

## SOUČÁSTKY INTEGROVANÉ FOTONIKY

Jiří Čtyrský

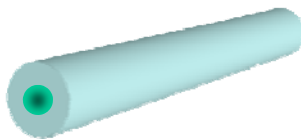
[ctyroky@ufe.cz](mailto:ctyroky@ufe.cz)

Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR, v.v.i.

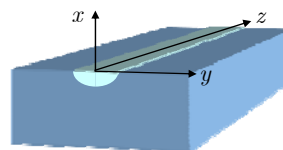
[www.ufe.cz/~ctyroky/fel/int\\_fotonika-FEL.pdf](http://www.ufe.cz/~ctyroky/fel/int_fotonika-FEL.pdf)

### PŘÍKLADY FOTONICKÝCH VLNOVODNÝCH STRUKTUR

Optické vlákno



Ti:LiNbO<sub>3</sub>, iontová výměna ve skle;  
modulátory, pasivní součástky

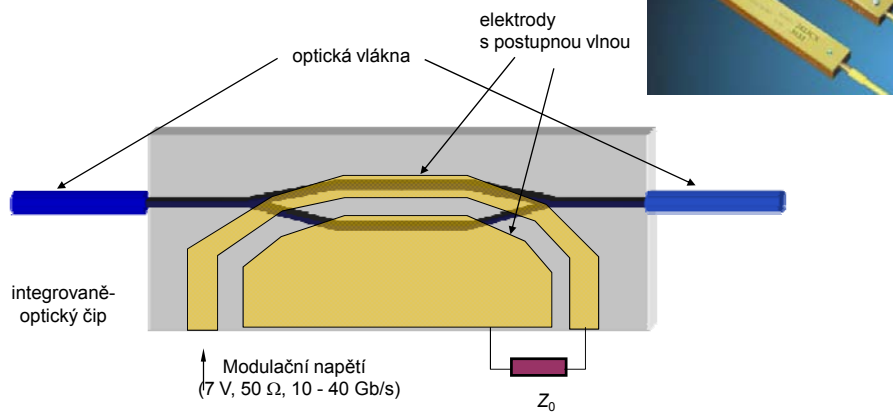


IO čip s vlákny

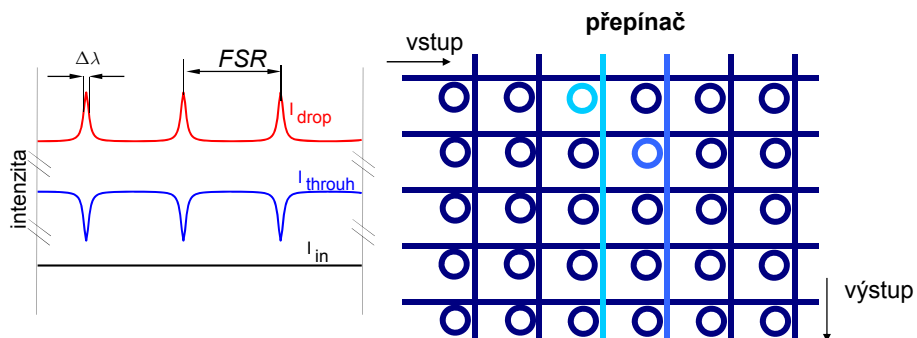
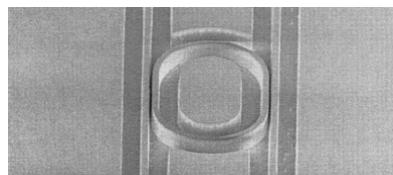
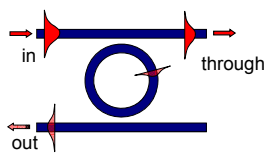


## PŘÍKLADY STRUKTUR INTEGROVANÉ FOTONIKY

Rychlý externí modulátor pro optické sdělování



## VLNOVODNÉ STRUKTURY S MIKROREZONÁTORY



## NEJVÝZNAMNĚJŠÍ OBLASTI APLIKACÍ

### 1. Optické komunikace

(externí modulátory; spektrální a časové de/multiplexory, „prostorové“ přepínače, filtry, laditelné lasery, konvertory vlnových délek, prvky pro kompenzaci disperze, prvky pro řízení polarizace, ...)

### 2. Optické senzory

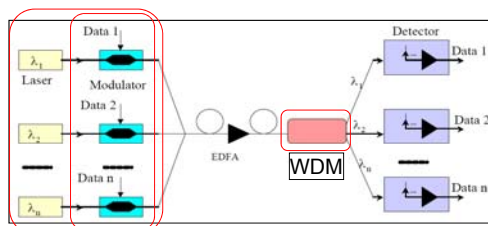
(IO čipy pro optický vláknový gyroskop; senzory fyzikálních, veličin, chemické senzory, biosenzory, ...)

### 3. Zpracování signálů, mikrovlnné aplikace, ...

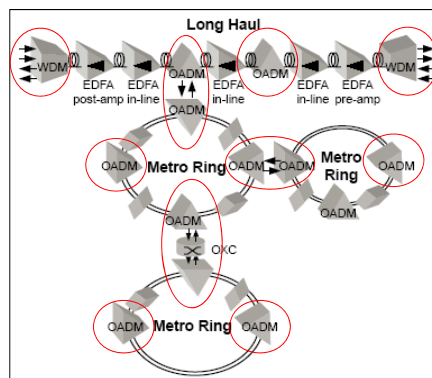
(spektrální analýza radarových signálů, fázování anténních řad, generování mm vln, ...)

Uře

## APLIKACE V TELEKOMUNIKACÍCH

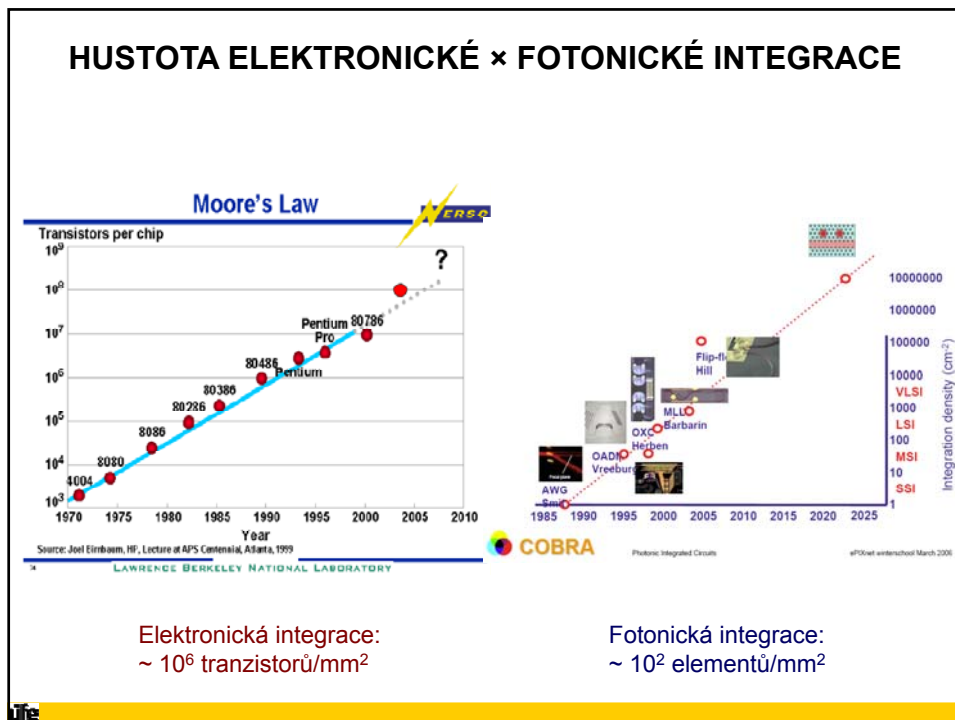


- WDM – spektrální de/multiplexor
- OADM – začleňovací a vyčleňovací demultiplexor
- OXC - optický přepínač



Uře

## HUSTOTA ELEKTRONICKÉ × FOTONICKÉ INTEGRACE



## ROZDĚLENÍ A PŘEHLED SOUČÁSTEK

### 1. *pasivní*

- a) děliče výkonu, odbočnice a vazební členy, spektrální de/multiplexory a filtry
- b) polarizátory, oddělovače polarizace, prvky pro nastavení polarizace
- c) součástky pro kompenzaci disperze
- d) optické izolátory a cirkulátory;

### 2. *dynamické (ovládané řídicím signálem, zpravidla elektrickým)*

- a) amplitudové a fázové modulátory
- b) prostorové přepínače (space switches)
- c) laditelné filtry, vydělovací a začleňovací multiplexory,
- d) součástky pro kompenzaci disperze, součástky pro řízení polarizace

### 3. *aktivní (zesilující)*

- a) vlnodné optické zesilovače (vláknové a IO)
- b) vlnodné lasery (vláknové a IO)

### 4. *nelineární („celooptické“); konverze vlnových délek, kompenzace disperze*

### 5. *kombinované* (děliče s nulovým dělicím útlumem, branové spínače, ... )

# INTEGROVANÉ FOTONICKÉ SOUČÁSTKY

*Integrované vlnovodné* součástky



*základy teorie* planárních a kanálkových *vlnovodů*

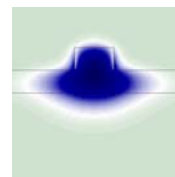
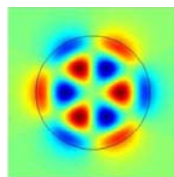
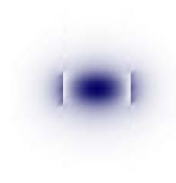
Uře

## ZÁKLADY TEORIE PLANÁRNÍCH A KANÁLKOVÝCH OPTICKÝCH VLNOVODŮ

**Základ:** Maxwellovy rovnice pro harmonický časový průběh (monochromatická vlna) v nemagnetickém izotropním prostředí bez zdrojů

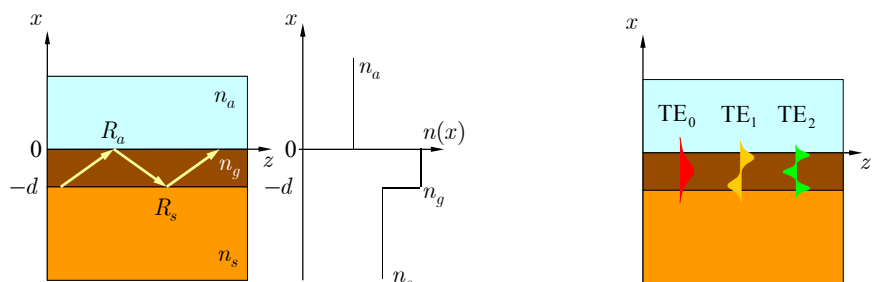
$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \}, & \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= i\omega\mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}), & \mathbf{D}(\mathbf{r}) &= \varepsilon_0 n^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}), \\ \mathcal{H}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \{ \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \}, & \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= -i\omega n^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}), & \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{přímý důsledek} \\ \text{"rotačních" rovnic} \end{array}$$



Uře

## PLANÁRNÍ VRSTVOVÝ VLNOVOD



profil indexu lomu

Vedené vidy (módy)

Podmínka příčné rezonance

$$2k_x d + \arg R_s + \arg R_a = 2\pi m$$

TE:  $E_y, H_x, H_z$

TM:  $H_y, E_x, E_z$

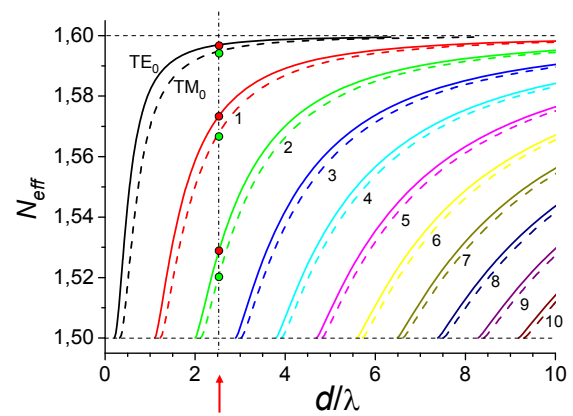
Disperzní rovnice (rovnice pro  $N_{eff}$ ):

$$k_0 d \sqrt{n_g^2 - N_{eff}^2} = \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_s} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_{eff}^2 - n_s^2}{n_g^2 - N_{eff}^2}} \right] + \arctan \left[ \left( \frac{n_g}{n_a} \right)^{2\nu} \sqrt{\frac{N_{eff}^2 - n_a^2}{n_g^2 - N_{eff}^2}} \right] + m\pi, \quad \nu = \begin{cases} 0, & \text{TE} \\ 1, & \text{TM} \end{cases}$$



## DISPERZNÍ DIAGRAM PLANÁRNÍHO VLNOVODU

Příklad vlnovodu:  $n_s = 1.5, n_g = 1.6, n_a = 1$  (vrstva polymeru na skle)



Při tloušťce vrstvy 2.5  $\mu\text{m}$  a vlnové délce 1  $\mu\text{m}$  se ve vlnovodu mohou šířit vidy  $\text{TE}_0, \text{TM}_0, \text{TE}_1, \text{TM}_1, \text{TE}_2$  a  $\text{TM}_2$ . Přitom platí

$$n_s < N_{eff}^{TM_2} < N_{eff}^{TE_2} < N_{eff}^{TM_1} < N_{eff}^{TE_1} < N_{eff}^{TM_0} < N_{eff}^{TE_0} < n_g.$$



## ANALOGIE VLNOVÉ ROVNICE SE SCHRÖDINGEROVOU ROVNICÍ PRO ČÁSTICI V POTENCIÁLOVÉ JÁMĚ

Vlnová rovnice

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_0^2 n^2(x) E_y = k_0^2 N^2 E_y$$

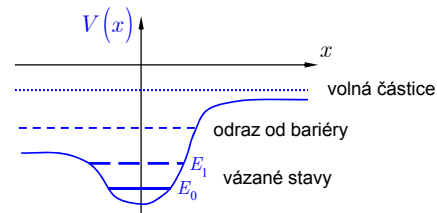
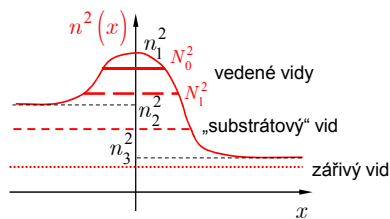
Schrödingerova rovnice

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + V(x) \psi(x) = E \psi(x)$$

dominantní složka  $E$

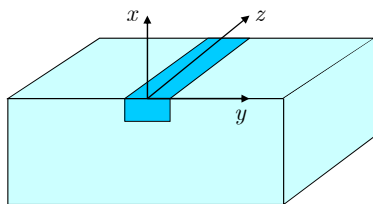
$$\begin{aligned} E_y(x) &\Leftrightarrow \psi(x) \\ k_0 &\Leftrightarrow \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \\ n^2(x) &\Leftrightarrow -V(x) \\ N^2 &\Leftrightarrow -E \end{aligned}$$

vlnová funkce  $\psi$



Ute

## VLASTNÍ VIDY KANÁLKOVÝCH VLNOVODŮ



$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \varepsilon(x, y) \mathbf{E} = 0$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} = -\nabla(\ln \varepsilon) \cdot \mathbf{E}$$

$$\Delta \mathbf{E} + \nabla[\nabla(\ln \varepsilon) \cdot \mathbf{E}] + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0$$

úplná vektorová rovnice

Oddělíme příčné a podélné složky pole:  $\mathbf{E} = \mathbf{e}(x, y) e^{i\beta z} = \mathbf{e}_\perp(x, y) e^{i\beta z} + \mathbf{e}_z(x, y) e^{i\beta z}$

Po úpravě  $\Delta_\perp \mathbf{e}_\perp + \nabla_\perp[\nabla_\perp(\ln \varepsilon) \cdot \mathbf{e}_\perp] + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{e}_\perp = 0$

$$\mathbf{e}_z = \frac{i}{\beta} \nabla_\perp^0 [\nabla_\perp \varepsilon + \nabla_\perp] \cdot \mathbf{e}_\perp$$

Vidy kanáلكových vlnovodů jsou **hybridní** – mají všechny složky pole **nenulové**

Přibližné metody: Marcatiliho metoda (separace proměnných),  
metoda efektivního indexu lomu,

Numerické metody: skalární, semivektorové, vektorové; FD, FE

Ute

## MARCATILIOHO METODA (SEPARACE PROMĚNNÝCH)

$$\Delta_{\perp} e(x, y) + \nabla_{\perp} [\nabla_{\perp} (\ln \varepsilon) \cdot e_{\perp}] + k_0^2 [n^2(x, y) - N^2] e(x, y) = 0 \quad \text{Separace proměnných:}$$

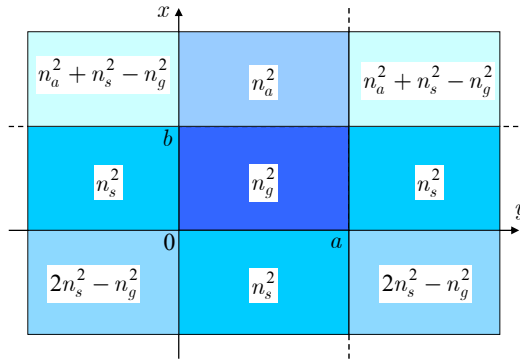
$$n^2(x, y) \stackrel{!}{=} n_x^2(x) + n_y^2(y) - \text{const}$$

$$\text{Předpoklad: } e(x, y) = e_x(x) e_y(y)$$

$$\frac{d^2 e_x(x)}{dx^2} + k_0^2 [n_x^2(x) - N_x^2] e_x(x) = 0,$$

$$\frac{d^2 e_y(y)}{dy^2} + k_0^2 [n_y^2(y) - N_y^2] e_y(y) = 0,$$

$$N^2 = N_x^2 + N_y^2 - \text{const}$$



$$n_x^2 = \begin{cases} n_a^2, & x > b \\ n_g^2, & 0 < x < b, \\ n_s^2, & x < 0 \end{cases} \quad n_y^2 = \begin{cases} n_s^2, & y < 0 \\ n_g^2, & 0 < y < a, \\ n_s^2, & y > a \end{cases}$$

$$N^2 = N_x^2 + N_y^2 - n_g^2$$

Hlavní výhoda: **jednoduchost**

Nevýhoda: malá přesnost blízko kritické frekvence (pole slabě vedené)

## SLOŽITĚJŠÍ VLNOVODNÉ STRUKTURY: METODA VÁZANÝCH

Výpočet pole v obecné vlnovodné struktuře pomocí rozkladu ve vlastní vidy podélně homogenního vlnovodu

$$1. \text{ Vlastní vidy vlnovodu s permitivitou } \varepsilon^{(0)}(x, y): \quad \mathbf{E}_{\mu}(x, y, z) = A_{\mu} \mathbf{e}_{\mu}(x, y) e^{i\beta_{\mu} z},$$

$$\text{Ortogonalita a úplnost spektra vlastních vidů} \quad \mathbf{H}_{\mu}(x, y, z) = A_{\mu} \mathbf{h}_{\mu}(x, y) e^{i\beta_{\mu} z}$$

$$\frac{1}{2} \iint_S \mathbf{e}_{\mu\perp} \times \mathbf{h}_{\nu\perp} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\beta_{\mu}}{|\beta_{\mu}|} \delta_{\mu\nu}$$

$$\varepsilon^{(0)}(x, y)$$

2. Obecný vlnovod s permitivitou  $\varepsilon(x, y, z)$ :

$$\mathbf{E}_{\perp}(x, z, y) = \sum_{\mu} [a_{\mu}(z) \mathbf{e}_{\mu\perp}(x, y) + b_{\mu}(z) \mathbf{e}_{\mu\perp}(x, y)],$$

$$\varepsilon(x, y, z):$$

$$\mathbf{H}_{\perp}(x, z, y) = \sum_{\mu} [a_{\mu}(z) \mathbf{h}_{\mu\perp}(x, y) - b_{\mu}(z) \mathbf{h}_{\mu\perp}(x, y)],$$

3. Přesné řešení vede na soustavu diferenciálních rovnic 1. řádu

$$\frac{da_{\mu}(z)}{dz} = i\beta_{\mu} a_{\mu}(z) + i \sum_{\nu} [K_{\mu\nu}^{++}(z) a_{\nu}(z) + K_{\mu\nu}^{+-}(z) b_{\nu}(z)],$$

$$\frac{db_{\mu}(z)}{dz} = -i\beta_{\mu} b_{\mu}(z) + i \sum_{\nu} [K_{\mu\nu}^{-+}(z) a_{\nu}(z) + K_{\mu\nu}^{--}(z) b_{\nu}(z)].$$



## ROVNICE PRO POMALU PROMĚNNÉ AMPLITUDY

$$a_\mu(z) = A_\mu(z) e^{i\beta_\mu z}, \quad b_\mu(z) = B_\mu(z) e^{-i\beta_\mu z}.$$

$$\frac{da_\mu}{dz} = e^{i\beta_\mu z} \frac{dA_\mu}{dz} + i\beta_\mu a_\mu, \quad \frac{db_\mu}{dz} = e^{-i\beta_\mu z} \frac{dB_\mu}{dz} - i\beta_\mu b_\mu.$$

Dosazením získáme

$$\frac{dA_\mu(z)}{dz} = i \sum_\nu \left[ K_{\mu\nu}^{++}(z) e^{-i(\beta_\mu - \beta_\nu)z} A_\nu(z) + K_{\mu\nu}^{+-}(z) e^{-i(\beta_\mu + \beta_\nu)z} B_\nu(z) \right],$$

$$\frac{dB_\mu(z)}{dz} = i \sum_\nu \left[ K_{\mu\nu}^{-+}(z) e^{i(\beta_\mu + \beta_\nu)z} A_\nu(z) + K_{\mu\nu}^{--}(z) e^{i(\beta_\mu - \beta_\nu)z} B_\nu(z) \right].$$

$$K_{\mu\nu}^{pq} = pK_{\mu\nu} + qk_{\mu\nu}, \quad p, q = 1 \text{ nebo } -1,$$

$$K_{\mu\nu}(z) = \frac{\omega\varepsilon_0}{4} \frac{|\beta_\mu|}{\beta_\mu} \iint_S [\varepsilon(x, y, z) - \varepsilon^{(0)}(x, y)] \mathbf{e}_{\mu\perp} \cdot \mathbf{e}_{\nu\perp} dx dy,$$

$$k_{\mu\nu}(z) = \frac{\omega\varepsilon_0}{4} \frac{|\beta_\mu|}{\beta_\mu^*} \iint_S \frac{\varepsilon^{(0)}(x, y)}{\varepsilon(x, y, z)} [\varepsilon(x, y, z) - \varepsilon^{(0)}(x, y)] \mathbf{e}_{\mu z} \cdot \mathbf{e}_{\nu z} dx dy,$$

Uč

## PORUCHOVÁ METODA VÝPOČTU KONSTANTY ŠÍŘENÍ SLABĚ MODIFIKOVANÉHO VLNOVODU

Pro struktury, v nichž lze zanedbat zpětné odrazy, platí zjednodušená soustava

$$\frac{da_\mu(z)}{dz} = i\beta_\mu a_\mu(z) + i \sum_\nu K_{\mu\nu}^{++}(z) a_\nu(z).$$

Pro slabou *homogenní* poruchu (nezávislou na  $z$ ) přibližně platí

$$\frac{da_\mu(z)}{dz} \approx i\beta_\mu a_\mu(z) + iK_{\mu\mu}^{++} a_\mu(z), \quad \text{neboli} \quad \frac{da_\mu(z)}{dz} \approx i(\beta_\mu + K_{\mu\mu}^{++}) a_\mu(z), \quad \text{a}$$

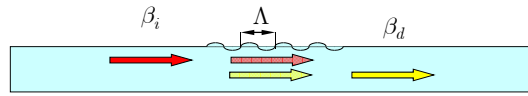
$$a_\mu(z) \approx \exp\left[i(\beta_\mu + K_{\mu\mu}^{++})(z - z_0)\right] a_\mu(z_0)$$

„Porucha“ tedy (v prvním přiblížení) způsobí změnu konstanty šíření o hodnotu

$$\Delta\beta = K_{\mu\mu}^{++} = \frac{\omega\varepsilon_0}{4} \frac{|\beta_\mu|}{\beta_\mu} \iint_S [\varepsilon(x, y) - \varepsilon^{(0)}(x, y)] \left[ \left| \mathbf{e}_{\mu\perp}(x, y) \right|^2 + \frac{\varepsilon^{(0)}(x, y)}{\varepsilon(x, y)} \left| e_{\mu z} \right|^2 \right] dx dy.$$

Uč

## KONVERZE VIDŮ NA VLNOVODNÉ MŘÍŽCE



$$K_{\mu\nu}^{pq}(z) = \sum_m K_{\mu\nu,m}^{pq} e^{imKz}, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \beta_d \approx \beta_i \pm mK$$

