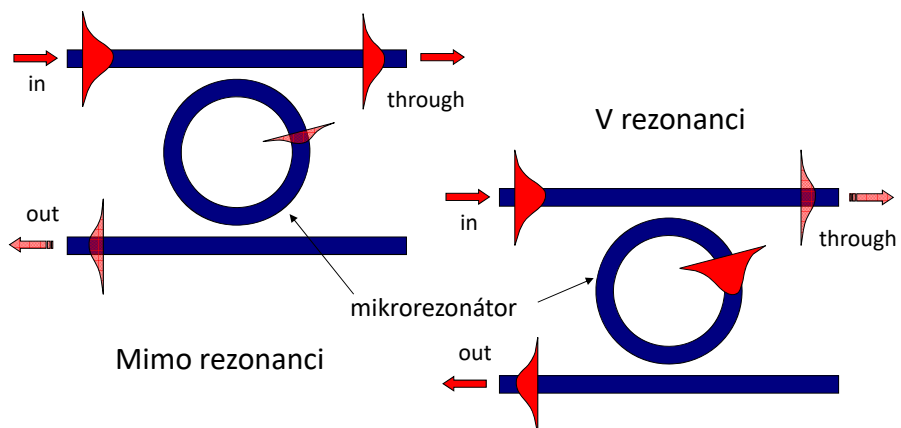


## Mikrorezonátory v integrované fotonice

Life

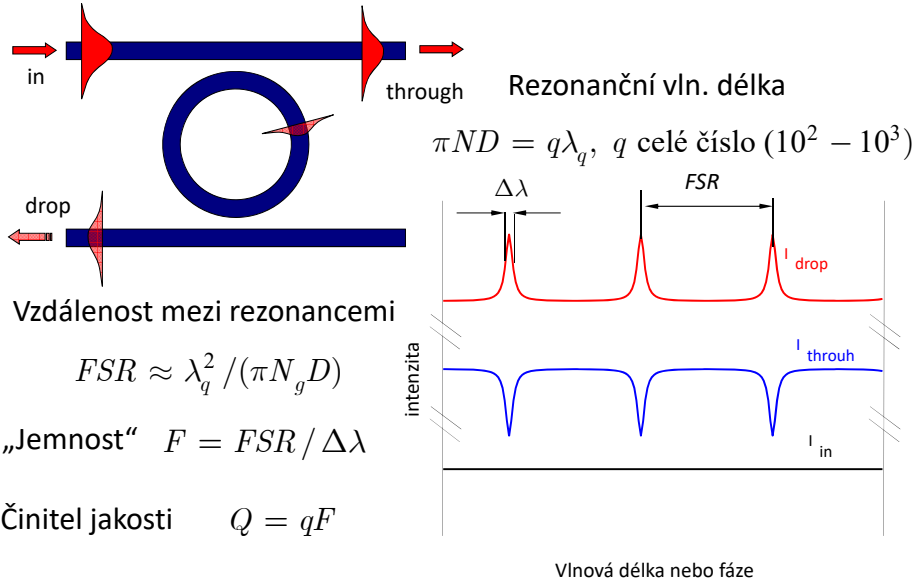
### Vlnovodné struktury s mikrorezonátory

( $\geq 1990$ , B. E. Little *et al.*, MIT, Cambridge, USA)

