AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

METAMATERİALLARDA VƏ QEYRİ-XƏTTİ OPTİK KRİSTALLARDA LAZER ŞÜALANMALARININ ÜÇ VƏ DÖRD TEZLİKLİ QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİ

İxtisas: 2211.01 – Bərk cisimlər fizikası

Elm sahəsi: Fizika

İddiaçı: **Şahmərdan Şahbaz oğlu Əmirov**

Elmlər doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün
təqdim edilmiş dissertasiyanın

AVTOREFERATI

Bakı – 2024

Dissertasiya işi Bakı Dövlət Universitetinin "Optika və molekulyar fizika" və "Bərk cisimlər fizikası" kafedralarında yerinə yetirilmişdir.

Elmi məsləhətçi: – fizika-riyaziyyat elmlər doktoru, professor **Rəna Cümşüd qızı Qasımova**

Rəsmi opponentlər: – AMEA-nın müxbir üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor **Oqtay Əbil oğlu Səmədov,**

– fizika elmləri doktoru, professor **Əli Həsən oğlu Hüseynov,**

– fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor **Müsavər Abdusalam oğlu Musayev,**

– fizika elmləri doktoru, professor **Məntiq Bahadur oğlu Cəfərov**

Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurası

Dissertasiya şurasının sədri:

fizika elmləri doktoru, dosent **Hüseyn Mikayıl oğlu Məmmədov**

Dissertasiya şurasının elmi katibi:

fizika üzrə fəlsəfə doktoru, dosent **Şəhla Nəbi qızı Hacıyeva**

Elmi seminarın sədri:

fizika elmləri doktoru, dosent **Sədiyar Soltan oğlu Rəhimov**

Azərbaycan Respublikasının Elm və Təhsil Nazirliyi
BAKI DÖVLƏT UNİVERSİTETİ p.h.ş.
BDU ELMİ KATİB SCIENTIFIC SECRETARY
İmzanı təsdiq edirəm:
"25" 04 (B.A.A.) 2024

İŞİN ÜMUMİ XARAKTERİSTİKASI

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi. Lazer şüalanmasının müxtəlif mühitlərlə qarşılıqlı təsirlərinin tədqiqi bu təsirlərin nəticələrinin lazer fizikasının müxtəlif tətbiqi məsələlərinin həllində geniş tətbiq olunması ilə əlaqədardır.

Qeyri-xətti optik qarşılıqlı təsirlər güclü koherent şüalanma mənbələrinin yaradılmasında, mühitin maddi parametrlərinin, xüsusilə, qeyri-xətti qavrayıcılıq və sındırma əmsalının təyinində, həmçinin tezliklərin bir oblastdan digər oblasta qeyri-xətti çevrilməsində vacib rol oynayır.

Qeyri-xətti optik effektlər qeyri-xətti kristallardan başqa fotonikanın inkişafı üçün yeni perspektivlərə malik metamateriallarda da müşahidə olunmuşdur. Metamateriallara olan marağın artması həm də onların əsasında yüksək effektivliyə malik super və hiper linzaların, həmçinin tənzimlənən tezlik çeviricilərinin, miniatür antenaların və faza sürüşdürücülərinin yaradılması ilə əlaqədardır. Bu yeni materialları ətraflı tədqiq etmək üçün onlarda tezlik çevrilmələri haqqında nəzəri təsəvvürləri genişləndirmək zərurəti meydana çıxır.

Qeyri - xətti optik təsirlərin tətbiq sahələrindən biri də optik liflərdir. Liflərdə optik effektlərin qeyri-xəttiliyi sındırma əmsalının dalğaların qeyri-elastik səpilmələri nəticəsində dəyişilməsi və lazer şüalanmasının intensivliyindən asılı olmasının nəticəsidir. Bu materiallar elektromaqnit sahələrinin interferensiyasına qarşı daha dayanıqlı olduqlarından onlarda qeyri-xətti təsirlərin öyrənilməsi lifli rabitə sistemlərinin dizayn olunması üçün ilkin şərtlərdən biridir.

Optik parametrik çevrilmələrin elektromaqnit spektrini əhatə etməsi nöqteyi-nəzərindən lazer tezlikləri çeviricilərinin yüksək effektivliyə malik olması məsələsi öz aktuallığını bu gün də saxlayır. Bu nöqteyi-nəzərdən effektivliyin artmasına mane olan səbəbləri nəzərə almaqla effektivliyi artırmaq üçün məsələnin optimal parametrlərinin tapılması vacib məsələlərdən biri hesab edilir.

Bu məqsədlə qeyri-xətti optikada dalğaların qarşılıqlı təsirini təsvir edən qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli üçün dəqiq həll metometodundan başqa müxtəlif nəzəri yaxınlaşmalardan da istifadə olunur. Elmi ədəbiyyatda ən çox tətbiq olunan tədqiqat metodu sabit amplitud yaxınlaşmasıdır (SAY). Bu yaxınlaşmada doldurma dalğa-

sının kompleks amplitudu sabit hesab olunur və qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza dəyişmələri nəzərə alınmır. Bu halda qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli asanlaşsa da, bu yaxınlaşma qarşılıqlı təsir prosesinin yalnız ilkin mərhələsini düzgün təsvir edir və buna görə də qeyri-xətti optik təsirin keyfiyyətcə vacib olan bəzi xüsusiyyətləri haqqında məlumat itir. Qeyri-xətti mühitdəki optik proseslərin daha daha əyani təsviri üçün faza dəyişmələrinin nəzərə alınması və məsələnin optimal parametrlərinin tapılması məqsədəuyğundur. Ona görə də dalğaların faza dəyişmələrini nəzərə ala bilən və daha dürüst nəticələri verə bilən yaxınlaşmanın tətbiq olunmasının vacibliyi ortaya çıxır. Tədqiqat işində həm sabit amplitud yaxınlaşması, həm də yeni yaranan və güclənən dalğanın doldurma dalğasının fazasına əks təsirini nəzərə alan sabit intensivlik yaxınlaşmasından (SİY) istifadə edilmişdir. Bu yaxınlaşmada doldurucu dalğanın kompleks amplitidunun həqiqi hissəsi sabit qalmaqla fazasına heç bir məhdudiyyət qoyulmur.

Yuxarıdakılardan aydın görünür ki, dalğaların faza dəyişmələrini nəzərə almaqla metamateriallarda, qeyri-xətti optik kristallarda və optik liflərdə konkret məsələlərin optimal parametrlərinin tapılması üçün effektivliyin tədqiqi mövzunun aktuallığını təyin edir.

Tədqiqatın obyekti və predmeti. *Tədqiqat obyekti* – ikinci və üçüncü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığa malik kristalla doldurulmuş optik rezonatorlar, metamateriallar və optik liflərdir. *Tədqiqatın predmeti* kimi müəyyən tezlik oblastında mənfi sındırma əmsalına malik metamateriallarda, optik liflərdə, qeyri-xətti kristal yerləşdirilmiş rezonatorlarda optik dalğaların üç və dörd tezlikli qarşılıqlı təsirləri öyrənilmişdir

Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri. Tədqiqatın məqsədi metamateriallarda, qeyri-xətti optik kristallarda dalğaların faza dəyişmələrini nəzərə almaqla müxtəlif konkret məsələlərin parametrlərinin, yəni qeyri-xətti kristalın uzunluğunun, tezliklərin effektiv çevrilməsini şərtləndirən faza münasibətinin, doldurma və boşuna dalğaların intensivliklərinin optimal qiymətlərini tapmaq məqsədi ilə lazer şüalanması tezliklərinin çevrilmə effektivliyini təhlil etmək və alınmış nəticələri işıq ötürücüləri üçün mövcud olan nəticələrlə müqayisə etməkdir.

Bu məqsədə nail olmaq üçün aşağıdakı məsələlər həll edilmişdir:

- Kvadratik qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamaterialda doldurma dalğası və boşuna dalğanın enerji seli vektorlarının siqnal dal-

ğasının enerji seli vektoruna qarşı yönəldiyi hal üçün doldurma dalğasının aşağı və yüksək tezliklərində siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyinin və siqnal dalğasının güclənmə əmsalının SİY-da analitik hesablanması və məsələnin müxtəlif parametrlərindən asılılıqların müəyyən edilməsi.

- Kubik qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamaterialda siqnal dalğasının tezliklərində həmin dalğanın qrup və faza sürətlərinin əks istiqamətlərdə olduğu halda dörd tezlikli parametrik qarşılıqlı təsiri üçün siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyi, siqnal dalğasının güclənmə əmsalı, metamaterialın qaytarma əmsalı və doldurucu dalğanın intensivliyinin astana qiyməti üçün SİY-da analitik ifadələrin alınması, siqnal dalğası itkilərinin doldurma və boşuna dalğaların itkiləri ilə qarşılıqlı kompensasiya olunmasının mümkünlüyünün araşdırılması, siqnal dalğasının güclənmə əmsalının boşuna dalğanın intensivlyindən asılılığının müəyyən edilməsi, qaytarma əmsalının maksimumları üçün dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətlərinin tapılması.

- Metamaterialda ultraqısa işıq impulslarının qeyri-stasionar parametrik təsiri zamanı yaranan cəm tezlikli siqnal impulsunun spektral sıxlığının və enerjisinin dispersiya nəzəriyyəsinin birinci və ikinci yaxınlaşmalarında analitik hesablanması, spektral sıxlığın mühitin uzunluğundan, doldurucu impulsun intensivliyindən, xarakteristik uzunluqlardan və boşuna impulsun tezliyə görə modullaşma parametrindən asılılıqlarının təyini.

- ZnO:Er nanokompozit təbəqələrində dalğaların faza dəyişmələrini nəzərə almaqla üçüncü optik harmonika dalğasının intensivliyinin və təbəqələrin koherent uzunluğunun analitik hesablanması, nəzəri və təcrübi nəticələri müqayisə etməklə üçüncü harmonika dalğasının intensivliyinin ZnO:Er nanohissəciklərinin konsentrasiyasından, təbəqələrin qalınlığından, doldurucu dalğanın intensivliyindən asılılıqlarının müəyyən edilməsi.

- Optik liflərdə boşuna impuls Qaus profilli olduqda sındırma əmsalının zəif və güclü qeyri-bircinslik hallarında ikinci harmonika və cəm tezlikli siqnal impulslarının intensivliklərinin və davametmə müddətlərinin hesablanması və bircins mühitlə müqayisə edilməsi.

- Fabri-Pero tipli rezonator daxilində dissipativ mühitdə faza dəyişmələrinin nəzərə alınması ilə ikinci və kaskad sxemi ilə üçüncü

harmonikalara çevrilmə effektivliklərinin analitik hesablanması və məsələlərin optimal parametrlərinin müəyyən edilməsi.

- İkinci harmonikanın qeyri-xətti rejimdə yaranmasının, mühitin itkilərinin ikinci və üçüncü tərtib harmonikalara çevrilmə effektivliyinə təsirinin müxtəlif yaxınlaşmalar üçün müqayisə edilməsi. Dispersiya interferometri vasitəsi ilə ikinci harmonikanın generasiyası əsasında plazmanın sındırma əmsalının dispersiyasının təyin olunmasının nəzəri araşdırılması.

Tədqiqat metodları. Tədqiqat metodları olaraq qeyri-xətti optikada geniş tətbiq tapmış sabit amplitud və sabit intensivlik yaxınlaşmalarından istifadə edilmişdir. Sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq, sabit intensivlik yaxınlaşmasında doldurucu dalğanın kompleks amplitudunun yalnız həqiqi hissəsi sabit qalır, xəyali hissəsinə isə heç bir məhdudiyyət qoyulmur.

Müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar:

1. Metamaterialda doldurma dalğasının aşağı tezliklərində SİY-da siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyinin boşuna dalğanın intensivliyindən asılı olaraq artması, dalğa ədədlərinin fərqinin dəyişməsi ilə minimumların yerinin dəyişməsi, dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətində hiperbolik tangenslə ifadə olunması və doldurucu dalğanın optimal gücündə maksimum olması.

2. Doldurma dalğasının aşağı tezliklərində metamateriala boşuna dalğa daxil olmadıqda sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmış siqnal dalğasının güclənmə əmsalının dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətlərində vahiddən böyük olması.

3. Doldurma dalğasının yüksək tezliklərində metamaterialın optimal uzunluğunun doldurma və boşuna dalğaların intensivliklərindən asılı olması, sinxronizm şərti ödəndikdə və uzunluğun optimal qiymətində siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyinin sonsuz böyük qiymət alması.

4. Metamaterialda dalğaların dörd tezlikli stasionar parametrik qarşılıqlı təsiri zamanı siqnal dalğasının güclənmə əmsalının mühitin uzunluğunun və doldurma dalğasının intensivliyinin müəyyən qiymətlərində rezonans qiymətlərinə çatması, doldurma dalğasının intensivliyinin astana qiymətinin qeyri-xətti əlaqə əmsallarından, itki parametrlərindən və boşuna dalğanın intensivliyindən asılı olması, sinxronizm şərtində qaytarma əmsalının boşuna dalğanın intensivliyinin

artması ilə azalması, və siqnal dalğasının itkilərinin digər dalğaların itkiləri ilə kompensasiya olunması.

5. Kvadratik faza modullaşmasına malik Qaus profilli qısa boşuna impulsun uzun doldurucu impuls ilə qeyri-stasionar qarşılıqlı təsiri zamanı spektrin mərkəzi tezliyində siqnal impulsunun metamaterialda spektral sıxlığının adi mühitdəkindən bir tərtib böyük olması, koordinatdan asılı olaraq mərkəzi maksimumun nümunənin ortasına düşməsi, qeyri-xətti uzunluğun kvazistatik uzunluğa nisbətinin artması ilə spektrin daralması, qeyri-xətti uzunluq dispersiya uzunluğundan çox-çox kiçik olduqda spektrin simmetrik olması.

6. Boşuna impulsun fazaya görə modullaşma əmsalının artması ilə siqnal impulsunun spektral sıxlığının azalması və spektrdə mərkəzi maksimumun genişlənməsi, boşuna impulsun intensivliyinin artması ilə enerjinin mərkəzi maksimumdan yan maksimumlara ötürülməsi və siqnal impulsunun enerjisinin metamaterialın çıxışında yox, onun girişində nisbətən böyük qiymət alması.

7. ZnO:Er nanokompozit təbəqələrində doldurucunun intensivliyinin və aşqarın konsentrasiyasının artması ilə üçüncü harmonika intensivliyin artması, konsentrasiyanın artması ilə koherent uzunluğun azalması, təbəqələrin qalınlığının artması ilə üçüncü harmonika intensivliyinin azalması.

8. İkinci tərtib qeyri-xəttiliyə malik optik liflərdə sındırma əmsalının zəif və güclü qeyri-bircinsliklər nəticəsində ikinci harmonika tezlikli və cəm tezlikli impulsların davametmə müddətlərinin bircins mühitlə müqayisədə dəyişməsi.

9. Fabri-Pero tipli rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin maksimumu üçün optimal faza şərtinin və qeyri-xətti kristalın optimal uzunluğunun doldurma dalğasının intensivliyindən asılı olması, SİY-da qurulmuş sinxronizm əyrilərinin SAY-da qurulmuş sinxronizm əyrilərindən geniş olması, kaskad sxemi ilə üçüncü harmonikaya çevrilmənin doldurma və ikinci harmonika dalğalarının eyni intensivliklərində daha effektiv olması.

10. Mühitin itkilərinin artması ilə ikinci və üçüncü harmonikalara çevrilmə effektivliyinin azalması və ikinci harmonikanın qeyri-xətti rejimdə generasiyasında SİY-nın nəticəsinin SAY-nın nəticəsi ilə müqayisədə dəqiq həllin nəticəsinə yaxın olması.

Tədqiqatın elmi yeniliyi:

İkinci və üçüncü tərtib qeyri-xəttiliyə malik metamateriallarda, qeyri-xətti optik kristallarda və optik liflərdə dalğaların faza dəyişmələri nəzərə alınmaqla tezliklərin çevrilmələri nəzəri olaraq tədqiq edilmiş və ilk olaraq:

- İkinci tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamaterialda doldurma dalğasının aşağı və yüksək tezliklərində üç tezlikli stasionar parametrk qarşılıqlı təsirlər üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasında siqnal tezliyinə çevrilmə effektivliyi və siqnal dalğasının güclənmə əmsalı analitik hesablanmış, yüksək tezliklərdə metamaterialın optimal uzunluğunun doldurma və boşuna dalğaların intensivliklərindən asılı olması və uzunluğun optimal qiymətində güclənmə əmsalının sonsuz artıma malik olması müəyyən edilmişdir.

- Üçüncü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamateriallarda dörd tezlikli stasionar qarşılıqlı təsir zamanı doldurucu dalğanın intensivliyinin astana qiymətinin və qaytarma əmsalının maksimumu üçün dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətlərinin digər parametrlərdən əlavə boşuna dalğanın da intensivliyindən asılı olması olması göstərilmişdir.

- Üçüncü tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamaterialda dörd tezlikli stasionar parametrik qarşılıqlı təsirdə siqnal dalğasının itkilərinin ona qarşı yayılan iki doldurma və bir boşuna dalğanın itkiləri ilə kompensasiya olunmasının analitik şərti alınmışdır.

- Ultraqısa impulsların qeyri-stasionar parametrik qarşılıqlı təsiri üçün spektrin mərkəzi tezliyində siqnal impulsunun ikinci tərtib qeyri-xətti qavrayıcılığa malik metamaterialda spektral sıxlığının adi mühitdəki spektral sıxlığından bir tərtib böyük olması, qeyri-xətti uzunluğun kvazistatik uzunluqla və dispersiya uzunluğu ilə müqayisədə artması nəticəsində uyğun olaraq spektrin eninin azalması və artması və enerjinin metamaterialın çıxışında yox, girişində böyük qiymətə çatması müəyyən edilmişdir.

- Sabit intensivlik yaxınlaşmasının tətbiqi ilə ZnO:Er nanokompozit təbəqələrində nümunənin koherent uzunluğu və üçüncü harmonikanın intensivliyi analitik şəkildə hesablanmış, intensivliyin nanohissəciklərin konsentrasiyasının, təbəqələrin qalınlığının, doldurucu dalğanın intensivliyinin dəyişmələrindən asılılıqları müəyyən edilmişdir.

- Sındırma əmsalının zəif və güclü qeyri-bircinsliyinə malik optik liflərdə sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonika tezlikli və cəm tezlikli impulsların intensivlikləri və davametmə müddətləri hesablanmışdır.

- Fabri-Pero tipli rezonator daxilində dissipativ mühitdə ikinci harmonikaya və kaskad sxemi ilə üçüncü harmonikalara çevrilmə effektivlikləri hesablanmış, qeyri-xətti mühitin optimal uzunluğu və optimal faza şərtləri təyin edilmişdir.

- İkinci optik harmonikanın qeyri-xətti rejimdə generasiyası və xətti itkilərin yüksək harmonikaların tezliyinin çevrilmə effektivliyinə təsiri üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasının nəticələrinin və sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticələri ilə müqayisədə dəqiq həllə dahaçox uyğun olması göstərilmişdir.

Tədqiqatın nəzəri və praktik əhəmiyyəti İşin nəzəri əhəmiyyəti ondan ibarətdir ki, sabit amplitud yaxınlaşması ilə müqayisədə daha dəqiq olan sabit intensivlik yaxınlaşması bir çox məsələlərin həlli üçün tətbiq edilmişdir. Tətbiq olunan metod qeyri-xətti optika məsələlərindən başqa radiofizkada, qeyri-xətti akustikada və plazma fizikasında tətbiq oluna bilər.

Metamateriallarda itkilərin "qarşılıqlı əks istiqamətlərdə yayılan dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsir mexanizmi" ilə kompensasiya edilmə üsulu parametrik tezlik çeviricilərində siqnal dalğasının itkilərinin kompensasiya olunması ilə onun gücləndirilməsi üçün tətbiq oluna bilər.

İşin **praktik əhəmiyyəti** aşağıdakından ibarətdir**:**

- Sabit intensivlik yaxınlaşmasında ZnO:Er nanokompozit təbəqələrinin tədqiqi üçün "Üçüncü harmonikanın generasiyası metodu" işlənilmişdir.

- Bu yaxınlaşmada alınmış nəticələrin həm lazer sistemlərinin parametrlərinin qiymətləndirilməsi, həm də cihazlarının hazırlanması və təkmilləşdirilməsi üçün hesablamaların aparılmasında istifadə edilməsi mümkündür.

- Kvadratik və kubik qeyri-xəttiliyə malik mühitlərdə qeyri-xətti optik proseslərin təhlili zamanı tədqiqatçılar konkret məsələlərin SAY və SİY-də alınmış optimal parametrlərindən istifadə edə bilər.

- Optik liflərdə qeyri-bircinsliyi nəzərə alınmaqla impulsların da-

vametmə müddətləri üçün alınmış nəticələr optik rabitə texnologiyalarında tətbiq oluna bilər.

- Metamaterial üçün alınmış nəticələr bu materiallar əsasında tezliyi tənzimlənə bilinən tezlik çeviricilərinin hazırlanmasında faydalı ola bilər.

- Alınmış nəticələr həm də maddənin optik xassələrinin o cümlədən sındırma əmsalının və yüksək tərtibli qavrayıcılıqların təyini üçün faydalı ola bilər.