Pro  $m = 1$

$$\frac{dA_i}{dz} = i\kappa^* e^{i\Delta\beta z} A_d(z), \quad \Delta\beta = \beta_d - \beta_i - K$$

$$\frac{dA_d}{dz} = i\kappa e^{-i\Delta\beta z} A_i(z), \quad \kappa = iK_{d,i,1}^{++}$$

Řešení s počáteční podmínkou  $A_i(0) = A_{i0}$ ,  $A_d(0) = 0$  je

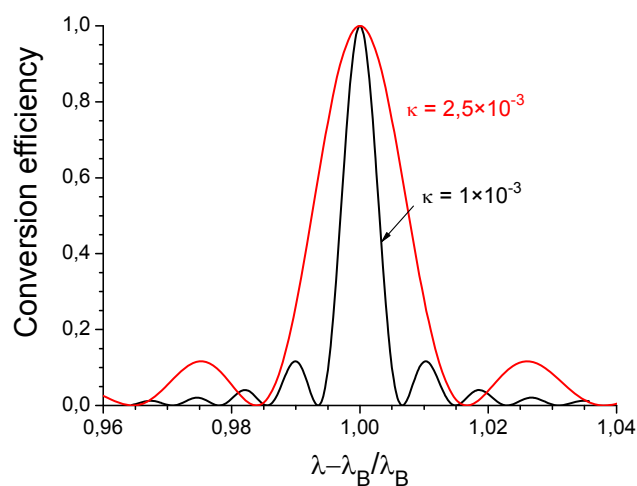
$$A_i(z) = A_{i0} e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z} [\cos \delta z - i(\Delta\beta/2) \sin \delta z], \quad \delta = \sqrt{(\Delta\beta/2)^2 + |\kappa|^2}$$

$$A_d(z) = iA_{i0} \frac{\kappa}{\delta} e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z} \sin \delta z; \quad |A_d(z)|^2 = |A_{i0}|^2 \left| \frac{\kappa}{\delta} \right|^2 \sin^2 \delta z.$$

Pro  $\Delta\beta = 0$   $|A_d(z)|^2 = |A_{i0}|^2 \sin^2 |\kappa|z$  Účinnost může být teoreticky 100%

Ute

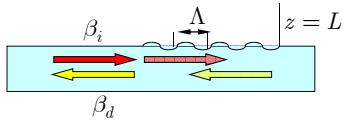
## SPEKTRÁLNÍ ZÁVISLOST KONVERZE VIDŮ NA MŘÍŽCE



Dlouhá mřížka s malým činitelem vazby má úzkou spektrální křivku konverzní účinnosti

Ute

## ZPĚTNÝ (BRAGGOVSKÝ) ODRAZ NA MŘÍŽCE



$$\beta_d \approx \beta_i \pm mK; \quad \beta_d \approx \beta_i - K \approx -\beta_i$$

$$K \approx 2\beta_i$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i\kappa^* e^{-i\Delta\beta z} B_d(z), \quad \Delta\beta = \beta_d + \beta_i - K$$

Řešení s okrajovými podmínkami

$$\frac{dB_d}{dz} = -i\kappa e^{i\Delta\beta z} A_i(z), \quad \kappa = iK_{d,i,1}^{++}$$

$$A_i(0) = A_{i0}, \quad B_d(L) = 0 \quad \text{je}$$

$$A_i(z) = \delta A_{i0} \left[ \delta \cosh \delta z - i(\Delta\beta / 2) \sinh \delta z \right]^{-1}, \quad \delta = \sqrt{|\kappa|^2 - (\Delta\beta / 2)^2}$$

$$B_d(z) = i\kappa^* A_{i0} e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z} \left[ \delta \coth \delta z - i\frac{\Delta\beta}{2} \right]^{-1}$$

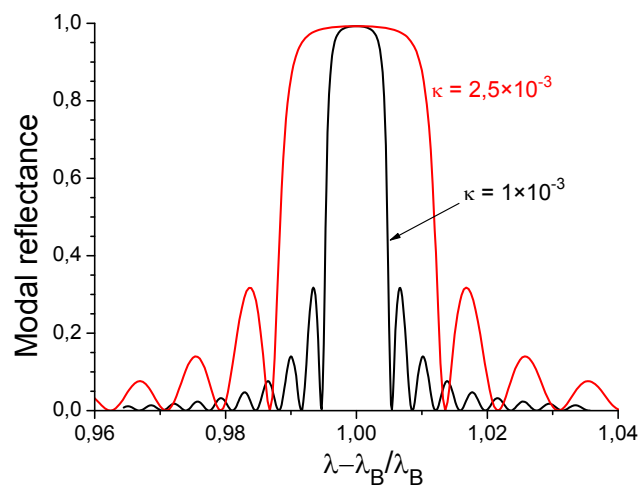
Pro  $\Delta\beta = 0$

$$|R|^2 = \left| \frac{B_d(0)}{A_{i0}} \right|^2 = \left| \frac{\kappa \sinh \delta L}{\delta \cosh \delta L - i(\Delta\beta / 2) \sinh \delta L} \right|^2$$

$$|R|^2 = \tanh^2 |\kappa| L$$

Úře

## SPEKTRÁLNÍ ZÁVISLOST ÚČINNOSTI ZPĚTNÉHO ODRAZU

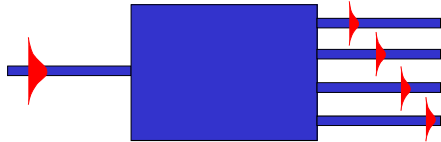


Úzká spektrální křivka konverzní účinnosti vyžaduje malý činitel vazby a dlouhou mřížku

Úře

## METODY „ŠÍŘENÍ OPTICKÉHO SVAZKU“ (BPM)

Metody pro výpočet rozložení pole optického záření  
ve složitějších podélně nehomogenních vlnovodných strukturách

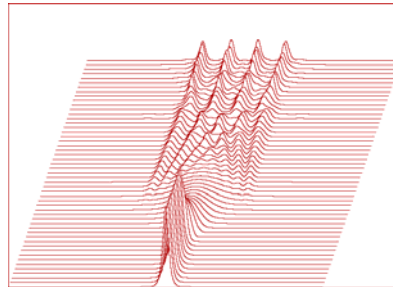


Složitější vlnovodná struktura

Rozložení optického záření

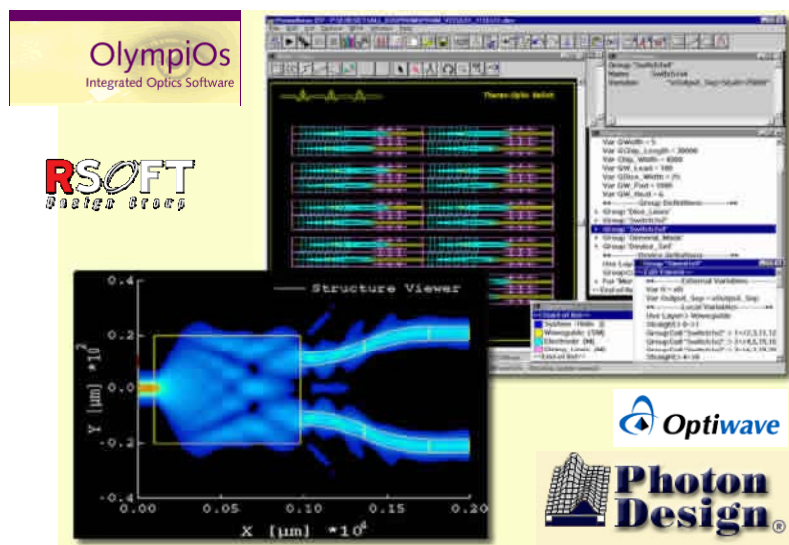
Ze známého rozložení pole v místě  $z$   
se počítá pole v místě  $z + \Delta z$  :

$$E(x, y, z + \Delta z) \approx \mathcal{P}(x, y, \Delta z)E(x, y, z)$$



Ute

## KOMERČNÍCH SOFTWARE PRODUKTY PRO MODELOVÁNÍ A NÁVRH FOTONICKÝCH STRUKTUR

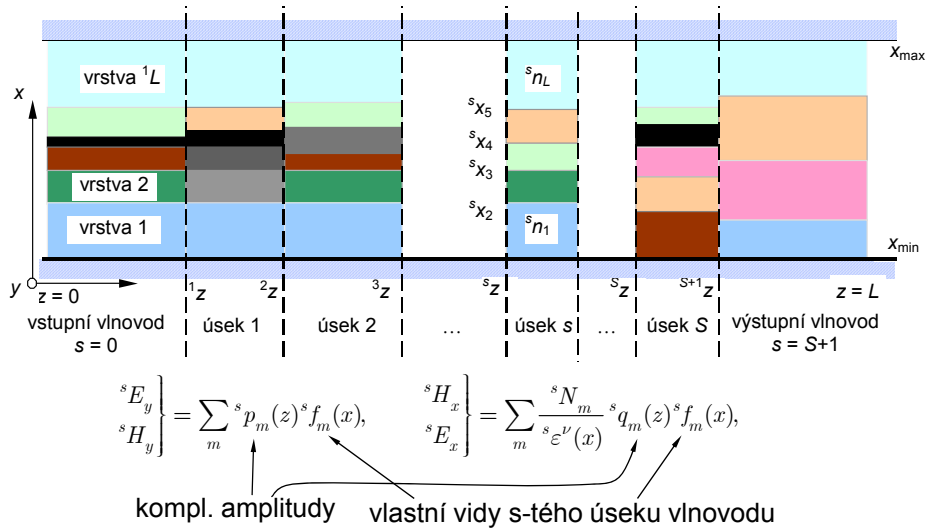


The collage features several elements:

- OlympiOs Integrated Optics Software**: Logo in the top left.
- RSOFT Design Group**: Logo in the middle left.
- Optiwave**: Logo in the bottom right.
- Photon Design**: Logo in the bottom right.
- Structure Viewer**: A 2D plot showing a blue optical field distribution in a waveguide structure, with axes labeled  $Y [\mu\text{m}] \cdot 10^3$  and  $X [\mu\text{m}] \cdot 10^4$ .
- Simulation Results**: A screenshot of a software interface showing a table of data and a list of parameters on the right side.

Ute

## METODA ROZKLADU VE VLASTNÍ VIDY



## ZÁKLADY TECHNOLOGIE

## ZÁKLADY TECHNOLOGIE

## OPTICKÝCH VLNOVODNÝCH SOUČÁSTEK

## TECHNOLOGIE PŘÍPRAVY PLANÁRNÍCH FOTONICKÝCH STRUKTUR

### Iontová výměna ve skleněných podložkách

Výměna iontů  $\text{Na}^+$  za  $\text{Ag}^+$  nebo  $\text{K}^+$  ve speciálním skle.

Pasivní součástky, **aktivní** (zesilovače dotované  $\text{Er}^{3+}$ )

### Silica on silicon ( $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2:\text{Ge}, \text{P}/\text{SiO}_2$ )

chemické depozice, hydrolyza plamenem (IO „vlákno“)

Měrný útlum řádu 0.001 dB/cm

Pasivní součástky, termooptické, **aktivní** (dotované  $\text{Er}^{3+}$ )

### Polymery

Termooptické (elektrooptické?) modulátory a přepínače

### Ti:LiNbO<sub>3</sub>, APE LiNbO<sub>3</sub> (annealed proton exchange)

Elektrooptické, akustooptické, aktivní (dotované  $\text{Er}^{3+}$ ),

nelineární optické prvky (kaskádní procesy  $\chi^2: \chi^2$ )

### Polovodiče III-V ( $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}_{1-x-y}$ , $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ )

MOCVD, MBE, CBE

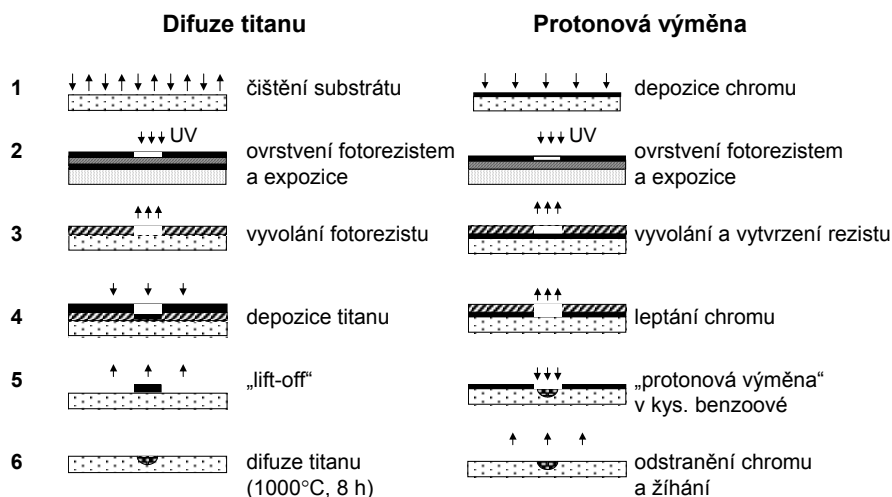
Lasery, polovodičové zesilovače, elektroabsorpční modulátory, spektrální de/multiplexory, detektory,...

### Silicon on Insulator ( $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ )

(„wafer bonding“, extrémní kontrast indexu lomu 3,5:1 → *fotonické krystaly*)

Uře

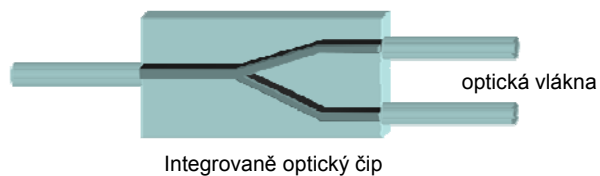
## PŘÍPRAVA VLNOVODŮ V MONOKRYSTALU LiNbO<sub>3</sub>



Uře

## DALŠÍ TECHNOLOGICKÉ OPERACE

Po výrobě čipu leštění čel, kontaktování, připojování vláken, **pouzdrění**, ...



úře

## PASIVNÍ FOTONICKÉ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

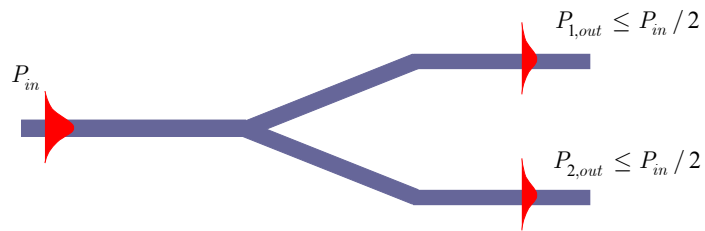
### PASIVNÍ FOTONICKÉ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

úře

# ZÁKLADNÍ VLNOVODNÉ STRUKTURY

## Symetrické rozvětvení vlnovodu

### 1. Jednovidové rozvětvení buzené do společné větve

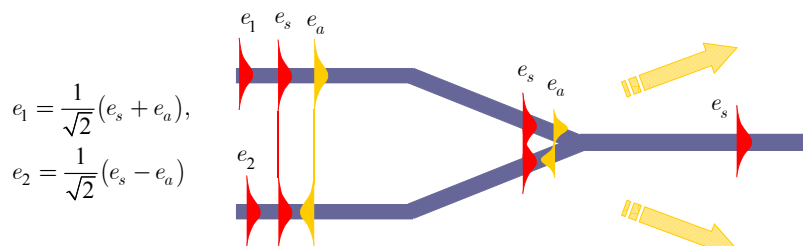


Výkon se dělí rovnoměrně do obou výstupních větví z důvodů symetrie

Ute

## SYMETRICKÉ ROZVĚTVENÍ BUZENÉ V OPAČNÉM SMĚRU

### 2. Současné buzení do obou větví se vzájemným fázovým posuvem $\Delta\varphi$



$$e_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s + e_a),$$

$$e_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s - e_a)$$

$$E_{out} \cong e_1 e^{i\Delta\varphi/2} + e_2 e^{-i\Delta\varphi/2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s + e_a) e^{i\Delta\varphi/2} + \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s - e_a) e^{-i\Delta\varphi/2} =$$

$$= \sqrt{2} e_s \cos \frac{\Delta\varphi}{2} + \sqrt{2} i e_a \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \rightarrow (e_1 + e_2) \cos \frac{\Delta\varphi}{2} = E_{in} \cos \frac{\Delta\varphi}{2}$$

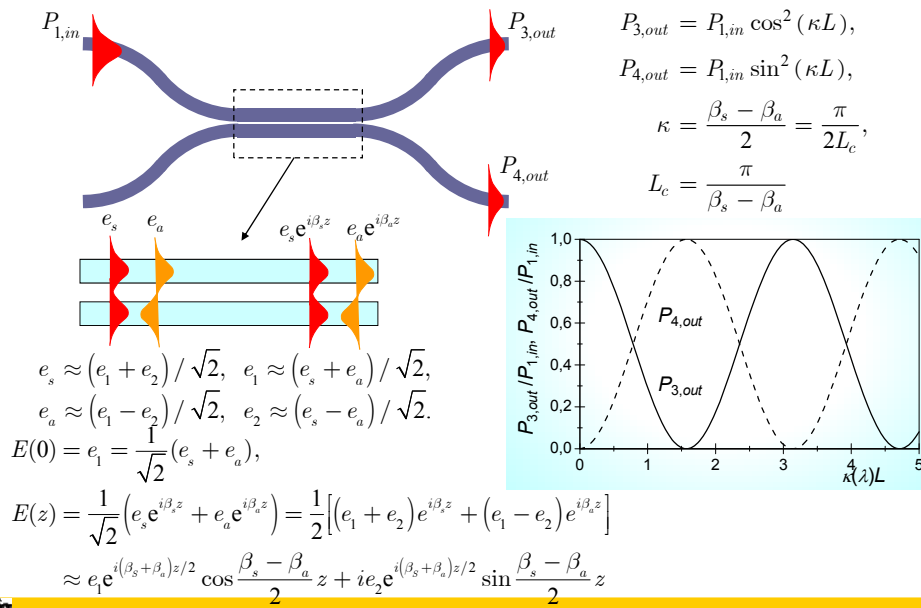
$$P_{out} \leq P_{in} \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = P_{in} \cos^2 \left( \frac{\pi u}{2 U_\pi} \right)$$

Relativní změnou fáze vidů ve vstupní větvi je možno měnit výstupní výkon

Ute



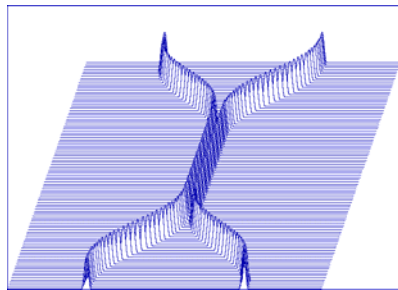
## SMĚROVÁ ODBOČNICE (SMĚROVÝ VAZEBNÍ ČLEN)



## SPEKTRÁLNÍ VLASTNOSTI SMĚROVÉ ODBOČNICE

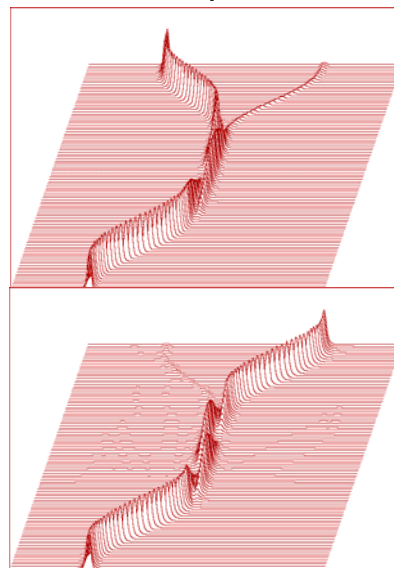
Rozložení indexu lomu

$\lambda = 1.3 \mu\text{m}$



$\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

Rozložení optického záření



## SPEKTRÁLNÍ DE/MULTIPLEXORY

Oddělování vlnových délek směrovou odbočnicí

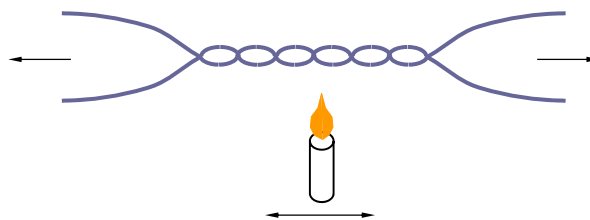


Vlnové délky	$\Delta\lambda$	Vložný útlum	Izolace	Směrovost	Teplotní rozsah	Vlákna
1,3/1,55 $\mu\text{m}$	$\pm 20$ nm	0,6 dB	12 nebo 24 dB	60 dB	-40° až +85°C	9/125/250

úře

## VLÁKNOVÁ SMĚROVÁ ODBOČNICE

„Stavování“ vláken (fused biconical fibre couplers)



Vhodné pro jednovidové vazební členy 2×2 a 1×2, nezachovávající polarizaci, součástky s větším počtem vstupů a výstupů obtížněji realizovatelné

úře

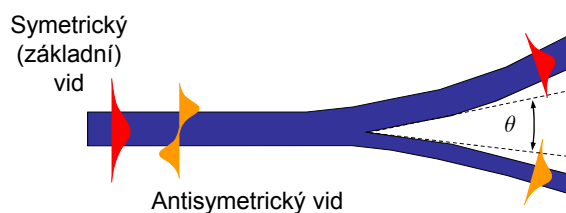
# VLÁKNOVÉ DĚLIČE (FUSED BICONICAL TAPER COUPLER)

**Dělicí poměry 10/90, 20/80, 30/70, 40/60, 50/50**

Jednovidové děliče							
Vlnová délka	Vložný útlum	Vyrovnanost	Směrnost	Teplotní stabilita	Rozsah pracovních teplot	Konfigurace	Typ vlákna
1310nm, 1550nm, volitelná	< 3.4 dB (pro dělicí poměr 50/50)	< 0.4 dB	60 dB	< 0.2 dB	- 40°C +80°C nebo 10°C to +60°C	1 × 2 nebo 2 × 2	Corning SMF-28 (9/125/250um)
Mnohovidové děliče							
Vlnová délka	Vložný útlum	Vyrovnanost	Směrnost	Teplotní stabilita	Rozsah pracovních teplot	Konfigurace	Typ vlákna
800 nm – 1310 nm	< 3.6 dB (pro dělicí poměr 50/50)	< 0.6 dB	40 dB	< 0.2 dB	- 40°C + 85°C	1 × 2 nebo 2 × 2	50/125/250, 62.5/125/250 100/140/250 200/230/500

úře

## ASYMETRICKÉ VLNOVODNÉ ROZVĚTVENÍ

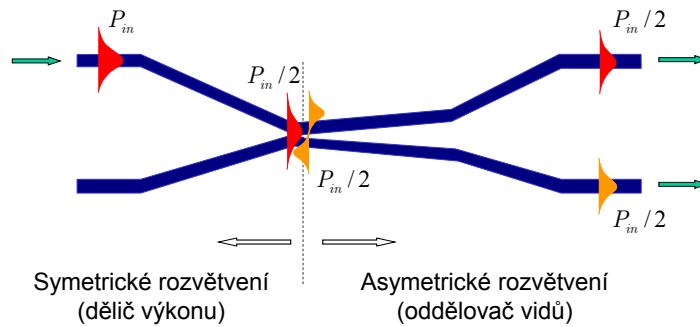


$$\frac{\Delta N_{eff}}{\sqrt{n_s^2 - N_{eff}^2} \theta} \begin{cases} > 1, & \Rightarrow \text{asymetrické Y, oddělovač vidů} \\ < 0.1, & \Rightarrow \text{symetrické Y, dělič výkonu} \end{cases}$$

Pokud je výstupní úhel  $\theta$  velmi malý ( $\theta < 0,2^\circ$ ) a výstupní větve asymetrické, chová se rozvětvení Y jako **oddělovač vidů**, nikoli jako dělič výkonu

úře

## SPEKTRÁLNĚ NEZÁVISLÁ ODBOČNICE 2×2

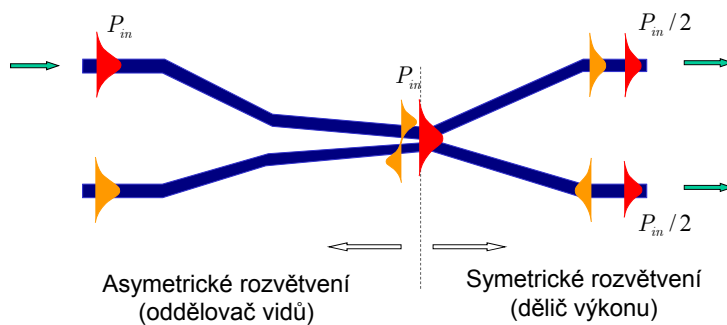


Odbočnice může pracovat v celém intervalu 1,25 – 1,6  $\mu\text{m}$ ;  
omezení je dáno **oblastí jednovidového režimu** vlnovodů