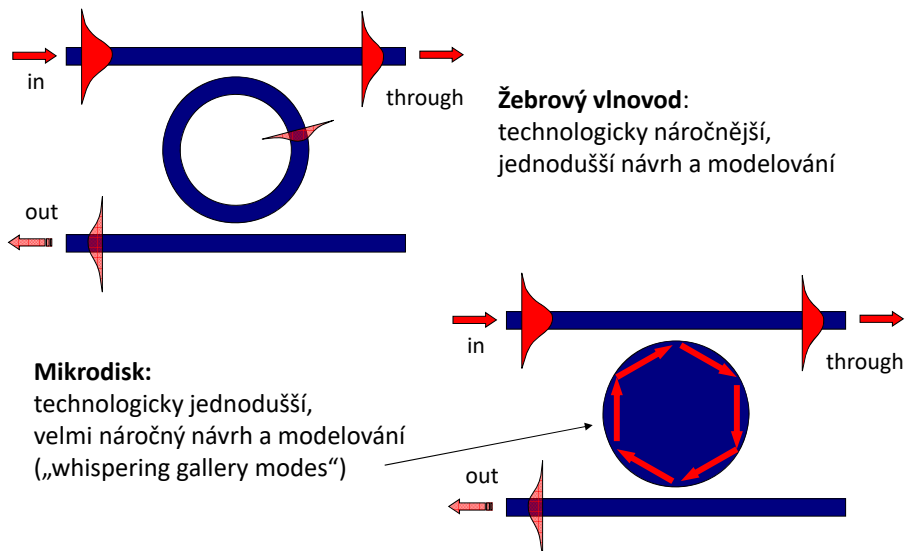


Life

## Spektrální vlastnosti mikrorezonátoru

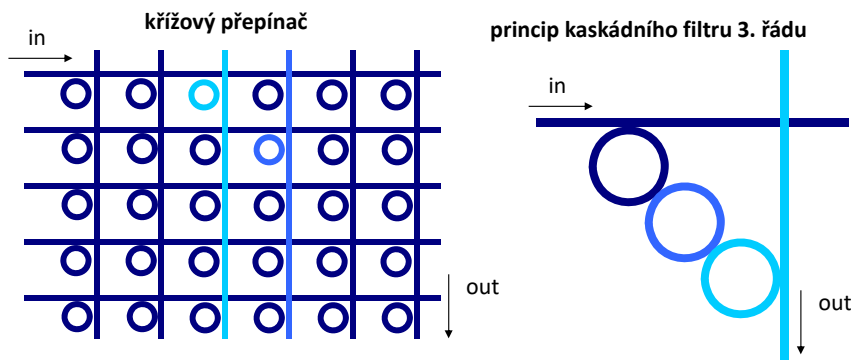


## Žebrový vlnovod, nebo mikrodisk?



## Mikrorezonátor jako stavební prvek integrovaných fotonických struktur

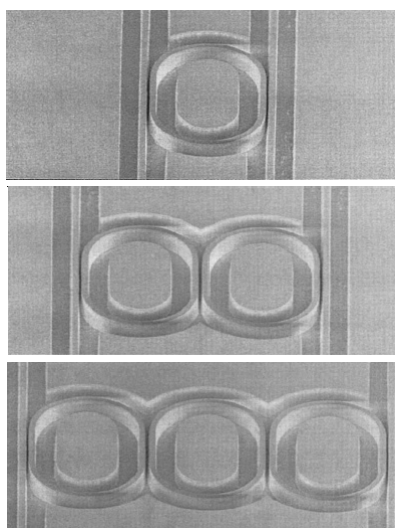
- Pasivní mikrorezonátor – **spektrální filtr,**  
**add-drop de/multiplexor**
- Syntéza tvaru spektrálních charakteristik –  
**kaskádní řazení** mikrorezonátorů
- Elektroopticky/termoopticky laditelný mikrorezonátor –  
**modulátor, přepínač** ( $\Delta f \approx 1 \text{ GHz}$ )



úfe

## Technologické aspekty

**Laterální vazba** mezi mikrorezonátorem a vlnovodem je velmi kritická:



**MIT, Cambridge, 2000**

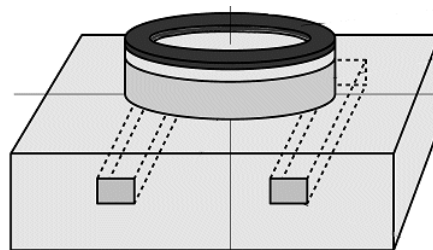
$\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}-\text{GaAs}$  systém

šířka vlnovodů  $0,42-0,62 \mu\text{m}$

šířka štěrbin  $0,18-0,32 \mu\text{m}$

hloubka leptání  $2 \mu\text{m}$

Alternativa: **vertikální vazba**



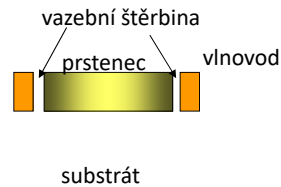
úfe

## Laterální a vertikální vazba mezi $\mu R$ a vlnovodem

### Laterální vazba

Jednostupňová litografie  
kritická vazební štěrbina  
menší flexibilita

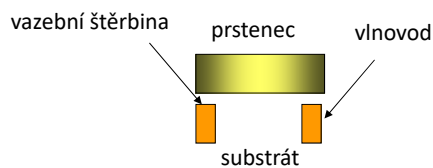
3D vektorové modelování  
zádoucí



### Vertikální vazba

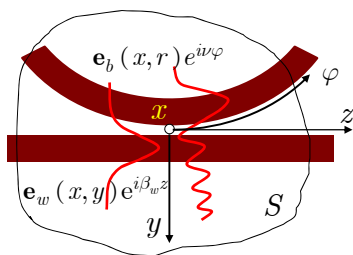
dvoustupňová litografie  
lepší reprodukovatelnost  
větší flexibilita

3D vektorové modelování  
nezbytné



UFe

## Vazba mezi 3D přímým a zakřiveným vlnovodem



Problémy:

- Vazba mezi vedeným (bezeztrátovým) a *vytékajícím* (vyzařujícím) videm
- Role fázového synchronismu? (proměnná relativní fázová rychlost)

Přístup: lineární superpozice polí přímého a zakřiveného vlnovodu

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \approx a_w(z)\mathbf{e}_w(x, y) + a_b[\varphi(z)]\mathbf{e}_b(x, r)$$

+ aplikace obecných teorémů, např. reciprocity:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) = i\omega\epsilon_0(n_1^2 - n_2^2)\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2$$

$\mathbf{E}_1 \dots$  celkové pole,  $\mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_w, \mathbf{e}_b$ , pak vynásobení postupně

$\mathbf{e}_w$  a  $\mathbf{e}_b$ , integrace přes plochu  $S$  s využitím ortogonality.

Získáme soustavu diferenciálních rovnic 1. řádu pro  $a_w(z)$  a  $a_b[\varphi(z)]$

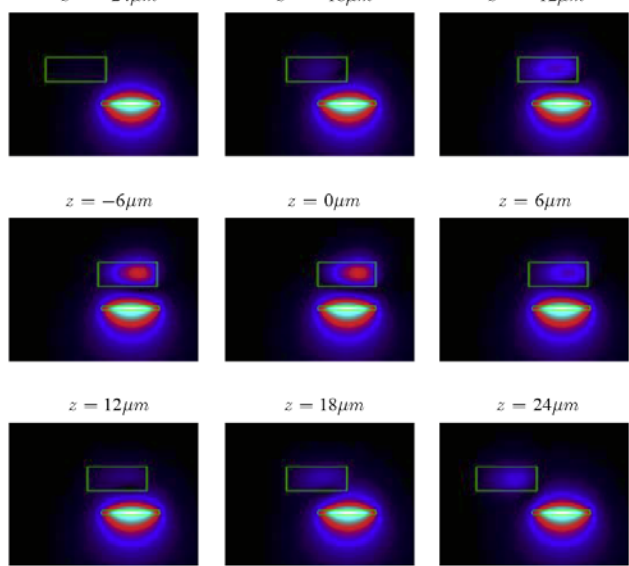
téhož tvaru jako má rovnice vázaných vidů:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} a_w(z) \\ a_b(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa_{ww}(z) & \kappa_{wb}(z) \\ \kappa_{bw}(z) & \kappa_{bb}(z) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_w(z) \\ a_b(z) \end{pmatrix}.$$

UFe

## Teorie vázaných vln pro 3D horizontálně i vertikálně vázané mikrorezonátory

(spolupráce s Uni Twente - Dr. R. Stoffer, Dr.M. Hammer)

