15) münasibəti göstərir ki, ikinci tərtib polyarizasiya n və m -in indekslərinin qiymətləri ± 1 və ± 2 olan ixtiyari kombinasiyalı $(\omega_n + \omega_m)$ tezlikli komponentlərə malikdir. Buna oxşar

olaraq, daha yüksək tərtibli spektral komponentləri də hesablamaq olar. Əgər (1.3.4) tənliyinə kubik qeyri-xəttiliyi daxil etsək, bütün mümkün olan $(\omega_n + \omega_m + \omega_p)$ tezlikli **üçüncü tərtib qeyri-xətti polarizasiyanı** almış olarıq.

(1.3.16) ifadəsi göstərir ki, ikinci tərtib qavrayıcılıq, üç dalğaya uyğun birinci tərtib qavrayıcılıqların hasilindən asılıdır. Rezonans tezlikdən uzaqlarda xətti qavrayıcılıq həqiqi ədəd olduğundan, ikinci tərtib qavrayıcılıq da həqiqi ədəddir.

Gələcəkdə yazını sadələşdirmək üçün ikinci tərtib polarizasiyanı P hərfilə, ikinci tərtib qavrayıcılığı isə χ hərfi ilə işarə edəcəyik.

§ 1.4. Üç ölçülü halda polarizasiyanın komponentləri. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri

Bir ölçülü halda P , E və χ skalyar ədədlərdir. Üçölçülü halda isə \mathbf{P} və \mathbf{E} vektorlardır. Buna uyğun olaraq, χ qavrayıcılığı vektorlardan birini, digər iki vektorun hasilini ilə bir birinə bağladığından **3 ranglı tenzora** çevrilir. Ona görə də (1.3.15) tənliyinin yerinə yaza bilərik

$$P_i(\omega_n + \omega_m) = \sum_{jk} \sum_{nm} \chi_{ijk}(\omega_{n+m}, \omega_n, \omega_m) A_j(\omega_n) A_k(\omega_m) e^{-i(\omega_n + \omega_m)t} \quad (1.4.1)$$

Burada i, j və k indekslərinin hər biri x, y və z -in qiymətlərini alır, $\omega_{n+m} = \omega_n + \omega_m$. Qeyd edək ki, burada qavrayıcılığın $\chi(\omega_n, \omega_m)$ tezlik arqumentləri hər üç tezlikdən asılıdır $\chi(\omega_{n+m}, \omega_n, \omega_m)$.

İndi n və m indekslərinin hər bir cütlüyünə görə üç sahənin $A(\omega_n + \omega_m)$, $A(\omega_n)$ və $A(\omega_m)$ qarşılıqlı təsirinə baxacağıq: n və m - indekslərinin hər bir cütlüyünə uyğun üç müxtəlif proses mövcud olar:

a) $A(\omega_n)$ və $A(\omega_m)$ sahəli dalğaların köməyiylə $A(\omega_n + \omega_m)$ sahəli dalğanın generasiyası;

b) $A(\omega_n + \omega_m)$ və $A(\omega_m)$ sahəli dalğalarının köməyiylə $A(\omega_n)$ sahəli dalğanın generasiyası;

c) $A(\omega_n + \omega_m)$ və $A(\omega_n)$ sahəli dalğaların köməyiylə $A(\omega_m)$ sahəli dalğanın generasiyası.

Əgər bütün mümkün olan halları (1.4.1) tənliyində nəzərə alsaq, qeyri-xətti polarizasiyanın çoxlu sayda müxtəlif tezlik komponentlərini alarıq. Tənliklərin sayını məhdudlaşdırmaq üçün, ancaq $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ **cəm tezlikli dalğanın generasiyası** prosesi üçün qeyri-xətti polarizasiyanın komponentlərini nəzərə alacağıq. Bu komponentlər aşağıdakı kimidir:

$$\begin{aligned} P_i(\omega_1) &= \chi_{ijk}(\omega_1, -\omega_2, \omega_3) A_j(-\omega_2) A_k(\omega_3) e^{-i(\omega_3 - \omega_2)t} + \\ &\quad + \chi_{ijk}(\omega_1, \omega_3, -\omega_2) A_j(\omega_3) A_k(-\omega_2) e^{-i(\omega_3 - \omega_2)t}; \\ P_j(\omega_2) &= \chi_{ijk}(\omega_2, \omega_3, -\omega_1) A_k(\omega_3) A_i(-\omega_1) e^{-i(\omega_3 - \omega_1)t} + \\ &\quad + \chi_{ijk}(\omega_2, -\omega_1, \omega_3) A_k(-\omega_1) A_i(\omega_3) e^{-i(\omega_3 - \omega_1)t}; \\ P_k(\omega_3) &= \chi_{ijk}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) A_i(\omega_1) A_j(\omega_2) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + \\ &\quad + \chi_{kij}(\omega_3, \omega_2, \omega_1) A_i(\omega_2) A_j(\omega_1) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t}. \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

Buraya mənfi tezliklər üçün 3 həd də əlavə olunmalıdır.

Qeyd edək ki, (1.4.2) münasibətində cəmləmə təkrarlanan indekslərə görə aparılır. Ona görə də məsələn $P_i(\omega_1)$ həddi qeyri-xətti qavrayıcılıq tenzorlarının doqquz komponentlərindən χ_{ixx} , χ_{ixy} , χ_{ixz} , χ_{iyx} və s. cəmindən ibarətdir. Bunlardan əlavə $P(\omega_1)$ -in 3 müxtəlif komponentləri $P_x(\omega_1)$, $P_y(\omega_1)$ və $P_z(\omega_1)$ -də mövcuddur (dediklərimiz eynilə $P(\omega_2)$ və $P(\omega_3)$ -ə də aiddir).

Xətti qavrayıcılıq həqiqi ədəd olduğundan (1.3.16)-ya əsasən yazmaq olar

$$\chi_{ijk}(\omega_1, -\omega_2, \omega_3) = \chi_{jki}(\omega_2, \omega_3, -\omega_1) = \chi_{kij}(\omega_3, \omega_1, \omega_2). \quad (1.4.3)$$

(1.4.3) münasibəti asılı olmayan komponentlərin sayını azaltmış olur.

§ 1.5. Miller qaydası

Üç ölçülü halda (1.3.16) münasibətini ümumiləşdirsək, yazmaq olar

$$\chi_{ijk}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) = [\alpha_{ii}^{(1)}(\omega_1)] [\alpha_{jj}^{(1)}(\omega_2)] [\alpha_{kk}^{(1)}(\omega_3)] \Delta_{ijk}. \quad (1.5.1)$$

Bu münasibət müəllifin (R.C.Millerin) adına görə **Miller qaydası** adlanır. Empirik yolla müəyyən edilmişdir ki, (1.5.1)-ə daxil olan Δ_{ijk} vurğusu çoxlu sayda kristallar üçün təxmini sabit qalır. Bu münasibət göstərir ki, yüksək sındırma əmsalına malik olan maddələrin qeyri-xətti qavrayıcılığı da böyük olur. Beləliklə, bu qayda yeni qeyri-xətti maddələrin axtarışında böyük əhəmiyyət kəsb edir.

§ 1.6. Kvadratik və kubik qeyri-xətti polyarizasiya

Mühitin dielektrik nüfuzluğunun xarici elektrik sahəsindən asılılığına lazerlər yaranandan əvvəl də baxılmışdır. Koherent işıq mənbələrinin (lazerlərin) yaranmasından sonra dielektrik nüfuzluğunun işıq dalğasının intensivliyindən asılılığına əsaslanan qeyri-xətti effektlərin araşdırılması geniş vüsət aldı.

Qavrayıcılıq tenzorunun sahədən asılılığının nəzərə alınması, (1.1.3) xətti maddi tənliyini qeyri-xətti tənliyə çevirir:

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik}(E) E_k. \quad (1.6.1)$$

Beləliklə, xətti optikadan **qeyri-xətti optikaya** keçilir.

$\alpha_{ik}(E)$ -ni sahənin intensivliyinin üstlərinə görə sərşaya ayırıraq:

$$\alpha_{ik}(E) = \alpha_{ik} + \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_j + \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ikjm} E_j E_m + \dots, \quad (1.6.2)$$

burada α_{ik} – **xətti qavrayıcılıqdır** (2 -ranqlı tenzor); χ_{ikj} – **kvadratik qeyri-xətti** qavrayıcılıqdır (3-ranqlı tenzor); θ_{ikjm} – **kubik qeyri-xətti qavrayıcılıqdır** (4-ranqlı tenzor). Prinsipcə, (1.6.2) ifadəsində daha yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılıqları da nəzərə almaq olar.

Dielektriklərin qavrayıcılığının xarakterik qiymətləri aşağıda göstərilən kimidir:

$$\alpha \approx 1; \quad \chi \approx 10^{-12} - 10^{-11} \frac{m}{V},$$

$$\theta \approx 10^{-22} - 10^{-21} \frac{m^2}{V^2} \quad \text{və s.} \quad (1.6.3)$$

Məsələn: KDP kristalı üçün $\chi \approx 0,5 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$, $\theta \approx 2 \cdot 10^{-22} \frac{m^2}{V^2}$,

$LiNbO_3$ kristalı üçün $\chi = 5 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$, $\theta = 2 \cdot 10^{-21} \frac{m^2}{V^2}$. Əgər hesab

etsək ki, lazer şüalarının sahəsi $10^9 V/m$ – qiymətini aşmır, onda (1.6.3) ifadəsindəki hədlər sıra nömrəsi artdıqca, kəskin azalmış olur.

(1.6.2) ifadəsini (1.6.1)-də nəzərə alsaq, qeyri-xətti maddi tənliyi aşağıdakı şəkildə alarıq:

$$P_i = P_{xi} + P_{qxi} = \sum_k \alpha_{ik} E_k + \sum_k \sum_j \chi_{ikj} E_k E_j +$$

$$+ \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm} E_k E_j E_m + \dots \quad (1.6.4)$$

Burada

$$P_{xi} = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k \quad (1.6.5)$$

-xətti polyarizasiya vektorunun komponentləridir. P_{qxi} - qeyri-xətti polyarizasiyanın komponentləridir. (1.6.4) ifadəsində qeyri -xətti polyarizasiya P_{qx} , kvadratik P_{kv} və kubik P_{kub} polyarizasiyaların cəmindən ibarətdir;

$$P_{kvi} = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_k E_j, \quad (1.6.6)$$

$$P_{kubi} = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ikjm} E_k E_j E_m. \quad (1.6.7)$$

Yazılışı sadələşdirmək üçün çox zaman (1.6.4)-(1.6.7) ifadələrinin aşağıdakı formada yazılışından istifadə edirlər:

$$\mathbf{P} = \alpha : \mathbf{E} + \chi : \mathbf{EE} + \theta : \mathbf{EEE} + \dots, \quad (1.6.4a)$$

$$\mathbf{P}_x = \alpha : \mathbf{E}, \quad (1.6.5a)$$

$$\mathbf{P}_{kv} = \chi : \mathbf{EE} \quad (1.6.6a)$$

$$\mathbf{P}_{kub} = \theta : \mathbf{EEE}. \quad (1.6.7a)$$

§ 1.7. Kvadratik və kubik qeyri-xətti mühitlər

Simmetriya mərkəzinə malik olan kristallar və eləcə də, maye və qazlar üçün χ tenzoru sıfıra bərabərdir. Yada salmaq ki, koordinat çevrilişində tenzorun komponentləri uyğun koordinatların hasili kimi çevrilirlər. Məsələn, $\chi_{122} - xyx$ hasilləri kimi, χ_{223} - isə yyz hasilləri kimi çevrilir. Kristalın simmetriya mərkəzinə görə inversiya əməliyyatına baxaq; $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$. Bu halda χ tenzorunun komponentləri də öz işarəsini dəyişməlidir (onlara tək sayda koordinatların hasili uyğun olduğundan); $\chi_{ijk} = -\chi_{ijk}$. Lakin

mərkəzi simmetriyaya malik kristallarda χ dəyişməz qalmalıdır. Ona görə də $-\chi_{ijk} = \chi_{ijk}$ alarıq. Başqa sözlə $\chi_{ijk} = 0$ olmalıdır.

Beləliklə, simmetriya mərkəzinə malik kristallarda, mayelərdə və qazlarda kvadratik polyarizasiya simmetriyaya görə mövcud olmur. Ona görə də belə mühitlərin qeyri -xəttiliyi kubik qavrayıcılığın birinci tərtiblə müəyyən olunur. Belə kristallar **kubik qeyri-xətti kristallar** adlanır. Kubik qeyri-xətti izotrop mühitlər üçün maddi tənliklər aşağıdakı kimi olur

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} + \theta E^2 \mathbf{E} + \dots \quad (1.7.1)$$

Əgər kristal kvadratik qavrayıcılığa malikdirsə, onda onun qeyri-xətti qavrayıcılığı kvadratik qavrayıcılıqla müəyyən olunur. Ona görə də kvadratik qavrayıcılığa malik olan kristalları **kvadratik qeyri-xətti mühitlər** adlandırırlar.

FƏSİL II

QEYRİ –XƏTTİ DALĞA TƏNLIYI

§ 2.1. Qeyri-xətti polyarizasiyalı mühitlərdə dalğa tənliyi

Qeyri-xətti dielektriklərdə elektromaqnit dalğasının yayılmasını xarakterizə edən tənliyi tapmaq üçün **Maksvell tənliklərindən** istifadə edək:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0; & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0; \\ \mathbf{D} &= \mathbf{E} + 4\pi(\mathbf{P}_x + \mathbf{P}_{qx}); & \mathbf{B} &= \mathbf{H}. \end{aligned} \right\} \quad (2.1.1)$$

Bu tənliklər keçirici olmayan qeyri –maqnit mühitlərə aiddir.

Bu sistemin birinci tənliyinə rotor operatorunu tətbiq edib, sistemin başqa tənliklərini nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_x + 4\pi\mathbf{P}_{qx}). \quad (2.1.2)$$

(2.1.2)-də tənliyin sağ tərəfində ancaq qeyri-xətti polyarizasiyadan asılı olan ifadəni saxlasaq, alarıq:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_x) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx}. \quad (2.1.3)$$

(2.1.3)-də (1.1.5)-(1.1.9) ifadələrini nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$(\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E})_i + \frac{1}{c^2} \sum_k \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_k = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx}, \quad (2.1.4)$$

burada $\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}$.

İzotrop mühitlər üçün (2.1.4) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{qx} \quad (2.1.5)$$

$\mathbf{P}_{qx} = 0$ olduqda, (2.1.5) tənliyi **xətti optikanın tənliyinə** çevrilmiş olar. Burada xətti polyarizasiya ε -na daxil edilmişdir, \mathbf{P}_{qx} isə yalnız qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir.

(2.1.5) tənliyində $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} = \nabla^2 \mathbf{E}$ olduğundan yaza bilərik

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}, \quad (2.1.6)$$

burada \mathbf{P} – qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir $\mathbf{P} = \mathbf{P}_{qx}$.

§ 2.2. Xətti və qeyri-xətti qavrayıcılığın dispersiyası

Mühitin polyarlaşması prosesinə müəyyən qədər vaxt tələb olunur. Ona görə də xarici təsirə qarşı mühitin reaksiyası, zamana görə təsir anından geri qalır. Dəqiq desək, verilmiş zaman anında mühitin polyarizasiyası, sahənin intensivliyinin əvvəlki zaman anlarındakı qiymətlərlə təyin olunur. Bu onu göstərir ki, (1.6.1) tənliyinin yerinə aşağıdakı asılılığı götürməliyik:

$$P_i(t) = \sum_k \int_0^\infty \alpha_{ik}(\tau) E_k(t-\tau) d\tau. \quad (2.2.1)$$

Başqa sözlə, dielektrik qavrayıcılığının zamana görə dispersiyasını nəzərə almalıyıq. Dispersiyanın nəzərə alınması, qavrayıcılıq tenzorunun işıq dalğasının tezliyindən asılılığına gətirir. Əgər maddi tənliklərdə \mathbf{P} və \mathbf{E} vektorlarının Furiye komponentlərindən istifadə etsək, yəni

$$P(\omega) = \int P(t)e^{-i\omega t} dt,$$

$$E(\omega) = \int E(t)e^{-i\omega t} dt$$

kimi götürsək, onda əvvəlki kimi (1.6.5) tənliyindən istifadə edə bilərik. Ancaq bu halda qavrayıcılıq tenzorunun komponentləri $\alpha_{ik}(\omega)$ tezlikdən asılı olmalıdır (onları **tenzorun spektral toplanmaları** adlandırırlar). Beləliklə,

$$P_i(\omega) = \sum_k \alpha_{ik}(\omega) E_k(\omega), \quad (2.2.2)$$

burada

$$\alpha_{ik}(\omega) = \int_0^{\infty} \alpha_{ik}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (2.2.3)$$

(2.2.1) tənliyinin hər iki tərəfində **Furiye çevrilməsini** aparmaqla bu nəticələri almış oluruq.

Dispersiyanı kvadratik polyarizasiyada da nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$P_{kvi}(t) = \sum_k \sum_j \int_0^{\infty} \int \chi_{ikj}(\tau', \tau'') E_k(t - \tau') \times \\ \times E_j(t - \tau' - \tau'') d\tau' d\tau''. \quad (2.2.4)$$

Xətti polyarizasiya halındakına oxşar olaraq, burada da mühitin polyarizasiya vektorunun və sahənin intensivliyinin Furiye komponentlərindən istifadə etsək, alarıq

$$P_{kvi}(\omega_1 + \omega_2) = \sum_k \sum_j \chi_{ikj}(\omega_1 + \omega_2) E_k(\omega_1) E_j(\omega_2), \quad (2.2.5a)$$

$$P_{kvi}(\omega_1 - \omega_2) = \sum_k \sum_j \chi_{ikj}(\omega_1 - \omega_2) E_k(\omega_1) E_j^*(\omega_2), \quad (2.2.5b)$$

burada

$$\chi_{ikj}(\omega_1 \pm \omega_2) = \int_0^{\infty} \int \chi_{ikj}(\tau', \tau'') \exp[-i(\omega_1 \pm \omega_2)\tau' \mp i\omega_2\tau''] d\tau' d\tau''.$$

Qavrayıcılıq tenzorunun χ hər bir spektral toplananı cəm $(\omega_1 + \omega_2)$ və fərq $(\omega_1 - \omega_2)$ tezliklərindən asılıdır ki, bu da kvadratik polyarizasiya dalğasının tezliyini müəyyən edir. Qeyd edək ki, $\chi_{ijk}(\omega_1 \pm \omega_2)$ yazılışı qısaltılmış şəkildədir. Prinsipcə, bu kəmiyyət $\chi_{ikj}(\omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ şəklində yazılmalıdır.

θ tenzoru 3 tezlik arqumentindən asılıdır. Bu tezliklər də kubik polyarizasiya dalğasının tezliklərini müəyyən edir. Misal üçün kubik polyarizasiya

$$P_{kubi}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \\ = \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikj m}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) E_k(\omega_1) E_j(\omega_2) E_m(\omega_3). \quad (2.2.7)$$

(2.2.5) və (2.2.7) münasibətləri göstərir ki, mühitin qeyri-xətti polyarizasiyası işıq dalğalarının qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır. Kvadratik polyarizasiya dalğasının meydana gəlməsi iki işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir, belə qarşılıqlı təsiri **üçtezlikli qarşılıqlı təsir** adlandırırlar. Kubik polyarizasiya dalğası isə üç işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir. Belə qarşılıqlı təsiri **dörd tezlikli qarşılıqlı təsir** adlandırırlar. Işıq dalğalarının qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirlərindən istifadə edərək, tezlik çeviriciləri yaratmaq mümkündür.

Dispersiyalı mühitin dielektrik nüfuzluğu kompleks ədəddir:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i4\pi\sigma/\omega, \quad (2.2.8)$$

burada σ -mühitin xüsusi keçiriciliyidir. Buna uyğun olaraq kompleks xətti qavrayıcılığı aşağıdakı şəkildə göstərək

$$\tilde{\alpha} = \alpha + i\sigma/\omega. \quad (2.2.9)$$

Mühitin keçiriciliyə malik olması, nüfuzluğun və qavrayıcılığın kompleks toplananına malik olması ilə əlaqədardır. Xətti qavrayıcılığın kompleks toplananının olması, işığın birfotonlu udulmasına gətirir.

Ümumi halda qeyri-xətti qavrayıcılığa da kompleks kəmiyyət kimi baxılmalıdır. Qavrayıcılığın xəyalı toplananı onun həqiqi toplananından çox-çox kiçikdir, yəni

$$\text{Im } \tilde{\alpha} \ll \alpha; \quad \text{Im } \tilde{\chi} \ll \chi; \quad \text{Im } \tilde{\theta} \ll \theta \quad \text{və s.}$$

Ancaq yadda saxlamaq lazımdır ki,

$$\text{Im } \tilde{\alpha} \sim \chi E, \quad \text{Im } \tilde{\chi} \sim \theta E.$$

Bu münasibət onu göstərir ki, xətti qavrayıcılığın xəyalı toplananı ilə bağlı olan effektlər kvadratik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərlə eyni tərtiblidir. Bunu, kvadratik qavrayıcılığın xəyalı toplananı ilə bağlı olan effektlərin, kubik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlər haqqında da demək olar. Yüksək tərtibli qavrayıcılığın həqiqi toplananları yüksək optik harmonikaların yaranmasına, yüksək tərtibli qavrayıcılığın xəyalı toplananı isə atomların çoxfotonlu ionizasiyasına və molekulların dissosiasiyasına cavabdehdir.

§ 2.3. Qeyri-xətti optik effektlər

İşıq dalğasında elektrik sahəsinin gərginlik vektorunu aşağıdakı kimi götürək

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{e} \{ A(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})] + k.c. \} \quad (2.3.1)$$

burada \mathbf{e} -vahid polyarizasiya vektorudur; $A(\mathbf{r}, t)$ işıq dalğasının **kompleks amplitududur**; k.q.-toplananın **kompleks qoşmasıdır**.

(2.3.1) ifadəsində $\exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$ – həddinə nəzərən $A(\mathbf{r}, t)$ funksiyası argumentin dəyişməsinə görə çox zəif dəyişir, yəni aşağıdakı bərabərsizlik ödənilir

$$\frac{\partial A}{\partial t} \frac{1}{\omega} \ll A, \quad \frac{\partial A}{\partial r} \frac{1}{k} \ll A. \quad (2.3.2)$$

$A(\mathbf{r}, t)$ funksiyasının $2\pi/k = \lambda$ məsafəsində və $1/\omega$ zaman intervalında dəyişməz olduğunu götürmək olar. Bəzi hallarda A -nın, ümumiyyətlə, zamandan asılı olmadığını götürəcəyik.

(2.3.1) ifadəsində kompleks qoşma həddinin götürülməsi sahənin gərginliyinin həqiqiliyini göstərir. Xətti optika nəzəriyyəsində sahəni $\mathbf{E} = \mathbf{e}A \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$ şəklində götürmək olur, ancaq bunu qeyri-xətti nəzəriyyədə etmək olmaz. Xətti tənliklər halında $\text{Re } E$ və $\text{Im } E$ tənliklərinə bir-birindən asılı olmayaraq baxmaq olar. Ancaq tənliklərdə E^2 , E^3 və s. kimi qeyri-xətti hədlər olduqda, $\text{Re } E$ və $\text{Im } E$ bir-birilə qarşılıqlı əlaqəli olurlar. Ona görə də qeyri-xətti nəzəriyyədə sahənin həqiqiliyini əvvəlcədən nəzərə almaq lazımdır.

İndi kvadratik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərə baxaq. Qeyri-xətti effektlər mühitin qeyri-xətti polyarizasiyası ilə əlaqədardır. Biz yalnız, kvadratik və kubik qavrayıcılığın həqiqi toplananı ilə bağlı olan effektlərə baxacağıq.

Fərz edirik ki, ω tezlikli işıq dalğası kvadratik qeyri-xətti dielektrikə daxil olur. Dalğanın sahəsini (2.3.1) kimi götürək. (2.3.1)-i mühitin kvadratik polyarizasiyasının ifadəsində (1.6.6)-nı nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_{kv} &= \frac{1}{4} \chi : \mathbf{e} \mathbf{e} \{ A \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})] + k.q \}^2 = \\
&= \frac{1}{4} \chi : \mathbf{e} \mathbf{e} \{ A^2 \exp[i(2\omega t - 2\mathbf{k} \mathbf{r})] + \\
&+ A^{*2} \exp[i(2\mathbf{k} \mathbf{r} - 2\omega t)] + 2AA^* \}. \quad (2.3.3)
\end{aligned}$$

Aldığımız bu ifadədə bərabərliyin sağ tərəfindəki əvvəlki iki hədd, 2ω tezlikli polyarizasiya dalğasını, üçüncü hədd isə, **optik düzlənmə** effektini xarakterizə edir. 2ω tezlikli polyarizasiya dalğası müəyyən şərt daxilində, həmin tezliklə, yenidən şüalanma yaradır, yəni mühitdə 2ω tezlikli dalğanın (**ikinci harmonikanın**) generasiyası baş verir.

Beləliklə, dielektrik daxilində ω və 2ω tezlikli iki dalğa yayılır. Bu dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı 2ω tezlikli (cəm tezlikli) və ω tezlikli (fərq tezlikli) dalğalar da yenidən yarana bilər. Buna inanmaq üçün müxtəlif ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların yaratdıqları sahəyə nəzər salaq, yəni fərz edirik ki,

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= \frac{1}{2} \{ \mathbf{e}_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\
&+ \mathbf{e}_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \}. \quad (2.3.4)
\end{aligned}$$

(2.3.4) ifadəsini (1.6.6a)-da yerinə yazsaq, kvadratik polyarizasiya üçün alırıq:

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_{kv} &= \frac{1}{4} \chi : \{ \mathbf{e}_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\
&+ \mathbf{e}_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \}^2 = \\
&= \frac{1}{4} \chi : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^2 \exp[i(2\omega_1 t - 2\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^2 \times \\
&\times \exp[i(2\omega_2 t - 2\mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q. \} + \\
&+ \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1 A_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2) t - i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + \\
&+ A_1 A_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2) t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \} + \\
&+ \frac{1}{2} \chi : (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1 A_1^* + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2 A_2^*). \quad (2.3.5)
\end{aligned}$$

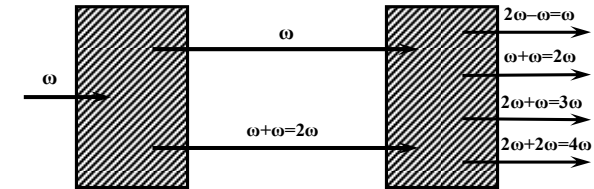
Aldığımız ifadədən görünür ki, burada $2\omega_1$ və $2\omega_2$ tezlikli polyarizasiya dalğalarından başqa $\omega_1 + \omega_2$ və $\omega_1 - \omega_2$ tezlikli polyarizasiya dalğaları da mövcuddur

$$\mathbf{P}_{kv}^{(1)} = \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \{ A_1 A_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2) t - i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \} \quad (2.3.6a)$$

$$\mathbf{P}_{kv}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \{ A_1 A_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2) t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + k.q. \} \quad (2.3.6b)$$

Qeyd edək ki, $\mathbf{P}_{kv}^{(1)}$ vektorunun Furiye çevirilişi $\chi(\omega_1 + \omega_2)$ tezlik komponentilə, $\mathbf{P}_{kv}^{(2)}$ - isə, $\chi(\omega_1 - \omega_2)$ tezlik komponentilə ifadə olunur.

Deməli, kvadratik qeyri-xətti kristal, onda yayılan işıq dalğasının spektral tezliyini çoxaltmaq qabiliyyətinə malikdir. ω tezlikli iki dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı 2ω tezlikli dalğanın (**ikinci optik harmonikanın**) və eləcə də 2ω tezlikli giriş dalğası ilə yenidən şüalandırılan 2ω tezlikli dalğanın qarşılıqlı təsiri nəticəsində 4ω tezlikli dalğanın (**dördüncü harmonikanın**) generasiyası baş verir. Bunlardan əlavə, 3ω tezlikli (**üçüncü harmonikanın**) və ω tezlikli dalğanın (**ışıq dalğasının öz-özünə təsiri**) generasiyası da baş verir.



Şəkil 2.1.

Şəkil 2.1-də iki kaskadlı proses göstərilmişdir: əvvəlcə ω tezlikli 2 dalğa, sonra isə ω tezlikli dalğa ilə birinci kristalda yenidən şüalandırılan 2ω tezlikli dalğa qarşılıqlı təsirdə olurlar. Prinsipcə belə qarşılıqlı təsirlər ikinci şüalandırılan dalğaların vasitəsilə davam edə bilər və s.

İndi ω tezlikli dalğanın kubik qeyri-xətti kristalda yayılmasına baxaq. (2.3.1) ifadəsini (1.6.7a)-da nəzərə alsaq, mühitin kubik polyarizasiyası üçün almış olarıq:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{kub} &= \frac{1}{8} \theta : \mathbf{eee} \{ A \exp[i(\omega t - \mathbf{kr})] + k.q \}^3 = \\ &= \frac{1}{8} \theta : \mathbf{eee} \{ A^3 \exp[i(3\omega t - 3\mathbf{kr})] + 3A^2 A^* \exp[i(\omega t - \mathbf{kr})] + k.q \} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

(2.3.7) ifadəsindən görünür ki, kubik qeyri-xətti kristalda 3ω (üçüncü harmonika) və ω tezlikli (ışığ dalğasının öz-özünə təsiri) dalğalar yenidən şüalanır.

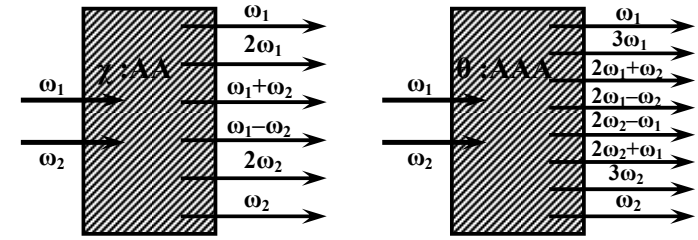
Bu dalğaların qarşılıqlı təsiri nəticəsində kubik qeyri-xəttilikdə, kvadratik qeyri-xəttiliyə nəzərən daha çox tezliklərdə dalğalar şüalandırılır. Bu tezlikləri tapmaq üçün (2.3.4)-ü (1.6.7a)-da yerinə yazaq. Onda kubik polyarizasiya üçün alarıq

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{kub} &= \frac{1}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 A_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \mathbf{e}_2 A_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + \\ &+ k.q \}^3 = \frac{1}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^3 \exp[i(3\omega_1 t - 3\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \\ &+ \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^3 \exp[i(3\omega_2 t - 3\mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + k.q \} + \\ &+ \frac{3}{8} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1^2 A_2 \exp[i(2\omega_1 + \omega_2)t - i(2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + \\ &+ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1 A_2^2 \exp[i(\omega_1 + 2\omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + \\ &+ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1^2 A_2^* \exp[i(2\omega_1 - \omega_2)t - i(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] + \\ &+ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1^* A_2^2 \exp[i(2\omega_2 - \omega_1)t - i(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}] + \\ &+ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 A_1^2 A_1^* \exp[i(2\omega_1 - \omega_1)t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}] + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_2^2 A_2^* \times \\ &\times \exp[i(2\omega_2 - \omega_2)t - i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}] + k.q \} + \\ &+ \frac{3}{4} \theta : \{ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 A_1 A_1^* A_2 \exp[i(\omega_1 - \omega_1 + \omega_2)t - i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}] + \\ &+ \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 A_1 A_2 A_2^* \exp[i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_2)t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}] + k.q \}. \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

Buradan görünür ki, kubik polyarizasiyanın ifadəsində $3\omega_1$, $3\omega_2$, $2\omega_1 + \omega_2$, $2\omega_2 + \omega_1$, $2\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_2 - \omega_1$, ω_1 və ω_2 tezlikli polyarizasiya dalğaları var (şəkil 2.2).

Hər bir polyarizasiya dalğası da yenidən, uyğun tezliklərdə işıq dalğası şüalandırır.

Əgər qeyri-xətti mühitdə ω tezlikli əsas dalğa yenidən şüalandırılırsa, onda buna **ışığ dalğasının öz-özünə təsir effekti** deyirlər. Işığın öz-özünə təsiri dalğaların öz-özünə fokuslanmasına, onların dağılmasına, kristalda sinxronizm istiqamətinin dəyişməsinə gətirir və s. Öz-özünə təsir, işıq dalğasının təsirlə yaranan qeyri-xətti polyarizasiyanın hesabına mühitin nüfuzluğunun (sındırma əmsalının) dəyişməsilə əlaqədardır.



Şəkil 2.2.

İzotrop kubik qeyri-xətti mühitə baxaq. (2.3.7)-yə əsasən mühitdə ω tezlikli qeyri-xətti polyarizasiya da yaranır

$$\begin{aligned} P_\omega &= \frac{3}{8} \theta A^3 [\exp(i\omega t - i\mathbf{kr}) + k.q.] = \\ &= \frac{3}{4} \theta A^3 \times \cos(\omega t - \mathbf{kr}), \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

burada A -nı həqiqi ədəd qəbul edirik. (1.2.12), (1.7.1), (2.3.9) və $D = D(\omega) \cos(\omega t - \mathbf{kr})$ və $E = A \cos(\omega t - \mathbf{kr})$ olduğunu nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$D(\omega) = A + 4\pi\alpha(\omega)A + 3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^3.$$

$\varepsilon(\omega) = D(\omega)/A$ olduğundan,

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\alpha(\omega) + 3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^2. \quad (2.3.10)$$

Buradan görünür ki, A amplitudlu dalğa kubik qeyri-xətti kristaldan keçdikdə, dielektrik nüfuzluğu $3\pi\theta(\omega + \omega - \omega)A^2$ qədər dəyişmiş olur.

Işıq dalğasının öz-özünə təsiri ən çox kubik qeyri-xətti mühitlərə aiddir. Ancaq dalğaların öz-özünə təsiri kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə də baş verir. Bu da kvadratik mühitdə tezliyi ikinci harmonika dalğasının tezliyi ilə giriş dalğasının tezliyi fərqi bərabər olan dalğanın yenidən şüalanmasının nəticəsidir.

§ 2.4. Qeyri -xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarını ifadə edən qısaldılmış tənliklər

Burada ən sadə hala, yəni bir ölçülü hala baxacağıq. Fərz edirik ki, qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan 3 dalğa yayılır. Aydındır ki, dalğalardan hər hansı birinin kompleks amplitudunun artıb və ya azalması, başqa iki dalğanın amplitudlarından asılı olacaqdır. Ona görə də 3 dalğanın qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən 3 tənlik tapmalıyıq ki, bunların da hər biri başqa 2 dalğa sahəsindən asılı olaraq, kompleks amplitudun dəyişmə tezliyini ifadə etsin.

Əvvəlki fəsildə olduğu kimi, yenə sadəlik üçün fərz olunur ki, mühit qeyri –maqnit olmaqla, keçirici deyil. Belə olan halda, Maksvell tənliklərindən alınır

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (2.4.1)$$

Burada xətti polyarizasiya ε -nün ifadəsinə daxil edilmişdir. P yalnız qeyri-xətti polyarizasiyanı ifadə edir.

Birölçülü hala baxdığımız üçün $\partial/\partial y = \partial/\partial x = 0$ götürürük. Yəni dalğaların z oxu istiqamətində yayıldığını nəzərə alırıq.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaları aşağıdakı kimi götürək

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= A_1(z) e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)}, \\ E_2(z, t) &= A_2(z) e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)}, \\ E_3(z, t) &= A_3(z) e^{-i(\omega_3 t - k_3 z)}, \end{aligned}$$

burada 1, 2 və 3 indeksləri uyğun olaraq ω_1 , ω_2 və ω_3 tezliklərinə aiddir. Bunlardan başqa, əlbəttə, mənfi tezliklər üçün üç oxşar ifadələr də mövcuddur.

Xətti mühitdən fərqli olaraq, burada dalğaların kompleks amplitudları qarşılıqlı təsir prosesində sabit qalmayaraq dəyişirlər. Bununla bərabər dalğaların fazası da z koordinatından asılı olur, yəni

$$A_1(z) = \frac{1}{2} \varepsilon_1(z) e^{i\varphi_1(z)}.$$

(1.4.2) ifadəsinə görə

$$\begin{aligned} P_1(z, t) &= 2\chi A_2^*(z) A_3(z) e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]}, \\ P_2(z, t) &= 2\chi A_1(z) A_3(z) e^{-i[(\omega_3 - \omega_1)t - (k_3 - k_1)z]}, \\ P_3(z, t) &= 2\chi A_1(z) A_2(z) e^{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]}, \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

burada, əvvəlcə olduğu kimi $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

(2.4.2)-dən

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} = -(\omega_3 - \omega_2)^2 2\chi A_2^*(z) A_3(z) e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]}. \quad (2.4.3)$$

almaq olar.

Sadəlik üçün fərz edirik ki, sahələrin kompleks amplitudları z məsafəsindən asılı olaraq yavaş dəyişirlər, yəni $k\partial A/\partial z \gg d^2 A/\partial z^2$. Onda alarıq

$$\frac{\partial^2 A_1(z, t)}{\partial z^2} = -\left[k_1^2 A_1(z) - 2ik_1 \frac{dA_1(z)}{dz} \right] e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)}. \quad (2.4.4)$$

$\varepsilon\omega^2/c^2 = k_1^2$ olduğundan və (2.4.1) tənliyi hər bir tezlik komponenti üçün ödəndiyindən (2.4.1), (2.4.3) və (2.4.4) ifadələrindən almaq olar

$$\begin{aligned}\frac{dA_1(z)}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega_1^2}{k_1c^2} \chi A_2^*(z) A_3(z) e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z}, \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega_2^2}{k_2c^2} \chi A_1^*(z) A_3(z) e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z}, \\ \frac{dA_3(z)}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega_3^2}{k_3c^2} \chi A_1(z) A_2(z) e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z}\end{aligned}\quad (2.4.5)$$

və ya

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z} \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z} \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}\end{aligned}\quad (2.4.6)$$

burada $\gamma_n = 4\pi\omega_n^2 \chi / (k_n c^2)$ **qeyri-xətti əlaqə əmsalları** adlanır. $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ - **dalğa ədədlərinin fərqidir**.

Aldığımız tənliklər sistemi (2.4.6) qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarını məsafədən asılı olaraq dəyişməsinə xarakterizə edir. Buradan görünür ki, dalğaların amplitudlarının dəyişməsi polyarizasiya dalğası ilə elektromaqnit dalğalarının fazalar fərqiindən asılı olmaqla, bir-birilə əlaqədardır. Bu tənliklər sisteminin ümumi həllini elementar funksiya ilə ifadə etmək mümkün deyildir.

§ 2.5. Menli-Rou münasibəti

(2.4.5) sisteminin təhlili göstərir ki, sistemin birinci və ikinci tənliyində A_1 və A_2 sahələrini qarşılıqlı dəyişməklə sistemin birinci tənliyindən ikinci tənliyi və əksinə, sistemin ikinci tənliyindən birinci

tənliyi almaq olur. Ancaq sistemin üçüncü tənliyini sahələrin oxşar yerdəyişmələri hesabına almaq mümkün deyil.

$\Delta = 0$ olduqda (2.4.6) tənliklər sistemi aşağıdakı sadə şəkllə düşər

$$\begin{aligned}\frac{1}{\gamma_1} \frac{dA_1}{dz} &= A_3 A_2^* \\ \frac{1}{\gamma_2} \frac{dA_2}{dz} &= A_3 A_1^* \\ \frac{1}{\gamma_3} \frac{dA_3}{dz} &= -A_1 A_2\end{aligned}\quad (2.5.1)$$

Bu sistem tənliklərinin sol və sağ tərəflərini uyğun olaraq A_1^* , A_2^* və A_3^* -ya vursaq, yaza bilərik

$$\frac{1}{\gamma_1} A_1^* \frac{dA_1}{dz} = \frac{1}{\gamma_2} A_2^* \frac{dA_2}{dz} = -\frac{1}{\gamma_3} A_3^* \frac{dA_3}{dz},\quad (2.5.2)$$

Aldığımız bu ifadəni onun kompleks qoşması ilə toplasaq, alarıq

$$\frac{I(\omega_1)}{\omega_1} = \frac{I(\omega_2)}{\omega_2} = -\frac{I(\omega_3)}{\omega_3},\quad (2.5.3)$$

burada $I = AA^*$ - **dalğanın intensivliyidir**.

Bu münasibət ilk dəfə olaraq Menli və Rou tərəfindən alınmışdır ki, ondan mühüm nəticə çıxır. Bu münasibət həm cəm tezlikli və həm də fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesi üçün doğrudur. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası zamanı (ω_1 və ω_2 tezlikli lazer şüalarının tezliklərinin toplanması zamanı) Menli-Rou münasibəti təsdiq edir ki, hər iki giriş dalğalarının intensivliklərinin azalması hesabına $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ cəm tezlikli dalğanın intensivliyi artacaqdır. Fərq tezlikli $\omega_3 - \omega_2 = \omega_1$ dalğanın generasiyasında isə ω_3 tezlikli dalğanın enerjisi təkcə ω_1 tezlikli generasiya olunan dalğaya deyil, həm də ω_2 tezlikli giriş dalğasının enerjisinə çevrilir. Başqa sözlə, ω_2 və ω_3 giriş

tezliklərinin fərqi olan ω_1 tezlikli dalğa generasiya olunursa, onda ω_1 tezlikli dalğadan başqa ω_2 tezlikli dalğa da güclənir.

Fotonların sıxlığının ifadəsi AA^* / ω olduğundan, demək olar ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyasında ω_3 tezlikli foton ω_1 və ω_2 tezlikli 2 fotonu parçalanır. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası halında isə, ω_1 və ω_2 tezlikli iki foton birləşərək, ω_3 tezlikli fotonu yaradır.

§ 2.6. İkinci harmonikanı xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər

Cəm tezlikli dalğanın generasiya prosesinin xüsusi halı cırlaşmış qarşılıqlı təsirdir ki, bu zaman qeyri -xətti mühit üzərinə düşən hər iki dalğanın tezlikləri eynidir. Bu halda çıxış dalğasının tezliyi giriş dalğanın tezliyindən iki dəfə çoxdur. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların amplitudlarının dəyişməsinə xarakterizə edən tənlikləri almaq üçün sadəcə olaraq (2.4.6) tənliyində birbaşa $\omega_1 = \omega_2$ götürmək düz olmazdı. Ona görə ki, belə olan halda 2ω tezlikli polyarizasiya üçün aldığımız ifadə, onun həqiqi ifadəsindən 2 dəfə çox olar. Çünki, cəm tezliyi 2 həddin, yəni $\omega_1 + \omega_2$ və $\omega_2 + \omega_1$ hədlərinin hesabına yaranır. İkinci harmonika isə yalnız $\omega_1 + \omega_1$ tezlikli bir həddin hesabına yaranır.

Əvvəlki paragrafda olduğu kimi, qeyri-xətti polyarizasiyadan istifadə etməklə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə oxşar hesablamaları təkrarlamaqla, ikinci harmonika prosesi üçün aşağıdakı qısaldılmış tənlikləri almış olarıq:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

burada $\omega_2 = 2\omega_1$, $\Delta = 2k_1 - k_2$, $\gamma_1 = 4\pi\omega_1^2 \chi / (k_1 c^2)$, $\gamma_2 = 2\pi\omega_2^2 \chi / (k_2 c^2)$.

§ 2.7. Qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş rezonatorla dalğaların qarşılıqlı təsiri

İndi, Fabri-Pero tipli rezonatorun güzgülərinin arasında kvadratik qeyri-xətti mühitin yerləşdiyi hala baxaq. Bu halda rezonator daxilindəki yekun sahəni qarşı-qarşıya yayılan, qarşılıqlı təsirdə olmayan dalğaların superpozisiyası kimi götürə bilərik

$$E_n = A_n^+(\mu z) e^{i(\omega_n t - k_n z)} + A_n^-(\mu z) e^{-i(\omega_n t - k_n z)} + k.q., \quad (2.7.1)$$

burada μ parametri $\mu = E / E_{at} \ll 1$.

Əvvəllər olduğu kimi mühiti zəif qeyri -xətti və zəif uducu hesab edəcəyik.

Dalğaların amplitudlarının mühit boyunca yavaş dəyişdiyini nəzərə alsaq, ((2.4.6)-nın çıxarılışına oxşar olaraq) rezonatorla dalğaların kompleks amplitudları üçün alarıq

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_1^\pm}{dz} + \delta_1 A_1^\pm &= -i\gamma_1 A_3^\pm (A_2^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_2^\pm}{dz} + \delta_2 A_2^\pm &= -i\gamma_2 A_3^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_3^\pm}{dz} + \delta_3 A_3^\pm &= -i\gamma_3 A_1^\pm A_2^\pm e^{\mp i\Delta z}. \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

Bu sistem tənliklərinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə yayılan dalğanın kompleks amplitudasını ifadə edir. Qarşı-qarşıya yayılan dalğalar isə qarışıqlı təsirdə olurlar.

§ 2.8. Kubik kristallarda dalğaların qarşılıqlı təsiri

Yüksək tərtibli harmonikaların generasiyasında qısaldılmış tənliklərin çıxarılış metodikası, kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə dalğaların qarşılıqlı təsir halından fərqlənir. Ancaq burada

kvadratik polyarizasiyanın əvəzinə yüksək tərtibli polyarizasiyanı nəzərə almalıyıq. q -cü tezlikli harmonikanın qeyri-xətti polyarizasiyası q -cü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılıqla $\chi^{(q)}(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1)$ müəyyən edilir və aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$P^{qx}(q\omega_1) = \frac{1}{2^{q-1}} \chi^{(q)}(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1) A_1^q. \quad (2.8.1)$$

Müstəvi dalğa halında (2.8.1) ifadəsini nəzərə almaqla q -cü harmonikanı xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər aşağıdakı kimi alınır

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_q A_1^{q-1} e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_q}{dz} + \delta_q A_q &= -i\gamma_q A_1^q e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (2.8.2)$$

burada A_1 və A_q uyğun olaraq əsas və q -cu harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır, $\Delta = k_q - qk_1$ dalğa ədədlərinin fərqidir.

Əgər (2.8.2)-də $q = 3$ götürsək, üçüncü harmonikanın generasiyasının tənliklərini almış olaraq

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 (A_1^*) e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta z}. \end{aligned} \quad (2.8.3)$$

Qeyd edək ki, (2.8.3) tənliyinin çıxarılışında, ancaq dalğaların qarşılıqlı təsir prosesinə yalnız, xətti udulmanın təsiri nəzərə alınmışdır.

§ 2.9. Kvadratik mühitlərdə kvazimüstəvi, kvazimonoxromatik dalğalar

İntensiv elektromaqnit şüalanmasını öyrəndikdə, sahəni klassik nöqtəyi –nəzərdən təsvir etmək olar ki, bu halda qeyri-xətti optikanın tənlikləri Maksvell tənlikləridir. Elektromaqnit dalğalarının qeyri-maqnit dispersiyalı mühitlərdə yayılması (2.1.5) tənliylə ifadə olunur. Zamana görə dispersiyanı nəzərə aldıqda, xətti və qeyri-xətti polyarizasiyanın i -ci komponenti, uyğun olaraq, (2.2.1) və (2.1.4) münasibətlərlə xarakterizə olunur.

Beləliklə, dispersiyalı mühitlərdə qeyri-xətti optikanın tənlikləri ümumi halda qeyri-xətti inteqral diferensial tənliklərdən ibarətdir ki, onların da analitik həlli mümkün deyildir. Ona görə də elektromaqnit dalğalarının yayılmasını tədqiq etdikdə, dəqiq tənliklərdən sadə təqribi tənliklərə keçirlər. Belə keçid (2.1.5) tənliyində qeyri-xətti həddin tərtibinin kiçik olması ilə və həm də qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarının fəzaya və zamana görə dəyişmələrinin zəif olduğu ilə əlaqədardır. Belə olan halda qeyri-xətti mühitdə sahəni aşağıdakı kimi götürürük

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{e}_n A_n (\mu_1 kx, \mu_2 ky, \mu_3 kz, \mu_4 \omega t) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + k.q., \quad (2.9.1)$$

burada μ kiçik parametrdir $\mu = E / E_{at} \ll 1$, E xarici elektromaqnit sahəsinin gərginliyidir, E_{at} –atomdaxili sahədir, \mathbf{e} vahid polyarizasiya vektorudur, \mathbf{k}_n – dalğa vektorudur.

Bu metodika onunla bağlıdır ki, mühit zəif qeyri-xətti və zəif uducu hesab olunur və həqiqi işıq dəstəsinə müstəvi monoxromatik dalğa kimi baxılır. Bu onu göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların spektrlərinin fəza Δk və zaman Ω enləri elə kiçikdir ki, $\Delta k / k \ll 1$ və $\Omega / \omega \ll 1$ münasibətləri ödənilir. Passiv mühitlərdə polyarizasiyanın sahəyə görə ayrılışında toplananlarının nisbəti aşağıdakı şərti ödəyir:

$$P_{n+1}^{qx} / P_n^{qx} = E / E_{at} \ll 1.$$

Ona görə də polyarizasiya vektorunun sahəyə görə ayrılışında, toplananları ölçüsüz kiçik μ ($\mu \ll 1$) parametrinə görə birinci və daha yüksək kiçik tərtibli kəmiyyətdirlər. Həmçinin xətti polyarizasiyanın xəyali hissəsi birinci tərtib kiçik hədd olaraq götürülür. Xətti qavrayıcılığın spektral komponenti

$$\chi(\omega) = \text{Re } \chi(\omega) + i\mu \text{Im } \chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\mu\sigma(\omega)/\omega \quad (2.9.2)$$

$$\varepsilon(\omega) = \text{Re } \varepsilon(\omega) + i\mu \text{Im } \varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\mu\sigma(\omega)/\omega.$$

Bu deyilənləri nəzərə alsaq (2.1.5) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$c^2 [\nabla[\nabla\mathbf{E}]] + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{x'}}{\partial t^2} + 4\pi\mu \left[\frac{\partial^2 \mathbf{P}^{x''}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{qx}}{\partial t^2} \right] = 0. \quad (2.9.3)$$

Burada $\mathbf{P}^{x'}$, ancaq $\varepsilon(\omega)$ -nin həqiqi hissəsilə əlaqədar olan xətti polyarizasiya vektorunun komponentidir; $\mathbf{P}^{x''}$ - isə xətti polyarizasiya vektorunun itki ilə əlaqədar olan komponentidir.

§ 2.10. Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşması

Tezlikləri ω_1 , ω_2 və ω_3 olan üç dalğanın qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirini araşdıraraq ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$). Belə olan halda (2.9.3) tənliyinin həllini

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^3 \mathbf{e}_n A_n(\mu t, (\mathbf{r}\mathbf{s}_n)) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + k.q. \quad (2.10.1)$$

şəklində axtaraq. Burada \mathbf{s} - şüa vektorudur ki, onun modulu $|\mathbf{s}| = \partial k / \partial \omega = 1/u$, u - qrup sürətidir.

(2.10.1) ifadəsini (2.9.3)-də nəzərə alsaq və μ -yə görə, ancaq birinci tərtib kiçik hədləri saxlasaq, kompleks amplituda üçün almış olarıq

$$[\mathbf{e}_n [\mathbf{k}_n \mathbf{e}]] \left\{ \mathbf{s}_n \frac{\partial A_n}{\partial t} + \nabla A_n \right\} + \mathbf{e}_n \tilde{\alpha}_n \mathbf{e}_n A_n = -i \mathbf{F}_n^{(1)}, \quad (2.10.2)$$

burada

$$F_{1,2}^{(1)} = k_{1,2} \gamma_{1,2} A_3 A_{2,1}^* e^{i\Delta \mathbf{r}}, \quad F_3^{(1)} = k_3 \gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta \mathbf{r}},$$

harada ki, Δ - dalğa ədədlərinin fərqidir $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ və

$$\gamma_{1,2} = \frac{2\pi\omega_{1,2}^2}{c^2 k_{1,2}} \mathbf{e}_{1,2} \chi^{\omega_3 - \omega_{2,1}} \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_{2,1}, \quad \gamma_3 = \frac{2\pi\omega_3^2}{c^2 k_3} \mathbf{e}_3 \chi^{\omega_1 + \omega_2} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2.$$

$\chi^{\omega_i \pm \omega_j}$ - $\chi(t', t'')$ tenzorunun spektral komponentləridir və

$$\tilde{\alpha}_n = 2\pi\omega_n^2 \tilde{\sigma}(\omega_n) / c^2.$$

Qeyri-xətti optikada geniş istifadə olunan biroxlu KDP, ADP tipli kristallar üçün (2.10.2) sistem tənliyini konkretləşdirək. Belə mühitlərdə birölçülü effektiv qarşılıqlı təsir o vaxt mövcud olur ki, ω_1 və ω_2 aşağı tezliklərdəki dalğalar adi polyarizasiyaya malik olsunlar, qarşılıqlı təsir növü $oo \rightarrow e$ kimidir. Əgər dalğa xətti və qeyri-xətti mühit sərhədinə normal istiqamətdə düşərsə Z_n oxu \mathbf{S}_n vektoruna paralel, \mathbf{X}_n oxu isə anizotrop qeyri-xətti mühitdə qeyri -adi dalğanın polyarizasiya vektoruna paralel olarsa, onda (2.10.2) tənliyi adi dalğanın x, y, z koordinatlarında aşağıdakı sistem tənliyinə çevrilir:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_1\right) A_2 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_2\right) A_{1,2} &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_3\right) A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{i\Delta z} - \beta \frac{\partial A_3}{\partial x},
\end{aligned} \tag{2.10.3}$$

burada $\beta = \mathbf{k}_3 \wedge \mathbf{s}_3 = \mathbf{s}_1 \wedge \mathbf{s}_3$ -anozotropiya bucağıdır ($\beta \sim \mu$), δ_n - udulma əmsallarıdır.

Üçtezlilikli cırılmış hal üçün ($\omega_1 = \omega_2$) (2.10.3) tənliyi aşağıdakı şəkə düşür

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \delta_1\right) A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial x} + \delta_2\right) A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{i\Delta z},
\end{aligned} \tag{2.10.4}$$

hansı ki,

$$\gamma_1 = \frac{2\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} \mathbf{e}_1 \chi^{2\omega_1 - \omega_1} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1, \quad \gamma_2 = \frac{4\pi\omega_1^2}{k_2 c^2} \mathbf{e}_2 \chi^{\omega_1 + \omega_1} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1.$$

Burada “1” indeksi ω_1 tezliyinə uyğun sahəyə, “2” indeksi isə, ω_2 tezliyinə uyğun sahəyə aiddir.

§ 2.11. Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşması

Əvvəlki paraqrafda (2.10.3) tənliyinin çıxarılışında (2.9.3)-ün həlli $\sim \mu^2$ həddinə qədər dəqiqliklə axtarıldı. Dalğaların qarşılıqlı təsirini daha dəqiqliklə araşdırmaq üçün μ -nin daha yüksək tərtibli hədlərini saxlamaq lazımdır. İndi ikinci yaxınlaşmada kompleks amplitudun A_n dəyişməsinə xarakterizə edən qısaldılmış tənlikləri tapaq.

Sadəlik üçün fərz edirik ki, dalğanın kompleks amplitudunun şüaya perpendikulyar və şüa istiqamətində dəyişməsi eyni tərtiblikdir. Ona görə də tənliyin həllini aşağıdakı şəkildə axtaracağıq

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^3 \mathbf{e}_n A_n(\mu t, \mu \mathbf{r}) e^{i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r})} + k.q. \tag{2.11.1}$$

Əvvəlki paraqrafda çıxarılışa oxşar olaraq hesablamaları apararaq, μ və μ^2 tərtibli hədləri saxlamaqla, anizotropiya bucağının $\beta \sim \mu^{1/2}$ olduğunu qəbul etməklə, aşağıdakı sistem tənliyini almaq olar:

$$\begin{aligned}
\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_1} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_1 g_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_1 \right\} A_1 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\
\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_2^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_2 g_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_2 \right\} A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\
\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_3} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_3^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - k_3 g_3 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \delta_3 \right\} A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2^* e^{i\Delta z},
\end{aligned} \tag{2.11.2}$$

burada $g_n = \partial^2 k(\omega_n) / \partial \omega_n^2$ - **dispersiya yayılma əmsalıdır**. Bu tənlik z oxu istiqamətində yayılan dalğa üçündür və fərz olunur ki, dalğalar skalyar qarşılıqlı təsirdədirlər.

FƏSİL III

QEYRİ –XƏTTİ OPTİKANIN QISALDILMIŞ TƏNLİKLƏRİNİN TƏHLİL ÜSULLARI

§ 3.1. İkinci harmonikanın generasiyası. Sabit amplitud yaxınlaşması

Qeyri-xətti optikanın fizika və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş tətbiq olunması ilə əlaqədar olaraq qeyri-xətti dalğalar nəzəriyyəsinin inkişaf etdirilməsi aktual məsələlərdəndir ki, bu da lazer şüalanmasının intensivliyindən asılı olan qeyri-xətti proseslərin fizikasını tam əhatə edir.

İntensiv lazer şüalarının təsiri ilə qeyri-xətti mühitlərdə (kristallarda, qazlarda və mayələrdə) yeni optik hadisələr meydana çıxır və əhəmiyyətli optik hadisələr isə yeni xüsusiyyətlərə malik olurlar. Bütün bu yeni effektlər, mühitin parametrlərinin işığın intensivliyindən qeyri-xətti asılı olması ilə əlaqədardır. Belə mühitlərdə lazer şüalanmasının yaratdığı polyarizasiya xarici təsirin xarakterini təkrar etmir və polyarizasiya ilə işıq sahəsinin intensivliyi qeyri-xətti asılı olurlar.

Müasir qeyri-xətti optikanın köməyi ilə aparılan tədqiqatlardan alınmış nəticələr bir tərəfdən maddələrin mikroskopik xarakteristikaları haqqında məlumat verir və digər tərəfdən isə dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini araşdırmağa imkan yaradır. Qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesləri güclü koherent işıq mənbələrinin yaradılmasına, yeni qeyri-xətti materialların axtarışına, həmçinin tezliyi dəyişdirilə bilən yeni şüalanma mənbələrinin alınmasına imkan verir.