úře

## SPEKTRÁLNĚ NEZÁVISLÁ ODBOČNICE 2×2

Šíření v opačném směru

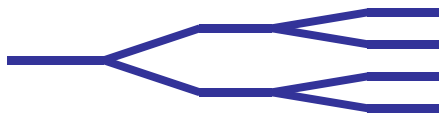


Odbočnice může pracovat v celém intervalu 1,25 – 1,6  $\mu\text{m}$ ;  
omezení je dáno **oblastí jednovidového režimu** vlnovodů

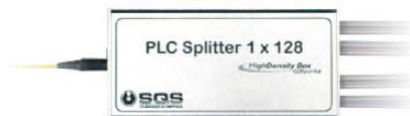
úře

## DĚLIČE VÝKONU

Dělič 1×4 s postupným dělením využívající symetrické rozvětvení



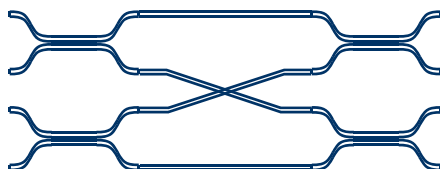
$IL \geq 6$  dB,  $L_e \geq 0$  dB;  
v opačném směru  
silně ztrátový,  
 $L_e \geq 6$  dB



SQS Vláknová optika, a.s.,  
Nová Paka, ČR



Dělič 4×4 využívající směrové odbočnice



$IL \geq 6$  dB  
v obou směrech,  
 $L_e \approx 0$

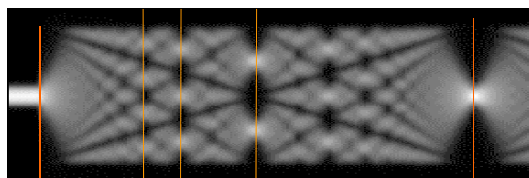
úře

## DĚLIČE S MNOHOVIDOVOU INTERFERENCÍ

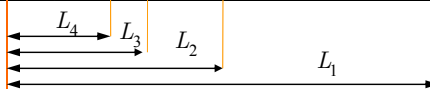
Interference vidů v úseku mnohovidového planárního vlnovodu  
vykazuje zobrazovací vlastnosti:



úsek širokého  
vlnovodu



rozložení  
optického  
záření  
(numerický  
model)

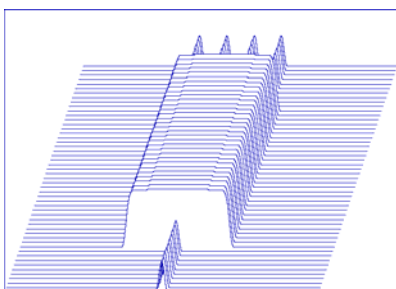


úře

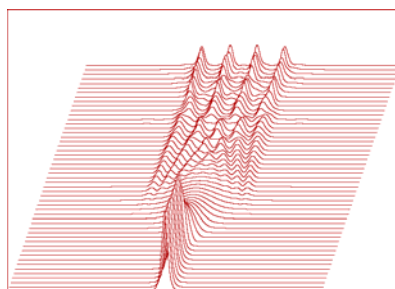
## DĚLIČ 1×4 S MNOHOVIDOVOU INTERFERENCÍ



Rozložení indexu lomu

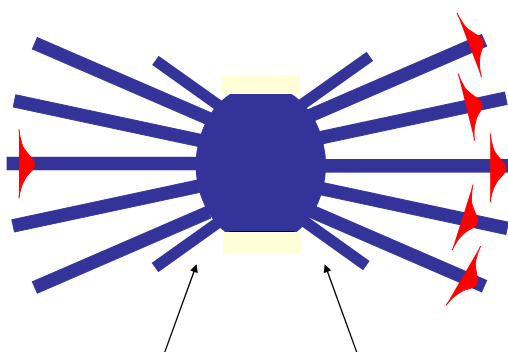


Rozložení optického záření



úře

## HVĚZDICOVÝ DIFRAKČNÍ VAZEBNÍ ČLEN M×N



„Jalové“ vlnovody pro zlepšení rovnoměrnosti rozdělení výkonu

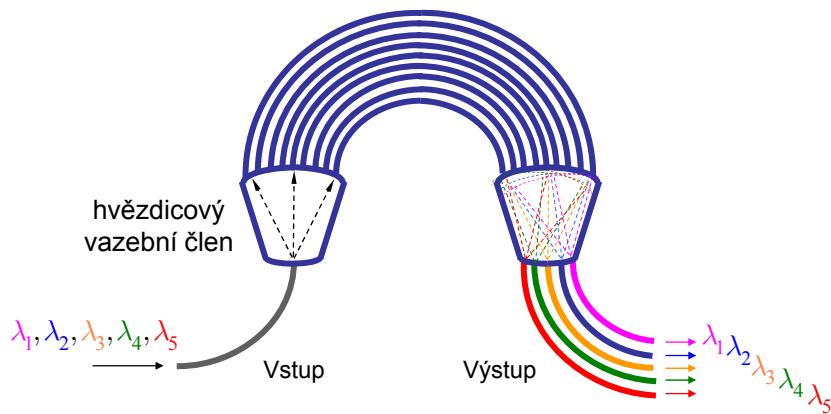
Umožňuje rovnoměrně navázat záření do velkého počtu  
(až několika desítek) vlnovodů

úře

# SPEKTRÁLNÍ DEMULTIPLEXOR S FÁZOVANOU ŘADOU VLNOVODŮ

(„Phasar“, AWG – array waveguide grating demux)

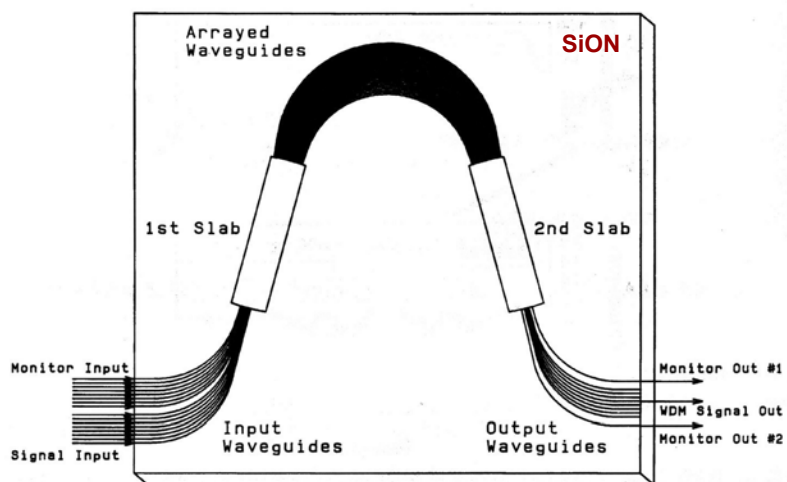
Fázovaná řada (několika desítek) vlnovodů



M. K. Smit, 1987; nyní jedna z nejužívanějších součástí integrované fotoniky

úře

## PŘÍKLAD PROVEDENÍ



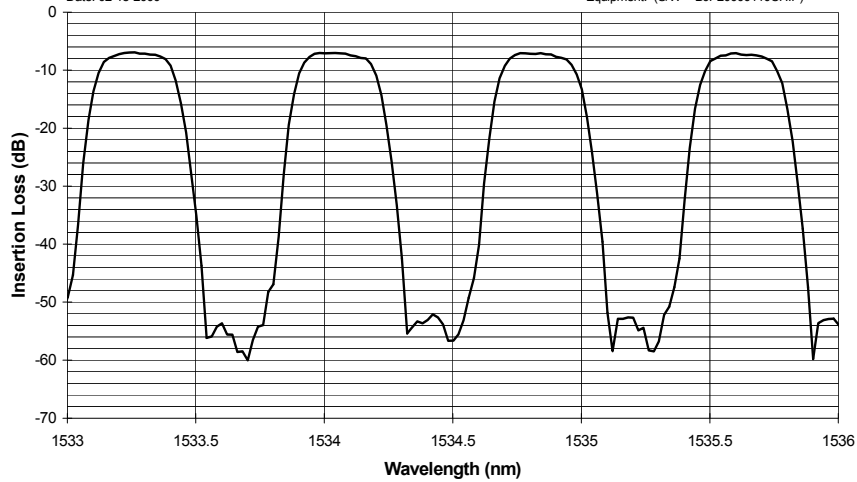
úře

## SPEKTRÁLNÍ CHARAKTERISTIKA

Batch No.:AWG25  
Wafer No.:AWG25-6  
Date: 02-18-2000

### Insertion Loss vs. Wavelength

Device No.:B7TL\_MIRROR\_ANG\_FIB\_RETEST  
Operator: martin  
Equipment: (S/W = BJP20000110CHIP)



Ute

## DEMULTIPLEXORY AWG PRO DWDM

Typ	AWG 1×n nebo AWG-n×n
pracovní vlnová délka	1.55 μm
počet kanálů (n)	4, 8, 16 nebo 32
vzdálenost kanálů	0.8, 1.0, 1.6 nebo 2.0 nm
3 dB šířka pásma	násobek 100 nebo 200 GHz (ITU Standard)
vložný útlum	≈ 40% vzdálenosti kanálů
izolace	< 7dB pro n = 4-16; < 9 dB pro n = 32
polar. závislost útlumu	> 22 dB
útlum odrazu	< 0.3 dB na střední vln.délce
směrovost	> 40 dB
vlákna	> 40 dB
teplotní stabilizace	vstup i výstup: 2 m 4- nebo 8- vláknové „pásy“
teplotní závislost rozměry (1×w×h, mm <sup>3</sup> )	< 0.5°C (0° ÷ 70° C)
	< 0.05 nm (0° ÷ 70° C) s tepl. stabilizátorem
	100x55x25 (s Peltierovým chladičem)

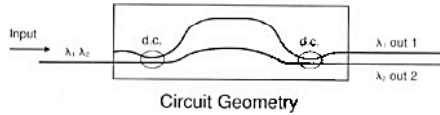
Ute



## SPEKTRÁLNÍ DEMULTIPLEXOR S MACHOVÝM-ZEHNDEROVÝM INTERFEROMETREM

Fázový posuv v různě dlouhých ramenech Machova-Zehnderova interferometru závisí na vlnové délce:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} N_{eff} \Delta L, \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2N_{eff} \Delta L},$$

$$\Delta f = \frac{c}{2N_{eff} \Delta L}$$


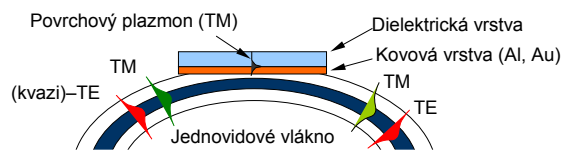
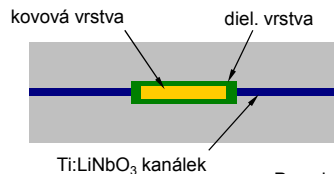
Pracovní vlnová délka	pásmo 1.3 μm nebo 1.55 μm
Počet kanálů	2
FSR (2·Δλ)	1.3 μm: 25GHz, 0.74, 2.1, 3, 7, 10 nm 1.55 μm: 3, 5, 10, 100, 250 GHz, 10nm
Vložný útlum	1.5 – 5.0 dB v závislosti na modelu
Přeslech	< -15 dB
Útlum odrazu <sup>2</sup>	> 55 dB
Vlákna	PANDA PM 400 μm/250μm, nominální délka 2m
Rozměry (délka × šířka × výška) mm <sup>3</sup>	94x22x6

Uře

## POLARIZÁTORY PRO VLÁKNOVOU OPTIKU

Principy funkce:

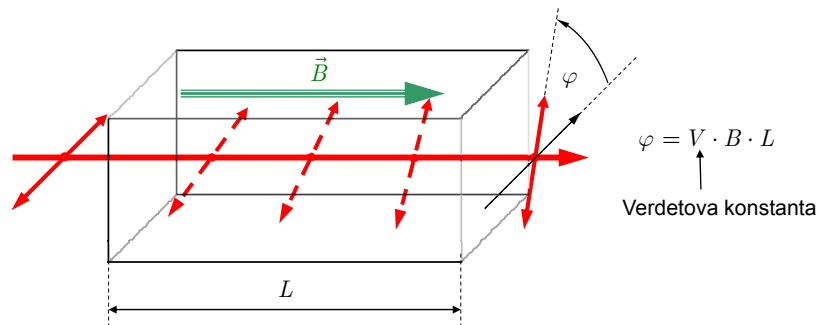
1. „Mikroptický“ polarizátor vložený do kolimovaného svazku
2. „Jednopolizační vlákno“ – silně dvojlomné vlákno s asymetrickým profilem indexu lomu, vedoucí pouze jednu polarizaci.
3. „Orientovaná“ cívka z dvojlomného vlákna: útlum v ohybech je pro slaběji vedenou polarizaci až o několik řádů větší.
4. Polarizátor využívající excitace povrchových plazmonů: bočně zbroušené, vyleštěné a pokovené vlákno



Uře

## FARADAYŮV (MAGNETOOPTICKÝ) JEV

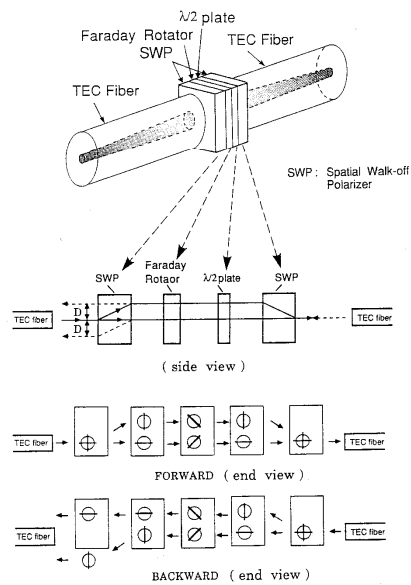
Stáčení polarizační roviny při šíření v prostředí s podélnou magnetizací



Uře

## OPTICKÉ VLÁKNOVÉ IZOLÁTORY

Použití: potlačení zpětných odrazů do zdroje (nejčastěji laseru)



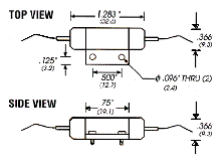
Uře

## PROVEDENÍ VLÁKNOVÝCH IZOLÁTORŮ

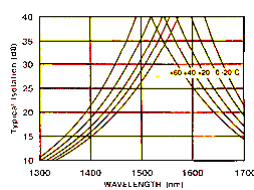
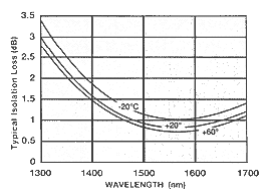
Mikrooptická konstrukce



„Vláknová“ konstrukce



Spektrální závislost útlumu    Spektrální závislost izolace



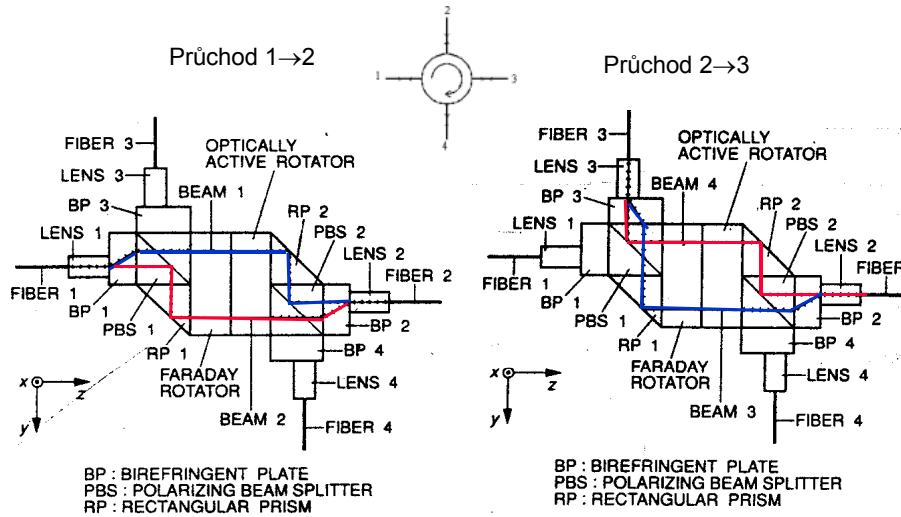
úře

## PARAMETRY VLÁKNOVÝCH IZOLÁTORŮ

Vlnová délka	1310 nm, 1550 nm
Izolace na $\lambda_{opt}$	> 40 dB
Šířka pásma na 90% izolace	1–2% $\lambda_{opt}$
Vložný útlum	0,4–0,8 dB
Polarizační závislost útlumu	< 0,1 dB
Polarizační disperze	< 0,5 ps
Útlum odrazu na vstupu i výst.	> 55 dB
Rozsah pracovních teplot	–20°C až +55°C
Max. přípustná vlhkost vzduchu	95%, 0° až 40°C

úře

## OPTICKÝ VLÁKNOVÝ POLARIZAČNĚ NEZÁVISLÝ CIRKULÁTOR



Y. Fujii, J. Lightwave Technology, pp.456-460 (1991).

„DYNAMICKÉ“ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

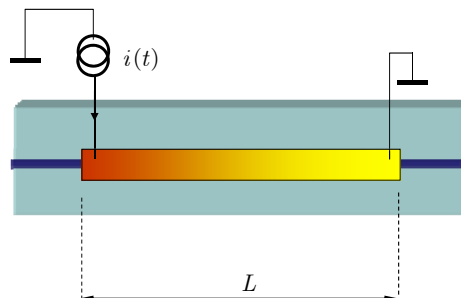
**SOUČÁSTKY PRO OVLÁDÁNÍ  
OPTICKÉHO ZÁŘENÍ**

## TERMOOPTICKÝ JEV

Změna fáze optické vlny při šíření v optickém prostředí

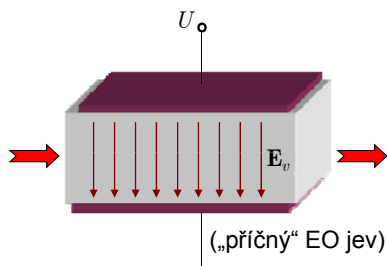
$$\Delta\varphi = \Delta(k_0 n L) \approx k_0 \left( \frac{\partial n}{\partial T} L + n \frac{\partial L}{\partial T} \right) \Delta T$$

Typická aplikace: **termooptická fázová modulace záření** ve vlnovodu



Uře

## ZÁKLADY ELEKTROOPTICKÉHO JEVU



Přiložením elektrického pole na elektrooptický materiál dochází ke změně jeho optické permitivity (resp. „impermitivity“).

Je-li závislost změny na velikosti pole *lineární*, jde o *lineární (Pockelsův) elektrooptický jev*, je-li kvadratická, jde o *kvadratický (Kerrův) elektrooptický jev*.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \bar{\epsilon}^{-1} \cdot \mathbf{D}$$

$$\Delta \bar{\epsilon}^{-1}(\mathbf{E}_v) = \underbrace{\tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_v}_{\text{lineární jev (Pockelsův)}} + \underbrace{\bar{\mathbf{s}} : \mathbf{E}_v \mathbf{E}_v}_{\text{kvadratický jev (Kerrův)}}$$

Lineární (Pockelsův) jev nastává pouze v materiálech, jejichž fyzikální vlastnosti nejsou invariantní vůči záměně směru souřadnicových os

(*necentrosymetrické materiály*).

$$\Delta \epsilon = -\epsilon \cdot \Delta \epsilon^{-1} \cdot \epsilon = -\epsilon \cdot (\tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_v) \cdot \epsilon,$$

$$\Delta n \approx -\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E_v$$

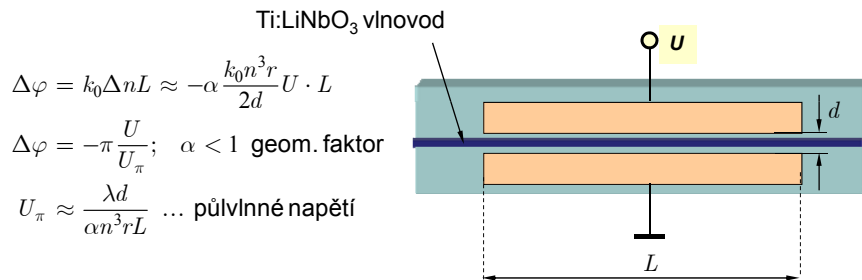
Uře

## ELEKTROOPTICKÉ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

**Elektrooptický jev:** změna indexu lomu (tenzoru optické permitivity) vlivem vnějšího elektrického pole

$$\Delta(\vec{\epsilon}^{-1}) = \vec{r} \cdot \vec{E}_v; \quad \Delta\vec{\epsilon} \cong -\vec{\epsilon} \cdot (\vec{r} \cdot \vec{E}_v) \cdot \vec{\epsilon}, \quad \Delta n \approx -\frac{1}{2} n^3 r E_v, \quad [r] = \text{pm/V}$$

Typická aplikace: **elektrooptický (fázový) modulátor**

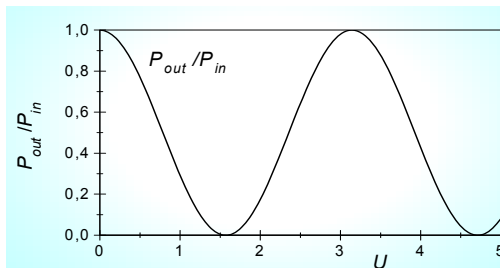
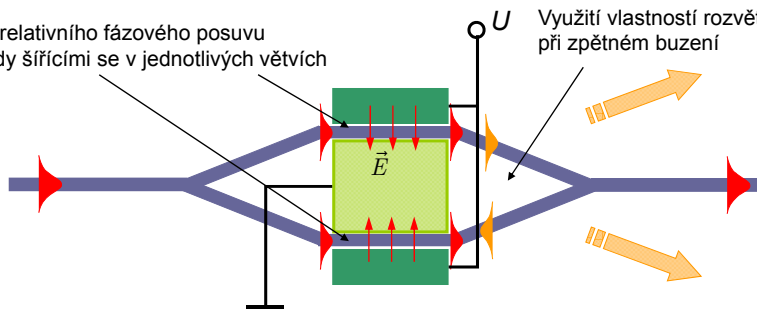


Uře

## MACHŮV- ZEHNDERŮV INTERFEROMETRICKÝ MODULÁTOR

Změna relativního fázového posuvu mezi vlny šířícími se v jednotlivých větvích

Využití vlastností rozvětvení Y při zpětném buzení

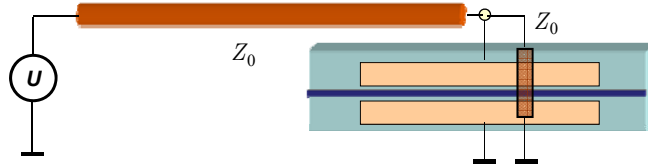


$$P_{out} = P_{in} \cos^2 \left( \frac{\pi U}{2 U_\pi} \right)$$

$$= \frac{P_{in}}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{\pi U}{U_\pi} \right) \right]$$

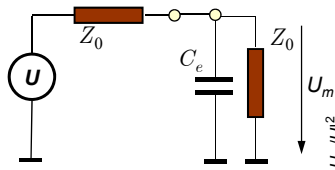
Uře

## RYCHLOST EO MODULACE (MODULAČNÍ ŠÍŘKA PÁSMO)

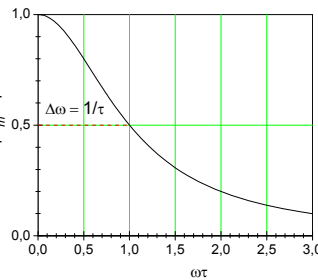


Náhradní elektrické schéma

$$U_m = \frac{1}{2(1 + j\omega\tau)} U, \quad \tau = \frac{C_e L_e Z_0}{2}$$



$$\left| \frac{U_m}{U} \right| = \frac{1}{2\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}$$



$$B = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

$$B \cdot L_e = \frac{1}{\pi C_e Z_0}$$

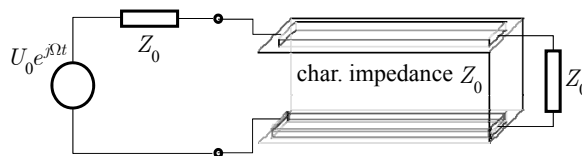
$$C_e = 2 \text{ pF/cm,}$$

$$Z_0 = 50 \Omega,$$

$$B \cdot L_e \approx 3 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$$

UČE

## ZVÝŠENÍ RYCHLOSTI MODULACE VYUŽITÍM ELEKTROD S POSTUPNOU VLNOU



Optická vlna:  $E_{opt} = E_0 \exp\left[j(\omega t - k_0 n_{eff} z)\right],$

Modulační vlna:  $E_{mod} = E_m \exp\left[j(\Omega t - k_0 n_m z)\right].$

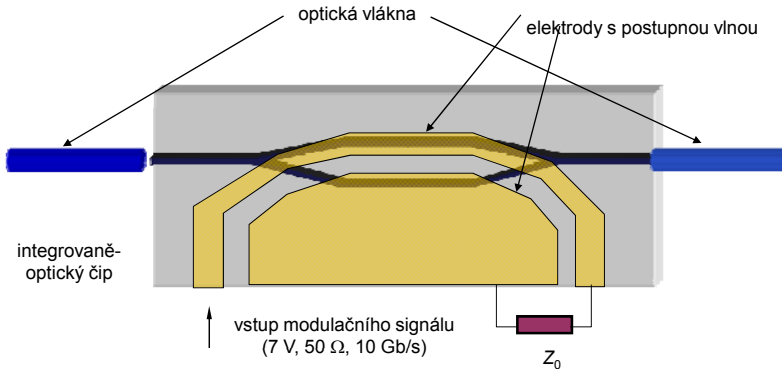
Lze ukázat, že účinnost modulace je  $\eta_{mod} \sim \left[ \frac{\sin \frac{\Omega}{2c} (n_m - n_{eff}) L}{\frac{\Omega}{2c} (n_m - n_{eff}) L} \right]^2;$