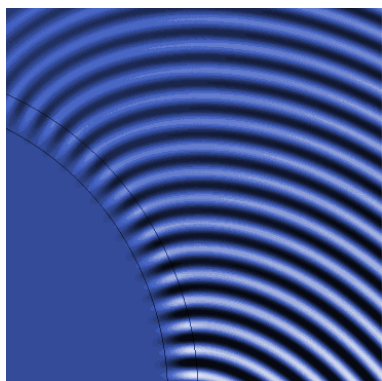


U. Twente  
+ ÚRE,  
Optics  
Commun.  
2005

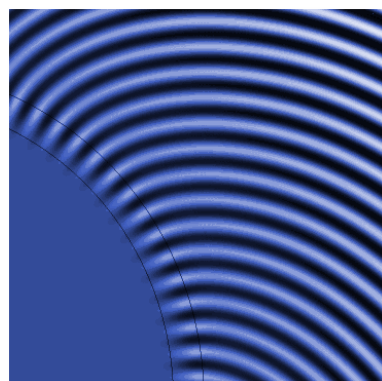
Úře

## Příklady rozložení polí

$$n_{sub} = 1.6, \quad n_{guide} = 1.7, \quad r = 10 \mu\text{m}$$



Přístup zakřiveného vlnovodu



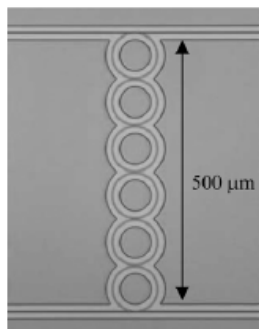
Přístup komplexní frekvence

Úře

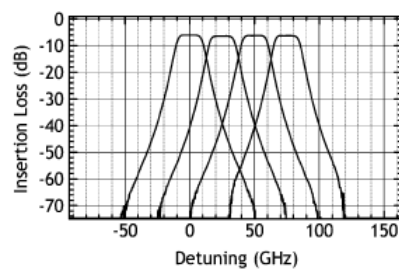
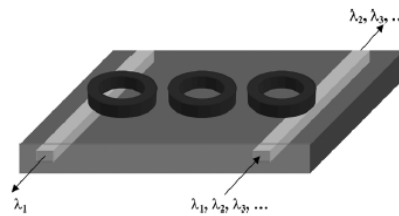
## Vlnovodné filtry na bázi mikrorezonátorů

### Příklad 1: Termo-opticky laděný filtr vyšších řádů

Filtry 1. až 11. řádu,  $\varnothing$  72  $\mu\text{m}$   
 $\text{SiO}_2/\text{Hydex}$  ( $n_s = 1,45$ ,  $n_g = 1,7$ ),  $\varnothing \approx 50 \mu\text{m}$   
 ztráty na čipu  $1 \div 1,5 \text{ dB}$   
 Little Optics, Inc., PTL, Sept. 2004  
 (nyní Infinera)



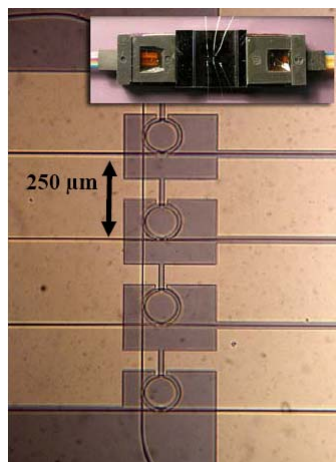
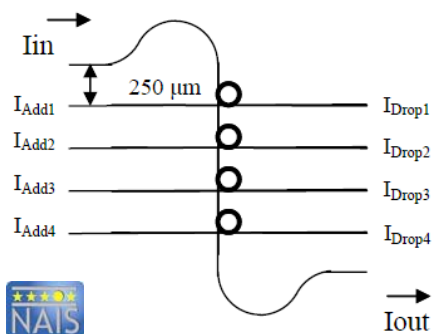
Termo-opticky  
 laděné  
 spektrální  
 charakteristiky  
 filtru 5. řádu,  
 $\Delta f = 25 \text{ GHz}$



Life

## “Demonstrátor“ projektu NAIS

Rekonfigurovatelný demultiplexor  
 s termo-opticky laděnými mikrorezonátory  
 (Realizace: University of Twente, NL,  
 systémové testy: Nortel, UK)

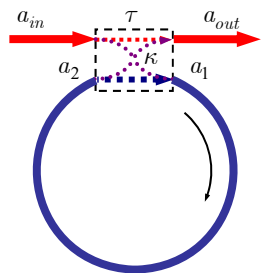


Life

## Využití nelineárních optických efektů ve fotonických strukturách s mikrorezonátory

UFe

### Nelineární šíření optického záření v mikrorezonátoru: Kerrovská nelinearita → automodulace fáze



$$\begin{pmatrix} a_{out} \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & \kappa \\ \kappa & \tau \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_{in} \\ a_2 \end{pmatrix}$$

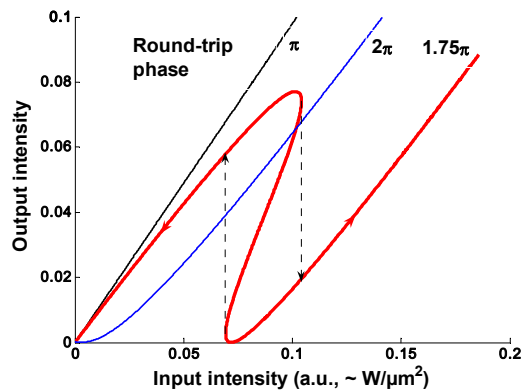
$$a_{in} = \frac{a_1 - \tau a_2}{\kappa},$$

$$a_{out} = \tau a_{in} + \kappa a_2$$

$$a_2 = a_1 b e^{i\phi_L} e^{i\phi_{NL}}$$

$$\phi_{NL} = -\gamma |a_1|^2 (1 - b^2) / (2 \ln b)$$

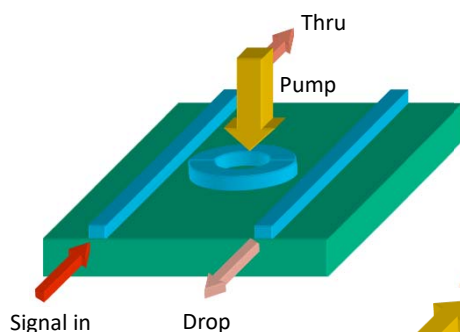
... nelineární změna fáze (automodulace)



