



***Bakı Dövlət Universiteti***



***“Qeyri-xətti optika”***

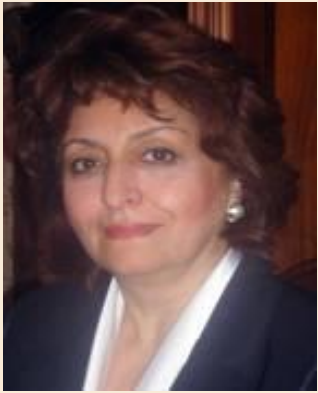
*qrupu tərəfindən*

***2012-2023 illərdə***

*aparılan elmi tədqiqatlar*

***Bakı - 2023***

# «Qeyri-xətti optika» qrupu



***Rena J.  
Kasumova***



***Sh. Sh.  
Amirov***



***G. A.  
Safarova***



***N.V.  
Kerimli***



***Sh. A.  
Shamilova***



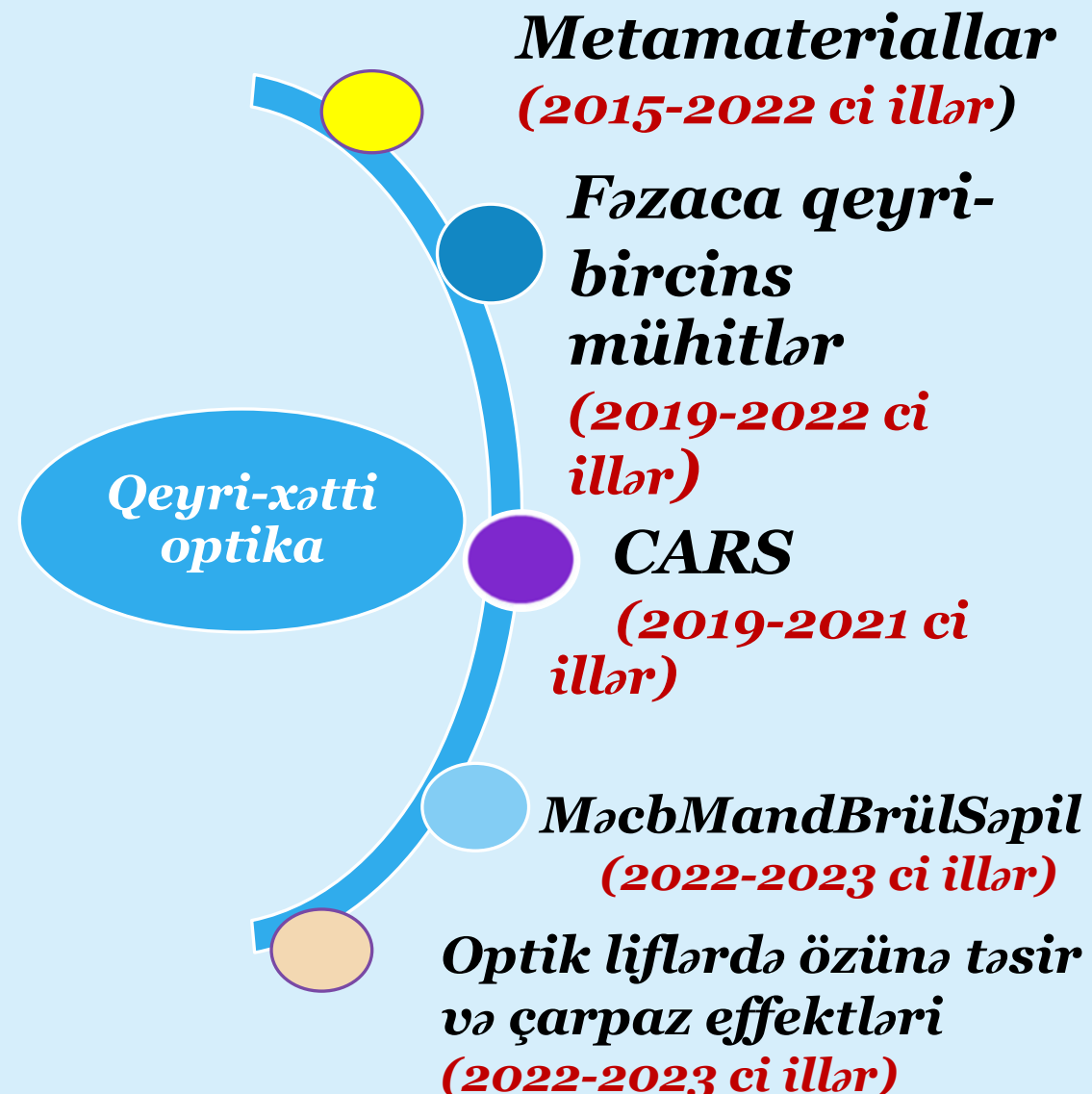
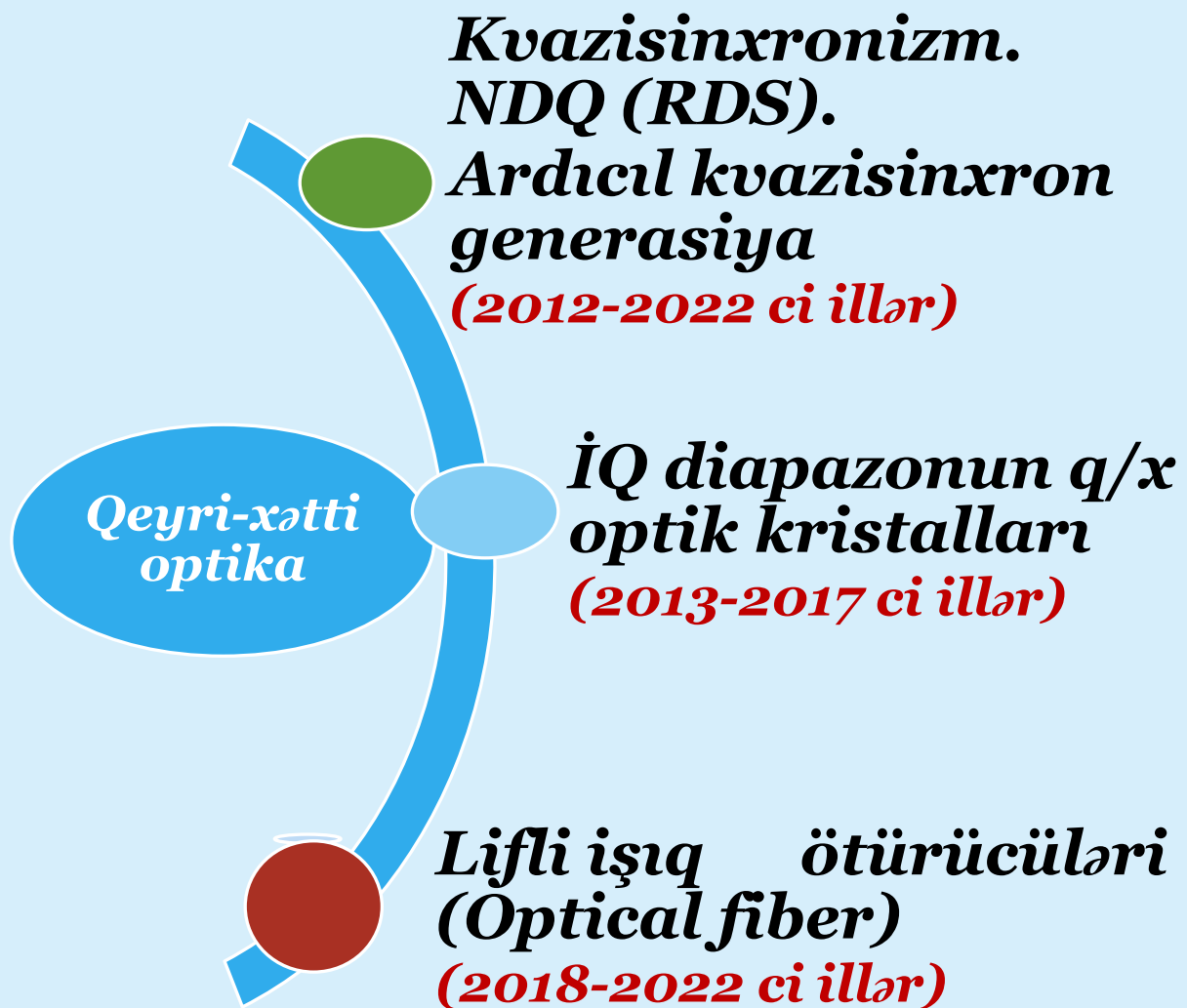
***V. C.  
Mammadova***



***A. R.  
Akhmadova***

# Aparılan elmi tədqiqatlar

## 2012 - 2022-ci illər



# *Spektrin IQ diapazonunun perspektiv q/x 4 kristalları. Sinxronizm şərti üçün kritik hal*

**Məqsəd:** Generasiya effektivliyinə təsir edən müxtəlif faktorları azaltmaq üçün qeyri-kritik faza sinxronizminin şərtlərini müəyyən etmək vacibdir.

• CdGeAs <sub>2</sub>	SHG	CO <sub>2</sub>	ee-o	Article 1	IR
• ZnGeP <sub>2</sub>	SHG	CO <sub>2</sub>	ee-o	Article 1	IR
• Zn <sub>1-x</sub> Mg <sub>x</sub> Se:Cr	SHG	IR	o-ee	Article 4	IR
• Zn <sub>1-x</sub> Mg <sub>x</sub> Se	Para	IR	o-ee	Article 5	IR
• Zn <sub>1-x</sub> Mg <sub>x</sub> Se	Intra Para	IR	o-ee	Article 6	IR
• AgGa <sub>0.6</sub> In <sub>0.4</sub> Se <sub>2</sub>	SHG	IR	oo-e	Article 2	IR
• AgGa(Se <sub>1-x</sub> Se <sub>x</sub> ) <sub>2</sub>	SHG	IR	oo-e	Article 3	IR
• LiInSe <sub>2</sub>	Para	1.064	o-ee	Article 7	middle IR
• Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Ga <sub>2</sub> S <sub>4</sub>	Para	1.064	e-oo	Article	middle IR
• LiGaS <sub>2</sub> , BaGa <sub>4</sub> S <sub>7</sub>	Para		o-ee	Article	middle IR
• GaS <sub>x</sub> Se <sub>1-x</sub>	Para	6.45	eo-e	Article	middle IR

Tədqiq olunan bütün kristallar üçün faza sinxronizm bucaqlarının və bucaq dispersiya əmsallarının hesablanması nəticələri təqdim olunur və sabit intensivlik yaxınlaşmasında (SİY) çevirmə effektivliyi üçün faza sinxronizm əyriləri əldə edilib. Konkret kristallar üçün tövsiyələr verilir.

# *Mövzuya aid məqalələr*

- Rena J. Kasumova. Second optical harmonic generation of CO<sub>2</sub> laser radiation in CGA crystal. J. of Nonlinear Optical Physics & Materials, 2013, 22(2) 1350023-1-13.
- Rena J. Kasumova. SHG in IR region in mixed Zn<sub>1-x</sub>Mg<sub>x</sub>Se crystals. American J. of Optics and Photonicsç 2013, 1(4) p. 23-27.
- Rena J. Kasumova. Optical parametric interaction in infrared region crystals. J. of Nonlinear Optical Physics & Materials, 2013, 22(3), 1350033-1-1350033-9.
- Rena J. Kasumova. Second harmonic of laser radiation for IR-range in mixed AgGa<sub>0.6</sub>In<sub>0.4</sub>Se<sub>2</sub> crystals. An Indian J: Material Science, 2014, 10(8) 306-311.
- Rena J. Kasumova, Sh.A. Shamilova. Optical parametric amplification at 6.45 mcm for GaS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>. International J. Of Scientific & Technology Research, 2014, 3(6) 189-192.
- Rena J. Kasumova, G.A. Safarova, N.V. Kerimova Ternary wide-bandgap chalcogenides LiGaS<sub>2</sub> and BaGaS<sub>7</sub> for the mid-IR. International J. of Engineering and Computer Science, 2014, 3(8) 7823-7828.
- Rena J. Kasumova. Intracavity optical parametric generation in middle IR region crystals. International J. of Electronics and Communication Engineering Research and Development, 2014, 4(2) 89-96.
- Rena J. Kasumova. Parametric down-conversion in LiInSe<sub>2</sub>: double-pump pass singly-resonant oscillator. International J. of Computer Engineering & Technology, 2014, 5(9), 105-114.
- Rena J. Kasumova. Conversion efficiency in AgGa(S<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>)<sub>2</sub> crystals. International J. Of Science and Research, 2014, 3(10), 410-413.
- Rena J. Kasumova, Sh.A.Shamilova, G.A. Safarova, L.S. Gadyieva. Optical parametric oscillation in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Ga<sub>2</sub>S<sub>4</sub>. International J. of Engineering and Sciences, IJET-IJENS, 2015, 15(2) 16-22. ISSN: 2077-1185.

# *İHG və ÜHG metodu ilə nanokompozitlərin q/x optik xassələrinin öyrənilməsi*

- **ZnO/PMMA**
- **ZnO/glass**
- **ZnO:Ag**
- **ZnO:Cu**
- **Doped, undoped ZnO**

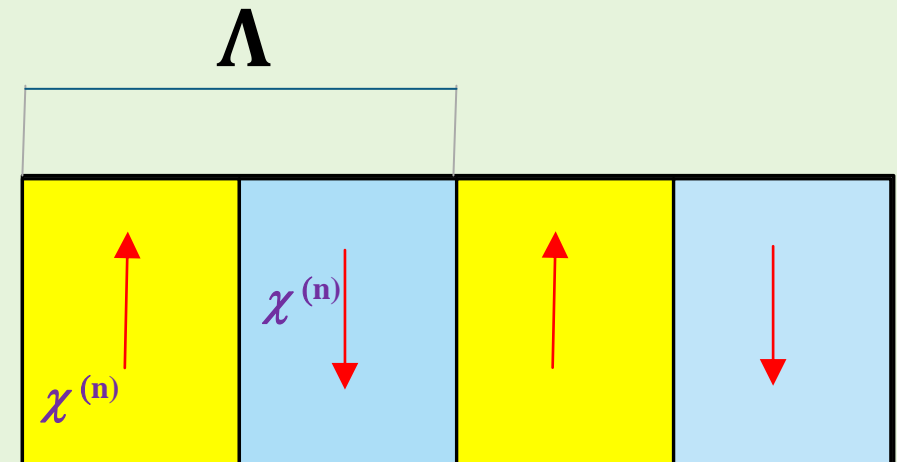
Nanoölçülü strukturların texnologiyası optik cihazların miniatur versiyalarını yaratmaq üçün istifadə olunur. Bu, həcmli material əvəzinə **nazik** dielektrik və yarımkeçirici **təbəqələrinin** istifadəsini nəzərdə tutur, çünki kristal böyümə texnologiyasının inkişafı və uzun emal müddəti ehtiyacına görə həcmli material texnologiyası çox qənaətcil deyil. Qeyri-xətti optika üsulları sink oksidin nazik təbəqələrində qeyri-xətti qarşılıqlı əlaqəni öyrənmək üçün geniş istifadə olunur, xüsusən **ikinci harmonika generasiyası və üçüncü harmonika generasiyası üsulları**.

- Rena J. Kasumova, Sh.A. Shamilova. IJET-IJENS, 2015, **15**(4) 10-21.
- Rena J. Kasumova, V.J. Mamedova, G.A. Safarova, N.V. Kerimli. IJITEE, 2016, **5**(9) 7 – 13.
- Rena J. Kasumova, V.J. Mamedova, G.A. Safarova, N.V. Kerimli. IJITEE, 2016, **6**(5) 27 – 32.
- Rena J. Kasumova, V.J. Mamedova, Sh.A. Shamilova. J. of Physical Sci. and Application, 2017, **7**(5) 48-53.