Šířka pásma pro pokles účinnosti modulace o 4 dB je

$$B \cdot L \approx \frac{\Omega_{max}}{2\pi} L = \frac{c}{2(n_m - n_{eff})} \quad \text{Pro } n_m \approx 4.2, n_{eff} \approx 2.2 \quad B \cdot L \approx 10 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$$

UČE

## ELEKTROOPTICKY ŘÍZENÝ MZ INTERFEROMETR S POSTUPNOU MODULAČNÍ VLNOU



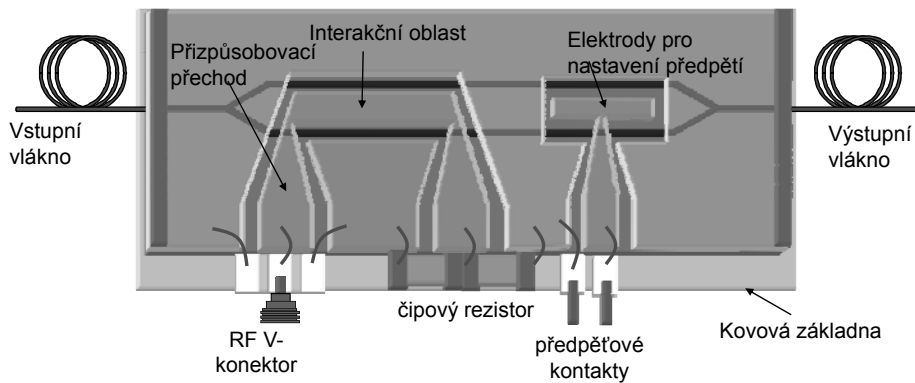
$$B \cdot L_e \approx \frac{2c}{\pi(n_\mu - n_{opt})} \doteq 9.5 \text{ GHz} \cdot \text{cm},$$

$$n_\mu = \sqrt{\varepsilon_{\mu,eff}} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}} + 1)} \approx 4.2,$$

$$n_{opt} = N_{eff} \approx 2.2$$

Uře

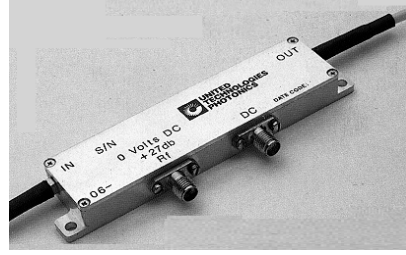
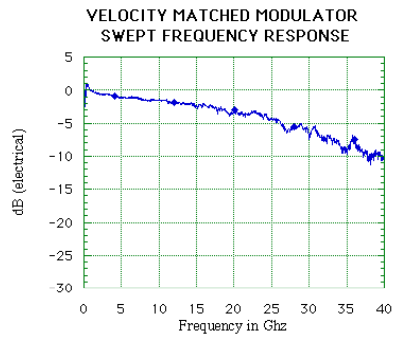
## KONSTRUKCE INTERFEROMETRICKÉHO MODULÁTORU



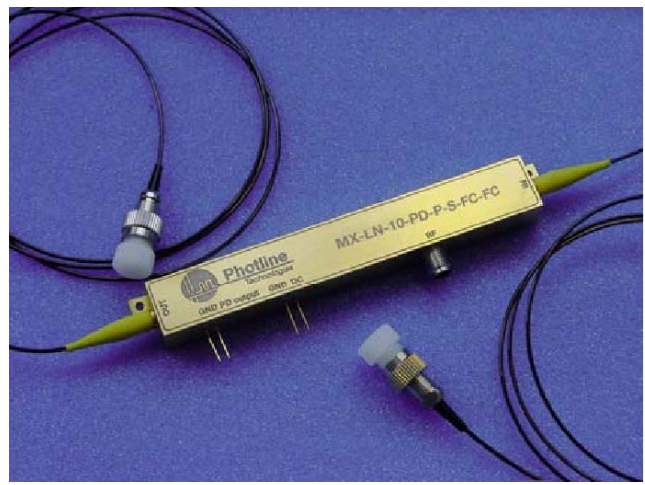
Uře



# FREKVENČNÍ CHARAKTERISTIKA ELEKTROOPTICKÉHO MODULÁTORU



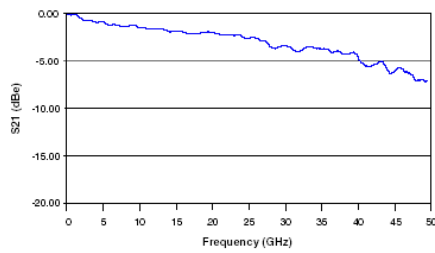
# MODULÁTOR 20 Gb/s



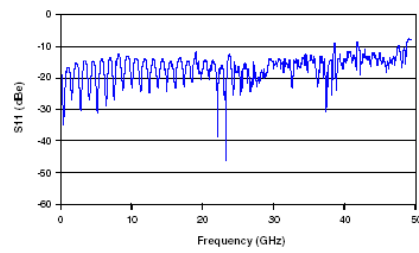
## MODULÁTOR 40 Gb/s



Frequency Response



Electrical Return Loss



Life

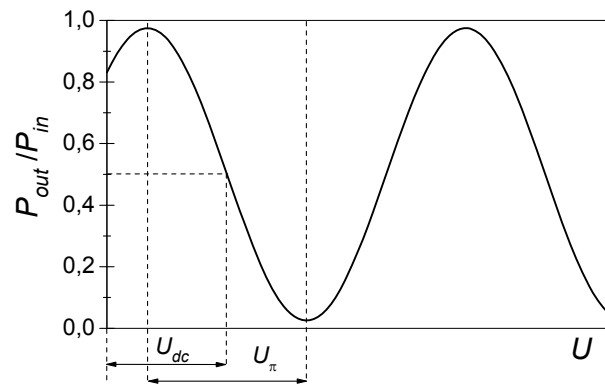
## TECHNICKÉ PARAMETRY MODULÁTORŮ

Vložný útlum  $IL = 10 \log \frac{P_{in}}{P_{out\ max}}$

Půlvlnné napětí  $U_{\pi}$

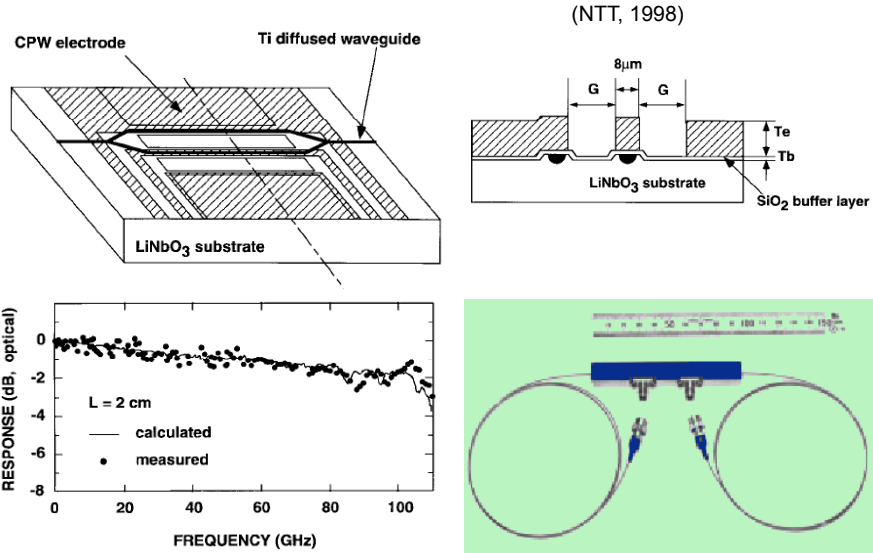
Extinkční poměr  $E = 10 \log \frac{P_{out\ max}}{P_{out\ min}}$

Modulační šířka pásma  $B$

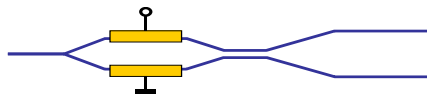


Life

## 100 GHz LiNbO<sub>3</sub> MODULÁTOR S OVLÁDACÍM NAPĚTÍM 5,1 V



## LINEÁRNÍ MODULÁTOR PRO KABELOVOU TV



### GENERAL SPECIFICATIONS

Material	LiNbO <sub>3</sub>
Crystal orientation	x-cut, y-propagating
Electrical connectors (package)	SMA connectors
Operating wavelength	1535 - 1550nm
Fiber Options (1 meter fiber pigtailed)	1. Fujikura SM 15-P-8/125-UV/UV-400 2. 3M FS-PM-7621 3. Corning SMF 28 4. Custom Fiber <sup>2</sup> (Customer supplied)

### ABSOLUTE SPECIFICATIONS

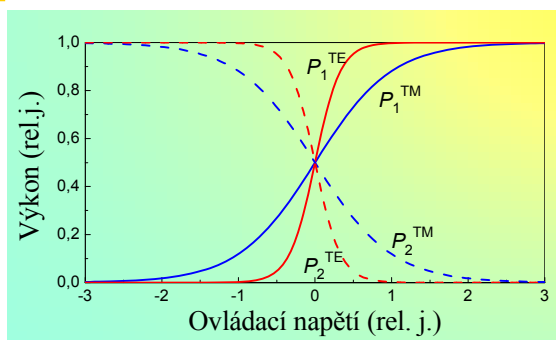
Input optical power	200 mW maximum
Operating temperature	-25°C minimum, 75°C maximum
Storage temperature	-45°C minimum, 90°C maximum
Bias Port	
Applied DC Voltage	± 15 V maximum
RF Port	
Applied DC Voltage	0 V maximum
Applied RF Power	+ 27 dBm maximum

## „DIGITÁLNÍ“ OPTICKÝ PŘEPÍNAČ (DOS)



Symetrické rozvětvení  
s elektroopticky indukovanou  
asymetrií

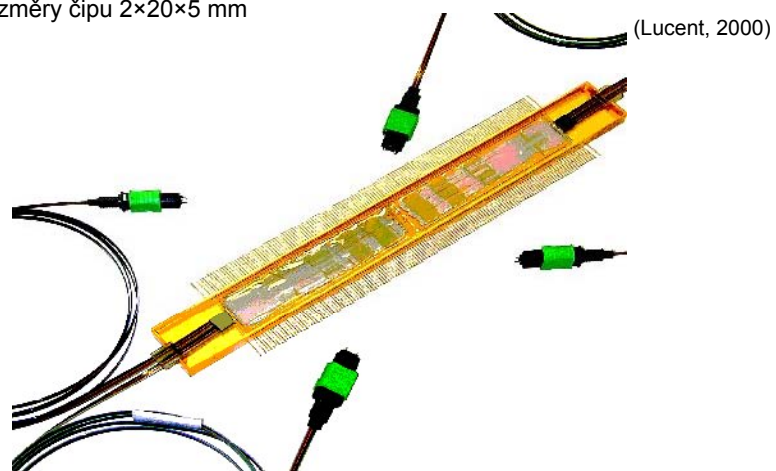
Přepínací  
charakteristika



úře

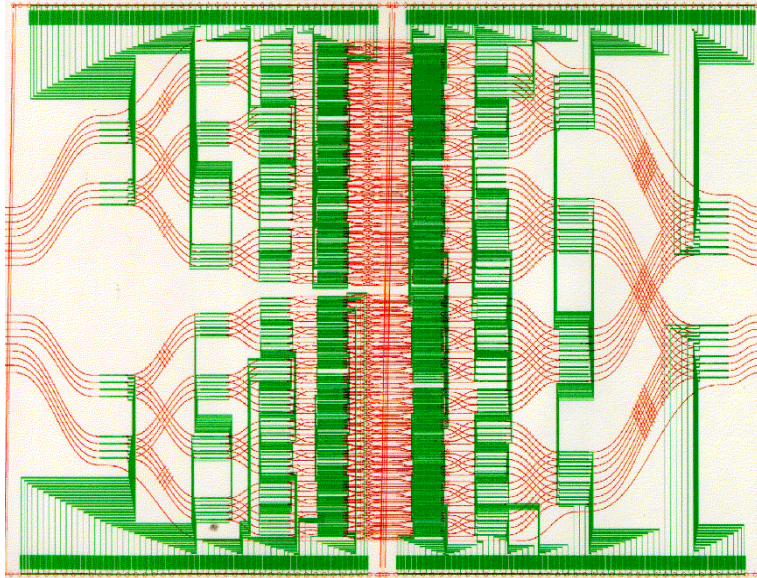
## PŘEPÍNAČ 16×16 v Ti:LiNbO<sub>3</sub>

„Neblokující“ architektura, 480 DOS přepínačů.  $U = \pm 45$  V,  $IL < 15$  dB,  
 $\tau \cong 5$  ns, PMD  $< 1$  ps, kompenzace PMD křemennou  $\lambda/4$  destičkou  
Rozměry čipu  $2 \times 20 \times 5$  mm



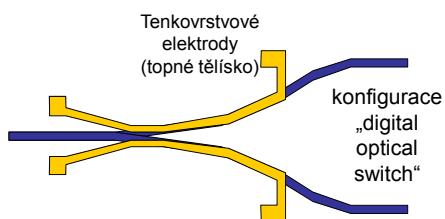
úře

## LAYOUT OPTICKÝCH VLNOVODŮ A ELEKTRODOVÉ STRUKTURY PŘEPÍNAČE



úře

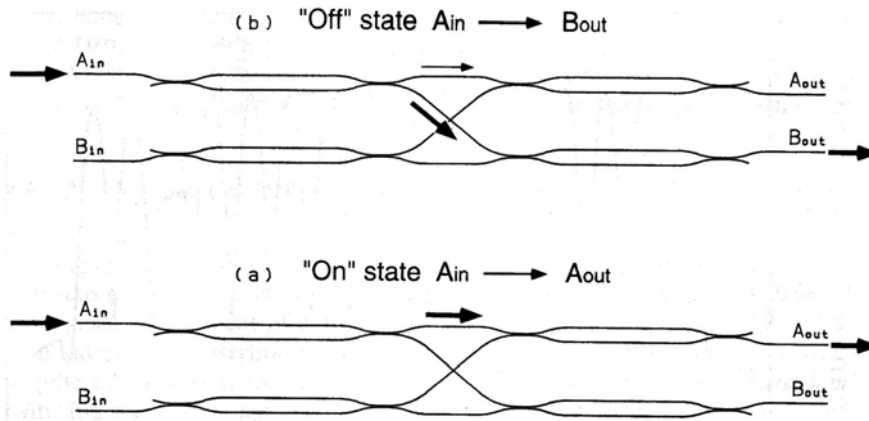
## TERMOOPTICKÝ „DIGITÁLNÍ“ OPTICKÝ PŘEPÍNAČ



Vložný útlum (vlákno-vlákno)	výstup HIGH: 1 dB výstup LOW: 22 dB
Útlum odrazu	> 55 dB
Směrovost	> 55 dB
Pracovní vlnová délka	1.3 $\mu\text{m}$ nebo 1.55 $\mu\text{m}$
Spínací rychlost	< 2 msec
Spínací napětí / výkon	5 V / 600 mW
Vlákna	8/125/250 $\mu\text{m}$
Materiál	Si/SiO <sub>2</sub> /polymer

úře

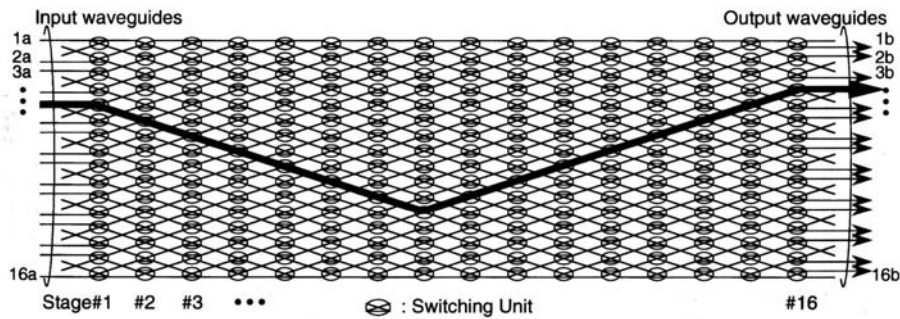
## PŘEPÍNAČ NA BÁZI MZ INTERFEROMETRŮ A 3dB ODBOČNIC



Uře

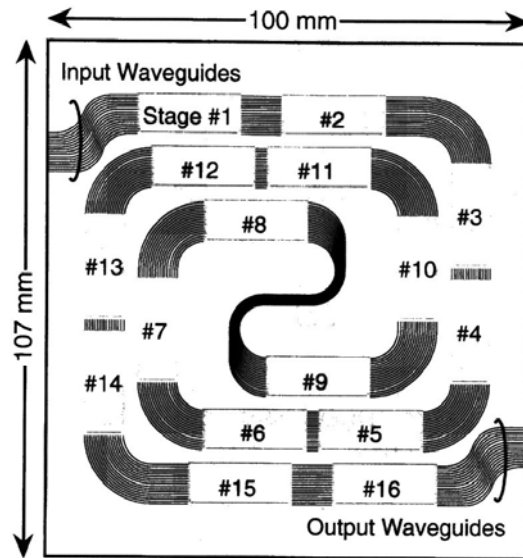
## PŘEPÍNAČ 16×16 NA BÁZI MZ INTERFEROMETRŮ A 3dB ODBOČNIC

256 spínacích prvků



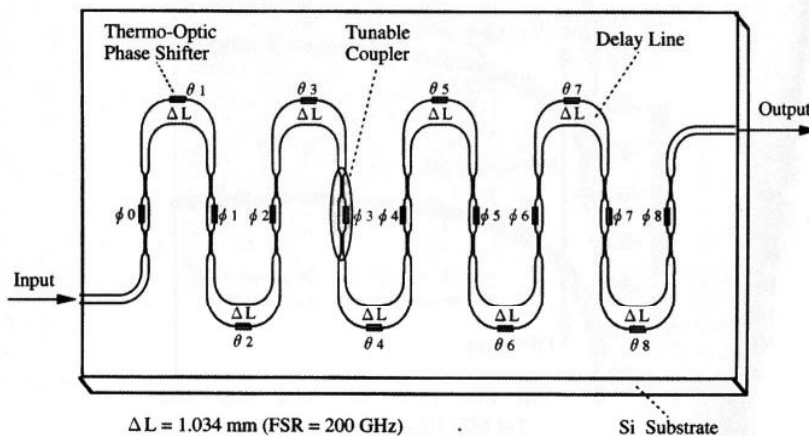
Uře

## REALIZACE PROSTOROVÉHO PŘEPÍNAČE 16×16 NA BÁZI MZ INTERFEROMETRŮ A 3dB ODBOČNIC



úře

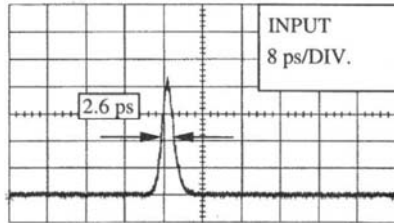
## TERMOOPTICKÝ KOMPENZÁTOR DISPERZE 3. ŘÁDU



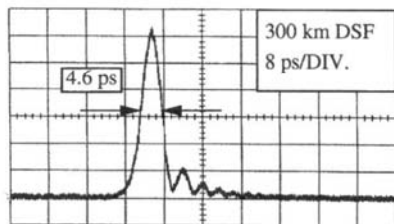
úře



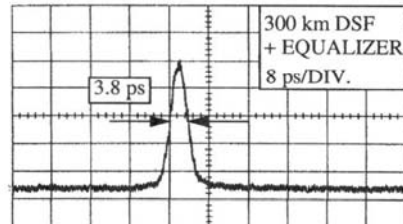
## KOMPENZACE DISPERZE 3. ŘÁDU



(a) Input Pulse



(b) 300-km DSF Propagation

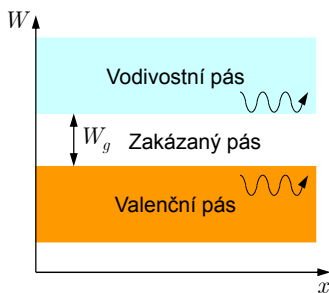


(c) 300-km DSF + Equalizer

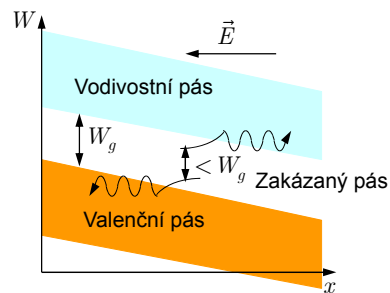
úře

## ELEKTROABSORPCE A ELEKTROREFRAKCE V POLOVODIČI

Pásový energetický diagram polovodiče



Pásový energetický diagram polovodiče s přiloženým napětím (el. polem)



$$\varepsilon'(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \mathbf{P} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \mathbf{P} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

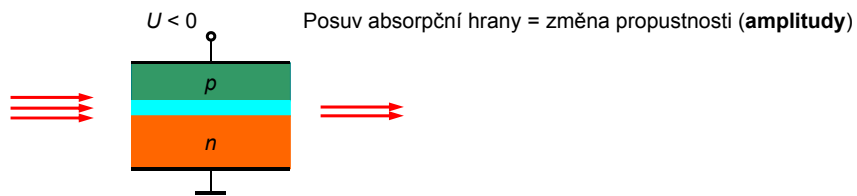
Kramersovy-Kronigovy relace

Elektrorefrakční jev

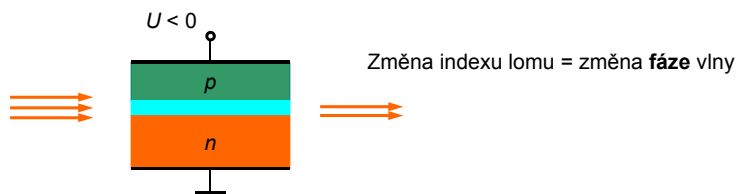
úře



## ELEKTROABSORPČNÍ AMPLITUDOVÝ MODULÁTOR



## Elektrorefrakční fázový modulátor



V principu identické uspořádání, liší se vlnovou délkou

Ute

## VLNOVODNÝ ZESILOVAČ $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Er}^{3+}$ NA PODLOŽCE $\text{Si}/\text{SiO}_2$

spirála  $1 \times 1 \text{ mm}^2$   
zisk 2,3 dB na  $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$  při čerpání 10 mW na  $1,48 \text{ } \mu\text{m}$

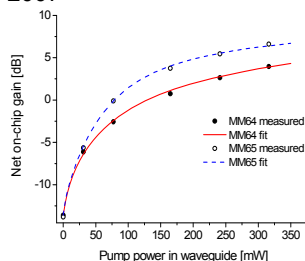


M.K. Smit et al. (TUD); Appl. Phys. Lett. **68**, 1888 (1996)

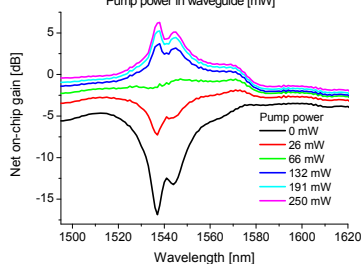
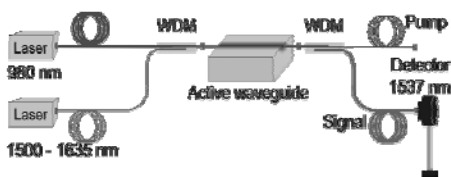
Ute

## VLNOVODNÝ ZESILOVAČ VE VLNOVODU ZE SPECIÁLNÍHO SKLA DOPOVANÉHO Er<sup>3+</sup> A Yb<sup>3+</sup>

VŠCHT A ÚFE AV ČR, 2007



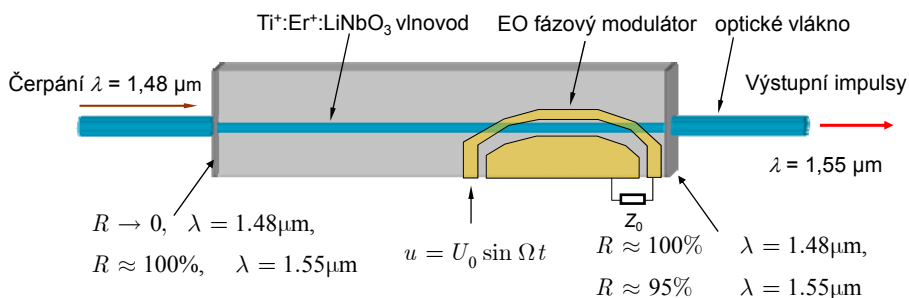
Charakterizace vzorků aktivních vlnovodů



Iontová výměna Na<sup>+</sup> ↔ K<sup>+</sup> a Na<sup>+</sup> ↔ Ag<sup>+</sup>, ztráty ≈ 0.18 dB/cm, délka vzorku 4 cm  
Max. zesílení na čipu 6 dB, zesílení vlákno – vlákno ≈ 5 dB.