Aprobasiyası və tətbiqi. Tədqiqatın dissertasiya işinə daxil olan əsas nəticələri BDU-nun Bərk cisimlər fizikası kafedrasının elmi seminarlarında müzakirə olunmuş, aşağıdakı xarici və ölkədaxili konfranslarda məruzələr edilmişdir: Республиканская межвузовская научная конференция по физике, (Баку, 1992); Республиканская научная конференция "ФИЗИКА-93", (Баку, 1993); Итоговая научная конференция Азгосмедуниверситета за 1995 год (Баку, 1996); "Fizikanın aktual problemləri" II Respublika Elmi Konfransı (Bakı, 2001, 30-31 oktyabr); A.İ. Muxtarovun 85 illik yubileyinə həsr olunmuş "Fizikanın aktual problemləri" III Respublika Elmi Konfransı (Bakı, 2004); "Fizikanın müasir problemləri" VI Respublika Elmi Konfransı (Bakı, 2012); Международная научно-практическая конференция "Новости научных идей" (Прага, 2016); International Conference "Modern Trends in Physics" (Baku, 2017); XIII International Scientific Conference European research (Penza, Rusiya, 2017); Magistrantların və gənc tədqiqatçıların "Fizika və Astronomiya problemləri" Beynəlxalq Elmi konfransı (Bakı, 24-25 may, 2018); International conference "Modern Trends in Physics" (Baku, may 1-3, 2019); Proceedings of Great Britain VIII International Scientific and Practical Conference "Science and Practice: Implementation to modern society" (Manchester, Great Britain, December 26-28, 2020); Magistrantlarin və gənc tədqiqatçıların XXI Ümumrespublika konfransı (Bakı, May 20-21 2021); Second International Conference on light and light based Technologies ICLLT-2 (Gazi University, Turkey, May 27, 2021); Collection of research papers of Scientific and Practical Conference "Current issues of biomedical sciences", Kharkov International Medical University (Kharkov, 2021); COIA 2022, (Baku, August 24-26, 2022)

Doldurma dalğasının intensivliyini və tezliyini dəyişməklə kvadratik qeyri-xəttiliyə malik metamateriallar əsasında tezliyi tənzimlənə bilinən parametrik tezlik çeviricilərini hazırlamaq mümkündür. Metamateriallarda dörd tezlikli qarşılıqlı təsir zamanı güclənmə əmsalının doldurma dalğasının intensivliyindən asılılığından itki əmsallarını dəyişməklə alınan rezonanslara uyğun olaraq güclənmə əmsalının qiymətinə nəzarət etmək mümkündür. Metamaterialın və boşuna impulsun xarakteristikalarını tənzimləməklə qarşı-qarşıya yayılan dalğa paketlərinin bir-birini örtmə prosesinə və deməli, tezliyin çevrilmə effektivliyinə geniş tezlik intervalında nəzarət etmək mümkündür. Metamateriallarda siqnal dalğası itkilərinin ona qarşı yayılan doldurma və boşuna dalğaların itkiləri ilə kompensasiya olunması prosesi metamaterial əsasında tənzimlənən tezlik çeviricilərinin hazırlanmasında istifadə oluna bilər.

Dərc olunmuş elmi işlər. Dissertasiyanın materialları üzrə 36 elmi iş (onlardan 7-i Clarivate Analytics-ə daxil "Web of Science" bazasında indekslənən yüksək impakt faktorlu jurnallarda) 9 Beynəlxalq konfrans materialı və 8 tezis şəklində yerli və xarici nəşrlərdə dərc edilmişdir. Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının tövsiyə etdiyi jurnallarda 11 məqalə (bunlardan 6-sı həmmüəllifsizdir) dərc olunmuşdur.

Dissertasiya işi Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyi Bakı Dövlət Universitetinin "Optika və molekulyar fizika" və "Bərk cisimlər fizikası" kafedralarında yerinə yetirilmişdir.

Dissertasiyanın struktur bölmələrinin ayrıca həcmi qeyd olunmaqla dissertasiyanın işarə ilə ümumi həcmi. Dissertasiya işi bütövlükdə 315 səhifəni əhatə edir. İşin ümumi həcminə 73 şəkil, giriş, 6 fəsil, nəticələr, istifadə edilmiş 266 adda ədəbiyyat siyahısından ixtisarların və şərti işarələrin siyahısından ibarətdir. Dissertasiyanın həcmi (mətndəki boşluqlar və şəkillər, qrafiklər, əlavələr və ədəbiyyat siyahısı istisna edilməklə) – 400487 işarədir. Titul vərəqi - 412 (1 s.), mündəricat - 7298 (6 s.), Giriş - 45001(22 s.), I fəsil - 109973 (68 s.), II fəsil - 40231 (32 s.), III fəsil - 64430 (49 s.), IV fəsil - 41680 (33 s.), V fəsil - 40754 (32 s.), VI fəsil – 42450 (33 s.), Nəticə - 7933 (5s.), istinadlar - 41955 (25 s.), ixtisarlar - 724 (1 s.)

İŞİN QISA MƏZMUNU

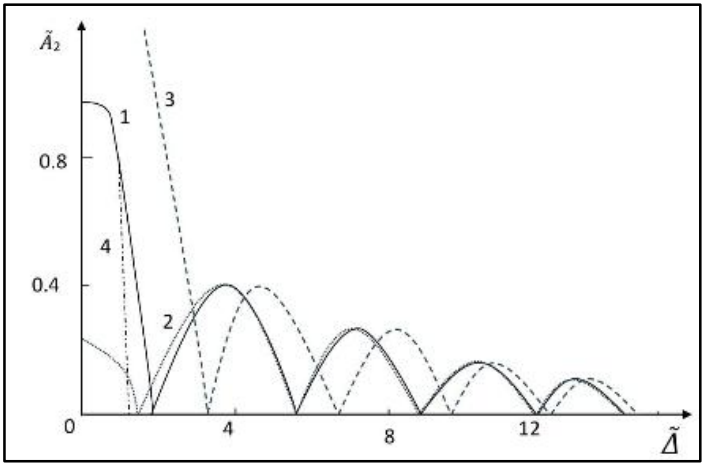
Girişdə tədqiqat mövzusuna aid görülən işlərin icmalı verilir, bu mövzuda görülən işlər araşdırılır. Aşkar edilir ki, 3-4 onilliklər bundan əvvəl bu istiqamətdə tədqiqatlar tam dəqiq olmamışdır. Təqdim olunan dissertasiya işinin bu mövzu üzrə görülən digər işlərdən əsas üstünlükləri əsaslandırılır.

Girişdə həmçinin mövzunun aktuallığı, tədqiqatın məqsədi və qarşıya qoyulan məsələlərin əsaslandırılmış qoyuluşu verilmişdir. Tədqiqatın obyekti və predmeti, istifadə olunan tədqiqat üsulları şərh olunmuşdur. Elmi yeniliklər əsaslandırılmış, müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar verilmişdir. Əldə edilmiş elmi nəticələrin praktiki və nəzəri əhəmiyyəti göstərilmiş, bu nəticələrin istifadəsinə və tətbiqinə dair tövsiyələr verilmişdir. Aprobasiya və tətbiq sahələri, həmçinin ayrı-ayrı fəsillərin məzmununun qısa şərhi verilir. Həmçinin dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı, işin aprobasiyası, işdə alınan əsas nəticələrin çap olunduğu nəşrlər, dissertasiyanın quruluşu və həcmi göstərilmişdir.

Birinci fəsildə lazer şüalanmasının metamateriallarda və qeyri-xətti optik kristallarda üç və dörd tezlikli qarşılıqlı təsirlərinin öyrənilməsi sahəsində tədqiqatçıların qarşılaşdıqları müasir məsələlərə həsr olunmuş yerli və xarici elmi ədəbiyyatların ümumi icmalı verilmiş, bu sahədə çalışan aparıcı elmi mərkəzlərin tədqiqat işlərinin nəticələri təhlil olunmuşdur. Təqdim olunan dissertasiya işinin bu mövzu üzrə görülən digər işlərdən əsas üstünlükləri əsaslandırılır. Bu fəsildə həmçinin kvadratik qeyri-xətti mühitlərdə elektromaqnit dalğalarının qarşılıqlı təsirini təsvir edən qısaldılmış tənliklər sisteminin alınmasının standart metodu verilmişdir. S.A.Axmanov Maksvel tənliklərindən və mühitin maddi tənliklərindən istifadə edərək yavaş dəyişən amplitud metodunu tətbiq etməklə dispersiya nəzəriyyəsinin birinci və ikinci yaxınlaşmalarının qeyri-stasionar qısaldılmış tənlikləri alınmışdır. Bircins mühitlər üçün alınmış qısaldılmış tənliklər dalğaların qeyri-bircins mühitlərdə və qeyri-xətti rezonatordakı qarşılıqlı təsir halları üçün ümumiləşdirilmişdir.

Qısaldılmış tənliklər sisteminin həlli üçün istifadə olunan dəqiq həll metodu, güclü qarşılıqlı təsir, sabit amplitud (SAY) və sabit inten-

sivlik yaxınlaşmaları (SİY) təsvir edilmişdir. Şəkil 1-də ikinci harmonika dalğasının intensivliyinin vahidsiz dalğa ədədləri fərqindən asılılıqları dəqiq həll və müxtəlif yaxınlaşmalar üçün verilmişdir.



Şəkil 1. İkinci harmonika dalğasının vahidsiz amplitudunun ($\tilde{A}_2 = A_2/A_{10}$) $z/l_{q/x} = 2$ olduqda $\tilde{\Delta} = \Delta z/2$ parametrindən asılılığı: 1. Dəqiq həll[1], 2. Sabit intensivlik yaxınlaşması[2], 3. Sabit amplitud yaxınlaşması[3], 4. Güclü qarşılıqlı təsir yaxınlaşması[4].

Göründüyü kimi, $\Delta > 2/l_{q/x.}$ olduqda dəqiq həllin və sabit intensivlik yaxınlaşmasının hesablamaları praktik olaraq eyni nəticəni verir lakin SAY-nın nəticəsindən xeyli fərqlidirlər. Buna görə bu Sİ yaxınlaşması və dəqiq həll bir-birini tamamlayır. Deməli, dalğa ədədləri

[1]Ахманов, С.А. Электромагнитные волны в нелинейных диспергируюших средах / Диссертация доктора физ.-мат. наук / С. А. Ахманов, – Москва: – 1967. – 439 с.

[2]Тагиев, З.А., Чиркин А.С. Приближение заданной интенсивности в теории нелинейных волн // Журнал экспериментальной и теоретической физики, − Москва: − 1977. 73, №4, − с. 1271-1282.

[3]Дмитриев, В.Г. Прикладная нелинейная оптика: Генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света / В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. – Москва: Радио и связь, − 1982. − 352 с.

[4]Ибрагимов, Э.А. Приближение сильного взаимодействия в теории нелинейных волн / Э.А. Ибрагимов, Т.Усманов // ЖЭТФ, − Москва: − 1984. 86, №5, − с. 1618-1631.

fərqinin böyük qiymətlərində SİY-dan istifadə etmək daha məqsədə-uyğundur.

İkinci fəsil Fabri-Pero tipli lazer rezonatoru daxilində ikinci harmonikanın və kaskad sxemi üzrə üçüncü harmonikanın yaranmasının SİY-da nəzəri tədqiqinə həsr olunur.

Lazer rezonatoru daxilində ikinci harmonika tezliyinə çevrilmənin effektivliyini tapmaq məqsədi ilə qısaldılmış tənliklər sistemindən istifadə edilir[3].

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta z},$$
$$\frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 = -i\gamma_2 A_1^2 e^{-i\Delta z}. \quad (1)$$

Burada A_j $(j = 1,2)$ – qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, δ_j- itki əmsalları, $\Delta = k_2 - k_1$- dalğa ədədləri fərqi və $\gamma_j = 8\pi c_{eff}^2 \omega_j^2 |\varepsilon_j| / k_j c^2$- qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır.

Rezonator daxilində ikinci harmonikanın kompleks amplitudunun hesablanması üçün aşağıdakı sərhəd şərtlərindən istifadə edirik.

$$A_1(z = 0) = A_1(l) e^{i\varphi_1(2d) + i\varphi_{r,1}},$$
$$A_2(z = 0) = A_2(l) e^{i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}}, \quad (2)$$

burada $\varphi_1(2d)$, $\varphi_2(2d)$ əsas tezlikli və ikinci harmonika dalğalarının qeyri-xətti kristal ilə 2 güzgüsü arasındakı hava qatında malik olduqları fazalar fərqidir, $\varphi_{r,1}$, $\varphi_{r,2}$ – 2 güzgüsündən qayıdan dalğaların malik olduqları faza sürüşmələri, $z = 0$ qeyri-xətti kristalın girişinə uyğundur.

Yuxarıdakı (1) tənliklər sisteminin həllindən ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün alırıq:

$$A_{2,\text{çıxış}}(z) = A_2(l)\left(a + be^{i\Psi} + ice^{i\Psi}\right) \times$$
$$\times e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta}{2} l + i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}}. \quad (3)$$

Burada

$$A_2(l) = -i\gamma_2 A_{10}^2 sinc\lambda z \qquad \lambda = \left(\Delta^2 + 8l_{q/x}^{-2}\right)^{1/2}/2,$$

$$a = cos\lambda_2 z, \qquad b = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} cot\lambda_1 l \cdot sin\lambda_2 l,$$

$$c = \frac{\Delta}{2\lambda_2} sin\lambda_2 l, \qquad \lambda_1^2 = 2G_1^2 - (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2/4,$$

$$G_2^2 = \gamma_1\gamma_2 I_1(l), \qquad \lambda_2^2 = 2G_2^2 - (\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2/4,$$

$$I_1(l) = A_1(l)A_1^*(l),$$

$$\Psi = \Psi' + \Delta l = \Delta l + 2\varphi_1(2d) - \varphi_2(2d) + 2\varphi_{r,1} - \varphi_{r,2},$$

$$\Psi' = 2\varphi_1(2d) + 2\varphi_{r,1} - \varphi_2(2d) - \varphi_{r,2}.$$

Kompleks amplitud üçün aldığımız (3) tənliyindən ikinci harmonika dalğasının intensivliyi üçün alırıq:

$$I_{2çıxış.} = I_2(l)[a^2 + b^2 + c^2 + 2a(bcos\Psi - csin\Psi)] \times$$

$$\times \exp(-2\delta l). \qquad (4)$$

Aldığımız (4) tənliyindən görünür ki, qeyri-xətti mühitin çıxışında ikinci harmonika dalğasının intensivliyi fazadan asılı olaraq periodik dəyişir və tezliklərin effektiv çevrilməsi üçün aşağıdakı optimal faza şərti ödənməlidir.

$$\Psi + arctg\left(\frac{\Delta}{\lambda} tg\lambda l\right) = n\pi, \quad n = 1, 2. \qquad (5)$$

Fazanın optimallığı şərtindəki λ kəmiyyəti doldurucu dalğanın intensivliyindən asılıdır. Tam fazalar fərqi $\Psi = 2n\pi$ şərtini ödədikdə, ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi üçün alırıq:

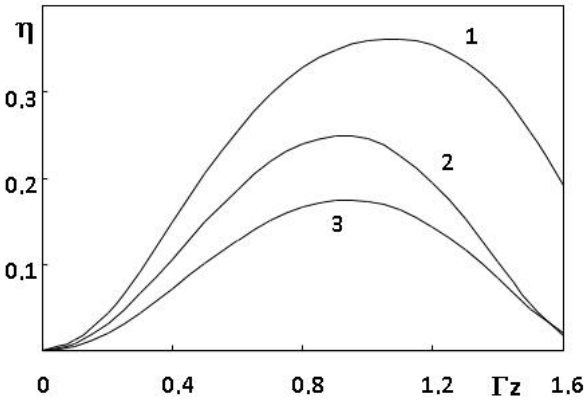
$$h = \gamma_2(\gamma_1\lambda_1^2)^{-1} G_1^2 sin^2\lambda_1 l[(a + b)^2 + c^2] \times e^{-4\delta l}. \qquad (6)$$

Bu tənlikdən görünür ki, lazer rezonatorunda ikinci harmonika dalğasının doldurucu dalğanın fazasına əks təsirinin nəzərə alınması zamanı sabit amplitud yaxınlaşması ilə müqayisədə keyfiyyətcə yeni mənzərə müşahidə olunur. Sinxronizm əyrilərində harmonika dalğasının intensivliyinin minimumlarının koordinatları güclü dalğanın

intensivliyindən asılıdır; doldurma dalğasının intensivliyinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyinin minimumları dalğa ədədləri fərqinin kiçik qiymətlərinə tərəf sürüşür; ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyi əsas dalğanın intensivliyinin və qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılı olaraq maksimuma malikdir. Tezliyin çevrilməsi effektivliyinin kiçik qiymətlərində kristalın intensivliyinin maksimumuna uyğun optimal uzunluğu ($\delta_j = 0$) belə hesablanır[5].

$$l^{opt.} = \left(2G_1^2 + \frac{\Delta^2}{4}\right)^{-1/2} \cdot arcsin\left(\frac{8\lambda^2}{16\lambda^2 - \Delta^2}\right)^{1/2}. \qquad (7)$$

Uzunluğun optimal qiymətində (7) tezliyin çevrilmə effektivliyi maksimum qiymətə çatır. SİY-da bu optimal uzunluq doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır. Şəkil 2-də rezonator daxilində ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin doldurma dalğasının intensivliyindən asılılıqları göstərilmişdir. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $h(I_{10})$ asılılığının belə qeyri-monoton xarakteri SAY-nın nəticəsindən keyfiyyətcə fərqlənir, belə ki, sonuncuda çevrilmənin effektivliyi əsas



Şəkil 2. Lazer rezonatorunda ikinci harmonikaya çevrilmənin effektivliyinin ($h=I_{2,çıxış}/I_{10}$) doldurma dalğasının vahidsiz intensivliyindən ($\widetilde{G} = Gz$) asılılığı $\delta z = 0.1$ (1, 3), 0 (2) və $\Delta z/2$=1.5 (1), 2 (2, 3).

[5]Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш. Теория внутрирезонаторной генерации второй гармоники в приближении заданной интенсивности // – Санкт-Петербург: Оптика и спектроскопия, – 1993. 75, №4, – с. 908-913.

dalğanın intensivliyinin artması ilə monoton artır. Qeyri-xətti kristalın uzunluğu tezliklərin çevrilməsi effektivliyinin maksimuma çatdığı koherent uzunluqdan böyük olduqda yeni yaranan dalğanın enerjisi yenidən əsas dalğanın enerjisinə çevrilir və beləliklə tezlik çevrilməsinin effektivliyi azalır. Bu səbəbdən tezliyin çevrilmə effektivliyini azaldan faza sürüşmələrini kompensasiya etmək üçün ardıcıl yerləşdirilmiş bir neçə kristaldan ibarət sxemdən istifadə etmək məqsədəuyğundur.

Kaskadlı sxemdə üçüncü harmonikanın yaranması üçün əvvəlcə ikinci qeyri-xətti kristalda ikinci harmonikaya çevrilmə baş verir, sonra isə birinci kristalda cəm tezlikli dalğa şəklində üçüncü harmonika yaranır[6]. Birinci kristalda əsas dalğanın tezliyinin birinci kristalda çevrilməmiş hissəsi ilə ikinci kristalda yaranmış ikinci harmonika tezliyi cəmlənir: $\omega + 2\omega = 3\omega$. Kvant termini ilə ifadə etsək, ikinci kristalda hər qarşılıqlı təsir aktında əsas tezlikli (ω) dalğanın bir fotonu ilə harmonika tezlikli (2ω) dalğanın bir fotonu cəmlənir. Harmonika dalğasının bir kvantının enerjisi doldurma dalğasının bir kvantının enerjisindən iki dəfə böyük olduğundan bu prosesdə ikinci harmonikanın enerjisi əsas harmonikanın enerjisinə nisbətən iki dəfə çox sərf olunmalıdır. Buradan belə çıxır ki, enerjinin yüksək effektivlikli cəmlənməsi üçün ikinci kristalın girişində enerjilərin nisbəti 1:2 kimi olmalıdır.

Qısaldılmış tənlikləri sisteminin həllindən cəm tezlikli dalğa şəklində üçüncü harmonikanın intensivliyi üçün aşağıdakı ifadə alınır ($\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$):

$$I_2 = \frac{\gamma_2'}{\gamma_1'} G^2 I_{10} \varkappa_1^{-2} sin^2 \varkappa_1 l_2 (a^2 + b^2 + 2abcos\Psi) \times$$

$$\times \exp(-2\delta_1 l_1), \qquad (8)$$

burada

$$\varkappa_2^2 = 2\rho G^2, \qquad a = cos\varkappa_2 l_2, \qquad b = \rho^{-1/2} ctg\varkappa_1 l_2 sin\varkappa_2 l_2;$$

$$\Psi = 2\varphi_1(2d_2) - \varphi_2(2d_2) + 2\varphi_{r_1} - \varphi_{r_2},$$

[6]Тагиев, З.А. Каскадная генерация третьей гармоники в лазерном резонаторе / З.А.Тагиев, Р.Дж.Касумова, Ш.Ш.Амиров [и др.] // Квантовая электроника, – Москва: - 1994. 24, №10, – с. 968-970.

$$\rho = cos\varkappa_1 l_2, \qquad G^2 = \gamma_1'\gamma_2' e^{-2\delta_1 l_1},$$

Harmonikaya çevrilmənin effektivliyi aşağıdakı optimal faza şərti

$$Y = 2\varphi_1(2d_2) - \varphi_2(2d_2) + 2\varphi_{r_1} - \varphi_{r_2} = 2\pi n, \qquad n = 0,1,2,\ldots$$

ödəndikdə maksimum qiymət alır

$$\eta_3 = I_3/I_{10} = \gamma_3^2 I_{10}^{-1} I_1 I_2 l_1^2 sinc^2 I_1 l_1 \exp(-2\delta_3 l_1) \qquad (9)$$

burada $I_1^2 = G_1^2 + G_2^2 + \Delta^2/4$; $G_1^2 = \gamma_2\gamma_3 I_1$, $G_2^2 = \gamma_1\gamma_3 I_2$

Cəm tezliyinə çevrilmə effektivliyi həm doldurma dalğasının, həm də ikinci harmonika dalğasının intensivliklərindən asılıdır. Effektivliyin intensivlikdən asılılığında maksimumun olması doldurucu dalğanın optimal intensivliyə malik olmasını təsdiqləyir. İtki əmsallarının eyni qiymətlərində dalğa ədədləri fərqinin artması ilə kristalın çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun optimal uzunluğu azalır.