# *Kvazisinxronizm. Nizamlı domen quruluşu (NDQ - RDS)*

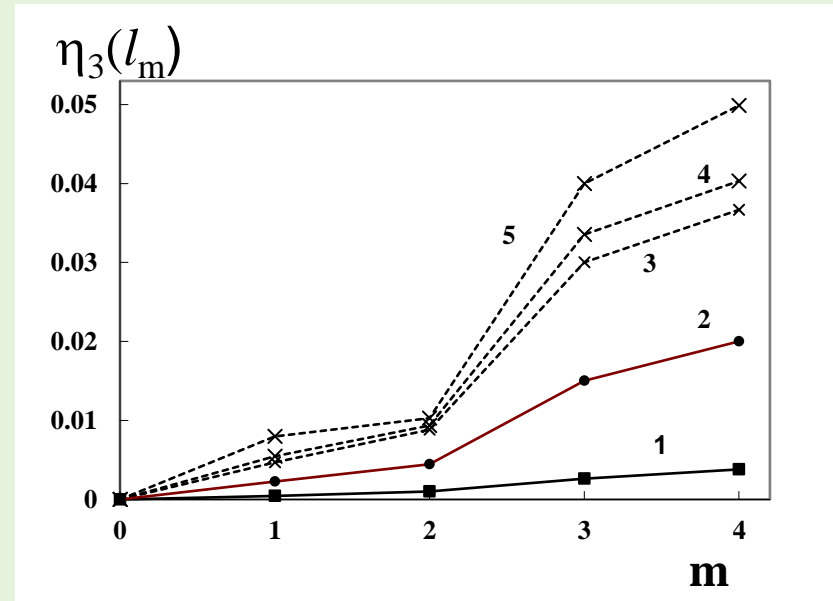
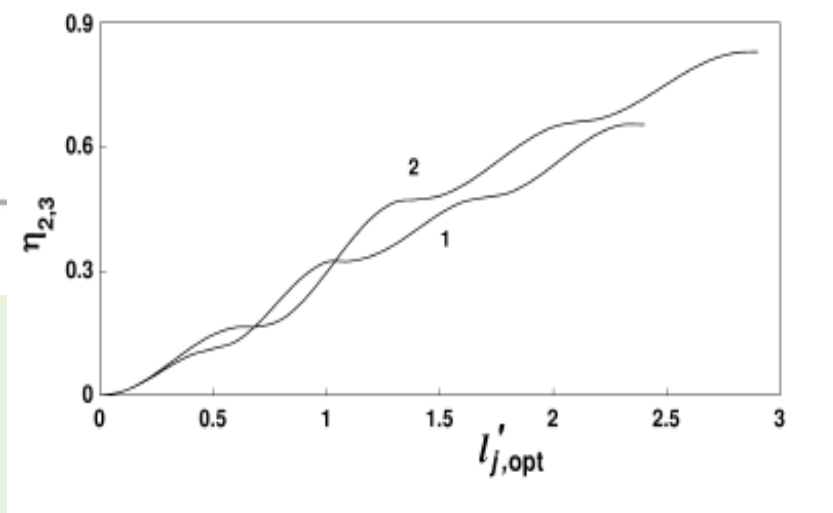
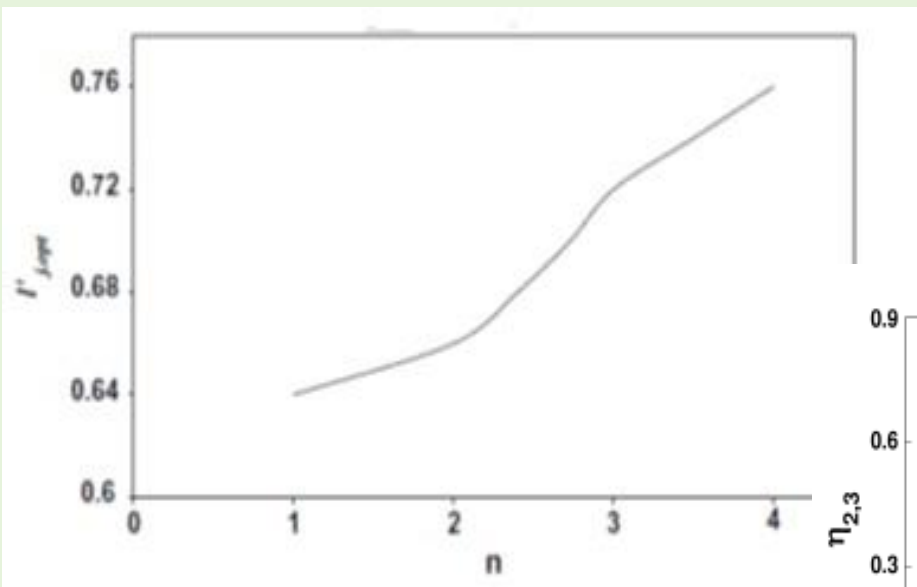
Dalğalararası faza korreksiya üçün nizamlı domen quruluşundan (NDQ) - laylı mühitlərdən istifadə olunur. Üstəlik, qonşu təbəqələr-domenlər qavrayıcılıq tensorunun işarəsi ilə fərqlənir, yəni hər bir sonrakı təbəqənin optik oxu əvvəlki təbəqəyə nisbətən tərsinə çevrilir. Oxşar optik faza korreksiyası sxemi ardıcıl düzülmüş ferroelektrik domenlərdən ibarət müntəzəm domen strukturu ilə qeyri-xətti mühitlərdə həyata keçirilir. Ferroelektrik kristallar belə bir mühit kimi uğurla istifadə olunur, qeyri-xətti optik xüsusiyyətləri kristalın böyüməsi prosesində müəyyən edilir. Daimi domen strukturuna malik mühütlərə praktiki maraq bu cür çoxqatlı mühitlərin texnoloji inkişafı ilə müşayiət olunur. Bu, qeyri-xətti tensorun effektiv komponentlərindən istifadə edərək izotrop materiallarda tezliklərin çevrilməsinin mümkünlüyü ilə bağlıdır.

Məsələn,  $\text{LiNbO}_3$  kristalında ee-e qarşılıqlı təsirindən istifadə olunur ki, bu da qeyri-xətti effektiv tensoru  $\mathbf{d}_{33}=34.4 \text{ pm/V}$  ilə əlaqələndirilir ki, hansı ki, kristalın digər qeyri-xətti əmsallarından bir tərtib böyükdür.



- Z. Yang, A. Joshi, R.J. Kasumova, Y. Rostovtsev. Manipulation of light propagation in photonic crystal. JOSA B, 2015, **32**(10) 2122-2128.

## LiNbO<sub>3</sub> –da cəm tezlikli kvazisinxron generasiyaya əsaslanan RGB modeli



Şək. İHG zamanı domenlərin optimal uzunluğunun  $l'_{j,coh}$  layların saylarından  $n$  asılılığı (KDP -  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> (1.06 mcm), 20.9 mcm; LiNbO<sub>3</sub> –  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> (1.06 mcm), 29 mcm).

Şək. Harmonikaların generasiya effektivliyinin domenlərin optimal uzunluğundan  $l'_{j,coh}$  asılılığı: **İHG-da (2 əyrisi) və ÜHG-da (1 əyrisi)**

Şək. CəmTG çevrilmə effektivliyinin  $\eta_3(l_m)$  domenlərin sayından  $m$  asılılığı:  $\lambda_m l_{m,opt} = \pi/2$ ,  $\frac{\gamma_3^{(2)} \gamma_p^{(2)}}{\gamma_1^{(1)} \gamma_2^{(1)}} \cong 6$ ,  $\frac{\Delta k_1}{2\Gamma_p^{(1)}} = 0.5$ ,  $\frac{\Delta k_2}{2\Gamma_p^{(1)}} = 1$ ,  $\frac{\delta_1^{(1)}}{\Gamma_p^{(1)}} = 0.1$ ,  $\frac{\delta_3^{(2)}}{\Gamma_p^{(1)}} = 0.12$ ,  $\frac{I_1}{I_{p0}} = 10^{-3}$  (2-5 əyriləri) və  $10^{-4}$  (1 əyrisi).  $\tilde{I}_3 = 0$  (1, 2 əyriləri),  $10^{-5}$  (3 əyrisi),  $10^{-4}$  (4 əyrisi) və  $10^{-3}$  (5 əyrisi). Nd:YAG 1.064mcm ( $\omega_2$  –pump)

- Z.H. Tagiev, Rena J. Kasumova. Optics & Communications, 2008, **281**, 814-823.
- Z.H. Tagiev, Rena J. Kasumova, G.A. Safarova. Journal of Russian Laser Research, 2010, **31**(4), 319-331.
- Z.H. Tagiev, R.J. Kasumova. A. Karimi. J. of Appl. Spectros. 2010, **77**(3) 393-399.
- R.J. Kasumova. J. of Appl. Spectros. 2011, 78(5) 659-667.

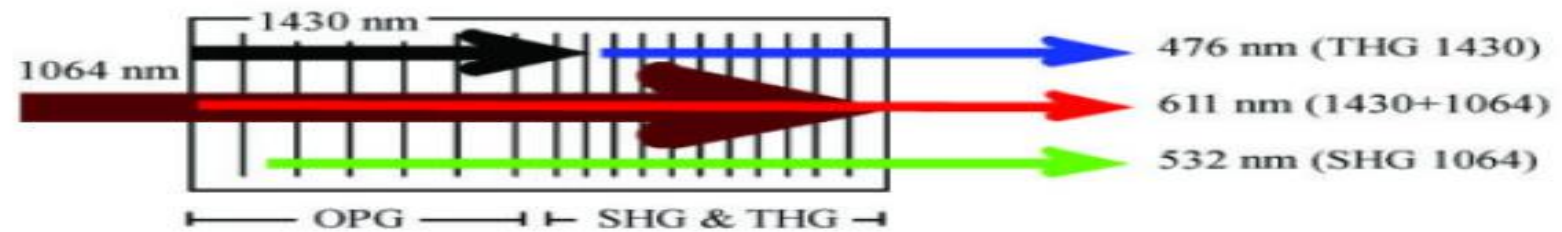


# *İnformasiya və **K**ommunikasiya **T**exnologiyaları*



CMY(K) modeli poliqrafiyada, rəngli printerlərdə istifadə olunur

RGB rəng modeli: televizorlar, kompüter monitorları, noutbuklar, smartfonlar və planşetlər üçün.

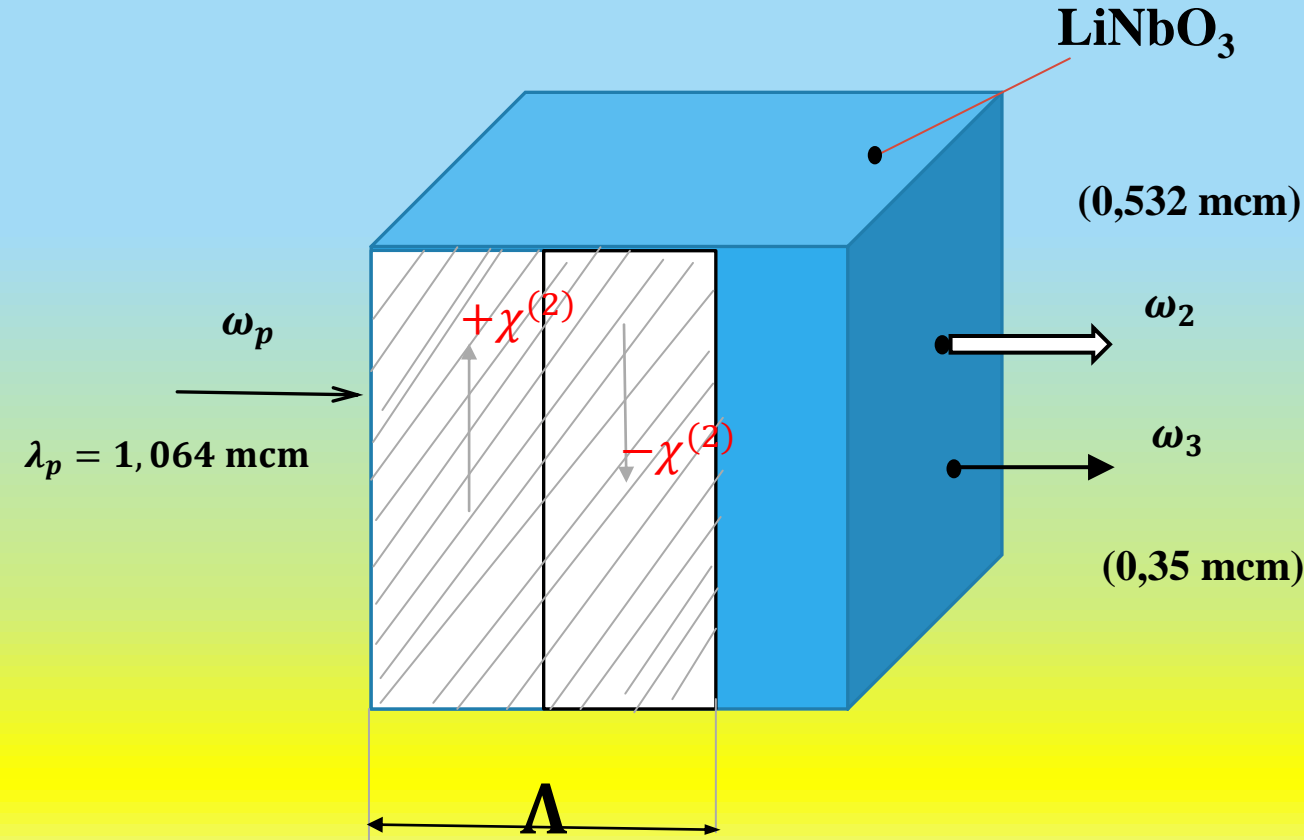


# Ardıcıl kvazisinxron qarşılıqlı təsir

Ardıcıl kvazisinxron qarşılıqlı təsir zamanı **ümumi bir güclü dalğa generasiya prosesində** iştirak edir. Ardıcıl qarşılıqlı təsirləri olan bir sıra tədqiqatlarda aparılan təcrübələr göstərmişdir ki, qeyri-xətti qavrayıcılığın modulyasiya periodunun və müvafiq harmoniklər üçün dalğa ədədlər fərqlinin kompensasiya olunduğu kvazisinxronizm tərtiblərini seçməklə eyni vaxtda bu harmonikaların generasiyasını təmin etmək olar.

Bu, periodik qütbləşmiş **bir kristal daxilində eyni vaxtda bir neçə optik harmonika** yaradan koherent şüalanma mənbəyini əldə etməyə imkan verəcək.

Qeyri-xətti qarşılıqlı təsir növünü, eləcə də güclü dalğanın uzunluğunu seçməklə çıxış şüalanmanı istənilən (tələb olunan) dalğa uzunluğu diapazonunda həyata keçirmək mümkün olacaq.



# Ardıcıl kvazisinxron qarşılıqlı təsir

**Eyni zamanda** ikinci və üçüncü harmonikaların generasiyası aşağıdakı qısaldılmış tənliklərlə təhlil olunur:

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\beta_3 g(z) A_3 A_2^* e^{-i\Delta_3 z} - i\beta_2 g(z) A_2 A_1^* e^{-i\Delta_2 z},$$

$$\frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 = -i2\beta_3 g(z) A_3 A_1^* e^{-i\Delta_3 z} - i\beta_2 g(z) A_1^2 e^{i\Delta_2 z},$$

$$\frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 = -i3\beta_3 g(z) A_1 A_2 e^{i\Delta_3 z}.$$

$$\omega + \omega = 2\omega$$

$$\omega + 2\omega = 3\omega$$

$$\Delta k_2 = M_2 \frac{2\pi}{\Lambda}; \quad \Delta k_3 = M_3 \frac{2\pi}{\Lambda}; \quad \Delta k_2 = k_2 - 2k_1; \quad \Delta k_3 = k_3 - k_2 - k_1$$

$$\Delta_2 = k_2^e - 2k_1^e = M_2^{eee} \frac{2\pi}{\Lambda_2^{eee}}, \quad M_2 \text{ və } M_3 - \text{kvazisinxron tərtibləridir}$$

$$\Delta_3 = k_3^e - k_2^e - k_1^e = M_3^{eee} \frac{2\pi}{\Lambda_3^{eee}},$$

$\lambda_p = 1,06$  mkm LiNbO<sub>3</sub> kristalında İHG ee-e qarşılıqlı təsir zamanı, kvadratik qavrayıcılıq tenzorun effektiv komponenti  $d_{33}$  olduğu halda

$$\Lambda_2 = \Lambda_3$$

$\Lambda_2^{eee} = \Lambda_3^{eee}$   $\Lambda_2^{eee} - \Lambda_3^{eee} < 1$   $\Lambda_2^{eee} = 21.15396$  mkm və  $\Lambda_3^{eee} = 21.01363$  mkm  
 ( $\Lambda_2^{eee} - \Lambda_3^{eee} = 0.14033$  mkm), onda ikinci variant üçün  $\Lambda_2^{eee} = 63.46188$  mkm və  
 $\Lambda_3^{eee} = 63.04089$  mkm ( $\Lambda_2^{eee} - \Lambda_3^{eee} = 0.42099$  mkm). Bu variant **təcrübədə** də  
 alınmışdır ( $M_2^{eee}=9$ ,  $M_3^{eee}=33$ ). Beləliklə, modulyasiya periodları uyğun olaraq  $\Lambda_2^{eee} =$   
 $63.46188$  mkm və  $\Lambda_3^{eee} = 63.04089$  mkm bərabərdirlər.

- Rena J. Kasumova, N.V. Kerimli, G.A. Safarova, IJSTR, 2020, 9(2) 1477-1481.
- Z.H. Tagiev, Rena J. Kasumova, N.V. Kerimova, G.A. Safarova. Journal of Russian Laser Research, 2020, **41**(1) 21-27.

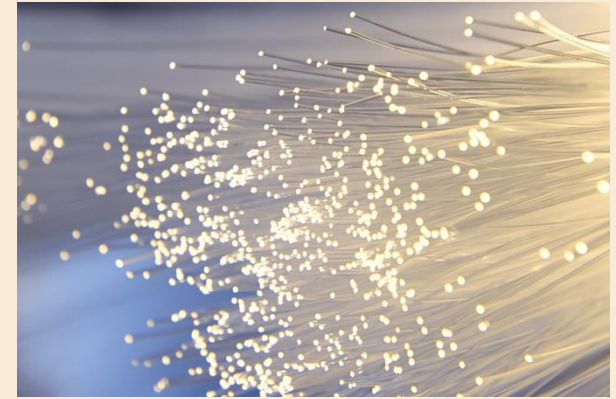
## *Optik liflər (Optical fiber) -*

**böyük məlumat axınının** uzun məsafələrə **ötürülməsi** üçün ən **perspektivli əvəzedilməz** mühitlərdir. Bildiyiniz kimi, lifli optik rabitə sistemlərində **informasiya işıq dalğasından** istifadə etməklə **ötürülür**.

**Lifli optik kabel aşağıdakı xüsusiyyətlərə malikdir:**

- optik lifdə **ışıq dalğasının tam daxili əks olunması** (qayıtması) işığın eninə istiqamətdə yayılmasını məhdudlaşdırır.
- optik lifdə bütün işıq dalğasının **enerjisi lif oxu boyunca cəmlənir**, ötürülən signal xarici elektromaqnit şüalanma yaratmır, **səpilmə yoxdur**, bu da ötürülən məlumatın **məxfiliyini** təmin edir.
- şüalanma sahəsinin lif oxu boyunca konsentrasiyasına görə **qeyri-xətti effektlər** hətta 10 mVt lazer şüalanma gücündə artıq mövcuddur.