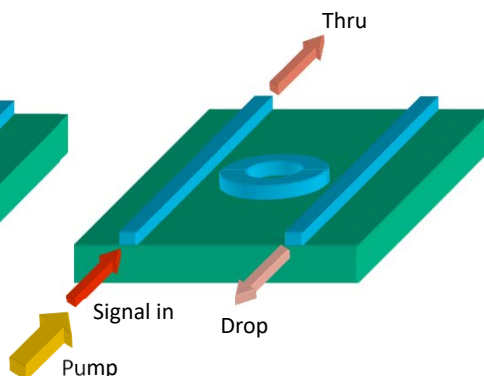
UFe

## Jednoduchý model optického spínání v mikrorezonátoru

**Vertikální čerpání:**  
jednoduché, rychlé,  
vhodné pro základní experiment

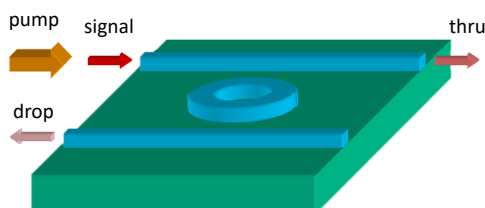


**Vlnovodné čerpání:**  
rezonanční zesílení; pomalejší,  
ale vhodné pro aplikace



úfe

## Spínač využívající křížovou fázovou modulaci v mikrorezonátoru



### Parametry:

Materiál: Křemík na SiO<sub>2</sub>  
Průměr mikrorezonátoru: 10 μm  
Rozměry vlnovodů: 300×400 nm  
Nosná vln.délka signálu: 1545 nm  
Vlnová délka čerpacího impulsu: 1577 nm  
Vstupní impuls: gaussovský, t<sub>s</sub> ≈ 5 ps  
Čerpací impuls: gaussovský, t<sub>p</sub> ≈ 5 ps  
Špičkový čerpací výkon: P<sub>p</sub> ≈ 2.5 W

Interakce je popsána dvojicí vázaných nelineárních rovnic pro dva (spektrálně se nepřekrývající) impulsy:

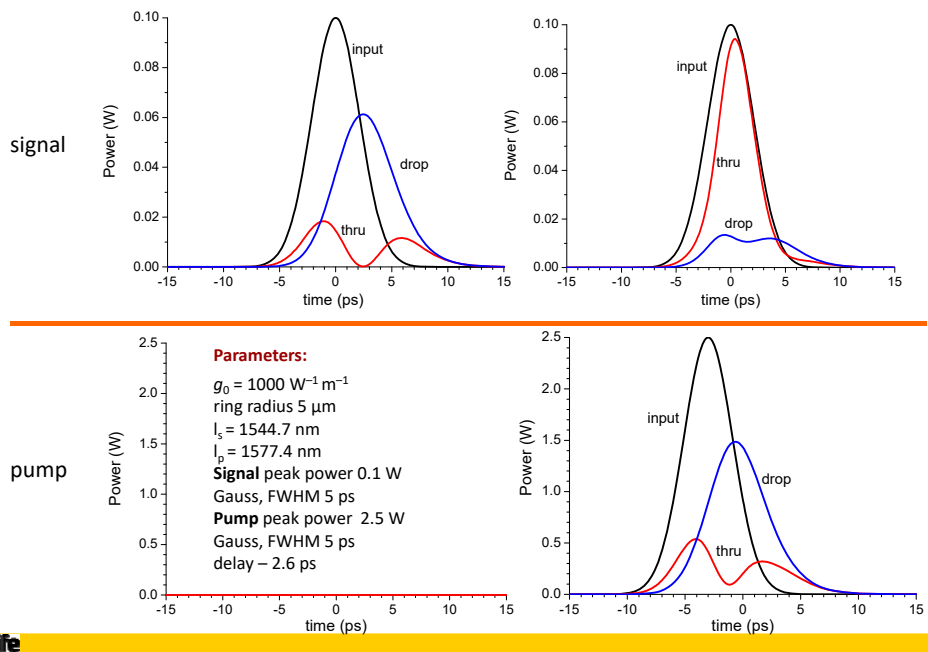
$$\frac{\partial u_s(z,t)}{\partial z} - i\beta_{0,s}u_s + \beta_{1,s}\frac{\partial u_s}{\partial t} + i\frac{\beta_{2,s}}{2}\frac{\partial^2 u_s}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3,s}}{6}\frac{\partial^3 u_s}{\partial t^3} + \dots = i\gamma_{0,s}u_s(|u_s|^2 + 2|u_p|^2) \quad \dots \text{signál}$$

$$\frac{\partial u_p(z,t)}{\partial z} - i\beta_{0,p}u_p + \beta_{1,p}\frac{\partial u_p}{\partial t} + i\frac{\beta_{2,p}}{2}\frac{\partial^2 u_p}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3,p}}{6}\frac{\partial^3 u_p}{\partial t^3} + \dots = i\gamma_{0,p}u_p(2|u_s|^2 + |u_p|^2) \quad \dots \text{čerpání}$$

úfe



### Nelineární optické přepínání: časová závislost



### Výhody a nevýhody vlnovodných struktur s mikrorezonátory

#### Výhody:

- Relativně velká variabilita realizovatelných funkcí – spektrální filtr, modulátor, přepínač, laser(?), ...
- Technologická homogenita prvků s různými funkcemi
- Malé rozměry stavebních bloků (řádu  $10 \mu\text{m}$ )

#### Nevýhody:

- Vysoká technologická náročnost
- Návrh a modelování vyžaduje nové metody (3D, všesměrové šíření)
- Obtížnost účinné vazby na vláknové vlnovody
- Omezené technické parametry (šířka pásma filtru, mezní frekvence modulátoru, ...)