Yüksək effektivliyə malik olan optik tezlik çevricilərinin yaradılması optikanın və lazer fizikasının müxtəlif məsələlərinin həllinə xidmət edir. Cəm və fərq tezlikli dalğaların generasiyasında və eləcə də dalğaların gücləndirilməsində optik tezliklərin çevrilmə effektivliyinin artırılması ən aktual məsələ olaraq qalmaqdadır.

Praktikanın tətbiq məsələlərində stasionar və kvazistasionar rejimlərdə yüksək tərtibli harmonikaya çevrilmənin effektivliyini

artırmaq yolları da vacib məsələlərdən biridir. Bu məqsədə nail olmaq üçün qeyri-xətti mühiti lazer rezonatorunun daxilində yerləşdirmək daha əlverişli sayılır.

Hal-hazırda qeyri-xətti optik proseslərin araşdırılması sahəsində böyük nailiyyətlər əldə olunmuşdur. Ancaq qeyri-xətti optikada heç də bütün qeyri-xətti proseslər kəmiyyət və keyfiyyətcə izah oluna bilmir. Çünki, real mühitlər və real lazer şüa dəstələri üçün qeyri-xətti optik proseslərin analizində bir sıra çətinliklər qarşıya çıxır. Ona görə də belə prosesləri araşdırmaq üçün qeyri-xətti optikada müxtəlif yaxınlaşmalardan istifadə olunur. Bunlardan ən çox tətbiq olunan sabit amplitud yaxınlaşmasıdır (SAY). Bu yaxınlaşmada qarşılıqlı təsirdə olan əsas dalğanın kompleks amplitudu (yəni həm həqiqi amplitudu və həm də fazası) sabit hesab edilir ki, bunun da nəticəsində dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli asanlaşır. Sabit amplitud yaxınlaşması qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin ilkin mərhələsini düzgün təsvir edə bilər. Bu yaxınlaşma generasiya olunan və yaxud güclənən dalğaların əsas tezlikli dalğaya göstərdiyi əks təsiri nəzərə almır.

İkinci harmonikanın generasiyası (İHG) üçün (2.6.1) tənliklər sisteminin sabit amplitud yaxınlaşmasında həllinə baxaq. Sadəlik üçün mühitdə itkini nəzərə almırıq. Onda (2.6.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z} \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}.\end{aligned}\quad (3.1.1)$$

Bu proses üçün sərhəd şərtləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0. \quad (3.1.2)$$

Sabit amplitud yaxınlaşmasında əsas dalğanın kompleks amplitudu sabit hesab olunur. Başqa sözlə, əsas (güclü) dalğanın həm

həqiqi amplitudu və həm də fazası dəyişməz götürülür, yəni hesab edilir ki,

$$A_1(z) = A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_1 = a_1 e^{i\varphi_1}.$$

Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında (3.1.1) tənliklər sisteminin, ancaq ikinci tənliyi saxlanılır və tənliyin sağ tərəfində A_1 -in yerinə A_{10} götürülür. Yəni əsas dalğanın kompleks amplitudu sabit hesab olunur. Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_{10}^2 e^{i\Delta z}$$

tənliyini alırıq. Bu tənliyi (3.1.2) sərhəd şərtini nəzərə almaqla, z -ə görə inteqrallayıb həll etsək, ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudası üçün alırıq

$$A_2 = -i\gamma_2 A_{10}^2 z e^{i\Delta z/2} \operatorname{sinc}(\Delta z/2). \quad (3.1.3)$$

Burada $\operatorname{sinc}x = \sin x/x$.

Sındırma əmsalı n olan mühitin vahid səthindən keçən işıq dəstəsinin gücü (intensivliyi) $I_2 = A_2 A_2^*$ olduğundan, (3.1.3) ifadəsini nəzərə almaqla yazıla bilər

$$I_2 = \gamma_2^2 I_{10}^2 z^2 \cdot \operatorname{sinc}^2 x, \quad (3.1.4)$$

burada $x = \Delta z/2$.

Əgər $\Delta = 0$ -dirsə ikinci harmonikanın intensivliyi özünün maksimum qiymətini alır

$$I_2 = \gamma_2^2 I_{10}^2 z^2. \quad (3.1.5)$$

Aldığımız (3.1.4) və (3.1.5) düsturlarından aşağıdakı nəticələr alınır:

1. $\Delta \neq 0$ olduqda ikinci harmonikanın intensivliyi Δ -dan asılı olaraq $(\sin x/x)^2$ qanunu ilə dəyişir. Bu halda ikinci harmonikanın

intensivliyinin ikinci maksimumu kristalın koherent uzunluğunda l_k ($l_k = \pi/\Delta$) alınır (bu barədə ətraflı məlumat § 3.10-da verilir).

2. $\Delta = 0$ olduqda ikinci harmonikanın intensivliyi kristalın uzunluğunun kvadratı ilə mütənasibdir.

3. İkinci harmonikanın intensivliyi əsas dalğanın intensivliyinin və qeyri-xətti əlaqə əmsalının kvadratları ilə mütənasibdir.

Qeyd edək ki, alınmış bu nəticələr yalnız sabit amplitud yaxınlaşmasında doğrudur.

İkinci harmonikanın intensivliyi $\Delta = 0$ olduqda maksimum qiymətinə çatır ki, bu şərt **dalğa sinxronizm şərti** adlanır. Sinxronizm şərti və onun yerinə yetirilməsi haqqında geniş məlumat § 3.10-da verilir. İkinci harmonikanın intensivliyinin (3.1.4) ifadəsindən görünür ki, koherent uzunluğun verilmiş qiymətində harmonikanın intensivliyini, əsas dalğanın intensivliyi I_{10} ilə və qeyri-xətti əlaqə əmsalını γ artırmaqla çoxaltmaq olar. Ancaq onu da qeyd etmək lazımdır ki, kristallar, gücü 300-400MVt/sm²-ə qədər olan şüalanmalara tab gətirə bilər. Bundan güclü şüalanmalarda kristallar dağılıraq, parçalanırlar. Kritik intensivlikli şüalanmalarda belə ikiqat tezlik çeviricilərinin effektivliyi η ($\eta = I_2/I_{10}$) yüzdə və mində bir faiz tərtibində olur. Ona görə də faydalı iş əmsalı 10-20%-dən çox olan tezlik çeviricisi yaratmaq üçün koherent uzunluğu artırmaq lazımdır. Bunun üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki, tezlikləri 2 dəfə fərqlənən işıq dalğalarının faza sürətləri, yəni dalğaların uyğun sındırma əmsalları bir –birinə bərabər olsun ($n_1 = n_2$). Işığın mühitdə dispersiyasına görə ilk baxışda bu şərti ödəmək mümkün deyildir. Ancaq sonralar müəyyən üsullar tətbiq etməklə bu məqsədə nail olundu.

Sabit amplitud yaxınlaşmasında aparılan hesablamalar xeyli sadələşmişdir. Bu metodun köməyiylə (3.1.1) tənliklər sistemini həll etdikdə, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin bir sıra özünəməxsus xüsusiyyətləri aradan çıxmış olur. Sabit amplitud yaxınlaşması qeyri-xətti qarşılıqlı təsir prosesinin yalnız ilkin mərhələsini düzgün izah edə bilər. Bu zaman generasiya olunan dalğanın əsas dalğaya göstərdiyi əks

təsir və bunun nəticəsi kimi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətlərinin dəyişməsi nəzərə alınmır və ona görə də qarşılıqlı təsir prosesinin sonrakı mərhələsində sabit amplitud yaxınlaşması özünü doğrultmur.

Fiziki nöqteyi-nəzərdən sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən özünü doğrultmuş yaxınlaşma, sabit intensivlik yaxınlaşmasıdır (SİY).

§ 3.2. Sabit intensivlik yaxınlaşması

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (SİY) yalnız dalğanın həqiqi amplitudu sabit hesab olunur, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazasına isə heç bir məhdudiyət qoyulmur, yəni hesab edilir ki, $a_1(z=0) = a_1(0) = const$.

İndi (3.1.1) tənliklər sistemini sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edək. Mühtidə itkiləri nəzərə almayaraq, (3.1.1) tənliklər sisteminin hər iki tənliyindən z -ə görə törəmə ala

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} = -i\gamma_1 \left[A_1^* \frac{dA_2}{dz} + A_2 \frac{dA_1^*}{dz} + i\Delta A_2 A_1^* \right] e^{i\Delta z}, \quad (3.2.1)$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = -i\gamma_2 \left[2A_1 \frac{dA_1}{dz} - i\Delta A_1^2 \right] e^{-i\Delta z}. \quad (3.2.2)$$

(3.1.1) sisteminin birinci tənliyinin kompleks qoşmasını götürüb, (3.2.1)-də nəzərə alsaq və dA_1/dz -in ifadəsini (3.2.2)-də yerinə yazsaq, (3.2.1) tənliyi üçün

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} = -i\gamma_1 \left[A_1^* \frac{dA_2}{dz} + i\gamma_1 I_2(z) A_1 e^{-i\Delta z} + i\Delta A_2 A_1^* \right] e^{i\Delta z}, \quad (3.2.3)$$

(3.2.2) tənliyi üçün isə

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = -2\gamma_1 \gamma_2 I_1(z) A_2 - \gamma_2 \Delta A_1^2 e^{-i\Delta z} \quad (3.2.4)$$

ifadəsini alarıq. Burada

$$I_j = A_j A_j^* \quad (3.2.5)$$

ω_1 tezliyinə uyğun dalğaların intensivliyidir.

(3.1.1) tənliklər sistemindən dA_2/dz , $A_2 A_1^*$ və A_1^2 -nin ifadələrini (3.2.3) və (3.2.4) –də nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_1}{dz} - \gamma_1 [\gamma_1 I_2(z) - \gamma_2 I_1(z)] A_1 = 0, \quad (3.2.6)$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_1(z) A_2 = 0. \quad (3.2.7)$$

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin dəyişmədiyini, yəni $I_1(z) = I_1(0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, (3.2.7) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - i\Delta \frac{dA_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_{10} A_2 = 0. \quad (3.2.8)$$

Beləliklə, (3.2.7) tənliyinin (3.1.2) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_2(z) = -i\gamma_2 A_1^2 z e^{i\Delta z/2} \text{sinc}(\lambda z) \quad (3.2.9)$$

olar. Burada

$$\text{sinc } x = \sin x / x, \quad x = \lambda z, \quad \lambda = \left[(\Delta/2)^2 + 2\Gamma^2 \right]^{1/2},$$

$$\Gamma = l_{qx}^{-1} = (\gamma_1 \gamma_2 I_{10})^{1/2},$$

l_{qx} - dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirinin xarakterik uzunluğudur ki, bu məsafədə əsas dalğanın enerjisinin ikinci harmonika dalğasının enerjisinə effektiv çevrilməsi baş verir.

$\gamma_1 = 0$ olduqda, (3.2.9) tənliyindən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Bu yaxınlaşmada xarakterik qeyri-xətti uzunluq l_{qx} sonsuzluğa yaxınlaşır ($l_{qx} \rightarrow \infty$). Sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınan (3.2.9) həlli ilə sabit amplitud yaxınlaşmasında alınan (3.1.3) həllinin müqayisəsindən görünür ki, (3.1.3) ifadəsində $\text{sinc}(\Delta z/2)$ vuruğu (3.2.9) ifadəsində $\text{sinc}\lambda z$ ilə əvəz olunur ki, bu da təkcə dalğa ədədlərinin fərqindən deyil, həm də əsas dalğanın intensivliyindən I_{10} asılıdır. Yalnız $\Delta \gg 2\sqrt{2\gamma_1\gamma_2 I_{10}}$ olduqda, sabit intensivlik metodunun nəticəsi, sabit amplitud metodunun nəticəsinə yaxınlaşır.

(3.2.9)-a ifadəsinə görə sabit intensivlik yaxınlaşmasında koherent uzunluq (l_k - intensivliyin maksimumuna uyğun kristalın uzunluğudur)

$$l_k = \pi / 2\lambda,$$

burada $\lambda = (\Delta/2) \left[1 + 8/(\Delta l_{qx})^2 \right]^{1/2}$.

Beləliklə, aldıq ki, koherent uzunluq qeyri-xətti uzunluqdan, yəni əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır.

Göstərmək olar ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri, dəqiq həllin nəticələri ilə praktik olaraq o vaxt üst-üstə düşür ki, l_{qx} və l_k uzunluqları üçün aşağıdakı şərt ödənməmiş olsun

$$l_{qx} / l_k > 2 / \pi. \quad (3.2.10)$$

Bu bərabərsizlik Δ -nın çox kiçik qiymətlərində ödənilmir. Lakin ixtiyari halda, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrindən daha dəqiqdir.

Aldığımız (3.2.9) ifadəsindən istifadə edərək, əsas dalğanın fazasının φ_1 dəyişməsinə tapmaq olar. Bunun üçün (3.1.1) sisteminin birinci tənliyində həqiqi amplituda və fazaya keçsək ($A_{1,2} = a_{1,2} \exp i[\varphi_{1,2}(z)]$), alırıq:

$$\frac{da_1}{dz} + i \frac{d\varphi_1}{dz} a_1 = -i\gamma_1 a_1 a_2 \exp[i(\varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z)]. \quad (3.2.11)$$

Bu ifadəyə görə əsas dalğanın fazası aşağıdakı münasibəti ödəyir:

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = -\gamma_1 a_2 \cos\psi, \quad (3.2.12)$$

burada $\psi = \varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z$.

Əgər (3.2.9) həllində də $A_{1,2}$ -nin həqiqi amplituduna və fazasına keçsək, ikinci harmonikanın həqiqi amplitudu $a_2(z)$ və fazası $\varphi_2(z)$ üçün almış olarıq

$$a_2(z) = -\gamma_2 I_{10} z \text{sinc}(\lambda z) \quad (3.2.13)$$

$$\varphi_2(z) = 2\varphi_{10} + \frac{\Delta z}{2} + \frac{\pi}{2}. \quad (3.2.14)$$

(3.2.13) ifadəsinə görə ikinci harmonikanın həqiqi amplitudu əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal qiymətində maksimum qiymət alır. İntensivliyin optimal qiyməti öz növbəsində məsələnin başqa parametrlərindən, məsələn, faza münasibətindən, qeyri-xətti mühitin uzunluğundan və s. asılıdır.

Əsas dalğanın fazasını tapmaq üçün (3.2.12) tənliyinin sağ tərəfinə daxil olan $\cos\psi$ - funksiyasını tapmalıyıq. Bunun üçün (3.1.1) sisteminin ikinci tənliyindən istifadə edək. Bu tənliyin hər iki tərəfində dalğaların kompleks amplitudundan, onların həqiqi amplitudlarına və fazalarına keçək:

$$\left(\frac{da_2}{dz} + i \frac{d\varphi_2}{dz} a_2 \right) e^{i\varphi_2} = -i\gamma_2 a_1^2 e^{-i(\varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z)},$$

Buradan harmonika dalğasının fazasının dəyişməsi üçün yaza bilirik

$$\frac{d\varphi_2}{dz} = -\gamma_2 \frac{a_1^2}{a_2} \cos\psi. \quad (3.2.15)$$

(3.2.14) ifadəsinə görə $d\varphi_2/dz = \Delta/2$ -yə bərabər olduğundan, sabit intensivlik yaxınlaşmasında $\cos\psi$ funksiyasını təyin edə bilərik:

$$\cos\psi = -\frac{\Delta}{2\gamma_2} \frac{a_2}{a_{10}^2}. \quad (3.2.16)$$

Aldığımız bu ifadəni (3.2.12) tənliyində nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = \Delta \frac{\gamma_1}{2\gamma_2} \frac{a_2^2}{a_{10}^2}. \quad (3.2.17)$$

İkinci harmonikanın həqiqi amplitudunun (3.2.13) ifadəsini (3.2.17)-də yerinə yazsaq,

$$d\varphi_1 = \frac{\gamma_1\gamma_2 I_{10} z^2 \Delta}{2} \text{sinc}^2(\lambda z) dz \quad (3.2.18)$$

olar.

Aldığımız (3.2.18) münasibətinin hər iki tərəfini sıfırdan z -ə qədər inteqrallasaq,

$$\varphi_1(z) - \varphi_{10} = \frac{\Gamma^2 \Delta}{2\lambda^2} \int_0^z \text{sin}^2(\lambda z) dz \quad (3.2.19)$$

alırıq. Burada

$$\begin{aligned} \int_0^z \text{sin}^2(\lambda z) dz &= \int_0^z (1 - \cos^2 \lambda z) dz = z - \int_0^z \cos^2 \lambda z dz = \\ &= z - \int_0^z \frac{1 + \cos 2\lambda z}{2} dz = \frac{z}{2} - \frac{1}{2} \int_0^z \cos 2\lambda z dz = \frac{z}{2} - \frac{\text{sin}(2\lambda z)}{4\lambda} \end{aligned}$$

olduğundan əsas dalğanın fazası üçün almış olarıq:

$$\varphi_1(z) = \varphi_{10} + \Delta z \left[8 + (l_{qx} \Delta)^2 \right]^{-1} \text{sinc}(2\lambda z), \quad (3.2.20)$$

burada

$$l_{qx} = 1/\Gamma \quad (\Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}), \quad \text{sinc} x = \sin x/x.$$

Bu münasibət göstərir ki, ω_1 tezliyinə uyğun dalğanın faza sürəti əsas dalğanın intensivliyindən I_{10} asılıdır. Başqa sözlə, mühitin sındırma əmsalı da I_{10} intensivliyindən asılıdır. Beləliklə, kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə də işıq dalğalarının öz-özünə təsir effekti müşahidə olunur. Ancaq qeyd edək ki, **öz-özünə təsir effekti** kubik qeyri-xətti kristallara xasdır. Kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə öz-özünə təsir effektini sabit amplitud yaxınlaşmasında nəzərə almaq mümkün deyildir.

İkinci harmonikanın effektivliyi baxımından, əsas dalğanın fazasının dəyişməsi yox, faza münasibətinin dəyişməsi ψ vacibdir:

$$\psi = \varphi_2 - 2\varphi_1 - \Delta z = \pi/2 - \Delta z/2 - 2\psi. \quad (3.2.21)$$

Sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən, sabit intensivlik yaxınlaşmasında fazaya nisbi əlavə

$$\tilde{\psi} = \psi/(\Delta z/2) = 2 \left[8 + (l_{qx} \Delta)^2 \right]^{-1}. \quad (3.2.22)$$

$\tilde{\psi}$ - kəmiyyətinin kiçik olmasına baxmayaraq ($\tilde{\psi} < 1$), o qeyri-xətti tezlik çeviricisinin effektivliyinə güclü təsir göstərir.

§ 3.3. Faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ikinci harmonikanın generasiyası

İkinci harmonikanın generasiyası prosesini xarakterizə edən (3.1.1) sistem tənliyinin dəqiq həlli mövcuddur

$$a_2 = \nu_b a_{10} \operatorname{sn}(\nu_c z / l_{qx}, \mu) \quad (3.3.1)$$

Burada $\operatorname{sn}(\xi, \mu)$ – elliptik sinusdur, $\mu = \nu_b / \nu_c$.

$\Delta > 4 / l_{qx}$ olduqda,

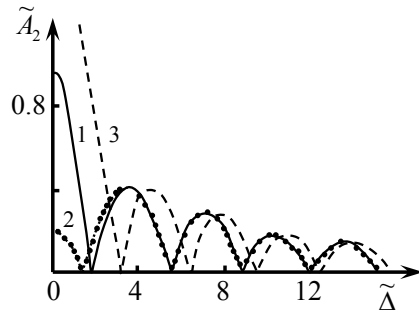
$$\nu_c = \nu_b^{-1} = \left| \Delta l_{qx} / 4 + \left[1 + (\Delta l_{qx} / 4)^2 \right]^{1/2} \right|.$$

Bu şərt daxilində parametr $\mu < 0,2$ olur, onda $\operatorname{sn}(\xi, \mu)$ funksiyasının sıraya ayrılışından istifadə etsək, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini almış olarıq

$$a_2 = \gamma_2 a_{10}^2 z |\operatorname{sinc}(\Delta z / 2)|. \quad (3.3.2)$$

Beləliklə, bu halda sabit intensivlik metodunun tətbiq olunma oblastı üçün $\Delta > 4\Gamma$, yəni $l_{qx} > 4l_\Delta / \Gamma$ ($l_\Delta = \pi / \Delta$) alarıq. Burada qarşılıqlı təsir məsafəsinə heç bir məhdudiyyət qoyulmur.

Şəkil 3.1-də ikinci harmonikanın gətirilmiş amplitudunun $\tilde{A}_2 = |A_2 / A_{10}|$, $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ parametrindən asılılığı ($z / l_{qx} = 2$ parametri üçün) göstərilmişdir (1 -bütöv xətt -dəqiq hesablamının nəticəsidir. 2 -nöqtələr sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi, 3-cü qırıq xətlər –sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsidir. Əyrilərdən görünür ki, $\Delta < 2\Gamma$ olduqda, dəqiq həllə sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri kəskin fərqlidir. Əks halda, yəni $\Delta > 2\Gamma$ olduqda bu iki həllin nəticələri praktik olaraq eyni olmaqlarına baxmayaraq, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən xeyli fərqlənirlər.



Şəkil 3.1

Sabit intensivlik yaxınlaşmasına görə ikinci harmonikanın fəza döyünlərinin periodu

$$\Delta_{per} = 2 \left[n^2 \pi^2 - 2 \left(z / l_{qx} \right)^2 \right]^{1/2} / z, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.3.3)$$

Buradan alınır ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə ikinci harmonikanın fəza döyünlərinin periodu azalmış olur və beləliklə, nəzəriyyənin göstərdiyi kimi, sinxronizm əyrisində mərkəzi maksimumun eninin daralması təcrübədə təsdiq edilmişdir. Yalnız periodun nömrəsinin böyük qiymətlərində sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələri sabit amplitud metodunun nəticələri ilə üst-üstə düşür (şəkil 3.1-ə bax).

§ 3.4. Sinxronizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikanın generasiyası

Sinxronizm şərti ödəndikdə ($\Delta = 0$) (3.3.1) ifadəsində elliptik funksiyanın parametrləri $\nu_b = \nu_c = 1$ olur, bu halda sistemin dəqiq həlli

$$a_2 = a_{10} \cdot \operatorname{th}(\gamma_2 a_{10} z). \quad (3.4.1)$$

İndi dəqiq həllin nəticəsini (3.4.1), sabit amplitud və sabit intensivlik yaxınlaşmalarının nəticələri (3.2.9) və (3.3.2) ilə müqayisə edək. Bunun üçün müxtəlif yaxınlaşmada intensivliyə görə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyini

$$\eta = I_2(l) / I_1(l) \quad (3.4.2)$$

tapıq. (3.4.1), (3.3.2) və (3.2.9) ifadələrindən alırıq ki, sinxronizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi ($\gamma_1 \approx \gamma_2$);

$$\eta_d = \operatorname{th}^2(l / l_{qx}), \quad (3.4.3a)$$

$$\eta_{SIY} = (1/2) \sin^2(\sqrt{2}l/l_{qx}), \quad (3.4.3b)$$

$$\eta_{SAY} = (l/l_{qx})^2. \quad (3.4.3c)$$

Burada η_d - dəqiq həllin, η_{SIY} - sabit intensivlik yaxınlaşmasının, η_{SAY} isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir.

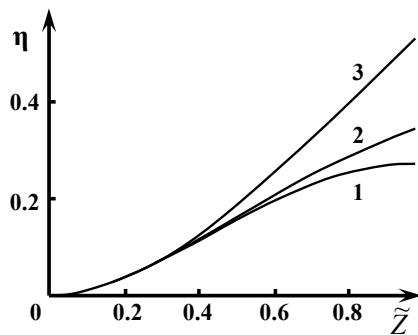
$l < l_{qx}$ olduqda, (3.4.3a) və (3.4.3b) ifadələrini sıraya ayırısaq, (3.4.3) düsturları aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\eta_d \approx (l/l_{qx})^2 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{l}{l_{qx}} \right)^2 + \dots \right], \quad (3.4.5a)$$

$$\eta_{SIY} \approx (l/l_{qx})^2 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{l}{l_{qx}} \right)^2 + \dots \right], \quad (3.4.5b)$$

$$\eta_{SAY} \approx (l/l_{qx})^2. \quad (3.4.5c)$$

Buradan görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi η_{SIY} , qeyri-xətti rejimdə hesablanan effektivliklə $\eta_d (l/l_{qx})^6$ - dəqiqliyilə üst-üstə düşür. Sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi isə ancaq sıranın birinci hədd ilə kifayətlənir. Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətləri ödəndikdə belə, sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı, sabit amplitud yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastından böyükdür.



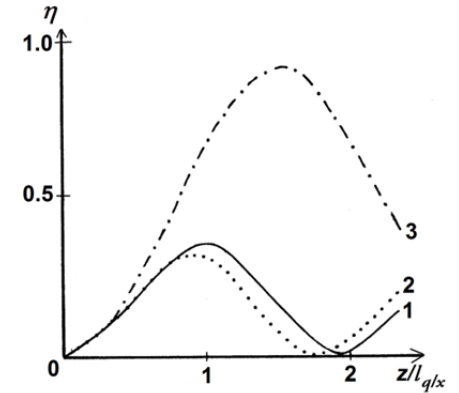
Şəkil 3.2

Şəkil 3.2-də $\Delta = 0$ halında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2/I_{10}$

kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = z/l_{qx}$ asılılığı verilmişdir. 1-ci əyri dəqiq həllin (3.4.1), 2-ci əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının (3.3.4), 3-cü əyri isə sabit amplitud metodunun (3.1.3) nəticələridir.

Əyriyərin müqayisəsindən görünür ki, sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələri dəqiq həllin nəticəsindən, uyğun olaraq, 9 və 43% fərqlənirlər. Yəni $\Delta = 0$ olduqda belə, sabit intensivlik yaxınlaşmasını $z \leq l_{qx}$ məsafəsinə kimi tətbiq etmək olar.

Şəkil 3.3-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2/I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = z/l_{qx}$ asılılığı göstərilmişdir ($\tilde{\Delta} = \Delta/(2\Gamma) = \pi/3$). Burada 1-əyri (bütöv xətt) dəqiq həllin; 2 -əyri (nöqtəli xətt) sabit intensivlik yaxınlaşmasının; 3 -əyri (qırıq xətt) sabit amplitud metodunun nəticələridir. Əyriyərin müqayisəsindən görünür ki, $\Delta \neq 0$ olduqda da sabit intensivlik yaxınlaşmasının dəqiqliyi sabit amplitud metodunun dəqiqliyindən xeyli yüksəkdir.



Şəkil 3.3

§ 3.5. Dissipativ mühitlərdə ikinci harmonikanın generasiyası

Mühitdə itkiləri nəzərə aldıqda, ikinci harmonikanın generasiyası prosesi aşağıdakı tənliklər sistemi ilə təyin edilir

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{+i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}. \end{aligned} \quad (3.5.1)$$

(3.5.1) tənliklər sistemini həll etmək üçün əvvəlcə $A_2 = a_2 \exp(-i\Delta z)$ əvəzləməsini edib, z -ə görə birinci və ikinci tərtib törəmə alaıq

$$\frac{dA_2}{dz} = \left(\frac{da_2}{dz} - i\Delta a_2 \right) e^{-\Delta z}$$

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = \left(\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} \right) e^{-i\Delta z} - i\Delta \left(\frac{da_2}{dz} - i\Delta a_2 \right) e^{-i\Delta z}$$

(3.5.1) tənliklər sistemindən dA_1/dz və A_1^2 -nin qiymətlərini bu ifadədə nəzərə alaraq, bir sıra çevrilmələr etdikdən sonra, yazı bilərik

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} + (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta) \frac{da_2}{dz} + [2\Gamma_1^2 + 2\delta_1(\delta_2 - i\Delta)] a_2 = 0. \quad (3.5.2)$$

Burada $\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(z)$.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$ (3.1.2) şərhəd şərtləri daxilində bu tənliyin həlli

$$A_2 = -i\gamma_2 A_{10}^2 z \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)z/2] \text{sinc}(\lambda z) \quad (3.5.3)$$

şəklində olar. Burada $\lambda^2 = 2\Gamma^2 + \{[\Delta + i(\delta_2 - 2\delta_1)]/2\}^2$, $\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$.

(3.5.3) tənliyindən istifadə edərək, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar ($\gamma_1 = \gamma_2$)

$$\eta = \rho^{-1} \Gamma^2 (\sin^2 x + sh^2 y) \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1)z] \quad (3.5.4)$$

Burada

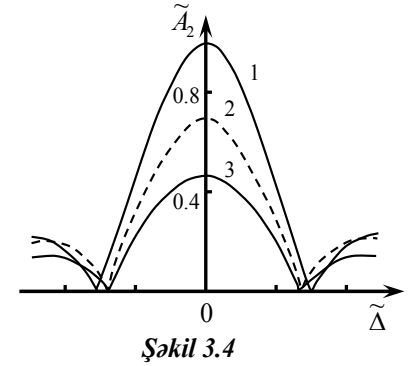
$$x = \sqrt{\rho} z \cos \varphi / 2, \quad y = \sqrt{\rho} z \sin \varphi / 2, \quad \rho^2 = a^2 + b^2, \\ a = 2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \left(\frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2} \right)^2, \quad b = \Delta \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2}, \quad \varphi = \arctg \frac{b}{a}.$$

Tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğunu (3.5.4) münasibətindən tapmaq olar ($\delta_2 = 2\delta_1$)

$$z^{opt} = [2\Gamma^2 + \Delta^2/4]^{-1} \arctg[(2\Gamma^2 + (\Delta^2/4))/\delta_2]. \quad (3.5.5)$$

Bu münasibətdən görüldüyü kimi mühitdə udulmanın artması ilə kristalın optimal uzunluğu kiçilir.

Şəkil 3.4-də ikinci harmonikanın gətirilmiş amplitudunun $\tilde{A}_2 = A_2/A_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta z/2$ parametrlərdən asılılığı göstərilmişdir. 1 - əyri itki nəzərə alınmadıqda sabit amplitud metodunun nəticəsidir, 2 - əyri itki nəzərə alınmadıqda sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsidir ($\Gamma z = 1$), 3 - əyri itkini nəzərə



aldıqda ($\delta_2 z = 2\delta_1 z = 0,2$) sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsidir ($\Gamma z = 1$). Əyrilərin müqayisəsi göstərir ki, ikinci harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsiri, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyini azaldır. Qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların itkiyə məruz qalmaları da effektivliyin azalmasına səbəb olur.

Sinxronizm şərti ($\Delta = 0$) ödəndikdə, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyi

$$\eta = \Gamma^2 z^2 \exp[-(\delta_2 + \delta_1)^2] \text{sinc}^2 \lambda_1 z \quad (3.5.6)$$

şəklində olar. Burada $\lambda_1^2 = 2\Gamma^2 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2/4$.

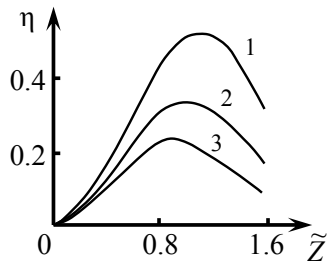
Bu halda kristalın optimal uzunluğu

$$z^{opt} = [\arctg(\lambda_1/\delta)]/\lambda_1 \quad (3.5.7)$$

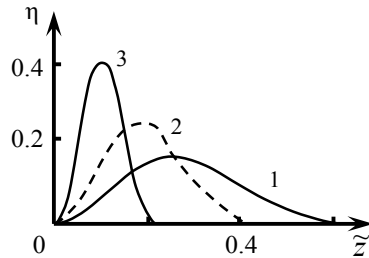
olur. Burada $\delta = \delta_1 + \delta_2/2$.

Şəkil 3.5-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2/I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluqdan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı göstərilmişdir ($\Delta = 0$, $\delta_2 = 2\delta_1$) və udulma səviyyəsinin müxtəlif qiymətlər götürülmüşdür (δ_1/Γ ; 1-0; 2-0,1; 3-0,2). Qrafiklərdən görünür ki, mühitdə itginin artması ilə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi və eləcə də kristalın optimal uzunluğu azalmış olur.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2/I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı şəkil 3.6-da göstərilmişdir ($\Delta = 0$, $\delta_2 = 2\delta_1$ və əsas dalğanın intensivliyinin Γ/δ_1 müxtəlif qiymətləri götürülmüşdür (Γ/δ_1 : 1-3; 2-5; 3-10)). Şəkildən görünür ki, əsas dalğanın intensivliyi artdıqca, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi artır və bununla bərabər kristalın optimal uzunluğu azalmış olur.



Şəkil 3.5



Şəkil 3.6

§ 3.6. İkinci harmoniyanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

Əvvəlcə ikinci harmonikanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən edək.

(3.1.1) sistemini dəqiq həll etmək üçün əsas dalğanın intensivliyinin $I_1(z)$ açıq şəkildə ifadəsini (3.2.7) tənliyində nəzərə almaq lazımdır. Onu da qeyd edək ki, əsas dalğanın intensivliyi öz növbəsində ikinci harmonika dalğasının intensivliyi ilə aşağıdakı münasibətlə əlaqədardır.

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \left(\frac{dI_1(z)}{dz} + 2\delta_1 I_1(z) \right) = -\frac{dI_2(z)}{dz} - 2\delta_2 I_2(z). \quad (3.6.1)$$

Əgər (3.5.2) tənliyində $I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda sabit intensivlik yaxınlaşmasında a_2 -yə görə sabit əmsalli ikinci tərtib diferensial tənlik almış olarıq

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta) \frac{da_2}{dz} + [2\Gamma_0^2 + 2\delta_1(\delta_2 - i\Delta)] a_2 = 0. \quad (3.6.2)$$

Burada $\Gamma_0^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$. Yəni bu yaxınlaşmada qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalarına heç bir məhdudiyət qoyulmur. Onda tənliyin həlli a_2' aşağıdakı

$$a_2' = -i\gamma_2 a_{10}^2 z \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)z/2] \text{sinc } \lambda z \quad (3.6.3)$$

şəklində olur. Burada $\lambda = (\Delta/2) [1 + 8(l_{qx}\Delta)^2]^{-1/2}$, $l_{qx} = (\gamma_1 \gamma_2 I_{10})^{-1/2}$.

Bu həll birinci yaxınlaşmada (3.5.2)-nin həlli kimi qəbul olunur. Əgər birinci yaxınlaşmada tapılan a_2' həllinin (3.4.1)-də nəzərə alıb, $I_1(z)$ -in ifadəsini taparaq, onu (3.5.2)-də nəzərə alsaq, onda ikinci yaxınlaşmada a_2 üçün aşağıdakı diferensial tənliyi almış olarıq ($\delta_j = 0$):

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\gamma_1 \gamma_2 I_1(I_2'(z)) a_2 = 0. \quad (3.6.4)$$

(3.6.4) tənliyində əsas dalğanın intensivliyinin qismən dəyişməsi nəzərə alınmışdır. (3.6.4) tənliyinin həlli olan a_2'' , həmçinin ikinci yaxınlaşmada (3.5.2) tənliyinin ümumi həlli olar. Analoji olaraq, sonrakı yaxınlaşmalarda alınan həlləri də tapmaq olar.

Ardıcıl yaxınlaşma metodunu, ikinci harmonikanın generasiyası zamanı qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudunu təsvir edən (3.1.1) tənliklər sistemində tətbiq edərək, (3.1.2) sərhəd şərtləri daxilində həll edək.

(3.6.3) həllini (3.6.1)-də nəzərə alıb, $I_1(z)$ -i tapsaq və (3.6.4) tənliyində yerinə yazsaq, (3.6.4) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\Gamma_0^2 (1 - (\Gamma_0^2 / \lambda^2) \sin^2(\lambda z)) a_2 = 0. \quad (3.6.5)$$

Alınan tənlik (3.6.5) Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə ifadə olunan ümumi həllə malik olur.

$$a_2'' = z^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{i\Delta z}{2}} \{c_1 M_{k,m}(x) + c_2 M_{k,-m}(x)\}. \quad (3.6.5)$$

Burada

$$x = \sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2, \quad k = \frac{8\Gamma_0^2 + \Delta^2}{16\sqrt{2}\Gamma_0^2}, \quad m = \frac{1}{4}.$$

$M_{k,m}(x)$ Uitteker funksiyasını cırlaşmış giperhəndəsi funksiya $F(\alpha, \beta, x)$ vasitəsilə ilə ifadə edək.

$$M_{k,m}(x) = x^{m+\frac{1}{2}} e^{-\frac{x}{2}} \cdot F(m-k+\frac{1}{2}, 2m+1, x). \quad (3.6.7)$$

Bu asılılıqdan istifadə edərək, sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün ikinci yaxınlaşmada alırıq

$$a_2'' = -i\gamma_2 A_{10}^2 z \cdot e^{\frac{i\Delta z}{2} - \frac{\Gamma_0^2 z^2}{\sqrt{2}}}, \quad F(\lambda, \mu; \sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2). \quad (3.6.8)$$

Burada Uitteker funksiyasının parametrləri

$$\lambda = \frac{3}{4} - k, \quad \mu = \frac{3}{2}.$$

Əgər (3.6.8)-i (3.6.1)-də nəzərə alsaq, üçüncü yaxınlaşmada a_2 -nin həllini tapa bilərik və s.

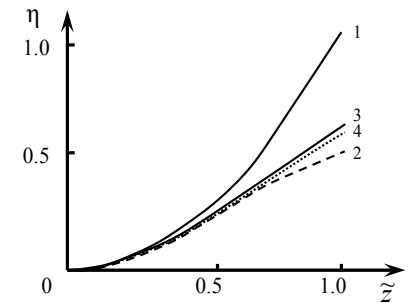
$k > 1$ olduqda ($\sqrt{2}\Gamma_0^2 z^2 < 1$) $\Delta = 0$ halı üçün (3.6.8)-dən sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi (3.6.3) alınır. Beləliklə, ikinci harmonikanın stasionar generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı aşağıdakı kimi olar

$$\Gamma_0 < \frac{\Delta}{4}, \quad \Delta \neq 0 \text{ olduqda,}$$

$$\Gamma_0 z < 2^{1/4}, \quad \Delta = 0 \text{ olduqda.} \quad (3.6.9)$$

Göründüyü kimi faza sinxronizmi şərti ödənmədikdə (yəni $\Delta \neq 0$ olduqda), sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı deyil.

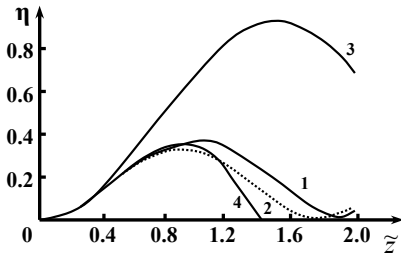
Şəkil 3.7-də $\Delta = 0$ halı üçün ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin η ($\eta = I_2 / I_{10}$), birinci (əyri 2) və ikinci (əyri 3) yaxınlaşmalarda kristalın gətirilmiş uzunluqdan \tilde{z} ($\tilde{z} = \Gamma_0 z$) asılılığı göstərilmişdir. Şəkildə, həmçinin müqayisə üçün sabit amplitud metodunun (əyri 1)



Şəkil 3.7

və dəqiq hesablamaların (əyri 4) nəticələri də verilmişdir. Şəkildən görünür ki, $z = l_{qx} = \Gamma_0^{-1}$ uzunluğunda ($\tilde{z} = 1$) ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi birinci və ikinci yaxınlaşmalarda dəqiq hesablamaların nəticəsindən uyğun olaraq 9% və 3% fərqlənirlər. Ancaq sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi dəqiq hesablamaların nəticəsindən 42% fərqlidir. Həmçinin ikinci yaxınlaşmada alınan nəticə birinci yaxınlaşmanın nəticəsinə nəzərən dəqiq hesablamaların nəticəsinə daha yaxındır.

Şəkil 3.8-də sabit intensivlik yaxınlaşmasında qeyri-xətti mühitdə sinxronizm şərti ödənmədiyi hal üçün ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma_0 z$ asılılığı göstərilmişdir (əyri 2). Müqayisə üçün şəkildə sabit amplitud yaxınlaşmasının (əyri 3), güclü qarşılıqlı təsir yaxınlaşmasının (əyri 4) və dəqiq hesablamaların (əyri 1) nəticələri də verilmişdir. Əyriyərin müqayisəsindən görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi sabit amplitud metodunun nəticəsinə nəzərən dəqiq həllin nəticəsinə daha yaxındır. Şəkildən görünür ki, güclü qarşılıqlı təsir metodunun nəticəsi, ancaq $\Gamma_0 z < 1$ şərti daxilində dəqiq hesablamaların nəticəsinə yaxın olur. Sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi isə dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən böyük məsafələrdə belə dəqiq hesablamaların nəticəsinə daha yaxındır.



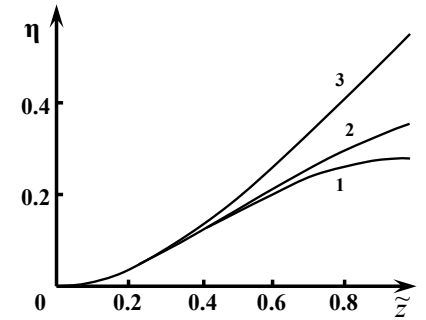
Şəkil 3.8

Dissipativ qeyri-xətti mühitlərdə $\delta_j \neq 0$ sabit intensivlik yaxınlaşmasında, tezliyin ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyi η ($\Delta = 0$, $\delta_{1,2} = \delta$),

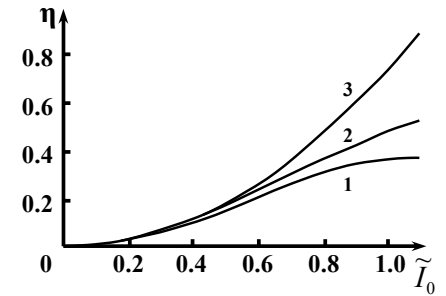
$$\eta = \Gamma^2 z^2 \sin c^2 \frac{\sqrt{8\Gamma^2 - \delta^2} z}{2} \cdot e^{-3\delta z} \quad (3.6.7)$$

şəkildə olur.

Şəkil 3.9-da sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin $\eta = I_2 / I_{10}$ dissipativ qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma_0 z$ asılılığı (2-ci əyri) göstərilmişdir ($\Delta = 0$ və $\delta_{1,2} = \delta = 0$, $2\Gamma_0$). Şəkildə müqayisə üçün sabit amplitud yaxınlaşmasının (3-cü əyri) və dəqiq hesablamaların (1-ci əyri) nəticələri də verilmişdir. Göründüyü kimi, sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələri, uyğun olaraq, dəqiq hesablamaların nəticəsindən 14 və 36% fərqlənirlər.



Şəkil 3.9



Şəkil 3.10

Şəkil 3.10-da effektivliyin η əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}_0 = \Gamma z$ asılılıq qrafiki göstərilmişdir. $z = l_{qx}$ uzunluğunda sabit intensivlik (1-ci əyri) və sabit amplitud yaxınlaşmasının (3-cü əyri) nəticələri dəqiq hesablamaların nəticəsindən (2-ci əyri) fərqi, uyğun olaraq, 16,4 və 34,7%-dir. Göründüyü kimi bu halda da sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsinə nəzərən dəqiq həllin nəticəsinə daha yaxındır. Buna oxşar hal, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin itki parametrlərindən asılılığında da özünü göstərir. Göstəriləndiyi kimi sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi itki parametri artdıqca, azalmış olur. İkinci yaxınlaşmanın nəticəsi, sabit amplitud və sabit intensivlik

yaxınlaşmalarının nəticələrindən dəqiq həllə daha yaxındır. Bu da onunla əlaqədardır ki, ikinci yaxınlaşmada əsas dalğanın intensivliyinin dəyişməsi qismən nəzərə alınır.

§ 3.7. Dissipativ mühitlərdə yüksək harmonikaların generasiyası

Yüksək harmonikaların generasiyası prosesi, spektrin ultra-bənövşəyi oblastında yeni koherent işıq mənbələrinin yaradılmasında geniş istifadə olunur. Bundan əlavə, generasiya olunan harmonikanın gücünü ölçməklə, yüksək harmonikaların qeyri-xətti qavrayıcılığını təyin etmək olur. Şüalanmaların yüksək tərtibli harmonikalarının alınması, yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılığa malik kristalların vasitəsilə ya birbaşa, ya da kaskad yolu ilə əldə olunur.

Yüksək tərtibli harmonikanın birbaşa generasiya prosesi aşağıdakı sistem tənlikləri ilə ifadə olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i\gamma_1 A_q (A_1^*)^{q-1} e^{i\Delta_q z}, \\ \frac{dA_q}{dz} + \delta_q A_q &= i\gamma_q A_1^q e^{-i\Delta_q z}, \end{aligned} \quad (3.7.1)$$

Burada “1” indeksi ω_1 tezlikli dalğaya, “q” indeksi isə $\omega_q = q\omega_1$ ($q = 3, 5, \dots$) tezlikli dalğaya aiddir. $\Delta_q = k_q - qk_1$ – fazalar fərqlidir, A_j – dalğaların kompleks amplitudları, δ_j – udulma əmsalları, γ_j – qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır

$$\gamma_j = q\pi^2 \chi^q(-q\omega_1, \omega_1, \dots, \omega_1) N / (2^{q-3} n_j \lambda_1).$$

(3.7.1) tənliyini

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_q(z=0) = 0 \quad (3.7.2)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll etməklə, q-nüncü harmonikanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_q = i\gamma_q A_{10}^q z e^{-[(\delta_q + q\delta_1 + i\Delta)z/2]} \cdot \text{sinc}(\lambda_q z), \quad (3.7.3)$$

burada

$$\lambda_q^2 = q\Gamma_q^2 - (\delta_q - q\delta_1 - i\Delta_q)^2 / 4, \quad \Gamma_q^2 = \gamma_1 \gamma_q I_{10}^{q-1}.$$

(3.7.3)-ə uyğun q-nüncü harmonikanın intensivliyi I_q

$$I_q = \gamma_q^2 I_{10}^q \rho_q^{-1} e^{-(\delta_q + q\delta_1)z} (\sin^2 \alpha_q + sh^2 \beta_q), \quad (3.7.4)$$

burada

$$\begin{aligned} \rho_q^2 &= a_q^2 + b_q^2, \quad a_q = q\Gamma_q^2 + [\Delta_q^2 - (\delta_q - q\delta_1)^2] / 4, \\ b_q &= \Delta_q (\delta_q - q\delta_1) / 2, \quad \alpha_q = \sqrt{\rho_q} z \cos(\theta / 2), \\ \beta_q &= \sqrt{\rho_q} z \sin(\theta / 2), \quad \theta = \arctg(b_q / a_q). \end{aligned}$$

İtki olmayan mühitlərdə (3.7.4) tənliyinin həlli daha sadə şəkəldə düşür.

$$I_q = \gamma_q^2 I_{10}^q z^2 \cdot \text{sinc}^2(\alpha z), \quad (3.7.5)$$

burada $\alpha^2 = q\Gamma_q^2 + \Delta^2 / 4$.

q-nüncü harmonikanın amplitudunun fəza döyünlərinin periodu

$$(\Delta_q l)_{per} = 2 \left[n^2 \pi^2 - q\Gamma_q^2 l^2 \right]^{1/2}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Buradan alınır ki, harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirini nəzərə alıqda sabit intensivlik yaxınlaşmasında, sabit amplitud yaxınlaşmasına ($\gamma = 0$) nəzərən, harmonikanın amplitudunun fəza döyünlərinin periodu dəyişmiş olur. Əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə fəza döyünlərinin periodu kiçilir. Əsas dalğanın

intensivliyinin artması ilə harmonikanın intensivliyinin maksimumuna uyğun, mühitin koherent uzunluğu da azalır.

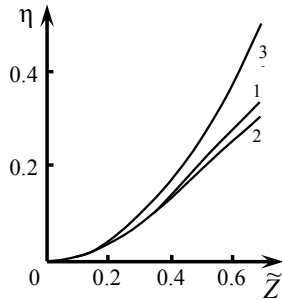
§ 3.8. Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikanın generasiyası

Yüksək tərtibli harmonikanın generasiyası prosesinin (§ 3.7) xüsusi halı olan üçüncü harmonikanın generasiyası (ÜHG) prosesinin ($q=3$) üzərində ətraflı dayanaq. Əvvəlki paraqrafın materiallarına uyğun olaraq, üçüncü harmonikanın effektivliyi $\eta = I_3 / I_{10}$:

$$\eta = \gamma_3 \Gamma^2 (\gamma_1 \rho_3)^{-1} e^{-(\delta_3 + 3\delta_1)z} (\sin^2 \alpha_3 + sh^2 \beta_3). \quad (3.8.1)$$

Faza münasibətinin tam ödənilməsi halda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı ($\delta = \Delta = 0$) şəkil 3.11-də verilmişdir (1-ci əyri dəqiq hesablanmış, 2-ci əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 3-cü əyri isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir). Qrafikdən görünür ki, qeyri-xətti mühitin $z = 0,8/\Gamma$ uzunluğunda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarında dəqiq hesablanmış nəticəsindən uyğun olaraq 6 və 25% fərqlənirlər. Beləliklə, faza münasibəti ödəndikdə belə, üçüncü harmonikanın generasiyası zamanı sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı, sabit amplitud yaxınlaşmasına nəzərən böyükdür.

Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ parametrindən asılılığı Γz -parametrinin müxtəlif qiymətlərində 1) 1; 2) 0,5; 3) -0,5; 4) -0,3 şəkil



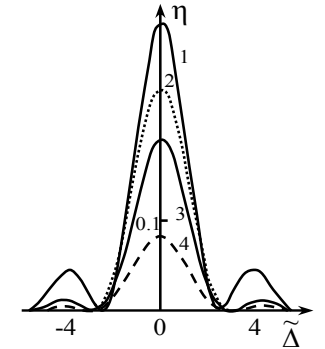
Şəkil 3.11

3.12-də göstərilmişdir. Burada 1, 3, 4 əyriləri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 2-ci əyri isə sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir.

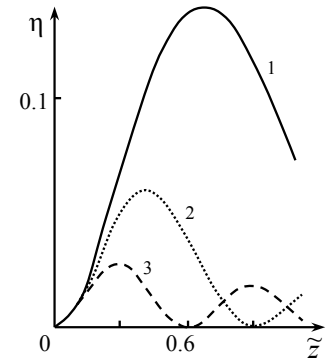
Əyriyərdən görünür ki, üçüncü harmonikanın əsas dalğaya əks təsiri çevrilmənin effektivliyini azaldır. Effektivliyin azalması, əsas dalğanın intensivliyinin azalması ilə də baş verir. 2 və 3 əyriələrinin müqayisəsindən görünür ki, sinxronizm istiqamətində ($\Delta = 0$) sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən xeyli fərqlənir. Yalnız faza münasibətini böyük qiymətlərində ($\Delta z > 6$) sabit intensivlik və sabit amplitud yaxınlaşmalarının nəticələri bir-birinə yaxınlaşır.

Şəkil 3.13-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı, $\delta_3 = \delta_1 = 0,2\Gamma$ və $\tilde{\Delta} = \Delta / (2\Gamma)$ -nin 1) -1; 2) -3; 3) -5 qiymətləri üçün verilmişdir.

Şəkildən görünür ki, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi kristalın z uzunluğundan periodik asılıdır. Periodun nömrəsi artdıqca η -nin maksimal qiyməti azalır. Beləliklə, qeyri-xətti mühitdə udulmanın nəzərə alınması, döyümlərin amplitudasını kiçildir. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin artması ilə mühitdə xətti udulmanın təsiri də artmış olur (şəkil 3.14-ə bax). Şəkil 3.14-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\delta}_3 = \delta_3 z$ -dən asılılığı



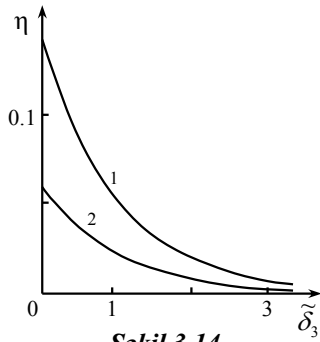
Şəkil 3.12



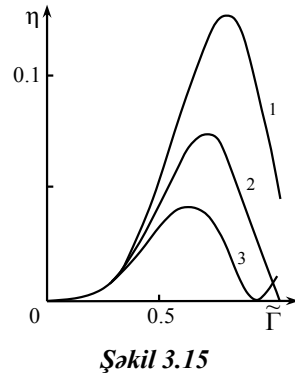
Şəkil 3.13

verilmişdir. Əyriilər parametrlərin $\delta_1 z = 0,1$; $\Delta z / 2 = 1,5$ və Γz -in müxtəlif ($\Gamma z : 1 - 0,5; 2 - 0,3$) qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\tilde{\Gamma} = \Gamma z$ parametrlərindən asılılığı ($\delta_3 z = 3\delta_1 z = 0,2$ və $\Delta z / 2$ parametrlərinin müxtəlif qiymətlərində 1) -2; 2) -2,5; 3) -3) şəkil 3.15-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalır. Bununla bərabər, çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna uyğun əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti də azalmış olur.



Şəkil 3.14



Şəkil 3.15

§ 3.9. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası

Dissipativ mühitlərdə cəm tezlikli dalğaların generasiyası aşağıdakı qısaldılmış tənliklərlə xarakterizə olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{1,2}}{dz} + \delta_{1,2} A_{1,2} &= -i\gamma_{1,2} A_3 A_{2,1}^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (3.9.1)$$

burada $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

(3.9.1)-də $A_{1,2} = a_{1,2} \exp(-\delta_{1,2} z)$ əvəzləməsi aparmaqla, yaza bilərik

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + [\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_2 - \delta_1 + i\Delta)^2 / 4] a_3 = 0, \quad (3.9.2)$$

burada $a_3 = A_3 \exp[-(\delta_3 + \delta_2 + \delta_1)z / 2]$, $\Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1} \gamma_3 I_{1,2}(z)$.

(3.9.2) tənliyinin

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_3(z=0) = 0, \quad (3.9.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_3 = -i\gamma_3 A_{10} A_{20} z e^{-(\delta_3 + \delta_2 + \delta_1)z / 2} \text{sinc}(\alpha z), \quad (3.9.4)$$

burada $\alpha = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_2 - \delta_1 + i\Delta)^2 / 4$.

(3.9.4) həllindən $\gamma_2 = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. (3.9.4) ifadəsinə daxil olan $\Gamma_1^2 (\gamma_2 \neq 0)$ həddinin, (3.9.2) tənliyinin həllinə təsiri Γ_1^2 ilə Γ_2^2 hədlərinin nisbətindən

$$\Gamma_1^2 / \Gamma_2^2 = \lambda_2 \gamma_{10} / (\gamma_1 I_{20}) = n_1 \omega_2 I_{10} / (n_2 \omega_1 I_{20})$$

asılıdır. Tezliyin yuxarıya çevrilməsi halında siqnal dalğasının intensivliyi I_{10} , ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyindən dəfəflərlə çox olmasına baxmayaraq, $\omega_1 \ll \omega_2$ olduqda, Γ_1 və Γ_2 kəmiyyətləri eyni tərtibli ola bilərlər. Bu halda (3.9.2) tənliyində qeyri-xətti həddin Γ_1^2 nəzərə alınması vacibdir.

(3.9.4) münasibətindən görünür ki, (3.9.4) ifadəsində (2→1 və 3→2) indekslərin yerini dəyişməklə, harmonikanın generasiyası üçün aldığımız (3.5.3) həllinə keçilir. Ona görə də ikinci harmonikanın generasiyasının xüsusiyyətləri tamamilə cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə də aiddir. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, cəm

tezlikli dalğanın generasiyası halında tezliyin çevrilmə effektivliyi qeyri-xətti həddən $\Gamma_1^2 (\gamma \neq 0)$ də asılıdır.

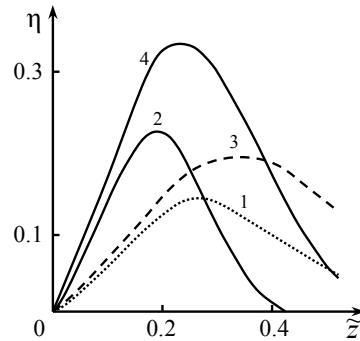
Cəm tezlikli dalğanın effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan asılılığı şəkil 3.16-da verilmişdir. Öyrülər $\Delta = 0, \delta_1 = \delta_2 \equiv \delta, \delta_3 = 2\delta$ olduqda $\Gamma_{1,2}$ -nin müxtəlif qiymətləri üçün $\Gamma_2 / \delta; 1 - 3(\Gamma_2 = \Gamma_1); 2 - 5(\Gamma_2 = \Gamma_1); 3 - 3(\Gamma_1 = 0); 4 - 5(\Gamma_1 = 0)$ qurulmuşdur. Şəkildən də görünür ki,

Γ_1^2 həddini nəzərə aldıqda cəm tezlikli dalğanın effektivliyi azalmış olur. Bununla yanaşı kristalın optimal uzunluğu da kiçilir.

Cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını tapmaq üçün (3.9.2) tənliyində $\Gamma_{1,2}^2$ parametrinə daxil olan $I_{1,2}(z)$ intensivliyini $z = 0$ ətrafında Teylor sırasına ayıraq

$$I_{1,2}(z) = I_{1,2}(z=0) + \frac{dI_{1,2}}{dz} \Big|_{z=0} z + \frac{d^2 I_{1,2}}{dz^2} \Big|_{z=0} \frac{z^2}{2!} + \dots \quad (3.9.5)$$

Onda sıranın birinci həddi sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olacaq (birinci yaxınlaşma), (3.9.5) sırasında sıfırdan fərqli olan ikinci həddi nəzərə almaqla (3.9.2) tənliyini həll edərək, ikinci yaxınlaşmada a'_3 həllini tapmaq olar. Hər iki həllin müqayisəsindən sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən etmək olar. Cəm tezlikli dalğanın generasiyası üçün (3.9.1) tənliklər sistemindən və sərhəd şərtlərindən (3.9.3) istifadə edərək



Şəkil 3.16

$$\frac{dI_{1,2}}{dz} \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{d^2 I_{1,2}}{dz^2} \Big|_{z=0} = -2I_{10,20} \Gamma_{20,10}^2, \quad (3.9.6)$$

alırıq. (3.9.6)-nı (3.9.2)-də nəzərə alsaq, ikinci yaxınlaşmada cəm tezlikli dalğanın a'_3 amplitudu üçün

$$\frac{d^2 a'_3}{dz^2} + \left[\Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 + \Delta^2 / 4 - 2\Gamma_{10}^2 \Gamma_{20}^2 z^2 \right] a'_3 = 0. \quad (3.9.7)$$

tənliyini alırıq.