# Optik liflər (Optical fiber)



*kvarts şüşədən hazırlanır*

**Birmodlu liflər  
9/125 mkm**

**Optik  
liflərin  
növləri**

**Çoxmodlu  
liflər  
50/125 mkm**

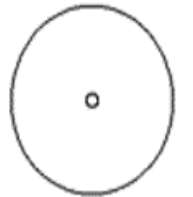
**Çoxmodlu  
liflər  
62.5/125 mkm**

Ступенчатый показатель преломления

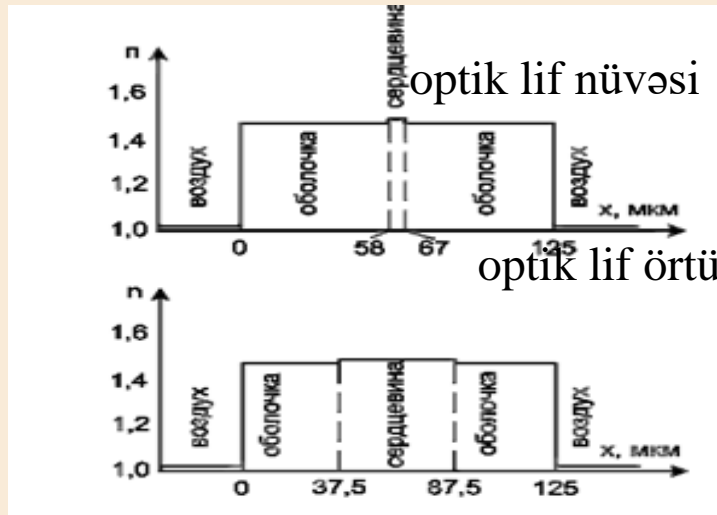
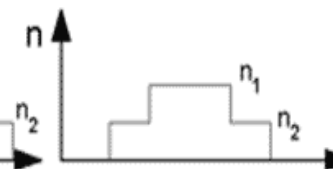
Многомодовые волокна  
50/125 мкм

62.5/125 мкм

Одномодовое волокно  
9/125 мкм



Профили показателей преломления



# Müasir optik liflərin iki növü

Fiber optik rabitə sistemlərinin istehsalçıları və tərbitatçıları lazer siqnalının lifdən keçdiyi zaman baş verən qeyri-xətti optik effektləri nəzərə almağa məcburdurlar. Optik lifin qeyri-xətti olması lif istehsalında texnoloji qüsurla deyil. Bu xüsusiyyət güclü lazer şüalarının yayıldığı istənilən maddi mühitdə özünü göstərir. Hazırda bu, xüsusilə DWDM sistemində **kəskin**dir.

## DWDM

**Dense Wavelength Division Multiplexing** —sıx multipleksasiya sistemi. İnförmasiya ötürmə sürətini artırmaq üçün **dalğa uzunluğunun sürüşməsi ilə sıfır dispersiyaya malik** bir lif hazırlanmışdır.

## DSF

**Dispersion shifted fiber** -dalğa uzunluğunun sürüşməsi ilə sıfır dispersiyaya malik liflər işlənilib (1.55 mcm-da  $\beta_2=0$ ).

Bununla belə, DWDM-də kanalların spektral bölgüsü olan sistemlərdə **dörd dalğalı qarşılıqlı təsir güclü** təsir göstərir.

## FWM

**Four wave mixing** - **dörd dalğalı qarşılıqlı təsir** kanalların qarşılıqlı müdaxiləsinə səbəb olur.

# Qeyri – xətti effektlər

Güclü işıq dalğasının yayılması doldurma dalğası ilə mühitin və harmonika dalğasının qarşılıqlı təsirinə səbəb olur

doldurma dalğasının bir başa mühitin **n**-nin dəyişməsinə gətirir -  
**öz-özünə təsir effekti**

doldurma dalğası ilə harmonika dalğasının qarşılıqlı təsirinə gətirir -  
**çarpaz qarşılıqlı təsir**



# Öz-özünə təsir effekti (Self-phase modulation)

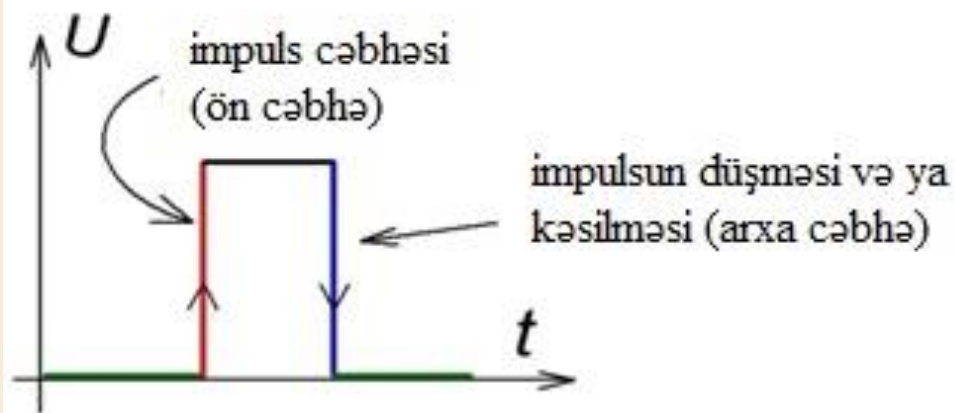
Hazırda lazer şüasının rekord intensivliyi  $\sim 10^{21} \div 10^{22}$  Vt/sm<sup>2</sup>-ə çatır. Belə sahələrdə zəif sahələrdə aşkar edilməyən hadisələr özünü göstərir. Məlum olduğu kimi, qeyri-stasionar rejimdə harmonik generasiya prosesinin effektivliyi qarşılıqlı təsir göstərən dalğaların faza uyğunsuzluğundan əlavə, qrup uyğunsuzluğu və dispersion yayılmanın təsirindən də asılıdır. Mühitdə müxtəlif polyarizasiyaya malik dalğalar yayıldıqca, müxtəlif qrup sürətlərinə görə, bu dalğalar bir-birinə nisbətən yerdəyişməyə başlayır ki, bu da dalğa paketlərinin üst-üstə düşməsinin azalmasına, hətta onların fəzada ayrılmasına səbəb olur. Bu, qarşılıqlı əlaqənin tam olmaması ehtimalına gətirib çıxarır.

$$\varphi(t, z) = \omega_0 t - \frac{\omega_0 n_0}{c} z - \frac{\omega_0 \gamma I(t)}{c} z,$$

$$\varphi = \omega t - kz = \omega(t - nz/c)$$

$$\omega(t, z) \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0 \gamma z}{c} \frac{\partial I}{\partial t}.$$

$$\delta\omega = -\frac{\omega_0 \gamma z}{c} \frac{\partial I}{\partial t}$$



Şəkil. Dalğa cəbhəsi

dalğa paketlərinin üst-üstə düşməsi

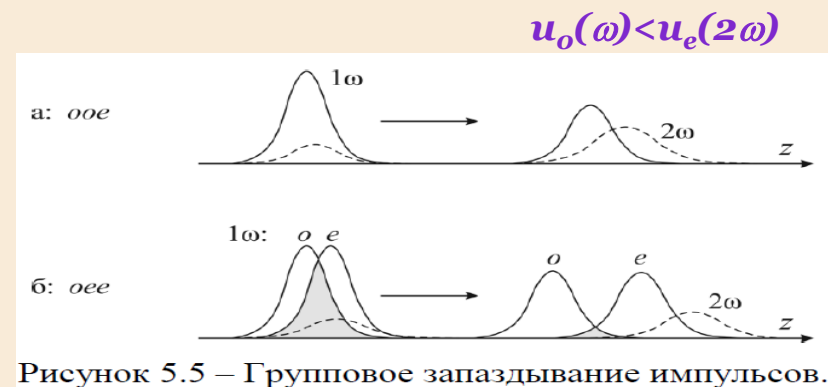
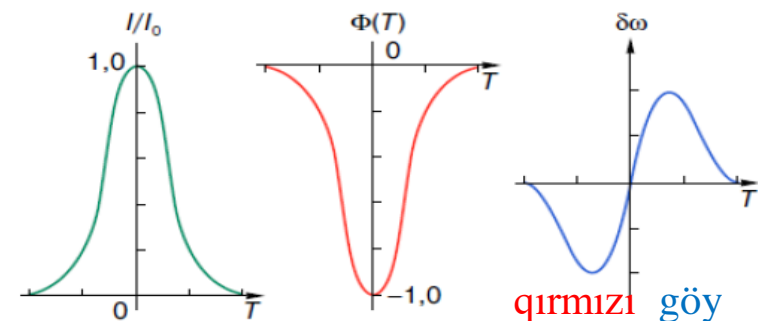


Рисунок 5.5 – Групповое запаздывание импульсов.



Şəkil. Işığın intensiv impuls dəyişməsinin  $I(t)$ , faza dəyişməsinin və  $\delta\omega$  tezlik dəyişməsinin zamandan asılılığı.

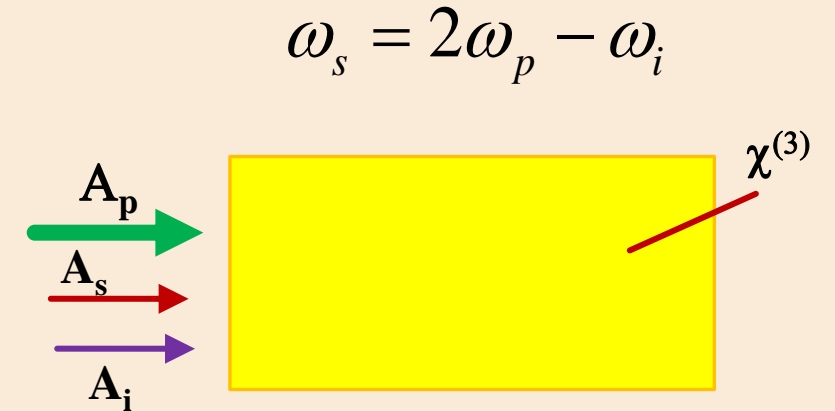
# Optik lifdə dörd dalğalı qarşılıqlı təsir (FWM in optical fiber)

Eksperimental işdə nəzərdən keçirilən lifdə qismən cırlaşmış dörd dalğalı qarşılıqlı təsir prosesi (FWM) üçün nəzəri təhlil SİY-da aparılmışdır.

$$\frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p = i\gamma_p A_s A_i A_p^* e^{-i\Delta z} + i\left(\gamma_p^s |A_s|^2 + \gamma_p^i |A_i|^2 + \gamma_p^p |A_p|^2\right) A_p,$$

$$\frac{dA_i}{dz} + \delta_i A_i = i\gamma_i A_p^2 A_s^* e^{i\Delta z} + i\left(\gamma_i^p |A_p|^2 + \gamma_i^s |A_s|^2 + \gamma_i^i |A_i|^2\right) A_i,$$

$$\frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s = i\gamma_s A_p^2 A_i^* e^{i\Delta z} + i\left(\gamma_s^p |A_p|^2 + \gamma_s^s |A_s|^2 + \gamma_s^i |A_i|^2\right) A_s,$$



$\gamma_p^p, \gamma_s^s, \gamma_i^i$  - öz-özünə təsir effekti (self-phase modulation effects)

$\gamma_p^s, \gamma_p^i, \gamma_s^p, \gamma_s^i, \gamma_i^p, \gamma_i^s, \gamma_i^i$  - çarpaz qarşılıqlı təsir (cross-phase modulation effects)

- Rena J. Kasumova. Effects of self- and cross-phase modulations at four wave mixing in optical fiber. JRLR, 2022, **43**(2) 172- 178.

# Optik lifdə cırlaşmış dörd dalğalı qarşılıqlı təsir (FWM in optical fiber)

existing experiments [1, 7], namely, the length of the optical fiber was chosen in the interval 0 – 50 m,  $\bar{n}_2 = 3.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ , and  $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ . The pump source was a Q-switch YAG laser, with the fundamental wavelength  $\lambda_p = 1.319 \mu\text{m}$ . The wavelengths of the signal and idler waves in the experiment are  $\lambda_s = 1.67 \mu\text{m}$  and  $\lambda_i = 1.09 \mu\text{m}$ . We calculated the refractive indices for the optical fiber at these wavelengths, according to [7], as  $n_p = 1.7340$ ,  $n_s = 1.7334$ , and  $n_i = 1.7347$ , respectively. The input power of the pump wave was varied up to 250 W, the signal wave was in the range from 0.26 mW to 1 W, and the idler wave was taken in the range from 10 to 50 W. Under these conditions, the experimental gain was obtained in the range  $10^3 - 5 \cdot 10^4$  [7]. Note that, in the calculations in the  $\text{IA}_2$ , such values of

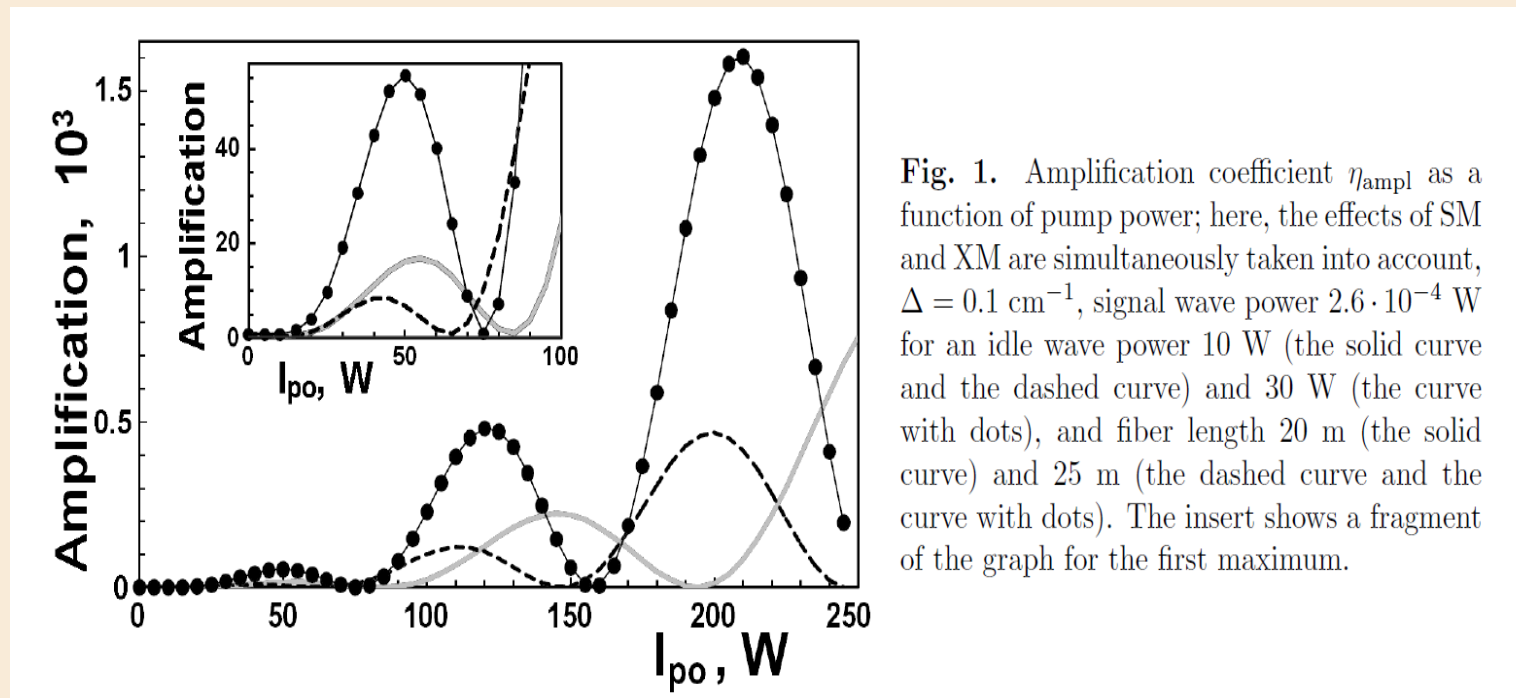


Fig. 1. Amplification coefficient  $\eta_{\text{ampl}}$  as a function of pump power; here, the effects of SM and XM are simultaneously taken into account,  $\Delta = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ , signal wave power  $2.6 \cdot 10^{-4} \text{ W}$  for an idler wave power 10 W (the solid curve and the dashed curve) and 30 W (the curve with dots), and fiber length 20 m (the solid curve) and 25 m (the dashed curve and the curve with dots). The insert shows a fragment of the graph for the first maximum.

# Optik lifdə cırlaşmış dörd dalğalı qarşılıqlı təsir (FWM in optical fiber)

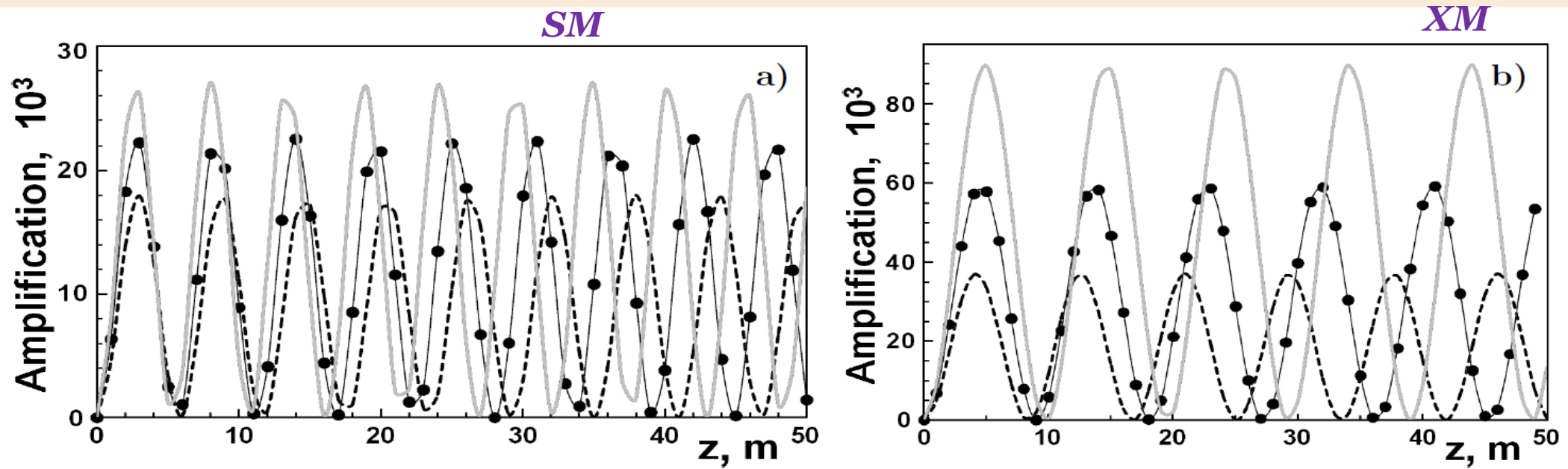


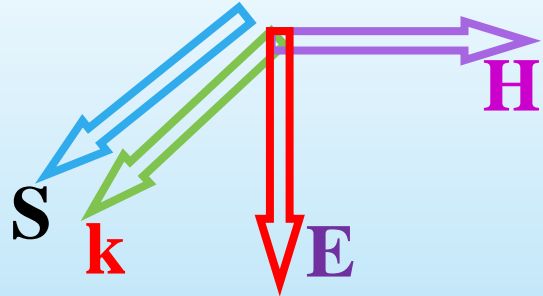
Fig. 2. Amplification coefficient  $\eta_{\text{ampl}}$  as a function of fiber length  $z$  without XM (a) and without SM (b) at  $\Delta = 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ; here, idle wave power is 50 W, signal wave power is 0.26 mW for pump power 60 W (the dashed curve), 70 W (the solid curve), and 80 W (the curve with dots).