Dispersiyalı mühitdə impulsun müxtəlif tezlik toplananları müxtəlif faza sürətləri ($c/n(\omega)$) ilə yayıldığından impuls kristalı və ya metamaterialı keçdikdə yayılır yəni deformasiya edir. Bu effekt dispersiya yayılması adlanır. Bu effektin fəza analoqu sonlu apertura malik dəstənin difraksiya etməsidir. Hesablamalar göstərmişdir ki dispersiya yayılması impulsların davametmə müddəti 10^{-13}s. və ondan kiçik olduqda nəzərəçarpan rola malik olur. Qeyri-xətti mühitdə xətti itkilər kiçik qiymətə malik olduqda üç dalğalı qarşılıqlı təsir dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasında aşağıdakı qısaldılmış tənliklər sistemi vasitəsi ilə təsvir olunur[7]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1}\frac{\partial}{\partial t} - i\frac{g_1}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_1(z,t) = i\gamma_1 A_3 A_2^* e^{i\Delta z}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2}\frac{\partial}{\partial t} - i\frac{g_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_2(z,t) = -i\gamma_2 A_3 A_1^* e^{i\Delta z}, \qquad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3}\frac{\partial}{\partial t} - i\frac{g_3}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_3(z,t) = -i\gamma_3 A_1 A_2 e^{-i\Delta z},$$

[7]Ахманов, С.А., Хохлов, Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.: ВИНИТИ, – Москва: 1964. – 295 с.

burada A_j (j=1−3) − uyğun olaraq siqnal, doldurucu və boşuna dalğaların kompleks amplitudları, u_j − qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların qrup sürətləri, $\Delta = k_1 - k_2 - k_3$ qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların dalğa ədədləri fərqi olaraq elektromaqnit sahəsinin nümunə boyunca paylanmasında mühüm rol oynayır, $g_j = \partial^2 k_j / \partial \omega_j^2$ – qrup sürətlərinin dispersiyası və $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$,- isə qeyri-xətti əlaqə əmsallarının ifadələri (1) tənliklər sistemində verildiyi kimidir.

Doldurma dalğasının amplitudu sabit qaldıqda ($A_2 = A_{20} = const$) qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları üçün sərhəd şərtləri aşağıdakı kimi yazılır:

$$A_3^-(l) = R_3 A_3^+(l) e^{-i2k_3 l}; \qquad A_3^+(0) = R_{30} A_3^-(0);$$

$$A_1^+(0) = A_{10}(t); \qquad A_2^+(l) = A_{20}. \qquad (11)$$

Furye çevirmələrini $A_{1,3}(\omega, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_{1,3}(z,t) e^{i\omega t} dt$ tətbiq etməklə (10) tənliklər sistemindən rezonatorun çıxışında cəm tezlikli impulsun spektral sıxlığı üçün alırıq:

$$S_3(\omega, z) = \frac{(1 - r_3^2) \cdot \gamma_3^2 S_{10}(\omega) I_{20} z^2 sinc^2 \mu z}{1 - 2r_{30} r_3 c cos Y + r_3^2 c^2}, \qquad (12)$$

burada

$$\mu^2 = \Gamma^2 + \frac{\beta^2}{4}, \quad c^2 = cos^2 \mu z + \frac{\beta^2}{4\mu^2} sin^2 \mu z,$$

$$\beta = \frac{1}{2}\omega^2 g - \omega n - \Delta, \; Y = \varphi + arctg\left(\frac{\beta}{2\mu} tg \mu z\right),$$

$$\varphi = \varphi_r + 2k_3 l + \frac{\Delta l}{2} + \frac{\omega^2}{4}(g_1 + g_3) - \frac{\omega n}{2} l, \; \varphi_r = \varphi_{10} + \varphi_1.$$

Üçüncü fəsildə kvadratik qeyri-xətti metamateriallarda doldurma dalğasının aşağı və yuxarı tezliklərində üç dalğalı parametrik qarşılıqlı təsirlər, kubik qeyri-xətti metamateriallarda isə dörd dalğalı qarşılıqlı təsir sabit intensivlik yaxınlaşmasında geniş araşdırılmışdır. Baxdığımız üç və dörd dalğalı qarşılıqlı təsirlərdə doldurma və boşuna dalğaların tezlikləri sındırma əmsalının müsbət qiymətləri oblastına, siq-

nal dalğasının tezlikləri isə sındırma əmsalının mənfi qiymətləri oblastına düşür.

Mənfi sındırma əmsalına malik mühitdə dielektrik və maqnit nüfuzluqlarının siqnal dalğasının ω_1 tezliyində mənfi, ω_2 və ω_3 tezlikli boşuna və doldurma dalğaları üçün isə müsbət qiymətlərinə malik olduqda qısaldılmış tənliklər sisteminin[8] həlli üçün aşağıdakı sərhəd şərtlərindən istifadə edirik:

$$A_1(z = l) = A_{1l}\exp(i\varphi_{1l}),\ A_{2,3}(z = 0) = A_{20,30}\exp(i\varphi_{20,30}) \quad (13)$$

Burada $z = 0$ - metamaterialın sol girişinə uyğundur. $A_{20,30}$, $\varphi_{20,30}$ - metamaterialın sol girişində boşuna və doldurma dalğalarının amplitud və fazaları, A_{1l}, φ_{1l} - isə qeyri-xətti mühitin sağ tərəfdən girişində ($z = l$) siqnal dalğasının uyğun olaraq amplitudu və fazasıdır.

Baxılan sərhəd şərtlərində metamaterialda qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların k_j dalğa vektorları z - oxunun müsbət istiqamətində yönəlmişdir. Beləliklə baxılan beş vektor (üç dalğa vektorları $\vec{k}_{1,2,3}$ və iki Poynting vektorları $\vec{S}_{2,3}$ digər iki dalğaya əks olan siqnal dalğasının $\overrightarrow{S_1}$ vektoruna qarşıdır. Yuxarıdakı sərhəd şərtlərini tətbiq etməklə siqnal dalğasının kompleks amplitudu üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$A_1(z) = e^{-\frac{i\Delta z}{2}} \times$$

$$\times \left\{K \cdot cos\mathit{l}\, z + \left[\frac{i\gamma_1 A_{20}A_{30}e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})}}{\mathit{l}} - iK\frac{\Delta}{2\mathit{l}}\right]cos\mathit{l}\, z\right\}, \quad (14)$$

$$A_1(z) = e^{-\frac{i\Delta z}{2}}\left\{K \cdot cos\mathit{l}\, z + \left[H - iK\frac{\Delta}{2\mathit{l}}\right]cos\mathit{l}\, z\right\}, \quad (14')$$

burada

$$K = \frac{A_{1l}e^{i\varphi_{1l}+\frac{i\Delta l}{2}} - \frac{i\gamma_1}{\mathit{l}}A_{20}A_{30}e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})}sin\mathit{l}\, l}{cos\mathit{l}\, l + (i\Delta/2\mathit{l})sin\mathit{l}\, l},$$

[8]Чиркин, А.С., Шутов, И.В. Параметрическое усиление световых волн при низкочастотной накачке в апериодических нелинейных фотонных кристаллах // Журнал экспериментальной и теоретической физики, – Москва: – 2009. 136, №4, – с. 639-649.

$$H = \frac{i\gamma_1 A_{20} A_{30} e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})}}{l}, \qquad l = \sqrt{\Delta^2/4 - \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2}$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_1\gamma_3 I_{20}, \qquad \Gamma_3^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{30}, \qquad I_j = A_j \cdot A_j^*.$$

Alınmış (14) ifadəsindən göründüyü kimi $\Gamma_3 > \Gamma_2$ olduğundan bu, doldurma dalğasının aşağı tezlikli halıdır. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında $l_{min.aş.tez.}^{SİY} = (\Delta^2/4 - \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2)^{1/2}$ alırıq. Göründüyü kimi, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında olan faza gecikməsi yol verilə bilən minimum qiymətə malikdir. Kvadrat kök işarəsi altındakı ifadə müsbət olduqda sabit intensivlik yaxınlaşmasında $l_{min.aş.tez.}^{SİY}$ parametri həqiqi olur və faza gecikməsi üçün aşağıdakı münasibəti alırıq: $\Delta^{SİY} \geq 2(\Gamma_3^2 + \Gamma_2^2)^{1/2}$. Dalğa ədədləri fərqinin kiçik ($\Delta^{SİY} < 2(\Gamma_3^2 + \Gamma_2^2)^{1/2}$) qiymətlərində $l_{min.aş.tez.}^{SİY}$ parametri kompleks kəmiyyət olur və siqnal dalğasının kompleks amplitudu ifadəsində hiperbolik sinus və kosinus funksiyaları ilə ifadə edilir.

$$A_1(z) = e^{-\frac{i\Delta z}{2}} \times$$

$$\times \left\{ L \cdot cosh l\, z + \left[\frac{i\gamma_1 A_{20} A_{30} e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})}}{l} - iL\frac{\Delta}{2l} \right] sinh l\, z \right\}, \qquad (15)$$

burada

$$L = \frac{A_{1l} e^{i\varphi_{1l} + \frac{i\Delta l}{2}} - \frac{i\gamma_1}{l} A_{20} A_{30} e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})} sinh l\, l}{cosh l\, l + (i\Delta/2l)\, sinh l\, l}. \qquad (15)$$

Kompleks amplitud üçün alınmış (15) tənliyinə görə aşağı tezlikli doldurma dalğası halında kvadrat kök altındakı ifadənin müsbət olması üçün işçi rejimin faza sinxronizmi şərtindən uzaq olması tələb olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, faza sinxronizmi şərtindən kənara çıxma artdıqca tədqiq olunan tezlikdəki dalğanın daha çox gücləndirilməsi tələb olunur. Faza sinxronizmindən kənara çıxmanın verilmiş mümkün minimum qiyməti $\Gamma_{2,3}$ parametrləri vasitəsi ilə həm doldurma dalğasının (I_{30}), həm də boşuna dalğanın metamaterialın girişindəki intensivliklərindən (I_{20}) asılıdır. Tezliyin tənzimlənməsini doldurma dalğasının intensivliyini dəyişməklə də reallaşdırmaq mümkündür.

Boşuna və doldurucu dalğalar üçün $I_{20}/I_{30} = 0.1$ nisbətində və $\Gamma_3 = 1\ sm^{-1}$ olduqda faza sinxronizmindən minimum kənara çıxmanın qiyməti üçün $\Delta^{CIA} = 2\Gamma_3\sqrt{1 + I_{20}/I_{30}}$ =2.097768, $I_{20}/I_{30} = 0.5$ nisbətində və $\Gamma_3 = 1sm^{-1}$ olduqda isə $\Delta^{CIA} = 2\Gamma_3\sqrt{1 + I_{20}/I_{30}}$ = 2.44949 alırıq.

Sinxronizm şərtindən minimum kənara çıxmanın artması kvadrat kök altındakı ifadəyə Γ_2 parametri vasitəsi ilə daxil olan və siqnal dalğasının doldurma dalğasının fazasına əks təsirini nəzərə alan γ_3 qeyri-xətti əlaqə əmsalının sıfırdan fərqli olması ilə izah olunur. SAY-da $\gamma_3 = 0$, minimum faza kənara çıxması sabit qalır və boşuna dalğanın girişdəki intensivliyindən asılı olmadığından $\Delta^{SAY} = 2.0$-a bərabərdir.

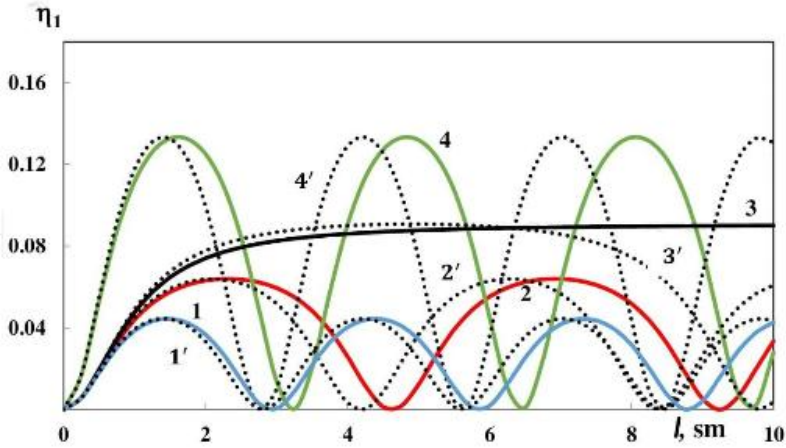
Doldurma dalğasının aşağı tezliklərində siqnal dalğasının güclənmə prosesinin, həmçinin enerjinin çevrilmə effektivliyinin dinamikası iki parametrlə təyin edilir; uzunluğu z olan mühitdə siqnal dalğası tezliyinin çevrilmə effektivliyi $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ və siqnal dalğasının güclənmə əmsalı $(A_{20} = 0)$ $h_{güc.} = I_1^{çıx.}(z = 0)/I_1^{gir.}(z = l) = I_1(z = 0)/I_{1l}$. Tezliyin çevrilməsinə metamaterialın sağ girişindən yüksək tezlikli siqnal dalğasının daxil olmadığı $(A_{1l} = 0)$ hal üçün baxaq. Onda siqnal dalğasının kompleks amplitudunun (15) düsturundakı L parametri aşağıdakı şəkildə olur:

$$K^* = \frac{\frac{i\gamma_1}{l}A_{20}A_{30}e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})}sinl\,l}{cosl\,l + i\frac{\Delta}{2l}sinl\,l}$$

Baxılan halda siqnal dalğasının effektivliyi $h_1 = I_1(z = 0)/I_{20}$ üçün alırıq:

$$h_1(z = 0) = \left[-i\gamma_1 A_{30}e^{i(\varphi_{30}+\varphi_{20})} \cdot \frac{sinl\,L}{l\left(cosl\,L + i\frac{\Delta}{2l}sinl\,L\right)}\right]^2 =$$

$$= \frac{(\Gamma_3)^2 sin^2 l\,L}{l^2 cos^2 l\,L + (\Delta^2/4)sin^2 l\,L}. \qquad (16)$$



Şəkil 3. Siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ metamaterialın tam uzunluğundan (l) asılılığı. I_{1l}=0, Γ_3=1 sm^{-1}, Δ =3 sm^{-1} (bütöv əyrilər 1 və 4), 2.5 sm^{-1} (bütöv əyri 2) və 2.097688 sm^{-1} (bütöv əyri 3), I_{10}/I_{30} = 0.1 (bütöv əyrilər 1-3) və 0.3 (bütöv əyri 4). SAY-nın nəticələri (nöqtəli əyrilər)

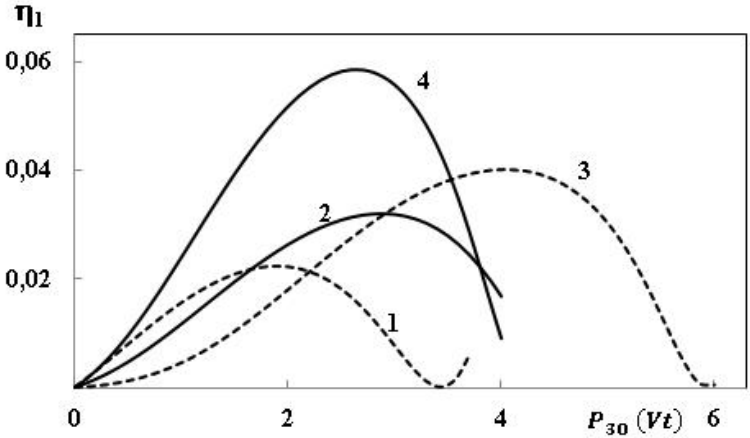
SİY-da alınmış l parametrinin qiyməti aşağı tezlikli ($l^{\text{SİY}}_{\text{aş.tez.güclü.d.}}$) və yuxarı tezlikli $l^{SİY}_{yux.tez.güclü\ d.}$ doldurma dalğası hallarında gedən proseslərin dinamikasını kəskin fərqləndirir. Yüksək tezlikli doldurma dalğası halında bu proses fərq tezlikli əks dalğanın yaranmasına analoji olduğu halda aşağı tezlikli doldurma dalğası halında cəm tezlikli əks dalğanın yaranmasına uyğundur. Sonuncu ifadədən görünür ki, həm doldurma dalğası intensivliyinin, həm də dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətləri vardır ki, həmin qiymətlərdə metamaterialın çıxışında tezliyin çevrilmə effektivliyi maksimum olur.

Yuxarıdakı (14) ifadəsinə görə, I_{20}/I_{30}=0.1 və Δ=2.097768 sm^{-1} olduqda $l^{SİY}_{aşağı.tez.güclü\ d.} = \sqrt{\Delta^2/4 - \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2} = 0$ və $h_1(l)$ asılılığı üfqi olur (bütöv əyri 3) SİY-da alınmış oxşar asılılıq cevrilmənin effektivliyi üçün Yakobi elliptik funksiyası ilə verilən dəqiq həllin nəticəsinə uyğun gəlir. Yəni kökaltı ifadənin sıfır qiymətində hiperbolik tangensə bərabərdir.

Boşuna dalğanın metamaterialın girişindəki intensivliyinin artması ilə tezliyin çevrilmə effektivliyinin artması (1 və 4 əyrilərinin müqayisəsi) və SİY-da ($\Gamma_2 \neq 0$ olduqda) alınmış bütöv əyrilər üçün ossilyasiyaların maksimum və minimumlarının yerdəyişməsi müşahidə

olunur. İki qonşu minimum arasındakı məsafə, yaxud ossilyasiyaların periodu (18)-dən asanlıqla təyin olunur. Belə yerdəyişmə SAY-da müşahidə olunmur və ($\Gamma_2 = 0$ olduqda nöqtəli əyrilərin (1 və 4) maksimum və minimumları üst-üstə düşür. Boşuna dalğanın metamaterialın girişindəki intensivliyi 3 dəfə artdıqda tezliyin çevrilmə effektivliyi təqribən 3 dəfə, yəni 4.4 %-dən 13 %-dək artır.

Yuxarıdakı (16) ifadəsindən çevrilmənin effektivliyinin $\eta_1(z)$ siqnal dalğasının girişdəki intensivliyinin iki müxtəlif qiymətində $I_{20}/I_{30} = 0.1$ və $I_{20}/I_{30} = 0.2$ hesablanmış nəticələri verilmişdir (1-4 əyriləri).



Şəkil 4. Siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ doldurma dalğasının gücündən asılılığı: $I_{1\ell} = 0$: (1-3 əyriləri) və 0.2 (4-cü əyri) və $\Delta = 5\ sm^{-1}$ (3-cü əyri), 5.5 sm^{-1} (2 və 4-cü əyrilər), 6 sm^{-1} (3-cü əyri).

Asılılıqlardan görünür ki, doldurma dalğasının gücü 2.85Vt olduqda siqnal dalğasının metamaterialın sağ girişindəki intensivliyinin ($I_{1\ell}$) iki dəfə artması ilə metamaterialın sol çıxışında $I_1(z = 0)$ güclənmə əmsalı iki dəfə artır (2 və 4 əyrilərinin müqayisəsi). Buradan əks (siqnal) dalğasının metamaterialın girişində yüksək intensivliyini seçməklə metamaterialın çıxışında daha böyük intensivliyə malik siqnal dalğasını əldə etmək olar.