Dnes patrně nejpřespektivnější technologie pro „large-scale photonic integration“

# **Měření parametrů**

## **fotonických vlnovodných struktur**

úfe

### **Metody měření základních parametrů vlnovodů**

1. Vidová spektroskopie planárních vlnovodů
  - metody určování profilu indexu lomu
  - dvouhranolová, jednohranolová metoda
  - měření s pomocí vazební mřížky
2. Měření útlumu vlnovodů
  - útlum planárních vlnovodů
  - útlum kanálkových vlnovodů – rezonátorová metoda
  - měření grupového indexu lomu
3. Měření spektrálních vlastností vlnovodných struktur
  - měření spektrálních charakteristik
4. Měření dynamických vlastností vlnovodných struktur
  - měření parametrů EO modulátorů
  - měření vlastností AO vlnovodů

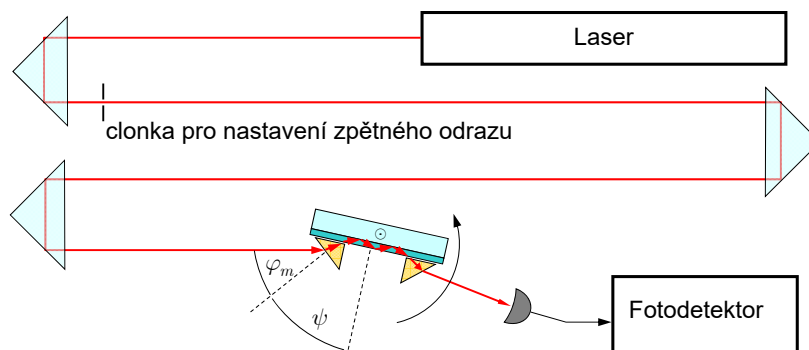
úfe

## Vidová spektroskopie planárních vlnovodů

$N = n_p \cos \chi$   
 $n_p \sin \sigma = \sin \varphi$   
 $\chi + \sigma + (\pi - \vartheta) = \pi, \quad \chi = \vartheta - \sigma$   
 $N = n_p \cos \chi = n_p \cos \vartheta \cos \sigma + n_p \sin \vartheta \sin \sigma$   
 $n_p \cos \sigma = \sqrt{n_p^2 - n_p^2 \sin^2 \sigma} = \sqrt{n_p^2 - \sin^2 \varphi}$   
 $N = \sqrt{n_p^2 - \sin^2 \varphi} \cos \vartheta + \sin \vartheta \sin \varphi$   
 $N_m = \sqrt{n_p^2 - \sin^2 \varphi_m} \sin \psi + \cos \psi \sin \varphi_m$

úfe

## Experimentální uspořádání: metoda dvou hranolů



Vlnovod je umístěn na otočném stolku (goniometru)

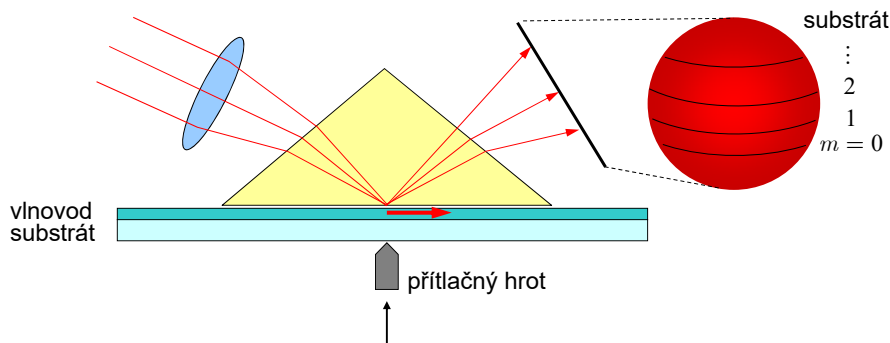
1. Nastavíme kolmý odraz od vlnovodu
2. Nastavíme kolmý odraz od hranolu
3. Nastavujeme synchronní úhly  $\varphi_m$

4. Vypočteme  $N_m$   $N_m = \sqrt{n_p^2 - \sin^2 \varphi_m} \sin \psi + \cos \psi \sin \varphi_m$

Často lze současně měřit i index lomu podložky

úfe

## Jednohranolová metoda („tmavá“ vidová spektroskopie)



Pokud synchronní úhly všech vidů leží uvnitř vstupního kužele, vybudí se všechny vidy současně. Na stínítku vznikne světlý kruh s tmavými čarami v místech odpovídajících výstupním úhlům vidů, poněvadž vybuzené vidy odvedou energii z místa dopadu optického svazku.

Stínítko lze okalibrovat přímo v hodnotách ef. indexů lomu, nebo je možno smírat rozložení pole CCD kamerou a ze zpracování obrazu vyhodnotit hodnoty ef. indexů lomu

úfe

## Určení profilu indexu lomu planárního vlnovodu ze spektra vedených vidů

$$k_0 d \sqrt{n_g^2 - N_m^2} = \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_s} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_s^2}{n_g^2 - N_m^2}} \right] + \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_s} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_s^2}{n_g^2 - N_m^2}} \right] + m\pi$$

U **vrstvého** vlnovodu stačí v principu znát hodnotu ef. indexů 2 vidů, poněvadž neznáme 2 parametry – tloušťku a index lomu vlnovodné vrstvy.

Pokud je vidů víc, hledáme minimum výrazu

$$\sigma_d = \frac{1}{M-1} \sqrt{\sum_{m=0}^{M-1} (d_m - \bar{d})^2}, \quad \bar{d} = \frac{1}{M-1} \sum_{m=0}^{M-1} d_m$$

$$d_m = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_g^2 - N_m^2}} \left\{ \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_s} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_s^2}{n_g^2 - N_m^2}} \right] + \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_s} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_s^2}{n_g^2 - N_m^2}} \right] + m\pi \right\}$$

jako funkci indexu lomu vrstvy  $n_g$ .

Nejpravděpodobnější hodnota tloušťky je pak  $\bar{d}$ .