Doldurma və boş (idler) dalğaların intensivliyini və dalğa ədədlər fərqi dəyişdirməklə, dörd dalğalı qarşılıqlı təsirin zərərli signalını minimuma endirmək mümkündür.

Metamaterialların kəşfi belə süni strukturların optik xassələrini dəyişdirərək işıq şüalanmasına nəzarət etmək imkanının yaranmasına kömək etdi.

Triplet of  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{k}$ : sağ əl və ya sol əl qaydası işləyir

Right-Handed



$$\epsilon > 0, \mu > 0$$

$$[kE] = \frac{\omega}{c} \mu H$$

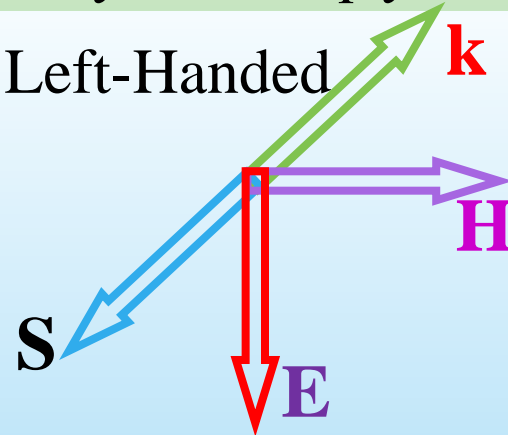
$$[kH] = -\frac{\omega}{c} \epsilon E$$

Poynting vektoru -

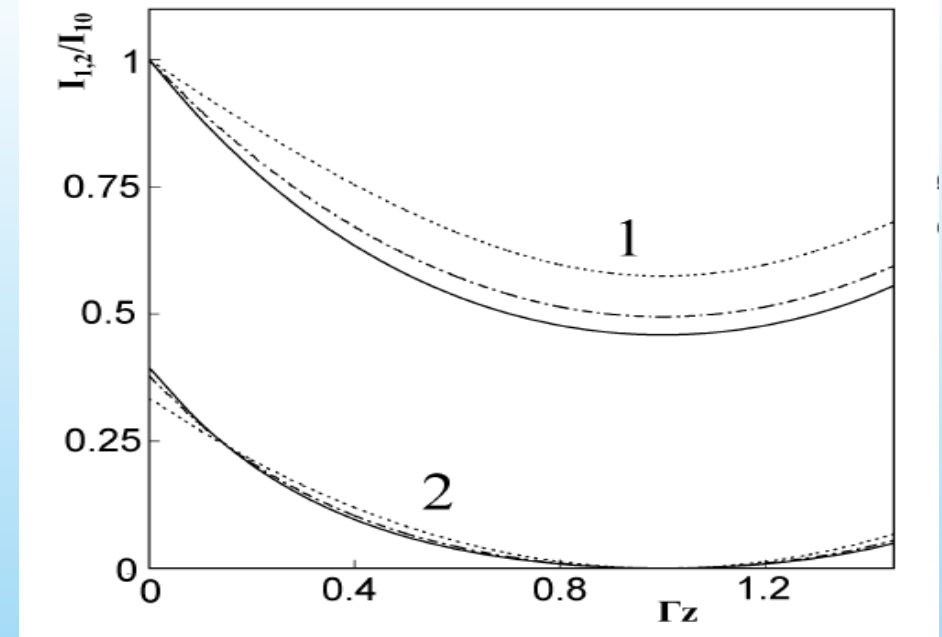
$$S = \frac{c}{4\pi} [EH]$$

$$S = \frac{c}{4\pi} [E \cdot H] = \frac{c^2 k}{4\pi \omega \epsilon} H^2 = \frac{c^2 k}{4\pi \omega \mu} E^2$$

Left-Handed

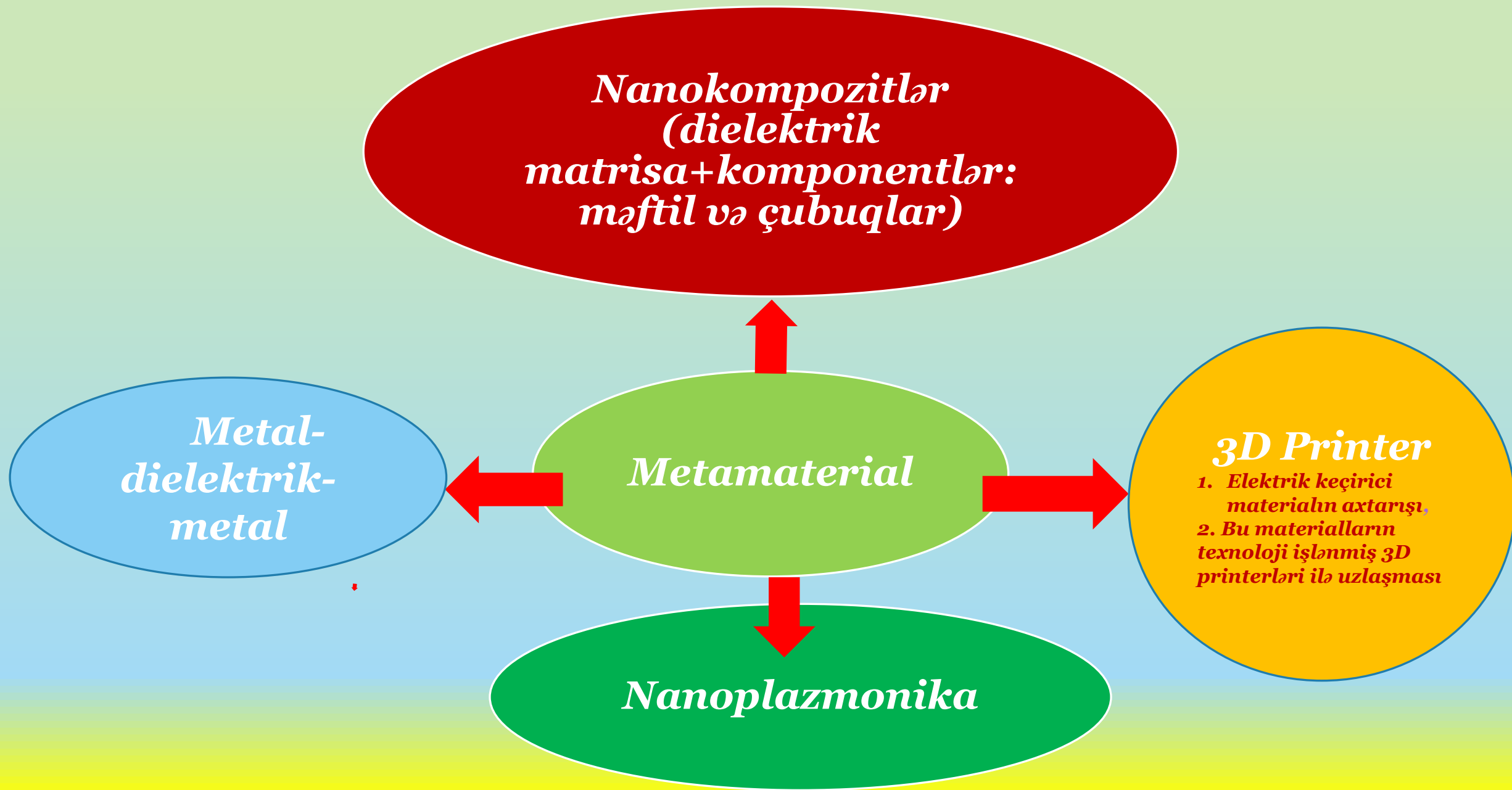


$$\epsilon < 0, \mu < 0$$



Şəkil. Əsas şüalanmanın (1 əyrisi) və ikinci harmonikanın (2 əyrisi) intensivliyinin mühitin uzunluğundan asılılığı. Metamaterialda  $\epsilon_\omega < 0$ ,  $\mu_\omega < 0$ ,  $\epsilon_{2\omega} > 0$ ,  $\mu_{2\omega} > 0$ .

Metamaterialların xassələri onların komponentlərinin fərdi fiziki xassələri ilə deyil, komponentlərin quruluşu ilə müəyyən edilir.



# Metamaterial

(NIM – Negative Index  
Material)

*Stasionar rejim*

*Qeyri- stasionar rejim*

Hazırda lazer şüasının rekord intensivliyi  $\sim 10^{21} \div 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> təşkil edir. Belə güclü lazer sahələrində İHG prosesində mühitin kvadratik qeyri-xəttiliyinə əlavə olaraq mühitin kubik qeyri-xəttiliyi də özünü göstərir.

*Çevrilmə effektivliyi asılıdır:*

*$\Delta$  -dalğa ədədlər fərqindən*

*Qrup sürətlərin fərqindən*

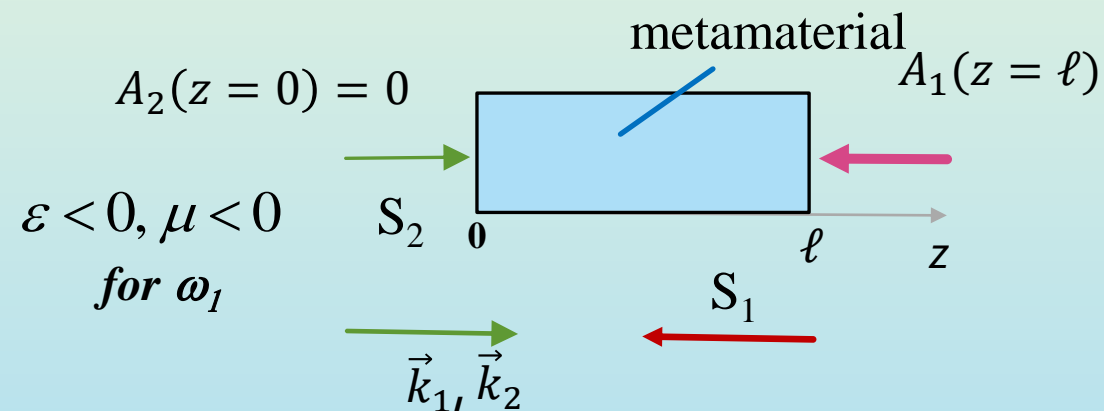
*İmpulsun  
dispersion  
yayılmasından*

# Öz-özünə və çarpaz qarşılıqlı təsirlər

Güclü lazer sahələrində tezliklərin çevrilməsi prosesi mühitin kubik qeyri-xəttiliyi ilə bağlı öz-özünə və çarpaz qarşılıqlı təsirlərlə müşayiət olunur. Güclü işıq dalğasının qeyri-xətti mühitdə yayılması (mühitin qeyri-xətti olması səbəbindən) güclü dalğa ilə harmonika dalğa arasında qarşılıqlı təsire gətirib çıxarır. Güclü dalğanın effektiv sındırma göstəricisi təkcə bu dalğanın özünün intensivliyindən (öz-özünə təsir effekti) deyil, həm də onunla eyni vaxtda qeyri-xətti mühitdə yayılan ikinci dalğanın (harmonik) intensivliyindən (çarpaz) asılıdır. Öz-özünə və çarpaz qarşılıqlı təsirlər də dalğalar arasında faza münasibətlərinin dəyişməsinə, optimal faza münasibətinin pozulmasına səbəb olur. Faza çarpaz modulyasiya həmişə özünə təsir effekti ilə müşayiət olunur. Lazer şüalarının intensivliyinin lazer oxunda və kənarlarında müxtəlif qiymətlərinə görə öz-özünə təsir effekti lazer şüasının fəzada paylanmasıyla dəyişməsinə səbəb olur.

$$\frac{dA_1}{dz} = i|\gamma_1|A_1^* A_2 \exp(-i\Delta z) + i(|\gamma_{11}| \cdot |A_1|^2 + |\gamma_{12}| \cdot |A_2|^2)A_1,$$

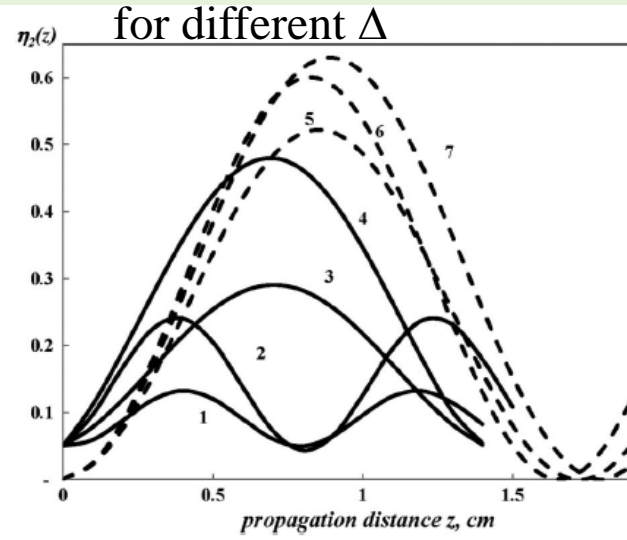
$$\frac{dA_2}{dz} = -i\gamma_2 A_1^2 \exp(i\Delta z) - i(\gamma_{21}|A_1|^2 + \gamma_{22}|A_2|^2)A_2.$$



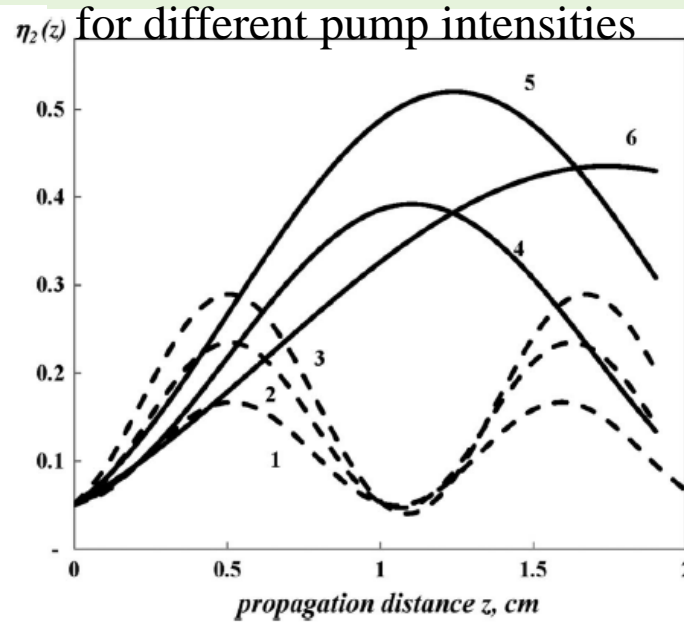
**Dalğaların öz-özünə və çarpaz effektlərinin təsiri güclü dalğanın enerjisinin ikinci harmonikaya effektiv ötürülməsi şərtlərini müəyyən edən münasibətlərin dəyişməsinə səbəb olur.**

- Rena J. Kasumova, G.A. Safarova, A.R. Ahmadova, N.V. Kerimova. Influence of self- and cross-phase modulations on optical frequency doubling process for metamaterials. Appl Opt, 2018, **57**(25), 7385-7390.

