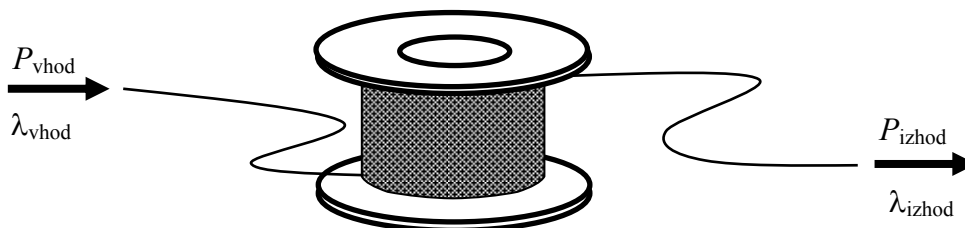


10. Nelinearni pojavi v optičnem vlaknu

V komunikacijskih sistemih optično vlakno običajno obravnavamo kot linearni prenosni medij. To pomeni, da je izhodna optična moč pri dani valovni dolžini preprosto sorazmerna vhodni optični moči pri isti valovni dolžini. Linearni preprosto sorazmernostni faktor je slabljenje optičnega vlakna.

Prikažimo linearno obnašanje optičnega vlakna na praktičnem primeru 10 km dolgega optičnega vlakna iz slike 1. Vzemimo, da ima optično vlakno pri valovni dolžini 1300 nm slabljenje 0,3 dB/km. Slabljenje 10 km dolgega vlakna na takšnem kolutu znaša 3 dB. Če v to vlakno pošljemo signal z močjo 1 mW pri valovni dolžini 1300 nm, bo po linearnem odzivu, pri isti valovni dolžini iz njega izšel signal z močjo 0,5 mW. Linearen odziv se pričakuje tudi, če v vlakno sklopimo signal 5 mW pri 1300 nm. Iz njega namreč izide signal polovične moči, torej 2,5 mW. Podobno lahko izračunamo katerokoli izhodno moč, če poznamo moč na vhodu sklopljene svetlobe. Takšen odziv optičnega vlakna je popolnoma linearen.



Slika 1: Kolut enorodovnega optičnega vlakna kot prenosni medij za optični signal.

Vendar se tudi optično vlakno, kot vsak realni fizikalni sistem začne odzivati nelinearno, ko je le-ta prekrmiljen. V primeru, da v vlakno sklopimo optični signal večjih moči (preko 20 dBm), se lahko zgodi, da iz njega dobimo pri isti valovni dolžini mnogo manj, kot je vpliv slabljenja. Možni so celo primeri, ko v vlakno sklopimo svetlobo zgolj ene valovne dolžine, iz njega pa izhaja svetloba na več valovnih dolžinah. V teh primerih se optično vlakno obnaša kot nelinearni medij.

Nelinearni pojavi v optiki so posledica interakcije svetlobe s snovjo. Za vzbujanje nelinearnih pojavov v snovi je potrebna izjemna koncentracija moči, ki jo v optiki, za razliko od mikrovalov, kjer je valovna dolžina velika, lahko dosežemo. Nelinearni pojavi so učinkoviti, če sta gostota moči in interakcijska dolžina dovolj veliki. Zaradi slednjega so pogoji za nastanek nelinearnih pojavov v optičnem vlaknu neprimerno ugodnejši kot v homogeni snovi.

Primer:

Izračunajte gostoto optične moči v jedru enorodovnega optičnega vlakna s premerom jedra 10 μm , po katerem potuje signal moči 20 dBm.