úfe

### Určení profilu indexu lomu difúzního vlnovodu ze spektra vedených vidů

WKB aproximace:  $k_0 \int_0^{x_0} \sqrt{n^2(x) - N_m^2} dx = \arctan \left[ \frac{n(0)}{n_a} \right]^{2\nu} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_a^2}{n^2(0) - N_m^2}} + \left(m + \frac{1}{4}\right) \pi$   
 $\approx \frac{\pi}{2}$ , pokud  $n^2(0) - N_m^2 \ll N_m^2 - n_a^2$

$$f(N_m) = k_0 \int_0^{x_0(N_m)} \sqrt{n^2(x) - N_m^2} dx \cong \left(m + \frac{3}{4}\right) \pi.$$

Předpokládáme profil indexu lomu ve tvaru po částech lineární funkce s vrcholy v bodech  $(x_m, N_m)$ .

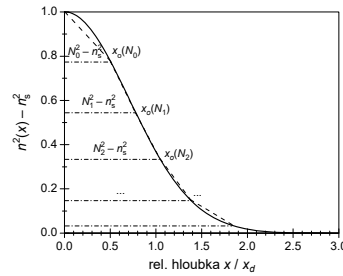
Integrál je pak možno spočítat analyticky; získáme rekurentní vzorec

$$x_m = x_{m-1} + (N_{m-1}^2 - N_m^2)^{-1/2} \times \quad (\text{White a Heidrich. 1976})$$

$$\times \left\{ \frac{3}{4} \lambda \left(m - \frac{1}{4}\right) - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{x_k - x_{k-1}}{N_{k-1}^2 - N_k^2} \left[ (N_{k-1}^2 - N_m^2)^{3/2} - (N_k^2 - N_m^2)^{3/2} \right] \right\}$$

pro určení „bodů obratu“ (hloubek vlnovodu, ve kterých je hodnota indexu lomu vlnovodu rovna efektivnímu indexu lomu daného vidu).

Kritické je určení hodnoty  $n(0)$  na povrchu vlnovodu.



Uře

### Určení profilu indexu lomu gradientního vlnovodu: dvouparametrický profil

Parametry obecného dvouparametrického profilu (gaussovského, parabolického, lineárního ap. lze určovat podobně: necht'

$$n^2(x) = \begin{cases} n_s^2 + [n^2(0) - n_s^2] f(x/x_d), & \xi \geq 0, \\ n_a^2, & \xi < 0 \end{cases}$$

$f(\xi)$  je monotónně klesající funkce,  $0 < f(\xi) < 1$ .

Neznáme povrchovou hodnotu indexu lomu  $n(0)$  a difúzní hloubku  $x_d$ .

Pak můžeme použít postup jako u vrstvy:

$$k_0 x_{d,m} = \frac{\left(m + \frac{3}{4}\right) \pi}{\int_0^{x_0(N_m)/x_d} \sqrt{n^2(x/x_d) - N_m^2} d(x/x_d)}$$

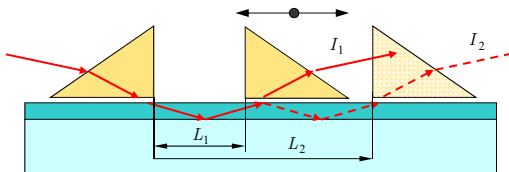
$$\bar{x}_d = \frac{1}{M-1} \sum_{m=0}^{M-1} x_{d,m}$$

$$\sigma_d = \frac{1}{M-1} \sqrt{\sum_{m=0}^{M-1} (x_{d,m} - \bar{x}_d)^2}$$

Uře

## Měření útlumu planárních vlnodů

Dvouhranolová metoda:

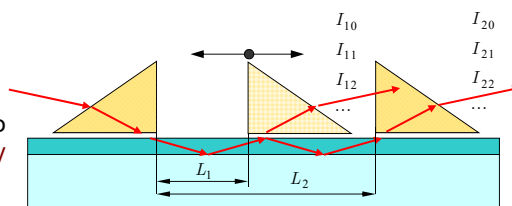


$$b = \frac{10 \log(I_{out,1} / I_{out,2})}{(L_2 - L_1)} \text{ [dB/cm]}$$

**Problém:** neměnit účinnost (výstupní) vazby

Tříhranolová metoda:

Měníme polohu středního hranolu **bez změny vazby vstupního a výstupního hranolu (!!!)**



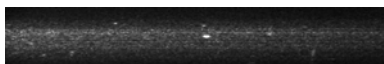
**Problém:** vzorek musí mít dostatečně velké rozměry

Přesnost metody typicky řádu 1 dB/cm

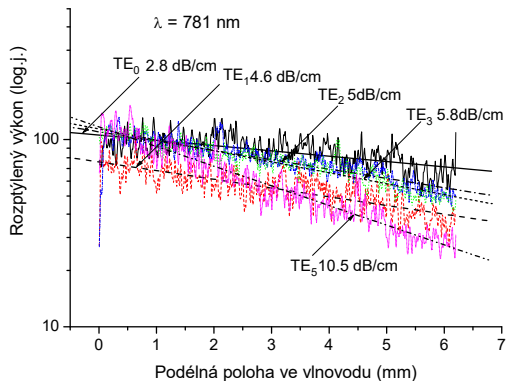
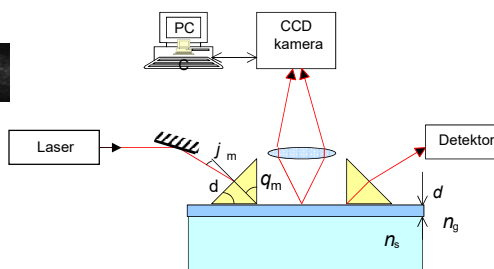
úfe