(3.9.7) tənliyinin ümumi həlli Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə ifadə olunur

$$a'_3 = z^{1/2} \{ C_1 M_{k,m}(x) + C_2 M_{k,-m}(x) \}, \quad (3.9.8)$$

burada

$$x = \sqrt{2} \Gamma_{10,20} z^2, \quad k = (\Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 + \Delta^2 / 4) / 4\sqrt{2} \Gamma_{10} \Gamma_{20}, \quad m = 1/4.$$

Uitteker funksiyası $M_{k,m}(x)$ ilə cırlaşmış hiperhəndəsi funksiya $F(\alpha, \beta, x)$ arasında məlum asılılıq mövcuddur:

$$M_{k,m}(x) = x^{1/2+m} e^{-x/2} F_1(m-k + \frac{1}{2}, 2m+1, x). \quad (3.9.9)$$

Sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla (3.9.9)-u (3.9.8)-də yerinə yazsaq, cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A'_3 = -i\gamma^3 \sqrt{I_{10} I_{20}} z e^{-\frac{i\Delta z}{2} - \frac{\Gamma_{10} \Gamma_{20} z^2}{\sqrt{2}}} F(\lambda, \mu, \sqrt{2} \Gamma_{10} \Gamma_{20} z^2), \quad (3.9.10)$$

burada hiperhəndəsi funksiyanın parametrləri $\lambda = 3/4 - k; \mu = 3/2$.

$k > 1$ olduqda (3.9.10)-dan sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Beləliklə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

$$\sqrt{\Gamma_{10}\Gamma_{20}z} < 0,84, \quad \Delta = 0 \text{ olduqda,}$$

$$\Gamma_{10}^2 + \Gamma_{20}^2 > 4\sqrt{2}\Gamma_{10}\Gamma_{20} - \Delta^2 / 4, \quad \Delta \neq 0 \text{ olduqda.} \quad (3.9.11)$$

§ 3.10. Fərq tezlikli dalğanın generasiyası

Qeyri-xətti optika metodu ilə lazer şüalanmasının enerjisinin çevrilməsinin ən effektiv üsullarından biri, fərq tezlikli dalğaların generasiyası prosesidir. Bu metodun köməyilə infraqırmızı (İQ) oblastda güclü şüa mənbələrinin yaradılması mümkün oldu.

Fərq tezlikli dalğaların generasiyası prosesi də (3.9.1) sistem tənlikləri ilə xarakterizə olunur. Ancaq bu halda (3.9.1) sistem tənliyini aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik

$$A_1(z=0) = 0, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_3(z=0) = A_{30}. \quad (3.10.1)$$

(3.9.1) sistem tənliyindən bir diferensial tənliyə keçək

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + (\delta + i\Delta) \frac{da_1}{dz} - [\gamma_1 \gamma_2 I_3(z) - \gamma_1 \gamma_3 I_2(z)] a_1 = 0, \quad (3.10.2)$$

burada $a_1 = A_1 e^{-i\Delta z}$, $I(z) = A(z)A^*(z)$, $\delta = \delta_1$, $\delta_2 = \delta_3 = 0$.

Əgər fərz etsək ki, $I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$, onda (3.10.2) tənliyinin həlli sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Belə ki, həyəcanlandırıcı dalğaların fazasına heç bir məhdudiyət qoyulmur. (3.10.1) tənliyini (3.10.2) sərhəd şərtləri daxilində həll etsək, sabit intensivlik yaxınlaşmasında fərq tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi $\eta = I_1 / I_{30}$:

$$\eta = \frac{2\Gamma_1 \Gamma_3^2}{\gamma_2 \chi^2} \left[\operatorname{ch} \left(\chi z \cos \frac{\varphi}{2} \right) - \cos \left(\chi z \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right] e^{-\delta z}, \quad (3.10.3)$$

burada

$$\chi^2 = \left[(4\Gamma^2 + \delta^2 - \Delta^2)^2 + 4\delta^2 \Delta^2 \right]^{1/2}, \quad \Gamma^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2,$$

$$\Gamma_1^2 = \gamma_2 \gamma_3 I_{10}, \quad \Gamma_{2,3}^2 = \gamma_1 \gamma_{3,2} I_{20,30}, \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\Delta\delta}{4\Gamma^2 + \delta^2 - \Delta^2}.$$

(3.10.3) münasibətindən alınır ki, ω_1 tezlikli dalğanı gücləndirmək üçün aşağıdakı şərt ödənilməlidir

$$\chi \cos \frac{\varphi}{2} > \Gamma. \quad (3.10.4)$$

Buradan görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələrindən fərqli olaraq, həyəcanlanan dalğanın həyəcanlandırıcı dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması, fərq tezlikli dalğanın generasiyasının hədd qiyətinə artırmaqla yanaşı, çevrilmənin effektivliyini azaltmış olur. Tezliyin çevrilmə effektivliyinin azalması, ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyinin artması ilə də müşahidə olunur. Fərq tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_1 / I_{30}$ kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} (\tilde{z} = \delta z)$ asılılığı göstərir ki, ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyinin artması, tezliyin çevrilmə effektivliyinin azalmasına gətirir.

İndi fərq tezlikli dalğanın generasiyası prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını tapmaq.

Cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə analogi olaraq, $I_{2,3}(z)$ intensivliyini $z=0$ ətrafında Teylor sırasına ayıraraq, sıraya daxil olan dI/dz , d^2I/dz^2 ifadələrini, (3.9.1) və (3.10.1)-dən istifadə etməklə, tapmaq olar

$$\left. \frac{dI_{2,3}}{dz} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{d^2 I_{2,3}}{dz^2} \right|_{z=0} = -2I_{20,30} \Gamma_{30,20}^2. \quad (3.10.5)$$

(3.10.5) ifadəsini (3.9.5)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$I_{2,3}(z) = I_{20,30} (1 \pm \Gamma_{30,20}^2 z^2). \quad (3.10.6)$$

Bu ifadəni (3.10.2)-də yerinə yazsaq, (3.10.2) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + i\Delta \frac{da_1}{dz} + (\Gamma_{20}^2 - \Gamma_{30}^2 + 2\Gamma_{20}^2 \Gamma_{30}^2 z^2) a_1 = 0 \quad (3.10.7)$$

(3.10.7) tənliyinin ümumi həlli Uitteker funksiyası ilə verilir.

Uitteker funksiyasının hiperhəndəsi funksiya ilə

$$M_{k,m}(x) = x^{\frac{1}{2}+m} e_1^{-\frac{x}{2}} F_1\left(m - k + \frac{1}{2}, 2m + 1, x\right) \quad (3.10.8)$$

münasibətindən və (3.10.1) şərtlərindən istifadə edərək, ikinci yaxınlaşmada fərq tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün

$$A_1'(z) = -i\gamma \sqrt{I_{20} I_{30}} z e^{\frac{i\Delta z}{2} - \frac{i\sqrt{2}}{2} \Gamma_{20} \Gamma_{30} z^2} F(\lambda, \mu, i\sqrt{2} \Gamma_{20} \Gamma_{30} z^2) \quad (3.10.9)$$

alarıq. Burada

$$\lambda = 3/4 - k; \quad \mu = 3/2, \quad k = (\Gamma_{20}^2 - \Gamma_{30}^2 + \Delta^2/4)/4\sqrt{2}i\Gamma_{20}\Gamma_{30}.$$

$|k| > 1$ olduqda (3.10.9) tənliyindən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi alınır.

Beləliklə, fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesi üçün sabit intensivlik metodunun tətbiq olunma oblastı

$$\sqrt{\Gamma_{20} \Gamma_{30}} z < 0,84, \quad \Delta = 0, \text{ olduqda,} \\ \Gamma_{30}^2 + \Gamma_{20}^2 - 4\sqrt{2} \Gamma_{20} \Gamma_{30} > \Delta^2/4, \quad \Delta \neq 0 \text{ olduqda} \quad (3.10.10)$$

olur.

$\gamma_{2,3} = 0$ ($\Gamma_{2,3} = 0$) olduqda (3.10.3)-dən sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi alınır. Burada görünür ki, fərq tezlikli dalğanın intensivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların tezliklərindən, intensivliklərin başlanğıc qiymətləri I_{20} və I_{30} ilə təyin olunan Γ_{20} və Γ_{30}

parametrləri arasındakı münasibətdən asılıdır. $\omega_3 \gg \omega_2$ olduqda I_{30} -ın I_{20} -dən böyük olmasına baxmayaraq, Γ_{20} və Γ_{30} parametrləri eyni tərtibli kəmiyyətlər ola bilər və bu halda sabit intensivlik yaxınlaşmasının fərq tezlikli dalğanın generasiyasına tətbiqi daha məqsədəuyğundur.

§ 3.11. Stasionar olmayan qeyri-xətti proseslər

Mühitdə difraksiya effektlərini və itgini nəzərə almadıqda ikinci harmonikanın generasiyası prosesi stasionar olmayan halda aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur

$$\frac{\partial A_1}{dz} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \quad (3.11.1) \\ \frac{\partial A_2}{dz} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \beta \frac{\partial A_2}{\partial x} = -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}.$$

Sadəlik üçün biz şüalanmanın müstəvi dəstə halına baxacağıq ($\beta = 0$). (3.9.1)-də $\xi = t - z/u_1$, $\eta = t - z/u_2$ əvəzləməsini aparsaq, yaza bilərik

$$\frac{\partial A_1}{\partial \eta} = i\gamma_1 \mu A_2 A_1^* e^{i\mu(\xi - \eta)\Delta}, \quad (3.11.2) \\ \frac{\partial A_2}{\partial \xi} = -i\gamma_2 \mu A_1^2 e^{-i\mu(\xi - \eta)\Delta}.$$

(3.11.2) tənliyindən ikinci tərtib diferensial tənliyə keçsək, alırıq

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial \eta} = 2\mu^2 \gamma_1 \gamma_2 I_1(\xi, \eta) V, \quad (3.11.3)$$

burada

$$V = A_2 e^{-i\mu\eta\Delta}, \quad \mu = v^{-1} = (u_2^{-1} - u_1^{-1})^{-1}.$$

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $I_1(\xi, \eta) = I_1(\xi, r)$ (3.9.3) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial \eta} - 2\mu^2 \gamma_1 \gamma_2 I_{10}(r, \xi) V = 0. \quad (3.11.4)$$

Aldığımız ifadədə intensivlikdə $I_{10}(r, \xi)$ koordinat r -in daxil edilməsi intensivliyin fəzada eninə paylanması nəzərə alır.

Təzə dəyişənlərə görə sərhəd şərtləri aşağıdakı şəklə düşür

$$V(\xi, \eta)|_{\eta \rightarrow \xi} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \xi} \Big|_{\eta \rightarrow \xi} = -i\gamma_2 \mu A_1^2(r, \xi) e^{-i\mu \Delta \xi}.$$

(3.11.4) tənliyini **Riman üsulu** vasitəsilə həll etsək, alarıq

$$V(r, \xi, \eta) = -i\gamma_2 \mu \int_{\eta}^{\xi} A_{10}^2(\theta) e^{-i\mu \theta \Delta} J_0 \left\{ \left[\int_{\xi}^{\theta} (\theta - \eta) \Gamma^2(x) dx \right]^{1/2} \right\} d\theta, \quad (3.11.5)$$

burada $J_0(x)$ sıfır tərtibli **Bessel funksiyasıdır**.

(3.11.5)-də $\theta - \eta = \nu y$ əvəzləməsi apararaq, köhnə dəyişənlərə (z və t) keçsək, alarıq

$$V(r, z, t) = -i\gamma_2 \int_0^z A_1^2 \left(r, t - \frac{z}{u_2} + \nu y \right) e^{-i\mu \Delta (t - z/u_2 + \nu y)} \times \\ \times J_0 \left\{ \left[\nu y \int_{t-z/u_1}^{t-z/u_2 + \nu y} \Gamma^2(x) dx \right]^{1/2} \right\} dy. \quad (3.11.6)$$

Bu tənlikdə $x - \eta = \nu x'$ əvəzləməsinin köməyilə Bessel funksiyasını çevirək

$$J_0 \left\{ \left[\nu y \int_{t-z/u_1}^{t-z/u_2 + \nu y} \Gamma^2(x) dx \right]^{1/2} \right\} = J_0 \left\{ \left[8\gamma_1 \gamma_2 \int_y^z I_{10}(r, \eta + \nu x) \right]^{1/2} dx \right\}. \quad (3.11.7)$$

(3.11.7)-ni (3.11.6)-da yerinə yazıb və $V = A_2 \exp(-i\mu \eta \Delta)$ olduğunu nəzərə alsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikanın amplitudası üçün almış olarıq:

$$A_2(r, \eta, z) = -i\gamma_2 \int_0^z A_1^2(r, \eta - \nu x) e^{-i\Delta x} J_0[g(r, \eta, x)] dx, \quad (3.11.8)$$

burada

$$g^2(r, \eta, x) = 8\gamma_1 \gamma_2 (z - x) \int_0^x I_{10}(r, \eta - \nu z') dz'.$$

İfrat qısa lazer impulslarını aşağıdakı şəkildə götürək,

$$A_{10}(r, \eta) = A_0 G(r) F(\eta), \quad (3.11.9)$$

burada $G(r)$ işıq dəstəsinin formasını xarakterizə edir ($G(0) = 1$), $F(t)$ funksiyası isə

$$F(t) = \exp\{-\tau^{-2} + i\varepsilon t^2\}$$

impulsun formasını və zamana görə modulyasiyasını xarakterizə edir. Biz hesab edəcəyik ki, ifrat qısa lazer impulsunun spektral eni $\Delta\omega_1 = 4\tau^{-1}(1 + \varepsilon^2 \tau^4)^{1/2}$, impulsun davam etmə müddəti τ ilə xarakterizə olunan enindən çox-çox böyükdür ($\varepsilon \tau^2 \gg 1$). Bu deyilənlərlə əlaqədar olaraq, qarşılıqlı təsirdə olan impulsların davam etmə müddətilə müqayisədə, qrup gecikmələrini nəzərə almamaq olar. Bu halda (3.9.9) –dan amplitudun Furiye spektrinə keçməklə alarıq

$$A_2(r, \omega, z) = -i\gamma_2 \int_0^z dx \times \quad (3.11.10)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\theta A_1^2(r, \theta - \nu x) J_0 \left\{ 8\gamma_1 \gamma_2 x(z-x) I_{10}(r, \theta) \right\}^{1/2} e^{i\omega\theta}.$$

(3.11.10)-da $\theta - \nu x = \tau$ əvəzləməsini aparsaq və

$$\int_0^a \cos(cx) J_0(b\sqrt{a^2 - x^2}) dx = a \operatorname{sinc}(a\sqrt{b^2 + c^2})$$

münasibətini nəzərə alsaq, ikinci harmonikanın kompleks amplitudası üçün yazıla bilər:

$$A_2(r, \omega, z) = -i\gamma_2 z e^{i\frac{\omega\nu}{2}z} \operatorname{sinc}[d(\omega, \nu)z/2] \int_{-\infty}^{+\infty} A_{10}^2(r, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (3.11.11)$$

burada

$$d^2(\omega, \nu) = (\omega\nu)^2 + 8\gamma_1 \gamma_2 A_0^2 G^2(r), \quad A_{10}(r, t) = A_0 G(r) F(t).$$

Aldığımız (3.9.11) ifadəsindən istifadə etməklə, ikinci harmonikanın spektral sıxlığını tapa bilərik

$$S_2(\omega, r, l) = S_2^{kv}(\omega, l) I_{10}^2(r) \operatorname{sinc}^2[l d(\omega, \nu)/2], \quad (3.11.12)$$

burada $S_2^{kv}(\omega, l)$ kvazistatik rejimdə, sabit intensivlik yaxınlaşmasında harmonikanın spektridir

$$S_2^{kv}(\omega, l) = (\gamma_2 l)^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} F^2(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \right|^2.$$

(3.11.12)-dən alınır ki, harmonikanın spektrinin quruluşu mühitin dispersiya xassəsindən, əsas dalğanın intensivliyindən və işıq dəstəsinin formasından $G(r)$ asılıdır. $ld(\omega, \nu) = 2n\pi, (n=1, 2, \dots)$ olduqda, spektrdə

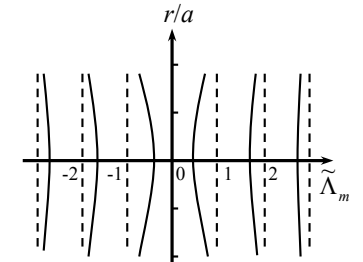
sıfırıncı minimumlar yerləşir. Harmonikanın spektrində minimumların fəza paylanması

$$\Lambda_{n, \min} = \frac{n\lambda_2^2}{c\nu l} \{1 - 2[l/(n\pi d_{qx})^2 G^2(r)]\}^{1/2}, \quad (3.11.13)$$

ifadəsilə təyin olunur. Burada, λ_2 ikinci harmonikanın dalğa uzunluğudur ($\lambda_2 = \lambda_1/2$), Λ ədədi λ_2 -nin artımıdır, $l_{q.x.} = (\gamma_1 \gamma_2 I_0)^{-1/2}$, n -minimumun tərtibidir.

(3.11.13) funksiyasının görünüşü şəkil 3.17-də göstərilmişdir. Burada əsas dəstənin Gauss şəklində, yəni

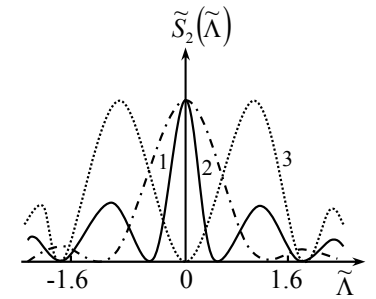
$G(r) = \exp(-r^2/a^2)$ olduğu nəzərə alınır. Şəkildən görünür ki, intensiv sahələrdə harmonikanın spektrinin quruluşu sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən kəskin fərqlənir. Sabit amplitud yaxınlaşmasında spektr zolaq şəklindədir. Zolaqlar bir-birinə paraleldirlər və minimumlar arasındakı məsafələr bir-birinə bərabərdir. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında isə zolaqlar spektrin mərkəzindən əks tərəflərə doğru əyilmiş olurlar. Beləliklə, mərkəzi zolaq daralmış, kənar zolaqlar isə enlənmiş olurlar. Bu effektlər təcrübədə təsdiq edilmişdir.



Şəkil 3.17

İkinci harmonikanın spektrinin quruluşu qeyri-xətti mühitin uzunluğunun, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsinə nisbətindən asılıdır (şəkil 3.18-ə bax). Şəkildə dəstənin mərkəzi üçün ($r = 0$) harmonikanın spektri z/l_{qx} parametrinin müxtəlif qiymətlərində: 1) -0; 2) 1,35; 3) $\pi/\sqrt{2} = 2,23$

göstərilmişdir ($\tilde{\Lambda} = c\nu l \lambda_2^{-2} \Lambda$).



Şəkil 3.18

Şəkildən görünür ki, elə hal ola bilər ki, ümumiyyətlə, mərkəzi zolaq olmasın və spektr təqribən eyni intensivli bir neçə zolaqdan ibarət olsun. Buna oxşar mənzərə təcrübədə də müşahidə olunmuşdur. Belə olan halda harmonikanın spektri kvaziperiodik xarakter daşıyır.

İkinci harmonikanın enerji sıxlığı

$$W_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(\omega, l) d\omega = I_{10}^2(r) \int_{-\infty}^{+\infty} S_2^{kv}(\omega, l) \cdot \text{sinc}^2[l d(v, \omega)/2] d\omega. \quad (3.11.14)$$

Burada inteqral altındakı $S_2^{kv}(\omega, l)$ ifadəsi aşağıdakı şəkildədir

$$S_2^{kv}(\omega, l) = (\gamma_2 l)^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2t^2(\tau^{-2} + i\varepsilon) + i\omega t} dt \right|^2. \quad (3.11.15)$$

(3.11.14) inteqralının dəqiq həllinin tapılmasının çətinliyi inteqral altında $\text{sinc}^2 x$ ($\text{sinc} x = \text{sinc} x/x$) funksiyasının olması ilə əlaqədardır. Bu funksiyayı təqribən $\exp(-9/16)|x|$ funksiyası ilə əvəz etsək və

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-p^2 x^2 \pm qx} dx = \sqrt{\pi/p} \cdot e^{q^2/4p}$$

münasibətindən istifadə etsək, kvazistatik yaxınlaşmada harmonikanın spektri üçün alırıq (sabit amplitud yaxınlaşmasında)

$$S_2^{kv}(\omega, l) = \gamma_2^2 l^2 \frac{\pi \tau^2}{2\sqrt{1 + \varepsilon^2 \tau^4}} \exp\left\{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4(1 + \varepsilon^2 \tau^4)}\right\}. \quad (3.9.16)$$

(3.11.16)-ya görə harmonikanın enerjisi

$$W_2 = \sqrt{2}\pi \left(\frac{l}{l_{qx}}\right)^2 e^{-0,72l^2/l_{qx}^2} \left[1 + \left(\frac{l}{l_{kv}}\right)^2\right]^{1/2} \cdot W_1, \quad (3.11.17)$$

burada $W_1 = \sqrt{\pi} I_{10}(r) \tau/2$ əsas dalğanın enerjisinin sıxlığıdır, $l_{kv} = \tau[v^2(t + \varepsilon^2 \tau^4)]^{-1/2}$ kvazistatik uzunluqdur, l və l_{kv} -in sabit qiymətlərində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $l_{qx} = 0,85l$ olduqda maksimuma çatır. Faza modulyasiya əmsalı ε artdıqca (l_{kv} , azaldıqca) harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalmış olur.

§ 3.12. Dalğa sinxronizmi

İkinci harmonikanın generasiyası prosesi misalında qeyri-xətti optik effektin yığılma (toplanma) şərtlərinə ətraflı nəzər salaq.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli müstəvi dalğa z oxu istiqamətində şəffaf mühitə daxil olur. Onun elektrik vektoru zamana və fəzaya görə

$$E_1(z, t) = \varepsilon \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad (3.12.1)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada $k_1 = 2\pi/\lambda_1 - \omega_1$ tezliyinə uyğun dalğa vektorudur. Əsas dalğa mühitədə yayılarkən əsas ω_1 tezlikli polyarizasiyasından başqa, $2\omega_1$ tezlikli və $\lambda_1/2$ dalğa uzunluqlu polyarizasiya dalğası da yaratmış olur

$$P_2 = P_{2\omega} \cos(2\omega_1 t - 2k_1 z). \quad (3.12.2)$$

İkinci harmonikanın polyarizəlanmış dalğasının yayılma sürəti $v_2 = 2\omega_1/(2k_1) = \omega_1/k_1 = v_1$, yəni əsas dalğanın faza sürətinə bərabərdir.

Beləliklə, mühit daxilində ixtiyari həcm elementi sahənin təsirlə z oxu istiqamətində yayılan elektromaqnit sahəsinin mənbəyinə çevrilir. Yəni $2\omega_1$ tezlikli polyarizasiya dalğası hər bir anda həmin tezlikli, lakin başqa faza sürətilə v_2 (mühitin dispersiyasına görə), yəni fərqli dalğa vektoru k_2 ilə ikinci harmonika dalğasını şüalandırır.

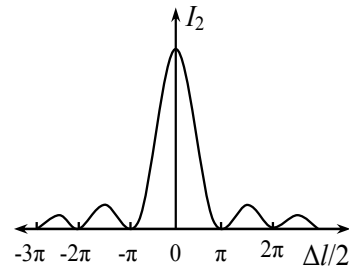
Kristalın çıxış səthinə yaxınlaşdıqca, ikinci harmonika dalğası ilə polarizasiya dalğası arasında getdikcə artan fazalar fərqi Δ yaranır. (3.1.4)-ə əsasən Δ -dan asılı olaraq, ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimum və minimumları meydana gəlir. İntensivliyin I_2 , Δ -dan asılılığını göstərən vuruq $(\sin x/x)^2$ -dir. Bu hədd tezliyin optik çevrilmə prosesinin effektivliyini müəyyən edir. O, həm də polarizasiya dalğası ilə generasiya olunan elektromaqnit dalğası arasındakı faza münasibətinin ölçüsünü təyin edir.

Normal dispersiya halında, bu faza dəyişməsi böyük qiymət ala bilər. Ona görə də tezliyin çevrilməsi zamanı müəyyən üsullarla təcrübədə elə şərait yaradılmalıdır ki, hər iki dalğanın fazaları bir-birilə uyğunlaşmış olsun, yəni dalğaların sinxron qarşılıqlı təsirini əldə etmək mümkün olsun.

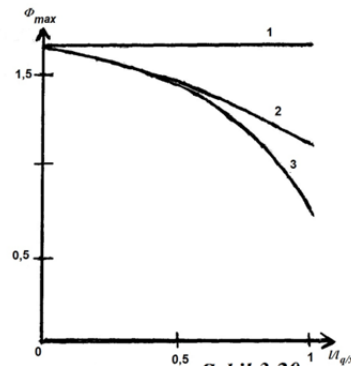
İkinci harmonikanın intensivliyinin $\Delta l/2$ parametrindən asılılığını göstərən əyri **sinxronizm əyrisi** adlanır (şəkil 3.19).

Şəkil 3.20-də $\Phi_{\max} = \Delta_{\max} l/2$ funksiyasını l/l_{qx} parametrindən asılılığı göstərilmişdir. Şəkildəki 1-ci əyri sabit amplitud yaxınlaşmasının, 3-cü əyri sabit intensivlik yaxınlaşmasının, 2-ci əyri isə dəqiq həllin nəticəsidir. Əyrilərdən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi yalnız l/l_{qx} -in sıfıra yaxın ətrafında dəqiq həllin nəticəsilə üst-üstə düşür. Sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsi isə sabit amplitud metodunun nəticəsinə nəzərən, dəqiq həllə daha yaxın nəticə verir.

Qeyri-xətti kristalların sinxro-



Şəkil 3.19



Şəkil 3.20

nizm sərtinə uyğun yerləşdirilməsinin dəqiqlik dərəcəsi sinxronizm əyrisinin mərkəzi maksimumun eni ilə təyin olunur (şəkil 3.19-a bax). Mərkəzi maksimumun enini təyin etmək üçün uzunluğu l olan qeyri-xətti kristalı sinxronizm istiqamətindən ($\theta = \theta_s$) müəyyən tərəfə, məsələn, θ bucağının artması istiqamətinə tərəf fırladılır (θ -dalğaların yayılma istiqamətilə kristalın optik oxu arasındakı bucaqdır). Fırlanma sinxronizm müstəvisində, yəni kristalın optik oxu ilə sinxronizm istiqamətindən keçən müstəvidə baş verir. Belə olan halda $\Delta l/2$ parametri $\theta = \theta_s$ -ə uyğun sıfırdan başlayaraq artacaqdır. Δ -nin müəyyən qiymətində (onu Δ_m ilə işarə edəcəyik) r oxu istiqamətində ikinci harmonikanın həqiqi amplitudunun fəza döyünməsi $x = l$ olduqda maksimuma çatır. Aydınır ki, $\sin(\Delta_m l/2) = 1$ və buradan $\Delta_m = \pi/l$ olar.

$\Delta = \Delta_m$ olduqda $\text{sinc}^2(\Delta_m l/2) = 4/\pi^2 = 0,41$. Sinxronizm əyrisində intensivliyin ən böyük qiymətinin 0,41 səviyyəsinə uyğun mərkəzi maksimumun enini təyin etsək görürük ki, maksimumun eni $\Delta l/2$ vahidində π -yə bərabərdir.

Sinxronizm əyrisində maksimumun eninin belə təyini sadə fiziki əhəmiyyət kəsb edir: Δ_m eninin daxilində ikinci harmonikanın amplitudu kristalın bütün uzunluğu boyunca azalmır.

Sinxronizm şərti ($\Delta = 0$) ödəndikdə $2k_1 = k_2$ və ya $v_1(\omega_1) = v_2(2\omega_1)$ olur. Bu şərt daxilində fəzanın bütün nöqtələrində ikinci harmonikanı həyəcanlandıran qeyri-xətti polarizasiya dalğası ilə harmonika dalğasının fazaları üst-üstə düşür. Ancaq onu da qeyd edək ki, polarizasiya ilə sahənin sinxronizm dəyişməsi dispersiyasız mühitlərdə mümkündür. Real dispersiyalı mühitlərdə müxtəlif tezlikli dalğaların faza sürətləri də müxtəlif olur. Ona görə də polarizasiya dalğası ilə ikinci harmonika dalğası arasındakı faza münasibəti məhdud məsafədə saxlanılır ki, bu məsafə kristalın **koherent uzunluğu** adlanır. Koherent uzunluğu tapmaq üçün (3.1.4) ifadəsindən istifadə edək.

$\text{sinc}(\Delta z/2) = 1$ olduqda (yəni $\Delta = 0$ olduqda), ikinci harmonika-

nin intensivliyi ən böyük qiymətini alır. Intensivliyin sonraki maksimumu arqumentin $\Delta l_k/2 = \pi/2$ qiymətinə uyğundur. Bu ifadədən koherent uzunluq üçün

$$l_k = \frac{\pi}{\Delta} \quad (3.12.3)$$

alırıq.

$$\Delta = 2k_1 - k_2 = 2\frac{\omega_1}{c}(n_1 - n_2) = \frac{4\pi}{\lambda_1}(n_1 - n_2) \text{ olduğundan } (n_1 \text{ və}$$

n_2 uyğun olaraq ω_1 və $2\omega_1$ tezliklərinə uyğun mühitin sındırma əmsallarıdır) yaza bilirik

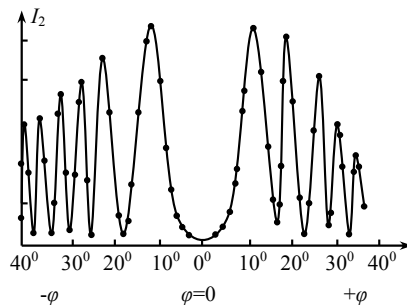
$$l_{koh} = \frac{\lambda_1}{4(n_1 - n_2)}. \quad (3.12.4)$$

Koherent uzunluq $l_{koh} - z$ oxu istiqamətində ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumdan maksimuma qədər dəyişməsinə uyğun kristalın uzunluğudur. (3.12.3) və (3.12.4) ifadələri sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələridir.

İkinci harmonikanın intensivliyinin Δ -dan asılı olaraq periodik dəyişməsi ilk dəfə 1962-ci ildə

Amerika alimləri Terxyun və əməkdaşları tərəfindən təcrübədə kvars kristalında müşahidə edilmişdir. Təcrübənin nəticələri şəkil 3.21-də verilmişdir. Işığın kvars lövhəsində getdiyi yolu dəyişmək üçün kvars lövhəsi lazer işıq dəstəsi istiqamətinə nəzərən fırladılır. Təcrübədə müəyyən edilmişdir ki, ikinci

harmonikanın intensivliyi əsas dalğanın hesabına müəyyən oblastda artdıqdan sonra, başqa oblastda azalmağa başlayır. Yəni, əvvəlcə əsas



Şəkil 3.21

dalğa öz enerjisini ikinci harmonika dalğasına verir və sonra əks proses baş vermiş olur – ikinci harmonika dalğasının enerjisi əsas dalğanın enerjisinə çevrilir və bu proseslər periodik olaraq təkrarlanır. Enerjinin artma və azalma oblastları kristalın koherent uzunluğuna uyğun gəlir. Təcrübə vasitəsilə müşahidə edilən intensivliyin fəza döyümlərinin periodu (3.12.3) düsturu ilə hesablanan koherent uzunluğun qiymətilə üst-üstə düşür. Kvars kristalı üçün koherent uzunluq $l_{koh} \sim 10^{-3} sm$ -dir. Çoxlu sayda başqa kristallar üçün də bu qiymət xarakterik olaraq qalır.

İkinci harmonikanın intensivliyinin maksimumlarının təkrar olunması onu göstərir ki, kristalda qət edilən yol koherent uzunluğun tək mislinə bərabərdir, yəni

$$l = \frac{(2n+1)\pi}{\Delta}. \quad (3.12.5)$$

Aldığımız bu münasibəti başqa cür də ifadə etmək olar: ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimumunu almaq üçün aşağıdakı şərt ödənilməlidir

$$\Delta = 2k_1 - k_2 = \frac{(2n+1)\pi}{l}. \quad (3.12.6)$$

Beləliklə, bu paragrafda aldığımız nəticələri belə ümumiləşdirmək olar.

Müstəvi dalğa $\cos(\omega_1 t - k_1 z)$ k_1 vektoru istiqamətində yayılaraq qeyri-xətti mühitə daxil olur və orada $\cos(2\omega_1 t - 2k_1 z)$ polarizasiya dalğasını yaradır. Polarizasiya dalğası da öz növbəsində həmin tezlikdə $\cos(2\omega_1 t - k_2 z)$ elektromaqnit dalğası şüalandırır. Əgər mühitin dispersiyası dalğalara maneçilik törətməsəydi, dalğalar fazaca üst-üstə düşərdi və ona görə də

$$2k_1 = k_2 \quad (3.12.7)$$

sinxronizm şərti ödənərdi. Bu şərt ödənmədiyi halda, daha zəif şərtin ödənməsi vacibdir, yəni

$$2k_1 - k_2 = \Delta, \quad (3.12.8)$$

burada

$$\Delta = \frac{(2n+1)\pi}{l}. \quad (3.12.9)$$

Əgər qeyri-xətti mühit üzərinə eyni tezlikli, müxtəlif istiqamətli k_1 və k_2 koherent iki dalğa düşsəydi

$$k_1 + k' - k_2 = \Delta \quad (3.12.10)$$

şerti ödənməlidir ki, ikinci harmonika dalğası yaranıb kristalı tərk etmiş olsun. (3.12.10) münasibətindəki Δ kəmiyyəti (3.10.9) bərabərliyini ödəyir.

(3.12.10) münasibəti kvant nöqteyi –nəzərinə impulsun saxlanması qanununu ($p = \hbar k$) ifadə edir.

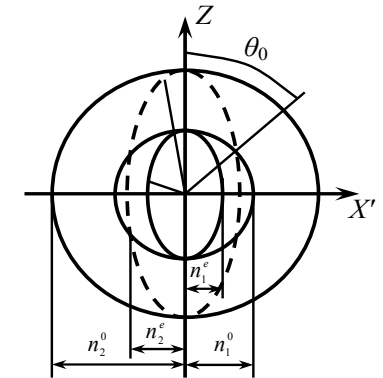
§ 3.13. Anizotrop kristallarda dalğa sinxronizmi

Əvvəlki paraqrafda qeyd olunur ki, əsas və harmonika dalğalarının sındırma əmsalları bərabər olduqda ($n_1 = n_2$) və ya $\Delta = 0$ olduqda harmonikanın intensivliyi ən böyük qiymətə malik olmaqla, mühitin uzunluğunun kvadratı ilə düz mütənasibdir. Bunun əsasında 1962-ci ildə Djordmeyer və Meyker əməkdaşları ilə birlikdə bir-birindən asılı olmayaraq, ikinci harmonikanın yaranmasının qeyri-adi maraqlı bir metodunu hazırladılar. Onlar belə bir fikrə gəldilər ki, sinxronizm şərtini $\nu(\omega) = \nu(2\omega)$ qoşaşüasındırıcı kristallarda yerinə yetirmək mümkündür. Bunun üçün müxtəlif polyarizasiyalı dalğaların qarşılıqlı təsirindən istifadə etmək lazımdır. Qeyd edək ki, mühitin sındırma əmsalı n təkcə tezlikdən ω deyil, həm də dalğanın polyarizasiyasından asılıdır. Bunun səbəbi müxtəlif istiqamətlərdə elektronların yerdəyişməsi zamanı molekulların polyarlaşmasının eyni olmamasıdır (anizotropluq).

Anizotrop mühitə misal olaraq biroxlu kristalları göstərmək olar. Belə kristallarda qoşa şüasınma baş verməyən yeganə bir istiqamət mövcuddur. Belə kristal **biroxlu kristal**, qoşa şüasınma baş verməyən istiqamət isə kristalın **optik oxu** adlanır. Biroxlu kristal üzərinə düşən şüadan və kristalın optik oxundan keçən müstəvi **kristalın baş kəsiyi**, yaxud **baş müstəvisi** adlanır. Biroxlu kristallara islandiya şpatı, turmalin, kvars və başqa kristallar (triqonal, tetraqonal və heksaqonal sistemlərə daxil olan bütün kristallar) aiddirlər. Elə kristallar (rombik, monoklin və triklin sistemlərə daxil olan) da vardır ki, onlarda qoşa şüasınma iki istiqamətdə baş vermir. Belə kristallar (slyuda, gips və s.) **ikiroxlu kristallar** adlanır.

Biroxlu kristallarda optik oxla perpendikulyar polyarizəlanmış adi şüanın sındırma əmsalı dalğanın yayılma istiqamətindən asılı deyil. Ox müstəvisində polyarizəlanmış qeyri-adi şüanın sındırma əmsalı isə dalğanın yayılma istiqamətindən asılıdır. Bu asılılıq bəzi kristallarda güclü ola bilər. Bunun nəticəsində, biroxlu kristallarda, qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə polyarizəlanmış dalğalar optik oxdan başqa bütün istiqamətlərdə müxtəlif faza sürətilə yayılırlar. Kristal daxilində bütün istiqamətlərdə sürətlərin qiymətlərini bilmək, işığın kristal daxilində yayılmasını xarakterizə edən köməkçi səthlərin qurulmasına imkan verir.

İşığın, kristal daxilində götürülmüş hər hansı bir nöqtəsindən bütün istiqamətlərə yayıldığını fərz edək. Bu nöqtədən başlayaraq istənilən istiqamətdə uzunluqları $\nu_1 t$ və $\nu_2 t$ olan (t - işığın kristal daxilində yayılma müddəti, ν_1 və ν_2 - verilmiş istiqamətdə şüaların sürətləridir) parçalara ayırısaq, müxtəlif istiqamətlərdə uyğun olan həmin parçaların üç nöqtələrinin həndəsi yeri **şüa səthi** adlanan ikiörtüklü səth əmələ gətirər.



Şəkil 3.22

Kristal daxilində götürülmüş hər hansı nöqtədən çıxan dalğa üçün şüa səthi bərabər fazalar səthidir və ona görə də həmin səth həm də **dalğa səthi** adlanır.

Biroxlu kristallarda ikiörtüklü şüa səthi, optik ox üzərində yerləşmiş iki toxunma nöqtəsi olan fırlanma ellipsoidi və sferadan ibarətdir. Bu səthlər, müvafiq olaraq, **qeyri –adi və adi şüa səthləri** adlanır. Belə adın verilməsi onunla əlaqədardır ki, şüa səthi sfera olan dalğa anizotrop mühit daxilində istiqamətdən asılı olmayaraq eyni bir sürətlə (ν_0) yayıldığı halda, şüa səthi fırlanma ellipsoidi olan dalğanın yayılma sürəti ν_e və ona uyğun sındırma əmsalı n_e yayılma istiqamətindən asılı olaraq dəyişir. $n_0 < n_e$ -dirsə, sfera fırlanma ellipsoidi daxilində yerləşir. Belə kristal **müsbət kristal** (məs., kvars) adlanır. $n_0 > n_e$ olduqda isə ellipsoid sfera daxilində yerləşir. Bu növ kristal (məs., islandiya şpatı) **mənfi kristal** adlanır.

İndi qoşa şüasınmadan faza sürətlərinin sinxronizasiyasında necə istifadə olunmasına nəzər salaq.

Rubin lazerinin tezliyi (1 indeksi) və onun ikinci harmonikasını (2 indeksi) üçün sındırma əmsallarının səthləri şəkil 3.22-də göstərilmişdir. Burada KDP kristalında sfera adi dalğaya (n_0), ellipsoid isə, qeyri –adi dalğaya (n_e) aiddir. Şəkildən görünür ki, optik oxla (z oxu) θ_0 bucağı istiqamətində n_1^0 dairəsi n_2^e ellipsi ilə kəşişir. Bu istiqamət **sinxronizm istiqaməti** adlanır.

Beləliklə, əgər ω_1 tezlikli əsas dalğa adıdırsa, ikinci harmonika dalğası isə qeyri-adidirsə və qoşa şüasınma kifayət qədər böyükdürsə, onda θ_0 istiqamətində ellipsoid səthinin, sferanın səthi ilə kəşiməsi mümkündür. Elə bu fakt da KDP kristalında özünü göstərir. Optik oxla θ_0 bucağı istiqamətində sfera n_1^0 ilə ellipsoid n_2^e kəşişir, beləliklə, bu istiqamətdə

$$n_1^0 = n_2^e, \quad (3.13.11)$$

sinxronizm şərti ödənilir və koherent uzunluq l_{koh} sonsuzluğa yaxınlaşır.

OPTİKADA PARAMETRİK EFFEKTLƏR

§ 4.1. Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası

Qeyri-xətti mühitlərdə superpozisiya prinsipinin pozulması mühitdə yayılan müxtəlif tezlikli dalğaların qarşılıqlı təsiri ilə nəticələnir. Qeyri-xətti dispersiyalı mühitlərdə baş verən belə qarşılıqlı təsirlərdən, intensiv elektromaqnit dalğasının yaratdığı parametrik qarşılıqlı təsir xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı yaranan qeyri-xətti effektlərdə dalğalardan hər hansı birinin intensivliyi digər iki dalğanın intensivliyindən xeyli böyükdürsə, sabit amplitud yaxınlaşması hüdudunda dalğaların belə təsirini **parametrik qarşılıqlı təsir** adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Bu terminin götürülməsi ona əsaslanır ki, dalğaların qeyri-xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklərin təhlilini, mühitin parametrinin (nüfuzluğunun) zamana və koordinata görə dəyişməsinə, intensiv dalğanın dəyişmə qanunauyğun götürməklə də araşdırmağın mümkün olmasıdır.

Üç dalğanın qeyri-xətti mühitdə qarşılıqlı təsiri aşağı tezlikli iki dalğa sahəsinin enerjisinin cəm tezlikli dalğa sahəsinin enerjisinə və əksinə verilməsilə əlaqədardır. Fərq tezlikli dalğanın generasiyası prosesinə, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinin tərsi kimi də baxmaq olar. Bu proses **tezliyin parametrik çevrilməsi** prosesi adlanır.

Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası lazerlər yaranana qədər radio və mikro dalğa diapazonunda dəfələrlə təhlil edilmişdir. Ancaq belə prosesin optik diapazonda da baş verməsi gözlənilirdi. Həqiqətən də bu proses lazerlər yaranandan sonra 1965-ci ildə təcrübədə müşahidə edildi. Bununla da parametrik güclənmə və generasiya prosesi böyük əhəmiyyət kəsb etmiş oldu. Belə ki, tezliyi böyük intervalda dəyişdirilə bilən infraqırmızı (İQ) oblastda koherent işıq mənbələri yaratmaq mümkün oldu.

Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı iki parametrik effektin mövcudluğu mümkündür:

1. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan iki zəif dalğanın parametrik gücləndirilməsi. Bu zaman aşağıdakı şərt ödənməlidir

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \quad (4.1.1)$$

Belə güclənmə, yüksək tezlikli dalğanın köməyiylə **parametrik güclənmə** adlandırılır.

2. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan zəif dalğaların enerjilərinin **parametrik çevrilməsi**. Bu proses üçün

$$\omega_1 + \omega_3 = \omega_2 \quad (4.1.2)$$

şərti ödənməlidir. (4.1.1) və (4.1.2)-də ω_3 - əsas dalğanın tezliyidir.

Onu da qeyd edək ki, üç dalğanın ardıcıl, qarşılıqlı təsirlərini nəzərə aldıqda (əgər mühitin dispersiya xassələri üç dalğanın qarşılıqlı təsirinə imkan verirsə), kvadratik mühtdə parametrik effektlərin sayı artmış olar. Məsələn, iki ardıcıl üçtezlikli qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad \omega_1 + \omega_3 = \omega_4, \quad \omega_2 + \omega_3 = \omega_5 \quad (4.1.3)$$

münasibətini ödəyən ω_1 , ω_2 , ω_4 və ω_5 tezlikli dalğaların qarşılıqlı təsirinə də baxmaq olar.

Parametrik gücləndiricilər və generatorlar fərq tezlikli dalğa generatorlarının xüsusi halıdır. Menli-Roy münasibəti göstərir ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyasında ən yüksək tezlikli foton aşağı tezlikli iki fotona parçalanır. Parçalanma zamanı böyük tezlikli işıq dalğasının enerjisi, aşağı tezlikli işıq dalğalarının enerjisinə çevrilir. Ona görə də bu prosesdən dalğaların gücləndirilməsində istifadə etmək olar. Beləliklə, zəif siqnalın güclü (əsas) dalğa ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində hər iki dalğanı – qarşılıqlı təsir nəticəsində yaranan fərq tezlikli dalğa (onu səmərəsiz (faydasız) dalğa da adlandırırlar) ilə başlanğıcdakı siqnal dalğasını gücləndirmək mümkündür. Əgər bu iki dalğa lazım

olan fazada həmin qeyri-xətti kristalı təkrar keçərlərsə, hər iki dalğa yenidən güclənməyə məruz qalır. Beləliklə, rezonator tətbiq etməklə (dalğalardan hər hansı birinə və ya hər ikisinə əks əlaqə yaratmaqla), gücləndiricini generatora çevirmək olar. Əgər bir keçid zamanı güclənmə itkidən çox olarsa, genetatorun öz-özünə həyacanlaşması səs-küydən də yarana bilər.

Qeyd edək ki, “siqnal” və “səmərəsiz” dalğa terminləri yalnız gücləndiricilərə aid olduqda müəyyən məna kəsb edir. Generatorlarda aşağı tezlikli dalğaların ikisindən hər birini siqnal və ya səmərəsiz dalğa adlandırmaq olar.

Parametrik güclənmə və generasiya prosesini xarakterizə edən qısdılmış tənliklər, cəm tezlikli dalğaların generasiyasını xarakterizə edən tənliklərlə eynidir. Fərq, yalnız bu proseslərdə başlanğıc şərtlərin müxtəlif olmasındadır. Parametrik güclənmə prosesini bir intensiv dalğa yaradırsa, fərq tezlikli dalğanın generasiya prosesini intensivlikləri müqayisə olunan iki dalğa yaradır. Bu iki proses arasındakı fərq o vaxt itmiş olur ki, güclü dalğanın enerjisinin xeyli hissəsi aşağı tezlikli dalğaya verilmiş olsun.

§ 4.2. Gücləndiricinin və generatorun gücləndirmə əmsalları

Biz hesab edirik ki, ω_3 tezlikli əsas işıq dəstəsi daha intensivdir. Onda (2.4.6) sistem tənliklərində $dA_3/dz = 0$, yəni $A_3(z) = A_{30}$ olduğunu qəbul edə bilərik ki, bu da sabit amplitud yaxınlaşmasına uyğundur. Bu yaxınlaşmada dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısdılmış tənliklər sadə şəkllə düşər:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_{30} A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_{30} A_1^* e^{i\Delta z}. \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

Burada $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ fazalar fərqi (dalğa ədədlərinin fərqi),

γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır. Aldığımız sistem tənliyinin birinci tənliyindən z -ə görə törəmə alıb, sistemin ikinci tənliyini nəzərə alsaq, ikinci tərtib xətti diferensial tənliyi almış olarıq ($\Delta = 0$)

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} - \Gamma^2 A_2 = 0. \quad (4.2.2)$$

Burada $\Gamma = \pm \sqrt{\gamma_1 \gamma_2 I_{30}}$, $I_{30} = A_{30} A_{30}^*$.

(4.2.2) tənliyinin

$$A_3(z=0) = A_{30}, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_1(z=0) = A_{10} \quad (4.2.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində həlli

$$A_2(z) = A_{20} \operatorname{ch} \Gamma z + \sqrt{\gamma_2 / \gamma_1} A_{10} \operatorname{sh} \Gamma z. \quad (4.2.4)$$

(4.2.4) ifadəsindən indeksləri dəyişməklə ($1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$) ω_1 tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün (4.2.4)-ə oxşar ifadə almış olarıq.

Aldığımız bu həlləri tezliyin parametrik çevrilmə düsturları ilə müqayisə etmək müəyyən maraqlıdır; orada dalğaların kompleks amplitudları koordinatdan asılı olaraq sinus və kosinus qanunu ilə dəyişirlər. Asan görmək olur ki, bu həllərin riyazi fərqləri ondan ibarətdir ki, burada biz qısaldılmış sistem tənliklərinin birinci və ikinci tənliyindən istifadə edirik ki, onların da hər ikisinin sağ tərəfinə amplitudun kompleks qoşması daxildir. Ancaq tezliyin yuxarıya çevrilməsi zamanı isə sistemin birinci və üçüncü tənliyindən istifadə olunur. Bu halda, üçüncü tənliyin sağ tərəfində amplitudanın kompleks qoşması yoxdur. Fiziki səbəbi də ondan ibarətdir ki, fərq tezlikli dalğanın generasiyası eksponensial qanunla, cəm tezlikli dalğanın generasiyasında isə siqnalın artması yavaş-yavaş baş verir.

z -in böyük qiymətlərində $\Gamma z \gg 1$ (4.2.4) həlli aşağıdakı şəkllə düşər:

$$A_2 = [A_{20} + (\gamma_2 / \gamma_1)^{1/2} A_{10}] e^{\Gamma z}. \quad (4.2.5)$$

Buradan görünür ki, ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın amplitudası eksponensial qanunla artır (Γ - **güclənmə əmsalı** və ya **güclənmənin inkrementi** adlanır).

Beləliklə, iki müxtəlif həll alınır. Əgər mühitin uzunluğu z , Γ^{-1} -ilə eyni tərtibdədirsə (bu hal parametrik güclənməyə uyğundur), güclənən dalğaların amplitudları:

$$A_2(z) = A_{20} \operatorname{ch}(\Gamma z), \quad (4.2.6)$$

$$A_1(z) = A_{10} (\gamma_1 / \gamma_2)^{1/2} \operatorname{sh}(\Gamma z). \quad (4.2.7)$$

Parametrik generator halında isə dalğalar kristalı çoxlu sayda keçdiyindən z böyük olur və bu halda

$$A_2(z) = A_{20} e^{\Gamma z} \quad (4.2.8)$$

$$A_1(z) = A_{10} (\gamma_1 / \gamma_2)^{1/2} e^{\Gamma z} \quad (4.2.9)$$

olar. Buradan görünür ki, $\Gamma z < 1$ halında gücləndiricidə dalğaların amplitudları $1 + (\Gamma z)^2 / 2$ dəfə, generatorda isə $1 + \Gamma z / 2$ dəfə artır. Ona görə də hər iki halda tam güclənmə uyğun olaraq $(\Gamma z)^2 / 2$ və $\Gamma z / 2$ ilə mütənasibdir. Bu onu göstərir ki, elə şərait ola bilər ki, bir keçid zamanı generatorlarda güclənmə itkidən üstün olsun, gücləndiricidə isə güclənmə hiss olunacaq dərəcədə kiçik olsun.

Ümumiyyətlə, Γz kəmiyyəti kiçik olduğundan optik tezliklərdə parametrik gücləndiricilərin tətbiqi məhdudlaşdırılır. Buna baxmayaraq alınan nəticə mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bir keçidli güclənmə rejimindən (rezonator güzgüləri olmayan generator halında) istifadə etməklə, parametrik generatorun güclənmə əmsalını tapmaq üçün asılı olmayan ölçmələri aparmağa imkan verir.

§ 4.3. Dissipativ mühitlərdə dalğaların parametrik güclənməsi

Sinxronizm şərti ödənmədiyi halda, dissipativ mühitlərdə, stasionar halda ($\partial/\partial t = 0$) dalğaların parametrik güclənməsi (2.10.3)-ə əsasən aşağıdakı tənliklər sistemi ilə ifadə olunur ($\beta = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_3 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}. \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

burada δ_j - itki parametrlərdir, γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır, $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$. (4.3.1) sistem tənliyini ümumi halda həll edəcəyik, yəni fərz edəcəyik ki, qeyri-xətti mühit sərhədində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların hamısının kompleks amplitudları sıfırdan fərqlidir və ω_3 tezlikli dalğa əsas dalğadır ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$).

Baxdığımız halda, sabit intensivlik yaxınlaşmasında

$$I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$$

(4.3.1) sistem tənliyi ikinci tərtibli diferensial tənliyə çevrilir

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + p \frac{dA_1}{dz} + q A_1 = 0, \quad (4.3.2)$$

burada

$$\begin{aligned} P &= \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 - i\Delta, & q &= \Gamma_2^2 - \Gamma_3^2 + \delta_1(\delta_2 + \delta_3 - i\Delta), \\ \Gamma_2^2 &= \gamma_1 \gamma_3 I_{20}, & \Gamma_3^2 &= \gamma_1 \gamma_2 I_{30}. \end{aligned}$$

(4.3.2) tənliyini həll etməklə siqnal dalğasının fəzada dəyişməsinə tapıla bilər:

$$A_1 = A_{10} e^{-pz/2} F(z), \quad (4.3.3)$$

burada

$$F(z) = \begin{cases} \operatorname{ch} q_1 z - \frac{P_1 + B_1}{q_1} \operatorname{sh} q_1 z, & P^2 > 4q, \\ \cos q_2 z - \frac{P_1 + B_1}{q_1} \sin q_2 z, & P^2 < 4q, \\ 1 - (P_1 + B_1)z, & P^2 = 4q, \end{cases}$$

və

$$q_1^2 = \frac{P^2}{4} - q, \quad P_1 = \frac{\delta_1 - \delta_2 - \delta_3 + i\Delta}{2}, \quad B_1 = \frac{i\gamma_3 A_{30} A_{20}^*}{A_{10}}, \quad q_2^2 = q - \frac{P^2}{4}.$$

(4.3.3) ifadəsindən görünür ki, faza sinxronizm şərti ödənmədikdə və qeyri-xətti mühitin sərhədində ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın amplitudu sıfırdan fərqli olduqda, güclənən dalğanın fazası ω_3 tezlikli güclü dalğanın intensivliyindən asılıdır. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük qiymətlərində ($q_1 z > 1$) əsas dalğanın amplitudunun hədd qiyməti ($\delta_1 = \delta_2 + \delta_3$):

$$A_{30}^h = (\gamma_1 \gamma_2)^{-1/2} \left(\Gamma_2^2 + \delta_1^2 + \Delta^2 / 4 \right)^{1/2}. \quad (4.3.4)$$

Əgər əsas dalğanın amplitudası, onun hədd qiymətindən azdırsa, parametrik güclənmə, ümumiyyətlə, baş vermir.

(4.3.4) ifadəsindən görünür ki, əsas dalğanın amplitudunun hədd qiyməti mühitin dissipativ itkilərinin və dalğa ədədləri fərqinin artması ilə artır. Məsələnin bu parametrlərindən başqa, əsas dalğanın amplitudunun hədd qiymətinə, həyacanlanan dalğanın əsas dalğanın fazasına əks təsiri nəzərə alan faktor ($\gamma_3 \neq 0$) da təsir edir. Γ_2

($\Gamma_2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{20}$) parametri nə qədər böyük olarsa, amplitudun hüdud qiyməti də yüksək olar.

(4.3.3)-ə əsasən, güclənən dalğanın intensivliyi aşağıdakı düstur-la ifadə olunur ($A_2 = A_2^*$)

$$I_1 = I_{10} e^{-\tilde{\delta} z} \left\{ (ch\alpha z \cdot \cos \beta z - \alpha sh\alpha z \cdot \cos \beta z + b_1 ch\alpha z \sin \beta z)^2 + (sh\alpha z \cdot \sin \beta z - b sh\alpha z \cdot \cos \beta z - \alpha_1 \sin \beta z \cdot ch\alpha z)^2 \right\} \quad (4.3.5)$$

burada

$$\alpha = \rho \cos \frac{\varphi}{2}, \quad \beta = \rho \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = \arctg \frac{b}{a},$$

$$\rho^4 = a^2 + b^2, \quad a = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2 / 4 + (\delta_1 - \delta_2 - \delta_3)^2 / 4,$$

$$b = \Delta(\delta_1 - \delta_2 - \delta_3) / 2, \quad a_1 = [\alpha c + \beta(\alpha_1 + f)] / \rho^2, \quad c = (\delta_1 - \delta_2 - \delta_3) / 2,$$

$$b_1 = [\alpha(\alpha_1 + f) - \beta c] / \rho^2, \quad f = \gamma_1 A_{30} A_{20} / A_{10},$$

$$\tilde{\delta} = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3, \quad \alpha_1 = \Delta / 2.$$

$\delta_1 = \delta_2 + \delta_3$ halı üçün (4.3.3) ifadəsi daha sadə şəkllə düşür.

Onda siqnal dalğasının güclənmə əmsalı η_0 ($\eta_0 = I_1 / I_{10}$)

$$\eta_0 = e^{-2\delta_1 z} \left[ch^2 q_3 z + \left(\frac{\Delta + 2f}{2q_3} \right)^2 sh^2 q_3 z \right], \quad (4.3.6)$$

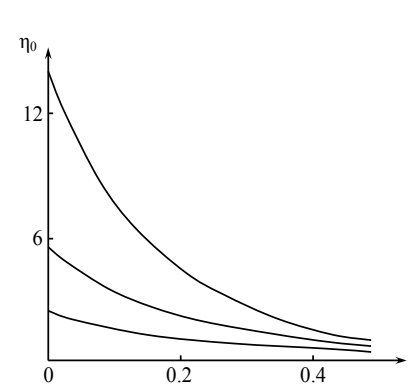
burada

$$q_3^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2 / 4.$$

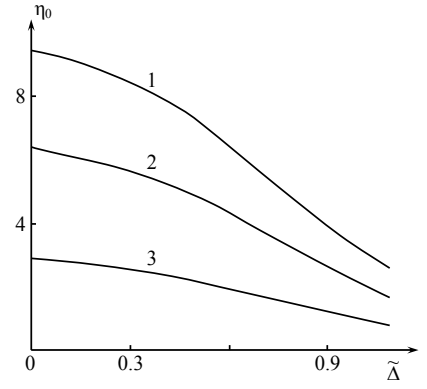
Gücləndiricinin effektivliyinin $\eta_0 = I_1 / I_{10}$ itki parametrindən $\tilde{\delta}_1$ ($\tilde{\delta}_1 = \delta_1 / 2\Gamma$) asılılığı, \tilde{z} -in ($\tilde{z} = \Gamma z$) müxtəlif qiymətlərində (\tilde{z} : 1)–1; 2)–1,5; 3)–2) şəkil 4.1-də verilmişdir ($\delta_2 = \delta_3 = 0$).