Doldurma dalğasının aşağı tezliklərində boşuna dalğanın mühitin sol girişinə daxil olmadığı halda ($A_{20} = 0$) metamaterialın çıxışında siqnal dalğasının güclənmə əmsalını (18) düsturundan alırıq.

$$h_{1,güc.} = \left|\frac{A_1(z=0)}{A_1(z=l)}\right|^2 = \frac{1}{cos^2 /l + (\Delta/2/)^2 sin^2 /l} \qquad (17)$$

Doldurma və boşuna dalğaların verilmiş intensivliklərində ədədi həll etməklə sonuncu ifadədən dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətini tapmağa imkan verən tənliyi tapmaq olar.

$$tg/l = /l[1 - (\Delta/2/)^2] \qquad (18)$$

Ümumi halda, yəni metamaterialın hər iki tərəfində dalğaların olması halına baxırıq. Onda (16) tənliyindən $(\varphi_{1l,20,30} = 0)$ olduqda $h'_{güc.} = (I_1^{çıx.}(z=0))/(I_1^{gir.}(z=l))$ üçün alırıq[9]:

$$h'_{güc.}(z) = \frac{\left(cos\frac{\Delta l}{2}\cdot cos/z - \frac{\Delta}{2/} sin\frac{\Delta l}{2} sin/z\right)^2}{cos^2 /l + (\Delta/2/)^2 sin^2 /l} +$$

$$+ \frac{\left[sin\frac{\Delta l}{2}\cdot cos/z + \frac{\Delta}{2/} cos\frac{\Delta l}{2} sin/z - w\cdot sin/(l-z)\right]^2}{cos^2 /l + (\Delta/2/)^2 sin^2 /l} \qquad (19)$$

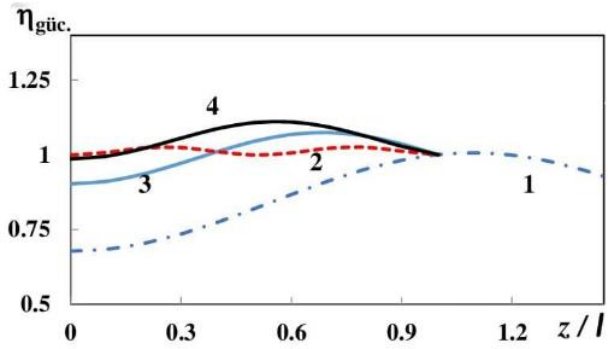
burada $w = (\gamma_1 //)(A_{20}\, A_{30})/A_{1l}$.

İki qonşu minimum arasındakı məsafə, yaxud ossilyatorların periodu (18)-dən asanlıqla təyin olunur. Metamaterialın girişində boşuna və siqnal dalğalarının intensivliklərinin nisbəti böyük olduqca siqnal dalğasının güclənməsi prosesinin effektivliyi artır. Metamaterialın girişində boşuna dalğanın intensivliyinin siqnal dalğasının intensivliyi ilə müqayisədə 5 dəfə artması siqnal dalğasının güclənməsinin təqribən 20 dəfə artmasına səbəb olur.

Siqnal dalğasının güclənmə əmsalının metamaterialın uzunluğundan asılılığı DƏF-nin dörd müxtəlif qiymətində şəkil 5-də verilmişdir.

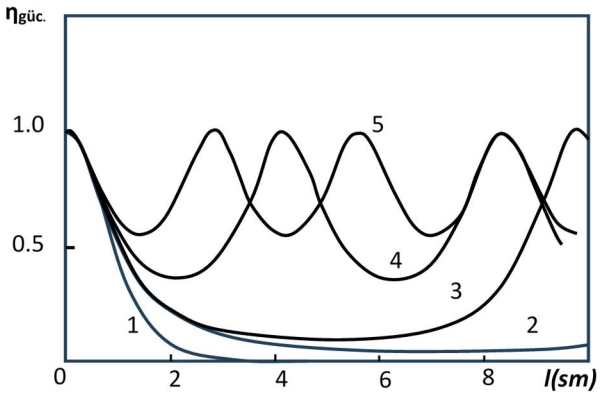
DƏF-in iki qiyməti (18) tənliyinin köklərıdir. $\Delta_{opt.1}$= 5.9484 sm^{-1} (2-cü əyri), $\Delta_{opt.2}$=12.42 sm^{-1} (4-ci əyri), burada Γ_3=1 sm^{-1} və ℓ =1 sm. Qrafiklərin müqayisəsindən görünür ki, DƏF-nin optimal qiymətlərində əks istiqamətdə yayılan siqnal dalğasının parametrik güclənməsi ($h_{güc.} > 1$) müşahidə olunur.

[9] Kasumova, R. J. Parametric interaction of optical waves in Metamaterials under low- frequency pumping / R.J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov, Sh. A. Shamilova // Quantum Electronics, – 2017. 47, № 7, − p. 655-660.



Şəkil 5. Güclənmə əmsalının ($h_{güc.} = I_1^{çıxış.}(z = 0)/I_1^{giriş.}(z = l)$) metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan asılılığı: I_{20}= 0, l = 1 sm, Γ_3 = 1 sm^{-1} və Δ =3.5 sm^{-1} (1-ci əyri), 5 sm^{-1} (3-cü əyri), $\Delta_{opt.1}$= 5.9484 sm^{-1} (2-ci əyri) və $\Delta_{opt.2}$=12.42 sm^{-1} (4-ci əyri). I_{1l}=0, Γ_3=1 sm^{-1}.

Şəkil 6-da metamaterialın girişində boşuna dalğa olmadıqda metamaterialın çıxışında siqnal dalğasının güclənmə əmsalının, metamaterialın tam uzunluğundan asılılığı göstərilmişdir.

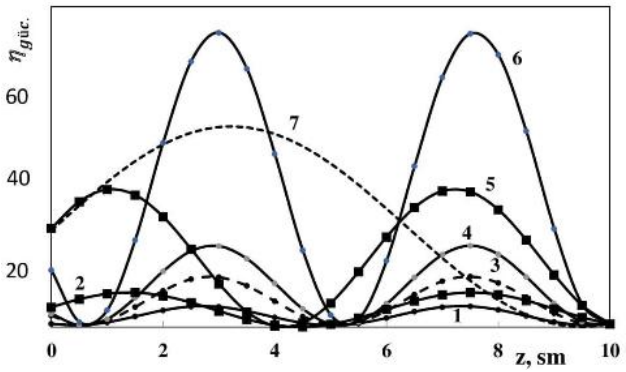


Şəkil 6. Güclənmə əmsalının $h_{güc.} = I_1(z)/I_{1l}$ metamaterialın tam uzunluğundan (l) asılılığı : I_{20} = 0 və Γ_3=1 sm^{-1}; Δ=0 (1-ci əyri), 2.05 sm^{-1} (2-ci əyri), 2.1 sm^{-1} (3-cü əyri), 2.5 sm^{-1} (4-cü əyri), 3 sm^{-1} (5-ci əyri).

Qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların DƏF özünün mümkün minimum qiymətindən böyük olduqda ($\Delta^{CIA} \geq 2\sqrt{\Gamma_3^2 + \Gamma_2^2}$) asılılıqlarda (3-5 əyriləri) ossilyasiyalar müşahidə olunur. Lakin minimum qiymətdən kiçik

olduqda asılılıqlar hiperbolik sinus və kosinus funksiyaları ilə ifadə olunur və ossilyasiyalar müşahidə olunmur (1və 2 əyriləri). Dalğa ədədləri fərqinin artması ilə güclənmə əmsalının ossilyasiyalarının tezliyi artır və modullaşmanın dərinliyi azalır.

Güclənmə əmsalının $h_{güc.} = I_1(z)/I_{1l}$ metamaterialın uzunluğundan asılılıqları şəkil 7-də verilmişdir.



Şəkil 7. Güclənmə əmsalının $h_{güc.} = I_1(z)/I_{1l}$ metamaterialın uzunluğundan asılılığı: (Γ_3=1 sm^{-1}, l=10 sm, Δ=2.5 sm^{-1}): I_{20}/I_{30} = 0.1 (1, 3, 4 və 6-cı əyrilər), 0.3 (2-ci və 5-ci əyrilər) və 0.5 (7-ci əyri), I_{20}/I_{1l} = 1 (1-ci əyri), 5 (3-cü əyri), 10 (2-ci və 4-cü əyrilər), 50 (5, 6 və 7-ci əyrilər)

Asılılıqların müqayisəsindən görünür ki, həm doldurma dalğasının, həm də boşuna dalğanın giriş intensivliklərini dəyişməklə siqnal dalğasını kifayət qədər gücləndirmək olar. Boşuna dalğanın giriş intensivliyinin siqnal dalğasının intensivliyinə nisbətən 5 dəfə artırılması siqnal dalğasının güclənməsinin təqribən 20 dəfə artması ilə nəticələnir (4-cü və 6-cı əyrilər). Boşuna dalğanın giriş intensivliyinin əsas dalğasının intensivliyinə nisbətən 5 dəfə artırılması ilə güclənmə əmsalının az, yəni təqribən 1.5 dəfə artmasına nail olmaq olur (6-cı və 7-cı əyrilər). Belə nəticəyə gəlmək olar ki, siqnal dalğasının güclənmə əmsalının artması əsasən metamaterialın girişində boşuna və siqnal dalğalarının intensivliklərinin nisbəti ilə təyin olunur. Bu onunla izah olunur ki, doldurma dalğasının və güclü boşuna dalğanın enerjiləri siqnal dalğasının enerjisinə daha effektiv ötürülür. Bundan başqa 1, 3, 4, 6 və 2, 5 əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, SİY-dakı təhlildə fəza döyünmələrinin maksimum və minimumlarının sürüşməsi müşahidə olunur.

Maksimum və minimumların yarım period qədər sürüşməsi $I_{20}/I_{1\ell}$ nisbətinin 0.1 və 0.3 qiymətləri arasında dəyişməsi zamanı baş verir (5-ci və 6-cı və ya 2-ci və 4-cü əyrilərin müqayisəsi). Doldurma dalğasının yüksək tezliklərində (14) düsturundakı l parametri sabit intensivlik yaxınlaşmasında $l_{yük.tez.}^{SİY} = \sqrt{\Delta^2/4 + \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2}$ kimi ifadə olunur.

Nəticədə yüksək tezlikli doldurma dalğası halında kvadrat kök işarəsi altındakı ifadə faza gecikməsi parametrinin sıfıra qədər bütün qiymətlərində müsbət qalır. Doldurma dalğasının yüksək tezliklərinə uyğun qısaldılmış tənliklər sisteminin həllindən($\delta_i = 0$) olduqda siqnal dalğasının kompleks amplitudu $A_1(z)$ üçün alırıq[10]:

$$A_1(z) = C\left[\frac{a\cos l + A_{1l}e^{-\left(\frac{i\Delta L}{2}\right)+i\varphi_{1l}}}{\sin l + ib\cos l}(\sin lz + ib\cos lz) - a\cos lz\right] \quad (20)$$

Burada

$$C = e^{i\Delta z/2}, \qquad \Gamma_3^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{30}, \qquad a = (2\gamma_1/\Delta)A_{30}A_{20}^{*}e^{i(\varphi_{10}-\varphi_{20})}$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_1\gamma_3 I_{20}, \qquad b = 2l/\Delta, \qquad l = \sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 + \Delta^2/4}$$

Doldurma dalğasının yüksək tezliklərində uzunluğu z olan mühitdə siqnal dalğasının tezliyinin çevrilmə effektivliyi $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ düsturu ilə verilir. Metamaterialın çıxışında ($z = 0$) siqnal dalğasının olmadığı halda ($A_{1l} = 0$) tezliyin çevrilmə effektivliyi aşağıdakı kimi olur:

$$h_1 = \frac{\Gamma_3^2 \sin^2 l}{(\Delta/2)^2\sin^2 l + l^2\cos^2 l} \quad (21)$$

Faza sinxronizmi şərti ödəndikdə ($\Delta = 0$) çevrilmənin effektivliyi üçün ifadəsindən (18) ifadəsindən alırıq

$$h_1 = \frac{\Gamma_3^2}{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2}\tan^2\sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2}\cdot l \quad (22)$$

Əgər $\Gamma_3 \gg \Gamma_2$ olarsa, onda $h_1 = \tan^2\Gamma_3 l$. Buradan görünür ki, $\Gamma_3 l = \pi/2 + \pi m, m = 0, 1, 2, \ldots$ olduqda tezliyin çevrilmə effektivliyi son-

[10]Kasumova, R.J. Phase effects of the parametric interaction in metamaterials / R.J. Kasumova, Z.H.Tagiyev, Sh.Sh.Amirov [et al.] // Journal of Russian Laser research, – Moscow: – 2017. 38, № 4, – p. 211-218.

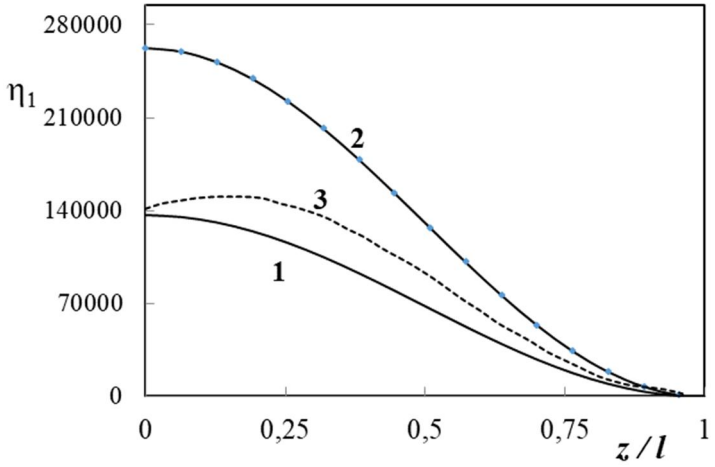
suzluğa yaxınlaşır.

Qeyri-xətti mühitin sol girişində boşuna dalğa olmadıqda ($A_{20} = 0$) siqnal dalğasının güclənmə əmsalı üçün ifadəsindən alırıq:

$$h_{güc.} = \left|\frac{sin\Gamma z + ibcos\Gamma z}{sin\Gamma l + ibcos\Gamma l}\right|^2. \qquad (23)$$

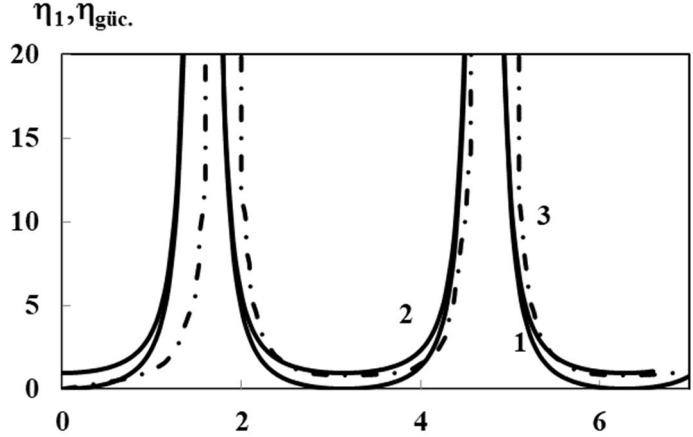
Şəkil 8-də sinxronizm şərtinin ($\Delta = 0$) ödəndiyi hal üçün $\Gamma_3 l$ parametrinin müxtəlif qiymətlərində siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyinin metamaterialın vahidsiz uzunluğundan asılılığı göstərilmişdir. Adi kvadratik qeyri-xəttiliyə malik mühitdə bu asılılıq mühitin koherent uzunluğunda alınan maksimuma malikdir. Lakin "sol" mühitdə bu asılılıq monoton xarakterə malikdir. Şəkil 8-dən göründüyü kimi metamaterial güzgü rolunu oynayır və siqnal dalğasını sol girişdəki səthindən materialın daxilinə tərəf əks etdirir. Bu səbəbdən tezlik çevrilməsinin effektivliyi metamaterialın çıxışında deyil, onun girişində maksimuma çatır. Bu şəkildə müqayisə üçün $\Gamma_3 l$=1.82 (3-cü əyri) qiymətində SAY-nın da nəticəsini göstəririk və bu da h_1 üçün verilmiş nəticə ilə üst-üstə düşür.

Şəkil 8-də 1 və 2 əyriləri sabit intensivlik yaxınlaşmasına 3 əyrisi isə sabit amplitud yaxınlaşmasına uyğundur.



Şəkil 8. Siqnal dalğası tezliyinin çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan (z/l) asılılığı ($\Delta = 0, I_{1l}/I_{20} = 0.1$) və Γ_3l: 1 – 1.57; 2 – 1.57009; 3 – 1.82.

Asılılıqları müqayisə etdikdə görürük ki, tezliyin çevrilmə effektivliyində (h_1)artım $\Gamma_3 l$ kəmiyyəti öz rezonans qiymətinə yaxınlaşdıqda müşahidə olunur (şəkil 9).



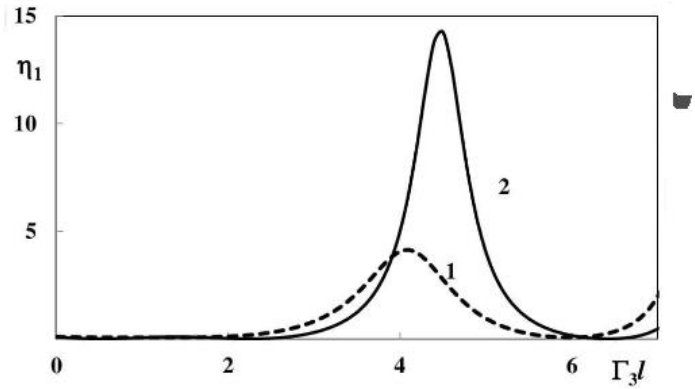
Şəkil 9. Siqnal dalğası tezliyinin çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ (əyri 1) və güclənmə əmsalının $h_{güc.} = I_1(z)/I_{1l}$ (2 və 3 əyriləri) metamaterialın gətirilmiş tam uzunluğunun funksiyası kimi. ($\Delta = 0, I_{1l}/I_{20} = 0.1$) Burada 1-ci və 2-ci qrafiklər SİY-da, 3-cü əyri isə SAY-da qurulmuşdur.

Şəkil 10-da 1 və 2 əyrilərini müqayisə etdikdə görürük ki, uzunluq öz optimal qiymətinə yaxınlaşdıqda optimal uzunluq $l_{opt.}$ aşağıdakı kimi verilir:

$$l_{opt.} = \frac{\pi/2}{\sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 + \Delta^2/4}}. \qquad (24)$$

$\Gamma_3 l_{opt.}$ parametrinin optimal qiymətində siqnal dalğasına çevrilmə effektivliyi təqribən iki dəfə böyük olur.

Sinxronizm şərtindən kənara çıxdıqda tezliyin çevrilmə effektivliyi h_1 kəskin azalır və astana qiymətinə çatır. Təhlil göstərir ki, dalğa ədədləri fərqinin (DƏF) optimal qiyməti doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır. DƏF-ni ifadə edən Δl parametrinin qiyməti π-dən 5-ə qədər artdıqda tezliyin çevrilmə effektivliyi 2.5 dəfədən çox azalır. Bundan başqa $\Gamma_3 l_{opt.}$ kəmiyyətinin qiyməti 4.5-dən 4.1-ə qədər azaldıqda effektivliyin maksimumunun sürüşməsi müşahidə olunur.

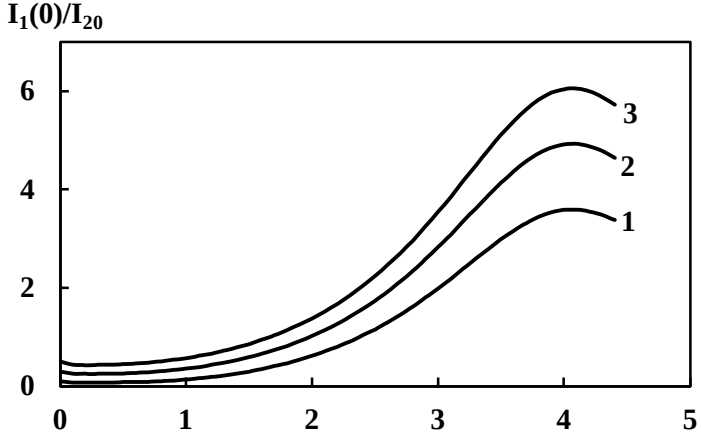


Şəkil 10. Siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ metamaterialın gətirilmiş tam uzunluğundan ($\Gamma_3 l$) asılılığı ($I_{10}/I_{20} = 0.1$) və $\Delta l = 5$ (1-ci əyri) 1-5; $\Delta l = \pi$ (2-ci əyri)

Praktik nöqteyi-nəzərdən tənzimlənə bilən parametrik tezlik çeviricilərinin yaradılması böyük maraq doğurur. Yüksək tezlikli güclü dalğanın olduğu halda tezlik çeviricilərinin metamaterial əsasında yaradılması doldurma dalğasının tezliyinin tədricən dəyişdirilməsi yolu ilə həyata keçirilir. Çünki siqnal dalğasının tezliyi yalnız sındırma əmsalının mənfi qiymət aldığı kiçik oblastda tənzimlənə bilər. Belə tezlik zolağının olması metamaterialların hazırlanmasında istifadə olunan mövcud texnologiya ilə izah olunur. Məsələn siqnal dalğasının tezliyi ω_1 üçün bu tezlik zolağının eni 0.01%-dir. Bundan əlavə əgər rezonans vaxtı udulma əmsalının kəskin artmasını nəzərə alsaq udulmanın maksimumuna uyğun olan tezlik zolağı da nəzərə alınmamalıdır. Bu isə siqnal dalğasının işçi tezlik zolağının daha çox sıxılmasına gətirir və metamaterialın mövcudluğunun şərtləri ödənir.