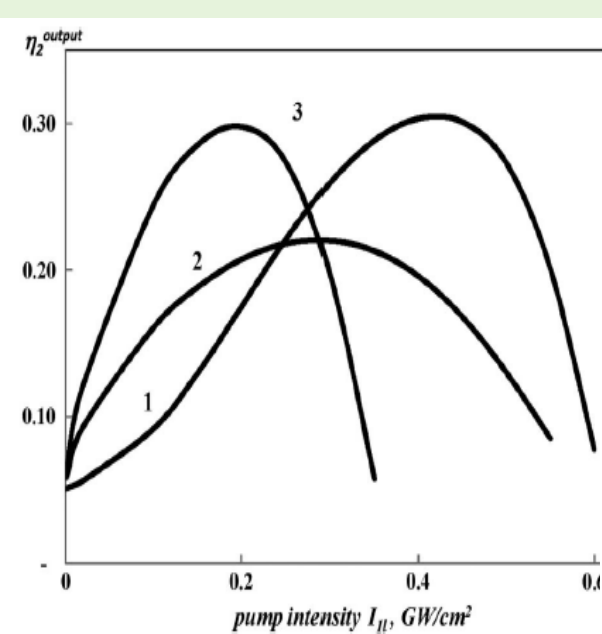




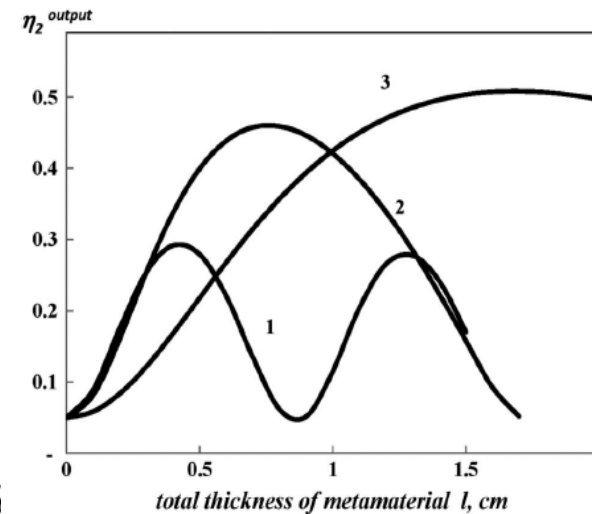
**Fig. 1.** Conversion efficiency  $\eta_1 = I_2(z)/I_{1l}$  versus propagation distance  $z$  in metamaterial at total thickness of metamaterial  $l = 2$  cm,  $\gamma_{mj}/\gamma_{1,2} = 10^{-4}$  (curve 1),  $10^{-5}$  (curves 2–7) for  $I = 0.25$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 1, 2),  $0.4$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 4, 5),  $0.75$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 3, 6),  $I_{20} = 0$  (curves 5–7),  $0.05I_{1l}$  (curves 1–4),  $\Delta = 5.4$  cm<sup>-1</sup> (curve 7),  $5.5$  cm<sup>-1</sup> (curves 4, 5),  $6.8$  cm<sup>-1</sup> (curves 3, 6),  $8$  cm<sup>-1</sup> (curves 1–2).



**Fig. 2.** Conversion efficiency  $\eta_1 = I_2(z)/I_{1l}$  versus propagation distance  $z$  in metamaterial at total thickness of metamaterial  $l = 2$  cm,  $\gamma_{mj}/\gamma_{1,2} = 10^{-5}$ ,  $I_{20} = 0.05I_{1l}$  for  $I_{1l} = 0.05$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 1, 4),  $0.1$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 2, 5),  $0.16$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 3, 6),  $\Delta = 3$  cm<sup>-1</sup> (curves 4–6),  $6$  cm<sup>-1</sup> (curves 1–3).



**Fig. 3.** Conversion efficiency  $\eta_2^{\text{output}} = I_2(z=l)/I_{1l}$  as the function of pump intensity at total thickness of metamaterial  $l = 0.05$  cm,  $\gamma_{mj}/\gamma_{1,2} = 10^{-5}$ ,  $I_{20} = 0.05I_{1l}$  for  $\Delta = 5$  cm<sup>-1</sup> (curve 3),  $6$  cm<sup>-1</sup> (curve 1), and  $8$  cm<sup>-1</sup> (curve 2).



**Fig. 4.** Conversion efficiency  $\eta_2^{\text{output}} = I_2(z=l)/I_{1l}$  as the function of total thickness of metamaterial  $l$ ,  $\gamma_{mj}/\gamma_{1,2} = 10^{-5}$ ,  $I_{20} = 0.05I_{1l}$  for  $I_{1l} = 0.35$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 1, 2),  $0.1$  GW/cm<sup>2</sup> (curve 3),  $\Delta = 2.3$  cm<sup>-1</sup> (curve 3),  $5$  cm<sup>-1</sup> (curve 2),  $8$  cm<sup>-1</sup> (curve 1).

- Öz-özünə və çarpaz təsir effektləri harmonika dalğanın həyəcanlanması üçün şəraitin dəyişməsinə gətirib çıxarır.
- Bu fakt yüksək güclü koherent şüalanmanın parametrlərini idarə və kontrol etmək üçün istifadə edilə bilər.
- Materialın rezonans xassələrini təmin edən süni strukturun parametrlərini seçməklə tələb olunan kvadratik və kubik qeyri-xətti olan metamaterialı layihələndirmək mümkündür.
- Belə bir quruluşda doldurmanın intensivliyini, xətti dalğa ədədlər fərqi və metamaterialın ümumi uzunluğunu dəyişdirərək, çıxış koherent şüalanmanın intensivliyini minimumdan maksimum dəyərə qədər idarə və kontrol etmək mümkündür.
- Metamateriallarda kubik polyarlaşma üçün tələb olunan doldurma intensivliyi adi mühitlərdən daha aşağıdır.

• Rena J. Kasumova, G.A. Safarova, Sh.A. Shamilova, N.V. Kerimova IJET-IJENS, 2015, v.15, No.06, p.19–30.

• R.J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov, Sh.A. Shamilova. Parametric interaction of optical waves in metamaterials under low-frequency pumping. Quantum Electronics, 2017, **47**(7) 655-660.

• R.J. Kasumova, Z.H.Tagiyev, Sh.Sh. Amirov, Sh.A. Shamilova, G.A. Safarova. Phase effects of parametric interaction in metamaterials. Journal of Russian Laser Research **38**(4) 211-218 (2017)

# Qeyri – stasionar rejim

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{|u_1|} \frac{\partial A_1}{\partial t} = i|\gamma_1| A_1^* A_2 \exp(-i\Delta z) + i|\gamma_{11}| I_{1l} A_1,$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\gamma_2 A_1^2 \exp(i\Delta z) - i\gamma_{21} I_{1l} A_2.$$

İkinci harmonikanın spektrinin enini bərabərdir:

$$\Delta\omega_2 = \frac{-\alpha(l/l_v)^2 \frac{(\Delta + \Delta^{NL})}{v} + \sqrt{\alpha(l/l_v)^2 \left[ \frac{4\ln 2}{\tau_1^2} - \frac{(\Delta + \Delta^{NL})}{v} \right]^2 + \frac{4\ln 2}{\tau_1^2}}}{\left[ 1 + \alpha(l/l_v)^2 \right]}$$

$$l_v = \tau_1/v \quad v = u_2^{-1} + |u_1|^{-1} \quad \Delta^{NL} = (\gamma_{21} - 2|\gamma_{11}|)I_{1l}$$

Çevrilmə effektivliyi  $\Delta$  -dalğa ədədlər fərqiindən, qrup sürətlərin fərqiindən, impulsun dispersion yayılmasından asılıdır. Bu effektlər dalğalar arasında qarşılıqlı təsirin tam olmaması ehtimalına gətirib çıxara bilər, prosesin effektivliyini azaldır. Kubik qeyri-xətti metamaterialda qeyri-stasionar rejimdə harmonik spektrin eni dəyişir. Təcrübənin parametrlərini bilməklə, ikinci harmonikanın spektrində tələb olunan dəyişikliyi hesablamaq olar.

- Rena J. Kasumova, G.A. Safarova, A.R. Ahmadova. The spectrum of the second-harmonic of a powerful laser pulse with account of cubic nonlinearity in metamaterial. Opt. Comm., 2018, **427**, 584-588
- Rena J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov. Frequency transformation of ultrafast laser impulses in metamaterials. Superlattices and Microstructures, 2019, **126**, 49-56.
- Rena J. Kasumova, G.A. Safarova, A.R. Ahmadova. Group velocity mismatch at ultrashort electromagnetic pulse propagation in nonlinear metamaterials. Open Phys. 2019, **17**, 200-205.

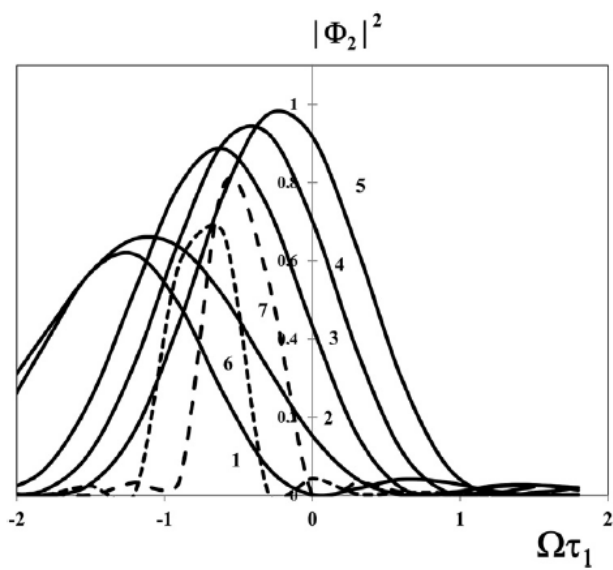


Fig. 1. Dependencies of the second-harmonic spectrum on the frequency detuning  $\Omega\tau_1$  at total length of metamaterial  $z = l = 1$  cm,  $\nu = 2$  for  $I_{1l} = 0.1$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 1, 3–5), 0.05 GW/cm<sup>2</sup> (curve 2), 1 GW/cm<sup>2</sup> (curves 6–7),  $\Delta l_{NL} = 0.5$  (curve 5), 1 (curves 4, 7), 1.5 (curves 3, 6), 3 (curves 1–2).

- spektrin maksimumunun mənfi tezlik sürüşməsi müşahidə olunur;
- İH-nın generasiya tezliyinin azalması istiqamətində spektrin yerdəyişməsi var;
- əsas şüalanmanın intensivliyinin artması ilə bu tezlik sürüşməsi artır

$$l = 1-2 \text{ cm. } I_p = 0.1 - 1 \text{ GW/cm}^2$$

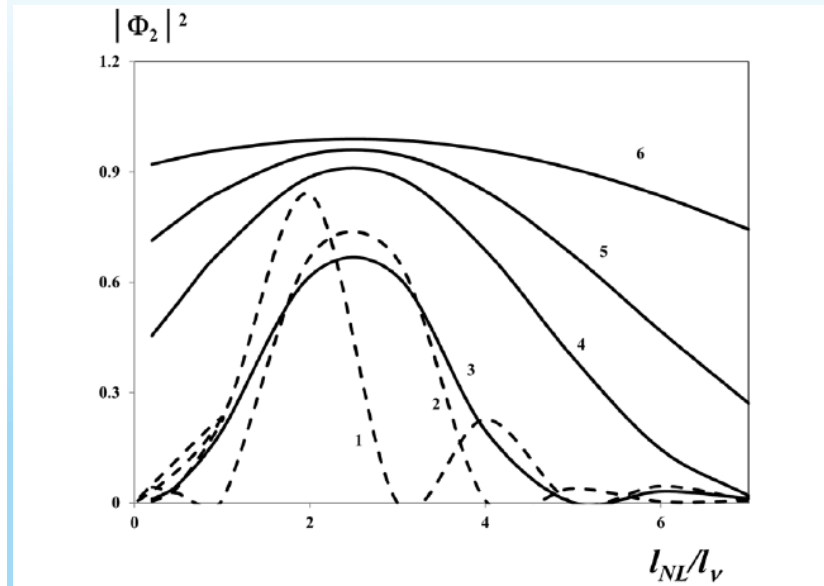


Fig. 2. Dependencies of the second-harmonic spectrum on the reduced detuning of the group velocities in the metamaterial  $l_{NL}/l_v = l_{NL}\nu/\tau_1$  at total length of metamaterial  $z = l = 1$  cm,  $\nu = 2$  for  $I_{1l} = 0.1$  GW/cm<sup>2</sup> (curves 3–6), 1 GW/cm<sup>2</sup> (curves 1–2),  $\Delta l_{NL} = 0.5$  (curve 6), 1 (curves 1, 5), 1.5 (curves 2, 4), 3 (curve 3).

- doldurma intensivliyinin artması ilə qeyri-xətti dalğa ədədlər fərqi artır, bu da
- spektrin maksimum tezliyinin harmonik generasiya tezliyi üçün azalmasına və
- harmonik spektrin daralmasına səbəb olur (bütöv və kəsik ayrılıqları müqayisə edin).

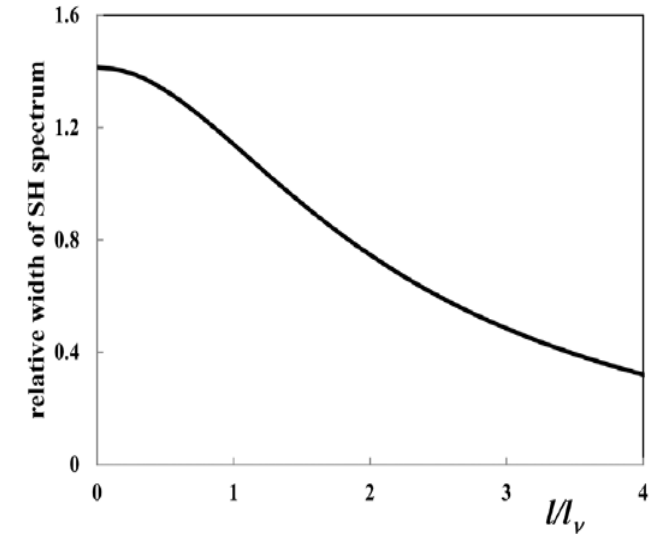


Fig. 3. Dependence of the relative width of the second-harmonic spectrum  $\frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1}$  on the relative total length of the metamaterial at  $z = l = 1$  cm,  $l_{NL}/l_v = -1$  for  $I_{1l} = 0.1$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\Delta l_{NL} = 0.3$ .

$$\frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} < 1 \text{ -də}$$

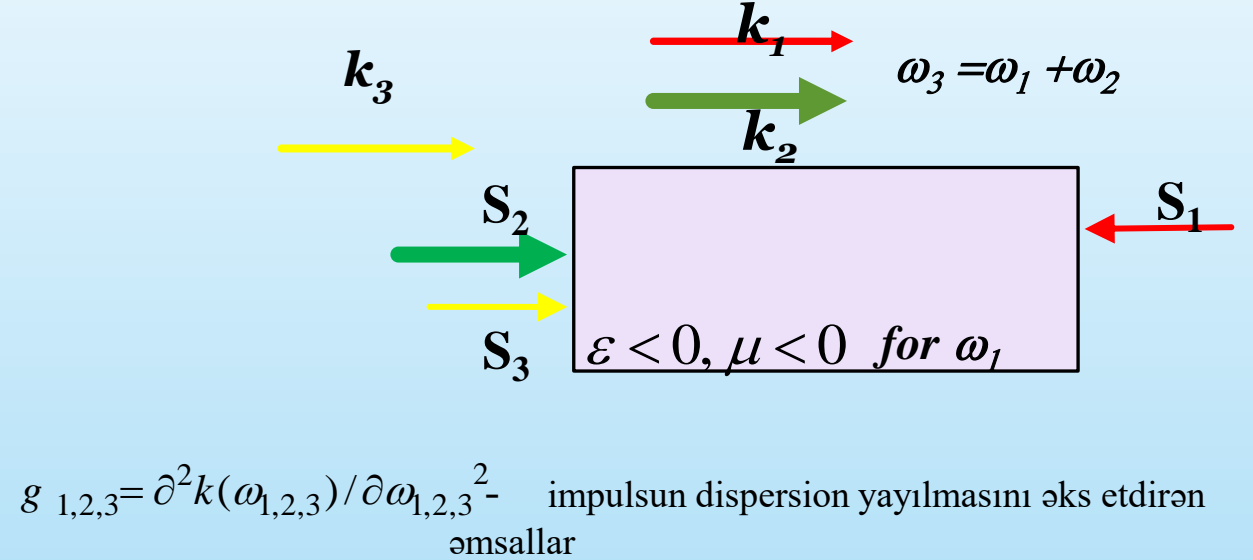
- harmonik spektrin eni daralır və doldurma dalğasının şüalanma spektrinin enindən kiçik olur.

# Qeyri-stasionar üçtezlikli parametrik qarşılıqlı təsir <sup>30</sup>

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{|u_1|} \frac{\partial}{\partial t} - i \frac{g_1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \delta_1 \right) A_1 = i \gamma_1 A_3 A_2^* e^{i \Delta z},$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial}{\partial t} - i \frac{g_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \delta_2 \right) A_2 = -i \gamma_2 A_3 A_1^* e^{i \Delta z},$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_3} \frac{\partial}{\partial t} - i \frac{g_3}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \delta_3 \right) A_3 = -i \gamma_3 A_1 A_2 e^{-i \Delta z}.$$



Məlum olduğu kimi, ultraqısa impulslar üçün modulyasiya dalğalarının qarşılıqlı təsirinin xarakteri əhəmiyyətli dərəcədə mühitin dispersiya xüsusiyyətlərindən asılıdır. İmpulsların müddətinin azalması ilə bu xüsusilə nəzərə çarpır. Metamaterialda (NİM-də) qarşılıqlı təsir göstərən dalğaların faza sürətləri qrup sürətlərindən fərqli olaraq bərabər istiqamətləndirilir. Lakin dispersiv mühitlərdə impulsun tezlik komponentlərinin sürətlərinin fərqi impulsun formasının təhrifinin qeyri-stasionar təsirinə səbəb olur. Bu, xüsusilə ultraqısa impulslar üçün özünü göstərir və femtosaniyəlik müddət diapazonunda əhəmiyyətlidir. Yuxarıda deyilənlərdən belə nəticə çıxır ki, NİM-də ultraqısa impuls dalğalarının qeyri-xətti parametrik qarşılıqlı təsirini öyrənərkən eyni zamanda faza sürətinin dispersiyasını, eləcə də əks yayılan dalğaların qrup sürətlərinin fərqi (GVD) nəzərə almaq maraqlıdır. Parametrik çevrilmə prosesinin dinamikasına təsir göstərməyə imkan verəcək parametrləri müəyyənləşdirmək vacibdir. NİM-də dalğaların qeyri-stasionar üçtezlikli qarşılıqlı təsiri dispersiya nəzəriyyəsinin ikinci yaxınlaşmasında tədqiq edilmişdir. NİM-də əks dalğa yayılma zamanı qrup sürətlərinin fərqi nəzərə alaraq və dissipativ mühitdə dalğaların dispersiv yayılmasının təsirləri ilə bağlı problemi ümumi halda SİY-da həll etmək mümkündür.