Úfe

## VLNOVODNÝ LASER S INTEGROVANÝM ELEKTROOPTICKÝM MODULÁTOREM PRO SYNCHRONIZACÍ VIDŮ



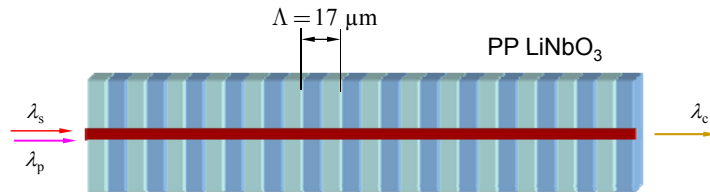
**Ultrakrátké pulsy ( $\leq 5$  ps), opakovací frekvence  $\approx 20$  GHz**

(Univerzita Paderborn, D, 1997-2000)

Úfe

## KÓDOVĚ TRANSPARENTNÍ KONVERZE VLNOVÝCH DÉLEK PRO OPTICKÉ KOMUNIKAČNÍ SYSTÉMY

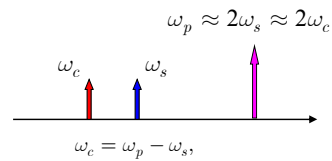
Nelineární optický jev 2. řádu – generování rozdílové frekvence



$$K = 2\pi / \Lambda; \quad k_c = k_p - k_s + K;$$

Problém: vlnovod je na  $\omega_p \approx 2\omega_s$  dvou- až třívladový  $\Rightarrow$  obtížná excitace základního vidu.

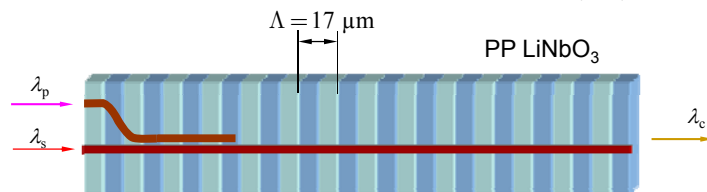
Řešení: kaskádní aplikace dvou procesů  $\chi^{(2)}$



UFe

## KÓDOVĚ TRANSPARENTNÍ KONVERZE VLNOVÝCH DÉLEK PRO OPTICKÉ SDĚLOVÁNÍ

Kaskáda dvou nelineárních třívladových procesů ( $\chi^2: \chi^2$ ) v PPLN



**Princip**

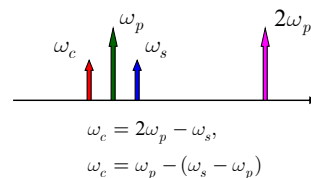
1. generování 2. harmonické
2. generování rozdílové frekvence

$$K = 2\pi / \Lambda; \quad k_{2p} = 2k_p + K;$$

$$k_c = k_{2p} - k_s - K = 2k_p - k_s \approx k_s$$

**Aplikační možnosti**

- Konverze vlnové délky
- Kompenzace disperze (inverze frekvenční závislosti!)
- Optické vzorkování rychlých průběhů



UFe

## „DYNAMICKÉ“ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

# AKUSTOOPTICKÉ VLNOVODNÉ SOUČÁSTKY

Uře

### Teoretické základy akustooptické interakce

Elastická deformace  $\bar{S}$  způsobí změnu tenzoru (elektrické) impermitivity  $\bar{\eta} = \bar{\varepsilon}^{-1}$ ,

$$\Delta\bar{\eta} = \bar{p} : \bar{S}, \quad \Delta\bar{\varepsilon} = -\bar{\varepsilon} \cdot \bar{p} : \bar{S} \cdot \bar{\varepsilon}, \quad \text{kde } \bar{p} \text{ je tenzor fotoelastických konstant.}$$

Poněvadž  $\bar{S}$  i  $\bar{\varepsilon}$  jsou symetrické tenzory 2. řádu, musí být  $\bar{p}$  tenzor 4. řádu, symetrický vůči záměně prvních dvou a/nebo druhých dvou indexů,  $P_{ijkl} = P_{jikl} = P_{ijlk} = P_{jilk}$ .

Pokud se v materiálním prostředí šíří rovinná akustická vlna s vektorem elastické výchylky

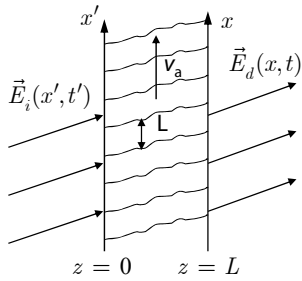
$\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \vec{\xi}_0 \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r} - \Omega t)$ , dojde k modulaci permitivity dané reálným výrazem

$$\begin{aligned} \Delta\bar{\varepsilon}(\vec{r}, t) &= -\bar{\varepsilon} \cdot \bar{p} : \left\{ \frac{1}{2} \nabla \left( \vec{\xi}_0 e^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \Omega t)} \right) + c.c. \right\} \cdot \bar{\varepsilon} \\ &= \frac{\Omega}{v_a} \bar{\varepsilon} \cdot \bar{p} : \vec{n} \vec{\xi}_0 \cdot \bar{\varepsilon} \sin(\vec{K} \cdot \vec{r} - \Omega t) = \Delta\bar{\varepsilon} \sin(\vec{K} \cdot \vec{r} - \Omega t). \end{aligned}$$

Modulace permitivity způsobená akustickou vlnou má tedy tvar rovinné postupné vlny.

Uře

### Difrakce rovinné vlny na postupné akustické vlně v izotropním prostředí



V lineárním prostředí musí obecně platit

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_d(x, z = L, t) &= \\ &= \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{T}}(x, x', t, t') \cdot \mathbf{E}(x', z = 0, t') dt' dx'. \end{aligned}$$

Akustická vlna je *periodická* v souř.  $x$  s periodou  $\Lambda$  a v čase s periodou  $\Omega$  a šíří se rychlostí  $v_a$ . Pak

$$\bar{\mathbf{T}}(x, x', t, t') = \sum_q \bar{\mathbf{T}}_q(x - x', t - t') e^{iq(K_x x - \Omega t)}, \quad K_x = \frac{\Omega}{v_a}$$

Při rovinné dopadající vlně  $\mathbf{E}_i(x', z = 0, t') = \mathbf{E}_0 e^{i(k_{ix} x' - \omega_i t')}$  má difraktované pole tvar

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_d(x, z = L, t) &= \sum_q \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{T}}_q(\xi, \tau) \cdot \mathbf{E}_0 e^{-i(k_{ix} \xi - \omega_i \tau)} d\xi d\tau e^{i[(k_{ix} + qK_x)x - (\omega_i + q\Omega)t]} \\ &= \sum_q \mathbf{E}_q e^{i[(k_{ix} + qK_x)x - (\omega_i + q\Omega)t]}, \end{aligned}$$

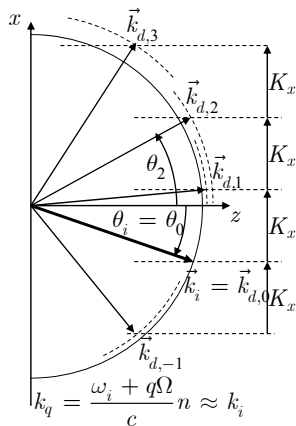
na výstupu je tedy *superpozice rovinných vln*, jejichž  $x$ -ové složky vlnových vektorů jsou

$$k_{d,qx} = k_{ix} + qK_x.$$

Uč

### Konstrukce difraktovaných vln na výstupu ze sloupce akustické vlny

Diagram vlnových vektorů



Frekvenční posuv difraktovaných vln:

$$\omega_{d,q} = \omega_i + q\Omega \approx \omega_i$$

Vlnové vektory difraktovaných vln:

$$\begin{aligned} k_{d,qx} &= k_{ix} + qK_x, \quad k_{d,qz} = \sqrt{k_q^2 n^2 - (k_{ix} + qK_x)^2} \\ &\approx \sqrt{k_0^2 n^2 - (k_{ix} + qK_x)^2} \end{aligned}$$

Výstupní úhly difraktovaných vln

$$\sin \theta_q \approx \sin \theta_0 + q \frac{K_x}{k_0 n} = \sin \theta_0 + q \frac{\lambda}{n\Lambda}.$$

Uč

## Účinnost AO interakce v přiblížení teorie vázaných vln

Vlnová rovnice pro intenzitu elektrického pole

$$\nabla \nabla \cdot \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\bar{\epsilon}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]; \text{ pro } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{y}^0 E(x, z, t) \text{ platí}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, z, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E(x, z, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \{ [n^2(x, t)] E(x, z, t) \} = 0;$$

**Výchozí předpoklady teorie vázaných vln:**

$$E(x, z, t) \approx \sum_{q=-\infty}^{\infty} E_q(z) e^{i[(k_{ix} + qK)x + k_{q,z}z - (\omega_i + q\Omega)t]},$$

$$E_q(z) \text{ je pomalu proměnná komplexní amplituda, } \left| \frac{\partial^2 E_q(z)}{\partial z^2} \right| \ll k_0^2 E_q(z), k_0 \frac{\partial E_q(z)}{\partial z}.$$

$$n(x, t) = \sqrt{n^2 + \Delta \epsilon \sin(Kx - \Omega t)} \approx n + n_1 \sin(Kx - \Omega t), \text{ zanedbáme}$$

$$n_1 \approx \frac{\Delta \epsilon}{2n} \approx -\frac{1}{2} n^3 p S_0 \ll n.$$

modulace indexu lomu  
akust. vlnou

Uč

Dosažením rozvoje do vlnové rovnice dostaneme po zanedbání malých členů vyšších řádů soustavu diferenciálních rovnic 1. řádu

$$\frac{\partial E_q(z)}{\partial z} = \frac{\Delta \varphi}{2L} [E_{q+1}(z) - E_{q-1}(z)] + \frac{iqQ}{2L} (2\alpha - q) E_q(z), \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\text{kde } \Delta \varphi = \frac{k_0 n_1 L}{\cos \theta_i}, \quad Q = \frac{2\pi \lambda L}{n \Lambda^2 \cos \theta_i}, \quad \alpha = -\frac{k}{K} \sin \theta_i = -\frac{n \Lambda}{\lambda} \sin \theta_i.$$

změna fáze způsobená modulací

„Q-faktor“ určující režim difrakce

mřížková rovnice

Pro přehlednost soustavu rozepišme:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \vdots \\ E_{-1} \\ E_0 \\ E_1 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i(2\alpha + 2) \frac{Q}{2L} & \frac{\Delta \varphi}{2L} & 0 & \dots & \dots \\ -\frac{\Delta \varphi}{2L} & -i(2\alpha + 1) \frac{Q}{2L} & \frac{\Delta \varphi}{2L} & 0 & \dots \\ 0 & -\frac{\Delta \varphi}{2L} & -i2\alpha \frac{Q}{2L} & \frac{\Delta \varphi}{2L} & 0 \\ \dots & 0 & -\frac{\Delta \varphi}{2L} & -i(2\alpha - 1) \frac{Q}{2L} & \frac{\Delta \varphi}{2L} \\ \dots & \dots & 0 & -\frac{\Delta \varphi}{2L} & -i(2\alpha - 2) \frac{Q}{2L} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dots \\ E_{-1} \\ E_0 \\ E_1 \\ \dots \end{pmatrix}$$

Uč

## Ramanův-Nathův a Braggův režim difrakce

Ze soustavy rovnic vyplývá, že jsou vzájemně vázány **vždy jen sousední difrakční řády**. To je důsledek čistě sinusového charakteru modulace.

Diferenciální rovnici pro  $E_q$  je možné v limitních případech  $Q \ll 1$  a  $Q \gg 1$  řešit analyticky:

1.  $Q \ll 1$  – Ramanův – Nathův režim
2.  $Q \gg 1$  – Braggův režim

$Q \ll 1$ : **Ramanův-Nathův režim**. Pro  $Q = 0$  má soustava rovnic analytické řešení

$$E_q(L) = E_0 J_q(\Delta\varphi), \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

To je možno fyzikálně snadno interpretovat jako *fázovou modulaci dopadající vlny na sloupci akustické vlny*:

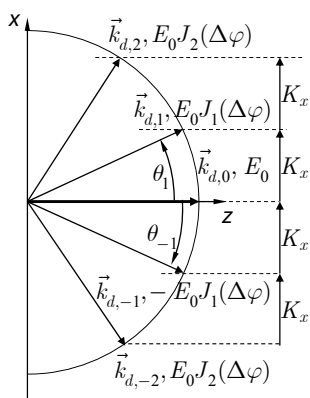
$$E(x, L, t) = E_0 e^{i(k_x - \omega t)} e^{i\Delta\varphi \sin(Kx - \Omega t)} = E_0 \sum_q J_q(\Delta\varphi) e^{i[(k_x + qK)x - i(\omega + q\Omega)t]}$$

fázová modulace běžící vlnou

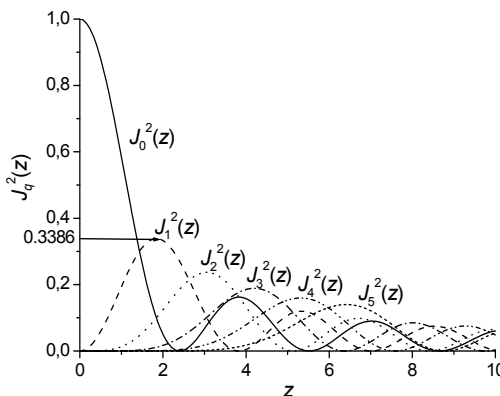
Fourierův rozvoj sinusově fázově modulované vlny

UČE

### Ramanův-Nathův režim:



Difrakce do mnoha řádů, difrakční účinnost v jednotlivých řádech je dána kvadráty Besselovy funkce  $J_q^2(\Delta\varphi)$ , podobně jako u tenkého amplitudového hologramu se sinusovou modulací amplitudové propustnosti.



UČE

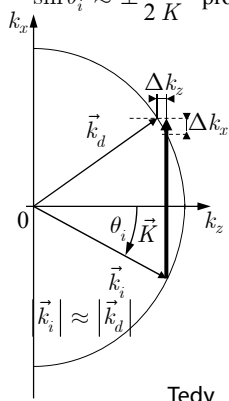
### Braggův režim

Braggův režim nastává pro  $Q \gg 1$ , prakticky pro  $Q \geq 10$ .

Pak lze zanedbat vazbu do ostatních řádů kromě případu, kdy  $q \approx 2\alpha$ , tj. pro  $q = \pm 1$

$$\sin \theta_i \approx \pm \frac{1}{2} \frac{k_i}{K} \text{ pro } q = \pm 1. \text{ Pak } \frac{Q}{2}(1 - 2\alpha) = \frac{2\pi\lambda L}{2n\Lambda^2 \cos \theta_i} (1 + 2 \frac{n\Lambda}{\lambda} \sin \theta_i) =$$

$$= \frac{KL}{2k \cos \theta_i} (K + 2k \sin \theta_i) \cong L \tan \theta_i \Delta k_x = \Delta k_z L.$$



Rovnice vázaných vln jsou pak

$$\frac{dE_{d,0}}{dz} = \frac{\Delta\varphi}{2L} E_{d,1}, \quad \frac{dE_{d,1}}{dz} = -\frac{\Delta\varphi}{2L} E_{d,0} + i \frac{\Delta k_z}{2L} E_{d,1};$$

Řešení s počáteční podmínkou  $E_{d,0}(0) = E_0, E_{d,1}(0) = 0$  je

$$E_{d,1}(L) = E_0 \frac{\Delta\varphi}{2\sigma} e^{-i \frac{\Delta k_z L}{2}} \sin \sigma, \text{ kde } \sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_z}{2} L\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)^2}.$$

Tedy  $|E_{d,1}(L)|^2 = E_0^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2\sigma}\right)^2 \sin^2 \sigma.$

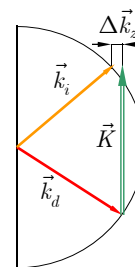
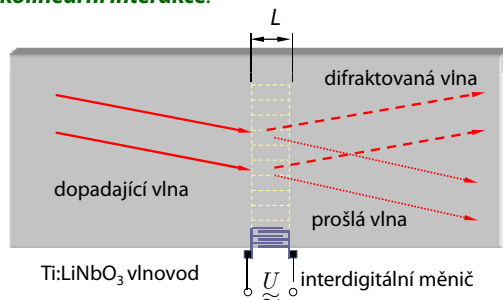
Pro  $\Delta k_z = 0, \sigma = \Delta\varphi / 2$ , a tedy  $|E_{d,1}(L)|^2 = E_0^2 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}.$

Uč

### Akustooptický jev v planárních vlnovodech

difrakce **vedených optických vln** na **povrchové akustické vlně**

**Nekolineární interakce:**



$$\Delta(\bar{\epsilon}^{-1}) = \bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}}; \quad \Delta\epsilon = -\bar{\epsilon} \cdot (\bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}}) \cdot \bar{\epsilon}, \quad \bar{\mathbf{S}} = \bar{\mathbf{S}}_0 e^{i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r} - \Omega_a t)}$$

"piezoelektricky zpevněný" elastooptický tenzor

v piezoelektrických materiálech  $\Delta(\bar{\epsilon}^{-1}) = \bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}} + \bar{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_p = \overbrace{(\bar{\mathbf{p}} - \bar{\mathbf{r}} \cdot \bar{\boldsymbol{\eta}} \cdot \bar{\mathbf{e}})}^{\text{piezoelektrický tenzor}} : \bar{\mathbf{S}}$

$\omega_d = \omega_i \pm \Omega_a$ , zákon zachování energie

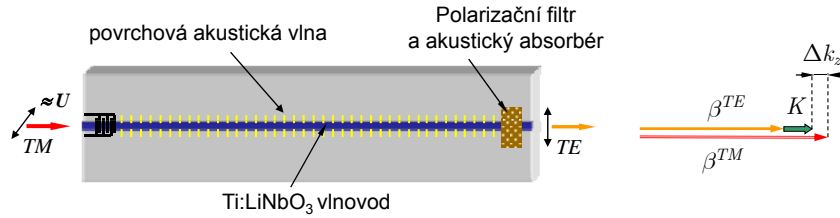
$\mathbf{k}_d \cong \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K}$  zákon zachování (kvazi)impulsu

Uč



## Akustooptický jev

### Kolineární interakce



Účinnost akustooptické interakce

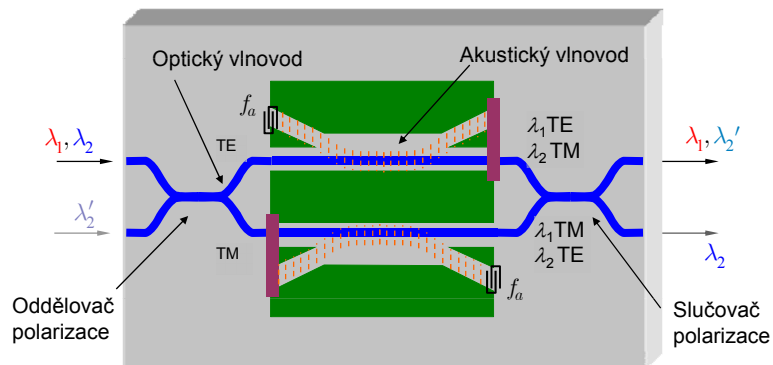
$$\eta = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} \sin^2 \left( \sqrt{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} L \right),$$

$$\kappa \approx \frac{k_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}^{TM}(x, y) \cdot \Delta \boldsymbol{\varepsilon}(x, y) \cdot \mathbf{e}^{TE}(x, y) dx dy = \frac{\pi}{2L_c}$$

Ute

## Polarizačně nezávislý akustoopticky laditelný začleňovací/vydělovací demultiplexor v LiNbO<sub>3</sub>

Princip: kolineární AO TE-TM konverze



Střední vlnová délka  $\lambda_c = 1,55 \mu\text{m}$ ,  
vzdálenost kanálů  $< 1 \text{ nm}$ , přeladitelnost  $\Delta\lambda \approx 70 \text{ nm}$   
(spolupráce Univerzity v Paderbornu a firmy Pirelli, ~1997-2000)

Ute

## VLNOVODNÉ STRUKTURY S MIKROREZONÁTORY

### ZAKŘIVENÉ VLNOVODY

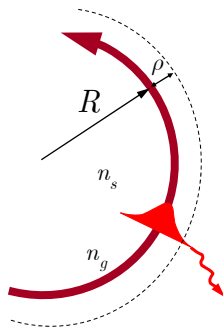
#### A

### VYZAŘOVÁNÍ Z OHYBŮ

úře

## ŠÍŘENÍ OPTICKÉHO ZÁŘENÍ V ZAKŘIVENÝCH VLNOVODECH

### Každý zakřivený dielektrický vlnovod vyzařuje!



Fázová rychlost vlny lineárně roste s poloměrem; pro velké poloměry by překročila rychlost světla v substrátu. Odpovídající část přenášeného výkonu je vyzářena do okolí

$$v(r) = v(R + \rho) = \left(1 + \frac{\rho}{R}\right) v(R) \leq \frac{c}{n_s},$$

Záření „Čerenkovova typu“ („rychlá“ vlna). Pomocí poruchové metody je možno ukázat, že

$$\exp(i k_0 N z) = \exp(i k_0 N' z) \exp(-k_0 N'' z);$$

$$N = N' + i N'', \quad N'' > 0$$

$$N'' \approx 2 \frac{\sqrt{N^2 - n_s^2} (n_g^2 - N^2)}{k_0 N d (n_g^2 - n_s^2)} \exp \left[ -\frac{2}{3} k_0 R \frac{(N^2 - n_s^2)^{3/2}}{n_s^2} \right]$$

úře

# TEORIE ZAKŘIVENÝCH VLNOVODŮ

## 1. Metoda konformního zobrazení pro planární vlnovod

Přímý vlnovod:  $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x) E = 0$   
 $E(x, z) = E(x) \exp(ik_0 N z)$

Zakřivený vlnovod:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + k_0^2 n^2(r) E = 0$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi$$

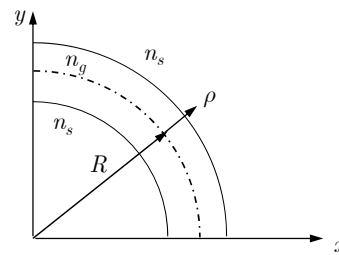
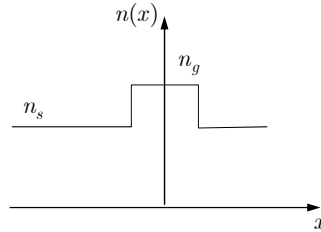
Komplexní proměnná  $z = x + iy = r e^{i\varphi}$

Konformní zobrazení  $w = u + iv$

$$w = u + iv = R \ln \frac{z}{R} = R \ln \frac{r}{R} + i R \varphi,$$

$$u = R \ln \frac{r}{R}, \quad v = R \varphi$$

$$\frac{r}{R} = \exp\left(\frac{u}{R}\right), \quad \varphi = \frac{v}{R}$$



Ute

## METODA KONFORMNÍHO ZOBRAZENÍ

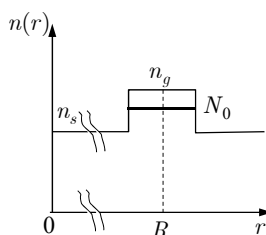
Konformní zobrazení transformuje vlnovou rovnici do tvaru  $\frac{\partial^2 E}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial v^2} + k_0^2 \underbrace{\frac{r^2}{R^2} n^2(r)}_{n_{eq}^2(u)} E = 0$

$$n_{eq}(u) = \frac{r}{R} n(r) = \exp\left(\frac{u}{R}\right) n\left[R \exp\left(\frac{u}{R}\right)\right] \dots \text{ekvivalentní profil přímého vlnovodu}$$

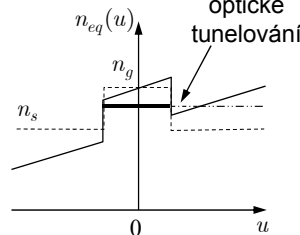
Ekvivalentní profil:  $r = R + \rho, \quad \rho \ll R, \quad \frac{u}{R} = \ln \frac{r}{R} = \ln \frac{R + \rho}{R} \approx \frac{\rho}{R}, \quad u \approx \rho,$

$$\exp\left(\frac{u}{R}\right) \approx \exp\left(\frac{\rho}{R}\right) \approx 1 + \frac{\rho}{R}, \quad n_{eq}(u) \approx \left(1 + \frac{u}{R}\right) n\left[R\left(1 + \frac{u}{R}\right)\right] \approx \frac{r}{R} n(r)$$

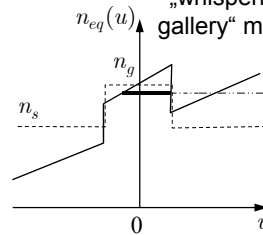
Původní profil



Ekvivalentní profil



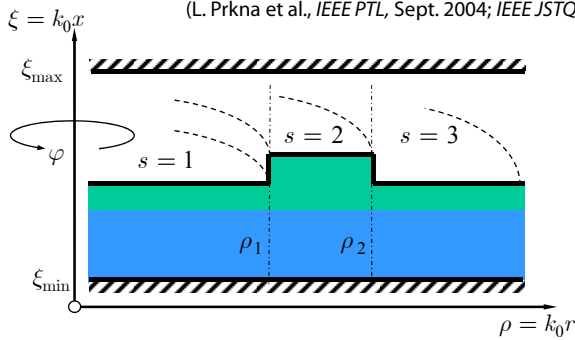
Silný ohyb: „whispering gallery“ mode



Ute

### 3D ANALÝZA ROTAČNĚ SYMETRICKÝCH ZAKŘIVENÝCH VLNOVODŮ

(L. Prkna et al., *IEEE PTL*, Sept. 2004; *IEEE JSTQE*, Jan. 2005)



Přístup velmi podobný jako u přímých vlnovodů; **radiální** závislost místo **laterální**.