Površina jedrega prereza znaša $A_{\text{eff}} = \pi \cdot r^2 = \pi \cdot (5 \mu\text{m})^2 = 80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

Moč v linearnih enotah je $P[\text{mW}] = 10^{\frac{P[\text{dBm}]}{10}} = 10^{\frac{20 \text{ dBm}}{10}} = 100 \text{ mW}$

Gostota moči znaša

$$S = \frac{P}{A_{\text{eff}}} = \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2 = \underline{\underline{1,25 \text{ GW/m}^2}} = 125 \text{ kW/cm}^2$$

Do nelinearnih pojavov v optičnem vlaknu pride najpogosteje zaradi visokih optičnih moči. Z močjo inducirane nelinearnosti so stopile v ospredje z izumom in uveljavitvijo optičnega vlakenskega ojačevalnika. Optični ojačevalniki lahko obenem ojačajo optični signal v vseh kanalih, z različnimi valovnimi dolžinami, in s tem nadomestijo električne repetitorje, ki so izdelani za vsak kanal posebej.

To dovoljuje multipleksiranje mnogo več optičnih kanalov na enem optičnem vlaknu, kot je ekonomsko smotno s pomočjo optoelektričnih repetitorjev.

Ker pridejo nelinearni pojavi do izraza pri visokih optičnih močeh ali dolgih razdaljah, morajo biti sistemi z valovno-dolžinskim multipleksiranjem (angl. Wavelength Division Multiplexing – WDM) skrbno načrtovani. Čeprav je moč posameznega kanala običajno pod mejo za nastanek nelinearnih pojavov, je seštevek celotne moči vseh kanalov lahko nad to mejo. Kombinacija visoke optične moči in velikega števila kanalov, ki so blizu skupaj, je idealna za nastanek mnogih primerov nelinearnosti.

Nelinearni pojavi imajo za razliko od linearnih pojavov posebne lastnosti. Najpomembnejša značilnost je ta, da sta lomni količnik in z njim hitrost širjenja svetlobe po optičnem vlaknu odvisna od gostote moči.

$$n = n_0 + n_1' E + n_2' E^2 + n_3' E^3 + \dots \quad (1)$$

Pri obravnavi nelinearnosti v optičnem vlaknu se je potrebno zavedati, da pri nelinearnih sistemih načelo superpozicije ne velja. Nelinearnosti optičnega vlakna lahko vplivajo na valovno dolžino svetlobe, ki se pri potovanju spremeni. Nelinearnosti optičnega vlakna pa omogočajo tudi interakcija svetlobe s svetlobo.

Pojav, ko električno polje stiska molekule snovi, imenujemo elektrostrikcija. Linearno odvisnost od jakosti električnega polja imenujemo Pockelsov pojav in je v optičnem vlaknu zaradi simetrijskih lastnosti SiO₂ stekla neopazna. Kvadratična odvisnost lomnega količnika od jakosti električnega polja, ki jo imenujemo Kerrov pojav, je v optičnem vlaknu mnogo bolj opazna in ima resne posledice na prenosnem signalu.

10.1. Kerrov pojav

Lomni količnik SiO₂ optičnega vlakna je sestavljen iz linearnega dela in majhnega nelinearnega dela.

$$n = n_0 + n_2 S \quad (2)$$

Linearni del je tisti del, ki ga vsi poznamo in ga tudi običajno navajamo kot lomni količnik vlakna. Je brez enot in njegova vrednost znaša približno 1,451. Le-ta je tudi odvisen od frekvence in zato vnaša barvno disperzijo na optični signal, ki potuje po steklenem optičnem vlaknu.

Nelinearni del lomnega količnika pa sestavlja produkt gostote moči S in lomnega količnika drugega reda n_2 . S tem dobi lomni količnik drugega reda enoto m²/W. Nelinearni lomni količnik v SiO₂ vlaknih je odvisen od dopantov in njegove koncentracije. Z GeO₂, ki je tipični dopant v jedru optičnega vlakna z namenom povečanja lomnega količnika, se nelinearni lomni količnik povečuje linearno z GeO₂ koncentracijo.¹ Njegova tipična vrednost za kremenovo vlakno pa znaša približno 2,61·10⁻²⁰ m²/W za valovne dolžine okrog 1550 nm.