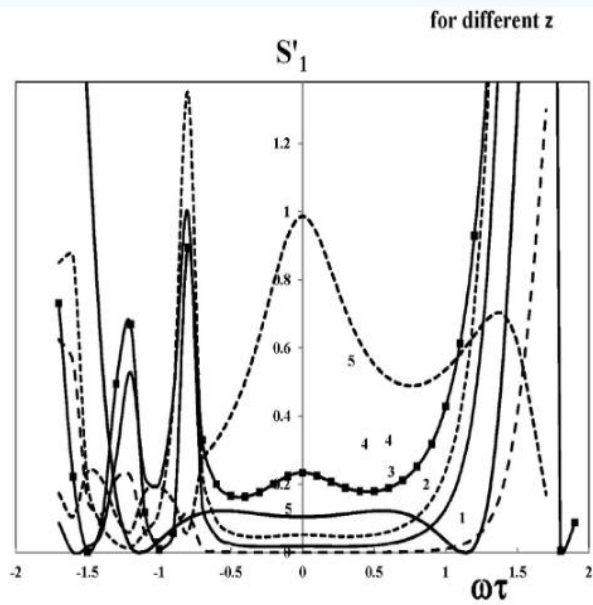


Fig. 1. Dependence of the relative spectral density of the excited signal wave,  $S'_1$ , on the parameter  $\omega\tau$  at the total thickness of the NIM  $l = 2$  cm,  $p = C^2\tau^4 = 0$ ,  $\Delta l_{NL} = 0$ ,  $g_3 = 2g_1 = 0$ ,  $l_{NL}/l_{dis} = l_{NL}/l_v = 3$ ,  $I_{20} = 2$  W for different  $z$ : 1.8 cm (curve 1), 1.3 cm (curve 2), 1 cm (curve 3), 0.5 cm (curve 4), 0 (dashed and solid curves 5). Here, the solid curve 5 ( $\nu = 0$ , that is  $u_1 = u_3$ ) corresponds to the case of interaction in an ordinary medium, the remaining curves correspond to the interaction in NIM.

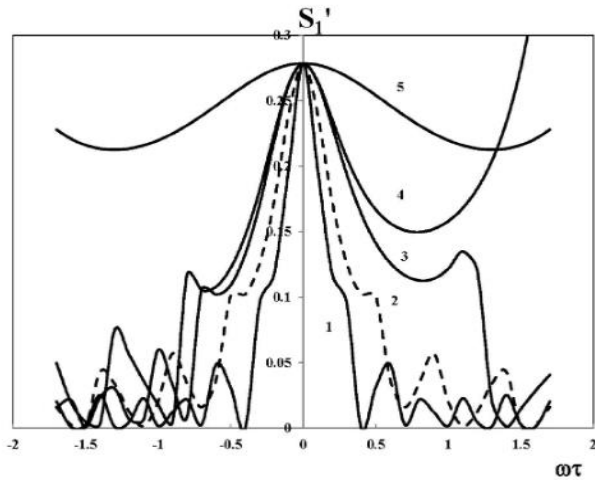


Fig. 3. Dependence of the relative spectral density of the excited signal wave,  $S'_1$ , on the parameter  $\omega\tau$  at the total thickness of NIM  $l = 2$  cm,  $\Delta l_{NL} = 0$ ,  $z = 0.2$  cm,  $I_{20} = 2$  W,  $C^2\tau^4 = 3$ ,  $g_3 = 2g_1$  for different group velocity and dispersive spreading:  $l_{NL}/l_{dis} = 0$  (in the absence of dispersion spreading) and  $l_{NL}/l_v = 8$  (curve 1),  $l_{NL}/l_{dis} = 0$  and  $l_{NL}/l_v = 5$  (curve 2),  $l_{NL}/l_{dis} = 2$  and  $l_{NL}/l_v = 3$  (curve 3),  $l_{NL}/l_{dis} = 6$  and  $l_{NL}/l_v = 3$  (curve 4),  $l_{NL}/l_{dis} = 0$  and  $l_{NL}/l_v = 1$  (curve 5).

Dispersion genişlənmə və qrup sürətlərin fərqi (GVD) nəzərə alaraq əks yayılan dalğaların təsirlərindən həyəcanlanan dalğanın spektrinin formasının necə dəyişdiyinin təhlili aparılıb.

- siftə yan max artırılması müşahidə olunur
- sonra mərkəzi maximuma enerji ötürülməsi baş verir
- əks yayılan dalğa paketlərinin qarşılıqlı təsiri daha böyük zaman intervalında baş verir.
- Beləliklə, birbaşa dalğaların enerjisinin siqnal dalğasının enerjisinə əks ötürülməsi daha effektiv baş verir.

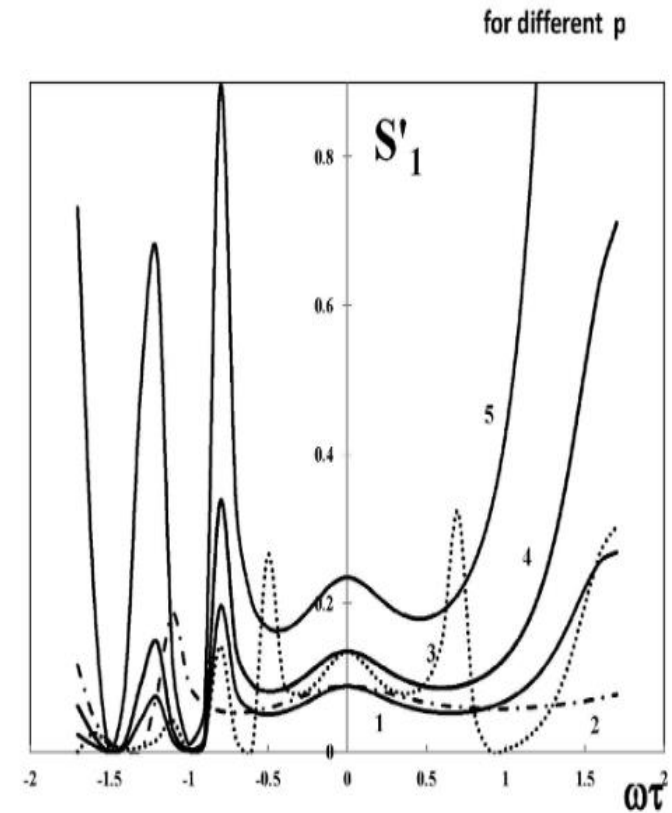


Fig. 4. Dependence of the relative spectral density of the excited signal wave,  $S'_1$ , on the parameter  $\omega\tau$  at the total thickness of NIM  $l = 2$  cm,  $\Delta l_{NL} = 0$ ,  $g_3 = 2g_1 = 0$ ,  $l_{NL}/l_{dis} = l_{NL}/l_v = 3$ ,  $z = 0.8$  cm,  $I_{20} = 2$  W for different coefficient of frequency modulation,  $p = C^2\tau^4$ : 6 (curves 1 and 2), 2 (curves 3 and 4) and 0 (curve 5).

Zəif dalğa impulsunun kvadratik faza modulyasiya əmsalının müxtəlif qiymətləri üçün həyəcanlanmış siqnal dalğasının spektrinin formasının necə dəyişdiyinin təhlili aparılıb.

# *Parametrik qarşılıqlı təsir. Qeyri-stasionar rejim*

## *Metamaterialların parametrləri*

- kvadratik mühitdə dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsalları,
- metamaterialın tam uzunluğu,
- dalğa ədədlər fərqi,
- dalğaların qrup sürətləri,
- dispersiya yayılma əmsalları,
- itkilər.

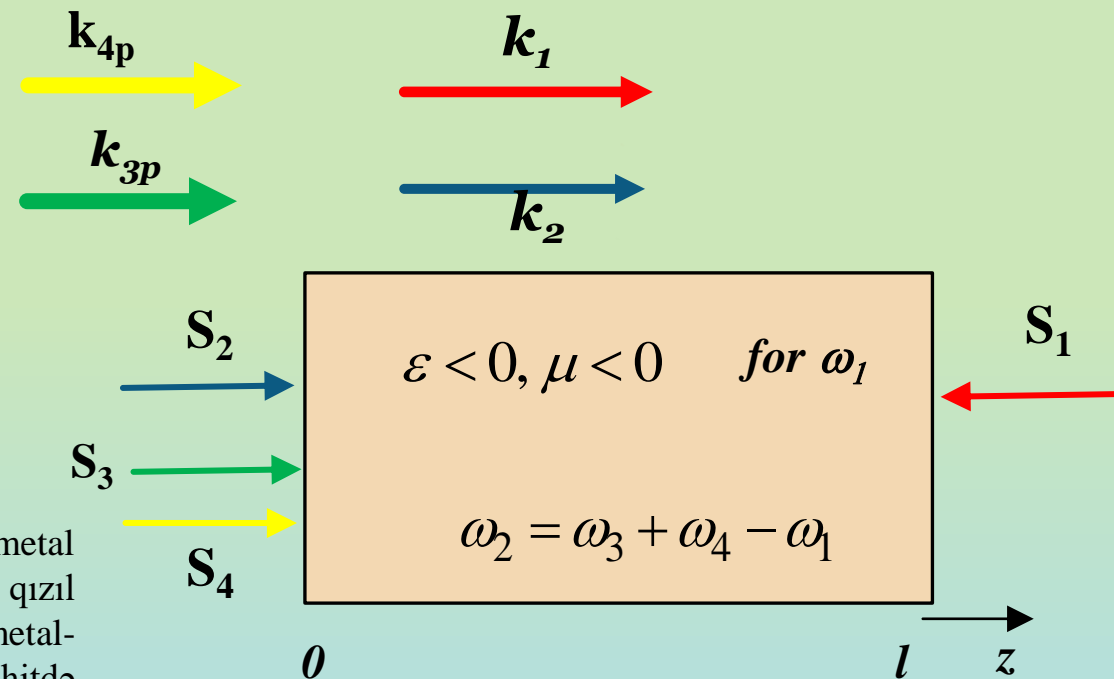
## *İmpulsun parametrləri*

- həyəcanverici impulsun forması,
- faza modulyasiya əmsalı,
- güclü dalğanın intensivliyi.

- dalğalar arasında qarşılıqlı təsiri, həyəcanlanmış dalğanın spektrini dəyişir.
- əks yayılan dalğaların dalğa paketlərinin üst-üstə düşməsi zamanı dalğaların effektiv qarşılıqlı təsiri NİM-in müxtəlif hissələrində və müxtəlif vaxtlarda baş verə bilər ki, bu da qrup sürətlərin fərqi ilə (GVD) ilə bağlıdır.
- impulsun dispersion genişlənməsi də impuls formasının deformasiyası səbəbindən bu fakta kömək edir.
- NİM parametrlərini və zəif dalğa impulsunun xassələrini dəyişməklə əks yayılan dalğa paketlərinin üst-üstə düşməsi prosesini idarə etmək və bununla da çevrilmə effektivliyini artırmaq mümkündür.

# METAMATERİALLAR. PARAMETRİK DÖRDDALĞALI QARŞILIQLI TƏSİR

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



Mənfi sındırma indeksi olan mühitdə dörd dalğalı qarşılıqlı təsir laylı metal-dielektrik-metal nanostrukturunda eksperimental olaraq həyata keçirilmişdir. Qalınlığı **20 nm** olan metal qızıl təbəqəsində dörd dalğalı qarışdırma zamanı generasiya effektivliyi  $10^{-8}$  idisə, laylı metal-dielektrik-metal konstruksiyada  $10^{-6}$  rekord konversiya əldə edilmişdir. Qeyri-xətti mühitdə dalğaların yayılması prosesində, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir nəticəsində, iki növ dalğanın əks dalğa paketləri arasında enerji mübadiləsi baş verir: soldan sağa yayılan dalğalar (güclü dalğalar  $\omega_{3,4}$  və  $\omega_2$  tezliyində zəif dalğa) və sağdan sola. (siqnal dalğası). Nəticədə güclü dalğalarının enerjisi və  $\omega_2$  tezliyində dalğa siqnal dalğasının enerjisinə keçir. Bu prosesin effektivliyi qarşılıqlı təsir göstərən dalğalar arasındakı faza əlaqəsindən asılıdır.

Qeyri-xətti güzgü rolunu oynayan metamaterialdan əks etdirmə R əmsalının ifadəsinin təhlili aparılır:

$$R = \left| \frac{A_1(z=0)}{A_{20}} \right|^2 = \frac{I_1(z=0)}{I_{20}} = \frac{\left( \frac{\gamma_1}{\lambda_3} A_{30} A_{40} \sin \lambda_3 l \right)^2}{\cos^2 \lambda_3 l + \left( \frac{\Delta}{2\lambda_3} \right)^2 \sin^2 \lambda_3 l}$$

# *Metamateriallarda dörd dalğalı qarşılıqlı təsir zamanı itkilərin kompensasiyası*

Metamateriallarla bağlı quruluşlarda əhəmiyyətli itkilərin olması metamaterialların istifadəsi ilə bağlı tətbiq olunan problemlərin inkişafına mane olurdu. Hazırda metamateriallardakı itkiləri kompensasiya etmək üçün **intensiv tədqiqatlar** aparılır. Növbəti addım **nanoplazmonikanın** ən son nailiyyətlərindən, yəni öz **ətrafında böyük elektrik sahələri toplayan lokallaşdırılmış plazmonların** ətrafında elektromaqnit sahəsinin öyrənilməsinin nəticələrindən istifadə edilib ki, bu da belə strukturlarda **itkiləri azaltmağa imkan** verir. Qeyri-xəttiliyi kəskin şəkildə artan rezonanslarına yaxın plazmon metalların, məsələn, **gümüş və ya qızılın dielektrik struktura daxil edilməsi plazmon nanohissəciklərin ətrafında elektromaqnit sahəsinin əhəmiyyətli konsentrasiyasına səbəb olur**. Beləliklə, **qızıl nanohissəcik üçün elektronun qızıldan silisiuma çıxış gücü aşağı olduğuna görə silikon dielektrik quruluşundan istifadə olunur**. Bu fakt fotodetektorların və günəş fotokonvertorlarının həssaslığını artırmaq üçün uğurla istifadə olunur. Plazmonik nanohissəciklərin ətraflarında böyük elektrik sahələri toplamaq qabiliyyəti belə strukturlarda böyük itkilərin aradan qaldırılması haqqında hesabat verməyə imkan verdi. Metamateriallarda hərəkət edən dalğaların əks istiqamətlərdə yayılma imkanı mühitdə parametrik qarşılıqlı təsir vasitəsilə onlar arasında müsbət əks əlaqəni həyata keçirməyə imkan verir.

- Rena J. Kasumova. Four wave mixing and compensating losses in metamaterials. Superlattices and Microstructures, 2018, 121, 86-91.



$$A_1(z) = e^{-\frac{a}{2}z} \left[ \frac{A_{1\ell} e^{\frac{a}{2}\ell} - \left( \frac{\delta_1}{\lambda} A_{1\ell} - i \frac{b}{\lambda} \right) \cdot \sin \lambda \ell}{\cos \lambda \ell + \frac{a}{2\lambda} \sin \lambda \ell} \left( \cos \lambda z + \frac{a}{2\lambda} \sin \lambda z \right) + \frac{\delta_1 A_{1\ell} - ib}{\lambda} \sin \lambda z \right],$$

где

$$a = \delta_2 + \delta_3 + \delta_4 - \delta_1 - i\Delta, \quad b = \gamma_1 A_{20}^* A_{30} A_{40},$$

$$\lambda = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2 I_{30} I_{40} - \gamma_1 \gamma_3 I_{20} I_{40} - \gamma_1 \gamma_4 I_{20} I_{30} - \frac{\left( \sum_1^4 \delta_j - i\Delta \right)^2}{4}}.$$

$\delta_j$  - диссипативные потери среды на соответствующих частотах  $\omega_j$  ( $j=1+4$ );

$\gamma_1 = 2\pi k_1 \chi_1^{(3)} / |\varepsilon_1|$  и  $\gamma_{2,3,4} = 2\pi k_{2,3,4} \chi_{2,3,4}^{(3)} / \varepsilon_{2,3,4}$  - коэффициенты нелинейной связи волн,  $\chi_j^{(3)}$  - эффективная кубичная восприимчивость,  $\Delta = k_3 + k_4 - k_1 - k_2$  фазовая расстройка между взаимодействующими волнами.