Əyriyərdən görünür ki, mühitdə itkinin artması ilə gücləndiricinin effektivliyi azalır. İtki parametrinin müəyyən kritik qiymətindən böyük qiymətlərində dalğanın güclənməsi baş vermir. Gücləndiricinin effektivliyi dalğalar fərqi ($\Delta / 2\Gamma$) artması ilə də azalır (şəkil 4.2).

Əyriyərdə $\tilde{\delta} = \delta / (2\Gamma)$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün qurulmuşdur ($\tilde{\delta}$: 1)–0,05; 2)–0,1; 3)–0,2).



Şəkil 4.1



Şəkil 4.2

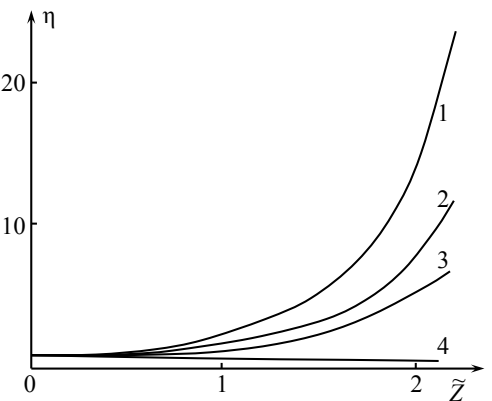
Sinxronizm şərti ödəndikdə gücləndiricinin effektivliyinin $\eta_0 = I_1 / I_{10}$ qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan \tilde{z} ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı şəkil 4.3-də göstərilmişdir. Əyriyərdə $\tilde{\delta}_i = \delta_i / 2\Gamma$ itki parametrinin müxtəlif qiymətlərində qurulmuşdur: 1) $-\tilde{\delta}_i = 0$;

2) $-\tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0, \quad \tilde{\delta}_1 = 0,1$;

3) $-\tilde{\delta}_1 = \tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0,1$;

4) $-\tilde{\delta}_1 = \tilde{\delta}_2 = \tilde{\delta}_3 = 0,15$.

Şəkildən görünür ki, siqnal dalğasının güclən-



Şəkil 4.3

məsi z məsafəsindən kəskin asılıdır (1-3 əyriləri). Mühitdə itkinin artması ilə güclənmənin effektivliyi azalır. $\delta/2\Gamma > 0,15$ olduqda, siqnal dalğası güclənməyə məruz qalmır (4-cü əyri). 2 və 3 əyrilərinin müqayisəsindən alınır ki, ω_2 və ω_3 tezlikli dalğaların mühitdə itkilərini nəzərə aldıqda, $z = 2,5\Gamma^{-1}$ məsafəsində, $\delta_2 = \delta_3 = 0$ halına nəzərən güclənmənin effektivliyi 45 % azalmış olur. Ona görə də dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirini analiz etdikdə qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların mühitdə udulmasını nəzərə almaq lazımdır.

§ 4.4. Tezliyin parametrik çevrilməsi

Tezlikləri ω_1 və $\omega_2 = \omega_1 + \omega_3$ olan dalğaların qarşılıqlı təsirinə baxaq. Burada ω_3 - əsas dalğanın tezliyidir. Belə qarşılıqlı təsir prosesi də (2.4.6) sistem tənliyi ilə xarakterizə olunur ($\delta_i = \Delta = 0$)

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_3^*, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_1 A_3, \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i\gamma_3 A_2 A_1^*.\end{aligned}\quad (4.4.1)$$

Bu tənliklər sisteminin həlli z koordinatına görə eksponensial artan funksiya şəklində olmayaraq, fəza döyünmələri xarakterini daşıyır. Fəza döyünmələrinin formasını müəyyən etmək üçün aşağıdakı sərhəd şərtlərindən istifadə edək:

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0, \quad A_3(z=0) = A_{30}. \quad (4.4.2)$$

(4.4.2) sərhəd şərtləri daxilində (4.4.1) sistem tənliyini həll etmək üçün fərz edirik ki, qarşılıqlı təsir zamanı ω_3 tezliyinə uyğun güclü dalğanın kompleks amplitudu dəyişməz qalır ($A_3(z) = A_{30} = const$).

Onda, sabit amplitud yaxınlaşmasında (4.4.1) sistem tənliyi sadə şəkllə düşər:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\gamma_1 A_2 A_{30}^*, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\gamma_2 A_{30} A_1.\end{aligned}\quad (4.4.3)$$

Bu sistemin birinci tənliyindən z -ə görə törəmə alıb, sistemin ikinci tənliyini nəzərə alsaq, ω_1 tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitudu ikinci tərtibli diferensial tənliklə ifadə olunur:

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + \Gamma_0^2 A_1 = 0, \quad (4.4.4)$$

burada $\Gamma_0^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{30}$, $I_{30} = A_{30} A_{30}^*$.

Qeyd edək ki, ω_2 tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitudunun tənliyi də (4.4.4) şəklindədir. Fərq, yalnız, sərhəd şərtlərinin müxtəlifliyindədir. (4.4.2) sərhəd şərtləri daxilində sistem tənliyinin həlli aşağıdakı kimi olar:

$$A_1(z) = A_{10} \cos \Gamma_0 z, \quad (4.4.5)$$

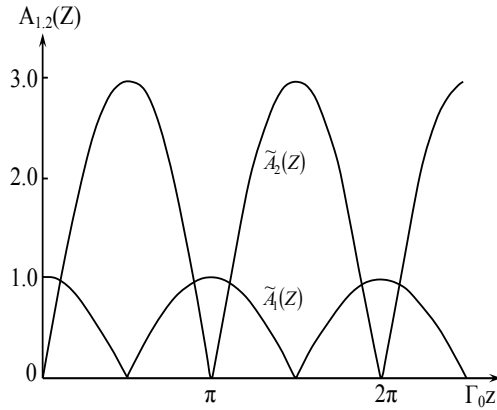
$$A_2(z) = \sqrt{\gamma_2 / \gamma_1} A_{10} \sin \Gamma_0 z. \quad (4.4.6)$$

ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların gətirilmiş amplitudlarının $\tilde{A}_{1,2}$ ($\tilde{A}_{1,2} = A_{1,2} / A_{10}$) qeyri -xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan \tilde{z} ($\tilde{z} = \Gamma_0 z$) asılılığı şəkil 4.4-də göstərilmişdir.

Şəkildən görünür ki, dalğaların $\omega_1 + \omega_3 = \omega_2$ qarşılıqlı təsiri zamanı ω_1 tezlikli dalğanın enerjisi periodik olaraq ω_2 tezlikli dalğaya və əksinə ötürülür. Bu zaman dalğaların enerji sellərinin cəmi sabit qalır. Əgər enerji aşağı tezlikli dalğadan yüksək tezlikli dalğaya verilsə, əsas dalğa müsbət iş görür. Görülən işin miqdarı ω_2 / ω_1

nisbət ilə mütənasibdir. Əks keçiddə, əksinə, əsas dalğa enerjinin bir hissəsini udur – yəni mənfi iş görür. Ona görə də qeyri-xətti optikada dalğaların (4.1.3) qarşılıqlı təsirdən eyni zamanda tezliyin yuxarıya çevrilməsilə bərabər, onun güclənməsində də istifadə etmək olar.

Yüksək tezlikli əsas dalğanın təsiri ilə güclənmədə olduğu kimi baxılan qarşılıqlı təsir zamanı da sinxronizm şərtini bir oxlu kristallarda ödəmək olur. Bu halda ω_1 və ω_3 tezlikli dalğalar adi, ω_2 tezliyinə uyğun dalğa isə qeyri-adi olmalıdır.



Şəkil 4.4

§ 4.5. Işıq parametrik generatoru

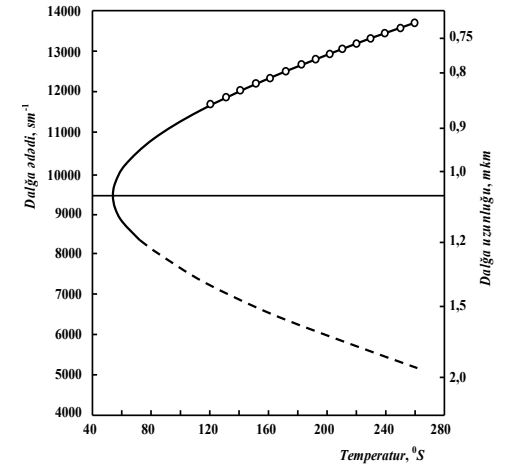
Məlum olduğu kimi, gücləndiricinin öz-özünə həyəcanlaşma şərti, güclənmənin itkidən böyük olması tələbinə ekvivalentdir. Əgər əks əlaqəni yaratmaq üçün əksətdirmə əmsalı R ($R \approx 1$) olan yüksəkkeyfiyyətli güzgülü rezonatordan istifadə olunursa, onda öz-özünə həyəcanlaşma şərti $\Gamma l \geq 1 - R$ şəklində olur, burada l - kristalın uzunluğudur. Lakin xüsusi tədbirlər görülməyibsə, optik keyfiyyəti aşağı olan kristallar üçün adətən itkilər $1 - R$ kəmiyyətindən yüksək olur.

Işıq parametrik generasiyasında sinxronizm şərtini ödəyən elə dalğalar (elə tezliklər) generasiya olunur ki, onlar üçün sinxronizm istiqaməti rezonatorun oxu ilə üst-üstə düşür. Aydın ki, kristalın optik indiktrisasına bu və ya digər üsulla təsir göstərməklə (başqa sözlə, kristalın dispersiya xassələrini dəyişməklə) generasiya olunan

dalğaların tezliklərini müntəzəm (kəsilməz) olaraq dəyişmək mümkündür. Misal üçün, rezonator daxilində kristalı tədricən fırlatmaqla, kristalın optik oxu ilə əsas işıq dəstəsinin istiqaməti (rezonatorun oxu) arasındakı bucağı dəyişmək mümkündür. Kristalın verilmiş oriyentasiyasında, rezonator ω_1 , ω_2 , ω_3 ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) tezlikli dalğalar üçün sinxronizm istiqamətini seçirsə, onda, digər oriyentasiya üçün fərqli ω_1^* , ω_2^* , ω_3^* ($\omega_3^* = \omega_1^* + \omega_2^*$) tezlikli dalğalar üçün sinxronizm istiqaməti seçilir. Doldurma dalğasına nəzərən kristalın fırladılması ilə tezliyin dəyişməsinə **bucaq dəyişməsi** deyilir. Bucaq dəyişməsi əyriləri temperatur dəyişməsi əyrilərilə analogidir (şəkil 4.5-ə bax). Bucağın 10 dərəcəyə yaxın dəyişməsi, tezliyin bütün dəyişmə oblastını əhatə edir.

Tezliyi dəyişmək üçün, həmçinin qeyri-xətti kristalın temperaturunun dəyişməsindən də istifadə etmək olar (şəkil 4.5-ə bax). Burada temperatur dəyişməsi əyrisi göstərilir. Bu onunla əlaqədardır ki, temperaturun dəyişməsilə dalğa vektorlarının səthləri müəyyən qədər dəyişmiş olur, beləliklə, sinxronizm bucağı temperaturdan asılı olur. Bu məqsədlə xarici elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə kristalın optik indiktrisasının dəyişməsindən də istifadə etmək olur (tezliyin elektrooptik dəyişməsi). Nəhayət, doldurma dalğasının tezliyini dəyişməklə İPG-nin tezliyini kəsilməz (müntəzəm) olaraq dəyişmək mümkündür.

Beləliklə, müxtəlif qeyri-xətti kristallardan və müxtəlif tezlikli doldurma dalğasından istifadə edərək, işıq dəstəsinin istiqamətinə nəzərən kristalın oriyentasiyasını dəyişərək, (kristalın optik indiktri-



Şəkil 4.5

sasının temperaturdan və xarici sahədən asılılığından istifadə etməklə), prinsipcə İPG-nin köməyilə geniş tezlik diapazonunda tezliyin dəyişməsinə realizə etmək olar.

Optik parametrik generasiya ilk dəfə Djordmeyn və Miller tərəfindən alınıb. $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{+3}$ lazerinin ikinci harmonikasını doldurma dalğasının mənbəyi olaraq istifadə olunmuşdur ($\lambda = 0,529$ mkm). Signal və səmərəsiz dalğalar üçün rezonator güzgülərini təşkil edən qaytarıcı örtüklər niobat litium kristalının müstəvi paralel səthlərinə çökdürülmüşdür. Bu səthlərin şüa buraxması $(1 - R)$ 0,4%-dən az olur. Lakin kristalda yaranan və Fabri-Pero rezonatorunun keyfiyyətliliyinin ölçülməsilə təyin olunmuş effektiv itkilər 20%-ə yaxın olmuşdur.

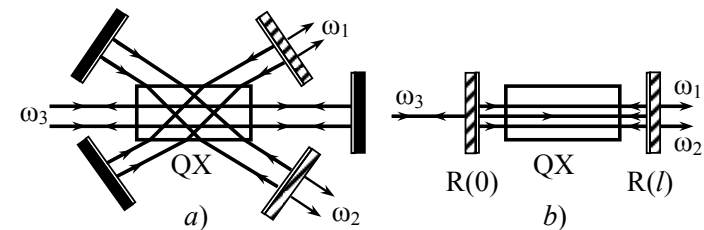
Doldurma dalğasının 6,7 kVt-a bərabər olan gücündə generasiya müşahidə edilmişdi. Doldurma dalğası davam etmə müddəti 15-dən 50 ns-yə qədər olan impuls şəklində olmuşdur. Bu da rezonator daxilində şüalanmanın $4 \cdot 10^5$ Vt/sm² intensivliyinə uyğundur. Generatorun spektral xəttinin eni olduqca dardır. Generatorun tezliyi, faza sinxronizm şərtinin temperatur dəyişməsilə, dəyişir. Yuxarıda göstərilən doldurma dalğasının xassələrinin və istifadə olunan qeyri-xətti kristalın kombinasiyası nəticəsində dalğa uzunluğunun dəyişmə oblastı şəkil 4.5-də göstərilir. Buradan görünür ki, dalğa uzunluğunun dəyişməsi 0,7 mkm-dən 2,0 mkm qədər geniş diapazonda müşahidə olunmuşdur.

İlk təcrübələrdə generasiyanın intensivliyinin astana qiyməti o qədər yüksək idi ki, doldurma dalğasının onu aşması üçün güclü impuls şüa mənbəyi tələb olunurdu. Qeyd edək ki, bu ilk təcrübələr çıxış şüalanmasının tezliyinin yüksək stabilliyini təmin etmək üçün bəzi çətinlikləri də üzə çıxartdı.

Sonralar Smit həmmüəllifləri ilə birgə müntəzəm davam edən parametrik generasiya aldılar. Onlar, Djordmeyn və Millerin sxemlərinin texniki təkmilləşdirilməsi nəticəsində buna nail olmuşlar. Əsas təkmilləşdirmələrdən biri yeni qeyri-xətti materialın $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ istifadəsindən ibarət idi. Niobat-bariy-natriumun qeyri-xətti əlaqə əmsalı niobat litiumun qeyri-xətti əlaqə əmsalından böyük olduğundan

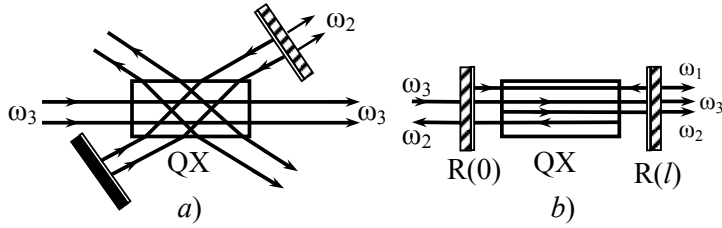
generasiyanın astana qiyməti azalmış oldu. Smit, həmçinin birinci dəfə istifadə olunan müstəvi paralel rezonatoru yüksək keyfiyyətə malik olan konfokal rezonatorla əvəz etdi. Bundan əlavə, parametrləri dəqiq optimallaşdırılmış rezonator daxilində fokuslandırılmış işıq dəstəsindən istifadə olundu.

Əgər ω_1 və ω_2 tezliklərində rezonator yüksək keyfiyyətliliyə malikdirsə, onda belə generatora ikirezonatorlu İPG-u deyilir. Əgər rezonatorun keyfiyyətliliyi iki tezliyin yalnız birində yüksək, digər tezlikdə isə faktiki olaraq yoxdursa, onda buna birrezonatorlu İPG-u deyilir. Uyğun olaraq ω_3 tezlikli doldurma şüalanmasında ω_1 və ω_2 tezliyində generasiya olunan şüalanmanın qeyri-kollinear (a) və kollinear yayılmasında ən geniş istifadə olunan ikirezonatorlu İPG-nun sxemi şəkil 4.6-da verilir. Burada QK – qeyri-xətti kristal, R – güzgülərin əks etdirmə əmsallarıdır: a) İPG qeyri-kollinear hala, b) İPG kollinear hala uyğundur. 4.6 şəklindəki b) sxemində $R_3(0) = 0$, a) sxemində buna uyğun güzgü mövcud deyil. Burada bir qayda olaraq, qaytarıcı güzgü ω_3 tezlikli əsas dalğanı tamamilə qaytarır. Dalğanın rezonatora qaytarılması imkan verir ki, həm düzünə və həm də tərsinə keçid zamanı dalğaların parametrik qarşılıqlı təsiri baş versin.



Şəkil 4.6.

Şəkil 4.7-də birrezonatorlu işıq parametrik generasiyasının (BİPQ) klassik sxemləri göstərilmişdir. Burada a) kolleniardır, b) isə qeyri-kolleniardır. b) sxemində $R_2(0) = R_3(0) = 0$; $R_2(l) = R_3(l) = 0$.



Şəkil 4.7

Hər iki sxem ω_1 tezlikli dalğa üçün yüksək keyfiyyətliyə malikdir. Bu sxemdə ω_3 tezliyinə uyğun dalğanın sağ güzgüdən qayıtma ($R_3(l) \neq 0$) halı da mümkündür ki, bu zaman həm düzünə və həm də tərsinə keçidlərdə parametrik güclənmə baş verir.

Qeyd edək ki, hər dəfə rezonator, əsas dalğanın ω_3 tezliyini konkret ω_1 və ω_2 tezliklərinə ayırmağa imkan verir. Dalğa cütliyünün tezlikləri cəmi ω_3 tezliyinə bərabər olan cütlərin sayı çox ola bilər. Lakin hər dəfə sinxronizmin istiqaməti (sinxronizm şərti dedikdə, hər üç dalğa, həmçinin doldurma dalğası da nəzərə alınmalıdır) rezonator oxu ilə üst-üstə düşən dalğalar cütü generasiya olunur.

Axmanov S.A. və Xoxlov R.V. optik parametrik hadisələrin spesifik xassələrini qeyd edərək, yazmışlar: “Optikada parametrik qarşılıqlı təsir dalğa xarakterlidir. Ona görə onun gedişatı nəinki zamana görə (tezliyə görə), həm də fəza münasibətlərinə görə təyin olunur: optik diapazonda parametrik rəqslərin öz-özünə həyəcanlanması üçün nəinki “tezliklərin” köklənməsi (tezliklər arasındakı münasibətin yerinə yetirilməsi), hətta dalğa ədədləri arasındakı münasibətin də yerinə yetirilməsi vacibdir. Bu da mühitin dispersiya xassələrinə kəskin tələblər qoyur.” Bununla əlaqədar olaraq qeyd edək ki, İPG-də rezonator hər iki - tezlik və dalğa şərtini, yəni “tezlik və dalğa köklənməsini” həyata keçirir.

§ 4.6. Rezonator da dalğaların parametrik gücləndirilməsi

İşıq generatorlarının və parametrik gücləndiricilərinin yaranması, generasiyanın tezlik diapazonunu artırmağa və zəif siqnalları gücləndirməyə imkan verdi. İşıq generatorlarının və parametrik gücləndiricilərinin nəzəri əsasları rus alimləri S.A. Axmanov və R.V. Xoxlov tərəfindən verilmiş və sonralar çoxsaylı xülasələrdə inkişaf etdirilmişdir. Bu işlərdə tədqiqatçıların əsas nəzəri metodu sabit amplitud metodudur ki, bu yaxınlaşmada həyəcanlanan dalğanın həyəcanlandıran dalğaya əks təsiri nəzərə alınmır. Bununla yanaşı qeyri-xətti mühitlərdə dalğaların qarşılıqlı təsirinin təhlilində həyəcanlanan dalğanın həyəcanlandıran dalğanın fazasına əks təsirini nəzərə alan sabit intensivlik metodunun istifadəsi perspektivli sayılır. Sabit intensivlik yaxınlaşması imkan verir ki, dispersiyalı mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların xətti itkiyə məruz qaldıqları da nəzərə ahsın.

Dispersiyalı dissipativ mühitlə doldurulmuş Fabri-Pero tipli rezonator da dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısdılmış tənliklər

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_1^\pm}{dz} + \delta_1 A_1^\pm &= -i\gamma_{1,2} A_3^\pm (A_2^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_2^\pm}{dz} + \delta_2 A_2^\pm &= -i\gamma_{2,3} A_3^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \pm \frac{dA_3^\pm}{dz} + \delta_3 A_3^\pm &= -i\gamma_{3,1} A_1^\pm A_2^\pm e^{\mp i\Delta z}. \end{aligned} \quad (4.6.1)$$

şəklindədir, burada δ_j - uyğun olaraq, dalğaların udulma əmsallarıdır; γ_j - dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır; $\Delta = k_3 - k_2 - k_1$ - dalğa ədədlərinin fərqi.

Fərz edirik ki, ω_1 - tezliyinə uyğun siqnal dalğası rezonator da çoxsaylı qayıtmalara uğrayır ($R_{10} \neq 0$ və $R_1 \neq 0$; $R_{j0,j}$ - uyğun olaraq rezonatorun giriş və çıxış güzgülərindən dalğaların kompleks qayıtma

əmsallarıdır), ω_2 və ω_3 tezliyinə uyğun dalğalar isə rezonatorun sərbəst olaraq keçirlər ($R_{20,30} = R_{2,3} = 0$). Bu halda, qeyri-xətti mühitin başlanğıcında və sonunda dalğaların amplitudları aşağıdakı sərhəd şərtlərini ödəyir

$$A_1^-(d) = A_1^+(d)R_1 e^{-i2k_1 d}, \quad A_1^+(0) = A_{10} + A_{10}^- R_{10}, \quad A_{2,3}^+(0) = A_{20,30}. \quad (4.6.2)$$

(4.6.2) sərhəd şərti daxilində (4.6.1) sistem tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$) həlli

$$A_1^+(d) = A_{10} \exp(-pd/2) \cdot F(d), \quad (4.6.3)$$

burada

$$F(d) = \begin{cases} \frac{chq_1 d - \frac{P_1 + B_1}{q_1} shq_1 d}{1 - D(chq_1 d - \frac{P_1}{q_1} shq_1 d)}, & P^2 > 4q, \\ \frac{\cos q_2 d - \frac{P_1 + B_1}{q_2} \sin q_2 d}{1 - D(\cos q_2 d - \frac{P_1}{q_2} \sin q_2 d)}, & P^2 < 4q, \\ [1 - (P_1 + B_1)d] / [1 - D(1 - p_1 d)], & P^2 = 4q \end{cases}$$

və

$$P = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 - i\Delta, \quad q = \Gamma_2^2 - \Gamma_3^2 + \delta_1(\delta_2 + \delta_3 - i\Delta),$$

$$\Gamma_{2,3}^2 = \gamma_1 \gamma_{3,2} I_{20,30},$$

$$D = r_{10} r_1 \exp\{-i(\varphi_r + 2k_1 d - \Delta d/2) - (3\delta_1 + \delta_2 + \delta_3)d/2\},$$

$$r = R \exp(-i\varphi),$$

burada r_{10} və r_1 – siqnal dalğasının güzgüdə qayıtma əmsallarının moduludur, φ_r – dalğanın güzgüdə qayıtdığı zaman faza dəyişməsidir.

Siqnal dalğasının güclənmə əmsalını $\eta = I_{1,z}/I_{10} = I_1(d)(1 - r_1^2)/I_{10}$, (4.6.3)-dən istifadə etməklə tapmaq olar ($P^2 > 4q$):

$$\eta = \frac{e^{-2\delta_1 d} \left[ch^2 q_3 d + \left(\frac{\Delta + 2f}{2q_3} \right)^2 sh^2 q_3 d \right] (1 - r_1^2)}{1 - 2r_{10} r_1 \rho \cos \theta + r_{10}^2 r_1^2 \rho^2}, \quad (4.6.4)$$

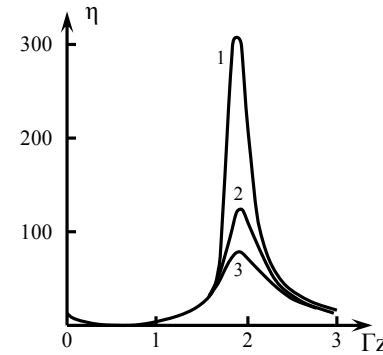
burada

$$q_3^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - \Delta^2/4, \quad f = \gamma_1 A_{30} A_{20} / A_{10},$$

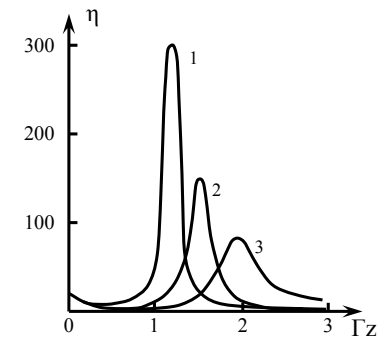
$$\theta = \varphi_r + 2k_1 z - \Delta z/2 + \arctg \left(\frac{\Delta}{2q_3} thq_3 z \right),$$

$$\rho = e^{-2\delta_1 z} \left(ch^2 q_3 z + \frac{\Delta^2}{4q_3^2} sh^2 q_3 z \right)^{1/2}, \quad \delta_1 = \delta_2 + \delta_3.$$

İşıq generatorunun güclənmə əmsalının η ($\eta = I_1/I_{10}$) mühitin gətirilmiş uzunluğundan \tilde{z} ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı Şəkil 4.8-də göstərilmişdir (burada $\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$, $\delta_1/2\Gamma = 0,15$ və $\Delta/2\Gamma = 0,05(1); 0,08(2); 0,1(3)$). Şəkildən görünür ki, güclənmə əmsalı mühitin uzunluğundan asılı olaraq kəskin maksimuma malikdir. Δ -nın artması ilə güclənmənin effektivliyi azalmış olur. Effektivliyin azalması itki parametrinin artması



Şəkil 4.8



Şəkil 4.9

ilə də müşahidə edilir (şəkil 4.9). Əyrilər parametrlərin $\Delta/2\Gamma=0,1$; $\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$ və $\delta_1/2\Gamma = 0,1(1)$; $0,125(2)$ və $0,15(3)$ qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Əyrlərdən görünür ki, güclənmə əmsalının maksimumuna uyğun, qeyri-xətti mühitin optimal uzunluğu itki parametrinin böyüməsilə çoxaldıqca, artmış olur.

Rezonatorun hesabına güclənmə əmsalının artımı $\tilde{\eta}$ ($r_{10} = 1$):

$$\tilde{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{1 - r_1^2}{1 - 2r_1\rho \cos\theta + r_1^2\rho^2}, \quad (4.6.5)$$

burada η_0 dalğanın qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçərkən güclənmənin effektivliyidir.

(4.6.5) ifadəsindən alınır ki, işığın parametrik generasiyasının effektivliyi, rezonans faza münasibəti ödəndikdə maksimum qiymətini alır. Rezonans faza münasibəti

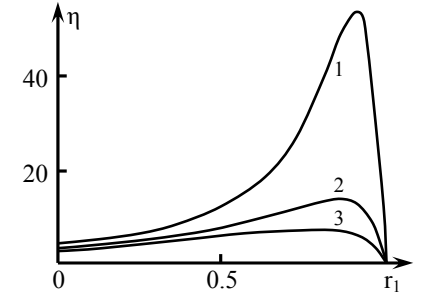
$$\theta = \varphi_r + 2k_1z - \frac{\Delta z}{2} + \arctg\left(\frac{\Delta}{2q_3} \operatorname{th}q_3z\right) = 2n\pi. \quad (4.6.6)$$

Aldığımız ifadədən görünür ki, rezonans faza münasibəti məsələnin parametrlərindən - siqnal dalğasının güzgülərdən qayıtma əmsallarından, qeyri-xətti mühitin uzunluğundan, ω_2 və ω_3 tezlikli dalğaların intensivliyindən və s. asılıdır. Rezonatorun hesabına maksimum güclənmə almaq üçün siqnal dalğasının güzgüdən qayıtma əmsalının optimal qiymətini seçmək lazımdır:

$$r_{1,opt} = \frac{1 + \rho^2 - \sqrt{(1 + \rho^2)^2 - 4\rho^2 \cos^2\theta}}{2\rho \cos\theta}. \quad (4.6.7)$$

Generatorun effektivliyinin $\eta = I_1/I_{10}$ güzgünün qaytarma əmsalından asılılığı şəkil 4.10-da göstərilmişdir. Burada $\Gamma z = 2$;

$\delta_2 + \delta_3 = \delta_1$; $\Delta/2\Gamma = 0,1$ və $\delta_1/2\Gamma = 0,16(1)$; $0,18(2)$ və $0,2(3)$ olduğu nəzərə alınmışdır. Əyrlərin müqayisəsindən görünür ki, gözləniləndi kimi, itki parametri artdıqca güclənmə əmsalı azalır. Bununla bərabər, güclənmə əmsalının maksimumuna uyğun güzgünün optimal qaytarma əmsalı $r_{1,opt}$ -da azalmış



Şəkil 4.10

olur. Əgər güzgünün qaytarma əmsalı müəyyən kritik qiymətdən böyükdürsə,

$$r_1 > r_{1,kr} = \frac{2\rho}{1 + \rho^2} \cos\theta, \quad (4.6.8)$$

rezonatorun tətbiqi parametrik güclənməyə mənfi təsir göstərir.

Beləliklə, sabit intensivlik yaxınlaşmasında dalğaların parametrik güclənməsinin effektivliyi və rezonans faza münasibəti qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların intensivliklərdən $I_{20,30}$ asılıdır. Bu asılılığın nəzərə alınması, rezonatorla dalğaların çevrilmə prosesinə güclü təsir göstərir.

§ 4.7. Üçtezlikli parametrik qarşılıqlı təsirdə faza sinxronizmi

Kvadratik qeyri-xətti mühitdə üç işıq dalğalarının effektiv parametrik qarşılıqlı təsiri tezlik münasibəti ilə yanaşı, həmçinin faza sinxronizm şərtinin yerinə yetirilməsini də tələb edir. Beləliklə,

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (4.7.1)$$

$$k_1 + k_2 = k_3. \quad (4.7.2)$$

Optik anizotrop kristallarda müxtəlif polyarizasiyalı dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı (4.7.1) və (4.7.2) münasibətləri yerinə yetirilə bilər.

Mənfi biroxlu kristallarda faza sinxronizminin növlərinə baxaq. Müəyyənlik üçün biroxlu mənfi kristallara baxacağıq.

Yada salaq ki, biroxlu mənfi kristallarda $n_o > n_e$, burada n_o və n_e uyğun olaraq adi və qeyri-adi dalğaların sındırma əmsallarıdır. Baxılan kristallarda üçtezlilikli parametrik qarşılıqlı təsir üçün sinxronizmin üç növü mümkündür:

ooe –sinxronizm

$$-k_1^o + k_2^o = k_3^e, \quad (4.7.3)$$

oeo –sinxronizm

$$-k_1^o + k_2^e = k_3^e, \quad (4.7.4)$$

eo e –sinxronizm

$$-k_1^e + k_2^o = k_3^e. \quad (4.7.5)$$

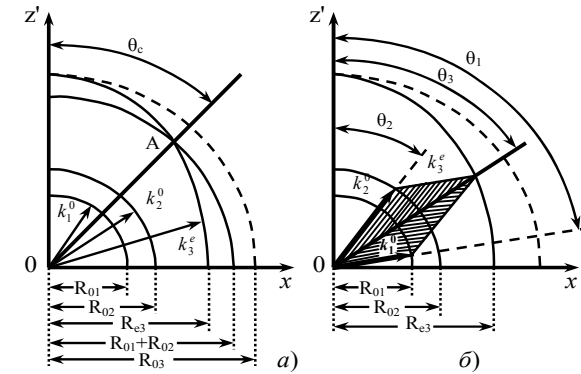
Hər üç halda doldurma dalğası qeyri-adi dalğadır; buna görə də doldurma dalğasının elektrik vektoru \vec{E} kristalın optik oxu ilə dalğa vektorunun yaratdığı müstəvidə yerləşməlidir. ooe-sinxronizmdə siqnal və faydasız (səmərəsiz) dalğaların hər ikisi adi dalğa, lakin oeo- və eoe-sinxronizmdə isə bu dalğalardan biri –adi, digəri isə qeyri- adidir.

Sinxronizmin göstərilən hər bir növü skalyar, ya da ki, vektor ola bilər. Hər üç dalğa vektorları skalyar sinxronizmdə kollineardır, vektor sinxronizmdə isə qeyri-kollineardırlar. Bununla bağlı kollinear və qeyri-kollinear sinxronizm terminlərindən də istifadə edirlər.

Əgər $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$ -dirsə, onda **parametrik** qarşılıqlı təsirin **cırılma** rejimindən danışılır. Bu halda oeo – və eoe sinxronizmlərini

ayırmaq olmur. Əgər $\omega_1 \neq \omega_2$ (cırılma rejim) olarsa, onda göstərilən sinxronizm növləri müxtəlifdir.

ooe –sinxronizmi. Burada və sonralar müəyyənlik üçün fərz edəcəyik ki, $\omega_1 < \omega_2$ (şəkil 4.11a). Burada k_1^o, k_2^o, k_3^e dalğa vektorlarının səthlərinin, kristalın z' optik oxundan keçən müstəvi ilə kəsiyi, OA –sinxronizmin istiqaməti; θ_s -skalyar oeo-sinxronizm bucağıdır. $k_{o1} = n_{o1}\omega_1/c$, $k_{o2} = n_{o2}\omega_2/c$, $k_{o3} = n_{o3}\omega_3/c$, $k_{e3} = n_{e3}\omega_3/c$, burada $n_{o1} = n_o(\omega_1)$, $n_{o2} = n_o(\omega_2)$, $n_{o3} = n_o(\omega_3)$, $n_{e3} = n_e(\omega_3)$ işarələrindən istifadə olunur. oeo –skalyar sinxronizmi şəkil 4.11a-da, oeo –vektor sinxronizmi isə şəkil 4.11b-də göstərilmişdir. Burada $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ - uyğun olaraq, kristalın optik oxunun k_1^o, k_2^o, k_3^e dalğa vektorları ilə əmələ gətirdiyi bucaqlardır. Digər işarələmələr şəkil 4.11a-dakı kimi mənə daşıyır.



Şəkil 4.11

İşarələmələr apararaq

$$\omega_1 / \omega_3 = \gamma, \quad \theta_1 - \theta_2 = \varphi_1, \quad \theta_3 - \theta_2 = \varphi_2. \quad (4.7.6)$$

Kosinuslar teoremindən istifadə edərək, kollinear olmayan dalğa vektorları üçün (4.7.3) münasibətini iki tənlikdən ibarət aşağıdakı sistemə çevirək

$$(\gamma n_{o1})^2 = [(1-\gamma)n_{o2}]^2 + (n_3^e)^2 - 2(1-\gamma)n_{o2}n_3^e \cos\varphi_2, \quad (4.7.7)$$

$$[(1-\gamma)n_{o2}]^2 = (\gamma n_{o1})^2 + (n_3^e)^2 - 2\gamma n_{o1}n_3^e \cos\varphi_1.$$

n_3^e -nin θ_3 bucağından asılılığı

$$n_3^e = \frac{n_{e3}}{\sqrt{1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3}} \quad (4.7.8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur, harada $\varepsilon_3 - n_3^e(\theta)$ ellipsin eksentrisidir:

$$\varepsilon_3 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{e3}}{n_{o3}}\right)^2}. \quad (4.7.9)$$

Kollinear dalğa vektorları üçün (skalyar ooe- sinxronizm) $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ və (4.7.7) və (4.7.8) ifadələrinə uyğun olaraq

$$\theta_s = \theta_3 = \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon_3} \sqrt{1 - \frac{n_{e3}^2}{[\gamma n_{o1} + (1-\gamma)n_{o2}]^2}} \right] \quad (4.7.10)$$

alarlıq.

Kollinear olmayan dalğa vektorları üçün (ooe –vektor sinxronizmi) (4.7.7) və (4.7.8) münasibətlərindən almaq olar:

$$\cos\varphi_1 = \frac{\gamma n_{o1} - (1-\gamma)n_{o2} + n_{e3}^2(1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1}}{2\gamma n_{o1}n_{e3}(1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1/2}}, \quad (4.7.11)$$

$$\cos\varphi_2 = \frac{(1-\gamma)n_{o2} - \gamma n_{o1} + n_{e3}^2(1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1}}{2\gamma(1-\gamma)n_{o2}n_{e3}(1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \theta_3)^{-1/2}} \quad (4.7.12)$$

Aldığımız bu ifadələr sinxronizm şərtinin ödəndiyi istiqamətləri ($\gamma, \theta_3, \varphi_3$ verilənləri üçün) təyin edir.

§ 4.8. Dalğaların parametrik güclənməsi prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

Sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastını müəyyən etmək üçün (4.3.1) tənliklər sisteminə nəzər salaq. Bu tənliklər sistemində $A_1 = a_1 \exp(i\Delta z)$ əvəzləməsini apardıqdan sonra, sistemin birinci tənliyinin z məsafəsinə görə törəməsini almaqla, ω_1 tezlikli siqnal dalğasının kompleks amplitudu üçün ikinci tərtibli diferensial tənliyə keçmək olar:

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} - i\Delta \frac{da_2}{dz} + 2\gamma_1\gamma_2 I_{10} a_2 = 0. \quad (4.8.1)$$

(4.8.1) diferensial tənliyini dəqiq həll etmək üçün intensivliklərin $I_2(z)$ və $I_3(z)$ z koordinatına görə dəyişməsini bilməliyik ki, onlar da öz növbəsində güclənən ω_1 tezlikli siqnal dalğasının intensivliyindən asılıdır. Ona görə də $\Delta \neq 0$ olduqda I_n intensivlikləri üçün qapalı tənliklər almaq mümkün deyildir. Əgər (4.8.1) tənliyində $I_{2,3}(z) = I_{2,3}(z=0) = I_{20,30}$ olduğunu qəbul etsək, bu yolla alınan tənlik

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} + i\Delta \frac{da_1}{dz} - \gamma_1[\gamma_2 I_{30} - \gamma_3 I_{20}] a_1 = 0 \quad (4.8.2)$$

sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Belə olan halda, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalarına $\varphi_{2,3}$ heç bir məhdudiyət qoyulmur.

Bu yaxınlaşmada siqnal dalğasının kompleks amplitudu üçün alarıq

$$A_1 = e^{i\Delta z/2} \left(A_{10} ch \frac{\lambda z}{2} - i \frac{\Delta A_{10} + 2\gamma_1 A_{30} A_{20}^*}{\lambda} sh \frac{\lambda z}{2} \right), \quad (4.8.3)$$

burada

$$\lambda^2 = 4\gamma_1\gamma_2 I_{30} - 4\gamma_1\gamma_2 I_{20} - \Delta^2.$$

(4.8.3)-də $\gamma_{2,3} = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq.

Yaranan dalğanın, yaradan dalğaya əks təsirini nəzərə almaq üçün (4.8.1) tənliyində $I_{2,3}(z)$ -in z koordinatından asılılığını nəzərə almaq lazımdır. Bunun üçün $I_n(z)$ -i $z = 0$ ətrafında Teylor sırasına ayırıq.

$$I_n(z) = I_n(z=0) + \frac{dI_n}{dz}\Big|_{z=0}z + \frac{d^2I_n}{dz^2}\Big|_{z=0}\frac{z^2}{2!} + \dots \quad (4.8.4)$$

(4.8.1) sistem tənliyindən və aşağıdakı sərhəd şərtlərindən

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0, \quad A_3(z=0) = A_{30} \quad (4.8.5)$$

istifadə etməklə, tapmaq olar:

$$\frac{dI_3}{dz}\Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{d^2I_3}{dz^2}\Big|_{z=0} = -2i\gamma_2\gamma_3I_{10}I_{30} \quad (4.8.6)$$

(4.8.4) və (4.8.6)-nı (4.8.1)-də nəzər alsaq, yaza bilərik

$$\frac{d^2a_1}{dz^2} + i\Delta\frac{da_1}{dz} - \Gamma_3^2(1 - 2\Gamma_1^2z^2)a_1 = 0, \quad (4.8.7)$$

burada $\Gamma_1^2 = \gamma_2\gamma_3I_{10}$, $\Gamma_3^2 = \gamma_1\gamma_2I_{30}$.

(4.8.7) tənliyinin ümumi həlli

$$A_1 = z^{-\frac{1}{2}}e^{\frac{i\Delta z}{2}} \left\{ c_1 M_{k,m}(ix^2) + c_2 M_{k,-m}(ix^2) \right\}, \quad (4.8.8)$$

burada $M_{k,m}(y)$ Uitteker funksiyasıdır. Bu funksiyanın parametrləri və arqumenti

$$k = \left(\Delta^2 - 4\Gamma_3^2 \right) / \left(i16\sqrt{2}\Gamma_1^2\Gamma_3^2 \right), \quad m = 1/4, \quad x^2 = \sqrt{2}\Gamma_1\Gamma_3z^2.$$

k parametrlərinin böyük qiymətlərində ($|k| \gg 1$) Uitteker funksiyasının asimptotikasından istifadə edək

$$M_{k,m}(y) = \pi^{-1}\Gamma(2m+1)k^{-m+\frac{1}{4}}y^{\frac{1}{4}} \cos\left(2\sqrt{ky} - m\pi - \pi/4\right), \quad (4.8.9)$$

burada $\Gamma(x)$ - Qamma funksiyasıdır.

(4.8.9)-u (4.8.8)-də nəzərə alsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Beləliklə, parametrik güclənmə üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblastı

$$\Gamma_3^2 > 4\sqrt{2}\Gamma_1\Gamma_3 + \frac{\Delta^2}{4} \quad (4.8.10)$$

olar. Qeyd edək ki, aldığımız bu şərt qeyri-xətti kristalın uzunluğuna heç bir məhdudiyət qoymur.

FƏSİL V

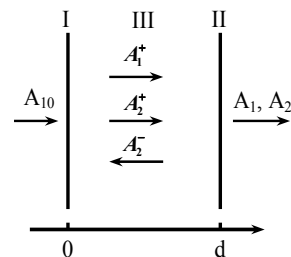
REZONATORDA OPTİK TEZLİKLƏRİN QEYRİ –XƏTTİ ÇEVİRİLMƏSİ

§ 5.1. Rezonatorda ikinci harmonikanın generasiyası

Tezlik çevricilərinin effektivliyini artırmaq üçün qeyri-xətti kristal rezonatorun daxilində yerləşdirilir. Belə olan halda, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar kristaldan dəfələrlə keçir ki, bunun nəticəsində də dalğaların qarşılıqlı təsirinin koherent uzunluğu artmış olur.

Qarşılıqlı təsir zamanı dalğalar arasındakı enerji mübadiləsi əsasən dalğanın faza münasibətindən asılı olur. Ona görə də faza münasibətinin qeyri-xətti optik çeviricilərinin effektivliyinə təsirini öyrənmək və optimal faza münasibətini müəyyən etmək, qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biridir.

İndi rezonatorda ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Fərz edirik ki, ω_1 tezlikli müstəvi dalğa, uzunluğu d olan kvadratik polarizasiyalı qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş, Fabri-Pero tipli optik rezonatorun sol güzgüsünün üzərinə normal istiqamətdə düşür. ω_1 tezlikli dalğa qeyri-xətti mühitdə yayılan zaman $2\omega_1$ tezlikli dalğa da yaradır.



Şəkil 5.1

Belə rezonatorun sxemi şəkil 5.1-də göstərilmişdir. Burada I – birinci güzgünü, II – ikinci güzgünü, III – qeyri-xətti kristalı göstərir. Stasionar halda rezonator daxilində əsas və ikinci harmonikanın durğun dalğaları mövcud olur. Bu dalğaların kompleks amplitudları aşağıdakı qisaldılmış tənliklərlə ifadə olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1^\pm}{dz} &= \mp i\gamma_1 A_2^\pm (A_1^\pm)^* e^{\pm i\Delta z}, \\ \frac{dA_2^\pm}{dz} &= \mp i\gamma_2 (A_1^\pm)^2 e^{\mp i\Delta z}, \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

burada A_1^\pm, A_2^\pm uyğun olaraq z oxu istiqamətində (müsbət işarəsi) və z oxunun əks istiqamətində (mənfi işarəsi) yayılan əsas tezlikli və ikinci harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır; $\Delta = k_2 - 2k_1$. Qeyri-xətti kristalda itkini nəzərə almırıq.

(5.1.1) tənliyinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə dalğaların kompleks amplitudlarını əlaqələndirir (qarşı-qarşıya yayılan dalğalar qarşılıqlı təsirdə olmurlar). Bu sistem tənliyi aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik

$$\begin{aligned} A_{2,1}^- &= R_{2,1} A_{2,1}^+(d) e^{-i2k_{2,1}d}, \\ A_2^+(0) &= R_{20} A_2^-(0), \\ A_1^+ &= A_{10} + A_1^-(0) R_{10}. \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

Burada R_{10}, R_1 və R_{20}, R_2 qeyri-xətti mühitdən giriş və çıxış güzgülərinin üzərinə düşən əsas və ikinci harmonika dalğalarının kompleks qayıtma əmsallarıdır (güzgülərdə itkini nəzərə almırıq). Sadəlik üçün fərz edirik ki, əsas dalğa rezonatoru sərbəst olaraq keçir ($R_{10} = R_1 = 0$), ikinci harmonika dalğası isə rezonatorda çoxsaylı qayıtmalara məruz qalır ($R_{20} \neq 0, R_2 \neq 0$).

(5.1.1) tənliklərindən ikinci tərtib diferensial tənliklərə keçək

$$\frac{d^2 A_2^\pm}{dz^2} \pm i\Delta \frac{dA_2^\pm}{dz} + \Gamma_1^2 A_2^\pm = 0, \quad (5.1.3)$$

burada $\Gamma_1^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_1(z)$, $I_1(z) = A_1(z)A_1^*(z)$ – əsas şüalanmanın intensivliyidir.

Əgər $I_1^+(z) = I_1^+(z=0) = I_{10}$ olduğunu nəzərə alsaq, (5.1.3) tənliyinin həlli sabit intensivlik yaxınlaşmasına uyğun olar. Beləliklə, (5.1.3) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll etdikdə çıxış güzgüsündə ikinci harmonikanın amplitudu üçün almış olarıq:

$$A_2^+(d) = -i\gamma_2 A_{10}^2 d \operatorname{sinc}(\lambda d) e^{-i\frac{\Delta d}{2}} \times \quad (5.1.4)$$

$$\left[1 - r_{20} r_2 \rho e^{-i(2k_2 d + \varphi_r - \theta + \Delta d / 2)} \right]^{-1}$$

Burada r –güzgünün şüa qaytarma əmsalının moduludur, $r_j = R_j \exp(-\varphi_{rj})$; $\varphi_2 = \varphi_{20} + \varphi_2$ – ikinci harmonika dalğası üçün güzgülərdəki faza sürüşməsidir və

$$\operatorname{sinc} x = \sin x / x, \quad \rho^2 = \cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d,$$

$$\lambda^2 = \Gamma^2 + \Delta^2 / 4, \quad \Gamma^2 = 2\gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad \theta = \arctg\left[\frac{\Delta}{2\lambda} \operatorname{tg} \lambda d\right].$$

(5.1.4)-dən istifadə etməklə, tezlik çeviricisinin faydalı iş əmsalını tapmaq olar.

§ 5.2. Tezlik çeviricilərinin effektivliyi

(5.1.4) münasibətindən istifadə etməklə, rezonatorun çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi η ($\eta = I_{2,\text{çix}}^+ / I_{10}$) üçün alarıq

$$\eta = \eta_0 \frac{1 - r_2^2}{1 + r_2^2 \rho^2 - 2r_2 \rho \cos \psi}, \quad (5.2.1)$$

burada $I_{2,\text{çix}} = D \cdot I_2^+(d)$, $D = 1 - r_2^2$ –şəffafıq əmsalındır, $\psi = 2k_2 / d + \varphi_r - \theta + \Delta d / 2$. (5.2.1)-in çıxarılışında $r_{20} = 1$ qəbul

olunmuşdur. (5.2.1)-ə daxil olan η_0 vuruğu rezonator olmayan halda tezlik çeviricisinin faydalı iş əmsalını (effektivliyini) ifadə edir:

$$\eta_0 = \gamma_2^2 I_{10} d^2 \operatorname{sinc}^2 \lambda d, \quad (5.2.2)$$

(5.2.2) ifadəsinə görə, rezonatorun hesabına effektivliyin artma əmsalı $\tilde{\eta}$ ($\tilde{\eta} = \eta / \eta_0$):

$$\tilde{\eta} = \frac{1 - r_2^2}{1 + r_2^2 \rho^2 - 2r_2 \rho \cos \psi}. \quad (5.2.3)$$

(5.2.3) münasibəti göstərir ki, rezonatorun hesabına effektivliyin artma əmsalı $r_2, d, \Delta, \varphi_0, k_2$ və I_{10} parametrlərindən asılıdır. $\tilde{\eta}$ - əmsalı $\psi = 2n\pi$, yəni

$$2k_2 d + \varphi_r + \frac{\Delta d}{2\lambda} - \arctg\left[\frac{\Delta}{2\lambda} (\operatorname{tg} \lambda d)\right] = 2n\pi \quad (5.2.4)$$

şərtini ödədikdə effektivlik maksimum qiymətini alır.

(5.2.4) münasibətindən görünür ki, sabit amplitud metodundan fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında rezonans faza münasibəti (5.2.4) əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Tezlik çeviricilərinin maksimum faydalı iş əmsalına nail olmaq üçün optimal faza münasibətindən (5.2.4) başqa, güzgünün şüa qaytarma əmsalı r_2 aşağıdakı münasibəti ödəməlidir:

$$r_{2,\text{opt}} = \left(\cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d \right)^{1/2}. \quad (5.2.5)$$

(5.2.5) şərti ödəndiyi halda çevrilmənin maksimal effektivliyi

$$r_{\text{max}} = \gamma_2 / (2\gamma_1) \quad (5.2.6)$$

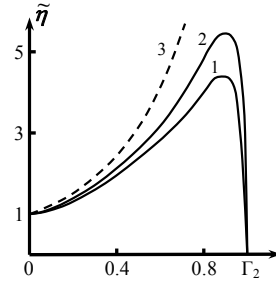
olduqda alınır.

Əgər güzgünün şüa qaytarma əmsalı

$$r_2 > 2\rho \cos \psi / (1 - \rho^2). \quad (5.2.7)$$

şərtini ödəyərsə, rezonatorun tətbiqi çevrilmənin effektivliyinə, ancaq mənfə təsirini göstərir ($\tilde{\eta} < 1$).

Şəkil 5.2-də rezonatorun hesabına ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin artma əmsalının $\tilde{\eta}$, çıxış güzgüsünün şüa qaytarma əmsalından r_2 asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, kristalın uzunluğunun $d = 0,5l_{qx}$ və $\Delta d/2$ parametrlərin müxtəlif qiymətlərində: 1) -0; 2) -1; 3) -0 (sabit amplitud yaxınlaşmasında) hesablanmışdır.

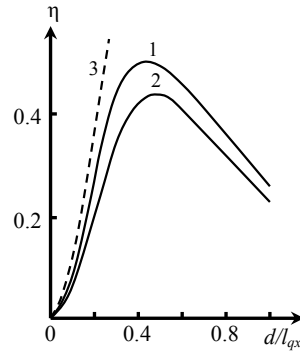


Şəkil 5.2

Əyrilərdən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, çevrilmənin effektivliyinin artma əmsalı da artır. Ancaq aydındır ki, $\Delta \neq 0$ olduqda, ümumi çevrilmə əmsalı η , $\Delta = 0$ halına nəzərən kiçik olur.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin d/l_{qx} parametrlərindən asılılığı şəkil 5.3-də göstərilmişdir.

Bu nəticə parametrlərdən $r_2 = 0,9$ və $\Delta d/2$ -nin 1) -0; 2) -1; 3) -0 (sabit amplitud yaxınlaşmasında) qiymətləri üçün hesablanmışdır. Əyrilərdən görünür ki, rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası zamanı kristalın uzunluğundan asılı olaraq effektivlik maksimumuna malikdir. Kristalın verilmiş uzunluğunda çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna nail olmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal səviyyəsini seçmək məqsədəuyğundur. Şəkil 5.3-dən görünür ki, kristalın uzunluğu artıqca, əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti azalmış olur. Faza



Şəkil 5.3

sinxronizm şərti ödədikdə, fazalar fərqi mövcud olduğu hala nəzərən, əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti də böyük olur.

§ 5.3. İkiqat tezlik çeviricilərinin ikirezonatorlu sxemi

İkiqat tezlik çeviricilərinin ikirezonatorlu sxemində həm əsas dalğa və həm də ikinci harmonika dalğası rezonatorunda çoxsaylı qayıtmalara məruz qalır. Bu halda (5.1.1) sistem tənliyini aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik

$$\begin{aligned} A_{1,2}^-(d) &= A_{1,2}^+(d)R_{1,2}e^{-2ik_{1,2}d}, & A_2^+(0) &= A_2^-(0)R_{20}, \\ A_1^+(0) &= A_0 + R_{10}A_1^-(0), \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

burada R_{10} , R_{20} və $R_{1,2}$ uyğun olaraq, əsas və harmonika dalğalarının qeyri-xətti kristaldan rezonatorun sol və sağ güzgülərinin üzərinə düşdükdə qayıtma əmsallarındır.

(5.1.1) sisteminin (5.3.1) sərhəd şərtləri daxilində həllinə sabit intensivlik yaxınlaşmasında baxacağıq. Yəni fərz edirik ki, dalğaların qeyri-xətti kristalda qarşılıqlı təsiri zamanı əsas dalğanın həqiqi amplitudası dəyişmir $[A_1(z) = a_{10} \exp(i\varphi_1(z)), a_{10} = const]$, $\varphi_1(z)$ - fazası isə dəyişir. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (5.1.1) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşür

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_2^\pm}{dz^2} \mp i\Delta \frac{dA_2^\pm}{dz} + \Gamma^2 A_2^\pm &= 0, \\ \frac{d}{dz} \left(e^{2i\varphi_1^\pm(z)} \right) &= \mp 2i\gamma_1 A_2^\pm(z) e^{\pm i\Delta z}, \end{aligned} \quad (5.3.2)$$

burada $\Gamma^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_{10}^2$, $\varphi_{10}^\pm = \varphi_1^\pm(z=0)$.

(5.3.2) tənliyinin həlli

$$A_2^-(d) = A_2^-(0)Be^{-i\varphi_\alpha} + i\gamma_2 A_{10}^2 de^{2i\varphi_{10} - i\varphi_\alpha} \cdot \text{sinc } \lambda d, \quad (5.3.3a)$$

$$A_2^+(d) = A_2^+(0)B^* e^{i\varphi_\alpha} + i\gamma_2 A_{10}^2(d)e^{2i\varphi_{10}^+ + i\varphi_\alpha} \cdot \text{sinc } \lambda d, \quad (5.3.3b)$$

$$e^{2i\varphi_{10}^+(d)} \Big|_0^d = -i2\gamma_1 A_{20}^+ de^{-i\varphi_\alpha} \text{sinc } \lambda d + Be^{2i\varphi_\alpha^+ - i\varphi_\alpha} - e^{2i\varphi_{10}^+}, \quad (5.3.3c)$$

burada $\varphi_2 = \Delta d / 2, B = \cos \lambda d + i(\Delta / 2\lambda) \sin \lambda d, \lambda^2 = \Gamma^2 + \Delta^2 / 4$.

(5.3.3a), (5.3.3b) və (5.3.1)-dən istifadə edərək, sol güzgdə ikinci harmonikanın kompleks amplitudunun ifadəsini alırıq

$$A_{20}^- = -i\gamma_2 A_{10}^2 de^{i\varphi_0} \text{sinc } \lambda d \frac{R_2 e^{i(\beta-\gamma)} + e^{-i(\beta-\gamma)}}{Be^{i\gamma} - R_{20} R_2 e^{-i\gamma}}. \quad (5.3.4)$$

Burada $\gamma = \varphi_d + 2k_1 d, \beta = \varphi_{10}^+ - \varphi_{10}^-$.

(5.3.4) -dən görünür ki, ikinci harmonikanın kompleks amplitudu fazalar fərqiindən, yəni $\beta = \varphi_{10}^+ - \varphi_{10}^-$ -dən asılıdır.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $A_1(d) = A_{10} \exp(i\varphi_1(d))$ olduğundan (5.1.1)-dən alırıq

$$e^{i\varphi_1^-(d)} = R_1 e^{i\varphi_1^+(d) - 2ik_1 d}. \quad (5.3.5)$$

(5.3.3) ifadəsini (5.3.5)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\begin{aligned} A_2^-(0) \cdot i2\gamma_1 d \text{sinc } \lambda d (e^{i\gamma} + R_{20} R_1^2 e^{-i\gamma}) = \\ = -e^{2i\varphi_{10}^-} (B^* e^{i\gamma} - BR_1^2 e^{-i\gamma + 2i\beta}). \end{aligned} \quad (5.3.6)$$

$A_2^-(d) = A_2^+(d)R_2 \exp(-2ik_2 d)$ olduğunu nəzərə alsaq, (5.3.3a) və (5.3.3b) ifadələrindən istifadə etsək, ala bilərik

$$A_2^-(0)(Be^{i\gamma} - B^* R_{20} R_2 e^{i\gamma}) = -i\gamma_2^2 A_{10}^2 d \text{sinc } (\lambda d) e^{2i\varphi_{10}^-} (e^{i\gamma} + R_2 e^{-i\gamma + 2i\beta}) \quad (5.3.7)$$

(5.3.6) və (5.3.7)-yə uyğun olaraq, β -dan asılı olan x kəmiyyəti üçün aşağıdakı münasibəti almış olarıq

$$x = \frac{1 + R_{20}(R_1^2 - BB^* R_1^2 - (B^*)^2 R_2) e^{-2i\gamma}}{B^2 R_1^2 - R_2(1 - BB^* + R_{20} R_1^2 e^{-2i\gamma})}, \quad (5.3.8)$$

burada $x = \exp[-2i(\gamma - \beta)]$.

