

Ramanovské a parametrické zesilovače a lasery

Pavel Honzátko

Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR, Praha

FJFI ČVUT, Zimní semestr 2013



Osnova

- 1 Ramanovské zesilovače
 - Úvod
 - Teorie ramanovských zesilovačů
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně a časově rozloženým pulzním čerpáním
 - Ramanovské zesilovače - Shrnutí

- 2 Ramanovské lasery

- 3 Vláknové optické parametrické zesilovače

Outline

- 1 Ramanovské zesilovače
 - Úvod
 - Teorie ramanovských zesilovačů
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně a časově rozloženým pulzním čerpáním
 - Ramanovské zesilovače - Shrnutí
- 2 Ramanovské lasery
- 3 Vláknové optické parametrické zesilovače

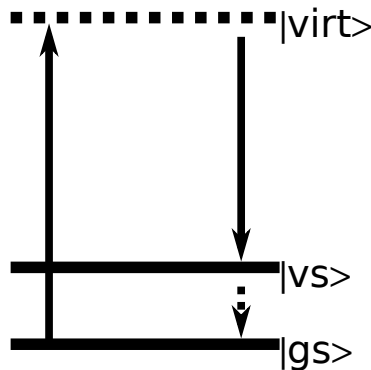
Stimulovaný ramanovský rozptyl

Stimulovaný ramanův rozptyl (Stimulated Raman scattering, SRS)

Signálový foton indukuje neelastický rozptyl čerpacího fotonu o vyšším kmitočtu v nelineárním prostředí za vzniku optického fononu.



Chandrasekhara
Venkata Raman
*7.11. 1888,
†21.11.1970
N.C.F. 1930



Další rozptylové efekty v optických vláknech

Stimulovaný Brillouinův rozptyl (Stimulated Brillouin Scattering, SBS)

Neelastický rozptyl na akustických fononech.

Nejsilnější nelineární jev v optických vláknech

Rozptýlené fotony mají opačný směr, než fotony signálové a mají kmitočet o 10 GHz nižší.

Spektrální šířka SBS je 80-100 MHz.

Rayleighův rozptyl (Rayleigh scattering, RS)

Elastický rozptyl na mikroskopických nehomogenitách v indexu lomu, které zamrznou při výrobě vlákna.

Hlavní zdroj útlumu moderních vláken

$$\alpha_{RS} = \frac{0.75 + 66\Delta n}{\lambda^4}, \quad [dB/km; -, \mu m]$$

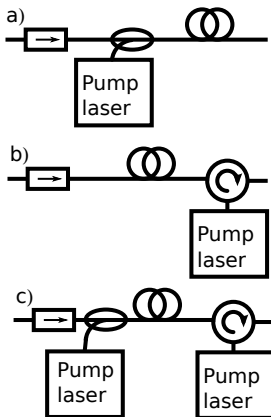
SMF28:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx \sqrt{2n_2\Delta n} = 0.14,$$

$$\Delta n = 0.007,$$

$$\alpha \approx 0.2 \text{ dB/km.}$$

Tři konfigurace ramanovských zesilovačů



- a) Konfigurace s posměrným čerpáním*)
- b) Konfigurace s protisměrným čerpáním
- c) Konfigurace s obousměrným čerpáním

*) Na Zemi existují čtyři světové strany: posměr, protisměr, střed a okraj.

Soustava vázaných rovnic

$$\begin{aligned}\frac{dP_s}{dz} &= g_R P_p P_s - \alpha_s P_s, \\ \pm \frac{dP_p}{dz} &= -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R P_p P_s - \alpha_p P_p,\end{aligned}$$

kde

g_R [$W^{-1}m^{-1}$] je koeficient ramanovského zesílení

$\alpha_{s,p}$ jsou útlumové koeficienty signálu a čerpání

$\omega_{s,p}$ jsou úhlové kmitočty signálu a čerpání,

znak "+" před druhou rovnicí se vztahuje k posměrnému,

znak "-" k protisměrnému čerpání.