## Měření útlumu planárních vlnodů

Metoda snímání rozptýleného záření



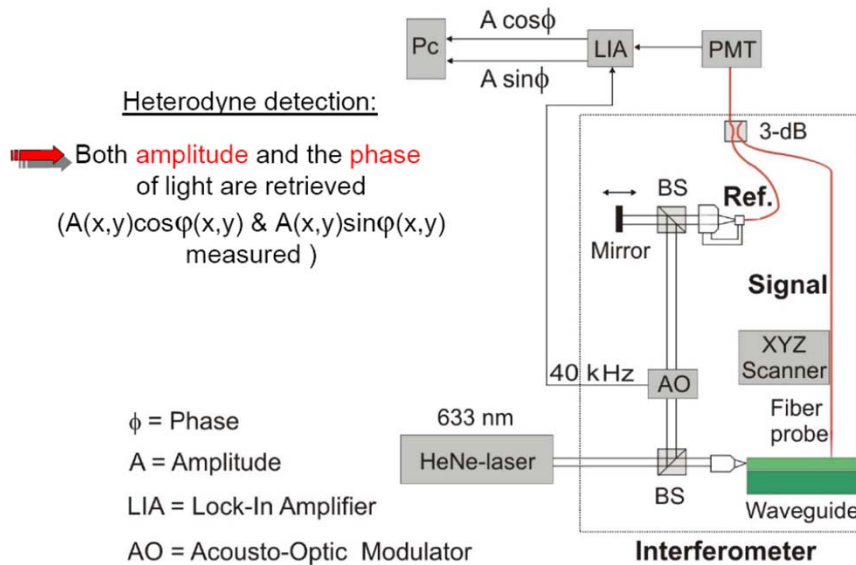
Příklad sejmuté stopy v GaN vlnovodu na safríru



Útlum roste s vidovým indexem, což je typická vlastnost vlnodů, u nichž je dominantním mechanismem ztrát rozptyl na rozhraních mezi vlnodnou vrstvou a okolními prostředími

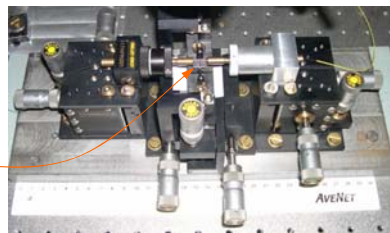
úfe

## Měření s fázovým kontrastem a heterodynní detekcí

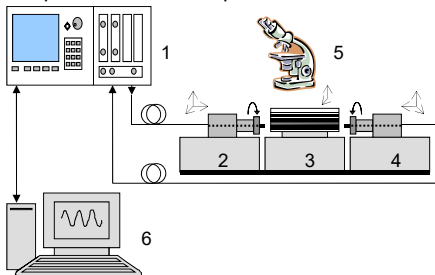


## Měření útlumu kanákových vlnodů

Metoda Fabryových-Perotových rezonancí



Uspořádání měřicího pracoviště



Kanákový vlnod se chová jako FP rezonátor v důsledku odrazů od leštěných čel vlnodou

Modální transmittance

$$T = \left| \frac{(1 - R^2) \exp(-\alpha L)}{1 + R^2 \exp(-\alpha L) \exp(2ik_0NL)} \right|^2$$

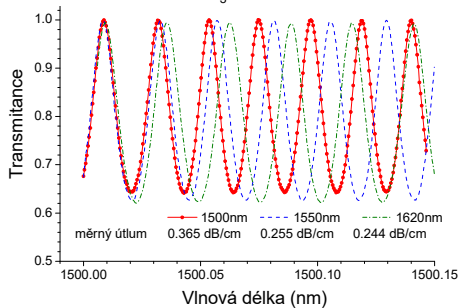
$R$  je modální reflektance,  $\alpha$  činitel útlumu,  $L$  délka

Z poměru max. a min. transmittance vyjádříme měrný útlum (dB/cm)

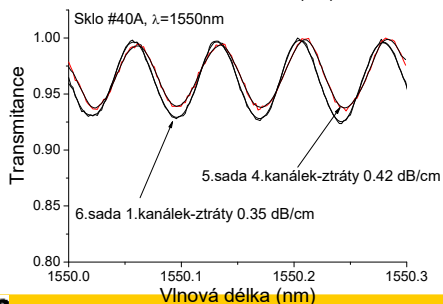
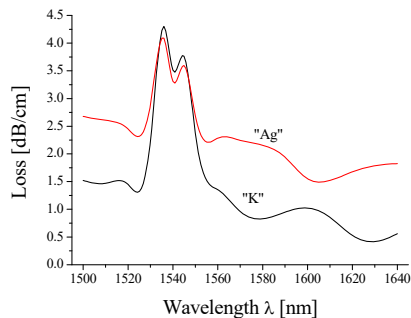
$$b = \frac{4.34}{L} \left( \ln \frac{1 + \sqrt{K}}{1 - \sqrt{K}} - 2 \ln \frac{N + 1}{N - 1} \right), \quad K = \frac{T_{\max.}}{T_{\min.}}$$

## Měření útlumu kanákových vlnodů

Záznam měření Ti:LiNbO<sub>3</sub> vlnovodu



Spektrální závislost útlumu vlnodů vytvořených iontovými výměnami Ag<sup>+</sup>↔Na<sup>+</sup> a K<sup>+</sup>↔Na<sup>+</sup> ve skle dopovaném Er<sup>3+</sup>



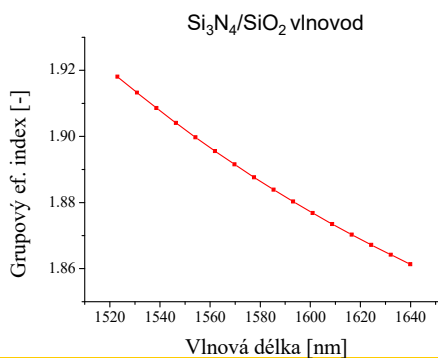
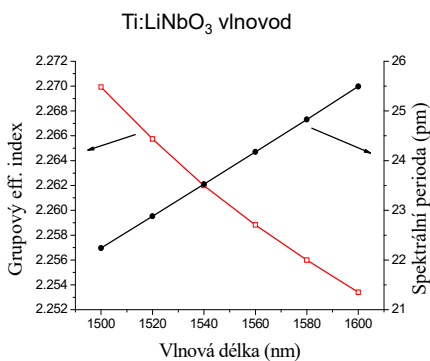
Uře

## Měření grupového indexu lomu kanákových vlnodů

Rezonanční podmínka FP rezonátoru je dána vztahem  $\frac{2\pi\nu_q}{c} N(\nu_q)L = \pi q$ ,  $q$  je celé číslo