Beləliklə, rezonatorunda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu və əsas dalğanın fazası üçün analitik ifadələri aldıq. Sadəlik üçün fərz edəcəyik ki, ikinci harmonika dalğası sol güzgdən xaric olur ($R_{20} = 0$) və harmonika dalğası düz və həm də əks istiqamətdə yayılan əsas dalğanın hesabına yaranır. Bu halda ikinci harmonikanın amplitudasının ifadəsi aşağıdakı şəkə düşər:

$$A_{20}^- = -i\gamma_2 I_{10} \frac{1 + R_2 x_1}{\Gamma B} \sin \Gamma d \cdot e^{2i\varphi_{10}^-}, \quad (5.3.9)$$

burada $x_1 = [B^2 R_1^2 - R_2(1 - BB^*)]^{-1}$.

§ 5.4. İkiqat tezlik çeviricisinin effektivliyi

Rezonatorun çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi $\eta = I_2^- / I_{10}$ (5.3.9)-a əsasən aşağıdakı şəkə düşər

$$\eta = \eta_0 \frac{1 + r_1^4 r_2^{-2} + 2r_1^2 r_2^{-1} \cos \theta}{(\rho^2 - 1)^2 + \rho^4 r_1^4 r_2^{-2} + 2\rho^2 (\rho^2 - 1) r_1^2 r_2 \cos \theta}, \quad (5.4.1)$$

burada

$$\begin{aligned} \rho^2 = \cos^2 \lambda d + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2} \sin^2 \lambda d, \quad \psi = \text{arctg} \left(\frac{\Delta}{2\lambda} \text{tg } \lambda d \right), \\ \theta = 2\psi - \theta_0, \quad \theta_0 = \varphi_{r_2} - 2\varphi_{r_{10}}. \end{aligned}$$

(5.4.1)-ə daxil olan

$$\eta_0 = \gamma_2^2 I_{10} d^2 \text{sinc}^2 \lambda d$$

vuruğu rezonator olmadığı halda d uzunluqlu qeyri-xətti mühitdə ikinci harmonikanın effektivliyini ifadə edir. (5.4.1)-ə daxil olan $\theta_0 = \varphi_{r_2} - 2\varphi_{r_{10}}$ isə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların sağ güzgüdən qayıtdığı zaman faza sürüşməsidir.

Güclü əks etdirmə qabiliyyətinə malik olan güzgülər üçün $r_{1,2} = 1$ ($r_{1,2} = R_{1,2} \exp(-i\varphi_{r_{1,2}})$) olduğundan (5.4.1) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta = \eta_0 \frac{1}{\rho^2 - 1 + [4\rho^2 \cos^2(\psi - \theta_0/2)]^{-1}}. \quad (5.4.2)$$

(5.4.2)-yə əsasən, rezonatorun hesabına effektivliyin neçə dəfə dəyişməsinə $\tilde{\eta} (\tilde{\eta} = \eta / \eta_0)$ tapa bilərik

$$\tilde{\eta} = \{\rho^2 - 1 + [4\rho^2 \cos^2(\psi - \theta/2)]^{-1}\}^{-1}, \quad (5.4.3)$$

Rezonatorun hesabına çeviricinin effektivliyini artırmaq üçün ($\tilde{\eta} > 1$) aşağıdakı şərt ödənməlidir

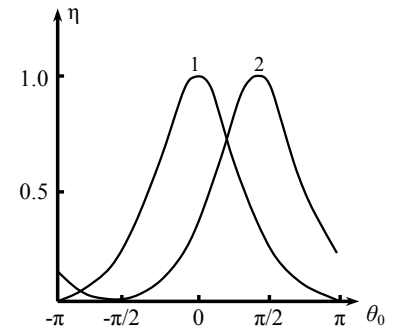
$$\cos(\psi - \theta_0/2) > (2\rho\sqrt{2 - \rho^2})^{-1}.$$

(5.4.3) münasibəti göstərir ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılıdır. Məsələnin parametrlərinin (məsələn, kristalın uzunluğu d , əsas dalğanın intensivliyi I_{10} fazalar fərqi Δ) verilmiş qiymətlərində, dalğaların effektivliyin maksimumuna uyğun faza sürüşməsinin optimal qiyməti θ_0^{opt} :

$$\theta_0^{opt} = 2 \arctg \left(\frac{\Delta}{2\lambda} \text{tg} \lambda d \right) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots$$

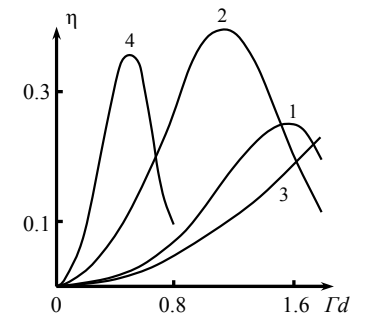
Aldığımız bu ifadə, ikinci harmonikanın effektivliyinin optimal faza şərtidir ki, o da əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Sinxronizm şərti daxilində ($\Delta = 0$) generasiya üçün optimal rejim $\theta_0^{opt} = 0$ -a uyğundursa, faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ($\Delta \neq 0$), tezlik çeviricisinin effektivliyinin maksimumu θ_0^{opt} -in sıfırdan fərqli qiymətində baş verir.

Rezonatorunda ikinci harmonika-nın effektivliyinin $\eta = I_{20}/I_{10}$ qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılılığı şəkil 5.4-də verilmişdir (əyilər parametrlərin $\Gamma d = 0,5$ ($\Gamma^2 = 2\gamma_1\gamma_2 I_{10}$) və $\Delta d/2$: (1) -0; 2) -0,6 qiymətləri üçün qurulmuşdur). Əyirilər qurularkən ikinci harmonikanın effektivliyi maksimum qiymətə uyğunlaşdırılmışdır). Qrafikdən görünür ki, $\Delta \neq 0$ olduqda $\eta(\theta_0)$ funksiyasının baş maksimumu θ_0 -in müsbət tərəfinə doğru yerini dəyişir (2-ci əyri).



Şəkil 5.4

Şəkil 5.5-də parametrlərin $\theta_0 = 0$ (1,3,4) və $4\pi/3$ (2); $\Delta d/2 = 2$ (1,2,3) və $1,2\Gamma$ (4) qiymətləri üçün ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin gətirilmiş qiymətinin $\eta = \eta/(\gamma_2/\gamma_1)$, Γd parametrindən asılılığı göstərilmişdir. Burada müqayisə üçün sabit amplitud metodunun nəticəsi də (3-cü əyri)



Şəkil 5.5

verilmişdir. Qrafiklərdən görünür ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında, sabit amplitud metodunun nəticəsindən fərqli olaraq, kristalın optimal uzunluğu mövcuddur ki, çevrilmənin effektivliyi maksimum olur. Kristalın uzunğunun verilmiş qiymətində çevrilmənin effektivliyini maksimuma çatdırmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin müəyyən optimal qiymətini seçmək lazımdır ki, o da öz növbəsində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsindən θ_0 asılıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu fəsildə göstərilən üsulla fərq tezlikli dalğanın, cəm tezlikli dalğanın, parametrik güclənmənin və s. rezonatorlarda generasiyasını da araşdırmaq olar.

§ 5.5. Lazer rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası

Bu fəslin 5.1 paragrafında ikinci harmonikanın generasiyasını təhlil etdikdə fərz olunurdu ki, hər hansı bir lazer əvvəlcə əsas tezlikli dalğa şüalandırır və sonra bu şüalanma qeyri-xətti kristaldan keçərkən ikinci harmonika dalğasını yaradır. Bu paragrafda isə keyfiyyətcə başqa hala, yəni qeyri-xətti kristalın lazer rezonatoru daxilində yerləşdiyi hala baxacağıq. Bu haldakı generasiya ikinci harmonikanın lazer rezonatoru daxilində generasiyası adlandırılır. Beləliklə, əsas tezlikli dalğanı şüalandıran aktiv element və bu şüalanmanı ikinci harmonikaya çevirən qeyri-xətti kristal ümumi bir rezonatorun daxilində yerləşdirilir. Ona görə də bu prosesləri ayrı-ayrılıqda təhlil etmək məqsədəuyğun deyil. Burada əsas dalğanın generasiyası və onun ikinci harmonikaya çevrilməsi vahid bir prosesdir.

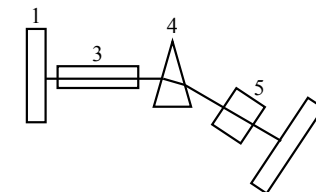
Məlumdur ki, stasionar rejimdə işləyən lazerlərdə çıxış güzgüsünün optimal şüaqaytarma əmsalı kiçik qiymətə malikdir. Belə lazerlərin çıxışında şüalanmanın gücü, rezonator daxili şüalanmanın gücündən əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir. Optimal şüaburaxma 4% olan halda şüalanmanın çıxış gücü rezonator daxilindəki şüalanmanın gücündən təqribən 25 dəfə azdır. İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi əsas dalğanın intensivliyindən kəskin asılı olduğundan,

buna oxşar hallarda qeyri-xətti kristalın rezonator daxilində yerləşdirilməsi məqsədəuyğundur.

Müntəzəm (kəsilməz) olaraq həyəcənlanan lazerlərdə rezonator daxili ikinci harmonikadan istifadə olunması, ikinci harmonikanın effektivliyini xeyli artırmağa imkan verir. Bununla yanaşı qeyri-xətti kristalda zərərli itkilər o qədər kiçik olmalıdır ki, lazerin generasiya rejiminə təsir etməsin. Çıxış güzgüsünün əsas tezlikli dalğa üçün şüaqaytarma əmsalı ən böyük qiymətə (100%-ə yaxın) və ikinci harmonika dalğası üçün isə şüaburaxma əmsalı böyük qiymətə malik olmalıdır. Tezliyin çevrilmə effektivliyini artırmaq üçün rezonator daxilində fokuslanmış əsas dalğadan da istifadə olunur.

İmpulsu həyəcənlandırılan lazerlərdə rezonator daxili şüalanmanın gücünün, çıxış şüalanmanın gücünə nisbəti, müntəzəm rejimdə həyəcənlandıran lazerlərə nisbətən, o qədər də böyük deyil. Lakin bu halda da rezonator daxili ikinci harmonika dalğasının generasiyası mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Çünki bunun vasitəsilə şüalananan impulsun davam etmə müddətini artırmaq, generasiya rejimini stabiləşdirmək və s. mümkündür.

İndi lazer rezonatoru daxilində ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu prosesin sxemi şəkil 5.6-da göstərilmişdir. Burada 1 və 2 rezonatorun güzgüləridir, 3—aktiv (fəal) mühit və 4—optik element, 5—qeyri-xətti kristaldır.



Şəkil 5.6

Əsas dalğa aktiv mühitdən keçərkən onun intensivliyi artmağa başlayır. Qeyri-xətti kristalda isə, ikinci harmonika dalğası yaranır. Dalğaların kristalda qarşılıqlı təsiri zamanı əsas dalğanın enerjisinin bir hissəsi ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilmiş olur. Rezonatorun 1 güzgüsü yalnız, əsas tezlikli dalğanı, 2 güzgüsü isə həm əsas və həm də ikinci harmonika dalğasını tam əks etdirir. Harmonika dalğası rezonatorun 2 güzgüsündən qayıtdıqdan sonra qeyri-xətti kristalda əsas dalğa ilə yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar. Beləliklə,

harmonika dalğası qeyri-xətti kristalı keçərək, 3 – optik mühit vasitəsilə lazer rezonatorunu tərk etmiş olur.

Lazer rezonatoru daxilində baş verən bu prosesi tədqiq etmək üçün məsələni mərhələli təhlil edəcəyik, yəni uyğun sərhəd şərtləri daxilində z oxunun müsbət və mənfi istiqamətlərində yayılan əsas tezlikli və harmonika dalğalarının qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən (2.7.2) qısaldılmış tənliklər sistemini ayrı-ayrılıqda həll edəcəyik.

Dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılması halında $A_1(z=0) = A_{10}$, $A_2(z=0) = 0$ sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, sabit intensivlik yaxınlaşmasında qısaldılmış tənliklərin həlli

$$A_2(l) = -i\gamma_2 A_{10} l \sin c\lambda_1 \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)l/2] \quad (5.5.1)$$

şəklində olur. Burada A_j – uyğun olaraq ω_j tezliyində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudlarıdır, δ_j - udulma əmsallarıdır, γ_j - qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ -fazalar fərqi və

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad (5.5.2)$$

$$I_{10} = A_{10} \cdot A_{10}^* \operatorname{sinc} x = \sin x / x.$$

İndi qeyri-xətti kristalda z oxunun əksi istiqamətində yayılan dalğalar üçün (2.7.2) tənliklər sistemini aşağıdakı sərhəd şərti

$$A_1(z=0) = A_1(l) \exp[i\varphi_1(2d) + i\varphi_{r,1}] \quad (5.5.3)$$

$$A_2(z=0) = A_2(l) \exp[i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}]$$

daxilində həll edəcəyik, burada $\varphi_{1,2}(d)$ -uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli əsas və harmonika dalğalarının qeyri-xətti kristalla 2 güzgüsü arasında yayıldığı zaman yaranan faza sürüşmələridir, $\varphi_{r,1}$, $\varphi_{r,2}$

dalğaların -2 güzgüdə qayıtması zamanı yaranan faza sürüşməsidir, $z=0$ yenə də qeyri-xətti kristalın girişinə uyğundur, (5.5.1)-i (2.7.2)-də nəzərə almaqla əsas dalğanın kompleks amplitudu $A_1(l)$ üçün yazıla bilər:

$$A_1(l) = A_{10} \left(\cos \lambda_1 l + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4} l\right).$$

(5.5.3)-ə uyğun olaraq (2.7.2) sisteminin həlli

$$A_{2,cix} = A_2(l) \cdot \left[a + b e^{i\psi} - i \frac{c}{2} (1 + e^{i\psi}) + \frac{2\delta_1 - \delta_2}{2\lambda_2} (1 - e^{i\psi}) \sin \lambda_2 l \right] \times \exp\left(-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4} l + i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}\right), \quad (5.5.4)$$

burada $\psi = \Delta l + 2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d) + 2\varphi_{r,1} - \varphi_{r,2}$ əsas tezlikli və harmonika dalğalarının həm qeyri-xətti kristalda və həm də kristal ilə güzgü arasındakı fəzada yayıldığı zaman yaranan faza sürüşməsidir,

$$\lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1\gamma_2 I_1(l),$$

$$a = \cos \lambda_2 l, \quad b = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l \cdot \sin \lambda_2 l, \quad c = \frac{\Delta}{\lambda_2} \sin \lambda_2 l.$$

Dalğaların kristaldan iki dəfə keçməsi nəticəsində harmonikanın effektivliyi η ($\eta = I_{2,cix}/I_{10}$):

$$\eta = \gamma_2 \Gamma_1^2 (\gamma_1 \rho_1)^{-1} (\sin^2 x_1 \cosh^2 y_1 + \sinh^2 y_1 \cos^2 x_1) \times \left\{ \left[\cos x_2 \cosh y_2 + \left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} M - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \sin \frac{\xi_2}{2} \right) \sin x_2 \cosh y_2 - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} N - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \cos \frac{\xi_2}{2} \right] \sinh y_2 \cos x_2 \Big]^2 + \\
& + \left[\left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} N - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \cos \frac{\xi_2}{2} \right) \sin x_2 \cosh y_2 - \sin x_2 \sinh y_2 + \right. \\
& \left. + \left(\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} M - \frac{\Delta}{\sqrt{\rho_2}} \sin \frac{\xi_2}{2} \right) \sin y_2 \cos x_2 \right]^2 \Big\} \exp[-2(\delta_2 + 2\delta_1)l]. \quad (5.5.5)
\end{aligned}$$

Burada aşağıdakı işarələmələr aparılıb:

$$M = B_1 \cos \theta + B_2 \sin \theta, \quad N = B_1 \sin \theta - B_2 \cos \theta,$$

$$B_1 = \frac{\tan x_1 / \cosh^2 y_1}{\tan^2 x_1 + \tanh^2 y_1}, \quad B_2 = \frac{\tanh y_1 / \cos^2 x_1}{\tan^2 x_1 + \tanh^2 y_1}.$$

$$x_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}} l \cos \frac{\xi_{1,2}}{2}, \quad y_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}} l \sin \frac{\xi_{1,2}}{2},$$

$$\rho_{1,2}^2 = \left[2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right]^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} (\delta_2 - 2\delta_1)^2, \quad \psi = 2\pi n$$

$$\xi_{1,2} = a \tan \frac{\Delta_{1,2}(\delta_2 - 2\delta_1)/2}{2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}}, \quad \theta = \frac{\xi_1 - \xi_2}{2}.$$

Məsələnin parametrlərinin optimal qiymətləri üçün ümumi halda analitik ifadələrin alınması çətinlik törədir. Ona görə də biz $\delta_2 = 2\delta_1 \equiv \delta$ olan hal ilə kifayətlənəcəyik. Onda (5.5.4)-ə əsasən ikinci harmonikanın intensivliyi

$$\begin{aligned}
I_{2,cix} = \\
= I_2(l) \left[a^2 + b^2 + \frac{c^2}{2} + \left(2ab + \frac{c^2}{2} \right) \cos \psi + (a-b)c \sin \psi \right] e^{-2\delta l} \quad (5.5.6)
\end{aligned}$$

Qeyri-xətti mühit rezonatorun daxilində yerləşdikdə

harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğunu tapmaq olar.

§ 5.6. İkinci harmonikanın generasiyasının optimal şərti

(5.5.6)-dan alınır ki, harmonika dalğasının intensivliyi qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətindən asılıdır və ossilyasiya xarakterlidir. Tezliyin effektiv çevrilməsi üçün optimal faza münasibəti

$$\psi - \text{atan} \frac{(a-b)c}{2ab + c^2/2} = \pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.6.1)$$

ödənməlidir ki, bu da əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Dalğaların optimal faza münasibəti ödəndiyi halda harmonika dalğasının intensivliyi

$$\begin{aligned}
I_{2,cix}^{\max} = I_2(l) e^{-2\delta l} \times (a^2 + b^2 + c^2/4 + \\
+ \frac{(a^2 + b^2)c^2 + 4a^2b^2 + c^2/4}{2ab + c^2/4} \cos(a \tan \psi^{opt})) \quad (5.6.2)
\end{aligned}$$

ifadəsi ilə təyin olunur, burada $\lambda = (2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2/4)^{1/2}$.

(5.6.2) ifadəsinin təhlili göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kristaldan iki dəfə keçməsi hesabına harmonika dalğasının intensivliyinin əhəmiyyətli dərəcədə artmasına nail olmaq mümkündür.

Bundan sonra biz yalnız $\psi = 2\pi n$ halı ilə kifayətlənəcəyik. Onda, rezonator daxilində ikinci harmonikanın generasiyasının effektivliyi

$$\eta = \gamma_2 (\gamma_1 \lambda_1^2)^{-1} \Gamma_1^2 \sin^2 \lambda_1 l [(a+b)^2 + c^2] e^{-4\delta l} \quad (5.6.3)$$

şəklində olur.

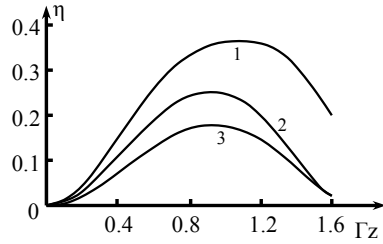
(5.6.3)-dən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması,

Yeni effektlərin yaranmasına gətirir. Sinxronizm əyrisində harmonikanın intensivliyinin minimumlarının paylanması əsas dalğanın intensivliyindən asılı olur; əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə $\eta(\Delta)$ funksiyasının sıfırlarının yeri dalğa ədədlər fərqi kiçik qiymətlərinə doğru sürüşür. Harmonika dalğasının effektivliyi əsas dalğanın intensivliyindən və qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı olaraq, kəskin maksimuma malik olur. Tezliyin çevrilmə effektivliyinin kiçik qiymətlərində rezonator daxilində ikinci harmonikanın intensivliyinin maksimal qiymətinə uyğun kristalın optimal uzunluğu ($\delta_j = 0$)

$$l^{opt} = \left(2\Gamma_1^2 + \frac{\Delta^2}{4} \right)^{-1/2} \arcsin \left(2 - \frac{\Delta^2}{8\lambda^2} \right)^{-1/2} \quad (5.6.4)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Şəkil 5.7-də əsas dalğanın intensivliyinin və udulma əmsalının müxtəlif qiymətləri üçün sinxronizm əyriləri göstərilmişdir (rezonator daxilində (1-3) və xarici rezonator (4) ikinci harmonikanın effektivliyinin η ($\eta = I_{2cix}/I_{10}$)



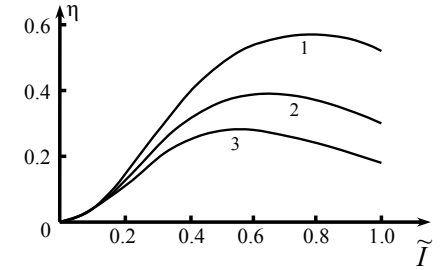
Şəkil 5.7

) gətirilmiş dalğa ədədləri fərqi $\tilde{\Delta} = \Delta z / 2$ asılılığı parametrlərin: $\delta z = 0$ (1, 3, 4); 0.1 (2); $\Gamma z = 0.5$ (1, 2, 4) və 0.3 (3)) qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Şəkildən görünür ki, mühitdə itkinin artması və əsas dalğanın intensivliyinin azalması ilə çevrilmənin effektivliyi aşağı düşür. Bundan başqa, xarici rezonator (4) ikinci harmonikanın generasiyası zamanı sinxronizm əyrilərinin eni daha böyükdür. Bu fakt kritik sinxronizmə malik kristallardan istifadə olunmasına imkan verir.

Şəkil 5.8-də rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən \tilde{I} ($\tilde{I} = \Gamma z$)

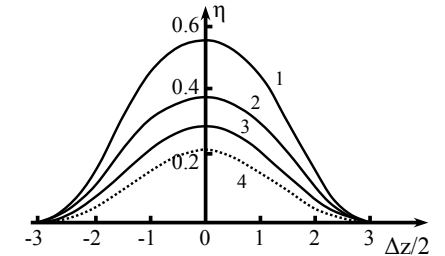
asılılığı göstərilmişdir. Burada $\delta z = 0.1$ (1, 3); 0 (2) və $\Delta z / 2 = 1.5$ (1); 2 (2, 3) götürülmüşdür. Qrafikdən görünür ki, rezonator (4) qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların əsas dalğaya göstərdiyi əks təsirin nəzərə alınması, çevrilmənin effektivliyinin $\eta(I_{10})$ qeyri-monoton asılılığına gətirir. Əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyi əvvəlcə artaraq özünün maksimal qiymətinə çatır və sonra isə azalmağa başlayır.



Şəkil 5.8

Belə asılılıq $\eta(I_{10})$ sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsindən fərqlənir. Sabit amplitud yaxınlaşmasında əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə çevrilmənin effektivliyi monoton olaraq artır.

Rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılılığı şəkil 5.9-da verilmişdir. Burada parametrlərin $\Delta / 2\Gamma = 1.5$ və $\delta / \Gamma = 0$ (1, 4); 0.15 (2); 0.3 (3); $\Delta z / 2 = 1.5$ (1); 2 (2, 3) qiymətləri görürülmüşdür.



Şəkil 5.9

Şəkildən görünür ki, rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin optimal rejimini, kristalın optimal uzunluğunun seçilməsi yolu ilə təmin etmək olar. Mühitdə itkilərin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır və bu zaman kristalın optimal uzunluğu da kiçilir.

Şəkildə müqayisə üçün xarici rezonator (4) dalğanın kristaldan bir dəfə keçdiyi hal üçün generasiyanın effektivliyinin dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən asılılığı da göstərilmişdir.

Əyriyənin müqayisəsindən görünür ki, dalğaların kristaldan təkrar keçməsi, harmonika dalğasının effektivliyinin artmasına gətirir.

Beləliklə, rezonator daxilində ikinci harmonikanın generasiya prosesinin təhlili göstərir ki, lazer rezonatorunda optik tezliklərin çevrilməsi zamanı qeyri-xətti optik proseslərin gedişində faza effektlərinin nəzərə alınması vacib məsələlərdəndir.

FƏSİL VI

ARDICIL YERLƏŞDİRİLMİŞ KRİSTALLARDA QEYRİ-XƏTTİ OPTİK PROSESLƏR

§ 6.1. Ardıcıl yerləşdirilmiş iki qeyri-xətti kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası

Yüksək effektivliyə malik tezlik çeviricilərinin yaradılması qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biridir. Tezlik çeviricilərinin effektivliyinə təsir edən əsas faktorlardan biri qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin dəyişməsidir. Dalğaların faza münasibətinin dəyişməsinin hesabına həyacanlanan dalğanın intensivliyi koherent uzunluq adlandırılan məsafəyə qədər artmış olur ki, bu məsafə də dalğaların kristalda faza sürüşməsindən asılıdır. Faza sürüşməsinin olması səbəbindən, əsas dalğanın enerjisinin tamamilə lazım olan tezlikli dalğaya verilməsinə nail olmaq mümkün deyildir. Bundan əlavə qeyri-xətti mühitin uzunluğunun sonrakı artması ilə yeni həyacanlanan (və ya yaranan) dalğanın intensivliyi azalmağa başlayır, yəni əksinə, həyacanlanan dalğanın enerjisinin həyacanlandıran dalğaya verilməsi prosesi baş verir. Ona görə də çeviricinin effektivliyini artırmaq üçün qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların koherent uzunluğunu artırmaq lazımdır. Bu məqsədlə Fabri-Pero rezonatorundan başqa, xüsusi sxemdən, yəni ardıcıl yerləşdirilmiş kristallardan da istifadə olunur. Bu yolla dalğaların arzuolunmaz faza sürüşməsi kompensasiya olunur.

Bu fəsildə optik tezliklərin çevrilmə prosesi sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırılır. Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza münasibətinin dəyişməsi həm qeyri-xətti kristallarda və həm də kristallar arasındakı hava qatında nəzərə alınır.

Fərz edirik ki, uzunluğu l_1 və l_2 olan iki eyni tipli qeyri-xətti kristal ardıcıl yerləşdirilmişdir. Tezlikləri ω_1 və ω_2 olan iki dalğa birinci kristalın qabaq səthi üzərinə normal istiqamətdə düşür. Kristalda dalğaların qarşılıqlı təsiri zamanı tezliyi $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ olan cəm tezlikli

yeni dalğa da yaranır. Dalğalar birinci kristaldan çıxdıqdan sonra kristallar arası d məsafəsində sərbəst yayılaraq, ikinci kristalın səthi üzərinə normal istiqamətdə düşərək, yenidən ikinci kristalda qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bu prosesləri nəzəri olaraq təhlil etmək üçün ardıcıl olaraq hər bir kristal üçün dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısdılmış tənlikləri uyğun sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. Əvvəlcə cırılaşmış hala ($\omega_1 = \omega_2$), yəni ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu halda tezliyi ω_1 olan əsas dalğa birinci kristalda tezliyi $2\omega_1$ olan ikinci harmonika dalğasını yaradır. Kristallar arasındakı hava qatını keçdikdən sonra bu dalğaların ikinci kristalda qarşılıqlı təsiri davam edir. Birinci kristalda ikinci harmonikanı xarakterizə edən qısdılmış tənliklər aşağıdakı kimidir

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta_1 z}. \end{aligned} \quad (6.1.1)$$

Bu tənlikləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0 \quad (6.1.2)$$

sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. (6.1.2) şərtini nəzərə almaqla (6.1.1) sisteminin həlli

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 \cdot e^{-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_1)l_1/2}, \quad (6.1.3)$$

münasibətilə ifadə olunur. Burada

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 + \left[\Delta^2 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2 + 2i\Delta(\delta_2 - 2\delta_1) \right] / 4, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}.$$

(6.1.3) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın amplitudu kristalın uzunluğundan asılı olaraq periodik qanunla dəyişir.

Əvvəlcə kristalın optimal uzunluğunda $l_{1,opt}$ (koherent uzunluq)

$$l_{opt} = (2\Gamma_1^2 + \Delta^2 / 4)^{-1/2} \operatorname{arctg} \left[\left(2\Gamma_1^2 + \Delta^2 / 4 \right)^{1/2} / \delta_2 \right] \quad (6.1.4)$$

əsas dalğanın enerjisi ikinci harmonika dalğasının enerjisinə çevrilir. Sonra isə əksinə, ikinci harmonika dalğasının enerjisinin əsas dalğanın enerjisinə çevrilməsi baş verir.

(6.1.4) ifadəsindən görünür ki, kristalın optimal uzunluğu l_{opt} məsələnin parametrlərindən, məsələn, faza dəyişməsindən, əsas dalğanın intensivliyindən, mühitin udma əmsalından və s. asılıdır. Faza dəyişməsinin və əsas dalğanın intensivliyinin artması, kristalın optimal uzunluğunun azalmasına gətirir.

İndi ikinci kristalda ikinci harmonikanın generasiyası prosesinə baxaq. Bu halda da dalğanın kompleks amplitudları (6.1.1) tənliklərilə ifadə olunur. Ancaq bu halda, qeyri-xətti kristalların qarşılıqlı oriyentasiyalarından asılı olaraq ikinci kristalda fazalar fərqi Δ_2 , birinci kristaldakı fazalar fərqi Δ_1 fərqlənir. Bundan əlavə, ikinci kristalın girişində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, onların birinci kristalın çıxışındakı qiymətləri və kristallar arasındakı hava qatının xassəsilə təyin olunur:

$$A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1) e^{i\varphi_{1,2}d}, \quad (6.1.5)$$

burada d kristallar arasındakı hava qatının qalınlığıdır, φ_1 və φ_2 uyğun olaraq, kristallar arasındakı hava qatında ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir.

(6.1.5) ifadəsinə daxil olan $A_1(l_1)$ kəmiyyəti (6.1.3) həllini nəzərə almaqla (6.1.1) tənliyindən tapılır.

$$A_1(l_1) = A_{10} e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta_1}{4} l_1} \left(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1 \right)^{1/2}. \quad (6.1.6)$$

Burada da $z=0$ kristalın girişinə uyğundur.

(6.1.1) sistemindən a_2 üçün aşağıdakı tənliyə keçmək olar

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} + (2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4) a_2 = 0, \quad (6.1.7)$$

burada

$$a_2 = A_2 \exp\left\{(2\delta_2 + i\Delta_2)z/2\right\}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l_1), \quad \delta_2 = 2\delta_1.$$

(6.1.7)-nin həllini aşağıdakı şəkildə axtarıq

$$a_2 = c_1 \cos \lambda_2 z + c_2 \sin \lambda_2 z, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4. \quad (6.1.8)$$

Bu sistem tənlikləri üçün sərhəd şərti

$$a_2(z=0) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{\frac{2\delta_2 + i\Delta_1}{2} l_1 + i\varphi_2(d)},$$

$$\left. \frac{da_2}{dz} \right|_{z=0} = -i\gamma_2 A_1^2(l_1) e^{2i\varphi_1(d)} + i \frac{\Delta_2}{2} A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}.$$

Bu şərtlər daxilində c_1 və c_2 əmsalları aşağıdakı ifadələrlə təyin olunur

$$c_1 = A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}, \quad c_2 = -i\gamma_2 \frac{A_1^2(l_1)}{\lambda_1} + i \frac{\Delta_2}{2\lambda_1} A_2(l_1) e^{i\varphi_2(d)}. \quad (6.1.9)$$

(6.1.9) –a uyğun olaraq (6.1.7)-nin həlli

$$A_2(z) = A_2(l_1) e^{-\delta_2 z - i \frac{\Delta_2 z}{2} + i\varphi_2(d)} \times$$

$$\left[\cos \lambda_2 z + i \left(\frac{\Delta_2}{2\lambda_2} - \frac{\gamma_2}{\lambda_2} \frac{A_1^2(l_1 + d)}{A_2(l_1 + d)} \right) \sin \lambda_2 z \right].$$

(6.1.1) və (6.1.3) münasibətlərindən $A_1^2(l_1 + d) / A_2(l_1 + d)$ nisbəti üçün alırıq

$$\frac{A_1^2(l_1 + d)}{A_2(l_1 + d)} = i \frac{\lambda_1}{\gamma_2} \left(\operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 - i \frac{\Delta_1}{2\lambda_1} \right) \exp[i(\Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d))].$$

Əgər

$$\Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.1.10)$$

şərti ödənərsə, ikinci kristalda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu üçün alırıq:

$$A_2(z) = A_2(l_1) e^{-\delta_2 z - i \frac{\Delta_2 z}{2} + i\varphi_2(d)} \times$$

$$\left[\cos \lambda_2 z + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + i \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2} \right) \sin \lambda_2 z \right], \quad (6.1.11)$$

Bu düstur o vaxt doğrudur ki, ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların birinci qeyri-xətti kristalda və kristallar arasındakı hava qatında faza sürüşmələri tamamilə bir-birini kompensasiya etmiş olsun.

§ 6.2. İkinci harmonikanın intensivliyi

İkinci harmonikanın intensivliyinin ifadəsini ($I_2(l_2) = A_2(l_2) \cdot A_2^*(l_2)$) (6.1.11)-dən istifadə etməklə almaq olar:

$$I_2(l_2) = I_2(l_1) e^{-2\delta_2 l_2} \times$$

$$\left[\left(\cos \lambda_2 l_2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \lambda_2 l_2 \right)^2 + \left(\frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2} \right)^2 \sin^2 \lambda_2 l_2 \right], \quad (6.1.12)$$

burada

$$\lambda_2^2 = \Gamma_1^2 (2\rho + \alpha_2^2), \quad \rho^2 = (\cos^2 \lambda_1 l_1 + \frac{\alpha_1^2}{2 + \alpha_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1) e^{-2\delta_2 l_1},$$

$$\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma_1.$$

(6.1.12) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi kristallarda fazalar fərqlinin (Δ_1 və Δ_2 -nin) müxtəlif işarələrində daha böyük qiymət alır, nəinki fazalar fərqlinin eyni işarələrində.

(6.1.12)-dən istifadə etməklə, intensivliyin maksimumuna uyğun ikinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_{2,opt} = \arcsin\{[1 + c(4 + c^2)^{-1/2}]/2\}^{1/2} \lambda_2^{-1}, \quad (6.1.13)$$

burada

$$c^2 = \frac{a^2 + b - 1}{a}, \quad a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \arctg \lambda_1 l_1, \quad b = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{2\rho + \alpha_2^2}.$$

Aldığımız (6.1.13) ifadəsindən görünür ki, ikinci kristalın optimal uzunluğu, birinci kristalın optimal uzunluğu ilə üst-üstə düşür.

Əgər kristalların uzunluğu, onların optimal uzunluqlarına bərabər olarsa, ikinci harmonikanın effektivliyi ($\gamma_1 = \gamma_2$)

$$\eta = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{(2 + \alpha_1^2)(2\rho + \alpha_2^2)}. \quad (6.1.14)$$

Aldığımız bu ifadədən ikinci harmonikanın maksimumuna uyğun dalğa ədədləri fərqlinin optimal qiymətini $\Delta_{2,opt}$ tapmaq olar

$$\Delta_{2,opt} = -8\Gamma^2(\Delta_1^2 + 8\Gamma^2)^{-1/2}. \quad (6.1.15)$$

Bu ifadədən görünür ki, ikinci kristalda dalğa ədədləri fərqlinin optimal qiyməti $|\Delta_{2,opt}|$ birinci kristalda dalğa ədədləri fərqlinin artması ilə azalmış olur. (6.1.15) münasibəti ödəndikdə, ikinci harmonikanın effektivliyinin maksimumu

$$\eta_{\max} = (2\alpha_1 + \alpha_1^2 \sqrt{2 + \alpha_1^2} / [2\alpha_1(2 + \alpha_1^2)]). \quad (6.1.16)$$

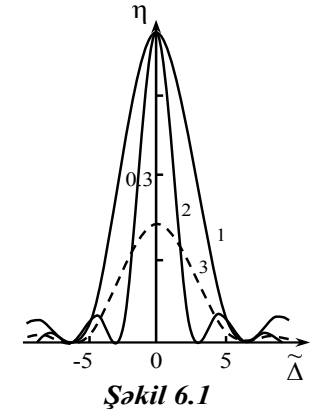
İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2)/I_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta_1/2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.1-də göstərilmişdir.

Burada 3-cü əyri bir kristal olduğu hala və $\Gamma l_1 = 0,5$, $\Delta_2 = \Delta_1$ olduqda (2-ci əyri); $\Gamma l_1 = 0,5$, $\Delta_2 = -\Delta_1$ olduqda isə, (1-ci əyri) iki ardıcıl yerləşmiş kristallara uyğundur. Burada müqayisə üçün, yalnız birinci kristalda ikinci harmonikanın effektivliyi (3-cü əyri) də göstərilmişdir.

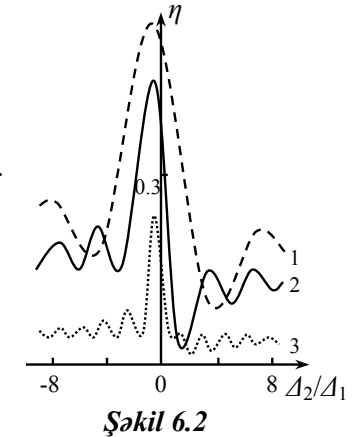
Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $\Delta_2 = -\Delta_1$ olduqda, $\Delta_2 = \Delta_1$ olan hala nəzərən daha böyükdür. Bu nəticə təcrübi yolla da təsdiq edilmişdir.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2)/I_{10}$, Δ_2/Δ_1 parametrindən asılılığı şəkil 6.2-də göstərilmişdir. Əyrilər $\Gamma l_2 = \Gamma l_1 = 0,5$ və $\tilde{\Delta}_1 = \Delta_1/2\Gamma$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün $\tilde{\Delta}_1$: 1) -1; 2) -2; 3) -4 qurulmuşdur. Şəkil 6.2-dən görünür ki, Δ_1 -in artması ilə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi azalmış olur. Birinci kristalda fazalar fərqlinin artması ilə, effektivliyin maksimumuna uyğun Δ_2/Δ_1 parametrinin optimal qiyməti azalmış olur.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta_2 = I_2(l_2)/I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$ asılılığı şəkil 6.3-də göstərilmişdir. Burada əyrilər $\Gamma l_1 = 0,5$ və $\tilde{\Delta}_i = \Delta_i/2\Gamma$ -nin müxtəlif

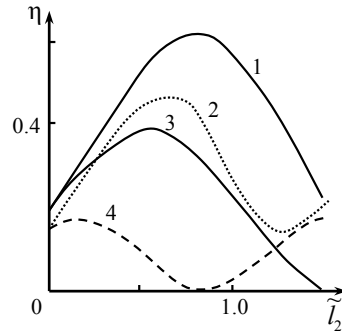


Şəkil 6.1



Şəkil 6.2

qiymətləri: $\tilde{\Delta}_1 = 1) - \tilde{\Delta}_2 = -\tilde{\Delta}_1 = 1$; 2) $-\tilde{\Delta}_2 = -\tilde{\Delta}_1 = 2$; 3) $-\tilde{\Delta}_2 = \tilde{\Delta}_1 = 1$; 4) $-\tilde{\Delta}_2 = \tilde{\Delta}_1 = 2$ üçün qurulmuşdur. Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi ikinci kristalın uzunluğundan asılı olaraq maksimuma malikdir. $\tilde{\Delta}_1$ -nin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır və bununla bərabər effektivliyin maksimumu, ikinci kristalın uzunluğunun l_2 kiçik qiymətinə tərəf sürüşür.



Şəkil 6.3

Beləliklə, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda tezliyin ikinci harmonikaya çevrilməsi zamanı məsələnin parametrlərini, məsələn, kristalların uzunluğunu, fazalar fərqi, əsas dalğanın intensivliyini uyğun seçib, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza sürüşməsinə kompensasiya etməklə, çevrilmənin effektivliyini artırmaq olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, əvvəlki paragrafda göstərdiyimiz üsulla cəm tezlikli dalğanın, fərq tezlikli dalğanın, yüksək tərtibli harmonikaların və s. ardıcıl yerləşmiş müxtəlif tipli kristallarda generasiyasını da sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırmaq olar.

§ 6.3. Ardıcıl yerləşmiş iki müxtəlif qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi

Əvvəlki paragrafda ardıcıl yerləşmiş iki eyni tipli qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi təhlil edilmişdir. Lakin, müəyyən olunmuşdur ki, ardıcıl kristallarda tezliyin maksimal çevrilməsi üçün bəzi hallarda müxtəlif kristallar tətbiq etmək daha məqsədə uyğundur. Bu onunla bağlıdır ki, ardıcıl yerləşmiş eyni tipli kristallarda optimal faza münasibətini təmin etmək həmişə mümkün olmur. Ona görə də məsələnin parametrlərindən asılı olaraq, ikinci kristalın məqsədəuyğun

seçməklə, optimal faza şərtini ödəmək mümkündür. Beləliklə də, tezlik çevricisinin effektivliyini keyli artırmaq olur.

Baxdığımız halda ikinci harmonika prosesini xarakterizə edən (6.1.1) sistem tənliyinin birinci kristalda həlli də (6.1.3) münasibətilə ifadə olunur. Ancaq tezliyin ikinci kristalda çevrilməsi zamanı nəzərə almaq lazımdır ki, bu halda fazalar fərqi Δ_2 başqa, qeyri-xətti əlaqə əmsalı γ_2 birinci kristalın uyğun parametrlərindən fərqlənirlər. (6.1.5) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla (6.1.1) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edərək, ikinci kristalda ikinci harmonikanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_2(z) = A_2(l_1 + d) \cdot e^{-\frac{\delta'_2 + 2\delta'_1 + i\Delta_2}{2}z} \left\{ \cos \lambda_2 z - \left[\frac{\delta'_2 - 2\delta'_1 - i\Delta_2}{2\lambda_2} - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2\lambda_2} \right) \frac{\gamma'_2}{\gamma_2} e^{i\psi} \right] \sin \lambda_2 z \right\}, \quad (6.3.1)$$

burada $\psi = \Delta_1 l_1 + 2\varphi_1(d) - \varphi_2(d)$ qeyri-xətti kristalda və kristallar arasındakı hava qatında əsas və harmonika dalğaları arasında yaranan faza sürüşməsidir. Bu düstura daxil olan parametrlər:

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \left(\frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2} \right)^2, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \left(\frac{\delta'_2 - 2\delta'_1 - i\Delta_2}{2} \right)^2,$$

$$\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma'_1 \gamma'_2 I_1(l_1), \quad I_1(l_1) = I_0 e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1}{2} l_1} \times$$

$$\times \left[(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^2 + \frac{\Delta_1^2}{4\lambda_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1 \right]^{1/2}.$$

Alınan (6.3.1) münasibəti göstərir ki, ikinci harmonikanın amplitudu dalğaların faza sürüşməsindən ψ asılıdır. Faza sürüşməsinin π qədər dəyişməsi ikinci kristalda qeyri-xətti əlaqə əmsallarının (γ'_1 və γ'_2) işarələrinin dəyişməsinə ekvivalentdir. Ona görə də ikinci kristalda

dalğa ədədləri fərqlinin və qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsinin dəyişməsindən asılı olaraq, dörd cür qarşılıqlı təsir prosesi mövcuddur.

Əgər sadəlik üçün fərz etsək ki, kristallarda hər bir dalğa üçün itki əmsalları eynidir ($\delta_j = \delta'_j$), onda ikinci harmonikanın intensivliyi ($\delta_2 = 2\delta_1$)

$$I_2(l_2) = I_2(l_1)e^{-2\delta_2 l_2} \{(\cos \alpha l_2 \pm \beta (\alpha_1 / \alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha l_1 \sin \alpha_2 l_2)^2 + ((\Delta_2 \mp \beta \Delta_1) / (2 \alpha_2)) \sin^2 \alpha_2 l_2\}. \quad (6.3.2)$$

Burada $\beta = \gamma'_2 / \gamma_2$, müsbət (mənfi) işarəsi $\psi = 2\pi n$ ($\psi = (2n + 1)\pi$) – nin qiymətlərinə uyğundur və

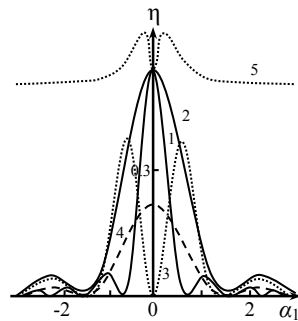
$$\alpha_{1,2}^2 = 2\Gamma_{1,2}^2 + \frac{\Delta_{1,2}^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \frac{\gamma'_1 \gamma'_2}{\gamma_1 \gamma_2} \Gamma_1^2 \rho,$$

$$\rho^2 = e^{-2\delta_2 l_1} (\cos^2 \alpha_1 l_1 + (\Delta_1^2 / (4 \alpha_1^2)) \sin^2 \alpha_1 l_1).$$

α_1 və α_2 kəmiyyətləri dalğa ədədləri fərqlinin Δ_1 , Δ_2 və qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsindən asılı olmadığından, (6.3.2) ifadəsi göstərir ki, ən effektiv çevrilmə zamanı kristallarda qeyri-xətti əlaqə əmsallarının işarəsi eyni, dalğa ədədləri fərqlinin işarəsi isə müxtəlif olur. Belə olan halda, (6.3.2) ifadəsinin sağ tərəfinə daxil olan hər üç toplananın işarəsi eyni olur və bununla da, ikinci harmonikanın effektivliyinə müsbət təsir göstərir.

İkinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_2(l_2) / I_{10}$. $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -parametrindən asılılığı şəkil 6.4-də göstərilmişdir. Burada nəzərə alınmışdır: $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ (1-4 əyriləri) və $l_{2,1} = l_{2,1}^{opt}$

(5 əyrisi). Əyrilər Δ_2 və γ'_2 -in müxtəlif



Şəkil 6.4

qiymətləri üçün qurulmuşdur: 1) $\Delta_2 = \Delta_1, \gamma'_2 = \gamma_2$;

2) $\Delta_2 = -\Delta_1, \gamma'_2 = \gamma_2$; 3) $\Delta_2 = \Delta_1, \gamma'_2 = -\gamma_2$; 4) birinci kristalın

çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyi; 5) $\Delta_2 = \Delta_2^{opt}, \gamma'_2 = \gamma_2$.

Əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, $\Delta_2 = \Delta_2^{opt}$ olduqda, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi daha böyükdür.

Məsələnin başqa parametrlərinin verilmiş qiymətlərində ikinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_2^{opt} = \arcsin \{ [1 + c(4 + c^2)^{-1/2}] / 2 \}^{1/2} / \lambda_2, \quad (6.3.3)$$

burada

$$c^2 = \frac{q^2 + p - 1}{q}, \quad q = \beta (\alpha_1 / \alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha_1 l_1,$$

$$p = \frac{(\alpha_2 - \beta \alpha_1)^2}{2\rho' + \alpha_2^2}, \quad \alpha_{1,2} = \frac{\Delta_{1,2}}{2\Gamma_1}, \quad \psi = 2n\pi.$$

Əgər birinci kristalın uzunluğunu, onun optimal uzunluğuna bərabər götürsək ($\lambda_1 l_1^{opt} = \pi / 2$), ikinci kristalda optimal faza münasibəti

$$\Delta_2^{opt} = \frac{-\gamma'_1}{\gamma_1} \frac{4\Gamma}{\sqrt{2 + \alpha_1^2}}. \quad (6.3.4)$$

(6.3.4) düsturundan görünür ki, ikinci kristalda optimal fazalar fərqi Δ_2^{opt} , birinci kristaldakı fazalar fərqlindən başqa əsas dalğanın intensivliyindən və dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarından da asılıdır. (6.3.4)-ü nəzərə almaqla, ikinci harmonikanın effektivliyinin maksimumu

$$\eta_{\max}(\alpha_1) = \frac{1}{2 + \alpha_1^2} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \frac{1}{2} \frac{\gamma'_2}{\gamma'_1} \alpha_1 \sqrt{2 + \alpha_1^2} \right). \quad (6.3.5)$$

İkinci harmonikanın effektivliyinin $\eta = I_2(l_2)/I_{10}$, $\tilde{\Delta} = \Delta_1/2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.5-də göstərilmişdir. Burada hesablamalar $l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}$ və $\alpha_2 = \Delta_2/2\Gamma$ parametrinin müxtəlif qiymətləri üçün aparılmışdır α_2 : 1) $\alpha_2 = \alpha_2(\Delta_2^{opt})$; 2) $\alpha_2 = -\alpha_1$; 3) əyri birinci kristalın çıxışında ikinci harmonikanın effektivliyini göstərir. Qrafikdən görünür ki, ikinci harmonikanın effektivliyi fazalar fərqi Δ_1 müəyyən qiymətində maksimuma çatır. Kristallarda itkilər eyni olduqda ($\delta_2 = \delta_1 = \delta$) ikinci harmonikanın intensivliyi ($\Delta_j = 0$)

$$\eta(l_2) = e^{-3\delta(l_1+l_2)} \frac{\sin q_1 l_1}{2 - \delta^2/4\Gamma_1^2} (\cos q_2 l_2 + \frac{q_1}{q_2} \text{ctg} q_1 l_1 \sin q_2 l_2)^2, \quad (6.3.6)$$

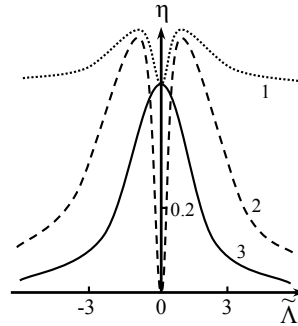
burada

$$q_{1,2} = 2\Gamma_{1,2}^2 - \frac{\delta^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \rho_1 \Gamma_1^2,$$

$$\rho_1 = e^{-\frac{3\delta l_1}{2}} \left| \cos q_1 l_1 - \frac{\delta}{2\lambda_1} \sin q_1 l_1 \right|,$$

$$\gamma_j = \gamma'_j.$$

Qeyd edək ki, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda tezliyin çevrilmə prosesinə tətbiq olunan bu metod, rezonator daxili tezlik çeviricilərinin müxtəlif sxemlərinə də tətbiq oluna bilər.



Şəkil 6.5

§ 6.4. Qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini

Qeyri-xətti optik qavrayıcılığın təyini, qeyri-xətti optika metodlarına əsaslanır. Cəm tezlikli dalğaların və harmonikalərin generasiyasının köməyiylə çoxlu sayda təcrübə işlərinin vasitəsilə qeyri-xətti mühitlərin qeyri-xətti qavrayıcılığı müəyyən edilmişdir. Bir qayda olaraq, mühitlərin qeyri-xətti qavrayıcılığının təyini sabit amplitud

metodunun vasitəsilə alınan kiçik çevrilmə effektivliyində tapılmışdır. Aydın ki, sabit amplitud metodunda həyəcanlanan dalğanın həyəcanlandıran dalğaya əks təsiri nəzərə alınmır və ona görə də qeyri-xətti proseslərin bəzi mühüm xüsusiyyətləri barədə informasiyalar itirilmiş olur. Bilavasitə bu xüsusiyyətlər qeyri-xətti qavrayıcılığın təyində tətbiq edilən yeni metodun əsasını təşkil edir.

İkinci harmonikanın stasionar generasiyası prosesinə baxaq. Bu proses aşağıdakı sistem tənliyiylə ifadə olunur

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i\gamma_1 A_2 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}. \end{aligned} \quad (6.4.1)$$

(6.4.1) tənliyini sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edib, ikinci harmonikanın intensivliyi üçün alırıq

$$I_2 = \gamma_2^2 I_1(0) \rho^{-1} (\sin^2 x + sh^2 y) \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1)z], \quad (6.4.2)$$

burada

$$\rho^2 = a^2 + b^2, \quad a = 2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}, \quad b = \Delta \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2},$$

$$\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(0), \quad I_1(0) = |A_1(z=0)|^2, \quad x = \sqrt{\rho} z \cos \frac{\varphi}{2},$$

$$y = \sqrt{\rho} z \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = \text{arctg} \frac{b}{a}.$$

Aldığımız (6.4.2) ifadəsindən görünür ki, harmonikanın intensivliyi qeyri-xətti qarşılıqlı təsir məsafəsindən və faza münasibətindən asılı olaraq periodik qanunla dəyişir. Periodun nömrəsi artdıqca intensivliyin maksimumu azalır. Sabit amplitud metodundan fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonikanın amplitudunun fəza döyünlərinin periodu mühitin qeyri-xətti qavrayıcılığından \mathcal{X} asılıdır. Elə bu asılılıq (ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumlarının fəzada yerləşməsinin təyini), maddənin

qeyri-xətti qavrayıcılığını tapmağa imkan verir. Biz nisbi qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini ilə kifayətlənəcəyik.

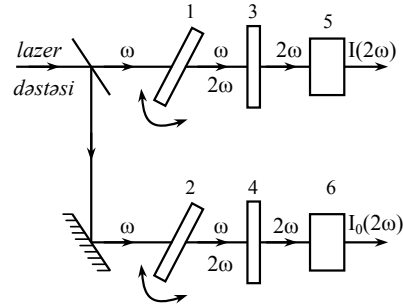
Qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini üçün işlədilən qurğunun sxemi şəkil 6.6-da göstərilmişdir. Fərz edək ki, başlanğıc lazer şüası eyni intensivlikli iki dəstəyə ayrılmışdır.

Burada 1 – qeyri-xətti qavrayıcılığın məlum olmayan kristal, 2 – qeyri-xətti qavrayıcılığın məlum olan kristal, 3-4 – süzğəclər, 5 və 6 fotoqəbul edicilərdir. Kristalların optik oxu kristalın qabaq tilinə paralel olmaqla, fırlanma oxu rolunu oynayır. Birinci şüa dəstəsi qavrayıcılığın χ məlum olan kristaldan, ikinci şüa dəstəsi isə qavrayıcılığın məlum olmayan kristaldan keçir. Bu işıq dəstələri kristallarda yığılarkən ikinci harmonika dalğasını yaradırlar. Burada kristalların oriyentasiyasını elə seçmək olar ki, onların fırlanması zamanı, ancaq kristalların effektiv uzunluqları dəyişmiş olsun, fazalar fərqi isə dəyişməz qalsın. Onda (6.4.2)-yə əsasən harmonikanın intensivliyi qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı olaraq minimumlara malik olur ki, o da aşağıdakı münasibətlərlə verilir

$$\left\{ \left[2\Gamma_0^2 + \frac{\Delta_0^2}{4} - \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4} \right]^2 + \frac{\Delta_0^2 (\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4} \right\}^{1/2} = m_0^2 \pi^2 / z_0^2, \quad (6.4.3)$$

$$\left\{ \left[2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right]^2 + \frac{\Delta^2 (\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right\}^{1/2} = m^2 \pi^2 / z^2, \quad (6.4.4)$$

burada m_0 , və $m = 1, 2, 3, \dots$ uyğun olaraq, məlum və qeyri –məlum qavrayıcılıqlı kristalların çıxışında ikinci harmonikanın intensivliyinin minimumlarının tərtibidir, $\Gamma_0^2 = \gamma_{10}\gamma_{20}I_1(0)$, $\Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2I_1(0)$, “0” indeksi qavrayıcılığın məlum olan kristala aiddir.



Şəkil 6.6

Aldığımız bu ifadələrdən görünür ki, sabit amplitud metodunun nəticələrindən ($\Gamma_0, \Gamma = 0$) fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında harmonikanın intensivliyinin minimumlarının vəziyyəti kristalın qeyri-xətti qavrayıcılığından və əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Bu parametrlərin artması ilə harmonikanın intensivliyinin minimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu azalır.

(6.4.3) və (6.4.4)-u nəzərə almaqla, nisbi qeyri-xətti qavrayıcılıq $\chi_{nis} = \chi / \chi_0$ üçün yaza bilərik

$$\chi_{nis} = \frac{n_1 \sqrt{n_2}}{n_{10} \sqrt{n_{20}}} \left\{ \frac{\left[\frac{m^4 \pi^4}{z^4} - \frac{\Delta^2 (\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4} \right]^{1/2} - \frac{\Delta^2}{4} + \frac{(\delta_2 - 2\delta_1)^2}{4}}{\left[\frac{m_0^4 \pi_0^4}{z_0^4} - \frac{\Delta_0^2 (\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4} \right]^{1/2} - \frac{\Delta_0^2}{4} + \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10})^2}{4}} \right\} \quad (6.4.5)$$

Beləliklə, nisbi qavrayıcılığın təyini üçün analitik düstur almış olduq. Aldığımız bu ifadə şüalanmanın parametrlərindən asılı olmadığından qarşıya qoyulan məsələnin həllini xeyli sadələşdirir.