Metamateriallarda dalğaların qeyri-xətti parametrik qarşılıqlı təsiri üçün təcrübi nəticələr olmadığından biz kvadratik qeyri-xəttiliyə malik dielektrik dalğaötürücülərində tezliyin çevrilmə effektivliyi üçün ədədi qiymətləndirmə aparırıq. Biz gücü 1 Vt olan lazerdən şüalanan və uzunluğu $l = 2$ sm olan mühitə baxırıq. Qeyri-xətti əlaqə əmsalları üçün $\gamma_{1,2} = 1\ sm^{-1}Vt^{-1}$ qəbul etdikdə sinxronizmdən kənaraçıxma parametri üçün $\Delta l/2 = 2.6$ alırıq. Siqnal dalğasının girişdəki intensivliyin üç müxtəlif $I_{1l}/I_{20} = 0.1, 0.2$ və 0.5 qiymətləri üçün $h_1 =$

$I_1(z)/I_{20}$ çevrilmə əmsalının güclü dalğanın intensivliyindən asılılığı şəkil 11-də verilmişdir (1-ci və 3-cü əyrilər).



Şəkil 11. Siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyinin $h_1 = I_1(z)/I_{20}$ tam uzunluqdan ($l = 2sm$) doldurucu dalğanın gücündən asılılığı: $\Delta l/2 = 2.6$ və $I_{1l}/I_{20} = 0.1$ (1), 0.3 (2) və 0.5(3).

Görünür ki, metamaterialın sağ girişindəki intensivlik 5 dəfə artdıqda sol çıxışda güclənmə əmsalı təqribən 2 dəfə artır (burada girişdəki gücün optimal qiyməti 4 *Vt* nəzərdə tutulur). Beləliklə metamaterialın sağ girişində siqnal dalğasının böyük qiymətini seçməklə sol çıxışda daha böyük intensivliyə malik əks dalğa almaq olur.

Bu fəsildə metamaterialda dörd tezlikli qarşılıqlı təsirlər də SİY-da araşdırılmışdır.

Mənfi sındırma əmsalına malik mühitdə dörd dalğalı qarşılıqlı təsir təcrübi olaraq metal-dielektrik-metal laylı nanostrukturunda reallaşdırılmışdır. Baxıdığımız dörd tezlikli qarşılıqlı təsirdə "sol" mühit yalnız ω_1 tezlikli siqnal dalğası üçündür; ω_1 tezliyində metamaterialın dielektrik nüfuzluğu ε_j və maqnit nüfuzluğu μ_j mənfi ($\varepsilon_1 < 0$ və $\mu_1 < 0$), digər $\omega_{2,3,4}$ tezliklərində isə müsbətdir ($\varepsilon_{2,3,4} > 0$ və $\mu_{2,3,4} > 0$). İki güclü dalğanın və ω_2 tezlikli zəif dalğanın Poynting vektorları l uzunluqlu metamaterialın sol tərəfdəki səthinə normal düşərək $z-$ oxunun müsbət istiqamətində yayılır. Siqnal dalğasının enerji seli isə metamaterialda əks tərəfə yönəlir. Onda dörd dalğanın $\vec{k}_{1,2,3,4}$ dalğa vektorları z-oxunun müsbət istiqamətində üç enerji seli vektorlarının

($\vec{S}_{2,3,4}$) istiqamətləri ilə üst üstə düşür. Beləliklə dörd dalğalı qarşılıqlı təsir zamanı yeddi vektor ($\vec{k}_{1,2,3,4}$ və $\vec{S}_{2,3,4}$) əks istiqamətli siqnal dalğasının $\vec{S}_1$ Poyinting vektoruna əks istiqamətli olur.

Dörd tezlikli qarşılıqlı təsiri təsvir edən dörd tənliklər belə verilir[11]:

$$\begin{aligned} dA_1/dz - \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_3 A_4 A_2^* e^{i\Delta z}, \\ dA_2/dz + \delta_2 A_2 &= i\gamma_2 A_3 A_4 A_1^* e^{i\Delta z} \\ dA_3/dz + \delta_3 A_3 &= i\gamma_3 A_1 A_2 A_4^* e^{-i\Delta z} \\ dA_4/dz + \delta_4 A_4 &= i\gamma_4 A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta z} \end{aligned} \qquad (25)$$

Bu sistemi SIY-da

$$A_{2,3,4}(z = 0) = A_{20,30,40}, \qquad A_1(z = l) = A_{1l} \qquad (26)$$

sərhəd şərtlərində həll edərək siqnal dalğasının kompleks amplitudu üçün aşağıdakı sadələşmiş düsturu alırıq[12]:

$$A_1(z) = e^{-\frac{m}{2}z} \times$$

$$\times \left[\frac{A_{1l} e^{\frac{al}{2}} - \left(\frac{\delta_1}{l_1} A_{1l} - i\frac{b}{l}\right) sinl\, l}{cosl\, l + (m/2l) sinl\, l} \left(cosl\, z + \frac{m}{2l} sinl\, z\right) + D \right], \quad (27)$$

burada

$$D = \frac{\delta_1 A_{1l} - ib}{l} sinl\, z, \quad m = \delta_2 + \delta_3 + \delta_4 - \delta_1 - i\Delta,$$

$$l = \left[\gamma_1\gamma_2 I_{30} I_{40} - \gamma_1\gamma_3 I_{20} I_{40} - \gamma_1\gamma_4 I_{20} I_{30} - \left(\sum_{j=1}^{4} \delta_j - i\Delta \right)^2 \right]^{1/2},$$

[11]Popov, A. K. Four-wave mixing, quantum control and compensating losses in doped negative-index photonic metamaterials / A.K. Popov, S.A. Myslivets, T.F. George [et al.] // Optics Letters. - 2007. 32, №20, - p. 3044-3046.

[12]Kasumova, R. J. Four-wave mixing in metamaterials / R.J. Kasumova, G.A. Safarova, Sh.Sh. Amirov [et al.] // Russian Physics Journal, − Москва: − 2018. 61, № 9, - p. 1559-1567.

$$b = \gamma_1 A_2^* A_{30} A_{40}.$$

Yuxarıdakı sərhəd şərtlərindən (2) $A_{2,3,4}(z = 0) = A_{20,30,40}$, $A_1(z = l) = A_{1l}$ siqnal dalğasının metamaterialın sol çıxışında qiyməti $A_1\ (z = 0)$ üçün alırıq:

$$A_1(z = 0) \geq A_1(z = l) = A_{1l}. \qquad (28)$$

Faza sinxronizmi şərti ödənildikdə kompleks amplitudun ifadəsinə (27) uyğun intensivliyin sonrakı hesablamalarını sadələşdirmək üçün $I_{30} = I_{40} = I_{Dol.}$ qəbul etməklə itki əmsalları və λ kəmiyyəti üçün uyğun olaraq aşağıdakıları alırıq[13]:

$$\delta_2 + \delta_3 + \delta_4 = \delta_1, \qquad (29)$$

$$/\, l = 0, 2\pi, ... \qquad (30)$$

Sonuncu şərtdən doldurma dalğasının intensivliyinin astana qiyməti üçün aşağıdakı ifadə alınır

$$I_{Dol.}^{Astana} = \frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2\gamma_2} I_{20} + \sqrt{\left(\frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2\gamma_2} I_{20}\right)^2 + \frac{\delta_1^2}{\gamma_1 \gamma_2}}. \qquad (31)$$

Dalğaların qeyri-xətti parametrik qarşılıqlı təsiri nəticəsində məsələnin parametrlərinin müəyyən astana qiymətlərində mühiti bir dəfə keçdikdən sonra siqnal dalğasının amplitudu öz sabit qiymətinə çata bilər. Yuxarıdakı (28) şərti o deməkdir ki, düz və əks istiqamətlərdə yayılan dalğaların qeyri-xətti qarşılıqlı təsiri nəticəsində siqnal dalğası itkilərinin (δ_1) düz istiqamətdə yayılan dalğaların itkiləri ($\delta_2, \delta_3, \delta_4$) ilə kompensasiya olunması nəticəsində doldurma dalğası intensivliyinin astana qiymətində parametrik güclənmə baş verir. Doldurma dalğasının intensivliyinin astana qiyməti (29) şərtindən təyin oluna bilir. Doldurma dalğasının intensivliyinin astana qiyməti qeyri-xətti əlaqə əmsallarının, dissipativ itkilərin və boşuna dalğanın intensivliyinin (I_{20}) funksiyasıdır. Göstərmişdir ki, əsas dalğa intensivliyinin astana qiyməti dissipativ itkilərin və zəif dalğanın intensivliyinin (I_{20}) artması ilə artır. İntensivliyin astana qiymətinin ifadəsinə yeni yaranan

[13]Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh. On the theory of four-wave interaction in dissipative metamaterials // AJP “Fizika” (En), − Baku: - 2022. 28, № 4, − p. 50-56.

dalğanın doldurma dalğasının fazasına əks təsirini nəzərə alan qeyri-xətti əlaqə əmsalları ($\gamma_{3,4}$) da təsir edir. Qeyri-xətti əlaqə əmsallarının artması ilə həm əks təsir, həm də doldurma dalğasının intensivliyinin astana qiyməti artır. Eyni nəticə metamaterialın girişində boşuna dalğanın olmadığı hal üçün də alınır.

Faza sinxronizmi şərti ($\Delta = 0$) ödəndikdə və metamaterialın girişində boşuna dalğa olmadıqda ($A_{20} = 0$) siqnal dalğasının güclənmə əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$h_{1,güc.} = e^{-m_1 z} \times$$

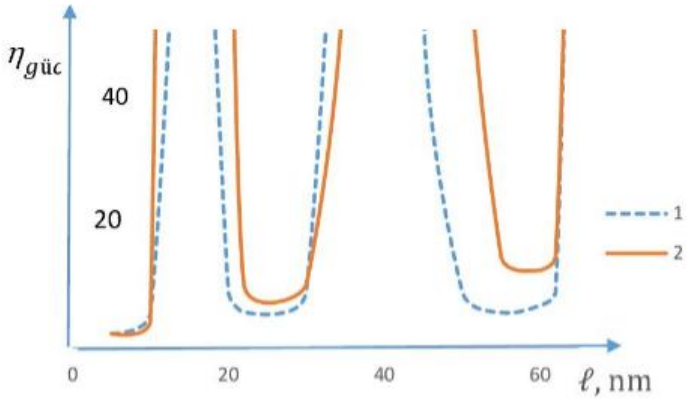
$$\times \left\{ \frac{\left[e^{\frac{m_1}{2}} \left(cos l_1 z + \frac{m_1}{2 l_1} sin l_1 z \right) - \frac{\delta_1}{l_1} sin l_1 (l - z) \right]^2}{\left(cos l_1 l + \frac{m_1}{2 l_1} sin l_1 l \right)^2} \right\} \qquad (32)$$

Burada $l_1 = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2 I_{30} I_{40} - \left(\sum_{j=1}^{4} \delta_j \right)^2 / 4}$.

Mühitin itkiləri nəzərə alınmadıqda güclənmə əmsalının ifadəsi sadələşir $h_{güc.1} = 1/cos^2 l_1' l$, ($l_1' = (\gamma_1 \gamma_2 I_{30} I_{40})^{1/2}$). Bu düsturdan görünür ki, metamateialda güclənmə əmsalı maksimumları $l_1' l = \pi/2 + \pi k$, $k = 0, 1, 2, \ldots$, şərtini ödəyən periodik rezonanslara məruz qalır.

Şəkil 12-də sinxronizm şərti ödəndikdə ($\Delta = 0$) və $I_{20} = 0$ olduqda metamaterialın çıxışında güclənmə əmsalının $h_{güc.}$ metamaterialın tam uzunluğundan (l) asılılığı göstərilmişdir.

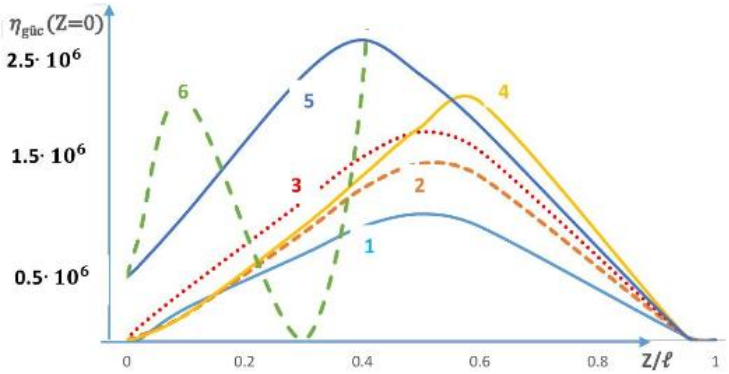
İtki əmsalının müxtəlif qiymətləri üçün olan $h_{güc.}(l)$ əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki metamaterialda itkilər azaldıqca rezonans əyrilərinin əyrilik radiusu böyüyür. Metamaterialın tam l uzunluğunun 40-65 nm intervalındakı qiymətləri üçün rezonans asılılıqlarının müqayisəsindən alınır ki, itkilərin artması ilə rezonans eni artır yəni elektrik rəqs konturunda olduğu kimi konturun keyfiyyətliliyinin azalması müşahidə olunur. Oxşar rezonanslar güclənmə əmsalının idarəedici koherent doldurucu dalğanın intensivliyinin müəyyən qiymətlərində də müşahidə olunur. Bu onu göstərir ki, məsələnin seçilmiş parametrləri üçün idarəedici sahənin intensivliyinin güclənmə əmsalının rezonans artmasına uyğun gələn qiymətini hesablamaq olar. Baxılan asılılıqlardan o nəticəyə gəlmək olar ki, məsələnin parametrlərini, xüsusi



Şəkil 12. Siqnal dalğasının güclənmə əmsalının $h_{güc.} = I_1(z = 0)/I_{1l}$ $\Delta = 0$ və $I_{20} = 0$ olduqda metamaterialın tam uzunluğundan (l) asılılığı: $\delta_j = 2 \cdot 10^4$ sm^{-1} (bütöv əyri 1) və 10^4 sm^{-1} (qırıq xətli əyri 2) $h_{güc.} = I_1(z = 0)/I_{1l}$

halda itki və koherent sahənin intensivliyini seçməklə güclənmə əmsalının müşahidə olunan rezonanslarını tənzimləmək olar.

Şəkil 13-də dalğalar qeyri-xətti mühitdə yayıldıqda güclənmə prosesinin dinamikası $h_{güc.}(z)$ göstərilmişdir. Faza sinxronizmindən uzaqlaşdıqca $h_{güc.}(z)$ asılılığının ossilyasiyalarının amplitudu azalır (2, 3



Şəkil 13. Güclənmə əmsalının $h_{güc.}(z) = I_1(z)/I_{1l}$ dinamikası: $I_{1l} = 10^{-7} I_{30}$ metamaterialın tam qalınlığı $l = 20$ nm (1-5 əyriləri) $l = 60$ nm (6 əyrisi) $\Delta l/2$: 2.5 (1 və 5 əyriləri) 2.8 (3 əyrisi) 3(2 və 4 əyriləri) və 8.4 (6 əyrisi) $I_{20} = 0{,}3 \cdot I_{30}$ (1 əyrisi) $I_{20} = 0{,}5 \cdot I_{30}$ (2-6 əyriləri). Burada bütöv 1-3 və 5-6 əyriləri SIY-da, nöqtəli 4 əyrisi isə SAY-da hesablanmışdır.

və 5 əyriləri) Burada həmçinin sabit amplitud yaxınlaşmasına uyğun asılılıq (4 əyrisi) da verimişdir.

Hər iki yaxınlaşmada asılılıqlardakı (2 və 4 əyriləri) fərq doldurma dalğasının siqnal dalğasına əks təsirini nəzərə alan γ_3 və γ_4 əmsallarının sabit intensivlik yaxınlaşmasında sıfırdan fərqli olması ilə əlaqədardır. Təhlil göstərir ki, düz istiqamətdə yayılan dalğaların giriş intensivliklərinin qiymətlərini dəyişməklə əks istiqamətdə yayılan siqnal dalğasının kifayət qədər güclənməsinə nail olmaq olar. SİY-da $\gamma_{3,4} \neq 0$ olduqda ω_2 tezlikli boşuna dalğanın girişdəki intensivliyinin artması ilə çevrilmə effektivliyinin artması (1 və 2 əyrilərini müqayisə et) ossilyasiyaların maksimum və minimumlarının yerdəyişməsi müşahidə olunur. İki qonşu minimum arasındakı məsafə yəni ossilyasiyaların periodu asanlıqla təyin oluna bilir. Belə yerdəyişmə SAY-da ($\gamma_{3,4} = 0$) müşahidə olunmur yəni uyğun əyrilərin maksimum və minimumları üst-üstə düşür. Zəif dalğanın (ω_2 tezlikli) girişdəki intensivliyinin $0{,}3 \cdot I_{30} - 0{,}5 \cdot I_{30}$ intervalındakı qiymətlərində çevrilmə effektivliyinin maksimumu 1,43 dəfə artır.

Metamaterialın sol çıxışında $A_{1l} = 0$, $\delta_j = 0$, qaytarma əmsalı $R = I_1(z = 0)/I_{20}$ aşağıdakı ifadə ilə verilir

$$R = \left(\frac{\gamma_1}{l_2} A_{30} A_{40} sin l_2 l\right)^2 / \left[cos^2 l_2 l + \left(\frac{\Delta}{2 l_2}\right)^2 sin^2 l_2 l\right] \qquad (33)$$

Dalğa ədədləri fərqinin optimal qiymətini almaq üçün verilmiş ifadənin Δ parametrinə görə diferensiallanmasından $sin l_2 l = cos l_2 l$ alırıq. Bu tənliyin həllini qrafik yol ilə tapırıq. Buradan $l_2 l$ parametri üçün $l_2 l = 0, 3\pi/2, 5\pi/2$ qiymətlərini alırıq. Həmçinin, l_2 parametrindən dalğa ədədləri fərqinin qaytarma əmsalının mərkəzi maksimumuna uyğun optimal qiyməti

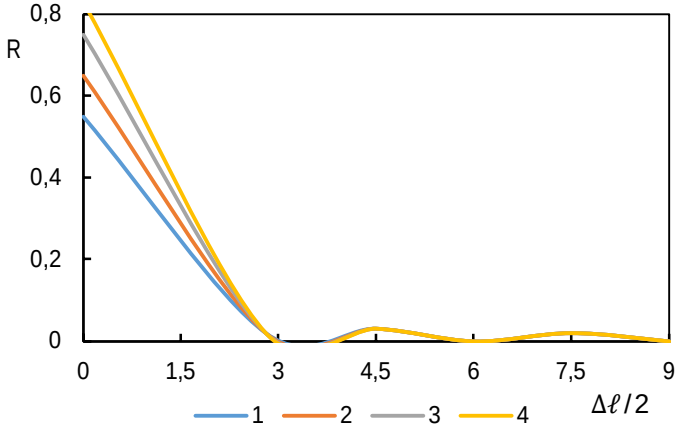
$$\Delta_{opt.,1} = 2\sqrt{\gamma_1\gamma_3 I_{20} I_{40} + \gamma_1\gamma_4 I_{20} I_{30} - \gamma_1\gamma_2 I_{30} I_{40}}$$

ifadəsi ilə, digər maksimumlara uyğun optimal qiyməti isə

$$\Delta_{opt.,2} = 2\sqrt{4.7 + \gamma_1\gamma_3 I_{20} I_{40} + \gamma_1\gamma_4 I_{20} I_{30} - \gamma_1\gamma_2 I_{30} I_{40}}$$

və s. təyin olunur. Alınmış ifadələrdən görünür ki, $\Delta_{opt.} l$ kəmiyyətləri kvadrat kök işarəsi altındakı ifadələr dəqiqliyi ilə $l_2 l$-ə bərabərdir. Kvadrat kök işarəsi altındakı ifadələr isə öz növbəsində doldurma

dalğasının və ω_2 tezliyindəki dalğanın intensivliklərindən asılıdır. Qeyd olunmalıdır ki, yan maksumumlar əsas dalğa intensivliklərinin böyük qiymətlərində və dalğa sahəsində doyma olmadıqda müşahidə olunur. İtkilərin artması ilə metamaterialın sol çıxışında siqnal dalğasının intensivliyi düşür ki, bu da $z = 0$-da qaytarma əmsalının azalmasına gətirir. Nəzərə almaq lazımdır ki, R-in itkilərdən müşahidə olunan asılılığı qeyri-xəttidir belə ki, eksponensial asılılıqla eyni zamanda itkilər l_1 parametri vasitəsi ilə kök altı ifadəyə də daxildir. Şəkil 14-də metamaterialın çıxışında qaytarma əmsalının maksimumları yuxarıda aldığımız tənliyin kökləri olan dalğa ədədləri fərqinin qiymətlərində müşahidə olunur. Qaytarma əmsalının maksimumları $\Delta_{opt.}$-nın nəzəri hesablanmış qiymətlərində müşahidə olunur. Baş maksimim $\Delta = 0$ ətrafında müəyyən məsafədə alınır ki, həmin məsafə kökaltı ifadədə doldurma dalğasının və ω_2 tezlikli dalğanın (boşuna dalğa) intensivliklərindən asılı olan hədlərlə təyin olunur.



Şəkil 14. Metamaterialın qaytarma əmsalının dalğa ədədləri fərqindən asılılığı. Metamaterialın qaytarma əmsalının ($R = I_{1l}/I_{20}$) $\delta_j = 0$ olduqda dalğa ədədləri fərqindən $\Delta l/2$-dən asılılığı: $l = 20\,nm$, I_{20}:$0.5 \cdot I_{30}$ (əyri 1), $0.2 \cdot I_{30}$ (əyri 3), $0.3 \cdot I_{30}$ (4-cü əyri)

Beləliklə belə qənaətə gəlirik ki, siqnal dalğasının güclənmə əmsalının artması ilk növbədə metamaterialın girişində ω_2 tezlikli dalğanın intensivliyinin hər iki doldurma dalğasının intensivliklərinə nisbətindən $I_{20}/I_{30,40}$ asılıdır.