Müəyyən bir qiymətdə geriyə doğru yayılan dalğanın itkiləri  $\delta_1$  qarşı-qarşıya yayılan dalğaların itkiləri ilə kompensasiya edilir. Sonra eksponensial artım baş verir. Bu halda, itkilərinin artması ilə əlaqədar olaraq  $\omega_2$  tezlikdə dalğanın **zəifləməsi**, əks dalğanı  $\omega_1$  tezlikdə **gücləndirmək** mümkündür. Bu vəziyyətdə, **birbaşa doldurma dalğaları praktiki olaraq yalnız  $\omega_1$  tezlikdə geri yayılan dalğanı həyəcanlandırır.**

**İtkilər  $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-1}$  diapazonda götürülüb.**

## *Fəzaca qeyri-bircins mühitlər (Spatially inhomogeneous media)*

- Tezlik çeviricilərində əsas element qeyri-xətti kristallardır. Hansı ki, qeyri-xətti materialın bircinsliyinə görə yüksək tələblərə tabe olmalıdır.
- Belə bir texnoloji problem tezlik çeviricisinin səmərəliliyini ciddi şəkildə məhdudlaşdırır.
- Qeyri-xətti materialları hazırlayarkən və emal edərkən, tərkibin və strukturun qeyri-bircinsliyi, aşqarlar, defektlər və s. mövcuddur. Bu, materialın bütün uzunluğu boyunca qeyri-sabit refraktiv indekslə nəticələnir.
- Optik lifin istehsalı sınıma indeksi qradienti ilə baş verir, burada lif nüvəsinin ölçüsü və sınıma indeksi profili yüksək dəqiqliklə sabit saxlanılmalıdır. Qeyd edək ki, **optik lifdə sındırma əmsalından asılı olan dispersiya qısa lazer impulslarının yayılmasında əsas rol oynayır.**

# *Qeyri-bircins mühit*

## *Mühitin statik qeyri bircinsliyi*

*n (yaxud optik oxun  
istişaməti) təsadüfi  
dəyişir*

## *Mühitin müntəzəm qeyri- bircinsliyi*

*n-nün dəyişməsini  
analitik şəkildə təsvir  
etmək mümkündür*

# Optik lifdə fəzaca qeyri-bircins sındırma əmsalının İH qeyri-stasionar generasiyasına təsiri

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \delta_1 A_1 = -i\gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 - i\beta_1 A_1^* A_2 \exp[i\Delta_0 z + i\psi(z)],$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \delta_2 A_2 = -i\gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 - i\beta_2 A_1^2 \exp[-i\Delta_0 z - i\psi(z)].$$

$\Delta_0 = k_2 - 2k_1 - \Delta(z)$  burada  $\Delta_0$  və  $\Delta(z)$  müvafiq olaraq, **dalğa ədədlər fərqi**nin sabit və **dəyişən hissələrini** işarə edir,

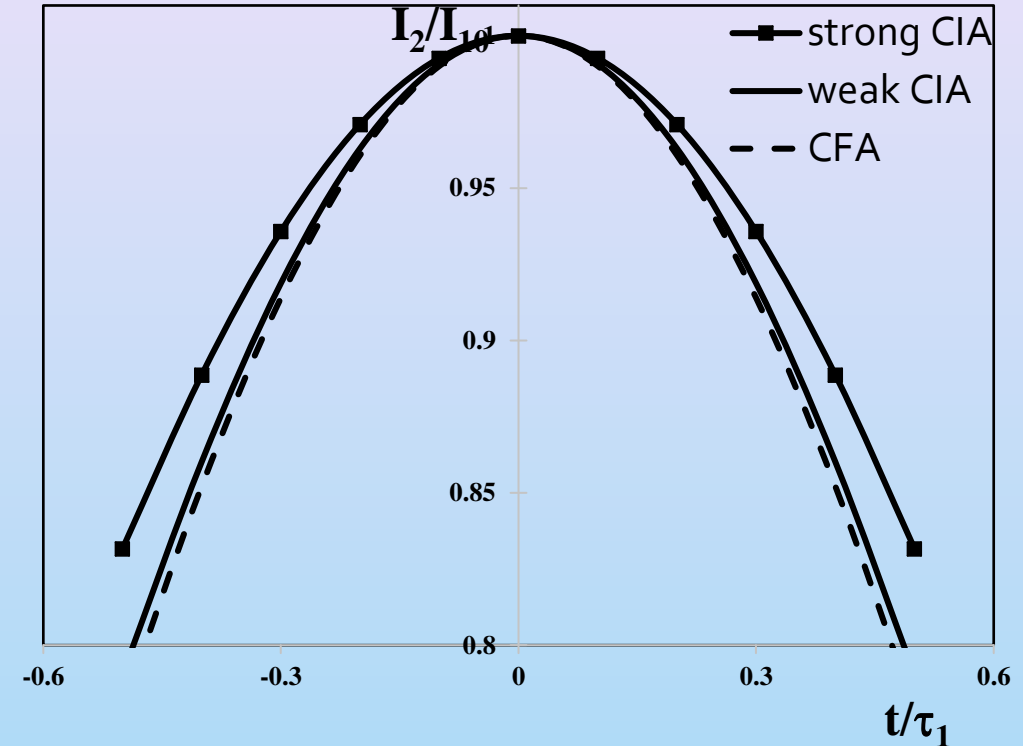
$$\psi(z) = \int_0^z \Delta(z') dz'$$

$$I_2(z) / I_{10}(\eta) = (|\beta_2|z)^2 \cdot I_{10}(\eta) \exp(-4\delta_1 z) \times \left\{ \left[ 1 - \frac{1}{3}|\alpha|z^2 + \frac{1}{30}(2|\alpha|^2 z^4 - \Gamma^4 z^4) \right]^2 + \frac{1}{25} \left[ 1 - \frac{1}{2}|\alpha|z^2 \right]^2 \Gamma^4 z^4 \right\}.$$

Harada  $\Delta(z) = \alpha z$ ,  $\alpha$  – sabitdir.

## Nəticə

- Mühitin qeyri-bircinsliyinin dərəcəsinin artması ilə gözləndiyi kimi, impulsun davam etmə müddəti artır.
- Güclü qeyri- bircinslik zamanı nizamlı qeyri- bircinsliyin dərəcəsi eksponensial asılılıq vasitəsilə impulsun müddətini artırır (bütöv və işarələnmiş əyriləri müqayisə edin).



$|\alpha|z^2 > 1$   
 $|\alpha|z^2 < 1$

**Optik sistemin qeyri-bircinsliyinin artması ilə sistemin keyfiyyətliliyi, optik rezonatorun keyfiyyətliliyi amili ilə oxşar olaraq, azalır, bu da sistemdə həyəcanlanan ikinci harmonik impulsun genişlənməsinə səbəb olur.**

- R.J. Kasumova, Z.H. Tagiev, Sh.Sh. Amirov. Laser pulse manipulation in optical fiber. Bakı Universitetinin Xəbərləri, 2021, № 1, 72-82.

# *Koherent Antistoks Raman Səpilməsi (KARS)*

## *Spektroskopiya*

*AntiStoks Raman  
Səpilməsi*

*KARS*

**Stokes** komponentinin dalğa uzunluğu təqribən 1650 nm-dir, burada optik lifdə itkilər yüksəkdir, qəbuledici avadanlığın həssaslığı azalır və komponent yalnız qısa məsafələrdə aşkar edilə bilər. Nəticədə, temperaturu ölçmək üçün yalnız anti-Stoks komponenti istifadə olunur.

**anti**-Stoks dalğasının tezliyi  $\nu_{as} \gg \nu_p, \nu_s$ , bu həm düşən lazer şüalanmasını, həm də mümkün olan flüoresensiyayı kəsən filtrlərdən istifadə etməyə imkan verir. **Aşağı** temperaturda birinci rəqs səviyyəsində məskunlaşma kiçikdir (məsələn, otaq temperaturunda  $1000 \text{ cm}^{-1}$  rəqs tezliyində molekulların yalnız 0,7% -i birinci rəqs səviyyəsindədir), buna görə də anti-Stoks səpilməsi zəifdir. Temperatur artdıqca həyəcanlı rəqs səviyyəsində məskunlaşma artır və anti-Stoks səpilməsinin intensivliyi artır.

*Hazırda neft quyularının monitorinqində lifli ötürücülərə əsaslanan aşağıdakı sensorlardan*

***DAS*** - Distributed Acoustic sensor,

***DTS*** – Distributed Temperature sensor,

***DSS*** – Distributed Strain Sensing,

***DTSS*** – Distributed Temperature and Strain Sensing

*istifadə olunur .*

***KARS** signalı >> **Raman** səpilməsində alınan signaldan  $10^6$  dəfə böyükdür.*

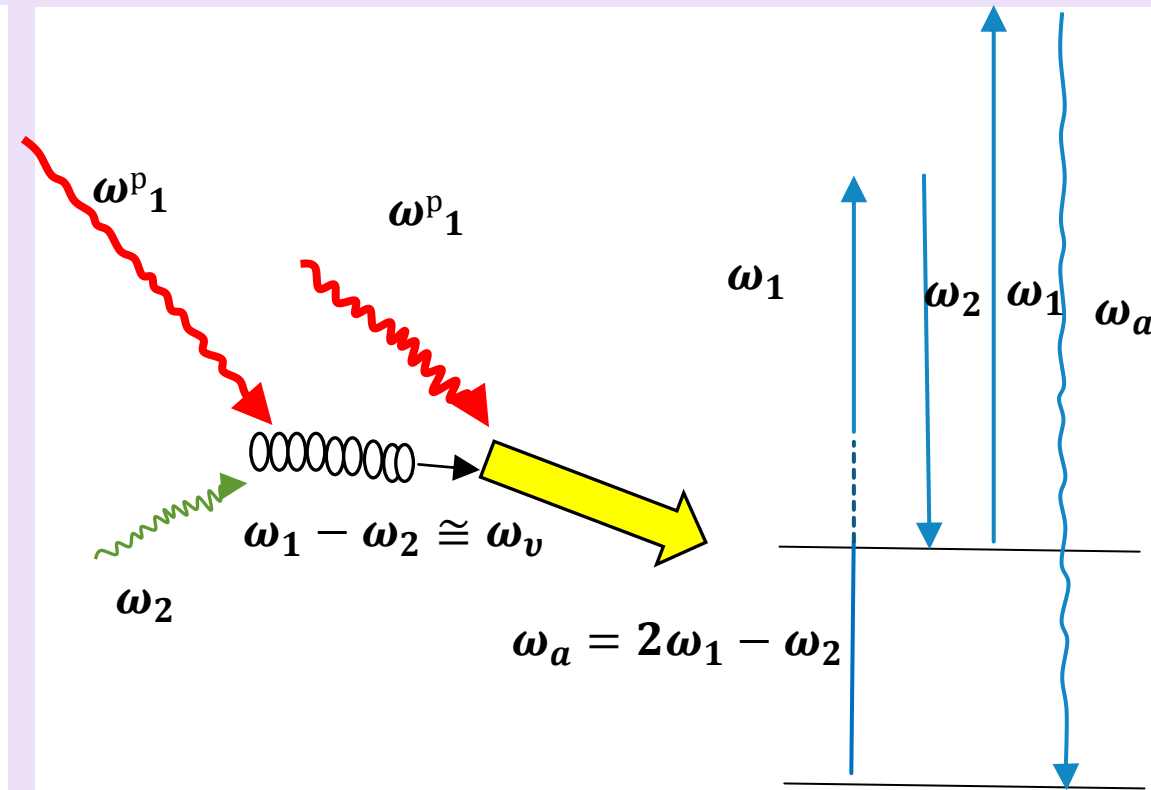
Bütün hallarda sensorun rolunu optik lif oynayır. Ölçmə prosesində isə bir lazerdən istifadə olunur. Sadalanan sensorların işləmə prinsipi ətraf mühitin temperatur və təzyiqinin (neft, qaz, qum, su və s.) dəyişməsinin təsiri altında optik lifin xüsusiyyətlərinin dəyişməsinə əsaslanır. Bu zaman lazer şüası optik lifin akustik və ya molekulyar vibrasiyalarında səpilərək bu dəyişikliklərə reaksiya verir. Arxaya səpələnmiş lazer şüasının spektri müxtəlif zondlama səviyyələrində temperatur və ya gərginliyi yüksək dəqiqliklə müəyyən etmək üçün təhlil edilir. Hazırda optik lifdə aşağı itkilərə görə paylanmış zondlama onlarla kilometr dərinlikdə həyata keçirilir.

Fiber optik sensorlarla bağlı problemləri qeyd edək. Reley effektində işləyən DAS-lar Brillüen və Raman səpilmə siqnalları ilə müqayisədə güclü səpilmə (və ya udma) siqnalına malikdir. Sistemdə səs-küy yüksək olduqda bu sensorlar tələb olunur (daha səmərəli). Mandelştam-Brillüen səpilməsində lazer (və ya Reley) tezliyindən səpilmə komponentlərinin tezlik yerdəyişməsi kiçik  $\sim$  GHz-dir və Reley siqnalından faydalı Brillüen səpilmə siqnalını çıxarmaq üçün filtrləmə sxemlərindən istifadə etmək lazımdır. DTS -da Raman tezliyinin dəyişməsi  $\sim$ 13.2 THz təşkil edir (üç dərəcə yüksəkdir), buna görə də mürəkkəb filtr sxemlərinə ehtiyac yoxdur. Bununla belə, informativ Raman siqnalının intensivliyi aşağıdır və siqnal-səs nisbətini artırmaq üçün istehsalı tək rejimli olanlardan qat-qat baha başa gələn multimod liflərdən istifadə olunur. Quyuların temperaturunun dəyişməsinə qeyd alan müasir standart DTS sistemləri temperaturu 1 m məkan ayırdetmə qabiliyyəti ilə (bəzi yüksək səviyyəli sistemlər 20-30 sm ayırdetmə qabiliyyətinə nail ola bilər) və  $\pm 0,5-1^{\circ}\text{C}$  dəqiqliklə müəyyən edə bilir (ayırdetmə  $0,01^{\circ}\text{C}$ ). Bu, neft quyusunun qazılması prosesinə tez reaksiya verməyə və onun işini optimallaşdırmağa imkan verir. Prosesin temperaturuna daha səmərəli nəzarət etmək üçün zondlama məkanında temperatur dəyişiklikləri haqqında məlumat daşıyan Raman səpilməsinin anti-Stoks komponentinin intensivlik səviyyəsini artırmaq lazımdır. Koherent anti-Stoks işığın səpilmə spektroskopiyası (KARS) həm qazlarda, həm də mayelərdə sürətli molekulyar prosesləri aşkar etmək üçün güclü vasitədir. Hesablamalara görə, KARS metodunda siqnal səviyyəsi spontan Raman səpilməsindən  $10^6$  dəfə yüksəkdir. Bundan əlavə, KARS metodunda anti-Stoks siqnalı, spontan Raman səpələnməsi halı ilə müqayisədə və anti-Stoks tezlik diapazonunda tədqiq olunan maddələrin luminessensiyasının olmamasına malikdir. Raman səpilməsi zamanı lazer şüalanmasının anti-Stoks komponentinin intensivliyinin əhəmiyyətli dərəcədə artması, birincisi, aktiv lazer mühitini lazer rezonatorunun içərisinə yerləşdirməklə, ikincisi, iki lazerin eyni vaxtda istifadə edildiyi KARS metodunda mümkündür. KARS metodunda iki lazerdən istifadə olunur: bir sabit tezlikli lazer, digəri isə dəyişən tezlikli. İkinci lazerin tezliyini dəyişdirməklə, maddənin molekulyar vibrasiyalarının tezliyini tənzimləmək və nəticədə tədqiq olunan mühitin bütün molekullarının koherent vibrasiyalarına nail olmaq olar. DTS-ə gəldikdə, ikinci yanaşma daha perspektivlidir.



# KARS. Prinsipal sxem

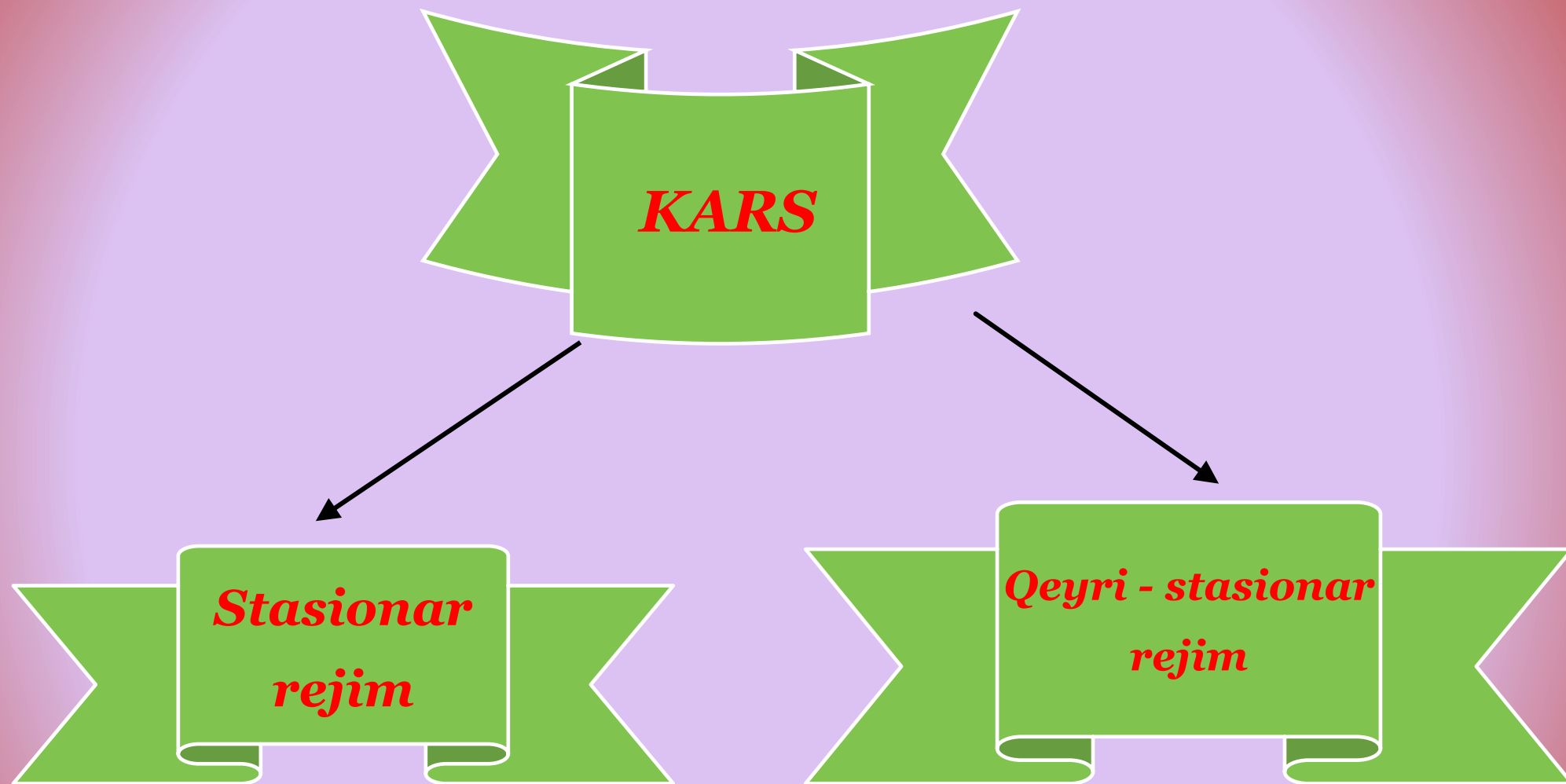
В отличие от спонтанного комбинационного рассеяния, происходящего на тепловых возбуждениях, когерентное антистоксовое рассеяние происходит на заранее оптически подготовленных когерентных возбуждениях. При КАРС на входе в среду присутствуют две лазерные волны на частотах  $\omega_p$  (волна накачки) и  $\omega_s$  (сигнальная волна). В результате нелинейного взаимодействия в среде возбуждается волна на разностной частоте  $\omega_v = \omega_p - \omega_s$ , что эквивалентно возбуждению молекулярных колебаний на данной частоте. Далее в результате нелинейного смешения данной волны на разностной частоте с волной накачки происходит генерация когерентного сигнала на антистоксовой частоте  $\omega_a = 2\omega_p - \omega_s$ . Если в спонтанном случае рассеяния от каждого возбуждения происходят в разных направлениях и со случайной фазой волн, то в когерентном случае рассеяния от каждого возбуждения происходят согласованно, синфазно и в одном направлении. Плавно меняя частоту сигнальной волны вблизи частоты комбинационного перехода, можно получить сильный антистоксовый сигнал в момент совпадения разностной частоты  $\omega_p - \omega_s$  с частотой молекулярных колебаний  $\omega_v$  среды, т.е. в момент резонанса.