Qeyri-xətti qavrayıcılıq ümumi halda kompleks ədəddir. Belə olan halda χ -nin faza vuruğunu, qavrayıcılığın məlum və naməlum olan ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası prosesinin vasitəsilə təyini etmək olar. (6.4.1)-ə əsasən qeyri-xətti qavrayıcılığın məlum olan l_2 uzunluqlu ikinci kristalın çıxışında ikinci harmonikanın intensivliyi

$$I_2(l_2) = I_2(l_1) e^{-(\delta_2 + 2\delta_1)l_2} \left| \cos \lambda_2 l_2 - \left[\frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_{20} - 2\delta_{10} - i\Delta_0}{2\lambda_2} \right) \frac{n_{20}}{n_2} \chi_{nis} e^{i\psi} \right] \sin \lambda_2 l_2 \right|^2. \quad (6.4.6)$$

Burada $\psi = \Delta_0 l_1 + (2\omega_1 / c)[n_0(2\omega) - n_0(\omega)]$, $\Delta_0 l_1$ - qeyri-xətti qavrayıcılığın məlum olan birinci kristalda əsas tezlikli və harmonika

dalğalarının faza sürüşməsidir, $(2\omega/c)[n_0(2\omega) - n_0(\omega)]$ - kristallar arasındakı hava qatında dalğaların faza sürüşməsidir və

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_0^2 - \frac{(\delta_{20} - 2\delta_{10} - i\Delta_0)^2}{4}, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4},$$

$$I_1(l_1) = I_1(0)e^{-\frac{\delta_{20} + 2\delta_{10}}{2}l_1} \left[(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_{20} - 2\delta_{10}}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^2 + \frac{\Delta_0^2}{4\lambda_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1 \right]^{1/2},$$

$$I_2(l_1) = \gamma_2^2 I_{10} l_1^2 |\text{sinc} \lambda_1 l_1|^2 e^{-(\delta_{20} + 2\delta_{10})l_1}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_2(l_1).$$

(6.4.6) düsturundan görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi kristalların qeyri-xətti qavrayıcılıqlarının χ_0 , χ_1 nisbi fazaları ilə təyin olunur. Onun, tezliyin çevrilmə prosesinə təsiri kristallar arasındakı boşluğu məlum qazla doldursaq, qazın təzyiqini dəyişməklə, ikinci harmonikanın intensivliyinin interferensiyasını müşahidə etmək olar və bununla da qeyri-xətti qavrayıcılıqların nisbi fazalarını təyin etmək olar.

Qeyd edək ki, bu yolla kristalların yüksək tərtibli qeyri-xətti qavrayıcılığını da təyin etmək mümkündür.

§ 6.5. Qeyri-xətti dispersiyalı interferometr

Dispersiyalı interferometrə qeyri-xətti kristal və tədqiq edilən mühit lazer rezonatorunun daxilində yerləşdirilir. Tezliyin rezonator daxilində çevrilməsi zamanı qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazasının çox kiçik dəyişməsi, harmonikanın intensivliyinin kəskin dəyişməsinə səbəb olur. Ona görə də bu dəyişməni təyin etməklə, tədqiq olunan cismin sındırma əmsalının dispersiyasını tapmaq olur.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli dalğa z oxunun müsbət istiqamətində l uzunluqlu qeyri-xətti kristaldan keçərkən $2\omega_1$ tezlikli harmonika dalğasını yaradır. Tədqiq olunan cisim kristalla rezonatorun güzgüsü arasında yerləşdirilir. Stasionar halda rezonatorun güzgüləri arasında

əsas tezlikli və harmonikanın durğun dalğaları mövcud olur. Bu dalğaların kompleks amplitudları aşağıdakı qısaldılmış sistem tənlikləri ilə ifadə olunur

$$\frac{dA_1^\pm}{dz} \pm \delta_1 A_1^\pm = \mp i \gamma_1 A_2^\pm (A_1^\pm)^* \exp(\pm i \Delta z),$$

$$\frac{dA_2^\pm}{dz} \pm \delta_2 A_2^\pm = \mp i \gamma_2 (A_1^\pm)^2 \exp(\mp i \Delta z),$$

burada A_1^\pm və A_2^\pm uyğun olaraq, z oxu istiqamətində (müsbət işarəsi) və z oxunun əksinə (mənfi işarəsi) doğru yayılan əsas və harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır. $\delta_{1,2}$ - udma əmsallarıdır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ - dalğa ədədlərinin fərqi.

(6.5.1) sistem tənliyinin hər biri, ancaq bir istiqamətdə yayılan dalğanın kompleks amplitudunu xarakterizə edir (qarşı-qarşıya yayılan dalğalar qarşılıqlı təsirdə olmurlar).

(6.5.1) sistem tənliyini analiz etmək üçün, z oxunun müsbət və mənfi istiqamətində yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirinə uyğun sərhəd şərtləri daxilində ayrı-ayrılıqda baxacağıq. Əvvəlcə dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılmasına nəzər salaq. Bu halda (6.5.1) sistem tənliyinin

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = 0$$

sərhəd şərti daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli:

$$A_2(l) = -i \gamma_2 A_{10}^2 \text{sinc} \lambda_1 l \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta)l/2], \quad (6.5.2)$$

burada

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad I_{10} = A_{10} A_{10}^*.$$

Əsas tezlikli və harmonika dalğaları kristaldan çıxarıldıqdan sonra tədqiq olunan mühitdən keçdikdə, müxtəlif faza sürüşməsinə məruz qalırlar. Sonra hər iki dalğa güzgüdən qayıtdıqdan sonra z oxunun

mənfi istiqamətində yayılaraq, tədqiq olunan mühitdən və qeyri-xətti kristaldan keçir. Dalğalar qeyri-xətti kristalda yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar.

Bu halda (6.5.1) sistem tənliyini

$$A_1(z=0) = A_1(l) \exp[i\varphi_1(2d) + i\varphi'_1],$$

$$A_2(z=0) = A_2(l) \exp[i\varphi_2(2d) + i\varphi'_2],$$

sərhəd şərtləri daxilində həll etməliyik. Burada $\varphi_1(2d)$ və $\varphi_2(2d)$ uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların tədqiq olunan mühitdəki faza sürüşmələridir; φ'_1 və φ'_2 uyğun olaraq, ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğaların güzgüdə qayıtdığı və kristalla güzgü arasındakı hava qatını keçdiyi zaman yaranan faza sürüşməsidir, d – tədqiq olunan cismin qalınlığıdır.

Sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, z oxunun əks istiqamətində yayılan harmonika dalğasının kristalın çıxışında intensivliyi üçün alırıq

$$I_{2, \text{cix}} = I_2(l) \left| \sin \lambda_2 l \left[\text{ctg} \lambda_2 l + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \text{ctg} \lambda_1 l + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} \right) e^{i\psi} + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta}{2\lambda_2} \right] \right|^2 e^{-(\delta_2 + 2\delta_1)l}, \quad (6.5.3)$$

burada

$$\lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l), \quad I_{1,2}(l) = A_{1,2}(l) A_{1,2}^*(l),$$

$$A_1(l) = A_{10} \left[\cos \lambda_1 l + \frac{\sin \lambda_1 l}{2\lambda_1} (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta) \right]^{1/2} \times \exp\left(-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{4}\right),$$

$\psi = \Delta l + 2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d) + 2\varphi'_1 - \varphi'_2$ əsas və harmonika dalğalarının ümumi fazalar fərqi, Δl dalğaların qeyri-xətti kristalda faza sürüşməsidir.

(6.5.3) ifadəsindən görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi ümumiləşmiş fazalar fərqiindən asılı olmaqla, ψ -nin dəyişməsilə dəyişir. Tədqiq olunan mühiti rezonatorla yerləşdirdikdə, əlavə fazalar fərqi $2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d)$ yaranır ki, onun hesabına absis oxu boyunca $I_{2, \text{max}}(\psi)$ funksiyasının fazalar fərqiinə uyğun interferensiya sürüşməsi baş verir. İkinci harmonikanın intensivliyinin maksimum və minimumunun sürüşməsinə ölçməklə, tədqiq olunan cismin sındırma əmsalının dispersiyasını bilavasitə təyin etmək olur.

§ 6.6. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda cəm tezlikli dalğanın generasiyası

Cəm tezlikli dalğanın ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda generasiyasını təhlil etmək üçün aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemindən istifadə edək

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z},$$

$$\frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 = -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \quad (6.6.1)$$

$$\frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 = -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z}.$$

(6.6.1) sistem tənliyini uyğun sərhəd şərtləri daxilində hər bir kristal üçün ayrı-ayrılıqda həll etməliyik.

Birinci kristal üçün

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_2(z=0) = A_{20}, \quad A_3(z=0) = 0. \quad (6.6.2)$$

(6.6.2) sərhəd şərtlərini nəzərə aldıqda, (6.6.1) sisteminin sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_{1,2}(z) = I_{1,2}(z=0)$) həll edərək, birinci

kristalın çıxışında cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu üçün alırıq

$$A_3(l_1) = -i\gamma_3 A_{10} A_{20} l_1 \operatorname{sinc} \alpha l_1 \cdot e^{-\frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_1}{2} l_1}, \quad (6.6.3)$$

burada

$$\alpha_1^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_1)^2 / 4, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_2 \gamma_3 I_{10},$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{20}, \quad \operatorname{sinc} x = \sin x / x.$$

(6.6.3) ifadəsindən cəm tezlikli dalğanın amplitudunun maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu

$$l_{1,opt} = [\operatorname{arctg}(\lambda_1 / \delta_3)] / \lambda_1, \quad (6.6.4)$$

burada sadəlik üçün $\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$ götürülmüşdür. Bu ifadədən görünür ki, kristalın optimal uzunluğu $l_{1,opt}$ fazalar fərqi Δ_1 , ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların intensivliklərindən $I_{10,20}$ və dalğaların mühitdə udulma əmsallarından δ_j asılıdır. Əgər mühitdə itkiləri nəzərə almasaq, onda (6.6.4) ifadəsi daha sadə şəkllə düşər

$$l_{1,opt} = \frac{\pi}{2\lambda_1} = \frac{\pi}{2} (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Delta_1^2 / 4)^{-1/2}. \quad (6.6.5)$$

Aldığımız ifadədən görünür ki, birinci kristalda fazalar fərqi Δ_1 və $\omega_{1,2}$ tezlikli dalğaların intensivliklərinin artması ilə kristalın optimal uzunluğu azalmış olur. Kristalın optimal uzunluğunun azalması həm də həyacanlanan dalğanın, həyacanlandırıcı dalğalara əks təsirini nəzərə alıqda ($\Gamma_{1,2} \neq 0$) da baş verir. Qeyd edək ki, sabit amplitud yaxınlaşmasında bu effekt müşahidə olunmamışdır.

İndi ikinci qeyri-xətti kristalda tezliyin çevrilməsi prosesinə baxaq. Bu halda da tezliyin çevrilmə prosesi (6.6.1) sistem tənliyi ilə

xarakterizə olunur. Ancaq bu halda, kristalların qarşılıqlı vəziyyətlərindən asılı olaraq, ikinci kristalda fazalar fərqi Δ_2 , birinci kristaldakı fazalar fərqi Δ_1 fərqlənir. (6.6.1) sisteminin ikinci kristalda sərhəd şərtləri də dalğaların birinci kristalın çıxışdakı amplitudları $A_j(l_1)$ və kristallar arasındakı mühitin dispersiya xassələrilə müəyyən olunur, yəni

$$A_j(z=0) = A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)}, \quad (6.6.6)$$

burada $\varphi_j(d)$ - dalğaların kristallar arasındakı mühitdə yayıldığı zaman yaranan faza sürüşməsidir. $A_j(l_1)$ ifadəsini, (6.6.3) həllini (6.6.1) sistem tənliyində nəzərə almaqla tapmaq olar. Burada $z=0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur.

Biz yalnız, siqnal dalğası ilə yüksək intensivlikli əsas dalğanın ($I_{20} \gg I_{10}$) toplanmasına baxacağıq. Bu halda, əsasən siqnal dalğası cəm tezlikli dalğa ilə qarşılıqlı təsirdə olur, əsas dalğa isə, demək olar ki, dəyişməz qalır. Ona görə də, əsas dalğanın intensivliyini sabit hesab etmək olar. Onda (6.6.1) sistem tənliklərindən bir tənliyə keçmək olar

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + [\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2 / 4] a_3 = 0, \quad (6.6.7)$$

burada

$$a_3 = A_3 \exp[-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z / 2], \quad \Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1} \gamma_3 I_{10,20}.$$

(6.6.7) tənliyinin həllini

$$a_3 = c_1 \cos \alpha_2 z + c_2 \sin \alpha_2 z, \quad (6.6.8)$$

şəklində axtaraq. Burada

$$\alpha_2^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2 / 4,$$

(6.6.8) tənliyi üçün sərhəd şərtləri

$$a_3|_{z=0} = A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)},$$

$$\frac{da_3}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)} - i\gamma_3 A_{20} A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)}.$$

buradan c_1 və c_2 əmsallarını tapmaq olar:

$$c_1 = A_3(l_1) e^{i\varphi_2(d)},$$

$$c_2 = \alpha_1^{-1} [-i\gamma_3 A_{20} A_1(l_1) e^{i\varphi_1(d)} + \frac{\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1) e^{i\varphi_3(d)}],$$

Onda, cəm tezlikli dalğanın amplitudu

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) \left\{ \cos \alpha_2 z + \left[\frac{\delta_1 + \delta_2 - \delta_3 + i\Delta_2}{2 \alpha_2} \right] \sin \alpha_2 z + \frac{(\alpha_1 / \alpha_2) \left[(\operatorname{ctg} \alpha_1 l_1 + (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_1) / 2 \alpha_1) \sin \alpha_2 z \right] \times e^{i(\Delta_1 l_1 + \varphi_3(d) - \varphi_1(d))}}{e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z/2}} \right\}$$

Optimal faza münasibəti:

$$\Delta_1 l_1 + \varphi_3(d) - \varphi_1(d) = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.6.9)$$

ödəndiyi halda cəm tezlikli dalğanın kompleks amplitudu aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) \left[\cos \alpha_2 z + \left(\frac{\alpha_1 / \alpha_2}{2} \operatorname{ctg} \alpha_1 l_1 + i(\Delta_2 - \Delta_1) / (2 \alpha_2) \right) \times \sin \alpha_2 z \right] e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + i\Delta_2)z/2}. \quad (6.6.10)$$

Bu ifadədən istifadə etməklə cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyini tapmaq olar.

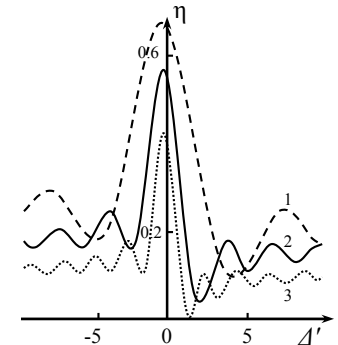
Kompleks amplituda üçün aldığımız (6.6.10) ifadəsindən istifadə edərək, çevrilmənin effektivliyi η ($\eta = I_3 / I_{10}$):

$$\eta = \gamma_3^2 I_{20} l_1^2 \operatorname{sinc}^2 \alpha_1 l_1 \left[(\cos \alpha_2 l_2 + (\alpha_1 / \alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha_1 l_1 \sin \alpha_2 l_2)^2 + ((\Delta_2 - \Delta_1) / 2 \alpha_2)^2 \sin^2 \alpha_2 l_2 \right] e^{-2\delta_3 z}, \quad (6.6.11)$$

burada

$$\alpha_1^2 = \Gamma_2^2 + \Delta_1^2 / 4, \quad \alpha_2^2 = \Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4.$$

Aldığımız (6.6.11) ifadəsindən görünür ki, cəm tezliyinə çevrilmənin effektivliyi özünün maksimum qiymətini dalğa ədədləri fərqlərinin (Δ_1 , Δ_2) müxtəlif işarələrində alır. Effektivliyin $\Delta' = \Delta_2 / \Delta_1$ - parametrindən asılılığı şəkil 6.7-də göstərilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ və $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətlərdə $\alpha_1 : 1) - 1; 2) - 2; 3) - 3$ üçün qurulmuşdur.



Şəkil 6.7

Əyrilərdən görünür ki, Δ_1 -in qiyməti artdıqca, effektivliyin maksimal qiyməti azalır. Effektivlik Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrdə maksimuma çatır. Dalğa ədədləri fərqlərinin sonrakı artması ilə optimal faza münasibətinin pozulması baş verir ki, bu da öz növbəsində əksinə, cəm tezlikli dalğanın enerjisinin siqnal dalğasının enerjisinə çevrilməsinə gətirir. Cəm tezlikli dalğanın effektivliyi minimal qiymətə çatdıqdan sonra müəyyən orta qiymət ətrafında ossilyasiyaya uğrayır.

Şəkil 6.8-də cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin Δ_1 parametrindən asılılığı verilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$ və Δ_2 -nin müxtəlif $\Delta_2 : -\Delta_1(1); \Delta_1(2); -3\Delta_1(3); 3\Delta_1(4)$ qiymətləri üçün qurulmuşdur.

Əyriyərin müqayisəsindən görünür ki, Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi daha böyükdür, nəinki Δ_1 və Δ_2 -nin eyni işarələrində.

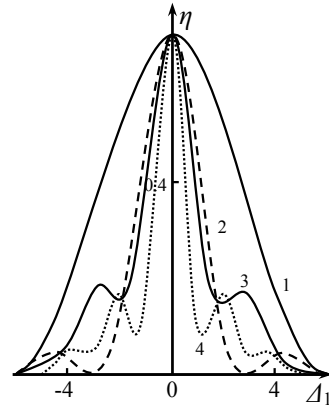
Cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyinin ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan \tilde{l}_2 , ($\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$) asılılığı şəkil 6.9-da verilmişdir. Burada əyriyə parametrlərin $\Gamma l_1 = 0,5$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətlərində 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 1$; 2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$;

3) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 3$; 4) $\alpha_1 = \alpha_2 = 3$ qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, bəzi hallarda ikinci kristalın hesabına çevrilmənin effektivliyini kifayət qədər artırmaq olur. Bunun üçün ikinci kristalın optimal uzunluğunu seçmək lazımdır. İkinci kristalın optimal uzunluğu birinci kristalın optimal uzunluğu ilə üst-üstə düşür və $|\Delta|$ -nin artması ilə l_2 -nin optimal uzunluğu azalmış olur.

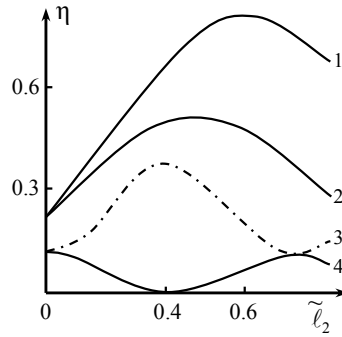
Əgər birinci kristalın uzunluğu, onun optimal uzunluğuna bərabər olarsa, (6.6.11) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta = (1 + \alpha_1^2)^{-1} [\cos^2 \alpha_2 l_2 + ((\Delta_2 - \Delta_1)^2 / 4\alpha_2^2) \sin^2 \alpha_2 l_2]. \quad (6.6.12)$$

(6.6.12) ifadəsinə görə ikinci kristalın optimal uzunluğu:



Şəkil 6.8



Şəkil 6.9

$$l_{2,opt} = \pi \left(2\sqrt{\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4} \right)^{-1}. \quad (6.6.13)$$

(6.6.4) və (6.6.13) ifadələrinin müqayisəsi göstərir ki, Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətlərində kristalların optimal uzunluqları da müxtəlifdirlər. (6.6.13)-ü (6.6.12)-də nəzərə alsaq, yaza bilərik

$$\eta_{max} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{(1 + \alpha_1^2)(1 + \alpha_2^2)}, \quad (6.6.14)$$

burada $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$, $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$.

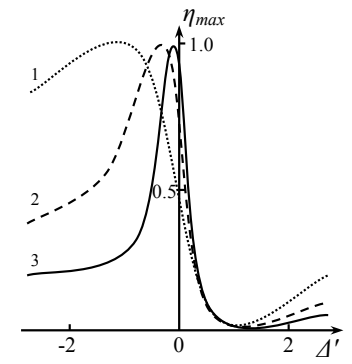
Bu münasibətdən görünür ki, kristalların optimal uzunluqlarının ifadələrində fazalar fərqi kristallarda eynidirsə ($\Delta_1 = \Delta_2$), cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin effektivliyi sıfıra bərabərdir. Bu onu göstərir ki, kristallar eyni oriyentasiyaya malikdirsə, siqnal dalğası birinci kristalda öz enerjisini tamamilə cəm tezlikli dalğaya verir, ancaq ikinci kristalda isə əksinə, cəm tezlikli dalğanın enerjisi siqnal dalğasının enerjisinə çevrilir. Əgər Δ_1 və Δ_2 müxtəlif işarəli olarsa, tezliyin çevrilmə effektivliyi $\Delta_1 = \Delta_2$ halına nəzərə alın artdır. Effektivlik η

$$\Delta_{2,opt} = -4\Gamma^2 / \Delta_1 \quad (6.6.15)$$

şərti ödəndikdə ən böyük qiymətə çatır. (6.6.15) münasibəti göstərir ki, ikinci kristalda fazalar fərqi optimal qiyməti, birinci kristaldakı fazalar fərqi Δ_1 artması ilə azalır. Şəkil 6.10-da cəm tezlikli dalğaya çevrilmənin maksimal effektivliyinin

$$\eta_{max} = \eta(l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}), \quad \Delta' = \Delta_2 / \Delta_1$$

parametrdən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 6.10

Burada əyriilər $\alpha_1 = \Delta_i / 2\Gamma$ parametrinin $\alpha_1 : 1) - 1; 2) - 2; 3) - 3$ qiymətləri üçün hesablanmışdır. Şəkildən də görünür ki, effektivliyin maksimumu fazalar fərqlərinin (Δ_1, Δ_2) müxtəlif işarələrində alınır. Qeyd edək ki, aldığımız nəticə mühitdə itkinin nəzərə alınmadığı hala uyğundur.

§ 6.7. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası

Yüksək harmonikaların effektiv generasiyası prosesi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir ki, bu da ultrabənövşəyi (UB) şüa mənbələrinin yaradılması və istilik nüvə sintezi problemlərinin həlli ilə bağlıdır. UB tezlik diapazonunda yüksək çevrilmə effektivliyinə nail olmaq üçün kubik kristallarda üçüncü harmonikanın birbaşa və ya kaskad yolu ilə generasiyası proseslərindən istifadə olunur. Lakin məlum olmuşdur ki, tezliyin yüksək çevrilmə effektivliyinə nail olmaq üçün ardıcıl yerləşdirilmiş kristallardan istifadə etməklə, xüsusi sistemlərin tətbiqi daha məqsədəuyğundur. Əvvəlcə ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın birbaşa generasiyası prosesinə nəzər salaq.

Fərz edək ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa, uzunluğu l_1 olan kubik qeyri-xətti kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu zaman birinci kristalda $\omega_3 = 3\omega_1$ tezlikli dalğa da yaranır. ω_1 və ω_3 tezlikli dalğalar kristallar arasındakı qalınlığı l olan hava qatında sərbəst yayılaraq ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu dalğalar ikinci kristalda yenidən qarşılıqlı təsirə məruz qalırlar. Bu qarşılıqlı təsir prosesinin təhlilini də, əvvəlki paraqrafda olduğu kimi, cəm tezlikli dalğanın generasiyası prosesinin analizinə oxşar aparacağıq.

Birinci kristalda üçüncü harmonikanın generasiyasını xarakterizə edən tənliklər aşağıdakı kimidir (2.8.3-ə bax)

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta_1 z}. \end{aligned} \quad (6.7.1)$$

Bu tənliklər üçün sərhəd şərtləri

$$A_1(z=0) = A_{10}, \quad A_3(z=0) = 0. \quad (6.7.2)$$

(6.7.1)-də $A_3 = a_3 \exp[-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_1)z/2]$ əvəzləməsini aparsaq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında ($I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$) almış olarıq

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + [3\Gamma_1^2 - (\frac{\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_1}{2})^2] a_3 = 0, \quad (6.7.3)$$

burada $\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{10}^2$.

(6.2.2) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla, (6.7.3) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında həlli

$$A_3(l_1) = i\gamma_3 A_{10}^3 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_1)l_1/2}, \quad (6.7.4)$$

burada $\lambda_1^2 = 3\Gamma_1^2 - (\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_1)^2/4$. (6.7.4)-ə əsasən birinci kristalın çıxışında əsas dalğanın kompleks amplitudu

$$A_1(l_1) = e^{-i\frac{\Delta_1 l_1 - \delta_3 l_1}{6}} A_{10} (\cos \lambda_1 l_1 - i\frac{\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1)^{1/3}. \quad (6.7.5)$$

Eyni tipli kristallar halında, ikinci kristalda üçüncü harmonikanın generasiyası (6.7.1) sistem tənliyinə oxşar olar, yəni

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 e^{i\Delta_2 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1^3 e^{-i\Delta_2 z}.\end{aligned}\quad (6.7.6)$$

Bu halda kristalların oriyentasiyasından asılı olaraq, ikinci kristalda dalğaların fazalar fərqi Δ_2 , dalğaların birinci kristalda fazalar fərqi Δ_1 fərqlənir. Bundan əlavə (6.7.6) sistem tənliyi üçün sərhəd şərtləri

$$A_{1,3}(z=0) = A_{1,3}(l_1) e^{i\varphi_{1,3}(d)}, \quad (6.7.7)$$

burada $A_{1,3}(l_1)$ – birinci kristalın çıxışında dalğaların kompleks amplitudlarıdır, $\varphi_{1,3}(d)$ – kristallar arasındakı hava qatında dalğaların faza sürüşməsidir. $z=0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur.

(6.7.6) sistem tənliyindən bir tənliyə keçmək olar:

$$\frac{d^2 a_3}{dz^2} + \lambda_2^2 a_3 = 0, \quad (6.7.8)$$

burada

$$a_3 = A_3 e^{-(\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_2)z/2}, \quad \lambda_2^2 = 3\Gamma_2^2 - (\delta_3 - 3\delta_1 - i\Delta_2)^2/4, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_1^2(l_1).$$

(6.7.8) tənliyi üçün sərhəd şərtləri

$$\begin{aligned}a_3|_{z=0} &= A_3(l_1 + d), \\ \frac{da_3}{dz}|_{z=0} &= i\gamma_3 A_1^3(l_1 + d) + i \frac{3\delta_1 - \delta_3 + i\Delta_2}{2} A_3(l_1 + d).\end{aligned}$$

Bu sərhəd şərtləri daxilində (6.7.8) tənliyinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında $I_1(z=0) = I_1(z=l_1) = I_1(l_1)$, həlli

$$A_3(z) = A_3(l_1 + d) e^{-\frac{\delta_3 + 3\delta_1 + i\Delta_2}{2}z} \left[\cos \lambda_2 z + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + i \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2} \right) \sin \lambda_2 z \right]. \quad (6.7.9)$$

Aldığımız bu düstur, optimal faza münasibətinin

$$3\varphi_1(d) - \varphi_3(d) + \frac{\Delta_1 l_1}{2} = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.7.10)$$

ödəndiyi halda doğrudur. Yada salaq ki, (6.7.9) ifadəsinə daxil olan λ_2 həddi, əsas dalğanın birinci kristalın çıxışındakı intensivliyindən $I_1(l_1)$ asılıdır.

(6.7.9)-a görə üçüncü harmonikanın intensivliyi

$$I_3(z) = I_3(l_1) e^{-2\delta_3 z} \left[\left(\cos \lambda_2 z + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \lambda_2 z \right)^2 + \left(\frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2\lambda_2} \right)^2 \sin^2 \lambda_2 z \right], \quad (6.7.11)$$

burada

$$I_3(l_1) = \gamma_3^2 I_1^3 l_1^2 e^{-2\delta_3 l_1} \operatorname{sinc}^2 \left(l_1 \sqrt{3\Gamma_1^2 + \Delta_1^2/4} \right).$$

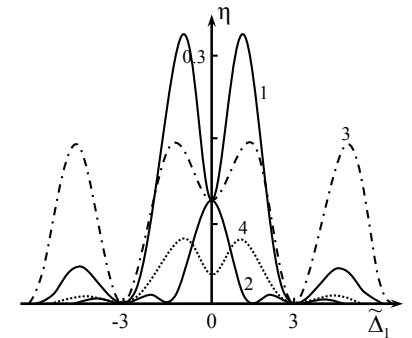
Aldığımız (6.7.11) ifadəsindən görünür ki, ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası zamanı, ikinci harmonikanın generasiyasındakına oxşar olaraq, harmonikanın effektivliyi Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində böyük qiymət alır, nəinki

Δ_1 və Δ_2 -nin eyni işarələrində. Bu

nəticə şəkil 6.11-dən də görünür. Bu şəkildə üçüncü harmonikanın effektivliyinin η ($\eta = I_3/I_{10}$) dalğa ədədləri fərqi parametridən $\tilde{\Delta} = \Delta_1 l/2$ asılılığı göstərilmişdir.

Burada $\delta_1 = 0$; $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,5$ (1-3 əyriləri); $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,2$ (4 əyrisi)

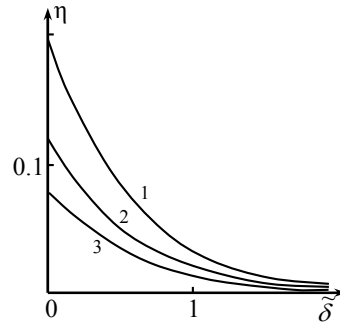
və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətləri Δ_2 :
1) $\Delta_2 = -\Delta_1$; 2) $\Delta_2 = \Delta_1$; 3) $\Delta_2 = 0$;



Şəkil 6.11

4) $\Delta_2 = -\Delta_1$ götürülmüşdür.

Şəkil 6.12-də üçüncü harmonikanın effektivliyinin η itki parametrindən $\tilde{\delta} (\tilde{\delta} = \delta / \Gamma)$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər $\Gamma_1 l_1 = \Gamma_2 l_2 = 0,5$ və $\alpha_1 = \Delta / 2\Gamma$ -in müxtəlif qiymətləri 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 1$; 2) $\alpha = 0$; 3) $\alpha_2 = \alpha_1 = 1$ üçün qurulmuşdur. Gözləniləndi kimi mühitdə itkinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyi azalır.



Şəkil 6.12

Effektivliyin maksimumuna uyğun birinci kristalın optimal uzunluğu

$$l_{1,opt} = \pi / [2\sqrt{3\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4}]. \quad (6.7.12)$$

Birinci kristalın optimal uzunluğunda üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi

$$\eta = (3 + \alpha_1^2)^{-1} \{ \cos^2 \lambda_2 z + [(\alpha_2 - \alpha_1)^2 / (3\beta^2 + \alpha_2^2)] \sin^2 \lambda_2 z \}, \quad (6.7.13)$$

burada

$$\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / \Gamma_1, \quad \beta = [(3 + \alpha_1^2)^{-1} \alpha_1^2]^{1/3} e^{-2\delta_1 / 3}.$$

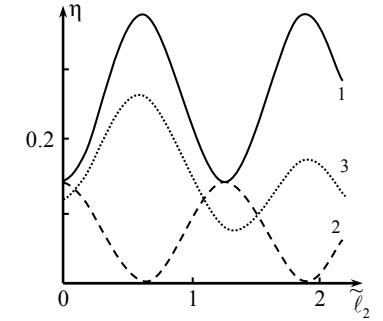
Əgər ikinci kristalın da uzunluğu onun optimal uzunluğuna

$$l_2^{opt} = \pi [2\sqrt{3\Gamma_1^2 \beta^2 + \Delta_2^2 / 4}]^{-1} \quad (6.7.14)$$

bərabər olarsa, (6.7.13) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\eta(l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}) = (\alpha_2 - \alpha_1)^2 [(3 + \alpha_1^2)(3\beta^2 + \alpha_2^2)]^{-1}. \quad (6.7.15)$$

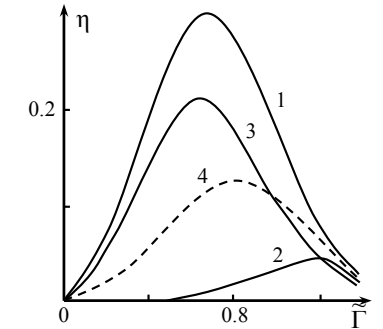
Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ (6.7.13)-ə əsasən ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l} = \Gamma l_2$ asılılığı şəkil 6.13-də göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $l_1 = l_1^{opt}$, $\delta = 0$



Şəkil 6.13

(1 və 2 əyrisi), $\delta l_1^{opt} = 0,1$ (3 əyrisi) və $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri 1) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 2$; 2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 2$;

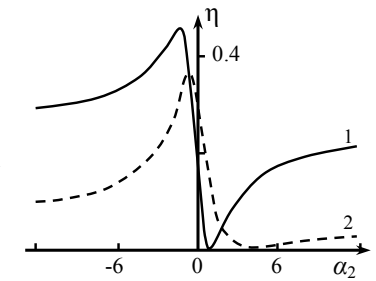
3) $\alpha_1 = -\alpha_2 = 2$ üçün qurulmuşdur. Qrafiklərdən görünür ki, tezliyin çevrilmə effektivliyi ikinci kristalın uzunluğundan asılı olaraq periodik qanunla dəyişir. Mühitdə itki mövcud olduqda $\eta(l_2)$ asılılığı sönən fəza döyümləri xarakteri daşıyır.



Şəkil 6.14

Şəkil 6.14-də üçüncü harmonikanın effektivliyinin η əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{\Gamma} = \Gamma l$ asılılığı göstərilmişdir.

Əyrilər $\Delta_1 l = 3$ və Δ_2 -nin müxtəlif qiymətləri Δ_2 : 1) $\Delta_2 = -\Delta_1$; 2) $\Delta_2 = \Delta_1$; 3) $\Delta_2 = 0$ (ancaq birinci kristal üçün) üçün qurulmuşdur. Əyrilərdən görünür ki, kristalın müəyyən uzunluğunda effektivliyin maksimumuna nail olmaq üçün əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiymətini seçmək lazımdır.



Şəkil 6.15

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$, $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ parametrindən asılılığı şəkil 6.15-də

göstərilmişdir. Burada əyrilər parametrlərin $l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}$ və $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) -1; 2) -4 üçün qurulmuşdur. Qrafiklərdən görünür ki, η -nin maksimal qiyməti Δ_1 və Δ_2 -nin müxtəlif işarələrində alınır. Fazalar fərqi Δ_1 artdıqca, effektivliyin optimal qiyməti, $|\Delta_2|$ -nin kiçik qiyməti tərəfə sürüşür.

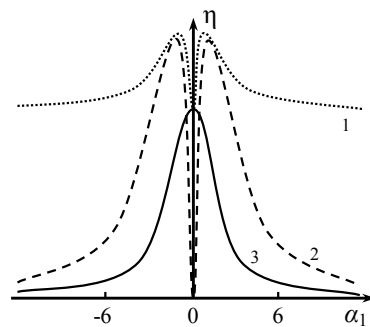
(6.7.15)-ə əsasən ikinci kristalda fazalar fərqi üçün optimal qiyməti

$$\Delta_2^{opt} = -6\Gamma \alpha_1^{1/3} (3 + \alpha_1^2)^{-2/3}. \quad (6.7.16)$$

Buradan görünür ki, birinci kristalda fazalar fərqi üçün artması ilə, $|\Delta_2^{opt}|$ -in qiyməti azalmış olur. (6.7.10)-u nəzərə aldıqda, effektivliyin maksimal qiyməti

$$\eta = \frac{3 + \alpha_1(3 + \alpha_1^2)^{2/3}}{3(3 + \alpha_1^2)}. \quad (6.7.17)$$

Şəkil 6.16-da üçüncü harmonikanın effektivliyinin dalğa ədədləri fərqi üçün parametrdən $\alpha_1 = \Delta_1 / 2\Gamma$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər $l_{1,2} = l_{1,2}^{opt}$ və $\alpha_2 = \Delta_2 / 2\Gamma$ parametrlərinin müxtəlif qiymətləri α_2 : 1) $\alpha_2 = \alpha_2(\Delta_2^{opt})$; 2) $\alpha_2 = -\alpha_1$ üçün qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi fazalar fərqi üçün Δ_1 müəyyən qiymətində maksimuma malikdir. $\Delta_1 / 2\Gamma$ -nin artması ilə çevrilmənin effektivliyi doymuş hala yaxınlaşır (1-ci əyri). Burada müqayisə üçün, ancaq birinci kristalda tezliyin çevrilməsinin nəticəsi (3-cü əyri) də verilmişdir.



Şəkil 6.16

§ 6.8. Üçüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası

Kubik qeyri-xətti kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyasının effektivliyi üçüncü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığın $\chi^{(3)}$ və əsas dalğanın intensivliyinin qiyməti ilə təyin olunur. Adətən, $\chi^{(3)}$ kəmiyyəti $10^{-12} \div 10^{23}$ SQS tərtibində olmaqla, kvadratik qavrayıcılığa ($\chi^{(2)} \approx 10^{-7} \div 10^{-9}$ SQS) nəzərən kiçik kəmiyyətdir. Bundan əlavə işıqın təsiri ilə kristallar optik zədələnməyə məruz qaldıqlarından, lazer şüalanmasının intensivliyi də məhdudlaşdırılır. Bunlarla əlaqədar olaraq, yüksək effektivliyə malik tezlik çevriciləri yaratmaq üçün üçüncü harmonikanın birbaşa generasiyası prosesindən istifadə etmək məqsədəuyğun deyildir. Lakin üçüncü harmonikanın effektiv generatorunu kvadratik polarizasiyalı qeyri-xətti iki kristalın köməyi ilə yaratmaq mümkündür.

İndi kaskad yolu ilə üçüncü harmonikanın generasiyası prosesinə nəzər salaq. Bunun üçün uzunluqları l_1 və l_2 olan, ardıcıl yerləşdirilmiş kvadratik polarizasiyalı eyni tipli iki kristaldan ibarət sistemə baxaq. Fərz edirik ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa birinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Onda, bu kristalda $\omega_2 = 2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğası da yaranar. Sonra, əsas dalğa ilə ikinci harmonika dalğası kristallar arasındakı məsafəni sərbəst keçərək, ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. ω_1 və $2\omega_1$ tezlikli dalğalar ikinci kristalda yayılarkən yenidən qarşılıqlı təsirdə olaraq, cəm tezlikli dalğanın generasiyası nəticəsində üçüncü harmonika şüalanmasını yaradır. Bu prosesləri nəzəri təhlil etmək üçün ardıcıl olaraq dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaldılmış tənliklər sistemini hər bir kristal üçün ayrı-ayrılıqda, uyğun sərhəd şərtləri daxilində, həll etmək lazımdır.

Əvvəlcə birinci kristalda ikinci harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu proses aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta_1 z}.\end{aligned}\quad (6.8.1)$$

burada Δ_1 birinci kristalda dalğaların fazalar fərqidir. $A_{1,2}$ - uyğun olaraq ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların kompleks amplitudlarıdır. $A_1(z=0) = A_{10}$, $A_2(z=0) = 0$ sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında (6.8.1) sistem tənliyinin həlli

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 e^{-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_1)l_1/2}. \quad (6.8.2)$$

Yada salaq ki,

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma^2 - (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1)^2/4, \quad \Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad \operatorname{sinc} x = \sin x/x.$$

İndi ikinci kristalda əsas dalğa ilə ikinci harmonika dalğasının qarşılıqlı təsiri (cəm tezlikli dalğanın generasiyası hesabına) yaranan üçüncü harmonikanın generasiyasına nəzər salaq. Bu halda aşağıdakı sistem tənliyini həll etməliyik

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_3 A_1^2 e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 &= -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta_1 z}.\end{aligned}\quad (6.8.3)$$

Burada A_3 , $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 3\omega_1$ tezliyinə uyğun dalğanın kompleks amplitududur, Δ_2 - ikinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqidir. (6.8.3) sistem tənliklərini

$$A_3(z=0) = 0, \quad A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1 + d) = A_{1,2}(l_1) e^{i\varphi_{1,2}(d)}, \quad (6.8.4)$$

sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında həll edəcəyik. Burada $z=0$ yenə də kristalın girişinə uyğundur, $\varphi_{1,2}(d)$ uyğun olaraq əsas tezlikli dalğa ilə harmonika dalğasının kristallar arasındakı hava qatındakı faza sürüşməsidir, $A_{1,2}(l_1)$ - birinci kristalın çıxışında əsas və harmonika dalğalarının kompleks amplitudlarıdır.

(6.8.3) tənliyini sabit intensivlik yaxınlaşmasında, (6.8.4) sərhəd şərtləri daxilində həll edərək, üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi η ($\eta = I_3 / I_{10}$) üçün alarıq

$$\eta = \gamma_3^2 I_1(l_1) I_2(l_1) I_{10}^{-1} l_2^2 \left| \operatorname{sinc}^2 \lambda_2 l_2 \right| e^{-(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3)l_2}. \quad (6.8.5)$$

Burada

$$\lambda_2^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 - (\delta_3 - \delta_1 - \delta_2 - i\Delta_2)^2/4, \quad \Gamma_{1,2}^2 = \gamma_{2,1}\gamma_3 I_{1,2}(l_1).$$

(6.8.5) ifadəsinə daxil olan $I_{1,2}(l_1)$ kəmiyyətləri (6.8.1) və (6.8.2) münasibətlərindən tapılır

$$\begin{aligned}I_1(l_1) &= I_{10} e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1}{2} l_1} \left| \cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1 \right|^2, \\ I_2(l_1) &= \gamma_2^2 I_{10}^2 l_1 \left| \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 \right|^2 \cdot e^{-(\delta_2 + 2\delta_1)l_1}.\end{aligned}\quad (6.8.6)$$

(6.8.6) münasibətini (6.8.5)-də nəzərə aldıqda, ümumi halda çox mürəkkəb ifadə alındığından, onu burada nəzərə almırıq. Lakin $\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$ və $\delta_2 = 2\delta_1 = \delta$ götürsək, üçüncü harmonikanın effektivliyi sadə düsturla ifadə olunur:

$$\eta = [\gamma_3^2 F(1 - 2F)^{1/2} \sin^2(\Gamma l_2 \beta)] / (\gamma_1^2 \beta) e^{-3\delta l_2}, \quad (6.8.7)$$

burada

$$F = [\sin^2(\Gamma l_1 \sqrt{2 + \alpha_1^2})] / (2 + \alpha_1^2), \quad \alpha_{1,2} = \Delta_{1,2} / 2\Gamma$$

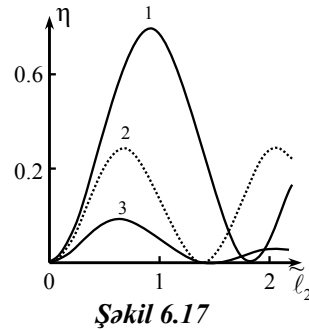
$$\beta^2 = \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \sqrt{1-2F} e^{-\alpha_1} + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} F e^{-2\delta l_1} + \alpha_2^2.$$

Buradan görünür ki, çevrilmənin effektivliyi η kristalın uzunluğundan l_2 asılı olaraq, periodik qanunla dəyişir. Lakin itkinin olması $\delta \neq 0$ ilə əlaqədar olaraq, harmonikanın amplitudunun fəza döyümlərinin periodunun nömrəsi artdıqca, effektivliyin maksimal qiyməti azalmış olur.

Üçüncü harmonikanın effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu

$$l_{2,opt} = \frac{\arctg \Gamma \beta / 3\delta}{\Gamma \beta}. \quad (6.8.8)$$

Şəkil 6.17-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3/I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan \tilde{l}_2 ($\tilde{l}_2 = \Gamma l_2$) asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $\Gamma l_1 = 0,5$, $\tilde{\delta} = \delta/\Gamma$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2}/2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; $\tilde{\delta} = 0$; 2) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,5$; 3) $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,5$; $\tilde{\delta} = 0,3$ üçün qurulmuşdur. Əyrlərdən görünür ki, çevrilmənin effektivliyi kristalın uzunluğundan asılı olaraq maksimuma malikdir. Fazalar fərqi artdıqca, çevrilmənin effektivliyi azalır. Bununla bərabər, kristalın optimal uzunluğu $l_{2,opt}$ da azalmış olur.



Şəkil 6.17

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3/I_{10}$, gətirilmiş fazalar fərqi $\tilde{\Delta} = \Delta_2/\Delta_1$ asılılığı şəkil 6.18-də göstərilmişdir. Burada $\Gamma l_1 = \Gamma l_2 = 0,5$; $\delta = 0$ və $\alpha_1 = \Delta_1/2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri α_1 : 1) -1; 2) -2; 3) -3 götürülmüşdür. Şəkildən görünür ki, məsələnin parametrlərinin müəyyən qiymətlərində ikinci

kristalda fazalar fərqi artırması ilə heç də çevrilmənin effektivliyi həmişə azalmır.

İkinci kristalın optimal uzunluğunda üçüncü harmonikanın effektivliyi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\eta(l_2 = l_{2,opt}) = \gamma_3^2 F \sqrt{1-2F} / (\gamma_1^2 \beta) e^{-(3\delta/\beta\Gamma) \arctg(\beta\Gamma/\beta\delta)} \quad (6.8.9)$$

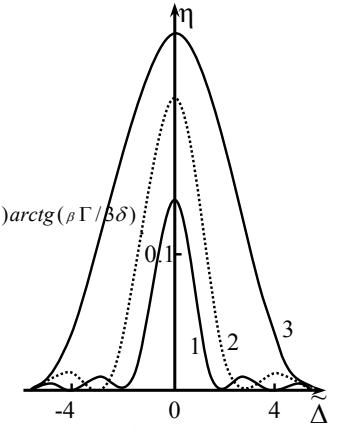
(6.8.9)-a əsasən üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3/I_{10}$ birinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_1 = \Gamma l_1$ asılılığı şəkil 6.19-da göstərilmişdir. Əyrlər parametrlərin $\delta = 0$, $l_2 = l_{2,opt}$ və $\alpha_{1,2} = \Delta_{1,2}/2\Gamma$ parametrlərinin müxtəlif qiymətləri $\alpha_{1,2}$: 1) $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; 2) $\alpha_1 = 3$, $\alpha_2 = 0$; 3) $\alpha_1 = \alpha_2 = 3$ üçün qurulmuşdur. Əyrlərdən görünür ki, ikinci kristalda olduğu kimi effektivliyin maksimumuna nail olmaq üçün birinci kristalın da optimal uzunluğunu seçmək lazımdır.

Sinxronizm şərti ödəndikdə üçüncü harmonikanın effektivliyi aşağıdakı düsturla hesablanır ($\delta_j = 0$, $l_2 = l_{2,opt}$):

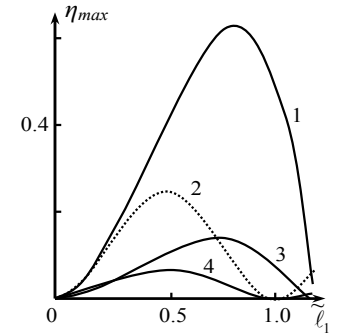
$$\eta = \frac{\gamma_3}{\gamma_1} |\cos x| \sin^2 x (2|\cos x| + \sin^2 x)^{-1}, \quad (6.8.10)$$

burada $x = \sqrt{2}\Gamma l_1$.

(6.8.10)-a görə birinci kristalın optimal uzunluğu $4\cos^3 x - \sin^4 x = 0$ tənliyindən tapılır ki, bu tənliyin də həlli $x = 1,03$ -



Şəkil 6.18

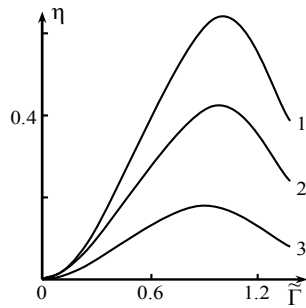


Şəkil 6.19

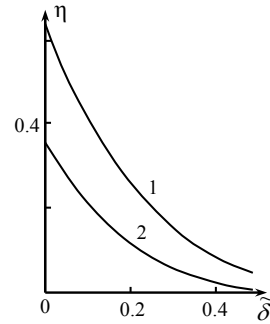
dür, yəni $l_{1,opt} = 0,73/\Gamma$ -dir. Beləliklə, (6.8.10) münasibətinə görə $\eta \approx 0,21\gamma_3/\gamma_1$. Onda, $l_{2,opt} = 0,96/\Gamma$ olar.

Şəkil 6.20-də üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3/I_{10}$, $\tilde{\Gamma} = \sqrt{2}\Gamma l_1$ -dən asılılığı göstərilmişdir. Burada əyrilərin parametrlərinin $\alpha_{1,2} = 0, l_2 = l_{2,opt} = \pi/(2\Gamma\beta)$ və itki parametrlərinin $\tilde{\delta} = \delta/\Gamma$ müxtəlif qiymətləri $\tilde{\delta}$: 1) -0; 2) -0,1; 3) -0,3 üçün qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, fazalar fərqi artdıqca, üçüncü harmonikanın effektivliyi azalır. Əsas dalğanın intensivliyinin artması, həmişə effektivliyin artmasına səbəb olmur.

Üçüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3/I_{10}$, itki parametrlərindən $\tilde{\delta} = \delta/\Gamma$ asılılığı şəkil 6.21-də göstərilmişdir.



Şəkil 6.20



Şəkil 6.21

Burada əyrilər parametrlərinin $\Delta = 0; l_2 = l_{2,opt}$ və Γl_1 -in müxtəlif qiymətləri Γl_1 : 1) -0,73; 2) -3 üçün qurulmuşdur. Müqayisədən görünür ki, çevrilmənin effektivliyinin azalması qeyri-xətti mühitdə itkisinin artması ilə müşahidə olunur.

Hesablama göstərir ki, $l_1 = 1,7sm$ və $l_2 = 2sm$ uzunluqlu KDP kristallarında, $\lambda_1 = 1,06mkm$ və $\lambda_2 = 0,53mkm$ dalğa uzunluqlu şüalanmaların vasitəsilə kaskad yolu ilə $\lambda_3 = 0,353mkm$ dalğa

uzunluğunda üçüncü harmonikanın generasiyasını yaradarkən, effektivlik maksimum 9% təşkil edir (kristallarda itki $\delta_1 = 0,045sm^{-1}, \delta_n = n\delta_1, n = 2,3$ götürülmüşdür). Bu da, əsas dalğanın intensivliyinin $I_{10} = 109Mvt/sm^2$ qiymətinə uyğundur. Alınan bu qiymət, KPD kristalında itki olmadıqda alınan qiymətdən $\eta_{max}(\delta_j = 0) = 17\%$, yəni təqribən 2 dəfə az olur.

§ 6.9. Dördüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası

Burada kaskad yolu ilə dördüncü harmonikanın generasiyası sabit intensivlik yaxınlaşmasında araşdırılır. Bunun üçün uzunluqları l_1, l_2 olan və bir-birindən d məsafədə yerləşən kvadratik polarizasiyalı iki qeyri-xətti kristaldan ibarət sistemə baxaq. Fərz olunur ki, ω_1 tezlikli əsas dalğa sol tərəfdən birinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Əsas dalğa birinci kristalda yayılarkən $\omega_2 = 2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğasını yaradır. İkinci harmonika dalğası birinci kristalı keçdikdən sonra, kristallar arasındakı hava qatını sərbəst keçərək, ikinci kristalın səthinə normal istiqamətdə düşür. Bu dalğa kristalda yayılarkən $\omega_4 = 2\omega_2 = 4\omega_1$ tezlikli dördüncü harmonika dalğasını da yaradır. Bu prosesləri analiz etmək üçün əvvəlcə birinci kristalda tezliyin ikiqat çevrilməsinə baxaq. Bu proses aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemi ilə xarakterizə olunur.

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (6.9.1)$$

burada A_j – qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, δ_j - udulma əmsalları, $\Delta_1 = k_2 - 2k_1$ - isə, birinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqi.

$A_1(z=0) = A_{10}$, $A_2(z=0) = 0$ sərhəd şərtləri daxilində, sabit intensivlik yaxınlaşmasında (6.9.1) sistem tənliyinin həlli

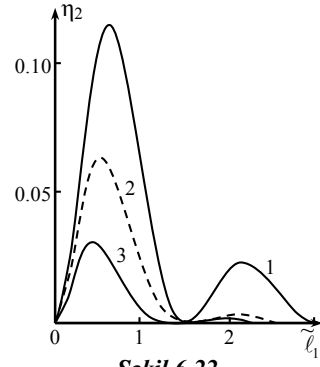
$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10} l_1 \operatorname{sinc} \alpha_1 l_1 \exp[(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1)l/2], \quad (6.9.2)$$

burada

$$\alpha_1^2 = 2\Gamma_1^2 + \{[\Delta_1 + i(\delta_2 - 2\delta_1)]\}^2 / 4; \Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}; \operatorname{sinc} x = \sin x / x.$$

(6.9.2) düsturuna görə ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi $\eta = I_3 / I_{10}$, kristalın l_1 uzunluğunun periodik funksiyasıdır.

Xətti udulmanın nəzərə alınması ($\delta_j \neq 0$), harmonikanın intensivliyinin ossillyasiyasını zəiflədir. Böyük qarşılıqlı təsir məsafəsində və ya böyük udulma əmsallarında ossillyasiya tamamilə yox olur (şəkil 6.22-yə bax). Şəkil 6.22-də ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta = I_3 / I_{10}$ birinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_1 = \Gamma l_1$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Delta_1 / 2\Gamma = 1,5$ və δ / Γ -nin müxtəlif qiymətləri: 1) 0,2; 2) 0,4; 3) 0,7 üçün qurulmuşdur. Şəkildən də görünür ki, itkinin artması ilə kristalın optimal uzunluğu $l_{1,opt}$ azalır.



Şəkil 6.22

İndi ikinci kristalda dördüncü harmonikanın generasiyasına baxaq. Bu proses də (6.9.1) sistem tənliyinə analoji tənliklərlə xarakterizə olunur. Lakin kristalların qarşılıqlı oriyentasiyasından asılı olaraq, burada ikinci kristalda dalğa ədədlərinin fərqi Δ_2 , birinci kristaldakından Δ_1 fərqlənir. Bu halda sərhəd şərtləri

$$A_2(z=0) = A_2(l_1 + d) \exp[i\varphi_2 d], A_4(z=0) = 0. \quad (6.9.3)$$

Burada $z=0$ yenə ikinci kristalın başlanğıcına uyğundur, $\varphi_2(d)$ harmonika dalğasının kristallar arasındakı hava qatını keçərəkən yaranan faza sürüşməsidir. (6.9.3)-ü nəzərə almaqla, (6.9.1) sistemini həll edərək, ikinci kristalın çıxışında dördüncü harmonikanın intensivliyi üçün alırıq

$$I_4 = \gamma_4^2 \gamma_2^4 I_{10}^4 (\sin^2 x_1 + sh^2 y_1)^2 (\sin^2 x_2 + sh^2 y_2) \times \quad (6.9.4)$$

$$(\rho_1^2 \rho_2)^{-1} \exp[-2(\delta_2 + 2\delta_1)l_1 - (\delta_4 + 2\delta_2)l_2],$$

burada

$$\begin{aligned} x_1 &= \sqrt{\rho_1} l_1 \cos(\varphi_1 / 2); y_1 = \sqrt{\rho_1} l_1 \sin(\varphi_1 / 2); \rho_1^2 = a_1^2 + b_1^2; \\ a_1 &= 2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4 - (\delta_2 - 2\delta_1)^2 / 4; \delta_1 = \Delta_1 (\delta_2 - 2\delta_1) / 2; \\ \varphi_1 &= \operatorname{arctg}(b_1 / a_1); x_2 = \sqrt{\rho_2} l_2 \cos(\varphi_2 / 2); y_2 = \sqrt{\rho_2} l_2 \sin(\varphi_2 / 2); \\ \rho_2^2 &= a_2^2 + b_2^2; a_2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4 - (\delta_4 - 2\delta_2)^2 / 4; \Gamma_2^2 = \gamma_2 \gamma_4 I_2(l_1); \\ b_2 &= \Delta_2 (\delta_4 - 2\delta_2) / 2; \varphi_2 = \operatorname{arctg}(b_2 / a_2). \end{aligned}$$

(6.9.4) ifadəsində $\delta_4 = 2\delta_2 = 4\delta_1 \cong \delta$ əvəzləməsi aparmaqla, onu sadələşdirmək olar. Onda, dördüncü harmonikanın effektivliyi üçün yazı bilərik

$$\eta_4 = \Gamma_1^6 \lambda_1^{-4} \lambda_2^{-2} \sin^4 \lambda_1 l_1 \sin^2 \lambda_2 l_2 \exp[-2\delta(l_1 + l_2)], \quad (6.9.5)$$

burada

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 &= 2\Gamma_1^2 + \Delta_1^2 / 4; \Gamma_1^2 = \gamma^2 I_{10} \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 + \Delta_2^2 / 4; \\ \Gamma_2^2 &= \gamma^4 I_{10}^2 \lambda_1^{-2} \times \sin^2 \lambda_1 l_1 e^{-\delta l_1}; \end{aligned}$$

(6.9.5) ifadəsinə görə çevrilmənin effektivliyi η_4 kristalların optimal uzunluqlarında

$$l_{1,2}^{opt} = \lambda_{1,2}^{-1} \operatorname{arctg}(\lambda_{1,2} / \delta_{2,1}) \quad (6.9.6)$$

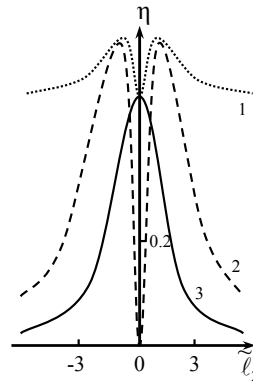
özünün maksimum qiymətini alır. (6.9.6) ifadəsindən görünür ki, sabit

amplitud yaxınlaşmasından ($\gamma_1=0$) fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında kristalların optimal uzunluqları əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. İntensivlik artdıqca, kristalların optimal uzunluqları azalmış olur. İntensivliyin artması ilə harmonikanın fəza döyümlərinin periodu da azalır ki, bu da, mərkəzi maksimumun daralmasına və ətrafdakı maksimumların genişlənməsinə gətirir.

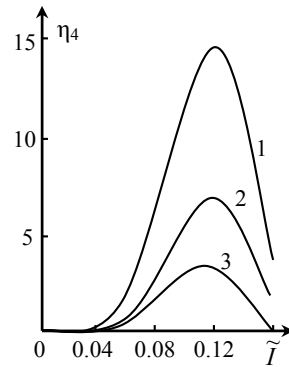
Hesablamalar göstərir ki, sabit intensivlik yaxınlaşmasında güclü sahənin ($I_{10}=100MVt/sm^2$) təsiri ilə uzunluğu 5 sm olan CDA kristalında ikinci harmonikanın generasiyası zamanı, harmonikanın intensivliyinin birinci minimumu, fazalar fərqi $\Delta=0,8sm^{-1}$ qiymətində alınır ki, bu qiymət, ədədi hesablamaların nəticəsi ilə uzlaşır. Lakin bu nəticə, sabit amplitud metodunun nəticəsindən ($\Delta=1,2sm^{-1}$) kəskin fərqlənir.