Dördüncü fəsil metamateriallarda ultraqısa lazer impulslarının tezlikərinin çevrilməsinin dispersiya nəzəriyyəsinin birinci və ikinci yaxınlaşmalarında tədqiqinə həsr edilmişdir.

Birinci yaxınlaşmada (10) qısaldılmış tənliklər sistemindən istifadə edirik. Metamaterialın girişində kvadratik faza modullaşmasına malik Qaus profilli boşuna impuls olduğunu nəzərə alırıq:

$$A_{30}(t) = A_0 e^{-\frac{t^2}{2\tau^2} - i\gamma\frac{t^2}{2}}. \qquad (34)$$

Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşmasında yalnız qrup sürətləri fərqini nəzərə almaqla metamaterialda itkilərin çox kiçik qiymətlərində ($\delta_i \approx 0$) siqnal tezlikli impulsun spektral sıxlığı üçün alırıq[14]:

$$S_1(\omega, z) = (\gamma_1\gamma_3)^2 I_{20} \times$$

$$\times \frac{A_{20}^2\tau^2}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{1+p}}\frac{(sina_1 z - cosza_1 z \cdot tga_1 l)^2 e^{-\frac{m^2}{1+p}}}{a_1^2 + \left(\frac{\Delta - \nu\omega}{2}\right)^2 tg^2 a_1 l} \qquad (35)$$

Burada $a_1 = \left(-G_2^2 - (\Delta - \nu\omega)^2/4\right)^{1/2}$, $\nu = 1/u_2 + 1/|u_1|$, $G_2^2 = \gamma_1\gamma_3 I_{20}$, $m = \omega\tau$ tezliyin və $p = \gamma^2\tau^4$ fazanın modullaşma parametrləridir.

Qeyd edək ki, birinci yaxınlaşmada (10) tənliklər sistemindəki kompleks amplitudların zamana görə ikinci tərtib törəmələri nəzərə alınmır.

Siqnal dalğasının enerjisi spektral sıxlıq üçün aldığımız (35) ifadəsinin inteqralı ilə təyin olunur[15]:

$$E_1 = K\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\sqrt{1+p}}\frac{(sina_1 z - cosza_1 z \cdot tga_1 l)^2 e^{-\frac{m^2}{1+p}}}{a_1^2 + ((\Delta - \nu\omega)/2)^2\, tg^2 a_1 l}\, d\mu. \qquad (36)$$

Burada $K = cn\gamma_1^2 I_{30}\, I_{20}\tau^2 z^2/16\pi$.

---

[14]Amirov, Sh. Sh. Spectrum of laser pulses in the first order dispersion theory // - Baku: AJP "Fizika", - 2021. 27, №2, - p. 3-7.

[15]Amirov, Sh. Sh., Kasumova, R. J., Tagiev, Z. H. Energy of ultra short pulses in metamaterials // Proceedings of International conference "Modern Trends in Physics", - Baku: - may 01-03, - 2019, - p. 205-210.

İmpulsların dispersiya yayılma uzunluğu istifadə olunan metamaterialın uzunluğundan kiçik olduğundan dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasının tətbiq olunması zərurəti ortaya çıxır. İkinci harmonikanın generasiyası, cəm tezliyinin yaranması və s. proseslərin qeyri-stasionarlığı şüalanma impulslarının qrup gecikməsi və dispersiya nəticəsində yayılması effektləri ilə müşayiət olunur. Bu effektlər davametmə müddəti pikosaniyələrdən kiçik zaman intervalı ilə ölçülən impulslar üçün müşahidə olunur. Əgər doldurucu impulsun davametmə müddəti ($t_{davametmə.}$) yeni impulsun yaranma müddətindən ($t_{yaranma}$) kiçik olarsa onda işığın parametrik generasiyası baş verə bilmir. $t_{davametmə} > t_{yaranma}$ olduqda parametrik rəqslər yaranır və kvazistasionar rejimdə parametrik generasiya baş verir.

Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasında üç dalğalı qarşılıqlı təsir (10) tənliklər sistemi ilə verilir. Furye çevirmələrini tətbiq etməklə siqnal dalğasının spektral sıxlığı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq[16]:

$$S_1(\omega, z) = D\frac{(sin\lambda' z - tg\lambda' l \cdot cos\lambda' z)^2}{\lambda'^2 + (k^2/4)\, tan^2\lambda' l} \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2\tau^2}{1 + C^2\tau^4}\right). \quad (37)$$

Burada $D = cn_1\gamma_1^2 I_{30}\, I_{20}\tau^2/16\pi^2$, və $k = \omega^2 g/2 - \omega\nu - \Delta$

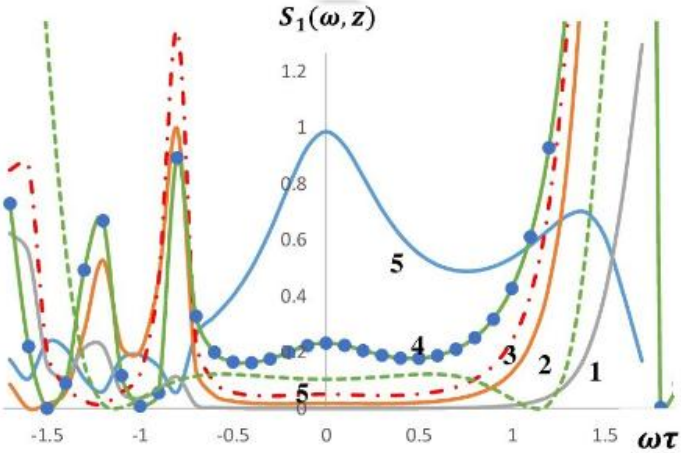
Siqnal dalğasının spektrinin formasını təhlil etmək üçün dispersiya uzunluğu $l_{d.}$ və kvazistatik uzunluq l_ν ilə yox onların $l_{q/x}/l_{d.}$ və $l_{q/x}/l_\nu$ (burada $l_{q/x} = \Gamma_2^{-1}$ – qeyri-xətti uzunluq) nisbətləri ilə işləmək məqsədəuyğundur. Onda sonuncu tənliyə daxil olan λ' və k kəmiyyətləri üçün ifadələr belə yazılır:

$$\lambda' = \frac{1}{l_{q/x}}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{2}(\alpha - 1)\frac{l_{q/x}}{l_{d.}}\omega^2\tau^2 + \frac{l_{q/x}}{l_\nu}\omega\nu - \frac{\Delta}{G_3}\right)^2 - 1\right]^{1/2}$$

$$k = \frac{1}{l_{q/x}}\left[i\left(\frac{1}{4}(\alpha - 1)\frac{l_{q/x}}{l_{d.}}\omega^2\tau^2 + \frac{l_{q/x}}{l_\nu}\omega\nu - \frac{\Delta}{G_3}\right)\right], \alpha = \frac{g_2}{g_1}.$$

Siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığının $S_1'(\omega, z) = S_1(\omega, z)/D$ z - koordinatından asılılıqları şəkil 15-də göstərilmişdir.

[16]Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh. Frequency transformation of ultrafast laser pulses in metamaterials / Rena J. Kasumova, Sh. Sh. Amirov // Superlattices and microstructures, − 2019. №126, − p. 49-56.

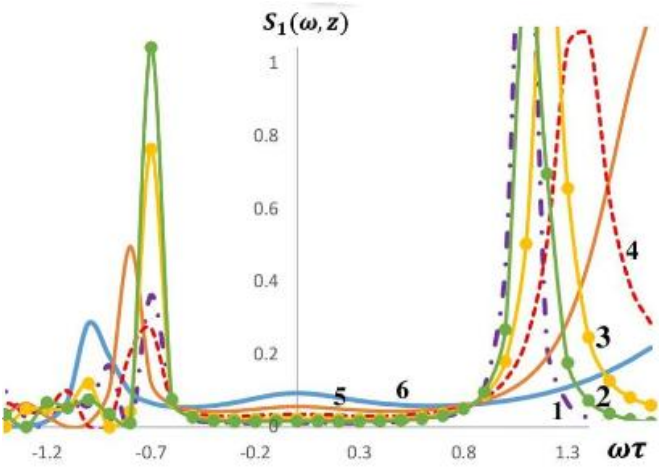


Şəkil 15. Metamaterialın tam uzunluğu $l = 2\,sm$ olduqda həyəcanlanan siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığının $S_1'(\omega, z) = S_1(\omega, z)/D$, z-koordinatının müxtəlif qiymətlərində $\omega\tau$ parametrindən asılılığı ($p = C^2\tau^4 = 0, \Delta l_{nl} = 0, g_3 = 2g_1 = 0, l_{q/x}/l_{d.} = l_{q/x}/l_v = 3, I_{20} = 2Vt$): 1.8 sm (1-ci əyri), 1.3 sm (2-ci əyri), 1 sm (3-cü əyri), 0.5 sm (4-cü əyri), 0 sm (qırıq xətli və bütöv 5-ci əyrilər). Burada 5-ci bütöv əyri ($v = 0, u_3 = u_1$) qarşılıqlı təsirin adi mühitdə, digər əyrilər isə metamaterialda baş verdiyini göstərir.

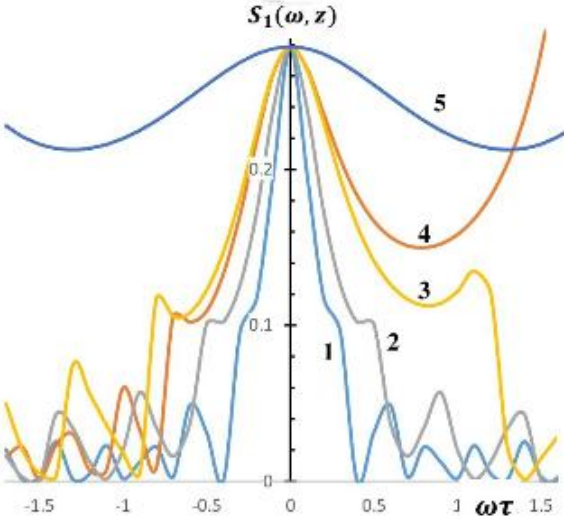
”Sol” mühitdə həyəcanlanan dalğa girişdən ($z = l$) çıxışa ($z = 0$) yayıldıqda əvvəlcə eninə maksimumlar (ikinci, üçüncü və s) artır (şəkil 16), daha sonra yan komponentlərin enerjiləri mərkəzi maksimuma daşınır (1-5 əyrilərinin müqayisəsi). Metamaterialın ortasında ($l = z = 1\,sm$) dalğa paketlərinin çevrilmə effektivliyi maksimuma çatır, siqnal dalğası üçün birinci eninə maksimum (3-cü əyri) müşahidə olunur, sonra isə mərkəzi maksimum metamaterialın çıxışında ($l = z = 0$) generasiya olunur (5-ci əyri).

Adi mühitlə müqayisədə metamaterialda spektrin mərkəzi tezliyində çevrilmə effektivliyi bir tərtib yüksəkdir. Dalğalar qarşılıqlı əks istiqamətlərdə yayıldıqda bir istiqamətdə yayılan dalğa impulsu digər istiqamətdə yayılan dalğa impulslarından keçir. Doldurucu impulsun gücünün müxtəlif qiymətlərində spektral əyrilər şəkil 17-də verilmişdir.

Qeyri simmetrik formalı spektr yan maksimumlara malikdir. Əyrilərdə güclü dalğa intensivliyinin optimal qiymətə malik olması müşahidə olunur. Məsələnin verilmiş parametrlərində güclü dalğanın optimal intensivliyi $\omega\tau \approx -0.7$ (2-ci, 3-cü və 5-ci əyrilər) qiymətində



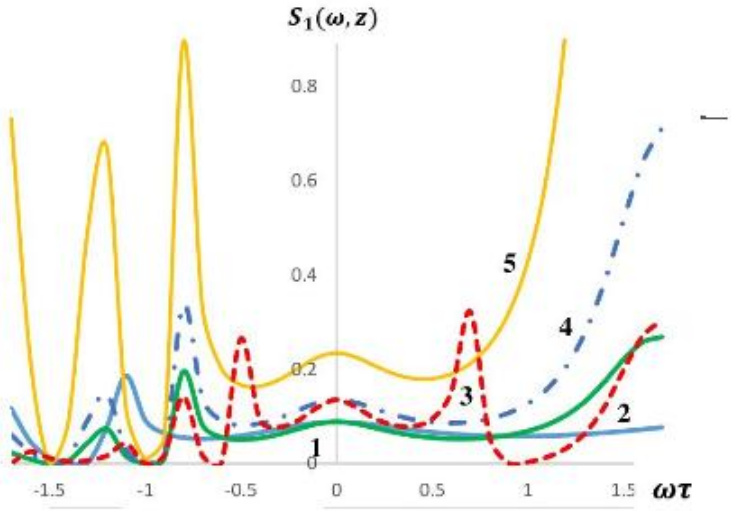
Şəkil 16. Metamaterialın tam uzunluğu $l = 2\,sm$ olduqda siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığının doldurma dalğası intensivliyinin (I_{20}) müxtəlif qiymətlərində $\omega\tau$ parametrindən asılılığı. $p = C^2\tau^4 = 2$, $\Delta l_{q/x} = 0$, $g_3 = 2g_1 = 0$, $l_{q/x}/l_d = l_{q/x}/l_v = 3$, $z = 0.8\,sm$: 6 Vt (1), 5 Vt (2), 4 Vt (3), 3 Vt (4), 2 Vt (5), 1 Vt(6).



Şəkil 17. Metamaterialın tam uzunluğunun $l = 2\,sm$ olduğu hal üçün həyəcanlanan siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığının qrup sürətləri və dispersiyaya görə yayılmanın müxtəlif qiymətlərində $\omega\tau$ parametrindən asılılığı ($p = C^2\tau^4 = 3$, $\Delta l_{q/x} = 0, I_{20} = 2Vt, g_3 = 2g_1, l_{q/x}/l_d = l_{q/x}/l_v = 3, z = 0.2\,sm$): $l_{q/x}/l_d = 0$, $l_{q/x}/l_v = 8$ (1-ci əyri), $l_{q/x}/l_d = 0, l_{q/x}/l_v = 5$ (2-ci əyri),

Göründüyü kimi $l_{q/x} \ll l_{d.}$ olduqda $l_{q/x}/l_v$ nisbəti artdıqda mərkəzi maksimumun eni azalır yəni siqnal impulsunun spektri daralır (1, 2 və 5-ci əyrilərin müqayisəsi). Spektrin eninin belə azalması dispersiya ya görə yayılmanın artması ilə də baş verir (3 və 4-cü əyrilərin müqayisəsi). Xarakteristik $l_{d.}$və l_v uzunluqlarının mühitin qeyri-xətti uzunluğu $l_{q/x}$ ilə müqayisədə kiçik qiymətlərində və ya $l_{q/x}/l_d$ və $l_{q/x}/l_v$ nisbətlərinin böyük qiymətlərində asılılıqların forması mürəkkəbləşir (4-cü əyri). Bütün asılılıqlarda dispersiyaya görə yayılma olmadıqda simmetrik, dispersiyaya görə yaylıma olduqda isə qeyri-simmetrik mənzərə müşahidə olunur. Həmçinin təhlil göstərmişdir ki, g_3/g_1 nisbəti də başlanğıc impulsun siqnal impulsuna transformasiya olunma sürətinə təsir edir. Qeyd edək ki g_1 və g_3 əmsalları bərabər olduqda dalğaların qarşılıqlı təsiri dispersiyaya görə yayılma olmadan baş verir.

Kvadratik faza modullaşmasına malik boşuna dalğanın modullaşma əmsalının ($p = C^2\tau^4$) siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığına təsiri şəkil 18-də görünür.



Şəkil 18. Metamaterialın tam uzunluğu $l = 2\,sm$ olduqda həyəcanlanan siqnal dalğasının nisbi spektral sıxlığının $S_1'(\omega, z) = S_1(\omega, z)/D$ tezliyin modullaşma əmsalının $p = C^2\tau^4$ müxtəlif qiymətlərində $\omega\tau$ parametrindən asılılığı $\Delta l_{q/x} = 0$, $g_3 = 2g_1 = 0, l_{q/x}/l_d = l_{q/x}/l_v = 3, z = 0.8sm\, I_{20} = 2Vt$): 6 (1-ci və 2-ci əyrilər), 2 (3-cü və 4-cü əyrilər) və 0 (5-cü əyri)

Spektrin enerjisi mərkəzi maksimumdan yan maksimumlara daşınır (1, 2 və 5-ci əyrilərin müqayisəsi).Tezliyə görə modullaşma əmsalı C-nin böyük qiymətlərində yan piklərin sayının artması, başqa sözlə siqnal impulsunun parçalanması müşahidə olunur (3-cü və 4-cü, həmçinin 1-ci və 2-ci əyriləri müqayisəsi).Müəyyən edilimişdir ki, metamaterialın girişindəki boşuna dalğanın fazaya görə modullaşmasının artması ilə tezliyin çevrilməsi effektivliyi azalır və spektrin mərkəzi maksimumunun eni artır. Adi mühitlə müqayisədə metamaterialda tezliyin çevrilmə effektivliyi bir tərtib yüksəkdir.

Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasında siqnal tezlikli impulsun enerjisi impulsun spektral sıxlığı üçün alınmış (37) ifadəsindən alınır:

$$E_1 = cnd/8\pi \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} D \frac{(sin\lambda' z - tg\lambda' l \cdot cos\lambda' z)^2}{\lambda'^2 + (k^2/4)tan^2\lambda' l} \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2\tau^2}{1 + C^2\tau^4}\right) d\omega. \quad (38)$$

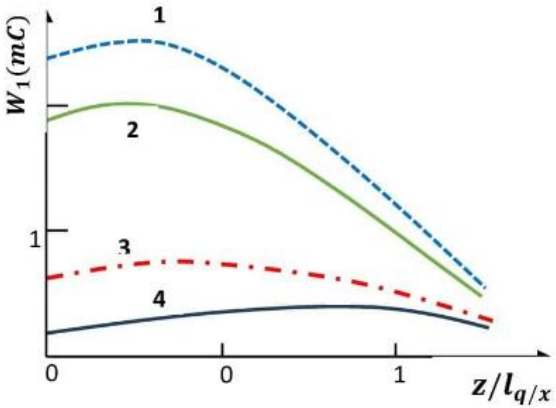
Burada $D = cn_1\gamma_1^2 I_{30} I_{20}\tau^2/16\pi^2$ və

$$\lambda' = \frac{1}{l_{q/x}}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{2}(\alpha - 1)\frac{l_{q/x}}{l_{d.}}\omega^2\tau^2 + \frac{l_{q/x}}{l_v}\omega v - \frac{\Delta}{G_3}\right)^2 - 1\right]^{1/2},$$

$$k = \frac{1}{l_{q/x}}\left[i\left(\frac{1}{4}(\alpha - 1)\frac{l_{q/x}}{l_{d.}}\omega^2\tau^2 + \frac{l_{q/x}}{l_v}\omega v - \frac{\Delta}{G_3}\right)\right], \alpha = \frac{g_2}{g_1}.$$

Analitik təhlil göstərmişdir ki, Enerjinin böyük qiymətləri sürətlərin faza sinxronizmində və srup sürətləri dispersiyasının sıfır qiymətində deyil xarakteristik uzunluqların (l_v və l_d) müəyyən qiymətlərində alınır. Bu onu göstərir ki, həm qrup sürətləri fərqi, həm də qrup sürətləri dispersiyası enerji nöqteyi-nəzərindən faydalı rola malikdir və oxşar nəticə adi qeyri-xətti mühit üçün də alınmışdır.

Şəkil 19-də siqnal dalğası enerjisinin $l_{q/x}/l_v$, $l_{q/x}/l_d$ və $p = \gamma^2\tau^4$ kəmiyyətlərinin müxtəlif qiymətlərində metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan $z/l_{q/x}$ asılılığı verilmişdir. Metamaterialda isə siqnal dalğası selinin istiqaməti doldurucu dalğanın və boşuna dalğanın yayılma istiqamətlərinə əks olduğundan, gözlənildiyi kimi, enerjinin böyük qiymətləri metamaterialın çıxışında deyil, girişində müşahidə olunur.



Şəkil 19. Siqnal dalğasının gətirilmiş enerji sıxlığının $l_{q.x}/l_v$, $l_{q.x}/l_d$ nisbətlərinin müxtəlif qiymətlərində metamaterialın gətirilmiş uzunluğundan $z/l_{q.x}$ asılılığı $(\Delta l_{q.x} = 3)$ və $p = \gamma^2\tau^4$ =5 (1, 3 və 4-cü əyrilər) and $p = 0$ (2-ci əyri): $1 - l_{q/x}/l_n = 6$, $l_{q/x}/l_d = 0$; $2 - l_{q/x}/l_n = 6$, $l_{q/x}/l_d = 0$; $3 - l_{q/x}/l_n = l_{q/x}/l_d = 3$; $4 - l_{q/x}/l_n = 0$, $l_{q/x}/l_d = 6$.

Beşinci fəsil qeyri-bircins optik liflərdə tezliklərin qeyri-stasionar çevrilməsinin ikinci harmonika və cəm tezlikli impulsların davametmə müddətinə təsirinin sabit intensivlik yaxınlaşmasınında tədqiqinə həsr edilmişdir.

Dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşmasında mühitdəki itkiləri nəzərə almaqla ikinci harmonikanın yaranmasını təsvir edən qısaldılmış tənliklər sistemi[17] aşağıdakı kimi verilir:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1}\frac{\partial A_1}{\partial t} + \delta_1 A_1 =$$

$$= -i\gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 - i\beta_1 A_1^* A_2 exp[i\Delta_0 z + iY(z)], \quad (39)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2}\frac{\partial A_2}{\partial t} + \delta_2 A_2 =$$

$$-i\gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 - -i\beta_2 A_1^2 exp[-i\Delta_0 z - iY(z)]$$

[17]Tagiev, Z.A. Theoretical studies on frequency doubling in glass optical fibers in constant intensity approximation / Z.A. Tagiev, R.J. Kasumova // Optics and Communications, − 2006. 261, − p. 258-265.

burada A_1 - ω_1 tezlikli doldurma dalğasının, A_2 isə $\omega_2 = 2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu, $u_{1,2}$ - uyğun tezliklərdəki dalğaların qrup sürətləri, $\delta_{1,2}$ - qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların itki əmsalları, γ - fazanın öz-özünə və çarpaz modullaşması ilə şərtlənən qeyri-xətti əlaqə əmsallarının orta qiyməti, $\beta_1 = \gamma_{iH}^*/2$, $\beta_2 = \gamma_{iH}$, $\gamma_{iH} = 3\omega_1\varepsilon_0^2\alpha_{iH}f_{112}c^{(3)^2}|E_{Dol.}|^2|E_{iH}|$, ε_0 - vakuumun dielektrik nüfuzluğu, α_{iH}- mikroskopik proseslərdən asılı olan sabit, f_{112}- optik sahənin modasının paylanması ilə və eninə x və y koordinatları ilə təyin olunan örtmə inteqralı, $E_{Dol.}$- ω_1-tezlikli sahə əsas dalğa sahəsi, $|E_{iH}|$ - $2\omega_1$ - tezlikli ikinci harmonika dalğasının zəif sahəsi; $\Delta_0 = k_2 - 2k_1 - \Delta(z)$, burada Δ_0 və $\Delta(z)$ qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların dalğa ədədləri fərqinin uyğun olaraq sabit və dəyişən hissələri və $Y(z) = \int_0^z \Delta(z')dz'$-dir. Yuxarıdakı örtmə inteqrallarının sadələşdirilməsi üçün $f_{ijk} \cong f_{112} \cong /A_{eff.}$, $(i,j = 1,2)$ $A_{eff.}$- optik lifin özəyinin effektiv en kəsiyi sahəsinə bərabər götürülmüşdür.

Qrup sürətlərinin bərabər olduğu hal (kvazistatik yaxınlaşma) üçün (37) tənliklər sistemin

$$A_1(z = 0) = A_{10}(t), \qquad A_2(z = 0) = 0, \tag{40}$$

sərhəd şərtlərində həllindən mühitin xətti qeyri-bircinsliyə, yəni, $\Delta(z) = \alpha z$ olduğunu qəbul edərək Veber tənliyinə keçməklə ikinci harmonikanın intensivliyi üçün alırıq[18]

$$I_2(z)/I_{10} = (|\beta_2|z)^2 I_{10}(h)\cdot \exp(-4\delta_1 z)\left\{\left[1 - \frac{1}{3}|\alpha|z^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{1}{30}(2|\alpha|z^4 - \Gamma^4 z^4)\right]^2 + \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{10}|\alpha|z^2\right]^2 \Gamma^4 z^4\right\}. \tag{41}$$

I_2 Doldurucu impuls Qauss profilli ($A_{10}(\eta) = A_{10}\, exp(-\eta^2/2\tau_1^2)$) olduqda SİY-da Γz üçün ifadə belə olur:

$$\Gamma z = \sqrt{|\beta_1||\beta_2|I_{10}(h)}\, z = \sqrt{|\beta_1||\beta_2|I_{10}}z \cdot exp(-h^2/2\tau_1^2) = \Gamma(0)z$$

burada $\Gamma(0) = \sqrt{|\beta_1||\beta_2|I_{10}}$, $I_{10} = A_{10}\cdot A_{10}^*$

[18]Kasumova, R.J. Laser pulse manipulation in optical fiber / R.J. Kasumova, Z.H. Tagiyev, Sh.Sh. Amirov // News of Baku State University, – Baku: – 2021. №1, – p. 72-82.

Optik lifin zəif qeyri-bircinslilik halı ($|\alpha|z^2 < 1$) və qarşılıqlı təsir məsafəsinin kiçik ($\Gamma z < 1$) qiymətləri üçün (39) ifadəsindən alırıq

$$I_2(z) \approx [|\beta_2|I_{10}(h)z]^2 \left(1 - \frac{2}{45}\Gamma^4 z^4\right) \cdot exp(-2\delta_2 z). \qquad (42)$$

Bu tənliyə görə çıxışdakı impulsun davametmə müddəti aşağıdakı ifadə ilə belə təyin olunur.

$$\tau_{2,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1 - \frac{4}{45}\Gamma^4(0)z^4}}. \qquad (43)$$

Sonuncu tənlikdə SAY-da $\Gamma = 0$, $\tau_{2,q/bircins} = \tau_1$ alırıq.

Güclü qeyri-bircinsliliyə malik optik lifdə ($|\alpha|z^2 > 1$) və kiçik qarşılıqlı təsir uzunluqlarında ($\Gamma z < 1$) (40) tənliyindən intensivlik üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$I_2(z) \approx [|\beta_2|I_{10}(h)z]^2 \cdot \left(1 - \frac{2}{3}|\alpha|z^2 + \frac{11}{45}|\alpha|^2 z^4 - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{45}|\alpha|^3 z^6 - \frac{1}{45}|\alpha|z^2\Gamma^4 z^4\right) \cdot \exp(-2\delta_2 z). \qquad (44)$$

İkinci harmonika impulsunun davametmə müddətini hesablamaq üçün (44)-dən alırıq:

$$\frac{I_2(z)}{I_{10}} \approx \cdot \exp\left[\left(-\frac{h^2}{\tau_1^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{2}{15}\Gamma^4(0)z^4\right)\right] \qquad (45)$$

Güclü qeyri-bircinsliyə malik mühitdə ikinci harmonika impulsunun davam müddəti

$$\tau_{2,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1 - \frac{2}{15}\Gamma^4(0)z^4}}$$

bircins mühitdə isə $\tau_{2,q/bircins} = \tau_1$. Bu fakt, SAY-da ($\Gamma = 0$) olduğundan müşahidə olunmur. Optik lifin çıxışında impulsun davametmə müddətini qiymətləndirək. Fərz edirik ki, $\Gamma(0) = 0.9$. Onda zəif qeyri-xətti mühit üçün, $|\alpha|z^2 = 0.3$, və $\tau_{2,q/bircins} = 1.0305\tau_1$; güclü qeyri-xətti mühit üçün $|\alpha|z^2 = 3$, və $\tau_{2,q/bircins} = 1.1644\tau_1$ alırıq.

Bu fəsildə sındırma əmsalının qeyri-bircinsliyinin cəm tezlikli

impulsun yaranmasına təsiri dispersiya nəzəriyyəsinin birinci yaxınlaşmasında təhlil olunmuşdur. Mühitdəki itkiləri nəzərə almaqla cəm tezlikli impuls üçün verilmiş qısaldılmış tənliklər sistemi ikinci harmonika halında olduğu kimi həll edilmiş və boşuna dalğanın Qaus formalı olduğu hal üçün impulsun nisbi intensivliyi üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır[19],[20]:

$$\frac{I_3(z)}{I_{10}} \approx I_2 exp\left\{-\frac{h^2}{\tau_1^2}\left[1-\frac{1}{30}\left(\Gamma_1^2(0)+\Gamma_2^2(0)\right)\Gamma_1^2(0)z^4\right]\right\}. \quad (46)$$

Göründüyü kimi, çıxışdakı impulsun davametmə müddətinin artması aşağıdakı münasibətlə təyin olunur:

$$\tau_{3,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1-\frac{1}{30}\left(\Gamma_1^2(0)+\Gamma_2^2(0)\right)\Gamma_1^2(0)z^4}}. \quad (47)$$

SAY-da yaxınlaşmasında impulsun davametmə müddətinin artma tempi zəif asılılığa malikdir.

$$\tau_{3,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1-\frac{1}{30}\Gamma_1^4(0)z^4}}. \quad (48)$$

Güclü qeyri-bircins mühit ($|\alpha|z^2 > 1$) üçün və kiçik qarşılıqlı təsir uzunluğu üçün ($\Gamma z > 1$) cəm tezlikli impulsun intensivliyi belə verilir

$$I_3(z) \approx |\beta_3|^2 z^2 I_{10}(h)\cdot exp[-2(\delta_1+\delta_2)]\left[1-\frac{2}{3}|\alpha|z^2+\right.$$

$$\left.+\frac{11}{45}|\alpha|^2 z^4-\frac{2}{45}|\alpha|^3 z^6-\frac{1}{45\cdot 4}|\alpha|z^2(\Gamma_1^2+\Gamma_2^2)z^4\right]. \quad (49)$$

Bu ifadəni SAY-da yazsaq,

[19]Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh. Nonstationary sum frequency generation in inhomogeneous optical fiber // AJP "Fizika", − Baku: - 2022. 27, № 2, − p. 24-30.

[20]Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh., Safarova, G.A., Ahmadova, A.R., Kerimli, N.V. Sum frequency generation in optical fiber in the constant intensity approximation // − Baku, The 8th International Conference on control and optimization with industrial application, − 4 – 26 august, − 2022. − p. 273-275.

$$\frac{I_3(z)}{I_{10}} \approx |\beta_3|^2 z^2 I_{20}(h)\left[1 - \frac{2}{3}|\alpha|z^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{11}{45}|\alpha|^2 z^4 - \frac{2}{45}|\alpha|^3 z^6 - \frac{1}{45\cdot 4}|\alpha| z^2 \Gamma_1^4 z^4\right] \qquad (50)$$

alırıq.

Optik lifin sındırma əmsalı bircins olduqda

$$\frac{I_3(z)}{I_{10}} \approx |\beta_3|^2 z^2 I_{20}(h) exp[-2(\delta_1 + \delta_2)z]. \qquad (51)$$

Qeyri-bircinslik üçün $|\alpha|z^2 < 1.5$ şərti ödəndikdə mühitdə (49)-dan cəm tezlikli impulsun davametmə müddəti üçün alırıq:

$$\frac{I_3(z)}{I_{10}} \approx I_{20}\, exp\left\{-\frac{h^2}{\tau_1^2}\left[1 - \frac{1}{45}|\alpha|z^2\left(\Gamma_1^2(0) + \Gamma_2^2(0)\right)\Gamma_1^2(0)z^4\right]\right\}.$$

Buradan ω_3 cəm tezlikli çıxış impulsunun davametmə müddəti belə təyin olunur

$$\tau_{3,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1 - \frac{1}{45}|\alpha|z^2\left(\Gamma_1^2(0) + \Gamma_2^2(0)\right)\Gamma_1^2(0)z^4}}, \qquad (52)$$

Lakin bircins optik lif üçün $\tau_{3,bircins} = \tau_1$ alırıq. Bu asılılıq SAY-da nəzərə çarpacaq qədər zəif olur:

$$\tau_{3,q/bircins} = \frac{\tau_1}{\sqrt{1 - \frac{1}{45}|\alpha|z^2\Gamma_1^4(0)z^4}} \qquad (53)$$

İmpulsun davametmə müddəti üçün optik lifin zəif qeyri-bircinslik halında ($|\alpha|z^2 = 0.3$),$\tau_{3,q/bircins} = 1.0041\tau_1$, güclü qeyri-bircinslik halında ($|\alpha|z^2 = 1.5$) isə $\tau_{3,q/bircins} = 1.01378\tau_1$ alırıq.

Altıncı fəsil SİY-nın bəzi tətbiqlərinin tədqiqinə həsr edilimişdir. İkinci optik harmonikanın qeyri-xətti rejimdə yaranması, mühitin xətti itkilərinin yüksək harmonikalara çevrilməsinin effektivliyinə təsiri, erbium əlavə olunmuş sink-oksid təbəqələrində üçüncü harmonikaya çevrilmə və plazmanın elektron sıxlığının təyini üçün istifadə olunan dispersiya interferometri nəzəri olaraq təhlil edilmişdir.

Kompleks amplitud üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmış (3) düsturunda $\gamma_1 = 0$ və ya ($G = 0$) olduqda sabit amplitud yaxınlaşmasının nəticəsini alırıq. Həmin həldən görünür ki, sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq sabit intensivlik yaxınlaşmasında ikinci harmonika dalğasının amplitudu öz maksimum qiymətini I –ya daxil olan Γ-kəmiyyəti vasitəsi ilə dalğa intensivliyinin müəyyən optimal $I_{opt.}$ qiymətində alır.

Sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq sabit intensivlik yaxınlaşmasında triqonometrik funksiyanın arqumenti $G^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}$ dusturu vasitəsi ilə doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır. Mühitdəki xətti itkilər üçün $\delta_2 = 2\delta_1$ şərti ödəndikdə (3) düsturunda $A_2(l)$ kompleks amplitudun ifadəsinə daxil olan triqonometrik funksiyanın arqumenti sadələşir:

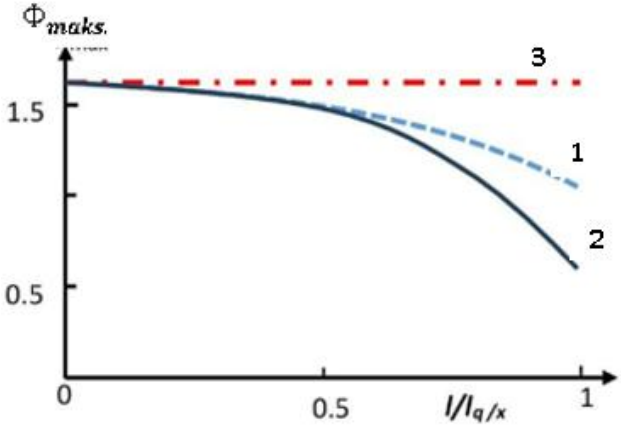
$$\lambda z = \sqrt{2G^2 z^2 + \Delta^2 z^2/4}. \qquad (54)$$

Göründüyü kimi sabit sahə yaxınlaşmasından ($\gamma_1 = 0$) fərqli olaraq ikinci harmonikanın fəza döyünmələrinin periodu doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır. Doldurma dalğasının intensivliyinin artması ilə fəza döyünmələrinin periodu azalır və buna görə də mərkəzi maksimumun eni azalır.

Yuxarıdakı ifadələrdə $\gamma_1 = 0$ qiyməti SAY-na uyğundur. Buradan $G \to 0$ və $\lambda_m z = \Delta z/2$ alınır. Əgər Δ – parametrinin ikinci harmonika dalğasının amplitudunun maksimumuna uyğun olan qiymətini Δ_m, ilə işarə etsək onda $\Delta_m l/2 = \pi/2$ və ya $\Delta_m = \pi/l$ alırıq. Burada $\lambda_m z = \pi/2$ bərabərliyi SİY-da $\pi/2 = \sqrt{2G^2 z^2 + \Delta_m^2 z^2/4}$ şərti ilə eynidir. Şəkil 20-də dalğa ədədləri fərqinin maksimum qiymətinin mühitin gətirilmiş uzunluğundan asılılığı verilmişdir.

Kvadrat kök işarəsinin altındakı ifadədə $G = l_{q/x}^{-1}$ qəbul etsək dalğa ədədləri fərqinin müəyyən Δ_m qiymətində ikinci harmonikanın amplitudu

$$\frac{\Delta_m l}{2} = \left[\frac{\pi^2}{4} - 2\left(\frac{l}{l_{q/x}}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (55)$$



Şəkil 20. İkinci harmonikaya çevrilmə üçün dalğa ədədləri fərqinin maksimum qiymətinin mühitin gətirilmiş uzunluğundan asılılığı. 1. Sabit amplitud yaxınlaşmasının[3] nəticəsi. 2. Dəqiq həllin[1] nəticəsi. 3. Sabit intensivlik yaxınlaşmasının[2] nəticəsi.

şərti[21] ödəndikdə öz maksimum qiymətinə çatır. Göründüyü kimi, dalğa ədədləri fərqini xarakterizə edən $\Delta_m l/2$ parametri SİY-da doldurma dalğasının intensivliyinin funksiyasıdır ($G^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, l_{n/x} = G^{-1}$).

Göründüyü kimi, SİY-nın nəticəsi dəqiq həllin nəticəsinə $l/l_{q/x} \leq 0{,}7$ qiymətinə qədər eyni olur. SAY yaxınlaşmasının nəticəsi isə dəqiq həllin nəticəsinə yalnız $l/l_{q/x} = 0$ ətrafında yaxın olur. Mühitin uzunluğu qeyri-xətti uzunluğa bərabər olduqda ($l/l_{q/x} = 1$) SİY və SAY-ın nəticələri dəqiq həllin nəticəsindən uyğun olaraq 36,7 % və 46% fərqlənir.

Bu fəsildə ZnO:Er nanokompozit təbəqələrində üçüncü harmonikanın yaranması SIY-da tədqiq edilmiş və alınmış nəticələr təcrübi[22,23]

[21]Tagiev, Z. A. Generation of second optical harmonic in the nonlinear regime / Z.A. Tagiev, Sh.Sh. Amirov, N.V. Kerimli // Proceedings of International Conference "Modern Trends in Physics", − Baku: − 20-22 April, − 2017, – p. 395-397.

[22] Lamrani, M. A. Influence of roughness surfaces on third-order nonlinear- optical properties of erbium doped zinc oxide thin films / M.A. Lamrani, M. El Jouad, M. Addou [et al.] // Spectrroscopy Letters, − 2008. 41, − p. 292-298.

[23] Lamrani, M. A. Cathodoluminescent and nonlinear optical properties of undoped and erbium doped nanostructured ZnO films deposited by spray pyrolisis / M. A. Lamrani, M. Addou, Z. Sofiani [et al.] // Optics Communications, −2007. 277, − p. 196-201.

nəticələrlə müqayisə edilmişdir.

Üçüncü harmonika intensivliyinin hesablamalarına aşqarın konsentrasiyası təcrübi düsturdan[24] istifadə edilməklə daxil edilmişdir.

Doldurucu dalğanın intensivliyi üçün $I_{\omega 0} = 2.4 \text{QVt}/sm^2$ təcrübi verilənlərə uyğun seçilmişdir.

Nanokompozit mühitin koherent uzunluğu üçün analitik ifadələr alınmışdır. Koherent uzunluq doldurucu dalğanın intensivliyindən, dalğa ədədləri fərqindən və itki parametrindən asılıdır. SİY-da koherent uzunluq[25] belə ifadə olunur ($\delta_3 = 3\delta_1$):

$$l_{coh.} = l_1^{-1} \operatorname{arctg}\left(\frac{l_1}{\delta_3}\right). \qquad (56)$$

Burada $l_1^2 = 3\Gamma_3^2 + \Delta^2$.

SAY-da hesablanmışdır ki, ZnO:Er (5%) təbəqələrinin qalınlığı 240 nm-dən 130-nm-ə qədər azaldıqda üçüncü harmonikanın intensivliyi təqribən 2.3 dəfə artır.

ZnO:Er nanokompozit təbəqələrində erbium aşqarının konsentrasiyasının 5% artması nəticəsində üçüncü harmonikanın intensivliyi təqribən 161.3 dəfə artır, koherent uzunluq 650 nm-dən 609.97 nm-dək azalır. Doldurucu şüalanmanın intensivliyi 2QVt/sm^2 - 2.4 QVt/sm^2 intervalında dəyişdikdə üçüncü harmonikanın intensivliyi aşqarsız ZnO təbəqələrində 1.69 dəfə, ZnO:Er(5%) təbəqələrində isə 1.73 dəfə artır. Nümunələrin müxtəlif qalınlıqları ilə müqayisədə üçüncü harmonika intensivliyinin ən böyük qiyməti 60 nm qalınlıqlı təbəqə üçün hesablanmışdır.

NƏTİCƏ

1. Metamaterialda doldurma dalğasının aşağı tezliklərində metamaterialın girişində boşuna və doldurma dalğalarının intensivliklərinin

[24]Kulyk, B Linear and nonlinear optical properties of ZnO//PMMA nanocomposite films / B. Kulyk, B. Sahraoui, O. Krupka [et al.] // Journal of Applied Physics, − 2009. №106, − p. 093-102.

[25]Kasumova, R.J. On influence of temperature and doped concentrations on the frequency conversion efficiency in erbium doped zinc oxide films / R.J. Kasumova, S.R. Figarova, Sh.Sh. Amirov [et al.] // American Journal of Optics and Photonics, − USA: − 2016. 4, № 6, – p. 57-63.

nisbəti 5 dəfə artdıqda siqnal dalğasının güclənmə əmsalı ($h_{güc.}$) 20 dəfə, boşuna və siqnal dalğalarının intensivliklərinin nisbəti 5 dəfə artdıqda isə güclənmə əmsalı 1.5 dəfə artır, boşuna dalğanın intensivliyinin doldurma dalğası intensivliyinə olan nisbəti 3 dəfə artıqda siqnal dalğasının tezliyinə çevrilmə effektivliyi 4.4%-dən 13%-ə kimi artır, doldurma dalğası optimal gücə (2.85 Vt) malik olduqda metamaterialın girişində siqnal dalğasının intensivliyinin 2 dəfə artması ilə çıxışda güclənmə əmsalı da 2 dəfə artır.