Ker je vrednost nelinearnega koeficienta majhna, so potrebne visoke jakosti za doseganje intenzitetno odvisne komponente primerljive s konstantnim členom.

Primer:

Izračunajte spremembo lomnega količnika, če po enorodovnem optičnem vlaknu z efektivno površino jedra 80 μm² potuje signal moči 20 dBm. Lomni količnik drugega reda za SiO₂ vlakno znaša $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-20}$ m²/W.

$$\Delta n = n_2 \cdot S = n_2 \cdot \frac{P}{A_{\text{eff}}} = 2,5 \cdot 10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}} \cdot \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = \underline{\underline{3 \cdot 10^{-11}}}$$

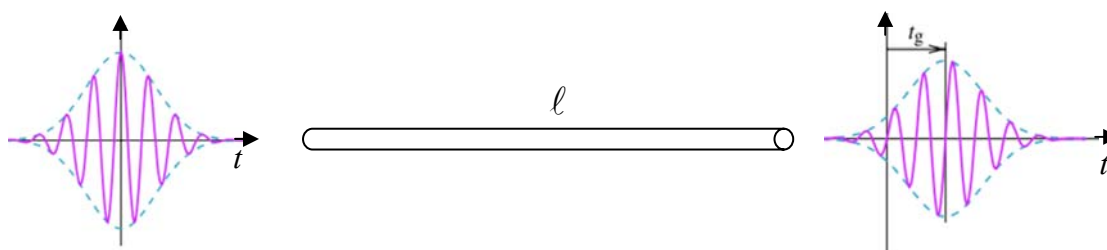
¹ Nakajima, K., et al. (2002), Dopant dependence of effective nonlinear refractive index in GeO₂- and F-doped core single-mode fibers, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 14, pp. 492-494

Sprememba lomnega količnika je zelo majhna, vendar na znatni dolžini vlakna pride do izraza in izzove nezanemarljive pojave. Do spremembe lomnega količnika pride zelo hitro, saj je Kerrov pojav v optičnem vlaknu trenuten; njegov odzivni čas je reda 10^{-15} s.

10.2. Kerrov pojav pri enofrekvenčnih signalih – Lastna fazna modulacija

Čisto običajno je, da optična prenosna pot iz optičnega vlakna z lomnim količnikom n_0 povzroči na prenosnem signalu skupinsko zakasnitev t_g , kot prikazuje slika 2. Zakasnjeni signal na celotni prenosni optični poti opravi fazni zasuk

$$\varphi = k \cdot \ell = n_0 \cdot k_0 \cdot \ell = n_0 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell. \quad (3)$$



Slika 2: Optični signal na vhodu in izhodu optičnega vlakna.

Primer:

Izračunajte fazni zasuk optičnega signala valovne dolžine 1550 nm, ki prepotuje 10 km optičnega vlakna. Lomni količnik za SiO_2 vlakno znaša $n=1,451$.

$$\varphi = n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = 1,451 \cdot \frac{2\pi}{1550 \cdot 10^{-9} \text{ m}} \cdot 10 \text{ km} \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ rd}$$

Ker je lomni količnik vlakna odvisen od gostote moči optičnega signala, prisotnost optičnega signala v vlaknu spremeni lomni količnik. Zaradi spremembe lomnega količnika pride do spremembe v faznem zasuku

$$\Delta\varphi = \Delta n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = n_2 \cdot S \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell \quad (4)$$

Primer:

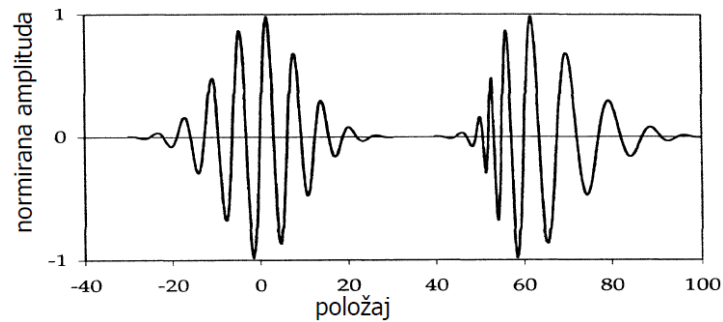
Izračunajte spremembo faznega zasuka optičnega signala valovne dolžine 1550 nm in moči 100 mW, ki prepotuje 10 km optičnega vlakna z efektivno površino jedra $80 \mu\text{m}^2$. Lomni količnik drugega reda za SiO_2 vlakno znaša $n_2=2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

$$\Delta n = n_2 \cdot \frac{P}{A_{\text{eff}}} = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W} \cdot \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = \underline{\underline{3 \cdot 10^{-11}}}$$

$$\Delta\varphi = \Delta n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = 3 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{2\pi}{1550 \cdot 10^{-9} \text{ m}} \cdot 10 \text{ km} = \underline{\underline{1,3 \text{ rd}}}$$

Sprememba v faznem zasuku je sicer majhna v primerjavi s celotno spremembo faze na prenosni poti, vendar zaradi velikega razmerja v dolžini vlakna proti valovni dolžini lahko pričakujemo pojav nelinearnosti.

Lastna fazna modulacija je nelinearni pojav, ki se zgodi kot posledica nelinearne odvisnosti lomnega količnika od amplitude optične moči. Pri potovanju optičnega impulza po optičnem vlaknu pride zaradi sprememb intenzitete znotraj impulza do različnih faznih premikov med delom impulza z visoko in nizko intenziteto, kot prikazuje slika 3. To vodi v spektralno razširitev impulza, ki pa se v enokanalnih sistemih lahko uporabi tudi za kompenzacijo disperzije.



Slika 3: Optični impulz na vhodu v vlakno in na njegovem izhodu, po preoblikovanju zaradi lastne fazne modulacije.

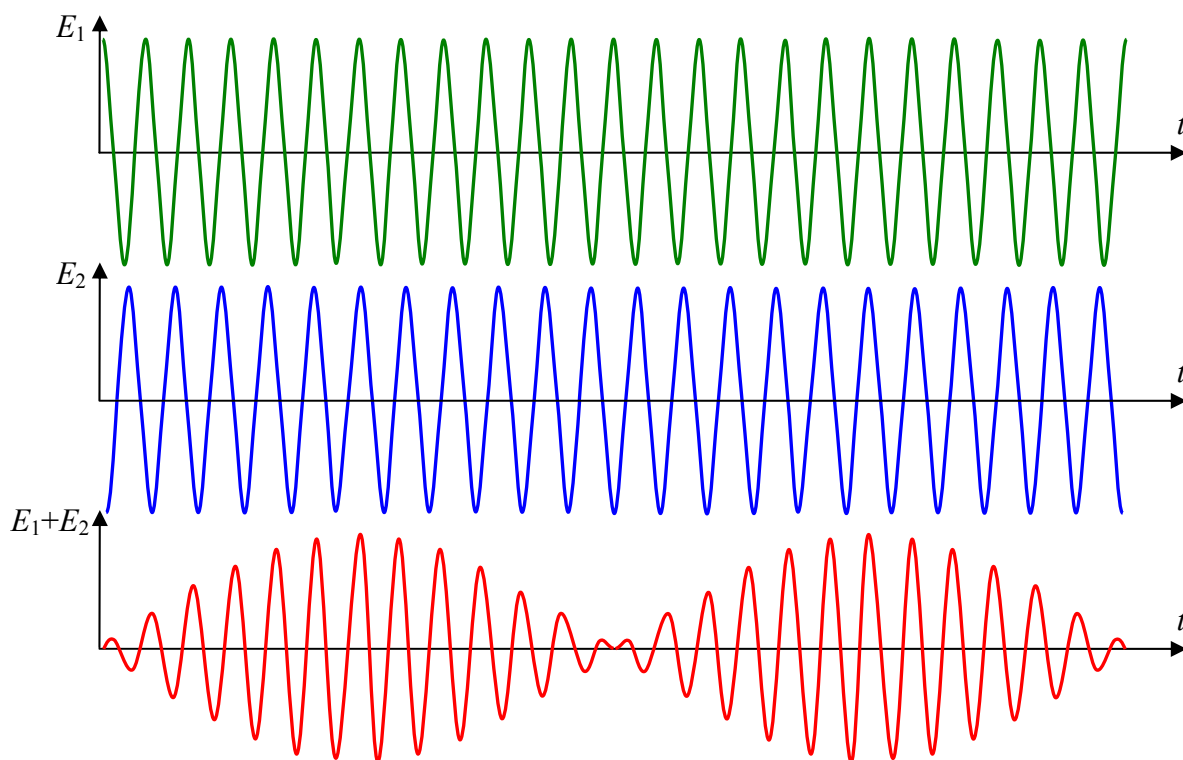
10.3. Kerrov pojav pri dvofrekvenčnih signalih – Štirivalovno mešanje in prečna fazna modulacija