Şəkil 6.23-də dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta_4=I_4/I_{10}$ ikinci kristalın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{l}_2=\Gamma l_2$ asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $\Gamma l_1=0,5; \alpha_1=\Delta_1/2\Gamma=2,5$ və $\alpha_2=\Delta_2/2\Gamma$ -nin müxtəlif qiymətləri $\alpha_2: 0$ (1 və 2 əyrisi); 0,5 (3 və 4 əyrisi) üçün qurulmuşdur. 1 və 3 əyrləri üçün $\delta/\Gamma=0$; 2 əyrisi üçün $\delta/\Gamma=0,5$ və 4 əyrisi üçün $\delta/\Gamma=0,05$ götürülmüşdür. Əyrilərin müqayisəsi göstərir ki, fazalar fərqi və eləcə də mühitdə itkinin mövcud olması, dördüncü harmonikanın effektivliyinin η_4 azalmasına səbəb olur. Bununla bərabər, kristalın optimal uzunluğu $l_{2,opt}$ -da azalmış olur.

Dördüncü harmonikaya çevrilmənin



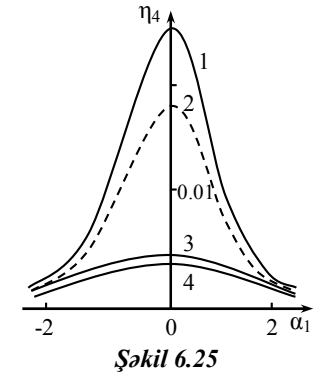
Şəkil 6.23



Şəkil 6.24

effektivliyinin η_4 əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}=\Gamma l$ asılılığı şəkil 6.24-də göstərilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Delta_1=\Delta_2\equiv\Delta, l_1=l_2\equiv l$ və $\Delta l/2$ ilə δl -in müxtəlif qiymətlərində $\Delta l/2:(1$ və 2 əyrisi); 1,8 (3 əyrisi), $\delta l:0$ (1 və 3 əyrisi); 0,1 (2 əyrisi) qurulmuşdur. Əyrilərdən görünür ki, əsas dalğanın intensivliyindən asılı olaraq, dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi kəskin maksimuma malikdir. Fazalar fərqi və mühitdə itkinin artması ilə generasiyanın effektivliyi azalır.

Şəkil 6.25-də dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin $\eta_4=I_4/I_{10}$, $\alpha_1=\Delta_1/2\Gamma$ parametridən asılılığı göstərilmişdir. Əyrilər, parametrlərin $l_1=l_2=l_{opt}$ və $\alpha_2=\Delta_2/2\Gamma$ ilə δ/Γ -nin müxtəlif qiymətləri üçün qurulmuşdur. $\alpha_2: 3$ (1 və 2 əyrisi), 0,5 (3 və 4 əyrisi), $\delta/\Gamma=0$ (1 və 3 əyrisi); 0,05 (2 və 4 əyrisi). Sinxronizm əyrilərindən görünür ki, kristalların optimal uzunluğunda dördüncü harmonikaya çevrilmənin effektivliyi, $l=0,5 l_{qx}$



Şəkil 6.25

($l_{qx}=\Gamma^{-1}$) uzunluğundakı effektivliyə nəzərən 5 dəfə böyükdür.

Beləliklə, məsələnin parametrlərinin optimal qiymətlərini seçməklə, çevrilmənin effektivliyini xeyli artırmaq olur.

FƏSİL VII

İŞIĞIN KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏSİ

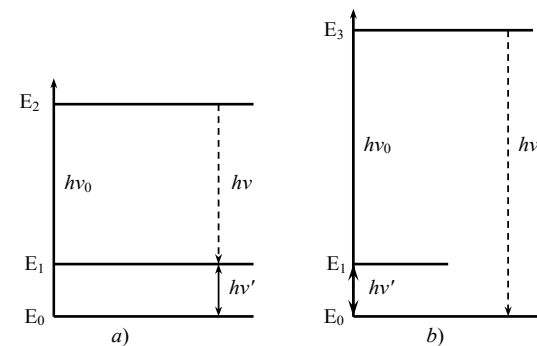
§ 7.1. Stoks və antistoks komponentlərinin parametrik güclənməsi

Molekulların xassələrini öyrənmək üçün işlədilən ən geniş yayılan üsullardan biri kombinasiyalı səpilmə üsuludur ki, səpilmə zamanı işıq tezliyi dəyişmiş olur. Işıq tezliyinin dəyişməsi, işıq səpən hissəciklərin rəqsi hərəkətilə bağlıdır. Rəqsi hərəkətin mövcud olması səpilən şüaların amplitudunun periodik dəyişməsinə gətirir. Ona görə də səpilən işıq modulyasiyaya uğrayır. Rəqsin modulyasiyası da səpilən işıq tezliyinin dəyişməsinə səbəb olur. Doğrudan da, əgər $x = a \cos 2\pi\nu_0 t$ rəqsində amplitudun özü $\Delta z = 0,1$ periodik qanunla dəyişərsə, onda

$$x = a_0 \cos 2\pi\nu' t \cdot \cos 2\pi\nu_0 t = \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu + \nu')t + \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu - \nu')t$$

olar. Beləliklə, alırıq ki, modullaşmış rəqs $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ tezlikli 2 harmonik rəqsə parçalanır. Buna görə də, ν_0 tezlikli işıq periodik dəyişən mərkəzlərdən səpələnirlərsə, səpilən işıq tezlikləri dəyişər və iki müxtəlif $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ tezliklərdə rəqslər yaranır. Dalğa uzunluğu mühit üzərinə düşən işıqın dalğa uzunluğundan böyük olan kombinasiyalı səpilmənin spektral xətti, “**qırmızı**”, yaxud **stoks**, dalğa uzunluğu kiçik olanı isə “**bənövşəyi**”, yaxud **antistoks** xətləri adlanır. Əgər molekula bir neçə məxsusi rəqs tezliklərinə $\nu', \nu'', \nu''', \dots$, malik olarlarsa, onda səpilən işıqın spektrində bütün $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$; $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$; $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$ “kombinasiyalı” tezliklər meydana gələcəkdir. Işıqın **kombinasiyalı səpilməsi** adı da bununla əlaqədar götürülmüşdür. Bu tip səpilmə təcrübə olaraq 1928-ci ildə sovet alimləri Landsberq və Mandelştam tərəfindən kvarts kristalında, hind alimləri Ç. Raman və K. Krişnan tərəfindən isə mayelərdə müşahidə edilmişdir.

Kombinasiyalı səpilmə, işıqın maddə ilə başqa qarşılıqlı təsirləri kimi, kvant xarakteri daşıyır. Bu nöqteyi –nəzərdən işıqın udulması və şüalanması molekulların bir enerji səviyyəsindən başqa enerji səviyyəsinə keçməsilə əlaqədardır. Fərz edək ki, molekula $E_0, E_1, \dots, E_i, \dots$ enerji səviyyələrindən enerjisi ən kiçik olan E_0 (aşağı) əsas enerji səviyyəsində yerləşir (şəkil 7.1 a-ya bax). Molekul enerjisi



Şəkil 7.1

$\varepsilon_0 = h\nu_0$ olan fotonla qarşılıqlı təsiri nəticəsində enerjisi E_2 olan yüksək enerji səviyyəsinə və oradan da E_1 enerji səviyyəsinə ($E_2 \rightarrow E_1$) keçir. $E_1 \rightarrow E_0$ keçidinə uyğun olan enerji $\Delta E = E_i - E_0 = h\nu'$ olduğundan səpilən fotonun enerjisi ΔE qədər azalar. Bu fotonun enerjisi $\varepsilon = h\nu = h\nu_0 - \Delta E$ -yə bərabər olar. Buradan səpilən şüanın tezliyi üçün

$$\nu = \nu_0 - \Delta E / h$$

ifadəsini alırıq. Bu ifadəyə daxil olan $\Delta E / h$ həddi, molekulanın E_1 və E_0 enerji səviyyələri arasındakı keçidinə uyğun ν' tezliyidir. Onda yaza bilərik

$$\nu = \nu_0 - \nu'$$

Bu hal, kombinasiyalı səpilmənin spektrində “qırmızı” komponentin əmələ gəlməsinə uyğundur. Səpilmənin spektrində “bənövşəyi” komponentin meydana gəlməsini də kvant nöqtəyi nəzərinə izah etmək olur. Bununla əlaqədar olaraq fərz olunur ki, molekulların bir hissəsi əvvəlcədən həyacanlaşmış E_1 səviyyəsində yerləşir. Xarici $h\nu_0$ fotonunun təsirlə molekulda E_1 səviyyəsindən həyacanlaşmış E_3 enerji səviyyəsinə və oradan da aşağı E_0 səviyyəsinə keçir (şəkil 7.1b). Bu halda səpilmə zamanı ilkin fotonun $\varepsilon_0 = h\nu_0$ enerjisində ΔE enerjisi də əlavə olunur və beləliklə,

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 + \Delta E$$

enerjili səpilmə fotonu yaranır. Onda yeni yaranmış səpilmənin “bənövşəyi” komponentin tezliyi

$$\nu = \nu_0 + \nu'$$

olar.

Stasionar halda həyacanlaşmış E_1 səviyyəsində olan molekulların sayı, əsas səviyyədəki molekulların sayından həmişə az olduğundan, səpilmənin “bənövşəyi” komponentinin intensivliyi, “qırmızı” komponentin intensivliyindən az olur. Ancaq temperatur artdıqca, yuxarı səviyyədəki molekulların sayı artdığından, səpilmənin “bənövşəyi” komponentinin intensivliyi də artmış olur.

Kombinasiyalı səpilmə fotonla molekulun fırlanma enerji səviyyələri arasındakı enerji mübadiləsi zamanı da baş verir. Molekulun fırlanmasına uyğun enerji səviyyələri, onun rəqsi enerjilərinə nəzərən xeyli kiçik olduğundan, spektrdə səpilmə xətləri əsas xəttə daha yaxın yerləşirlər.

Çoxatomlu mürəkkəb molekulların məxsusi rəqs tezliklərinin öyrənilməsində kombinasiyalı səpilmə mühüm rol oynayır. Kombinasionalı səpilməyə əsaslanan molekulyar spektral analiz hal-hazırda geniş tətbiq olunur. Spektrdə müəyyən ν' tezliyinin olması ilə, verilmiş mürəkkəb birləşmənin tərkibində hansı molekulların daxil olduğunu

müəyyənləşdirmək olur. Məsələn, səpilmə spektrinə görə benzinin, motor yağlarının və s. tərkibi haqqında mühakimə yürüdülmür.

Qeyri-xətti mühitdə optik dalğaların üçtezlilik qarşılıqlı təsiri aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunur

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p &= -i\gamma_p A_p^* A_s A_a \exp(-i\Delta z) \\ \frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s &= -i\gamma_s A_p^2 A_a^* \exp(i\Delta z) \\ \frac{dA_a}{dz} + \delta_a A_a &= -i\gamma_a A_p^2 A_s^* \exp(i\Delta z) \end{aligned} \quad (7.1.1)$$

burada $A_{p,s,a}$ – uyğun olaraq $\omega_{p,s,a}$ ($2\omega_p = \omega_s + \omega_a$) tezliyində əsas, Stoks və antistoks dalğalarının kompleks amplitudları, δ və γ – qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların udulma və qeyri-xətti əlaqə əmsalları, $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$ – fazalar fərqi.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların z oxunun müsbət istiqamətində yayılmasına baxaq. Yəni fərz edirik ki, qeyri-xətti mühitin sərhədində bütün qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları sıfırdan fərqlidir

$$A_{p,s,a}(z=0) = A_{p_0,s_0,a_0}. \quad (7.1.2)$$

Bu şərt daxilində (7.1.1) sistem tənliyindən sabit intensivlik yaxınlaşmasında qeyri-xətti mühitin çıxışında səpilmənin stoks komponentinin kompleks amplitudu üçün alırıq:

$p^2 > 4q$ olduqda

$$A_s(z) = A_{s_0} \left[\cosh q_1 z - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 z \right] \exp\left(-\frac{p}{2} z\right), \quad (7.1.3)$$

$p^2 \leq 4q$ olduqda

$$A_s(z) = A_{s_0} \left[\cos q_2 z - \frac{B_s + P_s}{q_2} \sin q_2 z \right] \exp\left(-\frac{p}{2} z\right),$$

burada

$$q_1 = \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}, \quad q_2 = \sqrt{q - \frac{p^2}{4}}, \quad p = 2\delta_p + \delta_s + \delta_a - i\Delta,$$

$$q = \delta_s(2\delta_p + \delta_a - i\Delta) - \gamma_s I_{po}(\gamma_a I_{po} - 2\gamma_p I_{ao}), \quad I_{po} = A_{po} A_{po}^*,$$

$$B_s = \frac{i\gamma_s I_{po} A_{ao}}{A_{so}}, \quad P_s = \frac{\delta_s - 2\delta_p - \delta_a + i\Delta}{2}.$$

Stoks komponentinə oxşar olaraq, antistoks komponenti üçün almaq olar:

$p'^2 > 4q'$ olduqda

$$A_a(z) = A_{ao} \left[\cosh q'_1 z - \frac{B_a + P_a}{q'_1} \sinh q'_1 z \right] \exp\left(-\frac{p'}{2} z\right), \quad (7.1.4)$$

$p'^2 \leq 4q'$ olduqda

$$A_a(z) = A_{ao} \left[\cos q'_2 z - \frac{B_a + P_a}{q'_2} \sin q'_2 z \right] \exp\left(-\frac{p'}{2} z\right). \quad (7.1.5)$$

Burada

$$q'_1 = \sqrt{\frac{p'^2}{4} - q'}, \quad q'_2 = \sqrt{q' - \frac{p'^2}{4}}, \quad p' = 2\delta_p + \delta_a + \delta_s - i\Delta,$$

$$q' = \delta_a(2\delta_p + \delta_s - i\Delta) - \gamma_a I_{po}(\gamma_s I_{po} - 2\gamma_p I_{so}), \quad I_{po} = A_{po} A_{po}^*,$$

$$B_a = \frac{i\gamma_a I_{po} A_{so}}{A_{ao}}, \quad P_a = \frac{\delta_a - 2\delta_p - \delta_s + i\Delta}{2}.$$

(7.1.3) və (7.1.4) ifadələrindən alınır ki, stoks və antistoks komponentlərinin fazası güclü dalğanın intensivliyindən asılıdır.

§ 7.2. Doldurma dalğasının hüdud amplitudu

Dalğaların parametrik qarşılıqlı təsiri nəticəsində qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçdikdən sonra doldurma dalğasının amplitudu üçün hüdud şərtinin yerinə yetirilməsilə stoks və antistoks dalğalarının güclənməsi mümkündür.

Stoks komponentinin güclənməsinin təhlili göstərdi ki, doldurma dalğasının intensivliyinin böyük qiymətlərində ($\gamma_s \gamma_a I_{po}^2 > \delta, \Delta$) və qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük uzunluğunda ($q_1 z > 1$), doldurma dalğasının amplitudunun hüdud qiyməti aşağıdakı kimi ifadə olunur ($2\delta_p + \delta_a = \delta_s$):

$$A_{po}^{hud} = \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} + \sqrt{\left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} \right)^2 + \frac{\delta_s^2 + \Delta^2}{\gamma_s \gamma_a}} \right)^{1/2}. \quad (7.2.1)$$

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların ixtiyari itkilərində sinxronizm şərti ödəndikdə, doldurma dalğasının hüdud amplitudu

$$A_{po}^{hud} = \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} + \sqrt{\left(\frac{\gamma_p}{\gamma_a} I_{ao} \right)^2 + \frac{\delta_s^2}{\gamma_s \gamma_a} (2\delta_p + \delta_a)} \right)^{1/2}. \quad (7.2.2)$$

(7.2.1) və (7.2.2) ifadələrindən görüldüyü kimi fazalar fərqlinin Δ və itkinin δ artması ilə A_{po}^{hud} kəmiyyəti artır. Bu ifadələrdən $\gamma_p = 0$ olduqda, sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq.

§ 7.3. Stoks komponentinin intensivliyi

(7.1.2)-dən istifadə edərək, qeyri-xətti mühiti bir dəfə keçdikdə stoks komponentinin intensivliyi üçün alırıq

$$I_s = I_{so} \left[(\cosh \alpha z \cos \beta z - a_1 \sinh \alpha z \cos \beta z + b_1 \cosh \alpha z \sin \beta z)^2 + \right. \\ \left. (\sinh \alpha z \sin \beta z - a_1 \sin \beta z \cosh \alpha z - b_1 \sinh \alpha z \cos \beta z)^2 \right] \times \quad (7.3.1) \\ \exp[-(2\delta_p + \delta_s + \delta_a)z],$$

burada

$$\alpha = \rho \cos \frac{\varphi}{2}, \quad \beta = \rho \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \varphi = a \tan \frac{b}{a}, \quad \rho = (a^2 + b^2)^{1/4},$$

$$a = \gamma_s I_{po} (\gamma_a I_{po} - 2\gamma_p I_{ao}) + \frac{(2\delta_p - \delta_s + \delta_a)^2 - \Delta^2}{4},$$

$$b = \frac{i\Delta}{2} (\delta_p - \delta_s - \delta_a), \quad a_1 = \frac{\alpha c + \beta(f + d_1)}{\rho^2},$$

$$b_1 = \frac{(f + d_1)\alpha - \beta c}{\rho^2}, \quad f = \gamma_s \frac{I_{po} A_{ao}^*}{A_{so}}.$$

$\delta_s = 2\delta_p + \delta_a$ olduqda, intensivlik üçün alınmış (7.3.1) ifadəsi sadələşir və Stoks komponentinin güclənmə əmsalı η_s ($\eta_s = I_s / I_{so}$):

$$\eta_s = \left[\cosh^2 q_3 z + \left(\frac{2f + \Delta}{2q_3} \right)^2 \sinh^2 q_3 z \right] \exp(-2\delta_s z) \quad (7.3.2)$$

şəklində olur, burada $q_3 = \sqrt{(2\gamma_p I_{ao} + \gamma_a I_{po}) \gamma_s I_{po} - \Delta^2 / 4}$.

İndi qeyri-xətti mühitin Fabri-Pero tipli rezonatorun daxilində yerləşdiyi halda stoks və antistoks komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsirinə baxaq.

§ 7.4. Kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin xarici rezonator da parametrik qarşılıqlı təsiri

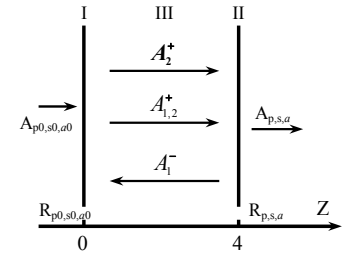
Bu bölmədə məqsəd qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş Fabri-Pero tipli xarici rezonator da qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi və itkiyə məruz qaldıqlarını nəzərə almaqla, sabit intensivlik yaxınlaşmasında kombinasiyalı səpilmənin Stoks komponentinin generasiyasının effektivliyini təyin etməkdir.

d uzunluqlu qeyri-xətti mühitlə dolu olan xarici rezonator a baxaq (şəkil 7.2). Fərz edək ki, əsas dalğa rezonatorun sol güzgüsünün üzərinə normal istiqamətdə düşür. Doldurma dalğası qeyri-xətti mühitdən keçərək, orada parametrik qarşılıqlı təsirin nəticəsində kombinasiyalı səpilmənin Stoks və antistoks komponentlərini həyacanlandırır (generasiya edir).

Dalğaların kompleks amplitudları

$$\begin{aligned} \pm \frac{dA_p^\pm}{dz} + \delta_p A_p^\pm &= -i\gamma_p (A_p^\pm)^* A_s^\pm A_a^\pm \cdot \exp(\mp i\Delta z), \\ \pm \frac{dA_s^\pm}{dz} + \delta_s A_s^\pm &= -i\gamma_s (A_p^\pm)^2 (A_a^\pm)^* \cdot \exp(\pm i\Delta z), \\ \pm \frac{dA_a}{dz} + \delta_a A_a^\pm &= -i\gamma_a (A_p^\pm)^2 (A_s^\pm)^* \cdot \exp(\pm i\Delta z), \end{aligned} \quad (7.4.1)$$

qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunur, burada $A_{p,s,a}^\pm$ - uyğun olaraq $\omega_{p,s,a}$ ($2\omega_p = \omega_s + \omega_a$) tezliklərində doldurma dalğasının, Stoks və antistoks komponentlərinin kompleks amplitudlarıdır. “+” işarəsi z oxunun müsbət istiqamətində qaçan dalğalara, “-” işarəsi isə z oxunun mənfi istiqamətində qaçan dalğalara aiddir, δ və γ - uyğun olaraq,



Şəkil 7.2

udulma və qeyri-xətti əlaqə əmsalları, $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$ – fazalar fərqi.

Rezonatorun iki dalğa üçün, məsələn, əsas dalğa və antistoks komponenti üçün şəffaf olduğu və yalnız Stoks komponentinin əks olmaya məruz qaldığı hala (birrezonatorlu variant) baxacağıq.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (7.4.1) sistemini aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində

$$\begin{aligned} A_s^-(z=d) &= A_s^+ e^{-i2k_s d} R_s, \\ A_s^+(z=0) &= A_o + A_{so}^- R_{so}, \quad A_{p,a}^+(z=0) = A_{po,ao}, \end{aligned} \quad (7.4.2)$$

həll edəcəyik burada R_{so} və R_s uyğun olaraq, rezonatorun sol və sağ güzgülərindən əks olunmanın kompleks əmsallarıdır.

Parametrik generasiyanın baş vermə şərtini başqa yolla da almaq olar.

Məlum olduğu kimi, stasionar parametrik generasiya almaq üçün rezonatoru keçid zamanı güclənmə, keçiddə yaranan itkilərə bərabər olmalıdır. Stoks və antistoks komponentləri üçün rezonatoru bir dövr etməsi zamanı mövcud itkiləri $Q'_{s,a}$ ilə işarə edək. Bu itkilər, dalğaların rezonatorun güzgülərindən əks olunması zamanı və rezonator daxilində udulması nəticəsində yaranır.

Qeyri-xətti mühitin girişində hər üç dalğanın kompleks amplitudunun sıfırdan fərqli olduğu ümumi hala baxaq. (7.1.2) sərhəd şərtlərində Stoks komponenti üçün qaçan dalğanın parametrik güclənməsində (7.4.1)-in həlli (7.1.3) şəklində olur. Antistoks komponenti üçün (7.1.4) ifadəsi alınır.

Onda Stoks komponenti üçün parametrik generasiyanın yaranma şərtini

$$A_s(z) e^{-Q'_s} = A_{so}$$

əvəzləmədən sonra (7.1.3)-də nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$A_s(0) = e^{-Q_s} A_{so} e^{-\frac{p}{3}z} \left[\cosh q_1 z - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 z \right] \quad (7.4.3)$$

Analoji olaraq antistoks komponenti üçün

$$A_a^*(0) = e^{-Q'_a} A_{ao}^* e^{-\frac{p^*}{2}z} \left[\cosh q_1^* z - \frac{B_a^* + P_a^*}{q_1^*} \sinh q_1^* z \right] \quad (7.4.4)$$

alırıq.

(7.4.3) və (7.4.4) –dən ($\delta_p = 0$)

$$\left| \begin{aligned} &\cosh q_1 z - \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1} \sinh q_1 z - e^{\frac{p}{2}z + Q'_s} - i\gamma_s I_{po} \frac{\sinh q_1 z}{q_1} \\ &i\gamma_a I_{po} \frac{\sinh q_1^* z}{q_1^*} \cosh q_1^* z + \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1^*} \sinh q_1^* z - e^{\frac{p^*}{2}z + Q'_a} \end{aligned} \right| = 0 \quad (7.4.5)$$

çıxır. Buradan parametrik generasiyanın alınma şərti

$$\begin{aligned} \cosh^2 q_1 z + e^{Q_s + Q_a} &= \sinh^2 q_1 z \frac{(\delta_a - \delta_s - i\Delta)^2 / 4 + \gamma_s \gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} + \\ &\cosh q_1 z \cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2} z} \cdot \left(e^{\frac{Q'_s - i\Delta}{2} z} + e^{\frac{Q'_a + i\Delta}{2} z} \right) + \end{aligned} \quad (7.4.6)$$

$$\frac{\delta_a - \delta_s - i\Delta}{2} \sinh q_1 z \cdot \left(e^{\frac{Q'_a + i\Delta}{2} z} - e^{\frac{Q'_s - i\Delta}{2} z} \right) \cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2} z},$$

şəklində olar, burada $Q_{s,a} = Q'_{s,a} + \delta_{s,a} z$.

Sinxronizm şərti ödəndikdə və $Q'_s = Q'_a = Q'$ olduqda,

$$\cosh^2 q_1 z + e^{2Q} - 2 \cosh q_1 z \cdot e^Q = \sinh^2 q_1 z \cdot \frac{(\delta_a - \delta_s / 2)^2 + \gamma_s \gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} \quad (7.4.7)$$

alırıq.

$\gamma_p = 0$ - olduqda (7.4.7)-dən məlum SAY-nın nəticələrini alırıq.

Parametrik generasiya mümkün olan halda doldurma dalğasının

hüdüdü intensivliyi I_{po}^{hud} ($\gamma_s = \gamma_a = \gamma$, $\delta_a = \delta_s$, $\frac{\gamma_p I_{ao}}{\gamma I_{po}} = 0,3$)

$$\cosh 0,63x + 0,76 \sinh^2(0,63x) \cdot e^{-Q} = \cosh Q, \quad (7.4.8)$$

münasibətindən təyin olunur, burada $x = \gamma I_{po}^{hud} z$.

$Q = 0,2$ -yə bərabər olduqda (7.4.8) tənliyinin $x = 0,22$, yəni

$I_{po}^{hud} \geq 0,45/(\gamma z)$ qiymətini alır, SAY uyğun kəmiyyət $I_{po}^{hud} \geq 0,2/(\gamma z)$

olur. $Q = 0,4$; olduqda isə $x = 0,45$ qiymətini alır, yəni

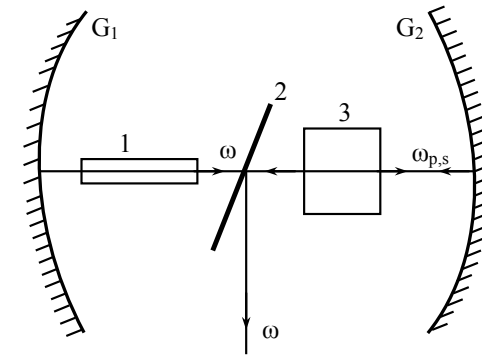
$I_{po}^{hud} \geq 0,45/(\gamma z)$. SAY-da uyğun kəmiyyət $I_{po}^{hud} \geq 0,4/(\gamma z)$.

Doldurma dalğasının hüdüdü intensivliyinin qiyməti rezonatorla və qeyri-xətti mühitdə itkilərin artması ilə artır. Əgər doldurma dalğasının intensivliyi hüdüdü qiymətindən kiçikdirsə, onda dalğaların parametrik generasiyası mümkün deyil. Əgər bərabərdirsə, onda kombinasiyon komponentlərdə parametrik generasiyanın öz-özünə həyacanlaşması baş verir. Mühitdə xətti itkinin olmaması halında generasiya o zaman baş verir ki, dalğalar rezonatoru bir dəfə keçdikdə qeyri-xətti itkilər $Q'_{s,a}$, qeyri-xətti mühitdəki güclənmə ilə bərabərləşsin. Yəni rezonatorla və mühitdəki itkilərin qeyri-xətti mühitdəki güclənmə ilə kompensasiya olunduğu halda dalğaların parametrik generasiyası mümkündür. SİY və SAY-da güclü dalğanın intensivliyinin hüdüdü qiymətinin müqayisəsi göstərir ki, mühitdə faza effektlərinin nəzərə alınması əsas dalğanın hüdüdü intensivliyinin artmasına gətirir. Bundan başqa, rezonatorla kiçik itkilərdə hər iki yaxınlaşmanın nəticələri az fərqlənsə də, itkilərin artması ilə bu yaxınlaşmaların nəticələrinin fərqi də artmış olur.

Beləliklə, mühitdə xətti itkilər mövcud olduğu halda dalğaların qarşılıqlı təsirini araşdırmaq üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasını tətbiq etmək daha məqsədəuyğundur.

§ 7.5. Tezliyin rezonator daxili çevrilməsində kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsiri

Bu bölmədə sabit intensivlik yaxınlaşmasında kombinasiyalı səpilmənin Stoks və antistoks komponentlərinin rezonator daxilində parametrik qarşılıqlı təsirinə baxacağıq. Belə qarşılıqlı təsirin optik sxemi şəkil 7.3-də göstərilmişdir: ω_p tezlikli doldurma dalğası l uzunluqlu qeyri-xətti mühitdən keçdikdə, parametrik qarşılıqlı təsirin nəticəsində tezlikləri uyğun olaraq ω_s və ω_a olan Stoks və antistoks komponentlərini həyacanlaşdırır (şəkil 7.3-ə bax).



Şəkil 7.3

Fərz edirik ki, əsas dalğa üçün rezonator “bağlıdır”. G_2 güzgüsü, həmçinin səpilmənin komponentini tam əks etdirir. Hər üç dalğa G_2 güzgüsündən əks olunduqdan sonra, əks istiqamətdə yayılaraq 3 qeyri-xətti mühitdə yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar. Dalğaların kombinasiyalı səpilməsinin Stoks və antistoks komponentləri qeyri-

xətti mühitdən çıxdıqdan sonra 2 optik elementindən əks olunaraq rezonatoru tərk edirlər.

Dalğaların qarşılıqlı təsirinin təhlilini tədqiq olunan optik sxemə görə iki hissəyə bölək. Birinci hissədə - soldan sağa doğru yayılan, ikinci hissədə isə - əks istiqamətdə yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən qısaltılmış tənliklərin həllinə (uyğun sərhəd şərtləri daxilində) nəzər salınır.

Stasionar rejimdə lazer rezonatorunda kompleks amplitudları (7.4.1) qısaltılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunan kombinasiyalı səpilmənin Stoks-antistoks komponentlərini təyin etmək olar.

Kompleks amplitudların yalnız bir işarəsində dəyişməsinə nəzərə alan (7.4.1) sistemi üç tənlikdən ibarətdir, qarşı-qarşıya yayılan dalğaların qarşılıqlı təsirinə baxılmır.

Birinci hissədə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların təhlili § 7.2 bölməsində aparılan tədqiqatla üst-üstə düşür.

İkinci halda isə dalğalar mühitdən çıxdıqdan sonra G_2 güzgüsündən əks olunaraq z oxunun mənfi istiqamətində rezonatorda yenidən qeyri-xətti mühitdən keçirlər.

Bu halda (7.4.1) sisteminin həlli

$$\begin{aligned} A_p(z=0) &= A_p(l) \cdot \exp(i\varphi_p) = A_{po}^p, \\ A_s(z=0) &= A_s(l) \cdot \exp(i\varphi_s) = A_{so}^p, \\ A_a(z=0) &= A_a(l) \cdot \exp(i\varphi_a) = A_{ao}^p, \end{aligned} \quad (7.5.1)$$

sərhəd şərtləri daxilində tapılır, burada

$$\varphi_{p,s,a} = \varphi_{r_{p,s,a}} + \varphi_{p,s,a}(2d),$$

φ_r - G_2 güzgüsündən əks olunduğu zaman $\omega_{p,s,a}$ tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir, $\varphi_{p,s,a}(2d)$ - G_2 güzgüsü ilə mühit arasındakı d

uzunluğundakı hava qatında uyğun tezlikli dalğaların faza sürüşməsidir; burada $z=0$ yenə də qeyri-xətti mühitin girişinə uyğundur. Əsas dalğanın kompleks amplitudu $A_p(l)$ (7.5.1)-i nəzərə almaqla (7.4.1)-dən təyin olunur:

$$A_p(l) = \sqrt{i \frac{A_{so}}{\gamma_s A_{ao}^*}} \times \left\{ \frac{\cosh q_1 l \left(\delta_s - \frac{p}{2} - B_s - P_s \right) + \sinh q_1 l \left[q_1 + \frac{p - \delta_s}{q_1} (B_s + P_s) \right]}{\cosh(q_1^*)^* l - \frac{B_a^* + P_a^*}{(q_1^*)^*} \sinh(q_1^*)^* l} \right\}^{1/2} \quad (7.5.2)$$

Qeyri-xətti mühitdən iki dəfə keçdikdən sonra çıxışda Stoks komponenti üçün

$$\begin{aligned} I_{s,cix}(l) &= I_{so} \cdot \left| \cosh q_1 l - \frac{B_s + P_s}{q_1} \sinh q_1 l \right|^2 \times \\ &\cdot \left| \cosh q_1^r l - \frac{B_s^r + P_s^r}{q_1^p} \sinh q_1^p l \right|^2 \cdot \exp[-2(2\delta_p + \delta_s + \delta_a) \cdot l], \end{aligned} \quad (7.5.3)$$

ifadəsini alarıq, burada

$$\begin{aligned} q_1^r &= \sqrt{\frac{p^r}{4} - q^p}, \quad p^r = 2\delta_p + \delta_s + \delta_a + i\Delta, \\ q^r &= \delta_s (2\delta_p + \delta_a + i\Delta) - (\gamma_a \gamma_s I_{po}^r - 2\gamma_p \gamma_s I_{ao}^p) I_{po}^r, \end{aligned}$$

$$B_s^r = \frac{i\gamma_s I_{po}^r A_{ao}^{*r}}{A_{so}^p}, \quad P_s^r = P_s^*.$$

Burada “ p ” –nin yuxarı indeksi rezonatorada qarşılıqlı təsirdə aiddir (qeyri-xətti mühiti təkrar keçmə halına).

§ 7.6. Tezliyin çevrilmə effektivliyi

(7.3.1) və (7.5.3) düsturlarının təhlili göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların mühitdən təkrar keçidi hesabına çevrilmənin effektivliyini və ya Stoks komponentinin intensivliyini artırmaq mümkündür.

Ümumi halda məsələnin parametrlərinin optimal qiymətləri üçün analitik ifadələrin alınması çətinlik törədir. $\delta_s = \delta_a \equiv \delta$, $\delta_p = 0$ olan xüsusi hala baxaq. Onda mühiti iki dəfə keçdikdən sonra Stoks komponentinin güclənmə əmsalı $\eta = I_{s,cix}/I_{so}$:

$$\eta_s = n \cdot \exp(-4\delta l) \times \left\{ \cosh q_1^r l - \frac{R \sin \varphi - (m+k) \cos \varphi \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l}{n q_1^r} \sinh q_1^r l \right\}^2 + \left[\frac{\Delta}{2} + \frac{(m+k) \cdot \sin \varphi \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l + R \cos \varphi}{n} \right]^2 \frac{\sinh^2 q_1^r l}{q_1^{r^2}} \quad (7.6.1)$$

burada

$$R = m \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right) \cdot \frac{\sinh^2 q_1 l}{q_1} - U \cdot \cosh^2 q_1 l,$$

$$m = q_1 + \frac{\Delta}{2q_1} \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right), \quad k = \frac{U \cdot \left(U + \frac{\Delta}{2} \right)}{q_1},$$

$$n = \cosh^2 q_1 l + \left(U + \frac{\Delta}{2} \right)^2 \cdot \frac{\sinh^2 q_1 l}{q_1^2},$$

$$U = \frac{\gamma_s I_{po} A_{ao}^*}{A_{so}}, \quad \varphi = 2\varphi_p - \varphi_s - \varphi_a - \Delta l.$$

Təhlil göstərir ki, çevrilmənin effektivliyinə müxtəlif faktorlar təsir edir. Onlardan, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı faza münasibəti əsas rol oynayır.

§7.7. Optimal faza münasibəti

(7.6.1)-dən görüldüyü kimi, çevrilmənin effektivliyi η_s - qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların φ faza münasibətinin periodik funksiyasıdır. Buradan, Stoks komponentinə effektiv çevrilmə, optimal faza münasibəti

$$\varphi^{opt} = \text{atan} \frac{(m+k) \cdot \frac{\Delta}{2} \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l \cdot \frac{\tanh q_1^r l}{q_1^p} - R}{(m+k) \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l + R \cdot \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{\tanh q_1^r l}{q_1^p}} = 2\pi N, \quad (7.7.1)$$

$$N = 0, 1, 2, \dots;$$

yerinə yetirildikdə baş verir. Bu münasibət doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır.

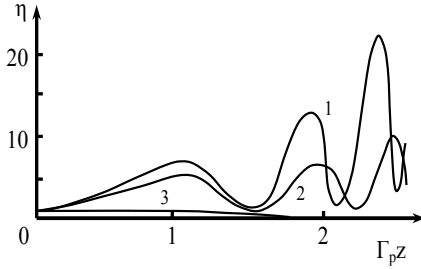
$\varphi = 2\pi N$ olduğu hala baxaq. Onda çevrilmənin effektivliyi

$$\eta_s = n \cdot \left\{ \cosh q_1^p l + \frac{(m+k) \cdot \sinh q_1 l \cdot \cosh q_1 l}{n \cdot q_1^p} \sinh q_1^p l \right\}^2 + \left(\frac{\Delta}{2} + \frac{R}{n} \right)^2 \cdot \frac{\sinh^2 q_1^p l}{q_1^{p^2}} \cdot \exp(-4\delta l). \quad (7.7.2)$$

(7.7.2) ifadəsinin təhlili aşağıdakı şəkillərdə verilmişdir.

Şəkil 7.4-də mühiti iki dəfə keçdikdən sonra Stoks komponentinin güclənmə əmsalının η_s qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\Gamma_p z$ ($\Gamma_p = \gamma I_{p0}$) asılılığı, parametrlərin $\Delta/2\Gamma_p = 0.1$; $\delta_p = 0$; $\delta_s = \delta_a = \delta$, $\delta' = \delta/\Gamma_p = 0$ (1), 0.1 (2) və 0.7(3)) qiymətləri üçün göstərilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi bir keçid halından fərqli olaraq burada asılılıq ossilyasiya xarakterlidir. Qarşılıqlı təsir məsafəsinin böyük qiymətlərində ossilyasiyanın amplitudu artır, bu zaman fəza döyümlərinin periodu azalmış olur. 1 və 2 əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, verilmiş fazalar fərquində çevrilmənin effektivliyinin maksimumuna uyğun kristalın optimal uzunluğu qarşılıqlı təsir parametridən asılıdır.



Şəkil 7.4

Gözlənilməli kimi mühitdə itkilərin artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır. Beləliklə, dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsirin təhlilində mühitdə qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların itkiyə məruz qaldığını nəzərə almaq lazımdır. $\delta \geq 0.7$ olduqda Stoks komponentinin güclənməsini göstərən asılılıq praktik olaraq üfüqi düz xətt şəklində (3 əyrisi) olur ki, bu da Stoks komponentinin güclənmədiyini göstərir.

Bir keçidli variantda analogi asılılığın təhlili göstərir ki, itki kəmiyyəti ~ 0.3 -ə bərabər olduqda, siqnalın güclənməsi baş vermir. Müqayisə göstərir ki, qeyri-xətti mühiti iki dəfə keçmə zamanı bir keçidli hala nəzərən güclənmə ehtimalı daha böyükdür.

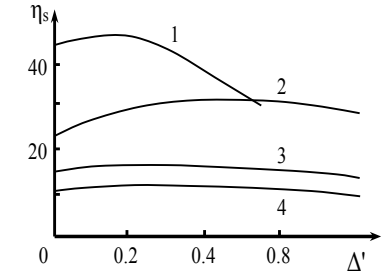
Şəkil 7.5-də δz və Γz -in müxtəlif qiymətlərində güclənmə əmsalının η_s gətirilmiş fazalar fərquindən Δ' ($\Delta' = \Delta z/2$) asılılığı verilmişdir. Əyrilər parametrlərin $\Gamma_a/\Gamma_p = \Gamma_s/\Gamma_p = 0.3$; $\delta z = 0(1-3)$, 0.1(4); $\Gamma z = 1(1,3,4), 2(2)$ qiymətləri üçün qurulub. 1 -əyrisi sabit

amplitud metodunun, 2-4 əyriləri isə sabit intensivlik metodunun nəticələridir. Alınan asılılıqlar verilmiş prosesi ikinci harmonikanın generasiyasından fərqləndirir, harada ki, çevrilmənin effektivliyinin maksimal artımı faza sinxronizmi istiqamətində baş verir. Əyrilərdən görüldüyü kimi fazalar fərquinin optimal qiyməti doldurma dalğasının intensivliyindən və mühitdəki itkidən asılıdır. Müqayisə üçün burada sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsi də (1 əyrisi) göstərilmişdir. Həyacanlaşmış dalğanın əsas dalğaya əks təsirinə nəzərə alınması çevrilmənin effektivliyinin azalmasına gətirir.

Şəkil 7.6-da faza sinxronizmi şərtinin ödəndiyi hal üçün əsas dalğanın intensivliyinin I_{p0} müxtəlif qiymətlərində η_s -in itki parametridən δ' ($\delta' = \delta/\Gamma_s$) asılılığı göstərilib.

Əyrilər parametrlərin $\delta_p = 0$, $\delta_s = \delta_a = \delta$; $\Gamma_s/\Gamma_p = 0.5$;

$\Delta = 0$; $\Gamma_p = 1$ (1, 2), 1, 3 (3) qiymətləri üçün qurulub. Burada 2 əyrisi dalğaların mühiti bir dəfə keçdiyi, 1 və 3 əyriləri isə mühiti iki dəfə keçdiyi hala uyğundur. Gözlənilməli kimi, çevrilmə effektivliyinin itkilərdən monoton azalan asılılığı müşahidə olunur. Görüldüyü kimi doldurma dalğasının intensivliyi ilə itki kəmiyyətləri arasındakı

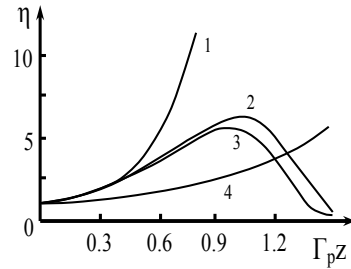


Şəkil 7.5

müəyyən münasibətdə güclənmə baş vermir. Burada, həmçinin tək keçid variantı üçün analogi asılılıq verilib. 1 və 3 əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, təkrar keçid, Stoks komponentinin çevrilmə effektivliyinin artmasına gətirir.

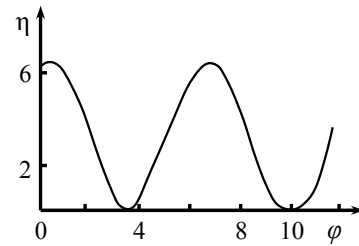
Məsələnin simmetriyasına görə aparılan təhlil kombinasiyalı səpilmənin antistoks komponenti üçün də doğrudur. Buna görə də antistoks komponenti misalında həyata keçirilən aşağıdakı təhlil, Stoks komponenti üçün də doğrudur.

Şəkil 7.7-də mühiti iki dəfə keçdikdən sonra fazalar fərqi Δ müxtəlif qiymətləri üçün səpilmənin antistoks komponentinin güclənmə əmsalının doldurma dalğasının gətirilmiş intensivliyindən $\Gamma_p z$ asılılığı göstərilib. Əyrilər parametrlərin $\Gamma_a/\Gamma_p = \Gamma_s/\Gamma_p = 0,5$; $\Delta z = 0,1$ (1, 2, 4), 0,3 (3); qiymətləri üçün qurulub.



Şəkil 7.7

1-ci əyri sabit amplitud metodunun, 2-4 əyri isə sabit intensivlik metodunun nəticələridir. 1-3 əyri iki keçid halına, 4 əyri isə bir keçid halına uyğundur. Rezonator da qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların əks təsirinin nəzərə alınması ona gətirir ki, asılılıq kəskin maksimuma malik olur. Əyrinin bu cür yanaşması sabit amplitud yaxınlaşmasında alınan analoji asılılıqdan (burada əyrinin monoton artması müşahidə olunur) fərqlənir (1 və 2 əyri müqayisə et). Fazalar fərqi Δ dəyişməsilə tezliyin maksimal çevrilməsinə uyğun olan əsas dalğanın intensivliyinin optimal qiyməti dəyişir (2 və 3 əyri). Müqayisə üçün burada qeyri-xətti mühitin tək keçid halı da göstərilib. 2 və 4 əyri müqayisəsi təsdiq edir ki, lazer rezonatoru daxilində çevirmənin effektivliyi xarici rezonatora nəzərən daha yüksəkdir.



Şəkil 7.8

Şəkil 7.8-də güclənmə əmsalının, əsas şüalanma ilə kombinasiyalı

səpilmə komponentlərinin faza sürüşməsindən φ asılılığı verilib. Burada parametrlər $\Gamma_a/\Gamma_p = \Gamma_s/\Gamma_p = 0,5$; $\Delta z = 0,1$; $\Gamma_p z = 1$ götürülüb.

Şəkildən görünür ki, $\eta(\varphi)$ asılılığı ossilyasiya xarakterlidir və effektivliyin maksimal qiymətinə uyğun φ optimal qiymətə malikdir.

Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların udulmasını və faza effektlərini nəzərə almaqla, dalğaların qeyri-xətti parametrik qarşılıqlı təsirinin təhlilini aparmaq zəruridir. Bu da lazer rezonatorunda baş verən qeyri-xətti optik proseslərə itkilərin və faza effektlərinin təsirini təhlil etməyə imkan verir. Xarici rezonator variantına nəzərən rezonator daxili tezlik çeviricisinin istifadəsi daha əlverişlidir.

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı faza münasibətinin, əsas dalğanın intensivliyinin, qeyri-xətti mühitin uzunluğunun və s. optimal qiymətlərini seçməklə, çevirmənin effektivliyini və ya kombinasiyalı səpilmənin komponentlərinin güclənmə əmsalını əhəmiyyətli dərəcədə artırmaq olar.

FƏSİL VIII

METAMATERİALLARDA OPTİK DALĞALARIN QEYRİ –XƏTTİ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§ 8.1. Mənfi sındırma əmsalına malik materialların elektrodinamikası

Hələ 1967-ci ildə sovet fiziki V.Q. Veselaqo mənfi sındırma əmsalına malik materialların olmasını söyləmişdir. Belə materiallar elektrik və maqnit nüfuzluğunun mənfi qiymətlərlə xarakterizə olunur və onları **metamateriallar** adlandırırlar. Meta- yunan dilində hədud kənarında (xaricində), metamaterial isə - süni material deməkdir. Belə materiallarda optikanın ənənəvi qanunları pozulur. Məsələn, metamateriallardan hazırlanmış fokuslayıcı linza işığı toplamaq əvəzinə səpələyir; müstəvi disk isə, əksinə işıq şüalarını fokuslayır.

2006-cı ildə Amerika və Britaniya tədqiqatçıları Devid Smit, Devid Skariq və Con Pendri ilk dəfə olaraq mikrodalğalı şüanı əks etdirməyən metamaterial nümayiş etdirmişlər. Hazırda mikrodalğa diapazonundan, görünən diapazona keçid üçün tədqiqat işləri aparılır.

Mənfi sındırma əmsalına malik olan mühitlərə, yəni metamateriallara maraq artmışdır. Bu da həmin mühitlərin hazırlanmasında və təcrübədə istifadə olunmasında nail olunan uğurlarla bağlıdır. Son onillikdə kompozit materialların istifadəsi ilə bu cür süni mühitlərin təcrübə işlənməsi intensiv hal almışdır. Bu materialların səthləri çoxlu sayda kiçik metallik elementlərlə -keçirici borucuqlar və kəsikli halqalarla örtülmüşdür.

Məlumdur ki, bu elementlər mikroskopik solenoid və kondensator rolu oynayır və metamaterialların elektrik, maqnit və optik xassələrinə cavabdehdir. Elementlərin parametrlərini idarə edərək, unikal elektromaqnit xassələrinə (xüsusilə də seçilmiş tezlik diapazonunda) malik metamateriallar hazırlamaq mümkündür. Metamaterialların hazırlanmasında əsas çətinlik onun optik

keyfiyyətinin aşağı olması ilə əlaqədardır. Lakin son illər ərzində toplanmış təcrübələr və müasir texnologiyalar, hazırlanan metamaterialların optik keyfiyyətini artırmağa, xüsusilə də onların şəffaflığını yüksəltməyə imkan verdi.

Perspektivdə görünən işıq diapazonunda işləyən metamaterialların hazırlanması üçün tədqiqatlar aparılır. Metamateriallara praktiki maraq, onların çox geniş tətbiq sahələrinə malik olmasıdır. Onlardan gözlə görünməyən obyektlər, superlinzalar, optik bistabilliyə malik qurğular və s. göstərmək olar.

Metamaterialların təcrübə hazırlanmasında əldə olunan texnoloji nailiyyətlər, bu cür süni yollarla yaradılmış mühitlərin optik qeyi-xətti xassələrinin nəzəri və təcrübə tədqiqinə də maraq yaratmışdır. Tədqiqatların nəticələri hazırlanacaq metamaterialların xassələrini proqnozlaşdırmağa, yeni optik effektləri aşkar etməyə imkan verəcək. Spektrin optik oblastında mənfi sındırma əmsallı materialların alınması qeyri-xətti optikada yeni imkanlar açır. Metamateriallarda məlum optik hadisələr yəqin ki, tamamilə fərqli, maraqlı nəticə və effektlərə gətirib çıxaracaq.

Metamaterialların iki mühüm xüsusiyyətini qeyd edək. Birincisi, elektromaqnit dalğalarının mənfi sındırma əmsallı mühitlə qarşılıqlı təsiri müşahidə olunan adi qarşılıqlı təsirlərdən fərqlənir. Elektromaqnit dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri, mühitin, dalğanın elektrik və maqnit toplananlarına reaksiyası ilə müəyyən olunur. Maddənin reaksiyası isə onun elektrik və maqnit xassələrini xarakterizə edən sabitlərdən, yəni dielektrik ϵ və maqnit nüfuzluğundan μ asılıdır.

Elektromaqnit dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsir dərəcəsi bilavasitə ϵ və μ kəmiyyətləri ilə müəyyən olunur. Əgər təbii materiallarda maqnit nüfuzluğu μ vahidə bərabər götürülürdüsə, (bir çox şəffaf maddələr üçün optik diapazonda μ praktiki olaraq vahiddən fərqlənmir), metamateriallarda μ vahiddən fərqlənir və o da ϵ kimi mühüm və müəyyənləşdirici rol oynayır. Ona görə də metamateriallarda elektromaqnit dalğalarının yayılması və ya əks

olması (qayıtması) təbii materiallarda olduğundan fərqli xarakterə malik qarşılıqlı təsirlə müşayiət olunur.

Fizika kursundan məlumdur ki, sındırma əmsalı n , elektromaqnit dalğasının mühitdəki faza sürətinin v , işığın boşluqda yayılma sürətindən neçə dəfə kiçik olduğunu göstərir. Boşluğun sındırma əmsalı vahid olduğu halda, əksər optik materialların sındırma əmsalları vahiddən böyükdür. Məsələn, adi şüşənin sındırma əmsalı 1,5 olduğundan, işığın şüşədə yayılma sürəti, onun boşluqda yayılma sürətindən 1,5 dəfə kiçikdir. Qeyd edək ki, elektromaqnit dalğasının dalğa uzunluğundan asılı olaraq, mühitdə sındırma əmsalı dəyişə bilər. İşıq iki mühit sərhədini keçərsə, Snellius qanunu ödəyir. Bu qanuna görə (şəkil 8.1-ə bax)

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{n_2}{n_1},$$

burada, φ - işığın iki mühit sərhədinə düşmə bucağı, ψ - işığın sınma bucağı, n_1 və n_2 uyğun olaraq, birinci və ikinci mühitin sındırma əmsallarıdır.

Təbiətdə olan bütün cisimlər üçün iki mühit sərhədinə düşən və sınan şüalar düşmə nöqtəsinə çəkilmiş perpendikulyarın müxtəlif tərəflərində yerləşirlər. Əgər Snellius qanununda $n_2 < 0$ götürsək, düşən şüa ilə sınan şüa düşmə nöqtəsində səthə çəkilmiş normalın yalnız bir tərəfində yerləşmiş olar (şəkil 8.1-ə bax) və beləliklə, Snellius qanunu metamateriallar üçün də dəyişməz olaraq qalar. Onda çox vacib bir sual da meydana çıxır.

Görəsən $n < 0$ halı üçün sındırma əmsalı daxil olan elektrodinamikanın, optikanın və qarışıq texniki elmlərin qanun və düsturları nə dərəcədə doğrudur? Snellius qanununda olduğu kimi, başqa hallarda da n -i mənfi n ilə əvəz etməklə ($n \rightarrow -n$) biz həmişə düzgün nəticə əldə

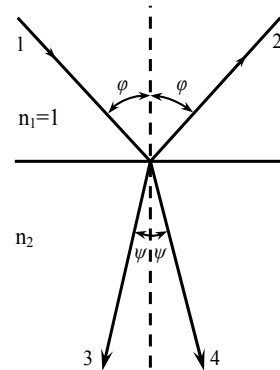
ədə bilərikmi? Ümumi halda bu sualın cavabı mənfidir. Bu da onunla əlaqədardır ki, elektrodinamikanın və optikanın çoxlu qanun və düsturları maqnit nüfuzluğu $\mu = 1$ olan qeyri –maqnit materiallara aiddir. Belə qeyri –maqnit yaxınlaşmasının qəbul edilməsi ona gətirir ki, çoxlu düsturlara daxil olan μ -nün yerinə vahid götürməklə düsturları kardinal dəyişərək, yalnız qeyri-maqnit yaxınlaşmasında prosesləri düzgün xarakterizə etmiş oluruq.

Metamaterialların unikal xassələri müəyyən tezlik diapazonunda meydana çıxır. Bu nöqtəyi-nəzərdən harmonikaların generasiyası kimi geniş istifadə olunan qeyri-xətti effekt güclü elektromaqnit dalğasının belə süni mühitlə qarşılıqlı təsirinin qeyri-ənənəvi nəticəsinə bariz nümunəsidir.

Məlumdur ki, qeyri-xətti optik proseslərin effektiv olması üçün əsas tələb, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı optimal faza münasibətinin ödənməsidir. Bu şərtin pozulması, dalğaların fazalarının uzlaşmasını pozur və nəticədə qeyri-xətti prosesin effektivliyi azalır. Optimal faza münasibəti şərtini pozan əsas amillərdən biri fazalar fərqiçidir.

Hazırda bir sıra alimlər tərəfindən metamaterialların kvadratik və kubik qeyri –xətti mühitlərdə təcrübi olaraq güclü optik əks-sədanın alınması barədə məlumatlar verilmişdir.

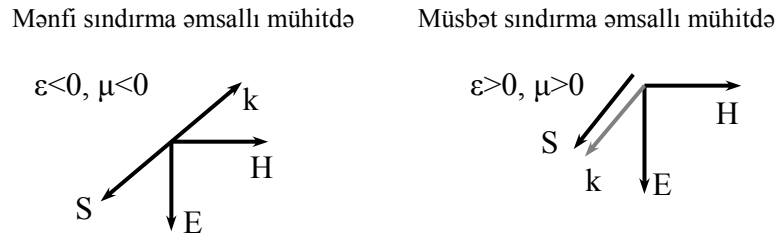
Bu fəsildə sabit intensivlik yaxınlaşmasında metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyasının nəzəri tədqiqinin nəticələri göstərilib. İstifadə olunan yaxınlaşma çərçivəsində qeyri –xətti prosesin daha geniş tətbiq olunan sabit amplitud yaxınlaşmasında öyrənilməsi mümkün olmayan fiziki xüsusiyyətlərini təsvir etmək mümkün olur. Metamateriallarda işıq dalğasının öz-özünə təsir effekti öyrənilmiş və adi kvadratik mühitlərdə baş verən həmin effektlə müqayisələr aparılmışdır.



Şəkil 8.1

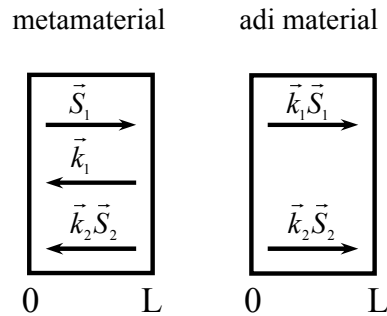
§ 8.2. Metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyası

Fərz edək ki, metamaterial ω_1 əsas dalğa tezliyində eyni zamanda mənfi dielektrik və maqnit nüfuzluğuna ($\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 < 0$) və $\omega_2 = 2\omega_1$ harmonika tezliyində isə müsbət dielektrik və maqnit nüfuzluğuna ($\varepsilon_2 > 0$, $\mu_2 > 0$) malikdir. Şəkil 8.2-də adi mühitdə və metamateriallarda dalğaların yayılmasının müqayisəsi göstərilib.



Şəkil 8.2

Qəbul edirik ki, S_1 əsas dalğanın şüalanma seli l uzunluqlu metamaterialın sol yan səthinə normal istiqamətdə düşür və z oxunun müsbət istiqaməti boyunca yayılır (şəkil 8.3).



Şəkil 8.3

Məlumdur ki, bu şərt daxilində, metamaterialda əsas və harmonika dalğa vektorları $\vec{k}_{1,2}$ və eləcə də ikinci harmonika dalğasının enerji selinin vektoru \vec{S}_2 z oxunun mənfi istiqamətində yönəlmişlər. Bu üç vektor, \vec{S}_1 Poyntinq vektoru ilə əks istiqamətlidir.

Fərz edəcəyik ki, mühitin qeyri-xətti əks-sədası əsasən dalğaların maqnit toplananı ilə bağlıdır. Bu halda metamaterialda ikinci harmonikanın generasiyası prosesi aşağıdakı qısaldılmış tənliklər vasitəsilə təsvir olunur:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= i \frac{8\pi\varepsilon_1\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)} A_1^* A_2 \exp(i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= i \frac{4\pi\varepsilon_2\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff}^{(2)} A_1^2 \exp(-i\Delta z), \end{aligned} \quad (8.2.1)$$

burada $A_{1,2}$ -dalğaların uyğun olaraq $\omega_{1,2}$ tezliklərində kompleks amplitudları, $\delta_{1,2}$ - $\omega_{1,2}$ tezliklərində metamaterialda dalğaların udulma əmsalları, $\Delta = k_2 - 2k_1$ -qaşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi, $k_{1,2}$ ($k_{1,2} > 0$)- z oxunun əksi istiqamətində yönəlmiş $k_{1,2}$ dalğa vektorlarının modulları, $\chi_{eff}^{(2)}$ -materialın kvadratik qeyri-xətti effektiv qavrayıcılığıdır.