Řešení soustavy vázaných rovnic pro posměrné čerpání a malý signál

Nevyprázdňené čerpání = signál je slabý, nepůsobí na čerpání

$$\frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p P_p$$

$$\frac{dP_p}{P_p} = -\alpha_p dz$$

$$\int_0^L \frac{dP_p}{P_p} = \ln \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = -\alpha_p L$$

Vývoj čerpání podél zesilovacího vlákna

$$P_p(L) = P_p(0) \exp(-\alpha_p L).$$

Řešení soustavy vázaných rovnic pro posměrné čerpání a malý signál

Dosadíme rovnici popisující čerpání do signálové rovnice

$$\frac{dP_s}{dz} = g_R P_p(0) \exp(-\alpha_p z) P_s - \alpha_s P_s$$

$$\frac{dP_s}{P_s} = [g_R P_p(0) \exp(-\alpha_p z) - \alpha_s] dz$$

$$\int_0^L \frac{dP_s}{P_s} = \ln \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = -\frac{g_R P_p(0)}{\alpha_p} \exp(-\alpha_p z) \Big|_0^L - \alpha_s L$$

Vývoj signálu podél zesilovacího vlákna

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_R P_p(0) L_{\text{eff}} - \alpha_s L)$$

kde

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p}$$

je efektivní délka vlákna, která je dána jeho skutečnou délkou L a útlumem na čerpací vlnové délce α_p .

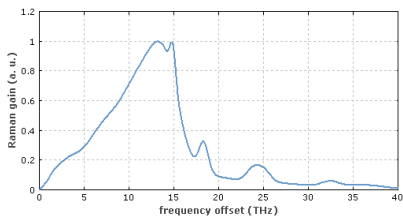
Řešení soustavy vázaných rovnic pro protisměrné čerpání a malý signál

$$-\frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p P_p, \text{ s počáteční podmínkou } P_p(z = L) = P_p(L)$$

Vývoj čerpání a signálu podél zesilovacího vlákna

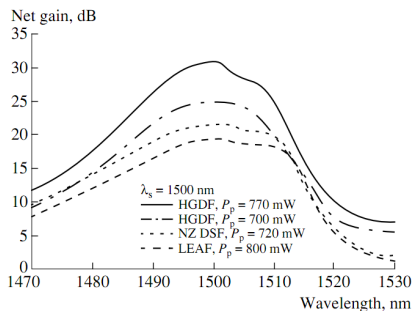
$$P_p(z) = P_p(L) \exp[-\alpha_p(L - z)],$$
$$P_s(L) = P_s(0) \exp[g_R P_p(L) L_{\text{eff}} - \alpha_s L].$$

Závislost zisku na odladění



- Maximální zisk při odladění signálu od čerpání o 13.2 THz neboli 440cm^{-1} .
- Maximální zisk na 1550 nm je dosažen při čerpání na 1451 nm.
- Koeficient ramanovského zesílení je nepřímo úměrný vlnové délce čerpání.

Závislost zisku na typu vlákna



Ramanovský zisk pro různá vlákna
čerpaná na vlnové délce 1407 nm.

Převzato z Bufetov et al., Laser Physics, Vol. 11, No. 1, 2001, pp. 130–133.

HGDF - Highly germanium doped fiber,
23 mol % GeO_2

NZDSF - Non-zero dispersion shifted
fiber

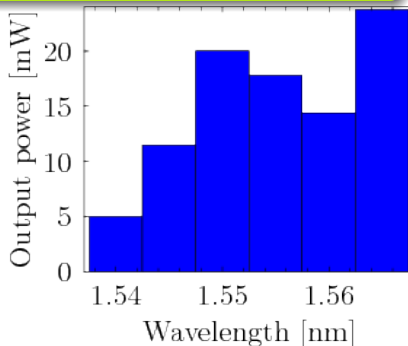
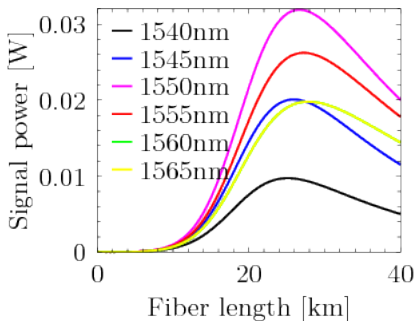
LEAF - Large-effective-core-area fiber,
G.655

Abrev.	Délka [km]	g_R [dB/km/W]	α_P [dB/km]	α_S [dB/km]
HGDF	5.5	18.9	1.46	1.06
NZDSF	25	3.1	0.31	0.20
LEAF	25	2.8	0.34	0.24

Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním

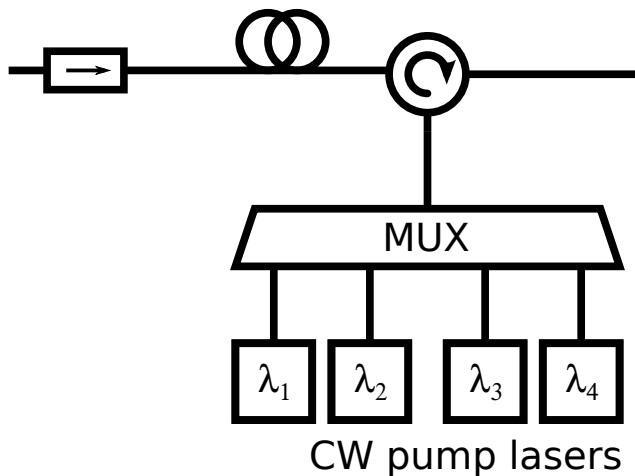
Koeficient ramanovského zisku závisí na vlnové délce

Problém ve vlnově multiplexovaných systémech, t.j. mnohokanálových systémech se spektrální roztečí kanálů 100 GHz ($\approx 0.8\text{nm}$), které požadují ploché zesílení v pásmu širokém několik desítek nanometrů.



Čerpaní na jedné vlnové délce 1451nm.

Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním



Soustava vázaných rovnic pro ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním

$$\frac{dP_i}{dz} = \pm \left[-\alpha_i + \sum_{j=1}^{i-1} g_{ij} P_j - \sum_{j=i+1}^N \frac{\lambda_j}{\lambda_i} g_{ij} P_j \right] P_i, \quad (1)$$

kde

g_{ij} [$W^{-1}m^{-1}$] je koeficient ramanovského zesílení vlny i způsobené čerpáním vlnou j

α_i je útlumový koeficient vlny i

λ_i je vlnová délka vlny i ,

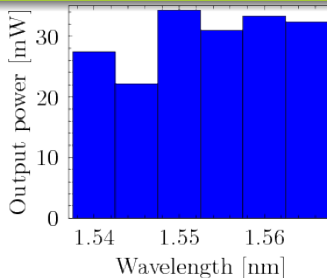
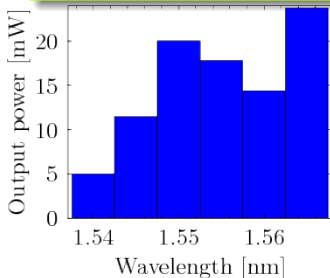
znak "+" před pravou stranou se vztahuje k posměrnému,

znak "-" k protisměrnému čerpání.

Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním

Ekvalizace zisku čerpáním na 4 vlnových délkách

- ⊕ Vyrovnání zisku
- ⊖ Čerpací vlny se navzájem ovlivňují
- ⊖ Krátkovlnné čerpání zesiluje dlouhovlnné

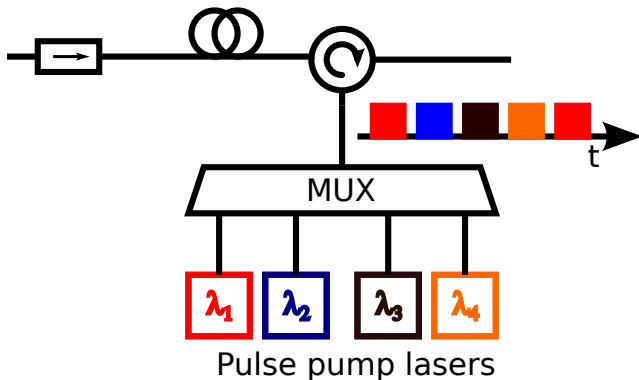


Čerpání na vlnových délkách 1430, 1440nm, 1450nm a 1460nm
výkonem 0.8, 0.35, 0.2, 0.3 W.

Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně a časově rozloženým čerpáním

Spektrálně a časově rozložené pulzní čerpání

- ⊕ Vyrovnání zisku
- ⊕ Čerpací pulzy se navzájem nepřekrývají
- ⊕ Krátkovlnné čerpací pulzy nezesilují dlouhovlnné čerpací pulzy.



Ramanovské zesilovače

- Distribuované - jako aktivní médium se používá samotná přenosová trasa
 - ⊖ Čerpací výkon je omezen bezpečnostními kritérii
 - ⊕ Lepší výkonový rozpočet
 - ⊕ Lepší šumové číslo
- Soustředěné - aktivní vlákno je umístěno přímo v zesilovači
 - ⊖ Přidané ztráty aktivního vlákna
 - ⊕ Čerpací výkon není omezen bezpečnostními hledisky
- S posměrným čerpáním
- **S protisměrným čerpáním** - lepší šumové číslo
- Obousměrně čerpané
- ⊖ Vyžadují větší čerpací výkon než zesilovače erbiem dopované
- ⊕ Mají flexibilní spektrální profil
- ⊕ Poskytují zisk i v přenosovém vlákne