Nelinearnosti pridejo zelo do izraza pri WDM sistemih, ko po optičnem vlaknu potuje več signalov na različnih valovnih dolžinah. Vzemimo primer, ko po optičnem vlaknu potujeta dva signala z valovnima dolžinama λ_1 in λ_2 , ki jima pripadata moči P_1 in P_2 . Fazni zasuk zaradi Kerrovega pojava znaša

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\ell n_2}{\lambda_0 A} \cdot P \quad (7)$$

pri čemer je P trenutna moč v optičnem vlaknu. Pri tem se je potrebno zavedati, da se v optičnem vlaknu seštevajo električna polja in ne moči. Vzemimo dva monokromatska vala, ki se razširjata po optičnem vlaknu. Za oba privzemimo isto polarizacijo, kar nam omogoči, da pišemo električno polje brez vektorskega znaka. V tem primeru je vršna vrednost električnega polja seštevek posameznih monokromatskih valov, kot prikazuje slika 4. Ko sta polji v fazi, nastopi konstruktivna interferenca in obratno destruktivna interferenca, ko sta polji v protifazi.

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) = E_{o1} \cos \omega_1 t + E_{o2} \cos \omega_2 t \quad (8)$$



Slika 4: Nihanje električnega polja dveh monokromatskih virov enakih amplitud in različnih frekvenc ($\omega_1 > \omega_2$) ter njun medsebojni interferenčni vzorec.

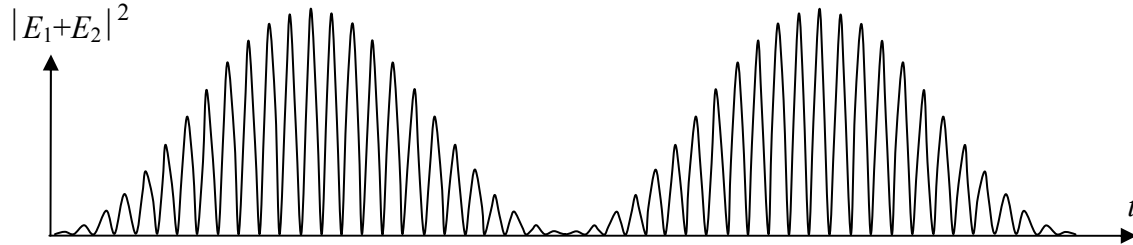
Optična moč je premosorazmerna kvadratu električnega polja.