Analoji olaraq dalğaların elektrik komponentləri üçün də dielektrik $\varepsilon_{1,2}$ və maqnit $\mu_{1,2}$ nüfuzluğunu bir-biri ilə əvəz etməklə, qısaldılmış tənlikləri yazmaq olar.

Metamaterialda ε_1 və ε_2 -nin fərqli işarələrini nəzərə alaraq, (8.2)-dən yazmaq olar

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_1^* A_2 \exp(i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= i\gamma_2 A_1^2 \exp(-i\Delta z). \end{aligned} \quad (8.2.2)$$

Burada $\gamma_{1,2}$ - metamaterialda uyğun olaraq $\omega_{1,2}$ tezliyində qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır.

$$\gamma_1 = -8\pi \frac{\varepsilon_1 \omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)} = 8\pi \frac{|\varepsilon_1| \omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)}, \quad \gamma_2 = 4\pi \frac{\varepsilon_2 \omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff}^{(2)}.$$

Əsas dalğanın metamaterialda z oxu boyunca yayılması zamanı S_1 -in ifadəsindən çıxır ki, k_1 dalğa vektoru, enerji selinin vektoruna S_1 əks istiqamətdə yönəlmişdir (yəni z oxunun əks istiqamətində). Faza sinxronizmi şərti daxilində qeyri-xətti mühitdə generasiya olunan harmonika dalğası istiqamətcə k_1 ilə üst-üstə düşən k_2 dalğa vektoruna malik olur (şəkil 8.2). $\varepsilon_2 > 0$, $\mu_2 > 0$ olduğu üçün hər iki k_2 və S_2 vektorları istiqamətcə üst-üstə düşür və z oxunun əks istiqamətinə yönəlmişlər. Baxılan halda, yəni ω_1 tezliyində mənfə dielektrik və maqnit nüfuzluğuna və $\omega_2 = 2\omega_1$ harmonika tezliyində müsbət dielektrik və maqnit nüfuzluğuna malik olan halda (8.2.2) sistemini

$$A_1(z=0) = A_{10} \exp(i\varphi_{10}), \quad A_2(z=l) = 0 \quad (8.2.3)$$

sərhəd şərtləri daxilində həll edək. Burada $z=0$ metamaterialın girişinə uyğun gəlir, φ_{10} - qeyri-xəti mühtin girişində əsas dalğanın başlanğıc fazasıdır.

(8.2.2) sisteminin sabi intensivlik yaxınlaşmasında ($I_1(z) = I_1(z=0) = I_{10}$), (8.2.3) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla həll etsək, harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün alarıq ($\delta_{1,2} = 0$)

$$A_2(z) = \frac{i\gamma_2 A_{10}^2}{\lambda' + \frac{i\Delta}{2} \operatorname{tg} \lambda' l} \times (\sin \lambda' z - \operatorname{tg} \lambda' l \cos \lambda' z) \exp(i2\varphi_{10} - i\Delta/2), \quad (8.2.4)$$

burada

$$\lambda'^2 = \frac{\Delta^2}{4} - 2\Gamma^2, \quad \Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad I_j = A_j A_j^*.$$

Alınmış (8.2.4) ifadəsindən görünür ki, harmonika dalğasının amplitudu, həyacanlanan harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirini nəzərə alan faktordan ($\gamma_1 \neq 0$) asılıdır. Bu faktor harmonika dalğasının fazasına təsir edir. Bundan əlavə (8.2.4)-dən çıxır ki, SAY-nın nəticəsindən fərqli olaraq, harmonika dalğasının $A_2(z)$ fazası əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır.

$\gamma_1 = 0$ olduqda (8.2.4)-dən əsas dalğanın amplitudu sabit qiymət olur, yəni SAY-nın nəticəsi alınır.

Metamaterialda əsas dalğanın enerjisinin harmonika dalğasının enerjisinə çevrilməsinin effektivliyi üçün (8.2.4)-dən almaq olar:

$\Gamma^2 > \Delta^2/8$ olduqda,

$$\eta_2(z) = \gamma_2^2 I_{10} \times \frac{(\sinh \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2}{2\Gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4} (\tanh^2 \lambda l - 1)}. \quad (8.2.5)$$

Burada $\lambda^2 = 2\Gamma^2 - \Delta^2/4$.

$\Gamma^2 < \Delta^2/8$ olduqda isə

$$\eta_2(z) = \gamma_2^2 I_{10} \times \frac{(\sin \lambda' z - \tan \lambda' l \cos \lambda z)^2}{\frac{\Delta^2}{4} (1 + \tan^2 \lambda' l) - 2\Gamma^2} \quad (8.2.6)$$

olar.

Çevrilmənin effektivliyi üçün alınmış (8.2.5), (8.2.6) ifadələrindən çıxır ki, həm əsas şüalanmanın intensivliyi, həm də fazalar fərqi üçün

optimal qiymətlər mövcuddur və bu qiymətlərdə çevrilmənin effektivliyi maksimaldır.

Fazalar fərqi üçün optimal qiymətini Δ^{opt} (8.2.5) və (8.2.6)-ya əsasən aşağıdakı ifadənin ədədi həllindən ($\Gamma^2 < \Delta^2/8$ şərti daxilində) tapmaq olar:

$$\begin{aligned} & \Gamma^2 \left(1 + \frac{\Delta^2}{4\lambda} l \cdot \tan \lambda l \right) (\sin \lambda z - \tan \lambda l \cdot \cos \lambda z) = \\ & = \left(\frac{\Delta^2}{4 \cos^2 \lambda l} - 2\Gamma^2 \right) \left(\cos \lambda z - \frac{l}{z} \frac{\cos \lambda z}{\cos^2 \lambda l} + \tan \lambda l \cdot \sin \lambda z \right). \end{aligned} \quad (8.2.7)$$

İntensivliyin optimal qiymətini (I_{10}^{opt}) isə,

$$\begin{aligned} & \sin \lambda z \left\{ \frac{\Delta^2}{4 \cos^2 \lambda l} \left[1 + \frac{2\Gamma^2}{\lambda} (l-z) \tan \lambda l \right] + \frac{4\Gamma^4}{\lambda} z \cdot \tan \lambda l \right\} = \\ & = \cos \lambda z \left\{ \frac{\Delta^2}{4 \cos^2 \lambda l} \left[\tan \lambda l - \frac{2\Gamma^2}{\lambda} (l-z) \right] + \frac{4\Gamma^4}{\lambda} \left(\frac{l}{\cos^2 \lambda l} - z \right) \right\} \end{aligned} \quad (8.2.8)$$

tənliyini həll etməklə tapmaq olar.

(8.2.7), (8.2.8) tənliklərindən belə çıxır ki, metamateriallarda Δ^{opt} və I_{10}^{opt} -in qiymətləri qarşılıqlı təsir məsafəsinin uzunluğundan, qeyri-xətti əlaqə əmsallarından başqa, uyğun olaraq əsas dalğanın intensivliyindən və fazalar fərqiindən də asılıdır.

(8.2.2) sistemində (8.2.4) ifadəsini nəzərə almaqla, əsas şüalanmanın kompleks amplitudu üçün

$$A_1(z) = A_{10} \exp(i\varphi_{10} + i(\Delta z/4)) \times \quad (8.2.9)$$

$$\sqrt{\frac{(\sin \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z) \Delta / 2 + i \lambda (\cosh \lambda z - \tanh \lambda l \sinh \lambda z)}{i \lambda - (\Delta \tanh \lambda l) / 2}}$$

ifadəsini almaq olar.

(8.2.9)-dan əsas şüalanmanın intensivliyi üçün

$$\begin{aligned} I_1(z) &= \\ &= I_{10} \times \sqrt{\frac{\frac{\Delta^2}{4} (\sin \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2 + \lambda^2 (\cosh \lambda z - \tanh \lambda l \sinh \lambda z)^2}{\lambda^2 + \frac{\Delta^2}{4} \tanh^2 \lambda l}} \end{aligned} \quad (8.2.10)$$

ifadəsini alırıq.

$\Delta = 0$ sinxronizm şərti ödəndikdə çevrilmənin effektivliyi η_2 :

$$\eta_2(z) = \frac{I_2(z)}{I_{10}} = \gamma_2^2 I_{10} \frac{(\sin \lambda z - \tanh \lambda l \cosh \lambda z)^2}{2\Gamma^2} \quad (8.2.11)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

$\Delta^2/4 = 2\Gamma^2$ halında η_2 -nin (8.2.6) ifadəsinə daxil olan funksiyaları λ -nın sıfır ətrafında ($\lambda = 0$) Teylor sırasına ayırdıqda çevrilmənin effektivliyini η_2 üçün

$$\eta_2 = \frac{\Gamma^2 (z-l)^2}{1 + 2(\Gamma l)^2} \quad (8.2.12)$$

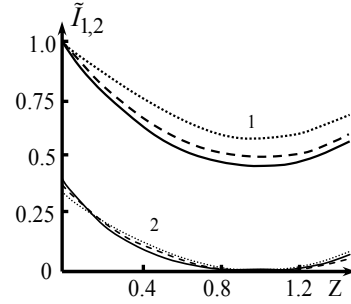
analitik ifadəsini alırıq.

Alınmış ifadədən belə çıxır ki, əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyinin \tilde{I}_{10} ($\tilde{I}_1 = I_1/I_{10}$) kiçik qiymətlərində ($\Gamma l < 1$) çevrilmənin effektivliyi \tilde{I}_{10} -la düz mütənasibdir. Əsas dalğanın intensivliyinin böyük qiymətlərində ($\Gamma l \geq 1$) çevrilmənin effektivliyi \tilde{I}_{10} -dan asılı olmur. η_2 üçün alınan asılılıq fazalar fərqi üçün də müşahidə olunur.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmış (8.2.5), (8.2.7) və (8.2.8) analitik ifadələrinin müxtəlif parametrlərdən asılılığı şəkil 8.4-

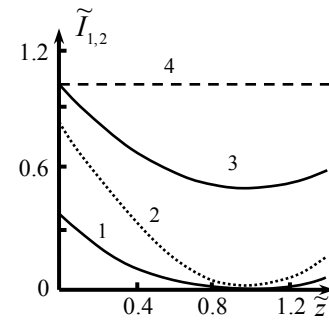
8.7-də göstərilmişdir. Əyrilər metamaterialların dissipativ olmayan mühitlərində ikinci harmonikaya çevrilmə prosesinin dinamikasını əks etdirir.

Şəkil 8.4-də $\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$ fazalar fərqi müxtəlif qiymətlərində əsas $\tilde{I}_1 = I_1/I_{10}$ və ikinci harmonika $\tilde{I}_2 = I_2/I_{10}$ dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin, metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ asılılığı göstərilib ($\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$: 1, 4 (nöqtəvi əyrilər), 0,8 (ştrixlənmiş əyrilər), 0 (bütöv əyrilər)). Bu asılılıq təbii metamaterialda müşahidə olunan $\eta_2(z)$ çevrilmənin effektivliyindən kəskin fərqlənir.



Şəkil 8.4

Əgər adi qeyri-xətti kvadratik mühidə koherent uzunluqda ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyin kəskin maksimum müşahidə olunurdusa, baxılan mənfi sındırma əmsallı mühidə bu asılılıq özünü monoton xarakterli aparır. Eyni zamanda metamaterial harmonika dalğasını metamaterialın girişində əks etdirən güzgü rolunu oynayır, yəni çevrilmənin effektivliyinin maksimumu metamaterialın çıxışına deyil, girişinə uyğun gəlir. Başqa sözlə, həyacanlanan harmonika şüalanması həyacanlandıran əsas dalğanın qarşısına istiqamətlənir. $\tilde{\Delta}$ -nin eyni qiymətinə uyğun olan əyrilərin müqayisəsindən görünür ki, böyük çevrilmə effektivliyi η_2 faza sinxronizm şərtinin ödəndiyi hala uyğundur (1 və 2 bütöv, nöqtəvi və qırıq xətti əyriləri müqayisə et).

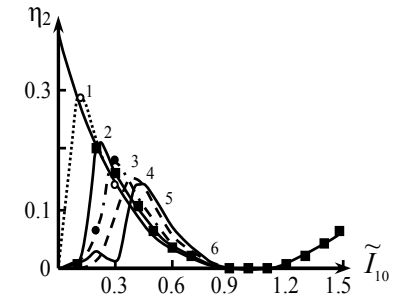


Şəkil 8.5

Sabit intensivlik yaxınlaşma-

sında $\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma = 0.8$ parametri üçün əsas və ikinci harmonika dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan \tilde{z} ($\tilde{z} = \Gamma z$) asılılığı və müqayisə üçün onun sabit amplitud yaxınlaşmasındakı nəticəsi şəkil 8.5-də göstərilmişdir. Burada 1 və 3 əyriləri SİY-nin, 2 və 4 əyriləri isə SAY-nin nəticələridir. Əyrilərdən görünür ki, həyacanlanan ikinci harmonika dalğasının əsas dalğaya əks təsirinin nəzərə alınması əsas və harmonika dalğalarının gətirilmiş intensivliklərinin azalmasına gətirir.

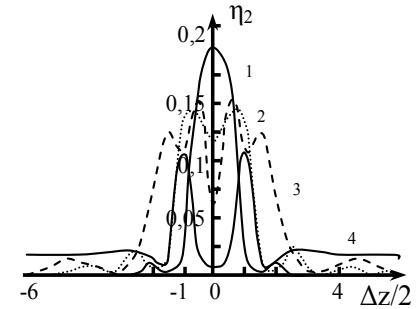
Şəkil 8.6-da $\tilde{\Delta}$ -nin altı qiyməti üçün çevrilmənin effektivliyinin η_2 , əsas dalğanın gətirilmiş intensivliyindən $\tilde{I}_{10} = \Gamma z$ asılılığı göstərilib $\Delta z/2$: 0 -1 əyrisi; 0.1 - 2 əyrisi; 0.5 -3 əyrisi, 0.8 -4 əyrisi və 1.5 - 6 əyrisi). Fazalar fərqi artması ilə çevrilmənin effektivliyi azalır. Bu zaman effektivliyin maksimumuna uyğun əsas şüalanmanın intensivliyinin optimal qiyməti artır.



Şəkil 8.6

Γz parametrisinin müxtəlif qiymətləri üçün sinxronizm əyriləri şəkil 8.7-də göstərilib Γz : 0.2 (1); 0.35 (2); 0.5 (3); 0.85 (4).

Sinxronizm əyrilərinin tədqiqi göstərir ki, əsas dalğanın intensivliyinin artması ilə çevrilmənin effektivliyinin mərkəzi maksimumdan ətrafdakı maksimumlara ötürülməsi baş verir. Nəticədə mərkəzi maksimumun çökməsi, ətraf maksimumların isə artması (1-4 əyrilərinin müqayisəsi) müşahidə edilir. (8.2.12)-dən $\Gamma z = 0.5$ və $\Gamma l = 1$ olduqda, çevrilmənin



Şəkil 8.7

effektivliyi üçün $\eta_2 = 0.083$ alınır, bu da (8.2.6) tənliyinin ədədi həlli ilə uyğun gəlir (şəkil 8.7, əyri 3-ə bax).

Beləliklə, SAY-nın nəticəsi ilə müqayisədə, harmonikanın əsas şüalanmanın fazasına əks təsirinin nəzərə alınması, keyfiyyətcə yeni effektlərə gətirir.

Sinxronizm əyrisində harmonika dalğasının intensivliyinin minimumlarının yerləşməsi əsas dalğanın intensivliyindən asılıdır. Əsas şüalanmanın intensivliyinin artması ilə sinxronizm əyrisinin minimumları fazalar fərqi böyük qiyməti tərəfə sürüşür və sinxronizm əyrisinin eni artır. Bu fakt kritik sinxronizmə malik olan materiallardan effektiv istifadə etməyə imkan verir.

Əsas şüalanmanın intensivliyinin artması ilə mərkəzi maksimuma çevrilmənin effektivliyi azalır, ətraf maksimumlara çevrilmənin effektivliyi isə artmış olur.

§ 8.3. Öz-özünə təsir effekti

Öz-özünə təsir effekti adətən mühitin kubik qeyri-xəttiliyi ilə əlaqədardır. Lakin inversiya mərkəzinə malik olmayan mühitlərdə də güclü öz-özünə təsir effektinin yaranması mümkündür. Kvadratik qeyri-xəttiliyə malik mühitlərdə öz-özünə təsir effektinin SAY-da nəzərə almaq mümkün deyildir, çünki SAY-da əsas dalğanın fazası sabit götürülür, amma bu effekti SİY-da nəzərə almaq olur. (8.2.2) sistemində $A_j(z) = a_j(z) \exp[i\varphi_j(z)]$ olduğunu fərz etsək, yəni əsas dalğanın kompleks amplitudundan həqiqi amplituda $a_1(z)$ və fazaya $\varphi_1(z)$ keçsək, sistemin birinci tənliyindən alırıq

$$\frac{da_1}{dz} + ia_1 \frac{d\varphi_1}{dz} = -i\gamma_1 a_1 a_2 \exp[i(\varphi_2 - 2\varphi_1 + \Delta z)]. \quad (8.3.1)$$

SİY-da (8.3.1)-dən yazmaq olar:

$$\frac{d\varphi_1}{dz} = -i\gamma_1 a_2 \cos(\varphi_2 - 2\varphi_1 + \Delta z). \quad (8.3.2)$$

(8.2.4) münasibətindən metamaterialda ikinci harmonikanın amplitudunu və fazasını tapıb (8.3.2)-də yerinə qoyaıq. Sonra, metamaterialda dalğaların yayılma prosesində əsas dalğanın fazasının dəyişməsi üçün alınmış tənliyi həll edərək, əsas dalğanın fazasının z -dən asılılığını tapmaq olar:

$$\varphi_1(z) = \varphi_1(0) + \frac{\Delta z}{\left[\left(\frac{\Delta}{\Gamma \cos \lambda l} \right)^2 - 8 \right]} \times \left[\cos^{-2} \lambda l + (1 - \cos 2\lambda z) \frac{\tan \lambda l}{\lambda z} - (1 - \tan^2 \lambda l) \sin c 2\lambda z \right]. \quad (8.3.3)$$

Müqayisə üçün, dalğaların adi kvadratik mühitdə yayılma prosesində əsas dalğanın fazasının dəyişməsinin

$$\varphi_1^{adi}(z) = \varphi_1^{adi}(0) - \frac{\Delta^{adi} z}{\left[\left(\frac{\Delta^{adi}}{\Gamma^{adi}} \right)^2 + 8 \right]} \left[1 - \sin c 2\lambda^{adi} z \right] \quad (8.3.4)$$

ifadəsini yada salaıq, burada Δ^{vol} -adi kvadratik mühitdə ikinci harmonikanın generasiyası zamanı yaranan fazalar fərqi, burada

$$\lambda^{vol} = \sqrt{2(\Gamma^{vol})^2 + ((\Delta^{vol})^2 / 4)}, \quad (\Gamma^{vol})^2 = \gamma_1^{vol} \gamma_2^{vol} I_{10}.$$

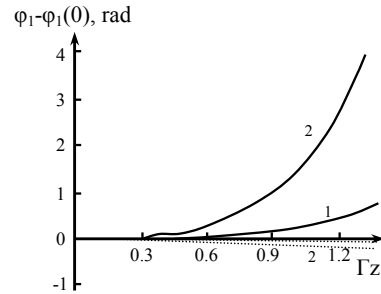
Alınmış (8.3.3) və (8.3.4) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, metamaterialda əsas şüalanmanın fazası üçün aldığımız ifadədə $\varphi_1(0)$ -ın başlanğıc qiymətinə müsbət əlavə hədd, adi kvadratik mühit halında isə mənfi əlavə hədd daxil olur. Həm də bu ifadələrin ədədi həllinin göstərdiyi kimi, bu əlavələr qiymətcə bir tərtib fərqlənirlər.

(8.3.4) ifadəsini həm də (8.3.3)-dən (8.2.8) sərhəd şərtində dəyişiklik etməklə ($l=0$) və Γ parametrinin işarəsini dəyişməklə, (metamaterialdan adi kvadratik mühitə keçilməsilə) asanlıqla almaq olur. Burada $\gamma_1^{vol} = -\gamma_1$, $\gamma_2^{vol} = \gamma_2$, $\Gamma^{vol} = -\Gamma$.

Alınmış (8.3.3) ifadəsindən çıxır ki, metamaterialda həyacanlanan dalğanın faza sürəti, (yəni həm də mühitin sındırma əmsalı) onun intensivliyindən asılıdır, başqa sözlə işıq dalğasının öz-özünə təsiri müşahidə olunur.

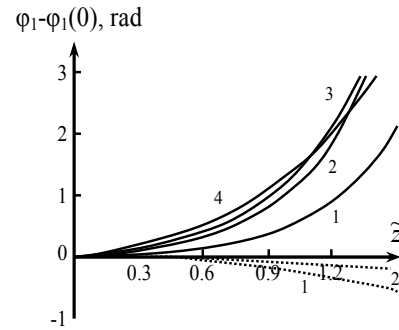
(8.3.3)-dən $\gamma_1 = 0$ ($\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$), (8.3.4)-dən isə $\gamma_1^{adi} = 0$ olduqda SAY üçün məlum $\varphi_1(z) = \varphi_1(0)$ və $\varphi_1^{vol}(z) = \varphi_1^{vol}(0)$ alırıq, yəni əsas dalğanın fazası sabitdir.

Şəkil 8.8-də SİY-da gətirilmiş fazalar fərqi Γz müxtəlif qiymətlərində $\Delta z/2$: 0.1 (1) və 0.8 (2) güclü dalğanın faza dəyişməsinin əsas şüalanmanın gətirilmiş intensivliyindən metamaterialda (1 və 2 bütöv əyri) və adi mühitdə (1 və 2 nöqtəvi əyri) asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 8.8

Şəkil 8.9-da SİY-da gətirilmiş fazalar fərqi $\tilde{\Delta} = \Delta/2\Gamma$: 0.2 (1), 0.5 (2), 0.8 (3) və 1.2 (4) güclü dalğanın fazanın dəyişməsinin qeyri-xətti mühitin gətirilmiş uzunluğundan $\tilde{z} = \Gamma z$ metamaterialda (1-4 bütöv əyri) və adi mühitdə (1 və 2 nöqtəvi əyri) asılılığı göstərilib. Əyriyərdən görünür ki, Δ artdıqca, $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ fərqi mütəlak qiyməti



Şəkil 8.9

də artır (şəkil 8.8-də 1 və 2 bütöv əyri, şəkil 8.9-da 1-4 bütöv əyri müqayisə et). Burada həm də adi kvadratik mühit üçün uyğun nəticələr göstərilmişdir (şəkil 8.8 və 8.9-da nöqtəvi əyri). Hər iki tip asılılıqların müqayisəsi göstərir ki, məsələnin uyğun eyni parametrlərində əsas dalğanın fazasının böyük mütəlak dəyişməsi metamaterialın tədqiq olunan halında baş verir (hər iki şəkil bütöv və nöqtəvi əyri müqayisə et). Məsələn, əgər metamaterialda $\Gamma z = 1.2$ (şəkil 8.8) halında fazalar fərqi $\Delta z/2$ 0.1-dən (bütöv 2 əyri) 0.8-dək (bütöv 1 əyri) $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ -in təqribən 8 dəfə artmasına gətirirsə, adi kvadratik mühit halında bu dəyişmə 10 dəfə kiçik olur. $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ fərqi işarəsinin dəyişməsi adi kvadratik mühitdən metamateriala keçdikdə metamateriala xas olan mənfi sındırma əmsalı ilə izah olunur.

Hər iki halda parametrlərin qiymətlərinin geniş diapazonu üçün ədədi hesablamaların təhlili göstərir ki, məsələnin verilmiş parametrlərində $\varphi_1 - \varphi_1(0)$ əyriyərinin gətirilmiş intensivlikdən və uzunluqdan asılılığı oxşardır.

Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza dəyişmələrinin nəzərə alınması, çevirmə effektivliyinin azalmasına və əsas dalğanın intensivliyindən asılı olaraq sinxronizm əyriyərinin parametrlərinin dəyişməsinə gətirir, bu isə SAY-da baş vermir. Bu fakt metamateriallar üçün aparılmış hesablamaları korrektə etməyə imkan verir. Göstərilmişdir ki, kvadratik qeyri-xətti metamaterialda dalğaların yayılması, öz-özünə təsir effekti ilə müşayiət olunur. Alınmışdır ki, məsələnin parametrlərini, yəni qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqi, qeyri-xətti mühitin uzunluğunu, əsas dalğanın intensivliyini və s. uyğun seçməklə çevirmənin effektivliyini artırmaq olar. Göstərilmişdir ki, metamateriallarda əsas şüalanmanın fazasının mütəlak dəyişməsi, adi kvadratik mühitdəkindən bir tərtib böyükdür.

**QEYRİ-XƏTTİ OPTİKADA İSTİFADƏ
OLUNAN MATERİALLAR**

Güclü lazerlərin və lazer sistemlərinin yaratdığı qeyri-xətti effektlər, şüalanmanın aktiv mühitlə qarşılıqlı təsiri, güclənməsi və generasiyası proseslərindən ayrılmışdır. Qeyri-xətti optikada olduğu kimi lazer sistemlərinin elementlərində alınan bütün qeyri-xətti effektləri üç böyük qrupa bölmək olar: 1) tezliyin çevrilmə prosesləri (cəm və fərq tezlikli dalğaların generasiyası) da daxil olmaqla, harmonikaların generasiyası; 2) şüalanmanın intensivliyindən asılı olaraq mühitin sındırma əmsalının və itki parametrlərinin dəyişməsi ilə müəyyən olunan öz-özüə təsir effekti; 3) səpilmə mexanizmindən güclü asılı olan qeyri-xətti səpilmə prosesi.

Böyük intensivliyə malik olan işıq yalnız atomlarla, ionlarla və molekullarla deyil, kondensasiya olunmuş şəffaf mühitlərlə (qazlarla, mayelərlə, kristallarla və s.) qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bu qeyri-xətti proseslər də qeyri-xətti optikanın əsasını təşkil edir. Atom səviyyəsində gedən qeyri-xətti proseslər kondensasiya olunmuş mühitlərdə yaranan qeyri-xətti proseslərlə sıx əlaqədardır. İntensiv işığın atomlarla elementar qeyri-xətti qarşılıqlı təsir aktı çoxfatonlu matris elementlərinin əsas xarakteristikası olmaqla, qaz atomları ilə və ya kondensasiya olunmuş mühitlə qarşılıqlı təsirin xarakterini müəyyən edən maddi mühitin **qeyri-xətti qavrayıcılığını** təyin edir.

Yaxşı məlumdur ki, qeyri-xətti qavrayıcılıq kondensasiya olunmuş mühiti əmələ gətirən atomların əsas qeyri-xətti xarakteristikası ilə birbaşa bağlıdır. Beləliklə, qeyri-xətti qavrayıcılığın xarakteristikası, məsələn, onun şüalanmanın tezliyindən asılılığı atom səviyyəsindəki qarşılıqlı təsirin xarakteri ilə müəyyən olunur.

Qeyri-xətti optikada gedən proseslər optik dalğaların qarşılıqlı təsiri baş verən qeyri-xətti mühitin xarakteristikasından asılıdır və qeyri-xətti polyarizasiya maddənin qavrayıcılığının qeyri-xətti toplananı ilə təyin olunur.

Optikada tezliklərin çevrilməsini həyata keçirən çoxlu sayda müxtəlif qeyri-xətti kristallar mövcuddur. Lakin, optik çeviricilərdə lazım olan xarakteristikaya malik olan kristallara qoyulan tələb onların sayını kəskin azaldır. 32 kristallik sinifdən yalnız 20 sinif kvadratik polyarizasiyaya malikdir ki, onlar **pyezoelektriklər** adlanırlar. Bunlardan ilk növbədə tetraqonal sistemə daxil olan $D_{2d}(4\bar{2}m)$ sinfini fərqləndirmək lazımdır. Bu sinifə kalium dihidrofosfat kristal qrupu aiddir: KDP - Kalium dihidrofosfat (kimyəvi düsturu: KH_2PO_4), ADP - Amonium dihidrofosfat ($NH_4H_2PO_4$), Gümüş tioqallat ($AgCaS_2$) və b. aiddir. Bunlardan başqa triqonal sistemin $C_{3v}(3m)$ sinfində: Litium niobat ($LiNbO_3$) və pristiti (Ag_3AsS_3) kristallarını göstərmək olar: qeksaqonal sistemin $C_6(6)$ sinfindən: Litium yodu ($LiIO_3$) və b. kristalları qeyd etmək olar.

Rombik sistemdə ikioxlu kristallardan Barium-natruim niobat ($Ba_2NaNb_5O_{15}$), kalium titanat fosfat $KTiOPO_4$ (KTP) və s. kristallarını göstərə bilərik. Spektrin infraqırmızı oblastında perspektiv olan kubik sistemin kristallarından Qallium-selenid- ($GaSe$), arsenid indium ($InAs$), arsenid qallium ($GaAs$) və s. istifadə olunur. Bu kristallarda kvadratik qavrayıcılıq ikiqat şüasındırıcı kristallardakından çoxdur. Lakin bunlarda faza sinxronizm şərti ödənmir. Bu və ya başqa kristalların keyfiyyətinə görə seçilməsi, yalnız birinci yaxınlaşmada mümkündür.

Yüksək çevrilmə effektivliyi əldə etmək üçün qeyri-xətti mühit bir sıra tələbi ödəməlidir. Məsələn, məlumdur ki, aşağı gücə malik ikinci harmonika şüalanması almaq üçün güclü qeyri-xəttiliyə malik kristal barium natrium (niobat kimi) tətbiq etmək lazımdır. Güclü impuls lazerlərində ikinci harmonikanın generasiyası üçün zəif qeyri-xəttiliyə malik olan, lakin şüalanmanın təsirinə davamlı kristallar (KDP qrupundakı) tətbiq etmək məqsəduyğundur.

Bəzi qeyri-xətti kristalların parametrləri cədvəl 1-3-də verilmişdir.

Qeyri-xətti optikanın əsas problemlərindən biri qeyri-xətti optik effektlərdən (tezlik çeviricilərindən) istifadə etməklə koherent işıq mənbələri yaratmaqdır. Lakin axır zamanlara qədər istifadə olunan praktiki kristallik lazerlərin dalğa uzunluğu 5 mk-la məhdudlaşır.

Kvant-kaskad lazerlərində şüalanmanın spektri bütün orta infraqırmızı oblastı (3-24 mkm) əhatə etməyinə baxmayaraq, bu oblastda impuls rejimində şüalanma yaratmaq mümkün deyil. Bunlardan başqa, dalğa uzunluqları 5 mkm-dən böyük olan kvant-kaskad lazerlərinin gücü 3 Vt-dan yuxarı olur. Buna görə də orta infraqırmızı diapazonda yüksək enerji sıxlığına və yüksək orta gücə malik impuls rejimində şüalandıran mənbələr yaratmaq üçün yeganə üsul tezliyin parametrik çevrilmə sistemlərindən (ışığın parametrik və fərq rezlikli dalğaların generatorlarından) istifadə etməkdir. Bu yolla geniş dalğa diapazonunda şüalandırıcılar yaratmaq mümkündür.

Qeyri-xətti oksid kristallarında şəffaflıq oblastı spektrin infraqırmızı hissəsi tərəfindən 3-4 mkm-lə məhdudlaşır. Bundan sonra fotonların intensiv udulması baş verir. Orta infraqırmızı oblastda (4 mkm-dən 15 mkm-ə qədər olan diapazonda) şüalanma almaq üçün qeyri –oksid kristallardan istifadə olunur. İndiyə qədər nanosaniyəli parametrik impuls generatorları 8 birləşmədə yaradılmışdır; Ag_3AsS_3 , $AgGaS_2$, $HgGa_2S_4$, $Hg_{1-x}Cd_xGd_2S_4$, $LiInSe_2$, $CdSiP_2$, $BaCa_4S_7$, $LiGaS_2$.

Orta infraqırmızı oblastda müxtəlif növ tezlik çeviricilərində effektivliyə görə $Hg_{1-x}Cd_xGa_2S_4$ kristalı mühüm yer tutur. Yaxşı məlum olan biroxlu $AgGaS_2$ kristalın hazırlanmasında əldə olunan yeni texnoloji nailiyyətlər imkan verir ki, bu kristaldan praktikada geniş istifadə olunsun. Bundan əlavə ikioxlu kristallarından $LiIn(S_{1-x}Se_x)_2$ və $LiGa(S_{1-x}Se_x)_2$ femtosaniyə impulslarının tezlik çeviricilərində geniş tətbiq olunur.

İnfrayırmızı diapazon üçün istifadə olunan qeyri-xətti kristallar haqqında məlumatlar cədvəl 4-də verilmişdir.

Tezlik çeviricilərində molekulyar kristallar da geniş istifadə olunur.

Axır zamanlarda diasetilen əsaslı polimer kristalların tətbiqi potensial imkanlara malikdir. Bu kristallar monomer monokristalların

köməyilə alınır və sonra polimerləşmə aparmaqla, bərk hala salınır. Polimerləşmiş kristallarda sistemin qoşma əlaqələrinin böyük məsafədə yerləşməsinə görə qeyri-xətti qavrayıcılığın optimal qiymətini almaq olur. Bundan başqa, xarici təsirlərə görə polimerləşmə zamanı kristalın möhkəmliyi də artır.

ƏDƏBİYYAT

1. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.; ВИНТИ, 1964.-295 с.
2. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.; Мир, 1966, 404 с.
3. Ахманов С.А., Чиркин А.С. Статистические явления в нелинейной оптике. М.; Изд-во Московского Университета, 1971.-123 с.
4. Ахманов С.А. Электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах: Дис:... д-ра физ-мат. наук. М., 1967.-439 с.
5. Тагиев З.А. Теория нелинейных волн в приближении заданной интенсивности . Баку.; Елм, 2003.-240 с.
6. Касумова Р.Дж. Теория нелинейного взаимодействия оптических волн в приближении заданной интенсивности. Баку.; Елм, 2001.-187 с.
7. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. Физмат.лит., 2004, -512с.
8. Райнтжес Дж. Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах. М.; Мир. 1987.-512 с.
9. Шен Н.Р. Принципы нелинейной оптики. М.; Наука, 1989. - 558с.
10. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М.; Мир, 1876.-261 с.
11. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.; Наука, 1976. – 576 с.
12. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. – 342 с.
13. Boyd R.W. Nonlinear optics. Elsevier Store. 2008. -613p.
14. Walls D.F., Milburn G.J. Quantum Optics. Springer Berlin. 1994. - 332 p.
15. Справочник по лазерам (Под ред. А.М.Прохорова. М.: Сов.радио, 1978. Т.2.-400 с.

ƏLİFBƏ GÖSTƏRİCİSİ

A		- anizotrop kristal-	
adi şüa	88	larda	86
- optika	16	- ədədlərinin fərqi	37
anharmonik ossilyator	16	dalğaların qrup sürəti	42
anizotrop mühit	86	- intensivliyi	38
- dalğa tənliyi	14	- parametrik güclənməsi	90
anizotropiya bucağı	43	- parametrik çevrilməsi	90
antistoks səpilmə	170	dielektrik qavrayıcılıq	
ardıcıl yaxınlaşma	62	tenzoru	9
ardıcıl yerləşdirilmiş		- nüfuzluğu	9
kristallarda tezliyin		dipol momenti	9
çevrilməsi	131	dispersiya nəzəriyyəsinin	
atomdaxili elektrik sahəsi	11		
B		- birinci yaxınlaşması	42
baş müstəvi	37	- ikinci yaxınlaşması	44
Bessel funksiyası	77	dispersiya yayılma əm-	
biroxlı kristallar	87	salı	45
birrezonatorlu sxem	102	dispersiyalı interferometr	144
		dördtezlilik qarışıqlı təsir	29
		dördüncü harmonika	32
C			
cəm tezlikli dalğanın		E	
generasiyası	21	elektrik induksiya vek-	
- dissipativ mühitlərdə	70	toru	9
- ardıcıl yerləşmiş		elektron polarizasiyası	6
kristallarda	147	effektivliyin artma əm-	
cırılma rejimi	109	salı	116
cırılmış qiperhəndəsi		F	
funksiya	63	Fabri-Pero rezonatoru	114
D		faza münasibətinin po-	
dalğa ədədi	14	zucu mexanizmləri	5
- sinxronizm şərti	48	- sinxronizmi	108
- vektoru	42	fərq tezlikli dalğanın ge-	
- səthi	87	nerasiyası	73
dalğa sinxronizmi	48,82	fəza döyünləri	56

fırlanma polyarizasiyası	6	K	
Furye çevrilməsi	28	kaskad yolu ilə gene- rasiya	159
G		koherent uzunluq	51,84
güclənmə əmsalı	92	kollinear dalğa sinxro- nizmi	110
güclənmənin inkrementi	92	kombinasiyalı səpilmə	171
H		kompleks amplituda	12
harmonik ossilyator	11	kristalın baş kəsiyi	87
X		kubik qeyri-xətti mühit	24
xətti qavrayıcılıq	23	- qavrayıcılıq	23
- mikroskopik qavra- yıcılıq	13	- polyarizasiya	23,33
- optika	6	- kristallarda	
- polyarizasiya	23	qarşılıqlı təsir	40
- optikanın tənliyi	27	kvadratik qeyri-xətti qav- rayıcılıq	23
i		- mühit	24
ikioxlu kristal	87	- polyarizasiya	23
ikinci harmonikanın		- mühitlərdə dalğala- rın qarşılıqlı təsiri	26
generasiyası	32,46	kvazimüstəvi dalğa	41
- dissipativ mühit- lərdə	158	kvazimonoxromatik dalğa	41
- rezonatorlarda	123	Q	
- tərtib qavrayıcılıq	20	qeyri harmonik ossilyator	16
ikirezonatorlu sxem	102,118	qeyri-adi dalğa	35
induksiya vektoru	9	qeyri xətti polyarizasiya	22
interferometr	144	- dalğa tənliyi	35
ion polyarizasiyası	6	- dispersiyalı	
işıq dalğasının öz-özünə təsiri	34	interferometr	144
işığın parametrik genera- toru	99	- əlaqə əmsalları	37
gücləndirilməsi	103	- qavrayıcılıq	20,27
işığın kombinasiyalı səpilməsi	170	- qavrayıcılığın dispersiyası	27
		- qavrayıcılıqın təyini	142
		- optika	22

- optik effektlər	30	- qarşılıqlı təsir	88
- uzunluq	51	pezoelektriklər	104
qısaltılmış tənliklər	36	polyarizasiya vektoru	8
		potensial çuxuru	10
L		R	
lazer rezonatoru daxi- lində generasiya	123	Raman səpilməsi	170
Lorens modeli	11	rezonatorlarda dalğaların qarşılıqlı təsiri	39
M		rəqs periodu	7
maddi tənliklər	8	Riman üsulu	77
Maksvel tənlikləri	13,26	S	
Menli-Rou münasibəti	37	sabit amplitud yaxınlaş- ması	4,46
metamateriallar	188	sabit intensivlik yaxın- laşması	5,49
metamateriallarda ikinci harmonikanın genera- siyası	191	- tətbiq olunma oblastı	73,76
- öz-özünə təsir effekti	199	səmərsiz dalğası	90
Meyker döyünmələri	55	siqnal dalğası	90
mənfi kristal	88	sındırma əmsalı	6
- sındırma əmsallı mühit	188	sinxronizm əyrisi	83
Miller qaydası	22	- istiqaməti	88
müsbət kristal	88	skalyar sinxronizmi	108
- sındırma əmsallı mühit	191	stasionar olmayan qeyri-xətti proseslər	76
O		Stoks səpilməsi	170
optik düzlənmə effekti	31	Ş	
optimal uzunluq	80,59	şüa səthi	87
- faz münasibəti	117,183	T	
Ö		tezliyin çevrilmə effek- tivliyi	182
öz-özünə təsir effekti	54	P	
P		parametrik generasiya	80

- parametrik çevrilməsi	89,87	V vektor sinxronizmi	109
- rezonator da çevrilməsi	116,182	Y yüksək harmonikanın generasiyası	66,159
U			
Udulma əmsalı	6	Z	
Uitteker funksiyası	63	zəif dəyişən amplitud yaxınlaşması	31
Ü			
Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri	20		
- rəngli tenzor	20		
üçüncü harmonikanın generasiyası	32		
ardıcıl yerləşmiş kristallarda	153		
- kaskad yolu ilə generasiyası	159		
- dissipativ mühitlərdə	68		
-üçüncü tərtib qeyri-xətti polyarizasiya	20		
üçtezlilik qarşılıqlı təsir	29		

MÜNDƏRİCAT

GİRİŞ	3
F ə s i l I. Qeyri-xətti polyarizasiya	
§ 1.1. Xətti optika. Dielektriklərin polyarizasiyası	6
§ 1.2. Lorens modeli.....	12
§ 1.3. Qeyri harmonik ossilyator	17
§ 1.4. Üç ölçülü halda polyarizasiyanın komponentləri. Üç dalğanın qarşılıqlı təsiri	22
§ 1.5. Miller qaydası	24
§ 1.6. Kvadratik və kubik qeyri-xətti polyarizasiya	24
§ 1.7. Kvadratik və kubik qeyri-xətti mühitlər	26
F ə s i l II. Qeyri-xətti dalğa tənliyi	
§ 2.1. Qeyri-xətti polyarizasiyalı mühitlərdə dalğa tənliyi	28
§ 2.2. Xətti və qeyri-xətti qavrayıcılığın dispersiyası	29
§ 2.3. Qeyri-xətti optik effektlər.....	32
§ 2.4. Qeyri-xətti mühitlərdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudalarını ifadə edən qısdılmış tənliklər.	38
§ 2.5. Menli-Rou münasibəti	40
§ 2.6. İkinci harmonikanı xarakterizə edən qısdılmış tənliklər .	42
§ 2.7. Qeyri-xətti mühitlə doldurulmuş rezonator da dalğaların qarşılıqlı təsiri	43
§ 2.8. Kubik kristallarda dalğaların qarşılıqlı təsiri	43
§ 2.9. Kvadratik mühitlərdə kvazimüstəvi, kvazimonoxromatik dalğalar	45
§ 2.10. Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşması	46
§ 2.11. Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşması	48
F ə s i l III. Qeyri-xətti optikanın qısdılmış tənliklərinin təhlil üsulları	
§ 3.1. İkinci harmonikanın generasiyası. Sabit amplitud yaxınlaşması	50

§ 3.2.	Sabit intensivlik yaxınlaşması.....	54
§ 3.3.	Faza sinxronizm şərti ödənmədikdə ikinci harmonikanın generasiyası	59
§ 3.4.	Sinxronizm şərti ödəndikdə ikinci harmonikanın generasiyası	61
§ 3.5.	Dissipativ mühitlərdə ikinci harmonikanın generasiyası ..	63
§ 3.6.	İkinci harmonikanın generasiyası üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblası.....	66
§ 3.7.	Dissipativ mühitlərdə yüksək harmonikaların generasiyası	72
§ 3.8.	Dissipativ mühitlərdə üçüncü harmonikanın generasiyası.	74
§ 3.9.	Cəm tezlikli dalğanın generasiyası	76
§ 3.10.	Fərq tezlikli dalğanın generasiyası	80
§ 3.11.	Stasionar olmayan qeyri-xətti proseslər	83
§ 3.12.	Dalğa sinxronizmi	89
§ 3.13.	Anizotrop kristallarda dalğa sinxronizmi	94

F ə s i l IV. Optikada parametrik effektlər

§ 4.1.	Dalğaların parametrik güclənməsi və generasiyası	97
§ 4.2.	Gücləndiricinin və generatorun gücləndirmə əmsalları.....	99
§ 4.3.	Dissipativ mühitlərdə dalğaların parametrik güclənməsi ..	102
§ 4.4.	Tezliyin parametrik çevrilməsi	106
§ 4.5.	İşığın parametrik generatoru	108
§ 4.6.	Rezonatorada dalğaların parametrik gücləndirilməsi	113
§ 4.7.	Üçtezlikli parametrik qarşılıqlı təsirdə faza sinxronizmi..	117
§ 4.8.	Dalğaların parametrik güclənməsi prosesi üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiq olunma oblası	121

F ə s i l V. Rezonatorada optik tezliklərin qeyri-xətti çevrilməsi

§ 5.1.	Rezonatorada ikinci harmonikanın generasiyası	124
§ 5.2.	Tezlik çevricilərinin effektivliyi	126
§ 5.3.	İkiqat tezlik çevricilərinin ikirezonatorlu sxemi	129
§ 5.4.	İkiqat tezlik çevricisinin effektivliyi	131
§ 5.5.	Lazer rezonatorunda ikinci harmonikanın generasiyası ...	134
§ 5.6.	İkinci harmonikanın generasiyasının optimal şərti	139

F ə s i l VI. Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda qeyri-xətti optik proseslər

§ 6.1.	Ardıcıl yerləşdirilmiş iki qeyri xətti kristallarda ikinci harmonikanın generasiyası	143
§ 6.2.	İkinci harmonikanın intensivliyi	147
§ 6.3.	Ardıcıl yerləşmiş iki müxtəlif qeyri-xətti kristallarda tezliyin çevrilmə prosesi	150
§ 6.4.	Qeyri-xətti qavrayıcılığın təyini	154
§ 6.5.	Qeyri-xətti dispersiyalı interferometr	158
§ 6.6.	Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda cəm tezlikli dalğanın generasiyası	161
§ 6.7.	Ardıcıl yerləşdirilmiş kristallarda üçüncü harmonikanın generasiyası	168
§ 6.8.	Üçüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası	175
§ 6.9.	Dördüncü harmonikanın kaskad yolu ilə generasiyası.....	181

F ə s i l VII. İşığın kombinasiyalı səpilməsi

§ 7.1.	Stoks və antistoks komponentlərinin parametrik generasiyası	186
§ 7.2.	Doldurma dalğasının hüdud amplitudu	191
§ 7.3.	Stoks komponentinin intensivliyi	191
§ 7.4.	Kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin xarici rezonatorada qarşılıqlı təsiri	193
§ 7.5.	Tezliyin rezonator daxili çevrilməsində kombinasiyalı səpilmə komponentlərinin parametrik qarşılıqlı təsiri	197
§ 7.6.	Tezliyin çevrilmə effektivliyi	200
§ 7.7.	Optimal faza münasibəti	201

F ə s i l VIII. Metamateriallarda optik dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsiri

§ 8.1.	Mənfi sındırma əmsalına malik metamaterialların elektrodinamikası	206
§ 8.2.	Metamateriallarda ikinci harmonikanın generasiyası	210
§ 8.3.	Öz-özünə təsir effekti	218

Əlavələr

Qeyri-xətti optikada istifadə olunan materiallar	222
Ədəbiyyat	230
Əlifba göstəricisi	231
Mündəricat	235

Cədvəl 4. 1064 nm doldurma dalğasının uzunluğunda və 6,45 mkm generasiya olunan dalğa uzunluğunda qeyri-xətti kristalların xüsusiyyətləri: d_{eff} (3-cü sütun) θ və ya φ (2-ci sütun) faza sinxronizminin uyğun şərtlərində hesablanır; λ_F - əsas şüalanmanın dalğa uzunluğudur, harada ki, İHG zamanı qeyri-xətti əmsallar qiymətləndirilmişdir (6-cı sütuna daxil edilmişdir). Cədvələ $d_{eff} < 1$ pm/V üçün yüksək şəffafliq nadir torpaq kristallar daxil edilməmişlər.

Kristal Nöqtəvi qrupu	θ / φ (qarşılıqlı təsir)	d_{eff} [pm/V]	istilik keçiricilik [Vt/mK]	qadağan zonanın eni E_g [eV]	İHG-da δ [pm/V] və ya d_{ij} [pm/V], λ_F	Miller düzəlişi, [pm/V]
AgGaS ₂ [*] 42m	40.50 (oo-e) 45.53 (eo-e)	8.86 13.65	1.4 //c 1.5 \perp c	2.70	$\delta_{36}=0.12$	$d_{36}=13.65$
HgGa ₂ S ₄ [*] 4	45.87 (oo-e) 51.21 (eo-e)	15.57 21.18	2.49-2.85 //c 2.36-2.31 \perp c	2.79	$d_{36}=27.2$ 1064 nm	$d_{36}=24.56$
Cd _x Hg _{1-x} Ga ₂ S ₄ [*] ($\theta=90^\circ$, x=0.55) 4	90.00 (oo-e)	24.94	1.8-1.92 //c 1.62-1.81 \perp c (x=0.27-0.3)	3.22 (x=0.55)	$d_{36}=27.2$ 1064 nm –də	$d_{36}=24.94$
LiGaS ₂ xz mm ₂ xy	47.77 (oo-e) 40.36 (eo-e)	4.23 5.50	NA	3.76	$d_{31}=5.8$ $d_{24}=5.1$ 2300 nm-də	$d_{31}=5.71$ $d_{24}=5.21$
LiInS ₂ xz mm ₂ xy	40.01 (oo-e) 36.37 (eo-e)	4.65 6.77	6.2 //x 6.0 //y 7.6 //z	3.57	$d_{31}=7.25$ $d_{24}=5.66$ 2300 nm-də	$d_{31}=7.23$ $d_{24}=5.93$

LiGaSe ₂ <i>mm</i> ₂	xz xy	51.45 (oo-e) 37.61 (eo-e)	7.82 9.31	NA	3.65	$d_{31}=9.9$ $d_{24}=7.7$ 2300 nm-də	$d_{31}=10$ $d_{24}=8.16$
LiInSe ₂ * <i>mm</i> ₂	xz xy	36.97 (oo-e) 41.62 (eo-e)	7.26 10.57	4.7-4.5 //x 4.7-4.8 //y 5.5-5.8 //z	2.86	$d_{31}=11.78$ $d_{24}=8.17$ @ 2300 nm	$d_{31}=12.08$ $d_{24}=8.65$
InPS ₄ 4		38.80 (ee-o) 42.67 (oe-o)	34.40 23.87 optimum ϕ	NA	3.2	$\delta_{31}=0.39$ $\delta_{36}=0.3$ 0	$d_{31}=27.87$ $d_{36}=21.53$
Sn ₂ P ₂ S ₆ <i>m</i>		(ss-f) (fs-f)	≈ 4 \approx	0.4-0.55	2.35
GaS _{0.4} Se _{0.6} 62 <i>m</i>		22.31 (oo-e) 24.67 (eo-e)	51.70 43.16	1.3 //c 10 \perp c	2.4	$d_{22}=48.2$ 4.65 mkm -də	$d_{22}=55.88$ $d_{22}=52.26$
CdSiP ₂ 42 <i>m</i>		80.46 (oo-e)	90.99	13. 6	2.2-2.45	$d_{36}=84.5$ 4.56 mkm-də	$d_{36}=92.27$
AgGaGeS ₄ <i>mm</i> ₂	xz xy	53.99 (oo-e) 35.74 (oo-e)	3.32 5.43	0.399	3.0	$d_{32}=6.2$ $d_{31}=10.2$ 1064 nm-da	$d_{32}=5.65$ $d_{31}=9.30$
Ag ₃ AsS ₃ * 3 <i>m</i>		22.04 (oo-e) 24.01 (eo-e) 65.63 (oe-e)	22.89 16.44 3.35	0.113 //c, 0.092 \perp c	2.2	$d_{31}=10.4$ $d_{22}=16.6$ 10.6 mkm-də	$d_{31}=12.34$ $d_{22}=19.70$
Ag ₃ SbS ₃ 3 <i>m</i>		47.14 (oo-e) 52.84 (eo-e)	14.34 3.80	~ 0.1 //c, ~ 0.09 \perp c	2.2	$d_{31}=7.8$ $d_{22}=8.2$ 10.6 mkm-də	$d_{31}=9.90$ $d_{22}=10.41$

kristallar üçün *~1 mkm dalğa uzunluğunda optik parametrik generasiya artıq nümayiş etdirilmişdi.

Cədvəl 1.

Kristalın adı	Düstur	Simmetriya sinifi	n_0 (1,06 mkm üçün)	Şəffaflığın sahəsi, mkm	Dağılma astanası MVt/sm ²	d/d_{eff}	d^2/n_0^2
Kalium diqidrofosfat KDP	KH_2PO_4		1,49	0,25-1,7	400	1,0	1,0
Kalium dideyterofosfat DKDP (KD ^x P)	$\text{KH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{PO}_4$		1,47	0,20-1,7	500	1,1	1,3
Ammonium diqidrofosfat ADP	$\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$		1,50	0,13-1,7	500	1,2	1,4
Ammonium dideyterofosfat DADP (AD ^x P)	$\text{NH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{PO}_4$	D_{2d} ($\bar{4} 2 m$)	1,50		500	1,2	1,4
Rubidium diqidrofosfat RDP	RbH_2PO_4		1,49		300	0,9	0,8
Seziyum diqidroarsenat CDA	CsH_2AsO_4		1,55	0,26-1,43	500	0,9	0,7
Seziyum dideyteroarsenat DCDA (CD ^x A)	$\text{CsH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{AsO}_4$		1,55	0,27-1,66	500	0,9	0,7
Litium yodu	LiJO_3	$C_6(6)$	1,86	0,30-6,0	60	14,0	100
Litium niobat	LiNbO_3	$C_{3v}(3m)$	2,23	0,33-6,7	120	13,4	53,4
Barium-natrium niobat	$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	C_{2v}	2,26	0,38-6,0	~100	38,0	413
Litium formiat	$\text{LiCOOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$	($mm 2$)	1,36		~300	2,5	8,2
α -yodlu turşu	α - HJO_3	$D_2(222)$	1,94		~100	14,0	88,6

Qeydlər: DKDP, DADP və DCDA düsturlarında x kəmiyyəti ditterləşmə dərəcəsidir ($0 \leq x \leq 1$); b) simmetriya sinifinin işarələri Şenflisə və (mötərizələrdə) beynəlxalq sistemə görə verilmişdir; v) biroxlı kristallarda n_0 - adi dalğa üçün sındırma əmsəlidir, amma ikioxlı kristallarda isə - sındırma əmsəlinin orta qiymətidir; c) d - bu kristal üçün d_j tenzorunun ən böyük komponentidir; d) d_{36} - KDP kristalının kvadrat qavrayıcısının tenzorunun komponentidir: $d_{36}=1,13 \cdot 10^{-9}$ SQSE.

Cədvəl 2.

Simmetriya sinifi	Nümayəndə	Müstəqil sıfırdan fərqli komponentləri	İHG-da d növünün ifadələri e_1 (d: e_1e_2), e_2 (d: e_1e_1)	
			ooe-sinxronizm	ooe-sinxronizm
D_{2d}	KDP	$d_{14} = d_{25}; d_{36}$	$d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$	$\frac{1}{2}(d_{14} + d_{36}) \sin 2\theta \cos 2\varphi$
C_6	$LiJO_3$	$d_{24} = d_{15};$ $d_{31} = d_{32};$ $d_{33}; d_{14} = -d_{25}$	$d_{31} \sin \theta$	$\frac{1}{2}d_{14} \sin 2\theta$
C_{3v}	$LiNbO_3$	$d_{15} = d_{24} = d_{31} = d_{32}$ $d_{22} = -d_{16} = d_{21}; d_{33}$	$d_{15} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$
D_2	α -HJO ₃	$d_{14}; d_{25}; d_{36}$	$d_{36} \sin 2\theta \cos 2\varphi$	$d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$
C_{2v}	$Ba_2NaNb_5O_{15}$	$d_{31} = d_{15};$ $d_{32} = d_{24};$ d_{33}	$\frac{1}{2}(d_{31} - d_{32}) \sin 2\theta \sin 2\varphi +$ $+ 3(d_{31} \cos^2 \varphi + d_{32} \sin^2 \varphi) \times$ $\sin \theta \cos^2 \theta$	$-3(d_{31} \cos^2 \varphi + d_{32} \sin^2 \varphi) \times$ $\times \sin \theta \cos^2 \theta - (d_{31} \sin^2 \varphi +$ $+ d_{32} \cos^2 \varphi) \sin \theta$

Cədvəl 3.

Kristal və sinxronizm növü	$\chi \cdot 10^9$, SQSE	θ_s , dərəcə	$\sigma \cdot 10^6$ V ⁻¹	$d\theta_s / d\lambda$ bucaq·dəq/Å	$\delta\lambda$, Å	$d\Delta K / d\theta$, sm ⁻² ·rad ⁻¹	$\delta\theta$ bucaq x san	$d\theta_s / dT$, buc x x dəq/°C	δT , °C	
KDP	ooe	1,13	41,5	1,24	0,05	283	3310	5,8	0,23	25,1
	oeo		57-59	1,63	0,1	115	1660	11,5	0,6	19,1
ADP	ooe	1,36	41,5	1,49	0,05	310	3640	5,2	1,93	2,7
	oeo		61,2	1,89	0,1	97	1860	10,3	4,9	2,1
DKDP	ooe	1,03	53	1,64	0,18	65	1680	11,5	0,55	20,9
CDA	ooe	0,96	82	1,57	0,18	224	470	40,4	7,9	5,1
RDP	ooe	1,03	50	1,15	0,04	135	3290	5,8	0,67	25,0
	oeo		83	0,47	1,85	25	410	46,2	1,46	8,7
LiJO ₃	ooe	13,2	30	8,83	0,3	7	9050	2,1	--	--
	oeo	0,52	43,8	0,7	0,55	6,8	5120	3,7		
LiNbO ₃	ooe	$\chi_{31} = 13,0$ $\chi_{22} = 6,6$	78	15,6	3,6	3	1770	10,8	10,0	1,1
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	ooe	44	74	46,7	2,7	3,1	2250	8,3	9,7	0,8
LiCOOH·H ₂ O	ooe	3,0	56	4,2	0,19	30	3350	5,7	0,23	24,7
	oeo		82		0,34	34	1650	11,6	1,13	9,8
α -HJO ₃	ooe	11,8	10	2,68	0,61	4,3	7150	2,7	1,1	2,5
	oeo		55	14,5	1,0	3,8	5000	3,8	0,8	4,6
0.53mkm→ KDP →0.26mkm ADP LiCOOH·H ₂ O	ooe	1,13	77	3,59	4,3	1,3	3600	5,7		1,2
	ooe	1,36,	82	4,40	6,25	1,4	2370	8,7		0,7
	ooe	3,0	32	5,3	0,64	1,0	31850	0,6		--