Pro vzdálenost sousedních rezonancí (FSR) platí  $\Delta[\nu N(\nu)] = \left(N + \nu \frac{dN}{d\nu}\right) d\nu = N_g \Delta\nu = \frac{c}{2L}$ ,

$\Delta\nu = \frac{c}{2N_g L}$ , neboli  $N_g = \frac{c}{2\Delta\nu L} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda L}$  ... grupový index lomu



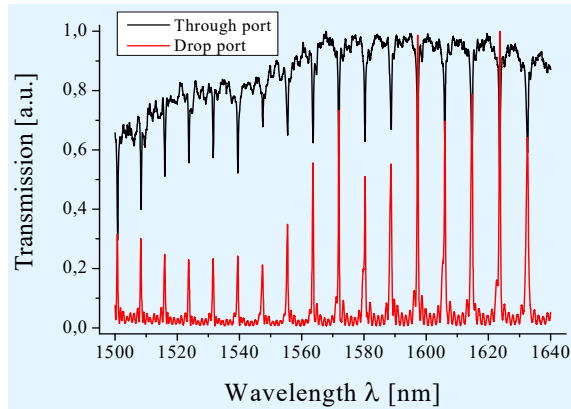
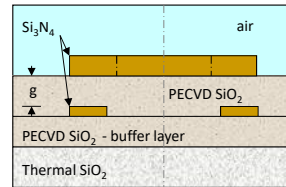
Uře



## Charakterizace mikrorezonátorů

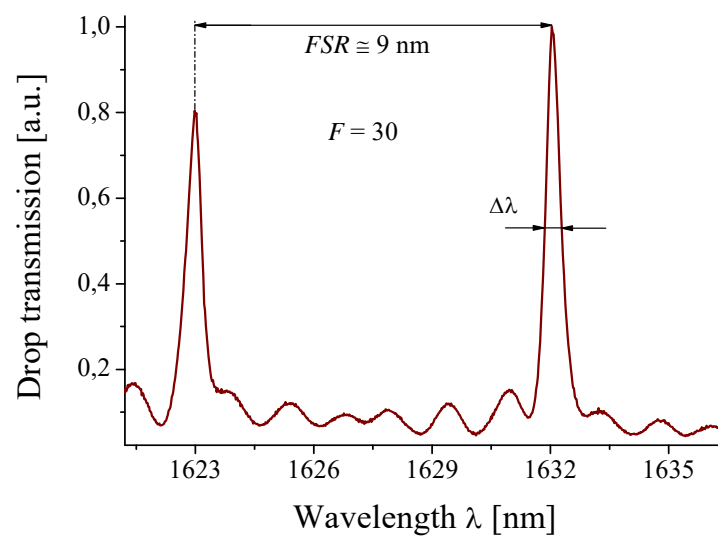
(F. Ondráček, FEL ČVUT a ÚFE)

$\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  prstencový  $\mu\text{R}$ ,  $R = 50 \mu\text{m}$   
technologie: Uni Twente, NL



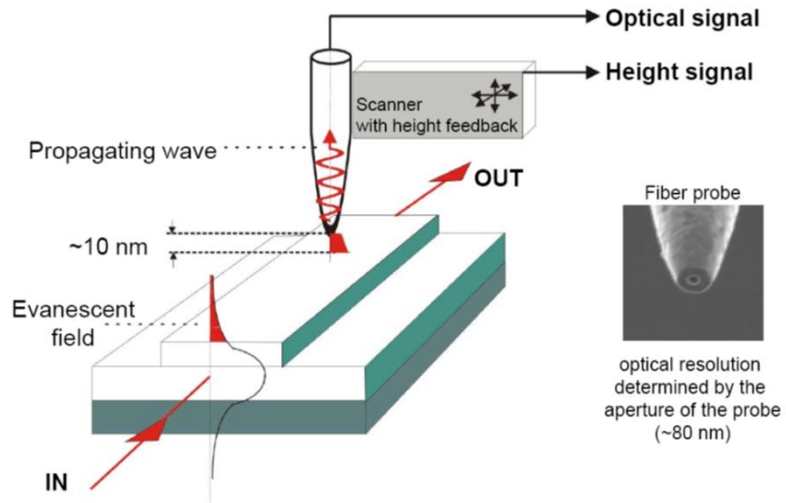
ÚFE

### $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2 \mu\text{R}$ (vzorek Uni Twente)

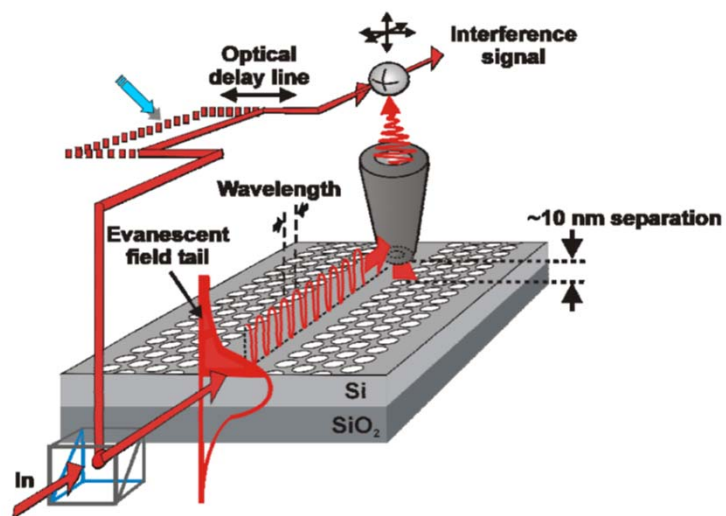


ÚFE

## Měření blízkého pole skanovacím optickým mikroskopem



## Interferometrické měření s fázovým kontrastem



## Šíření femtosekundového impulsu v mikrozónátoru

Experiment:  
interferenční mikroskopie  
blízkého pole,  
Uni Twente, NL, 2003

Délka impulsu  $\sim 80$  fs,  
vlnová délka  $\sim 800$  nm  
(Ti:safírový laser)