$$P = A \frac{|E(t)|^2}{2Z} = \frac{A}{2Z} (E_1(t) + E_2(t))^2 = \frac{A}{2Z} (E_{o1} \cos \omega_1 t + E_{o2} \cos \omega_2 t)^2 \quad (9)$$

$$P = \frac{A}{2Z} (E_{o1}^2 \cos^2 \omega_1 t + 2E_{o1}E_{o2} \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t + E_{o2}^2 \cos^2 \omega_2 t) \quad (10)$$

$$P = \frac{A}{2Z} \left(\frac{E_{o1}^2}{2} (1 + \cos 2\omega_1 t) + E_{o1} E_{o2} (\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t) + \frac{E_{o2}^2}{2} (1 + \cos 2\omega_2 t) \right)$$

Iz tega sledi, da optična moč v vlaknu utripa, kot prikazuje slika 5. Spreminjanje moči je sorazmerno z interferenčnim vzorcem, ki ga je povzročila vsota izhodiščnih monokromatskih polj.



Slika 5: Nihanje moči kot posledica interferenčnega vzorca seštevka dveh električnih polj.

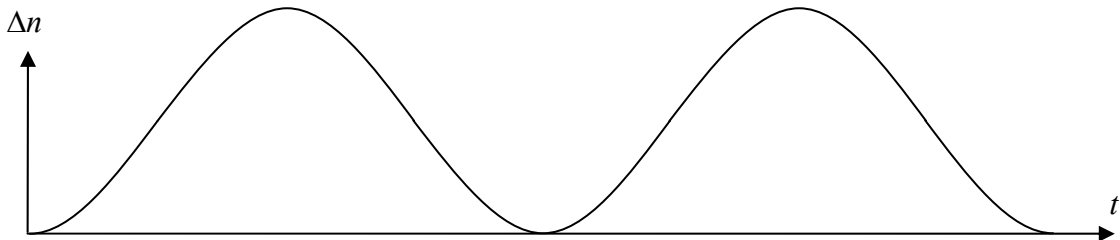
Dvojna frekvenca je previsoka, da bi z njo nihala moč signala, ki se širi po optičnem vlaknu, zato vse člene z dvojno frekvenco ne upoštevamo.

$$P = \frac{A}{2Z} \left(\frac{E_{o1}^2}{2} + E_{o1} E_{o2} (\cos(\omega_1 - \omega_2)t) + \frac{E_{o2}^2}{2} \right) \quad (12)$$

Interferenca med dvema signaloma povzroči interferenčni vzorec frekvence $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$. Izkaže se, da je povprečna moč rahlo modulirana z razliko frekvenc.

$$\langle P \rangle = P_1 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\Delta\omega)t + P_2 \quad (13)$$

Sprememba moči preko Kerrovega pojava spreminja lomni količnik v jedru optičnega vlakna, ker je le-ta odvisen od gostote moči, ki potuje po optičnem vlaknu. Potemtakem interferenčni vzorec povzroči nastanek periodične strukture lomnega količnika, kot ga prikazuje slika 6.



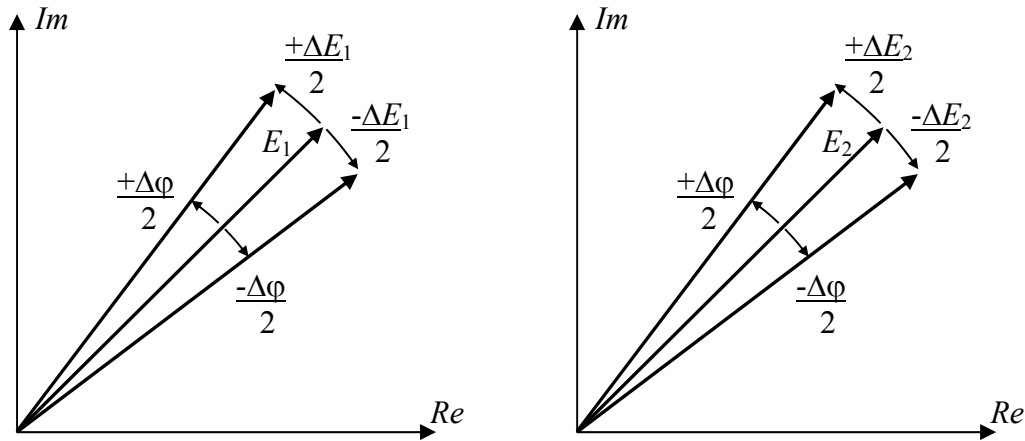
Slika 6: Lomni količnik v jedru optičnega vlakna je preko Kerrovega pojava moduliran z nihanjem celotne moči, ki se širi po vlaknu.