*Диаграммы, описывающие КАРС*

И в результате можно добиться согласованных колебаний всех молекул среды fiber.

Согласно оценкам уровень сигнала в КАРС-методе по сравнению со спонтанным рамановским рассеянием в  $10^6$  раз выше.



# KARS. Stasionar rejim

$$\frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p = -i \left[ \gamma_p^s |A_s|^2 A_p + \gamma_p^{sa} A_p^* A_s A_a e^{-i\Delta z} + \gamma_p^a |A_a|^2 A_p \right]$$

$$\frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s = -i \left[ \gamma_s |A_p|^2 A_s + \gamma_s^{sa} A_p^2 A_a^* e^{i\Delta z} \right],$$

$$\frac{dA_a}{dz} + \delta_a A_a = -i \left[ \gamma_a |A_p|^2 A_a + \gamma_a^{sa} A_p^2 A_s^* e^{i\Delta z} \right]$$

$\chi_{p,s,a}^{(3)}$  - sırf xəyali mənfi kəmiyyətdir.

$$\gamma_p^s = \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \chi_s^{(3)*}(\omega_p = \omega_s - \omega_s + \omega_p),$$

$$\gamma_p^{sa} = \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \left[ \chi_{sa}^{(3)*}(\omega_p = \omega_a + \omega_s - \omega_p) + \chi_{sa}^{(3)*} \right]$$

$$\gamma_p^a = \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \chi_a^{(3)}(\omega_p = \omega_a - \omega_a + \omega_p),$$

$$\gamma_s = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} \chi_s^{(3)}(\omega_s = \omega_p - \omega_p + \omega_s), \quad \gamma_s^{sa} = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} \chi_{sa}^{(3)}(\omega_s = 2\omega_p - \omega_a),$$

$$\gamma_a = \frac{2\pi\omega_a}{cn_a} \chi_a^{(3)}(\omega_a = \omega_p - \omega_p + \omega_a), \quad \gamma_a^{sa} = \frac{2\pi\omega_a}{cn_a} \chi_{sa}^{(3)*}(\omega_a = 2\omega_p - \omega_s).$$

Bununla belə, əksər sırf Raman mühitləri üçün real qeyri rezonans elektron qavrayıcılığı rezonans hissəsi ilə müqayisədə kiçikdir, ona görə də aşağıdakı hesablamalarımızda bunu nəzərə almırıq. Təhlil dəqiq tezlik rezonansı halında, mühitin kubik həssaslığının sırf xəyali mənfi olduğu halda aparılır.

- Rena J. Kasumova, N.V. Kerimova, G.A. Safarova. *Фазовые эффекты при когерентном антистоксовом рассеянии света*. ЖПС, 2021, т. 88(1), 17-24 (Phase effects on coherent anti-Stokes Raman scattering. J of Applied Spectroscopy, 2021, 88(1), 17-24).

# Optik liflərdə KARS prosesində öz-özünə təsir effekti

$$\varphi_p(z) = -\gamma_p^{sa} \gamma_a^{sa} I_{p0} I_{so} \left( \gamma_a I_{p0} + \frac{\Delta - \gamma}{2} \right) \frac{z}{2\lambda^2} [1 - \text{sinc}(2\lambda z)], \quad \gamma = 2\gamma_p^s I_{so} + \gamma_a I_{po} - \gamma_s^* I_{po}$$

$$\lambda = \sqrt{\gamma_a^{sa} I_{po} (2\gamma_p^{sa} I_{so} - \gamma_s^{sa} I_{po}) - \frac{[(\delta_a - \delta_s - 2\delta_p) + i(\gamma_a I_{po} + \gamma_s^* I_{po} - 2\gamma_p^s I_{so} + \Delta)]^2}{4}}$$

həyəcan dalğasının faza sürəti (və deməli, mühitin sınma əmsalı) onun intensivliyindən  $I_{p0}$  asılıdır, başqa sözlə, işıq dalğasının öz-özünə təsir effekti müşahidə edilir.

Belə nəticəyə gəlirik ki, güclü dalğanın faza sürəti güclü dalğanın və Stoks dalğasının intensivliyinin dəyişməsi və qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında faza uyğunsuzluğu ilə dəyişir.

Optik lif üçün hesablamalarda  $n=1.46$  qəbul edirik. Stoks dalğasının güc sıxlığını  $=10^2$  Vt/cm<sup>2</sup>, doldurma dağası üçün bu qiymət  $= 2 \cdot 10^7$  V/cm<sup>2</sup>.

$$|\gamma_p^{sa}| = |\gamma_s^*| = |\gamma_a| = |\gamma_a^{sa}| = |\gamma_s^{sa}| = 1.34 \cdot 10^{-13} \text{ m/Vt.}$$

- Dörd dalğalı parametrik qarşılıqlı təsirin təhlili göstərir ki, qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasındakı faza münasibəti qeyri-xətti prosesin dinamikasına əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərir.
- Optik lifdə intensiv işıq dalğasının tezlik səpilməsinin qeyri-xətti optik prosesində qarşılıqlı təsir göstərən dalğalar arasında optimal faza münasibətinə birbaşa təsir edən **öz-özünə və çarpaz qarşılıqlı təsirlərin** nəzərə alınması vacibdir.
- Güclü dalğanın intensivliyini dəyişdirməklə, anti-Stoks komponentinin çıxış koherent intensivliyini **kontrol və idarə** etmək olar.
- Lazer radiasiyasının yüksək güclü sahəsində **öz-özünə və çarpaz modulyasiya effektlərinin** təsiri, anti-Stoks səpilmə komponentinin yaranması üçün şəraitin dəyişməsinə gətirib çıxarır.

# *Məcburi Mandelştam Brillüen Səpilməsi (MMBS)*

MMBS-nin analitik təhlili kvazistasionar yaxınlaşmada qısaldılmış tənliklər sistemindən istifadə etməklə aparılır:

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p &= i\gamma_p A_s A_{ak} e^{-i\Delta z}, & \gamma_p &= \frac{\omega_p^2}{2k_p c^2} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \\ \frac{dA_s}{dz} - \delta_s A_s &= -i\gamma_s A_p A_{ak}^* e^{i\Delta z}, & \gamma_s &= \frac{\omega_s^2}{2k_s c^2} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \\ \frac{dA_{ak}}{dz} + \delta_{ac} A_{ac} &= i\gamma_{ac} A_p A_s^* e^{i\Delta z}. & \gamma_{ac} &= \frac{k}{4\pi v^2} \rho_0 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \end{aligned}$$

- Rena J. Kasumova, N.V. Kerimova, G.A. Safarova. Фазовые эффекты при вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна. Оптика и спектроскопия, 2023, 131(1) 43-48. (Optics and Spectroscopy, 2023, v. 131, No.1)

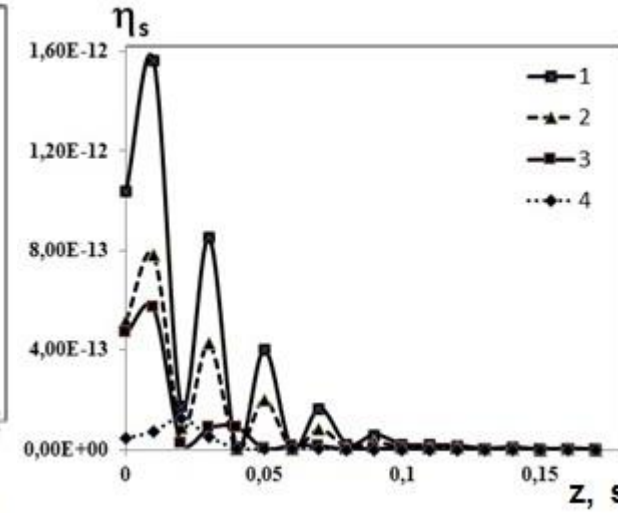
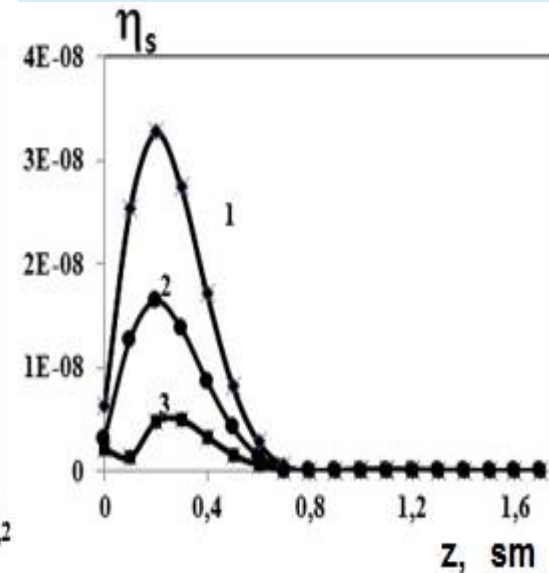
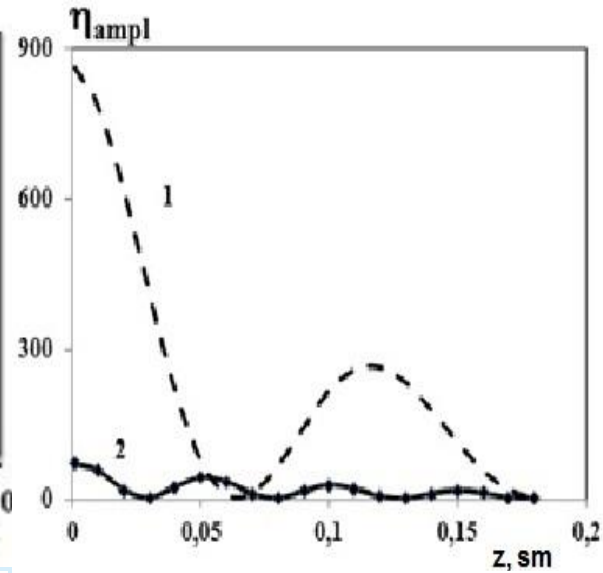
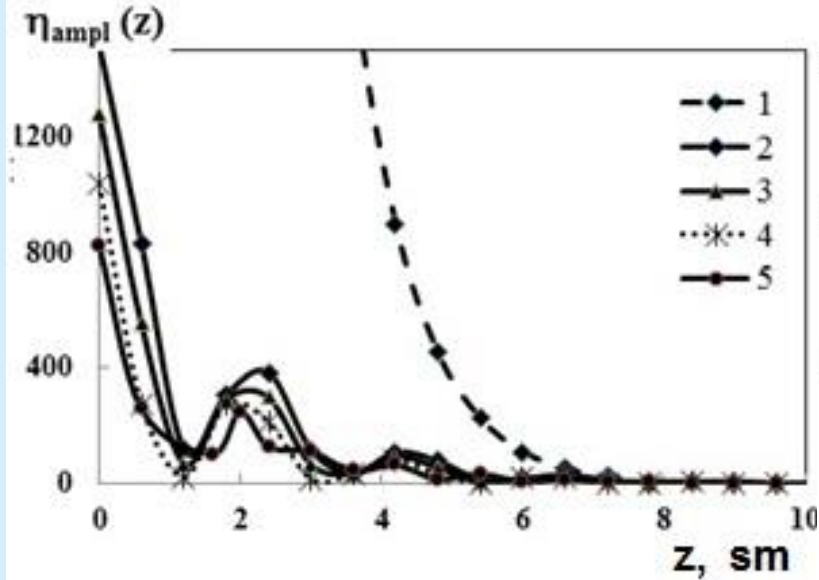
## *Məcburi Mandelştam Brillüen Səpilməsi*

$$A_s(z) = e^{-i\Delta \frac{z}{2}} \times \left[ \frac{i\gamma_s A_{po} A_{aco}^* \frac{\sin \lambda l}{\lambda} + A_{sl} e^{-i\Delta \frac{l}{2}}}{\cos \lambda l - \frac{i\Delta}{2} \cdot \frac{\sin \lambda l}{\lambda}} \times \right.$$

$$\left. \left( \cos \lambda l - \frac{i\Delta}{2} \cdot \frac{\sin \lambda z}{\lambda} \right) - i\gamma_s A_{po} A_{aco}^* \frac{\sin \lambda z}{\lambda} \right],$$

$$\lambda = \sqrt{\Gamma_p^2 - \Gamma_{ac}^2 + \frac{\Delta^2}{4}}, \quad I_j = A_j A_j^*, \quad \Gamma_p^2 = \gamma_s \gamma_{ac} I_{po}, \quad \Gamma_{ac}^2 = \gamma_s \gamma_p I_{aco}.$$

# Мәجبурі Манделштам Бриллюен Сәпилмәси



**Рис.1.** Зависимость коэффициента усиления стоксовой компоненты  $\eta_{ampl} = I_s(z)/I_{sl}$  от длины нелинейной среды  $z$  при  $\Delta = 0$ ,  $\delta_s = \delta_p = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\delta_{ak} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$  для  $I_{po} = 2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  (кривая 5) и  $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  (кривые 2-4) и  $I_{ako} = 0$  (кривые 4 и 5),  $2000 \text{ W/cm}^2$  (кривая 3),  $4000 \text{ W/cm}^2$  (кривая 2). Кривые 2-5 рассчитаны в ПЗИ, а штриховая кривая 1 в ПЗП.

**Рис. 2.** Зависимость коэффициента усиления стоксовой компоненты  $\eta_{ampl} = I_s(z)/I_{sl}$  от длины нелинейной среды  $z$  при  $\Delta = 0$ ,  $\delta_p = 0$ ,  $\delta_{ac} = 10 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_{aco} = 50 \text{ W/cm}^2$  для  $I_{po} = 9 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  (кривая 1) и  $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  (кривая 2).

**Рис. 3.** Зависимость эффективности преобразования стоксовой компоненты  $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$  от длины нелинейной среды  $z$  при  $\Delta = 0$ ,  $\delta_p = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_{po} = 5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$  для  $\delta_{ac} = 5 \text{ cm}^{-1}$  (кривые 1-2),  $7 \text{ cm}^{-1}$  (кривая 3) и  $I_{aco} = 4000 \text{ W/cm}^2$  (кривые 1 и 3),  $2000 \text{ W/cm}^2$  (кривая 2).

**Рис. 4.** Зависимость эффективности преобразования стоксовой компоненты  $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$  от длины нелинейной среды  $z$  при  $\Delta = 0$ ,  $I_{po} = 9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ,  $\delta_p = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\delta_{ac} = 80 \text{ cm}^{-1}$  (кривая 4),  $60 \text{ cm}^{-1}$  (кривая 3),  $40 \text{ cm}^{-1}$  (кривые 1-2) и  $I_{aco} = 100 \text{ W/cm}^2$  (кривые 2-4) и  $200 \text{ W/cm}^2$  (кривая 1).



# *Məcburi Mandelştam Brillüen Səpilməsi*

Qeyri-xətti mühitdə dalğaların yayılması prosesində, qeyri-xətti qarşılıqlı təsir nəticəsində iki növ dalğanın əks dalğa paketləri arasında enerji mübadiləsi baş verir: bir istiqamətdə yayılan dalğalar (doldurma və akustik dalğalar) və əks istiqamətdə səpilən Stoks dalğası.

## **Nəticədə**

- doldurma dalğasının və akustik dalğanın enerjisi Stoks dalğasının enerjisinə keçir,
- Stoks dalğası mənfi  $z$  istiqamətində gücləndirilir, doldurma<sup>51</sup> dalğası isə yayıldıqca zəifləyir

# *Məcburi Mandelştam Brillüen Səpilməsi*

Təhlil göstərir ki,

- sinxronizm şərti ödənilən zaman qarşılıqlı təsirin istənilən mərhələsində qeyri-xətti səpilmə prosesini öyrənmək və məsələnin tələb olunan parametrləri (akustik və doldurma dalğalarının itkiləri, Stoks və akustik dalğaların giriş intensivliyi) üçün  $z$  -nin ixtiyari qiymətində istənilən səpilmə mərhələsində doldurma intensivliyinin optimal qiymətini almaq olar.
- qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların itkiləri və intensivliklərinin qiymətlərini seçməklə MMBS prosesinin sürətini idarə etmək mümkündür.
- bu zaman Stoks komponentinin səpilmə effektivliyi də qeyri-xətti mühitin ümumi uzunluğundan asılıdır.

# *Lazerlər texnologiyaları*

*üç sütun üzərində qurulur*

*Lazerlər fizikası*

*Q/x optika*

*Fotonika*



*Diqqətiniz üçün*  
*təşəkkürlər*