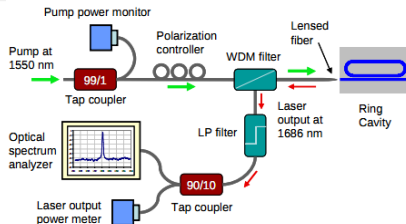
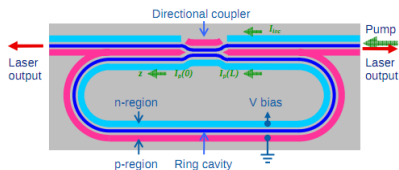
Outline

- 1 Ramanovské zesilovače
 - Úvod
 - Teorie ramanovských zesilovačů
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně a časově rozloženým pulzním čerpáním
 - Ramanovské zesilovače - Shrnutí
- 2 Ramanovské lasery
- 3 Vláknové optické parametrické zesilovače

Ramanovské lasery

Ramanovské lasery

- ⊕ Laser vytvoříme zavedením kladné zpětné vazby.
- ⊕ Lze vytvořit laser pro vlnové délky, pro které nemáme vhodné aktivní prostředí.
- ⊕ Lze vytvořit kaskádu ramanovských laserů, kdy krátkovlnnější čerpá dlouhovlnnější - překonává omezení dané energií vibračních stavů.
- ⊕ Lze vytvořit opticky čerpaný křemíkový laser na čipech SOI.



H. Rong et al., Optics Express, Vol. 14 Issue 15, pp.6705-6712 (2006).

Outline

- 1 Ramanovské zesilovače
 - Úvod
 - Teorie ramanovských zesilovačů
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně rozloženým čerpáním
 - Širokopásmové ramanovské zesilovače se spektrálně a časově rozloženým pulzním čerpáním
 - Ramanovské zesilovače - Shrnutí
- 2 Ramanovské lasery
- 3 Vlákňové optické parametrické zesilovače

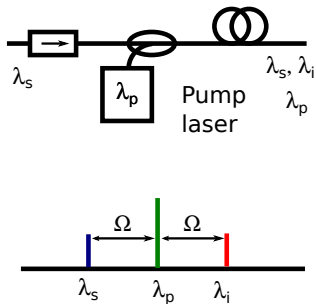
Vláknové optické parametrické zesilovače

Parametrické zesilovače

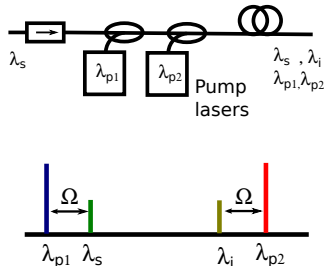
- Nepotřebují speciální dopování.
- Potřebují fázový synchronismus (zákon zachování momentu).
- V necentrosymetrických krystalech je susceptibilita 2. řádu $\chi^{(2)} \neq 0$.
- V optických vláknech je $\chi^{(2)} = 0$. Susceptibilita 3. řádu $\chi^{(3)} \neq 0 \Rightarrow$ Čtyřfotonové procesy. Při fázovém synchronismu vzájemná kompenzace SPM, XPM a disperze.
- V nedopovaných krystalech a vláknech absentují disipativní mechanismy. Parametrické zesilovače jsou vhodné pro velké výkony.

Základní konfigurace vláknových parametrických zesilovačů

Částečně degenerovaný zesilovač
1 čerpací vlna



Nedegenerovaný zesilovač
2 čerpací vlny



Teorie vláknových parametrických zesilovačů

Zákon zachování energie

$$\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_s + \omega_i$$

Fázový synchronismus

$$\beta_{p1} + \beta_{p2} = \beta_s + \beta_i$$

Obecný případ komplikovaný. Zjednodušení: CW, stejná polarizace, žádný dvojlom, malý signál:

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dz} &= \frac{i}{2} \kappa A_s + 2\gamma A_{p1} A_{p2} A_i^*, \\ \frac{dA_i}{dz} &= \frac{i}{2} \kappa A_i + 2\gamma A_{p1} A_{p2} A_s^*, \end{aligned}$$

kde

$$\kappa = \beta_s + \beta_i - \beta_{p1} - \beta_{p2} + \gamma(P_{p1} + P_{p2}).$$