Ta periodična struktura lomnega količnika vpliva na en in drugi val električnega polja, ki potujeta po optičnem vlaknu. Vpliv se kaže kot sprememba faze enega in drugega signala. Fazni zasuk pa znaša

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi\ell}{\lambda_0} \cdot \Delta n = \frac{2\pi\ell}{\lambda_0} \cdot n_2 \cdot S = \frac{2\pi\ell n_2}{\lambda_0} \cdot \frac{P}{A_{\text{eff}}} = \frac{2\pi\ell n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \cdot (P_1 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\Delta\omega)t + P_2) \quad (14)$$

Zaradi spremembe faze vektor električnega polja opleta okrog svoje izhodiščne lege, kot to prikazuje slika 7. Odmik vektorja električnega polja znaša

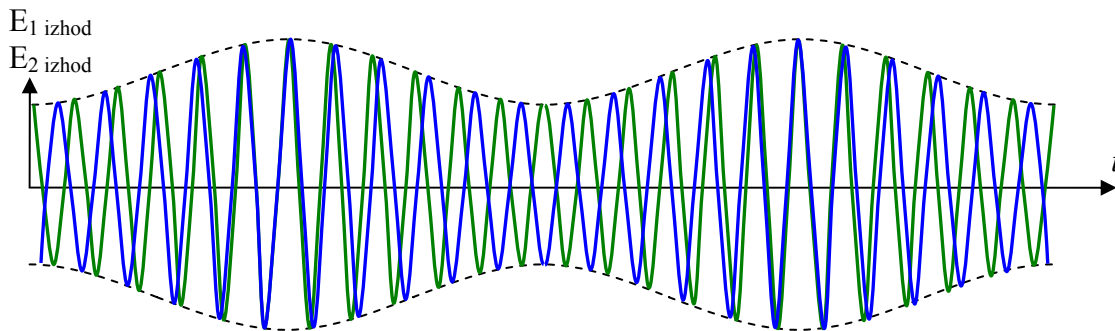
$$\Delta E_1(t) = E_1(t) \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \right) \cdot 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \Delta\omega t. \quad (15)$$

Slika 7: Električni polji E_1 in E_2 opleta za ΔE .

Če vektor električnega polja zapišemo s časovno spreminjajočo se funkcijo, dobimo

$$\Delta E_1(t) = E_{o1} \cos \omega_1 t \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \right) \cdot 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \Delta\omega t. \quad (16)$$

Električni polji E_1 in E_2 na izhodu se torej spreminjata, kot prikazuje slika 8.



Slika 8: Lomni količnik v jedru optičnega vlakna je preko Kerrovega pojava moduliran z nihanjem celotne moči, ki se širi po vlaknu.