2. Doldurma dalğasının aşağı tezliklərində dalğa ədədləri fərqi üçün tapılmış $\Delta_{opt.,1}$=5.9484 sm^{-1} və $\Delta_{opt.,2}$=12.42 sm^{-1} optimal qiymətlərində siqnal dalğasının güclənmə əmsalı vahiddən böyük olur $h_{güc.} > 1$. Dalğa ədədləri fərqinin $\Delta = 2.097688\, sm^{-1}$ qiymətində tezliyin çevrilmə effektivliyinin qeyri-xətti mühitin uzunluğundan asılılığı hiperbolik tangenslə ifadə olunur. Dalğa ədədləri fərqi mümkün minimum qiymətdən böyük olduqda ($\Delta^{SİY} > 2(\Gamma_3^2 + \Gamma_2^2)^{1/2}$) asılılıqlar müxtəlif tezlikli ossilyasiyalarla, kiçik olduqda isə hiperbolik sinus və kosinus funksiyaları ilə ifadə olunur.

3. SİY-da doldurma dalğasının yüksək tezlikləri üçün alınmış $l_{opt.} = \pi/2/\sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 + \Delta^2/4}$ optimal uzunluqda çevrilmə effektivliyi təqribən 2 dəfə böyük qiymət alır. Adi qeyri-xətti mühitlərdən (belə mühitlərdə çevrilmə effektivliyi maksimuma malikdir) fərqli olaraq metamaterialda çevrilmə effektivliyi monoton artır və effektivliyin maksimumu metamaterialın çıxışında yox girişində alınır. Siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyi sinxronizm ($\Delta = 0$) və $\Gamma_3 l = \pi/2 + \pi m, m = 0, 1, 2 \ldots$. şərtləri ödəndikdə sonsuzluğa yaxınlaşır və $\Gamma_3 l_{opt.}$ qiymətində güclənmə əmsalı itkiləri aşaraq sonsuz böyük qiymət alır və hətta siqnal dalğası generasiya olunmağa başlayır. Dalğa ədədləri fərqi π-dən 5-ə qədər artdıqda siqnal dalğası tezliyinə çevrilmə effektivliyi 2.5 dəfə azalır. Doldurma dalğasının gücünün optimal qiymətində ($\approx 4Vt$) siqnal dalğasının metamaterialın girişindəki intensivliyi (I_{1l}) 5 dəfə artdıqda çıxışda çevrilmə effektivliyi 2 dəfəyə yaxın artır. Bu onu göstərir ki, girişdə siqnal dalğasının intensivliyini artırmaqla çıxışda daha yüksək səviyyəli siqnal almaq olar.

4. Dörd dalğalı qarşılıqlı təsir zamanı sinxronizm şərti ödəndikdə

($\Delta = 0$) və metamaterialın girişində boşuna dalğa olmadıqda olmadıqda ($I_{20} = 0$) siqnal dalğasının güclənmə əmsalı koordinatdan asılı olaraq maksimumları $l_1' l = \pi/2 + \pi k,\ k = 0, 1, 2, \ldots$ şərtini ödəyən periodik rezonanslara malikdir. Qalınlığı 20-80 nm olan nümunələrdə 40-65 nm diapazonunda itkilərin artması ilə rezonans əyrilərinin eni artır. Rezonanslar güclənmə əmsalının doldurucunun intensivliyindən asılılığında da müşahidə olunur. Bu isə verilmiş parametrlərdə doldurucunun intensivliklərini təyin etməyə imkan verir.

5. Metamaterialda dörd dalğanın qarşılıqlı təsiri zamanı sinxronizm şərti və kompleks amplitudlar üçün ödənilən $A_1(z = 0) \geq A_1(z = l) = A_{1l}$ şərtindən alınan doldurma dalğalarının intensivliklərinin eyni qiymətində intensivliyin astana qiyməti boşuna dalğanın intensivliyindən, qeyri-xətti əlaqə əmsallarından və itki parametrlərindən asılı olaraq artır. Dalğaların itki əmsalları üçün alınmış $\delta_2 + \delta_3 + \delta_4 = \delta_1$ şərti göstərir ki, siqnal dalğasının itkilərinin onun qarşı yayılan iki doldurma dalğası (ω_3 və ω_4 tezlikli) və bir boşuna dalğanın (ω_2 tezlikli) itkiləri ($\delta_2, \delta_3, \delta_4$) ilə kompensasiya olunur.

6. Dörd dalğalı qarşılıqlı təsir üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmışdır ki, təcrübi qalınlığı 20 nm olan metamaterial nümunələrində ω_2 tezlikli boşuna dalğanın intensivliyinin doldurma dalğasınlın intensivliyinə olan nisbəti $I_{20} = 0.3I_{30}$ və $I_{20} = 0.5I_{30}$ intervalında dəyişdikdə siqnal dalğasının güclənmə əmsalı 1.43 dəfə artır və sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq ossilyasıyaların minimumları sürüşür. Bu halda iki qonşu minimum arasındakı məsafəni yaxud ossilyasiyaların periodunu təyin etmək mümkündür. SİY-da alınmışdır ki, metamaterialın qaytarma əmsalının $R = I_1(z = 0)/I_{20}$ mərkəzi və yan maksimumları üçün dalğa ədədləri fərqinin optimal $\Delta_{opt.,1} = 2\sqrt{\gamma_1\gamma_3 I_{20} I_{40} + a}$ və $\Delta_{opt.,2} = 2\sqrt{4.7 + \gamma_1\gamma_3 I_{20} I_{40} + a}$ (burada $a = \gamma_1\gamma_4 I_{20} I_{30} - \gamma_1\gamma_2 I_{30} I_{40}$) qiymətləri ω_2 tezlikli boşuna dalğanın da intensivliyindən (I_{20}) asılıdır. Sinxronizm şərti ödəndikdə qaytarma əmsalının artması boşuna və doldurma dalğalarının intensivlikləri nisbətinin (I_{20}/I_{30}) azalması ilə baş verir.

7. Metamaterialda dörd tezlikli qarşılıqlı təsirdə doldurma dalğasının intensivliyinin $I_{30} = 5 \cdot 10^{-7}\ Vt/sm^2$ qiymətində siqnal dalğası tezliyinə çevrilmənin effektivliyi üçün SİY-da dalğa ədədləri fərqinin $\Delta l/2 = 3.5$ qiymətində $h \sim 10^{-7} - 10^{-8}$, $\Delta l/2 = 1.68$ qiymətində isə

$h \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ alınmışdır ki, bu qiymətlər də təcrübənin nəticələrinə uyğundur.

8. Dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasında metamaterialda siqnal dalğasının mərkəzi tezlikdə spektral sıxlığı adi qeyri-xətti mühitdəkindən bir tərtib böyükdür və koordinatdan asılı olaraq ən böyük qiymətini nümunənin ortasında alır. Siqnal impulsunun spektral sıxlığı doldurucunun 5 Vt optimal gücündə $\omega\tau \approx -0{,}7$ qiymətində maksimum olur və doldurucunun intensivliyinin artması ilə enerji mərkəzi maksimumdan yan maksimumlara ötürülür. Qeyri-xətti uzunluğun kvazistatik uzunluğa nisbətinin artması ilə spektrin eni azalır, dispersiya uzunluğuna olan nisbətin artması ilə spektr genişlənir və dispersiya uzunluğuna nisbəti sıfıra bərabər olduqda spektr simmetrik olur. Tezliyə görə modullaşma parametrinin artması ilə spektral sıxlıq azalır və mərkəzi maksimum genişlənir, enerji mərkəzi maksimumdan yan maksimumlara ötürülür. Siqnal dalğasının gətirilmiş enerjisinin böyük qiymətləri metamaterialın çıxışında yox onun girişində alınır.

9. Erbiumla aşqarlanmış ZnO təbəqələrində üçüncü harmonikanın intensivliyi və nümunələrin koherent uzunluğu analitik olaraq hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, erbium aşqarının konsentrasiyasının artması ilə əlavə polyarlaşma mərkəzlərinin sayı və buna görə də nanokkompozit təbəqələrin qeyri-xətti qavrayıcılıqları da artır. ZnO:Er (5%) kompozitində doldurma dalğasının təcrübi intensivliyi 2 QVt/sm^2 bərabər olduqda üçüncü harmonika dalğasının nisbi intensivliyi digər temperaturlarla müqayisədə 450°S temperaturda ən böyük qiymətə malik olur. Erbiumun konsentrasiyası 0%-dən 5%-dək artdıqda üçüncü harmonika dalğasının intensivliyi 161.83 dəfə artır. İntensivliyin optimal 2 QVt/sm^2 qiymətində və 450°S temperaturda aşqarsız ZnO üçün koherent uzunluq 650 nm, 5% – Er aşqarı əlavə olunduqda isə 609.67nm-ə kimi azalmışdır.

10. Təhlil göstərmişdir ki, doldurucunun intensivliyi 2 QVt/sm^2 – dan 2.4 QVt/sm^2-na qədər artdıqda üçüncü harmonikanın intensivliyi ZnO təbəqələrində 1.69 dəfə, ZnO:Er(5%) təbəqələrində isə 1.73 dəfə artmışdır. İntensivliyin ən böyük qiyməti ən kiçik qalınlığa (60nm) malik təbəqədə alınmışdır. Bu hal üçün enerjinin mərkəzi maksimumdan yan maksimumlara ötürülməsi müşahidə edilmişdir. ZnO:Er(5%) təbəqələrində qalınlığın 240 nm-dən 130 nm-ə qədər azalması ilə

üçüncü harmonika dalğasının intensivliyi təqribən 2.3 dəfə artmışdır.

11. Sındırma əmsalının qeyri-bircinsliyinin artması ilə ikinci harmonika və cəm tezlikli impulsların davametmə müddətlərinin doldurma impulsunun davametmə müddətinə nisbətləri artır: ikinci harmonika impulsunun davametmə müddəti üçün zəif qeyri-bircinslilikdə $\tau_2 = 1.0305\tau_1$, $\tau_2 = 1.1644\tau_1$ nəticələri alınmışdır. Cəm tezlikli impulsun davametmə müddəti isə zəif və güclü qeyri-bircinsliyə malik liflərdə uyğun olaraq $\tau_{cəm.} = 1.0041\tau_1$və $\tau_{cəm.} = 1.01378\tau_1$ kimi hesablanmışdır. Bircins mühitdə ikinci harmonika və cəm tezlikli impulsların davametmə müddətləri doldurucu impulsun davametmə müddəti ilə eynidir. Bu fakt SAY-da müşahidə olunmur.

12. Göstərilmişdir ki, lazer rezonatoru daxilində qeyri-xətti kristalın ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun optimal uzunluğu doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır və sinxronizm əyriləri xarici rezonator üçün alınmış əyrilərlə müqayisədə daha genişdir, üçüncü optik harmonikaya kaskadlı çevrilmənin effektivliyi optimal faza şərti ödəndikdə maksimum olur, SİY-da üçüncü harmonikaya çevrilmə effektivliyi doldurma və ikinci harmonika dalğalarının intensivliklərindən asılı olaraq qeyri monoton artır, kaskad sxemində tezliyin çevrilmə effektivliyi doldurma və ikinci harmonika dalğalarının intensivliklərinin eyni qiymətlərində daha yüksək olur. Qeyri-xətti rejimdə ikinci harmonikaya çevrilmə effektivliyinin maksimumuna uyğun dalğa ədədləri fərqinin qiyməti doldurucunun intensivliyindən asılıdır. Mühitin uzunluğu qeyri-xətti uzunluqla eyni olduqda dalğa ədədləri fərqinin maksimumunun SİY və SAY-da hesablanmış qiymətləri dəqiq həllin nəticəsindən uyğun olaraq 36,7 % və 46% fərqlənir.

Dissertasiyanın mövzusu üzrə çap olunmuş elmi işlərin siyahısı:

1. Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш. Теория внутрирезонаторной генерации второй гармоники в приближении заданной интенсивности / З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Ш.Ш. Амиров // Оптика и спектроскопия, – Санкт-Петербург: – 1993. 75, №4, – с. 908-913.

2. Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш., Гамидов, Е.М. Внутри - nрезонаторная генерация третьей гармоники в приближении заданной интенсивности // “Fizika 93” Respublika Elmi Konfransının materialları, – Баку: –1993. ч. 2, – с. 15.

3. Тагиев, З.А. Каскадная генерация третьей гармоники в лазерном резонаторе / З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Ш.Ш. Амиров [и др.] // Квантовая электроника, – Москва: - 1994. 24, №10, – с. 968-970.

4. Тагиев, З.А. Нелинейный дисперсионный интерферометр в приближении заданной интенсивности / З.А. Тагиев, Т.А. Алиев, Ш.Ш. Амиров [и др.] // “Sağlamlıq” jurnalı, – Баку: – 1996. №4, – с. 46-48.

5. Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш., Салманова, Р.А. Дисперсионный интерферометр в нелинейном режиме // Материалы итоговой научной конференции Азербайджанского Медицинского Университета за 1995 год, – Баку: – 1996. – с. 103.

6. Tagiyev, Z.A. An effect of linear losses on the efficiency of higher harmonic generation in medium / Z.A.Tagiyev, M.G. Shakhtakhtinsky, Sh.Sh. Amirov, [et al.] // AJP “Fizika”, – Baku: – 1997. 3, №4, – p. 39-40.

7. Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш, Керимова, Н. В. Нелинейный дисперсионный интерферометр // Тезисы конференции “Современные проблемы прикладной физики и химии” Научно-Экологическая Компания Азерэколаб, – Баку: – 1999. – с. 38.

8. Тагиев, З.А., Амиров Ш.Ш., Керимова Н.В. Фазовые эффекты при внутрирезонаторной генерации второй гармоники // “Fizikanın aktual problemləri” II Respublika Elmi Konfransının tezisləri, Bakı: −2001. − s. 25.

9. Тагиев, З.А., Касумова, Р.Дж., Амиров, Ш.Ш., Мамедова, Т.Г. Эффект самовоздействия в оптическом волокне // “Abdulla Muxtarov-85” Fizikanın Aktual Problemləri III Respublika Elmi Konfransının materialları, – Bakı: –2004. – s. 60-61.

10. Tağıyev, Z.H., Qasımova, R.C., Əmirov, Ş.Ş. Plazmanın elektron sıxlığının təyini üçün dispersiya interferometri // “Fizikanın Müasir Problemləri” VI Respublika konfransı, – Bakı: − 2012. − s. 168-171.

11. Kasumova, R.J. On influence of temperature and doped concentrations on the frequency conversion efficiency in erbium doped zinc oxide films / R. J. Kasumova, Sh. Sh. S. R. Figarova [et al.] // American Journal of Optics and Photonics, – 2016. 4, №6, – p. 57-63.

12. Kasumova, R.J., Safarova, G.A., Amirov, Sh.Sh., Heydarov, N.N. Erbium-doped zinc oxide films at different temperatures // Proceed. of International Scientific-practical Conference, − Prague: − 2016. − p. 74-77.

13. Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh., Shamilova, Sh.A. Parametric interaction of optical waves in Metamaterials under low-frequency pumping // Quantum Electronics, – 2017. 47, №7, – p. 655-660.

14. Kasumova, R.J. Phase effects of the parametric interaction in metamaterials / R.J. Kasumova, Z.H. Tagiyev, Sh.Sh. Amirov [et al.] // Journal of Russian Laser research**,** – Moscow: – 2017, 38, №4, – p. 211-218.

15. Tagiyev, Z.H., Amirov, Sh.Sh., Kerimli, N.V. Generation of second optical harmonic in the nonlinear regime // Proceedings of Inter. Conference "Modern Trends in Physics"**,** − Baku: − 20 – 22 April, − 2017. − p. 395-397.

16. Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh., Safarova G.A. Interaction of waves in Metamaterials at low – frequency pumping // XIII International Scientific Conference European research, − Penza: − 2017, − p. 16-18.

17. Касумова, Р.Дж., Сафарова, Г.А., Ахмадова, А.Р., Амиров, Ш.Ш. Четырехволновое взаимодействие в среде с отрицательным преломлением // Научный форум: Технические и физико-математических наук. Раздел лазерная физика − Москва:−2017. 10, №9 − с. 167-172.

18. Касумова, Р.Дж. Четырехволновое смешение в метаматериалах / Р.Дж. Касумова, Г.А. Сафарова, Ш.Ш Амиров. [и др.] // Известия высших учебных заведений, − 2018. 61, - с. 10-17.

19. Amirov, Sh.Sh., Kasumova, R.J., Tagiyev, Z.H., Kerimli, N.V. Parametric interaction of waves in metamaterials in the second order dispersion theory // Proceedings of ICYS Problems of Physics and Astronomy, − Baku: − 2018. − p. 65-68.

20. Kasumova, R.J. Four-wave mixing in metamaterials / R.J.

Kasumova, G.A., Safarova, Sh.Sh. Amirov [et al.] // Russian Physics Journal, − Москва: − 2018. 61, №9, - p. 1559-1567.

21. Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh. Frequency transformation of ultrafast laser pulses in metamaterials / R.J. Kasumova, Sh. Sh. Amirov // Superlattices and microstructures, − 2019. 126, − p. 49-56.

22. Amirov, Sh.Sh., Kasumova, R.J., Tagiyev, Z.H. Energy of ultra short pulses in metamaterials // Proceedings of International conference "Modern Trends in Physics", − Baku: − 01 – 03 May, − 2019. − p. 205-210.

23. Amirov, Sh.Sh., Kasumova, R.J., Tagiyev, Z.H. Self-action effects in the constant intensity approximatio // Proceedings of Great Britain VIII International Scientific and Practical Conference" Science and Practice: Implementation to modern society", − Manchester: december 26-28, −2020. − p. 1212-1214.

24. Amirov, Sh.Sh., Effect of refractive inhomogeneity on the efficiency of SHG in optical fiber // ICLLT-2, − Ankara: − May 27, − 2021. − p. 127-130.

25. Amirov, Sh.Sh. Frequency conversion in optical fiber // Collection of research papers of scientific and practial conference "Current issues of Biomedical sciences", - Kharkov: - 2021, - p. 18-20.

26. Kasumova, R.J., Tagiyev, Z.H., Amirov, Sh.Sh. Second harmonic generation in optical fiber in the first order dispersion theory // Magistrantlarin və gənc tədqiqatçıların XXI Ümumrespublika konfransının materialları, – Bakı: – 20 – 21 may, – 2021. – p. 43-44.

27. Kasumova R.J., Tagiyev, Z.H., Amirov, Sh.Sh. Laser pulse manipulation in optical fiber// "News of Baku University", Series of physico-mathematical sciences, - Baku: - 2021. №1, - p. 72-82.

28. Amirov, Sh.Sh. Four wave interaction in the constant intensity approximation // AJP "Fizika"(EN**),** - Baku: - 2021. 27, №1, - p. 8-12.

29. Amirov Sh.Sh. Spectrum of laser pulses in the first order dispersion theory// AJP "Fizika"(EN), - Baku: - 2021. 27, №2, - p. 1-5.

30. Amirov Sh.Sh. Effect of phase mismatch on the energy of ultrashort laser pulses in a Fabry-Perrot cavity // AJP "Fizika" (EN), - Baku: - 2021. 27, №4, - p. 37-40.

31. Amirov, Sh.Sh. On the theory of parametrical interaction of laser pulses in metamaterial // AJP "Fizika"(EN), - Baku: - 2022. 27,

№1, - p. 13-17.

32. Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh. Nonstationary sum frequency generation in inhomogeneous optical fiber // AJP “Fizika” (EN), - Baku: - 2022. 27, №2, - p. 24-30.

33. Amirov, Sh.Sh., On the theory of dispersion interferometer with two nonlinear crystals // AJP “Fizika”(EN), - Baku: - 2022. 28, №3, - p. 27-29.

34. Amirov, Sh.Sh. On the theory of intra-cavity dispersion interferometer // AJP “Fizika” (EN), - Baku: - 2022. 28, №4, - p. 46-49.

35. Kasumova, R.J., Amirov, Sh.Sh., On the theory of four-wave interaction in dissipative metamaterials // AJP “Fizika” (EN), - Baku: - 2022. 28, №4, - p. 50-56.

36. Amirov, Sh.Sh., Kasumova, R.J., Safarova, G.A., Akhmadova, A.R., Kerimli N.V. Sum frequency generation in the constant intensity approximation // COIA 2022, - Baku: - august 24-26, - 2022. - p. 273-275.

Dissertasiyanın müdafiəsi **"22" may 2024-cü il** tarixində saat **15^{00}**-da Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurasının iclasında keçiriləcək.

Ünvan. AZ 1148, Bakı şəhəri, Z. Xəlilov küc., 23. Bakı Dövlət Universiteti.

Dissertasiya ilə Bakı Dövlət Universitetinin Elmi Kitabxanasında tanış olmaq mümkündür.

Dissertasiya və avtoreferatın elektron versiyaları Bakı Dövlət Universitetinin rəsmi internet saytında yerləşdirilmişdir.

Avtoreferat "___" aprel 2024-cü il tarixində zəruri ünvanlara göndərilmişdir.

Çapa imzalanıb: **09.04.2024**
Kağızın formatı: **A5 (60×90 1/16)**
Həcm: **79103 işarə**
Tiraj: **100 nüsxə**