Problém: **Cylické** funkce místo trigonometrických.

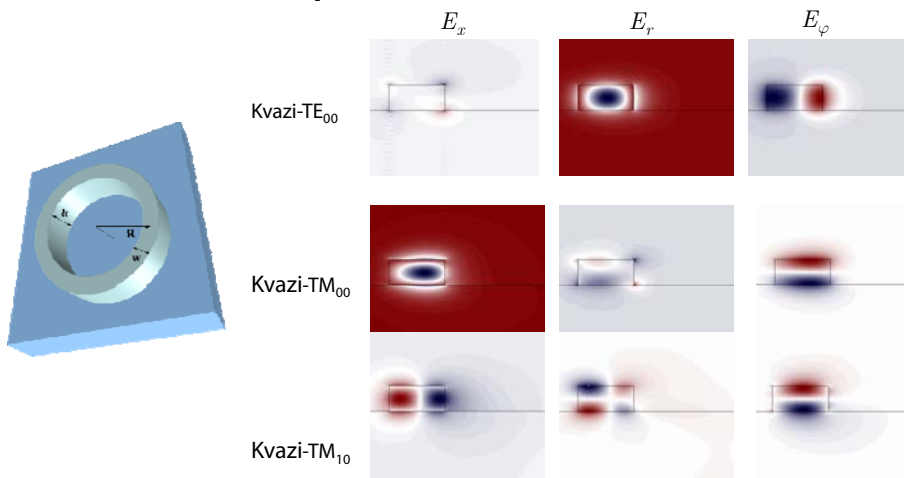
1. rozdělení struktury na radiálně homogenní úseky („řezy“), každý řez je považován za multivrstvu.
2. Pole v každém řezu je vyjádřeno pomocí TE a TM vidů multivrstvy.
3. Na rozhraní mezi řezy jsou aplikovány podmínky spojitosti tečných složek.
  - Žádná (nebo malá) diskretizace
  - Pole v každém řezu je popsáno analyticky

Uře

### MIKROREZONÁTOR S VELKÝM KONTRASTEM

Si/SiO<sub>2</sub> prstencový mikrorezonátor,

$R = 2 \mu\text{m}$ ,  $n_{\text{Si}} = 3.5$ ,  $n_{\text{SiO}_2} = 1.45$ ,  $n_a = 1$ ,  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $h = 360 \text{ nm}$ ,  $w = 500 \text{ nm}$ .

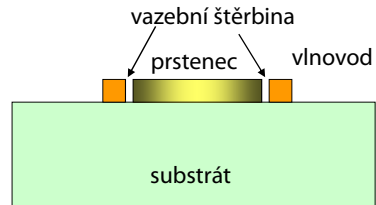


Uře

## LATERÁLNÍ A VERTIKÁLNÍ VAZBA MEZI $\mu$ R A VLNOVODEM

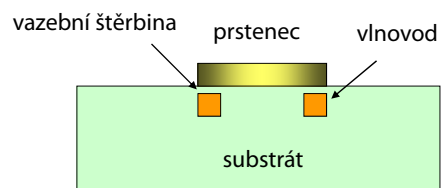
### Laterální vazba

Jednostupňová litografie  
kritická vazební štěrba  
menší flexibilita  
3D vektorové modelování  
zadoucí



### Vertikální vazba

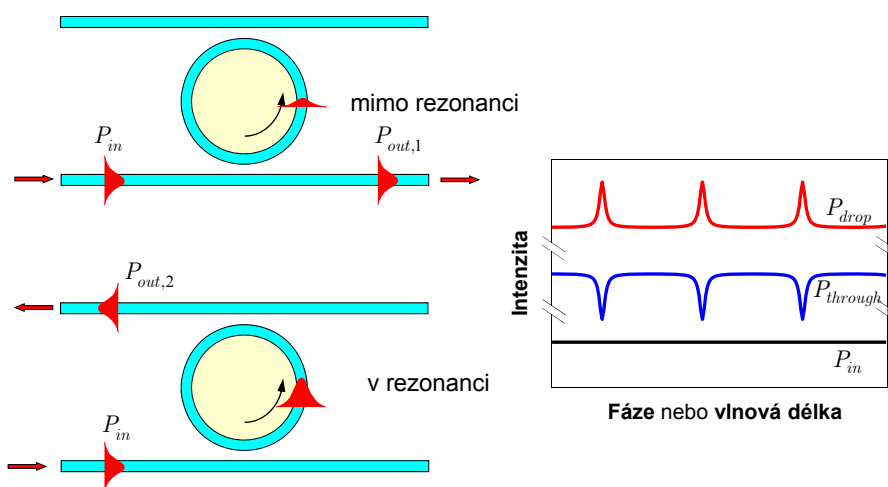
dvoustupňová litografie  
lepší reprodukovatelnost  
větší flexibilita  
3D vektorové modelování  
nezbytné



úře

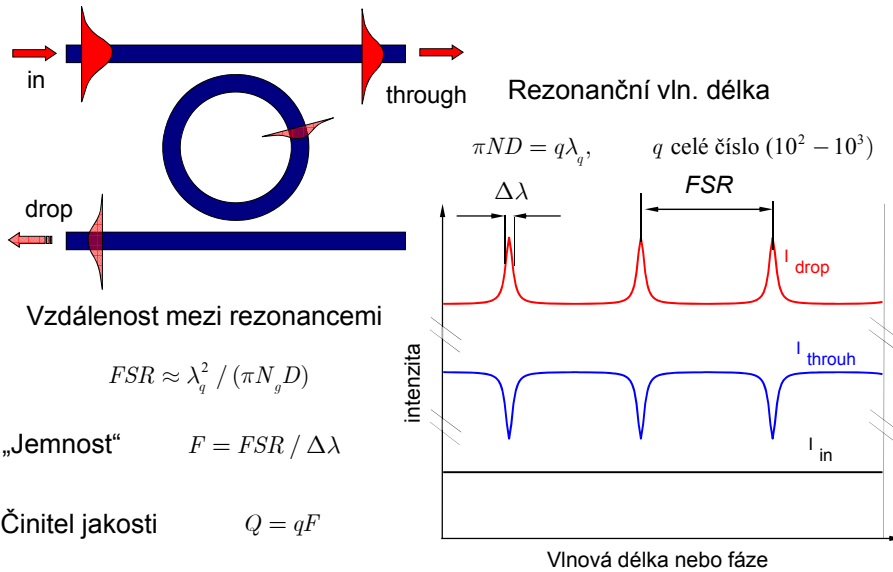
## PRINCIP FUNKCE VLNOVODNÉHO MIKROREZONÁTORU

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



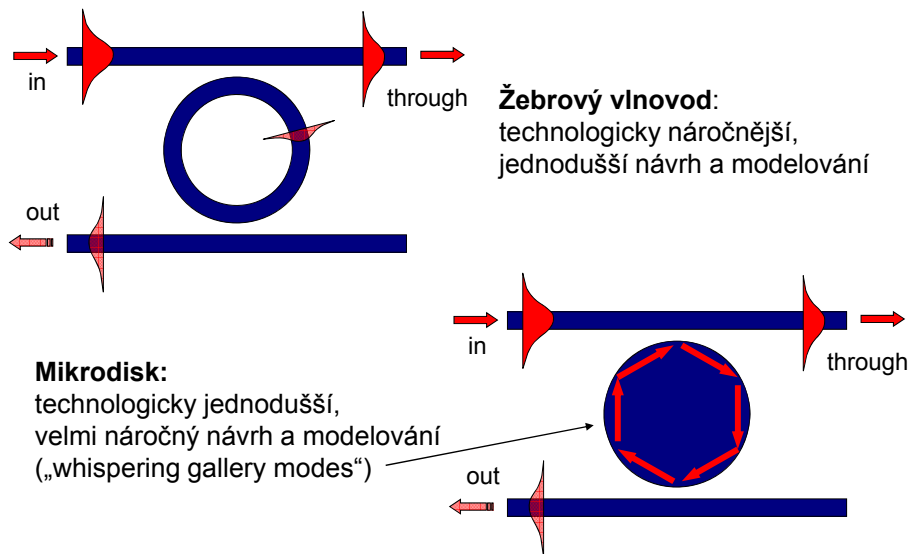
úře

## Spektrální vlastnosti mikrorezonátoru



Uře

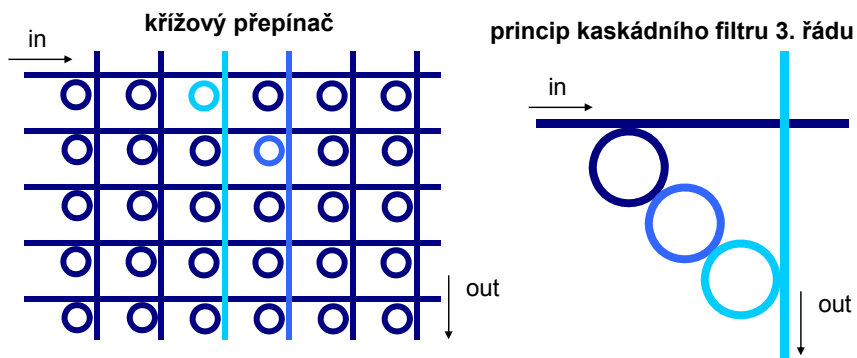
## Žebrový vlnovod, nebo mikrodisk?



Uře

## Mikrorezonátor jako stavební prvek integrovaných fotonických struktur

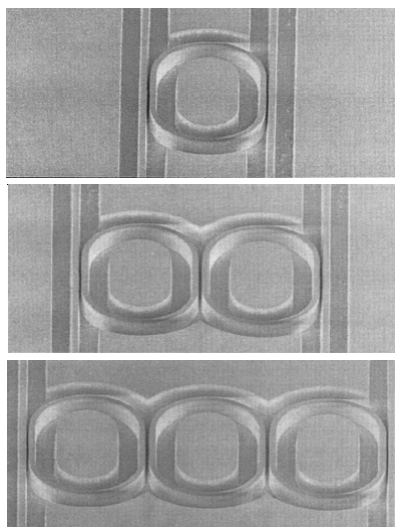
- Pasivní mikrorezonátor – **spektrální filtr, add-drop de/multiplexor**
- Syntéza tvaru spektrálních charakteristik – **kaskádní řazení mikrorezonátorů**
- Elektroopticky/termoopticky laditelný mikrorezonátor – **modulátor, přepínač ( $\Delta f \approx 1$  GHz)**



Uře

## Technologické aspekty

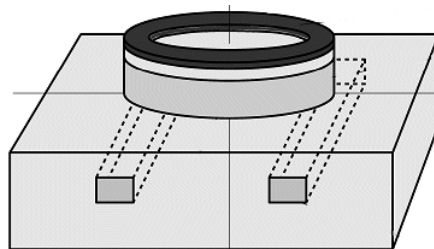
**Laterální vazba** mezi mikrorezonátorem a vlnovodem je velmi kritická:



**MIT, Cambridge, 2000**

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



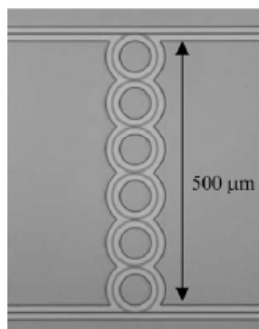
Uře

## Vlnodné filtry na bázi mikrorezonátorů

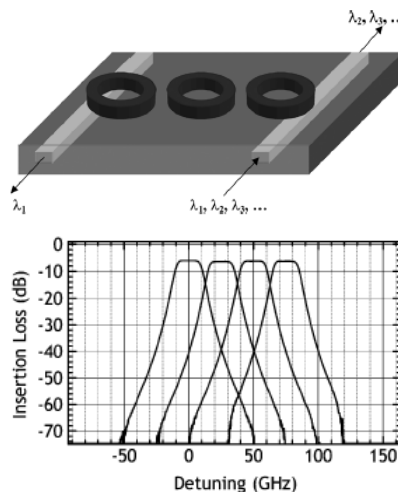
### Příklad 1: Termoopticky laděný filtr vyšších řádů

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

(Little Optics, Inc., PTL, Sept. 2004)



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



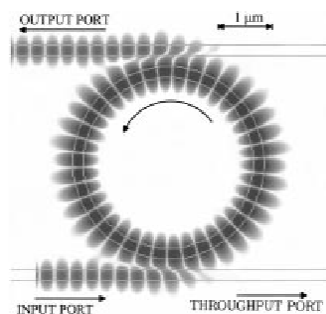
Life

## Modelování a charakterizace mikrorezonátorů

„Klasický“ spektrální přístup: „mode solver“ + metoda vázaných vln

Numerický přístup: FDTD

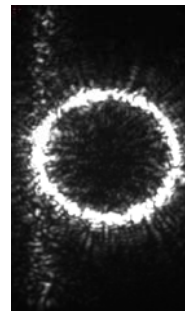
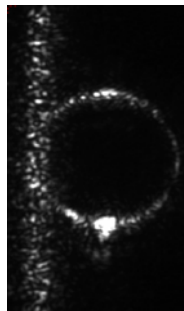
MIT, 1998, 2D FDTD model



U Twente, NL, 2000  
 mikroskopický obraz  
 mikrorezonátoru o  $\varnothing 50 \mu\text{m}$ ,  
 materiálový systém  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$

off-resonance

on-resonance



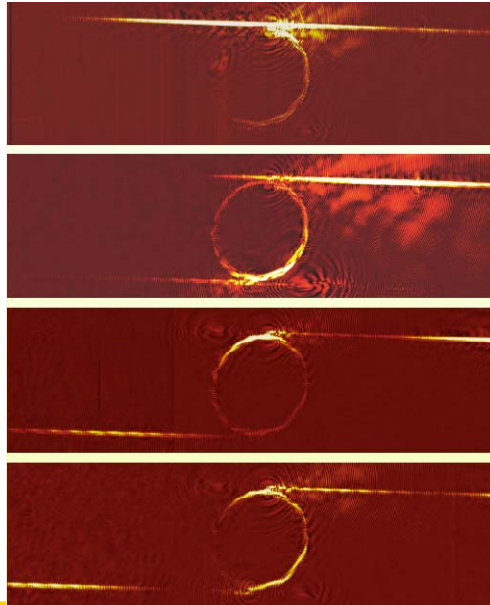
Life



## Šíření femtosekundového impulsu v mikrorezonátoru

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

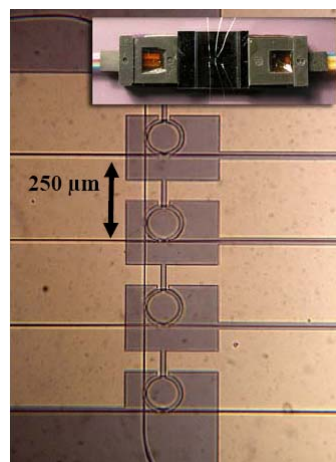
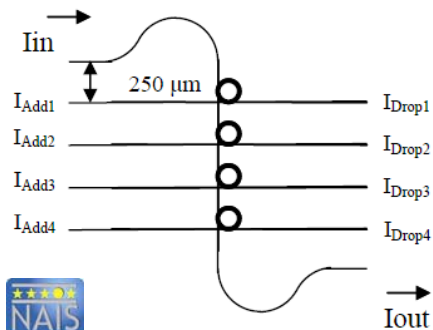
Délka impulsu  $\sim 80$  fs,  
vlnová délka  $\sim 800$  nm  
(Ti:safírový laser)



Ute

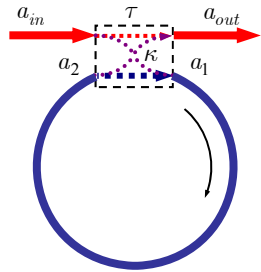
## “Demonstrátor“ projektu NAIS

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



Ute

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



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

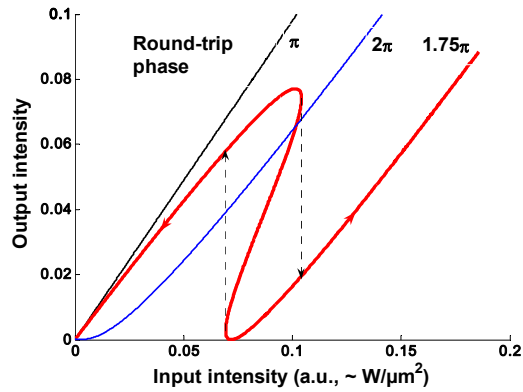
$$a_{in} = \frac{a_1 - \tau a_2}{\kappa},$$

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

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

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

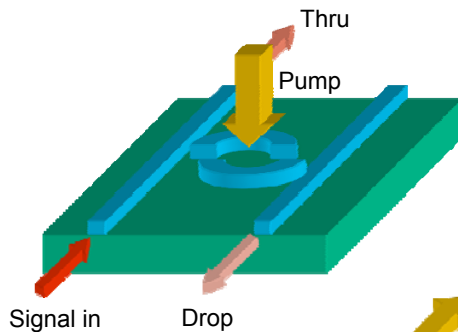
... nelineární změna fáze (automodulace)



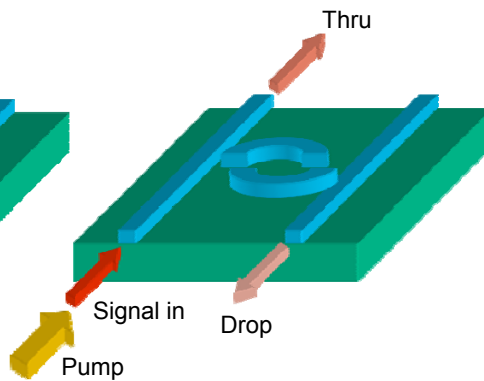
Uře

## Jednoduchý model optického spínání v mikrezonátoru

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



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



Uře

## Optické přepínání s využitím nelineární křížové fázové modulace v křemíkovém mikrozrezonátoru



### Parametry:

Materiál: Sol (křemíkový vlnovod)  
 Poloměr  $\mu R$ : 10  $\mu m$   
 Příčné rozměry vlnovodů: 300×400 nm  
 Nosná vln. délka signálu: 1545 nm  
 Čerpací vlnová délka: 1577 nm  
 Signálový impuls: gaussovský,  $\tau_s \approx 5$  ps  
 Čerpací impuls: gaussovský,  $\tau_p \approx 5$  ps  
 Špičkový čerpací výkon:  $P_p \approx 2.5$  W

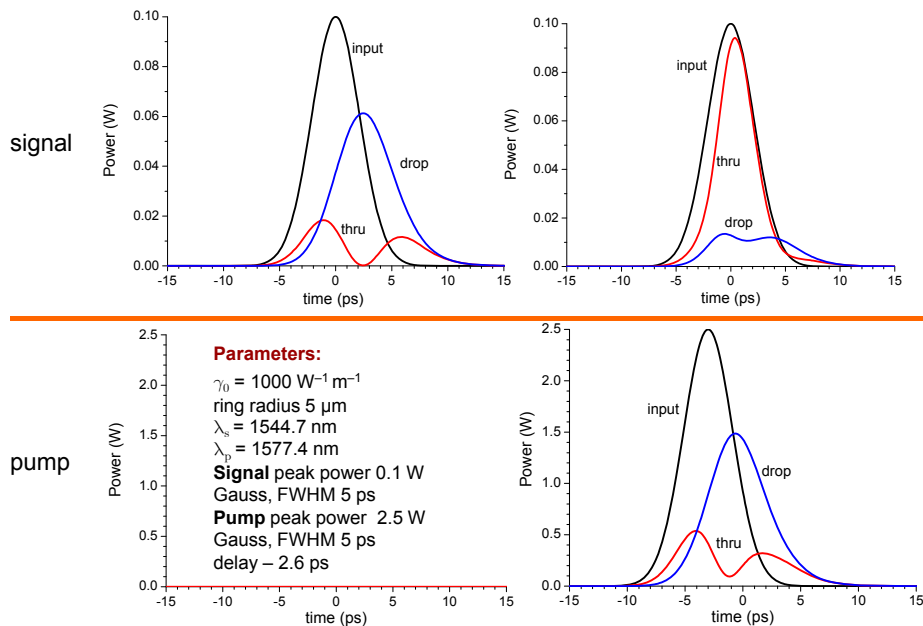
Jevy popisuje dvojice vzájemně vázaných nelineárních (Schrodingerových) rovnic (neuvažujeme dvoufotonovou absorpci a s ní spojené nábojové jevy)

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

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

Ute

## Nelineární optické přepínání: časová závislost



Ute

## 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, ...)

Jedna z nevhodnějších technologií pro fotonické struktury s velkou hustotou integrace

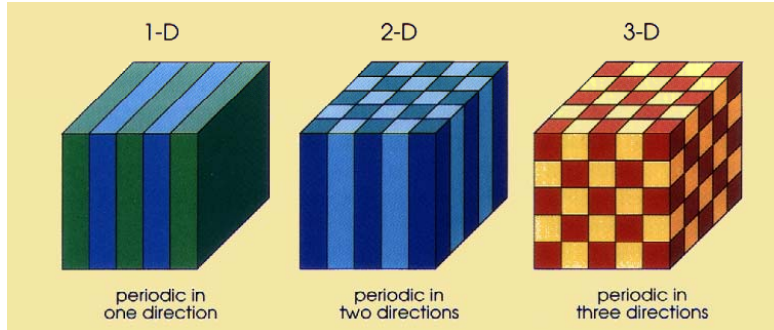
úře

## FOTONICKÉ KRYSTALY A VLNOVODNÉ STRUKTURY

úře

## Fotonické krystaly

1D, 2D nebo 3D periodické struktury s velkým kontrastem permitivity



- E. Yablonovitch: „Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics“, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059–2062, 1987
- J. D. Joannopoulos *et al.*: *Photonic Crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press 1995
- S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos: *Photonic Crystals, The road from theory to practice*, Kluwer Academic Publishers 2003
- J.-M. Lourtioz *et al.*: *Photonic Crystals : Towards Nanoscale Photonic Devices*, Springer 2005

Uře

### “Pohybové rovnice” pro elektrony a fotony v krystalech

Schrödingerova rovnice pro elektron v periodickém potenciálu:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad V(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = V(\mathbf{r}) \quad K = \frac{2\pi}{|\mathbf{a}|}$$

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_m u_m(\mathbf{r}) e^{im\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}$$

periodický potenciál    vlnová funkce    energie fotonu    (Floquetova)-Blochova vlna,

Aproximativní (jednočásticové) přiblížení

“Vlnová rovnice” pro fotony v periodické permitivitě

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E},$$

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r})$$

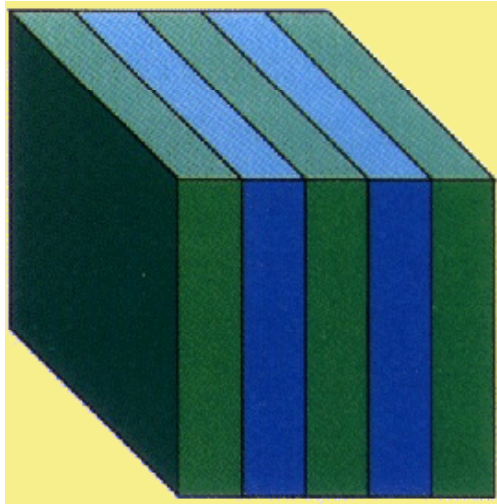
Přesná  
 (“mnohočásticová”!)  
teorie

Rovnice pro vlastní hodnoty energie fotonů a F-B funkce

Tento přístup je účinný, ale nebere v úvahu *disperzi permitivity*,  $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$