Označme

$$A_k = \sqrt{P_k} \exp(i\varphi_k), \quad k = s, i, p1, p2$$

Teorie vláknových parametrických zesilovačů

Potom

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{dP_i}{dz} = 2\xi\sqrt{P_sP_i}\sin(\theta),$$
$$\frac{d\theta}{dz} = \kappa + \xi\cos(\theta)\frac{P_s + P_i}{\sqrt{P_sP_i}},$$

kde

$$\xi = 2\gamma\sqrt{P_{p1}P_{p2}}, \quad \theta = \varphi_s + \varphi_i - \varphi_{p1} - \varphi_{p2}.$$

Částečně degenerovaný vláknový parametrický zesilovač

Částečně degenerovaný případ

Jedna čerpací vlna: $\omega_{p1} = \omega_{p2}$

$$\kappa = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p + 2\gamma P_p.$$

Řešme soustavu vázaných rovnic pro počáteční podmínku $P_i(0) = 0$. Potom

$$P_s(L) = P_s(0)[1 + (1 + \frac{\kappa^2}{4g^2}) \sinh^2(gL)],$$

kde

$$g = \sqrt{(\gamma P_p)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2}.$$

$g \in \mathcal{R}$ for $-4\gamma P_p \leq \Delta\beta \leq 0$. Maximální zisk pro $\kappa = 0$ neboli $\Delta\beta = -2\gamma P$, možné pouze pro malou anomální disperzi.

Částečně degenerovaný vláknový parametrický zesilovač

Propagační vektor lze rozvinout

$$\beta = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \frac{\beta_4}{24}(\omega - \omega_0)^4 + ..$$

Pro seriózní návrh parametrického zesilovače nutná znalost aspoň 4 členů.

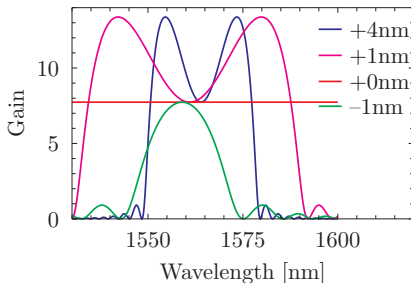
Pro komerční vlákna se specifikuje strmost disperze, S .

$D = S(\lambda - \lambda_0)$, kde λ_0 je vlnová délka nulové disperze, zero dispersion wavelength (ZDWL).

$$\beta_3 = -\frac{\lambda_0^4 S}{(2\pi c)^2} \text{ HNLF:}$$

$$S = 0.016 \text{ ps/nm}^2/\text{km}, \lambda_0 = 1560 \text{ nm},$$

$$\gamma = 11 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}, P_p = 0.2 \text{ W}.$$



Parametrický zisk pro různé rozdíly mezi čerpací vlnovou délkou a ZDWL



Nedegenerovaný vláknový parametrický zesilovač

Nedegenerovaný případ

Dvě čerpací vlny: $\omega_{p1} \neq \omega_{p2}$

$$P_s(L) = P_s(0) \left[1 + \left(\frac{2\gamma}{g} \right)^2 P_{p1} P_{p2} \sinh^2(gL) \right],$$

kde

$$g = \sqrt{4\gamma^2 P_{p1} P_{p2} - \frac{\kappa^2}{4}}.$$

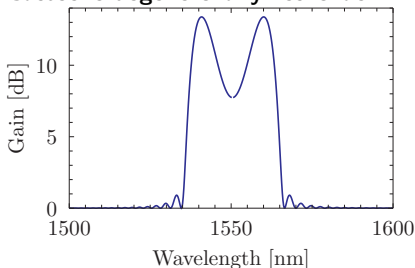
Agrawal, Nonlinear fiber optics, p.394

Srovnání zisku parametrických vláknových zesilovačů

Společné parametry optického vlákna:

$$\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}, \beta_4 = 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}, \lambda_0 = 1549.4 \text{ nm}, \gamma = 11 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}.$$

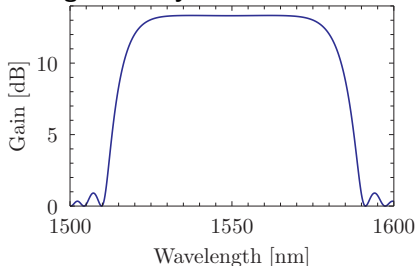
Částečně degenerovaný zesilovač



$$\lambda_p = 1550.4 \text{ nm},$$

$$P_p = 0.2 \text{ W}.$$

Nedegenerovaný zesilovač



$$\lambda_{p1} = 1520 \text{ nm}, \lambda_{p1} = 1580 \text{ nm},$$

$$P_{p1} = P_{p2} = 0.1 \text{ W}.$$