Ko razčlenimo produkt kotnih funkcij v izrazu (16), dobimo

$$\Delta E_1(t) = E_{o1} \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \right) \cdot \sqrt{P_1 P_2} (\cos(\omega_1 + \Delta\omega)t + \cos(\omega_1 - \Delta\omega)t). \quad (17)$$

Električno polje je potemtakem sestavljeno iz dveh delov, pri čemer vsak del niha na svoji frekvenci.

$$\Delta E_1(t) = E_{o1} \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \right) \cdot \sqrt{P_1 P_2} \cdot \cos(\omega_1 + \Delta\omega)t + E_{o1} \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \right) \cdot \sqrt{P_1 P_2} \cdot \cos(\omega_1 - \Delta\omega)t \quad (18)$$

Sedaj lahko izračunamo optično moč, ki jo prenaša vsak izmed delov električnega polja. Optična moč je premo sorazmerna kvadratu električnega polja in prvi del moči na frekvenci $\omega_1 + \Delta\omega$ znaša

$$P_{(\omega_1 + \Delta\omega)} = \frac{A_{\text{eff}}}{2Z} \left| \Delta E_{1,(\omega_1 + \Delta\omega)}(t) \right|^2. \quad (19)$$

$$P_{(\omega_1+\Delta\omega)} = \frac{A_{\text{eff}}}{2Z} E_{o1}^2 \cdot \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot P_1 P_2 = \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot P_1^2 P_2 \quad (20)$$

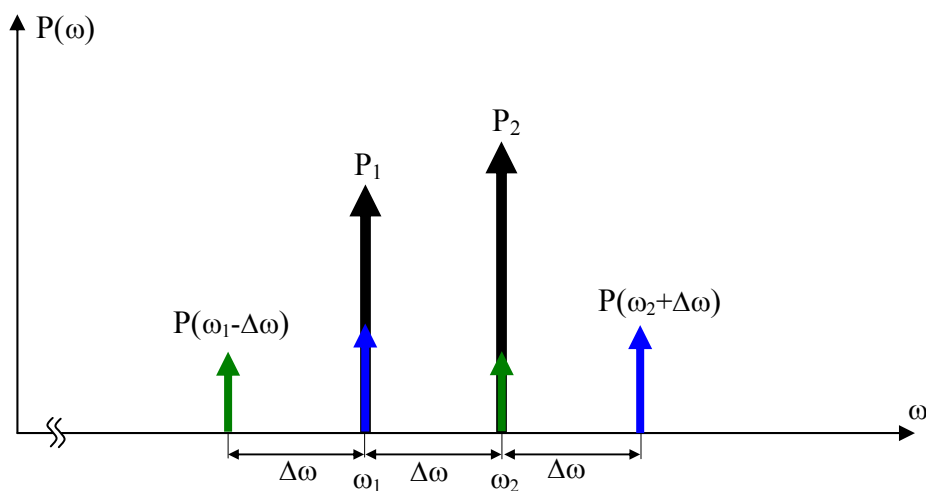
Tudi drugi del moči ima isto vrednost, vendar na frekvenci $\omega_1 - \Delta\omega$.

$$P_{(\omega_1-\Delta\omega)} = \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot P_1^2 P_2 \quad (21)$$

Izkaže se, da fazna modulacija električnega polja E_1 povzroči nastanek dveh stranskih bokov na obeh straneh signala s frekvenco ω_1 . Eden stranski bok prispeva k povišanju signala na frekvenci ω_2 , drugi pa nastanku signala s frekvenco $2\omega_1 - \omega_2$, kot prikazuje slika 9.

Podoben proces se zgodi na signalu E_2 , ki pripomore k povečanju signala na frekvenci ω_1 in nastanku signala s frekvenco $2\omega_2 - \omega_1$. Vrednost novo generiranega mešalnega produkta pa znaša.

$$P_{(\omega_2+\Delta\omega)} = P_{(\omega_2-\Delta\omega)} = \left(\frac{2\pi n_2 \ell}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot P_1 P_2^2 \quad (22)$$



Slika 9: Optični spekter z mešalnimi produkti.

Mešalni produkti, ki sovpadajo z obstoječimi nosilci, povzročajo presluh. Pripadajoč pojav imenujemo prečna fazna modulacija (XPM). Preostale produkte imenujemo štirivalovno mešanje (FWM) in ga v radijskih komunikacijah poznamo pod imenom intermodulacijsko popačenje (IMD).