Uře

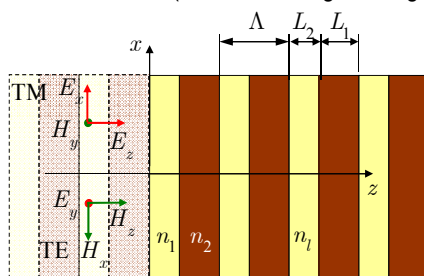
## Periodická vrstevnatá struktura jako jednorozměrný fotonický krystal



Uč

## Jednorozměrný fotonický krystal

Existence zakázaného pásu odvozená metodou přenosové matice  
(fotonická analogie Kronigova - Penneyova modelu krystalu)



Normalizace souřadnic a vln. vektorů

$$\xi = k_0 x, \quad \zeta = k_0 z, \quad k_0 = 2\pi / \lambda$$

$$\mathbf{k}_l = k_0 (\gamma \mathbf{x}^0 + N_l \mathbf{z}^0), \quad l = 1, 2, \dots, L$$

$$\gamma^2 + N_l^2 = \varepsilon_l = \begin{cases} n_1^2 & \gamma - \text{příčná konst.} \\ n_2^2 & \text{šíření **stejná**} \end{cases}$$

konst. šíření

Elektromagnetické pole je popsáno  
komplexními amplitudami  $p_l(\zeta), q_l(\zeta)$

TE

$$\begin{aligned} E_{y,l}(x, z) &= \sqrt{2k_0 Z_0 / N_l} p_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \\ H_{x,l}(x, z) &= -\sqrt{2k_0 Y_0 N_l} q_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \\ H_{z,l}(x, z) &= \sqrt{2k_0 Y_0 / N_l} \gamma p_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \end{aligned}$$

TM

$$\begin{aligned} H_{y,l}(x, z) &= \sqrt{2k_0 Y_0 \varepsilon_l / N_l} p_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \\ E_{x,l}(x, z) &= \sqrt{2k_0 Z_0 N_l / \varepsilon_l} q_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \\ E_{z,l}(x, z) &= -\sqrt{2k_0 Y_0 / (\varepsilon_l N_l)} \gamma p_l(\zeta) e^{i\gamma \xi}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \\ Y_0 &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \end{aligned}$$

Uč

## Elektromagnetické Floquetovy – Blochovy vidy

Průchod  $l$ -tou vrstvou je popsán přenosovou maticí  $\mathbf{A}_l$   $\begin{pmatrix} p_l(\zeta + \Delta\zeta) \\ q_l(\zeta + \Delta\zeta) \end{pmatrix} = \mathbf{A}_l \cdot \begin{pmatrix} p_l(\zeta) \\ q_l(\zeta) \end{pmatrix}$ ,  $\mathbf{A}_l = \begin{pmatrix} \cos N_l \Delta\zeta & i \sin N_l \Delta\zeta \\ i \sin N_l \Delta\zeta & \cos N_l \Delta\zeta \end{pmatrix}$ ,

průchod rozhraním  $l \rightarrow l+1$  a  $l+1 \rightarrow l$  je popsán maticemi

$${}^{l+1,l} \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1/\rho \end{pmatrix}, \quad \rho = \sqrt{N_{l+1}/N_l} \quad \text{pro TE polarizaci a}$$

$${}^{l,l+1} \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1/\rho & 0 \\ 0 & \rho \end{pmatrix}, \quad \rho = \sqrt{N_{l+1}\epsilon_l/N_l\epsilon_{l+1}} \quad \text{pro TM polarizaci.}$$

Přenosová matice jedné celé periody je  ${}^{\Lambda} \mathbf{A} = {}^{12} \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}_2 \cdot \dots \cdot {}^{21} \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}_1$ .

**Floquetův-Blochův „vid“** je vlastní funkce přenosové matice jedné periody  ${}^{\Lambda} \mathbf{A}$ ,

$${}^{\Lambda} \mathbf{A} \cdot \begin{pmatrix} p_1^F \\ q_1^F \end{pmatrix} = s \begin{pmatrix} p_1^F \\ q_1^F \end{pmatrix}, \quad s = \exp(i\varphi^F), \quad \varphi^F = k^F \Lambda, \quad k^F \text{ je konstanta šíření F-B vidu.}$$

$k^F$  je určen až na aditivní konstantu  $K = 2\pi/\Lambda$ :  $\exp(ik^F \Lambda) = \exp[i(k^F + K)\Lambda]$

Proto stačí určit  $k^F$  v intervalu  $-K/2 < k^F \leq K/2 \Rightarrow$  první Brillouinova zóna.

Uč

## Vlastní hodnoty a fotonický zakázaný pás

Označme  $\Lambda = L_1 + L_2$ ,  $\varphi_1 = k_0 N_1 L_1$ ,  $\varphi_2 = k_0 N_2 L_2$ ,

matice  ${}^{\Lambda} \mathbf{A}$  má pak vlastní čísla

$$s = \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \left( \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \pm \sqrt{\left[ \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \left( \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \right]^2 - 1}.$$

FB vid se „šíří“, jen pokud  $|s| = 1$ , t.j., pokud

$$\left| \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \left( \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \right| \leq 1.$$

Normovaná konstanta šíření je pak

$$k^{F'} = \frac{k^F}{K/2} = \frac{1}{\pi} \arccos \left[ \cos \left( \frac{\omega}{c} N_1 L_1 \right) \cos \left( \frac{\omega}{c} N_2 L_2 \right) - \frac{1}{2} \left( \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} \right) \sin \left( \frac{\omega}{c} N_1 L_1 \right) \sin \left( \frac{\omega}{c} N_2 L_2 \right) \right].$$

$$\text{Pokud } \left| \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \left( \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \right| > 1,$$

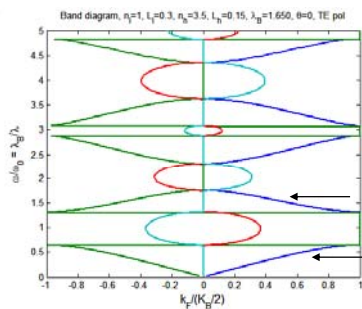
$k^F$  je komplexní, a vlna se nemůže šířit podél nekonečně dlouhého krystalu.

Tak vzniká **fotonický zakázaný pás**.

Uč

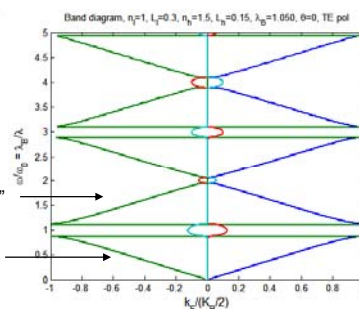
## Pásová struktura jednorozměrného krystalu

$n_1 = 1$   
 $n_2 = 3.5$   
 $\theta = 0^\circ$

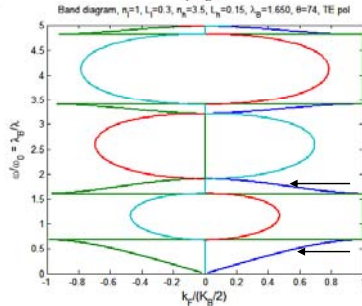


$n_1 = 1$   
 $n_2 = 1.5$   
 $\theta = 0^\circ$

“vodivostní”  
pás  
“valenční”

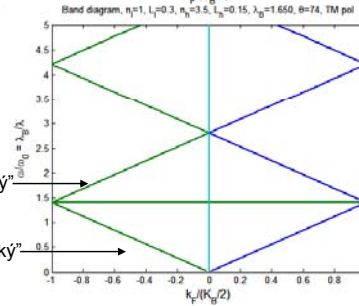


TE  
 $\theta = 74^\circ$



TM  
 $\theta = 74^\circ$

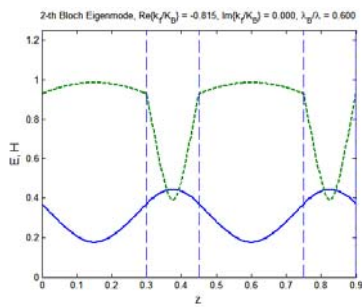
“vzduchový”  
pás  
“dielektrický”



## Elektromagnetické Floquetovy – Blochovy vlny

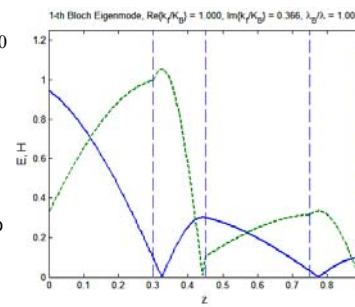
$n_1 = 1$   
 $n_2 = 3.5$   
 $\lambda_B / \lambda = 0.6$

“dielektř.”  
pás



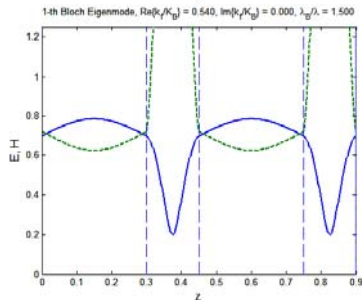
$\lambda_B / \lambda = 1.0$

uvnitř  
zakázaného  
pásu

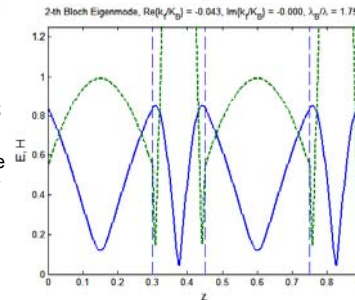


$\lambda_B / \lambda = 1.5$

“vzduch.”  
pás



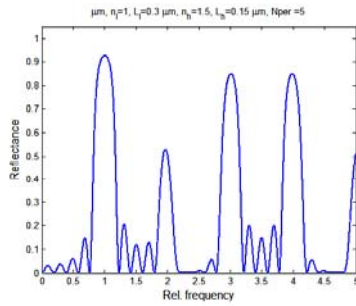
$\lambda_B / \lambda = 1.75$   
blízko okraje  
Brillouinovy  
zóny



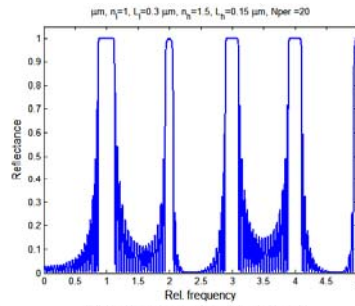


## Spektrální reflektance

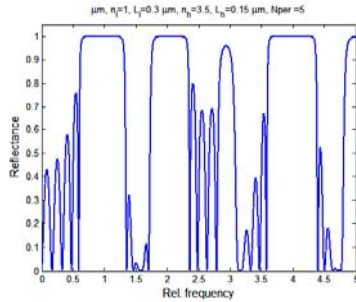
$n_1 = 1$   
 $n_2 = 1.5$   
 $n_{per} = 5$   
 nízký kontrast, málo period



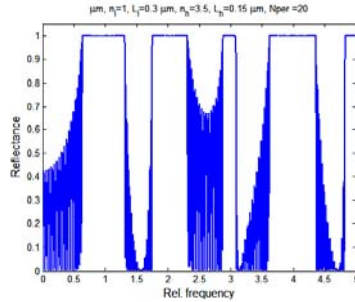
$n_1 = 1$   
 $n_2 = 1.5$   
 $n_{per} = 20$   
 nízký kontrast, víc period



$n_1 = 1$   
 $n_2 = 3.5$   
 $n_{per} = 5$   
 velký kontrast, málo period



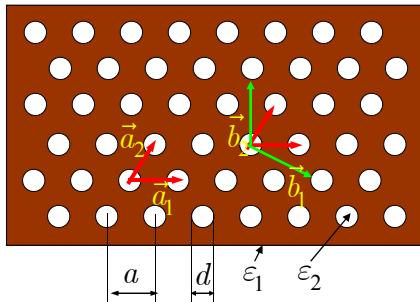
$n_1 = 1$   
 $n_2 = 3.5$   
 $n_{per} = 20$   
 velký kontrast, více period



Fotonické krystaly odpovídají často spíše „nanokrystalům“



## Dvozměrné „fotonické krystaly“



Periodické uspořádání otvorů;  
Blochův – Floquetův teorém

$$\begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_{\parallel}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{\perp}} e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}_{\parallel}}$$

$$u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_{\parallel}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_{\parallel} + \mathbf{r}_1) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{a}_2)$$

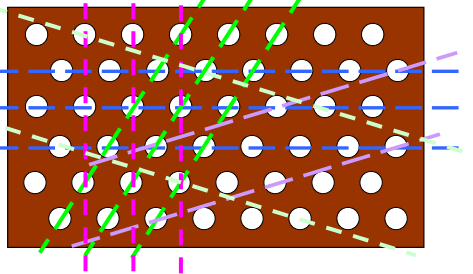
$$\mathbf{G} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2; m, n \text{ celé}$$

Elementární vektory prostorové mřížky

$$\mathbf{a}_1 = (a, 0); \quad \mathbf{a}_2 = (a/2, \sqrt{3}a/2)$$

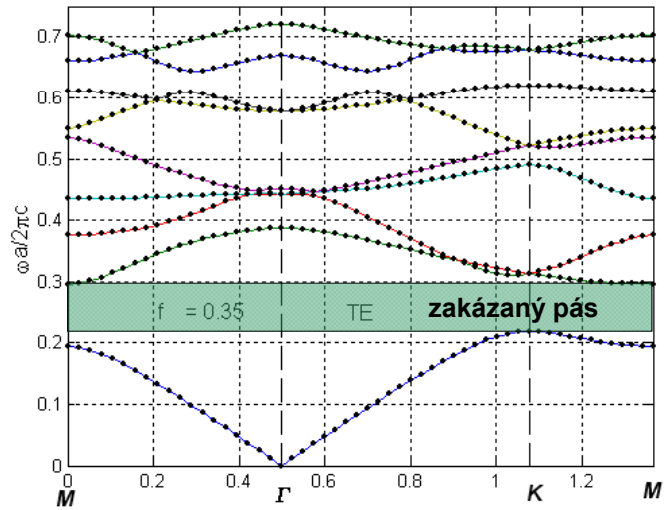
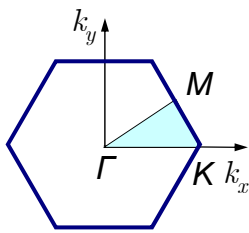
Elementární vektory reciproké mřížky

$$\mathbf{b}_1 = \left( \frac{1}{a}, \frac{1}{a\sqrt{3}} \right), \quad \mathbf{b}_2 = \left( 0, \frac{2}{a\sqrt{3}} \right)$$



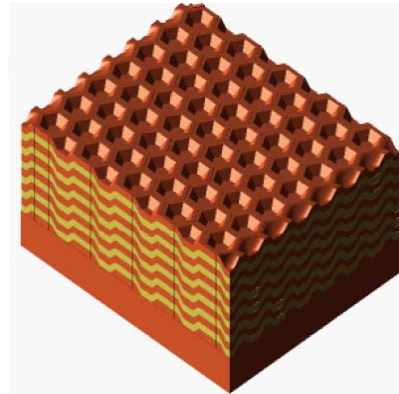
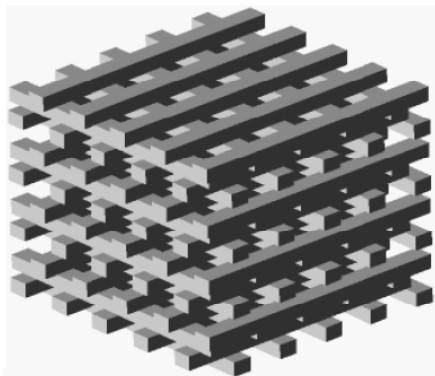
## Pásový diagram energií fotonů 2D krystalu s trojúhelníkovou mřížkou

první  
Brillouinova  
zóna  
prostoru  
vlnových vektorů



Ute

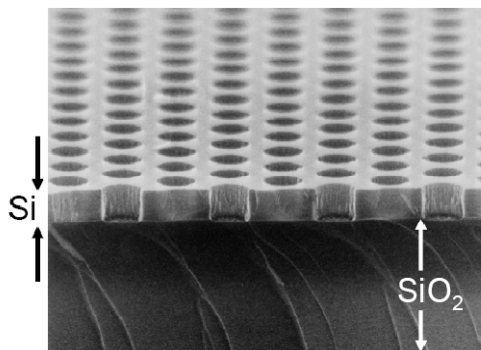
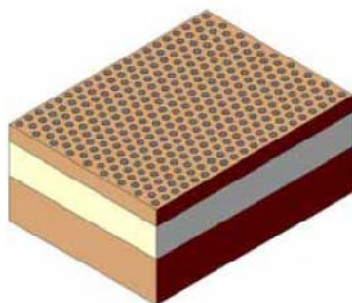
## Příklady trojdimenzionálních fotonických krystalů



Ute

## „2.5-dimenzionální“ fotonické krystaly:

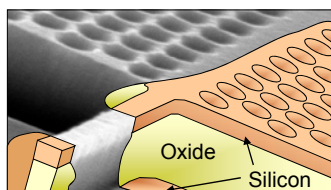
2D periodická struktura + „vlnovodná“ lokalizace ve 3. dimenzi



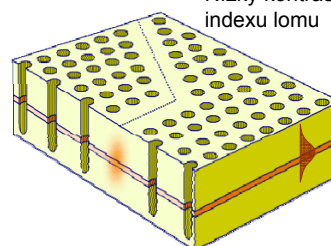
Uře

## Fotonické krystaly × vlnovody

### 1. 2D fotonický krystal + vertikální vlnovod

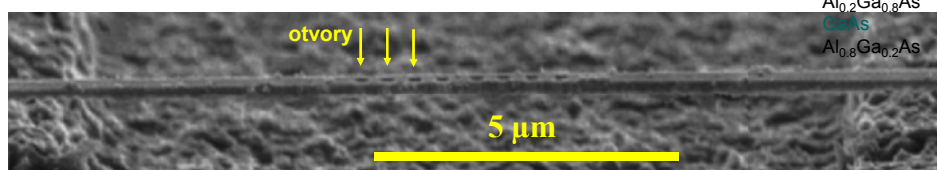


Vysoký kontrast indexu lomu



Nízký kontrast indexu lomu

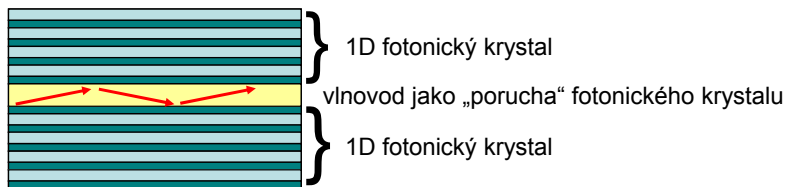
### 2. Čárový 2D dielektrický vlnovod s 1D „fotonickým krystalem“



$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$   
 $\text{GaAs}$   
 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$

Uře

## Vlnovody v 1D fotonickém krystalu



Princip znám od 80. let jako „braggovský vlnovod“  
(antiresonant reflecting optical waveguide, ARROW)

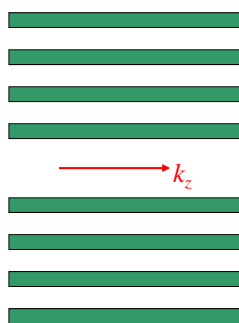
### Rozdíly ARROW vlnovodu vůči konvenčnímu vlnovodu:

1. pro příušný úhel dopadu vlny **musí** existovat **zakázaný pás**
2. počet period musí být dostatečný, jinak vzniká **útlum vytékáním** („tunelováním“); v krystalu konečných rozměrů existují **pouze vytékající vlny** s komplexní konstantou šíření

Uře

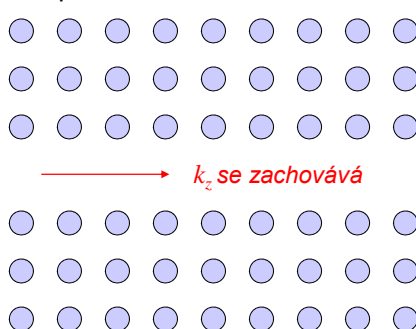
## Vlnovod ve fotonickém krystalu

Braggovský vlnovod  
(ARROW waveguide)



Spojité hodnoty  $k_z$

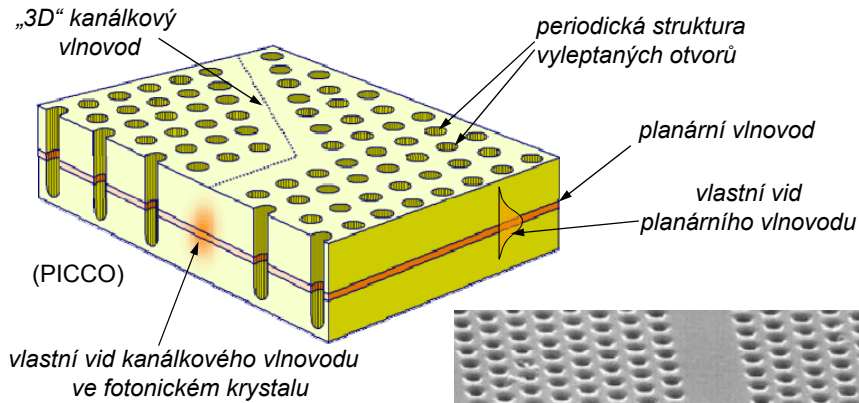
„Čárový defekt“ jako vlnovod  
1D periodicitu →



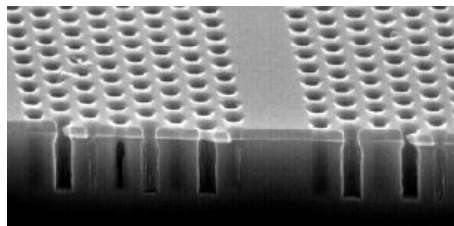
Diskrétní hodnoty  $k_z \Rightarrow$   
*FB módy*

Uře

## Realizace 2D fotonických krystalů: 2D krystal v planárním vlnovodu

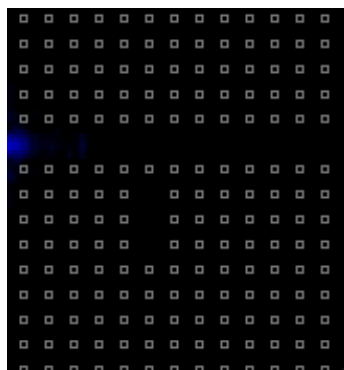


**Zásadní problém:**  
ztráty vyzařováním  
z roviny vlnovodu

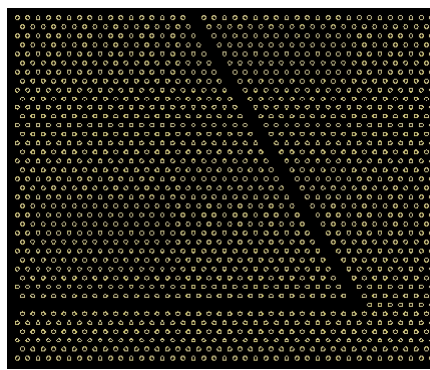


Ute

## Numerické modelování šíření vln ve fotonických krystalech



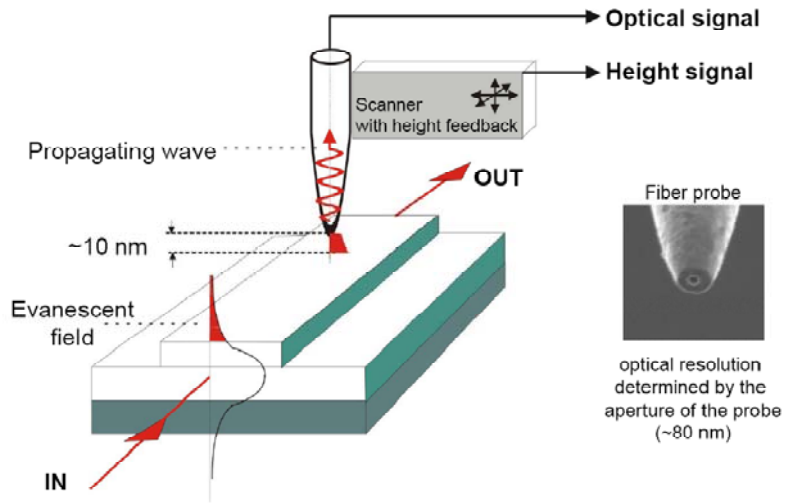
Buzení mikrodutiny  
ve fotonickém krystalu  
femtosekundovým impulsem  
(FDTD, Uni Twente, NL)



Šíření femtosekundového impulzu  
vlnovodným ohybem ve fotonickém  
krystalu (**F. Lederer et al.**,  
Friedrich-Schiller-Universität Jena, D)

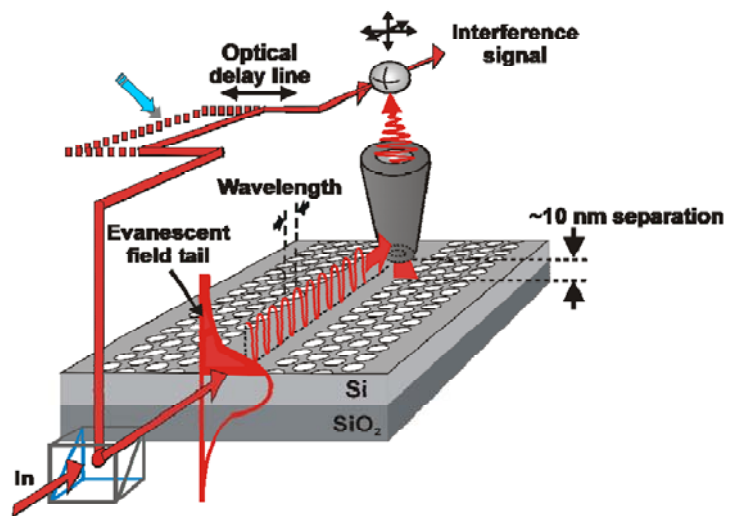
Ute

## Měření blízkého pole skanovacím optickým mikroskopem



Life

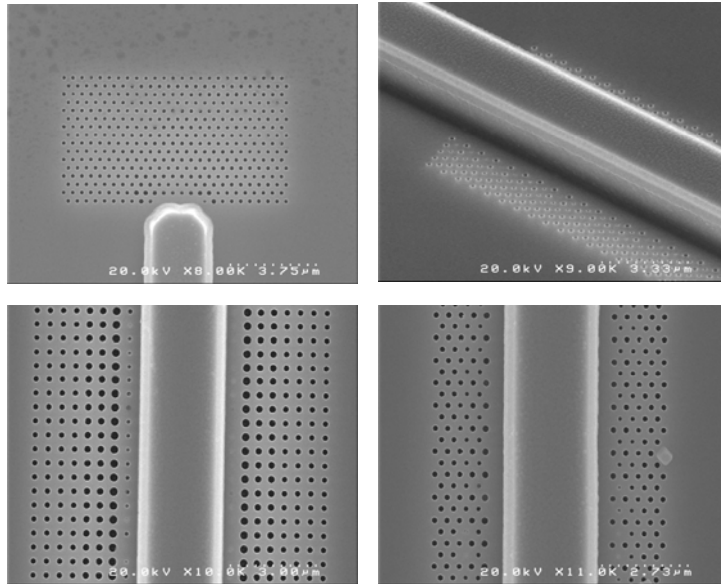
## Interferometrické měření s fázovým kontrastem



Life

## 2D fotonické krystaly jako zrcadla polovodičových laserů

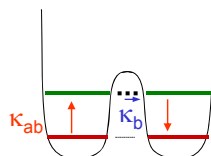
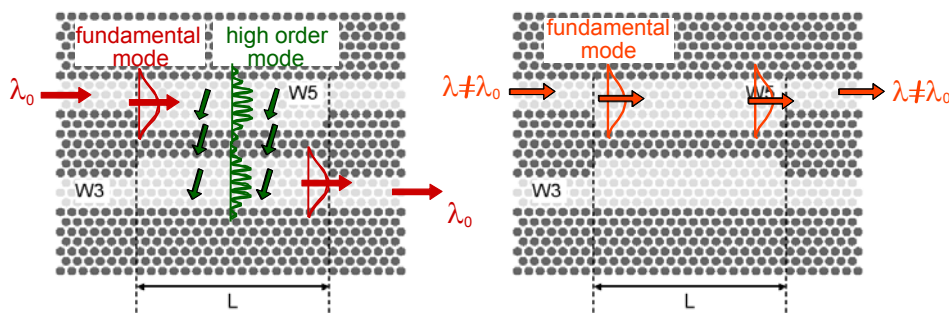
(Alcatel, 2002-3)



Ure

## Principle of the add-drop filter

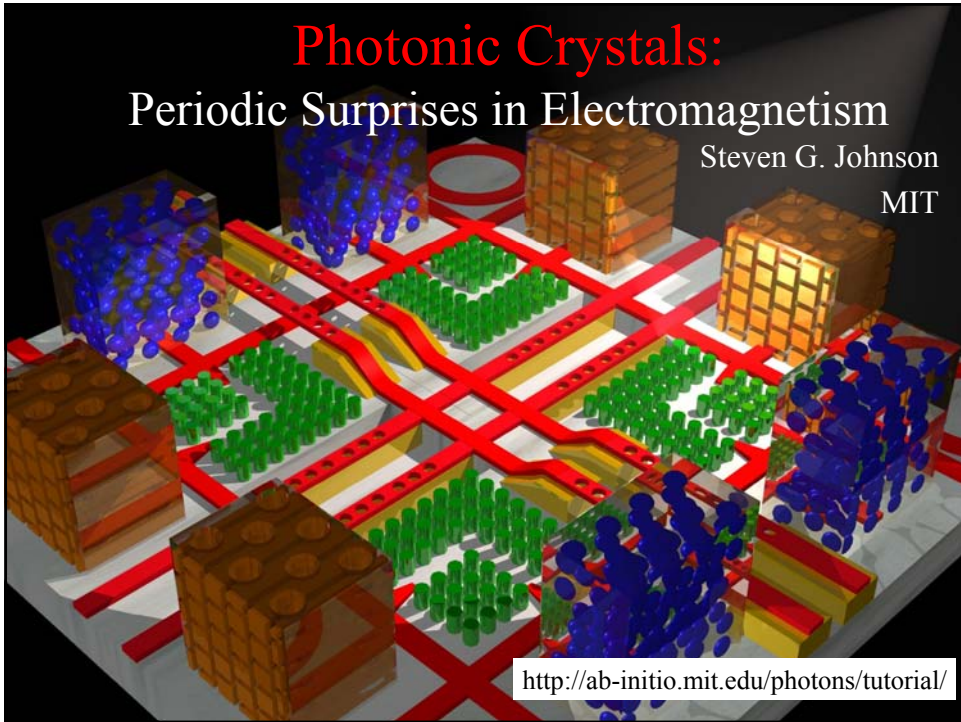
EPP France, H. Benisty, Segolene Olivier



- DIRECTIONAL and SELECTIVE coupler
- no bend needed

Ure





## PLAZMONIKA



## Povrchové plazmony v integrované optice

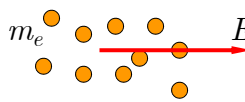
Typické aplikace:

1. vlnovodné polarizátory
2. SPR senzory
3. vlnovodné struktury využívající povrchové plazmony (plazmonika)

Uře

## Permitivita kovu (Drudeho model)

„volný“ elektronový plyn v elektromagnetickém poli



The diagram shows a cluster of orange dots representing electrons. A red arrow labeled 'E' points to the right, indicating the direction of the electric field. The label 'm<sub>e</sub>' is placed to the left of the dots.

Pohybová rovnice:  $-m_e \ddot{x} - m_e \gamma \dot{x} - eE = 0$

Pro harmonické pole  $E = E_0 \exp(-i\omega t)$

získáme ustálené řešení:  $x_0 = \frac{-eE_0}{m_e \omega^2 + im_e \gamma \omega}$

Polarizace:  $P_0 = -n_e e x_0 = \frac{-e^2 n_e}{m_e \omega^2 + im_e \gamma \omega} E_0 = \epsilon_0 \chi E_0$

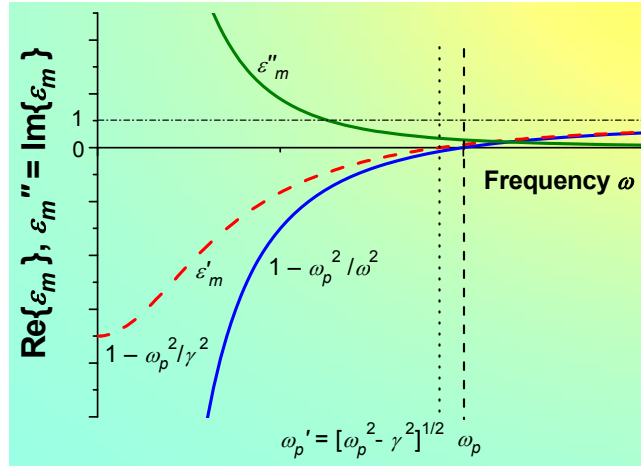
Permitivita:  $\epsilon_m = 1 + \chi = 1 - \frac{e^2 n_e / (m_e \epsilon_0)}{\omega^2 + i\gamma \omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma \omega}$

Plazmová frekvence  $\omega_p = e \sqrt{\frac{n_e}{m_e \epsilon_0}}$

Uře

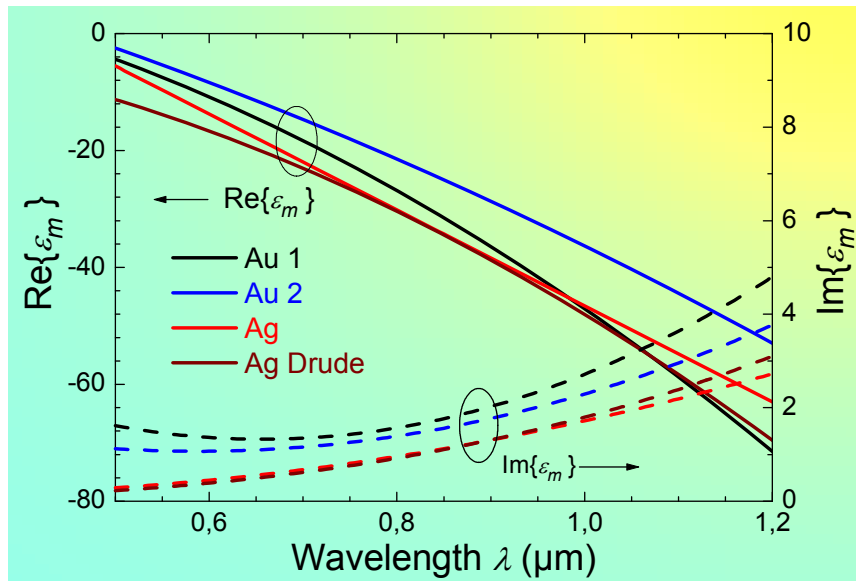
## Disperze kovu (Drudeho model)

$$\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}$$



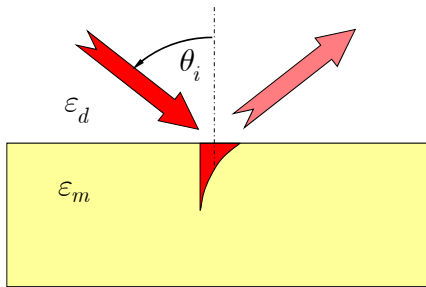
Ute

## Disperze kovu (experimentální data)



Ute

## Odraz optického záření od rozhraní s kovem



$$R^{TE} = \frac{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} - \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} + \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}$$

$$R^{TM} = \frac{\frac{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} - \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}{\varepsilon_m} - \frac{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} - \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}{\varepsilon_d}}{\frac{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} - \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}{\varepsilon_m} + \frac{\sqrt{\varepsilon_d - N^2} - \sqrt{\varepsilon_m - N^2}}{\varepsilon_d}}$$

$$N = \sqrt{\varepsilon_d} \sin \theta_i$$

Pro **reálná**  $\varepsilon_m < 0$ ,

$$\sqrt{\varepsilon_m - N^2} = i\sqrt{N^2 - \varepsilon_m}$$

$$\text{and } |R^{TE}| = |R^{TM}| = 1.$$

Pro **komplexní**  $\varepsilon_m$ ,

$$|R^{TE}| < 1, |R^{TM}| < 1.$$

UČE

## Povrchová plazmová vlna

(povrchový plazmon-polariton, **povrchový plazmon**)

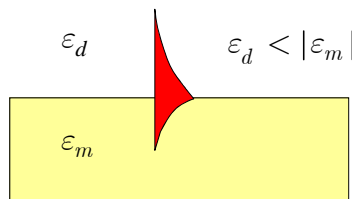
Vzájemně vázaná elektromagnetická a nábojová **povrchová vlna**  
localizovaná na rozhraní mezi dielektrikem a kovem

Pól  $R(N^2) \Rightarrow N^2$  povrchové vlny

TE:  $\sqrt{\varepsilon_d - N^2} + \sqrt{\varepsilon_m - N^2} = 0$  neexistuje řešení

TM:  $\varepsilon_m \sqrt{\varepsilon_d - N^2} + \varepsilon_d \sqrt{\varepsilon_m - N^2} = 0$  **povrchový plazmon**

$$N_{SP} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}$$



UČE

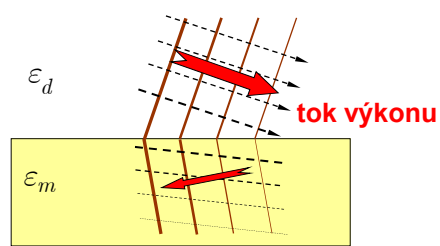
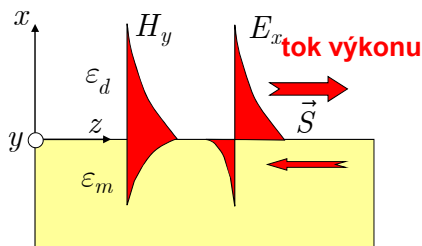
## Rozložení pole povrchového plazmonu

$$H_y(x, z) = H_0 e^{ik_0 N z} \begin{cases} e^{-k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_d} x}, & x > 0 \\ e^{k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_m} x}, & x < 0 \end{cases} \quad \begin{cases} 1/k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_d} = 265 \text{ nm} \\ 1/k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_m} = 26 \text{ nm} \end{cases}$$

$$E_x(x, z) = Z_0 N H_0 e^{ik_0 N z} \begin{cases} \frac{1}{\epsilon_d} e^{-k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_d} x}, & x > 0 \\ \frac{1}{\epsilon_m} e^{k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_m} x}, & x < 0 \end{cases}$$

Pro  $\gamma = 0$ ,  $\text{Im}\{N\} = 0$

Pro  $\gamma > 0$ ,  $\text{Im}\{N\} > 0$



Ute

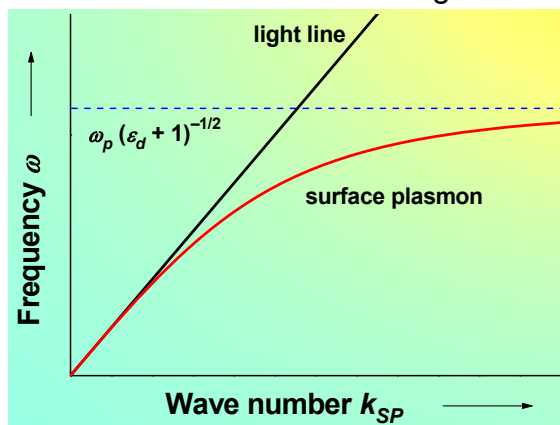
## Disperzní vlastnosti povrchového plazmonu

Pro  $\gamma = 0$ ,  $\omega < \omega_p / \sqrt{(\epsilon_d + 1)}$

$$k_{SP} = \frac{\omega}{c} N_{SP} = \frac{\omega n_d}{c} \sqrt{\frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2 (\epsilon_d + 1)}}$$

“light line”

faktor  $< 1$



$$\text{Re}\{N_{SP}\} > n_d \Rightarrow$$

PP je **pomalá vlna**

nemůže být excitována  
zářením z dielektrika

Ute

## Vidy vlnodů s PP

### Metoda příčné rezonance

i. vrstevnatá struktura – metoda přenosových matic

$$\begin{pmatrix} H_{y,j}(\pm d_j) \\ -iE_{z,j}(\pm d_j) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \gamma_j d_j & \pm (\varepsilon_j / \gamma_j) \sin \gamma_j d_j \\ \mp (\gamma_j / \varepsilon_j) \sin \gamma_j d_j & \cos \gamma_j d_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{y,j}(0) \\ -iE_{z,j}(0) \end{pmatrix}$$

$$\gamma_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j - N^2}$$

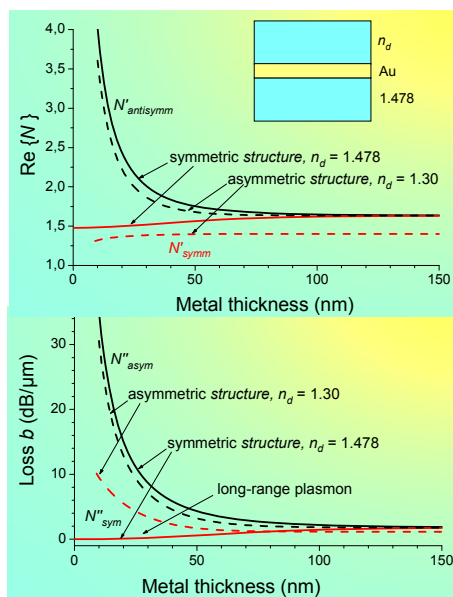
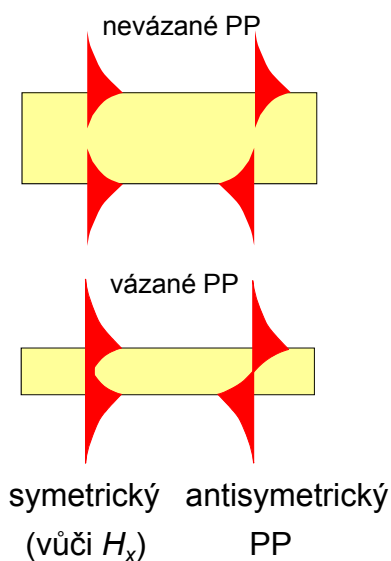
ii. difúzní vlnovody: metoda příčné immitance  
(Riccatiho rovnice, integrace metodou Rungeho a Kutty)

$$\frac{1}{k_0} \frac{dv}{dx} = -\frac{\varepsilon(x) - N^2}{\varepsilon(x)} - v^2 \quad v(x) = \frac{1}{k_0 \varepsilon(x)} \frac{1}{H_y(x)} \frac{dH_y}{dx} = -i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{E_z(x)}{H_y(x)}$$

$$\frac{1}{k_0} \frac{dH_y}{dx} = v(x) \varepsilon(x) H_y \quad \text{normovaná příčná impedance}$$

UČE

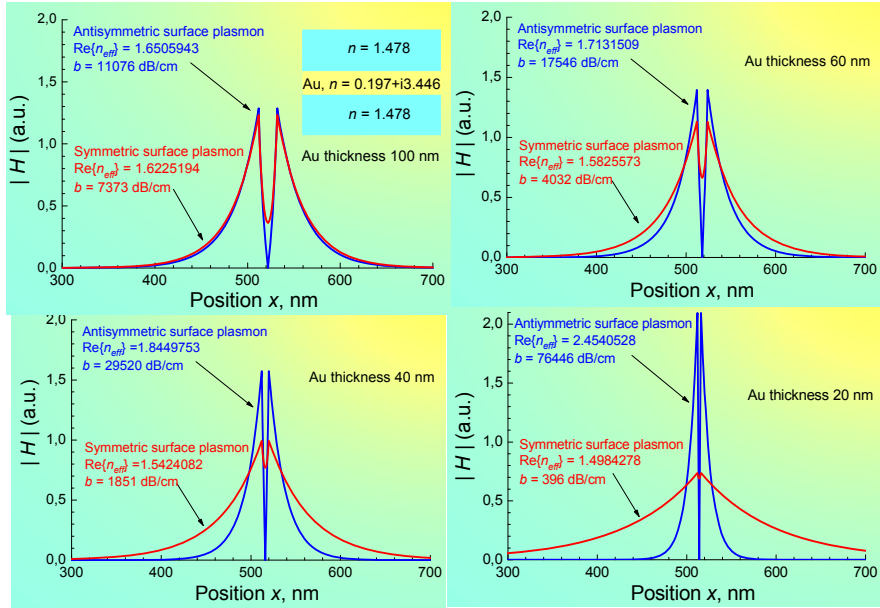
## Povrchové plazmony na kovové vrstvě



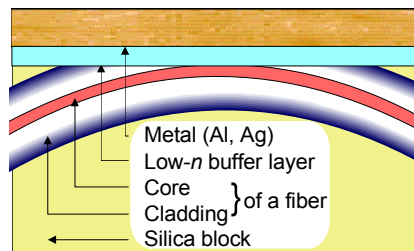
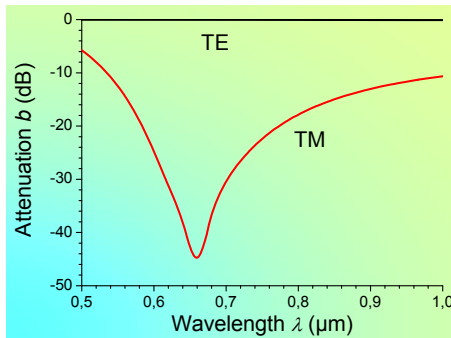
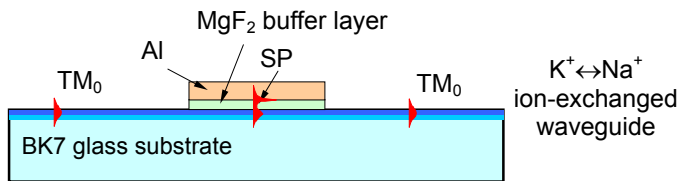
UČE

## Rozložení polí PP na kovových vrstvách

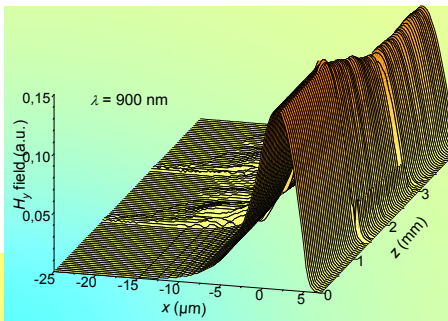
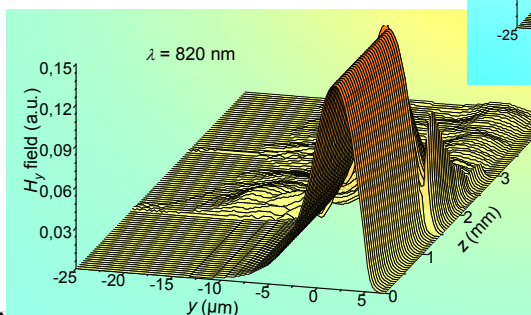
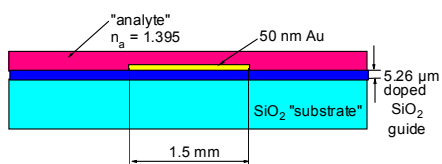
Závislost na tloušťce kovové vrstvy



## Vlnodný polarizátor založený na rezonanční excitaci PP



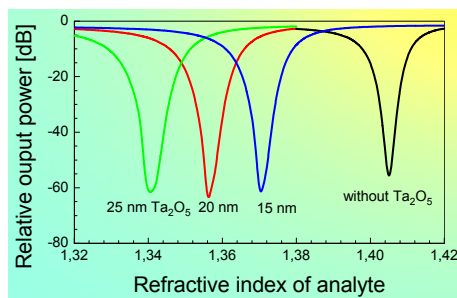
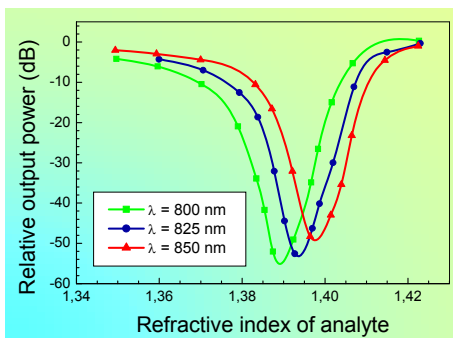
## Rozložení optického záření ve vlnovodu s úsekem, na němž se může šířit PP



## Průchod optického záření senzorem s PP

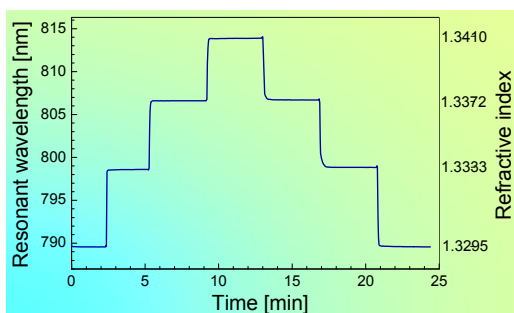
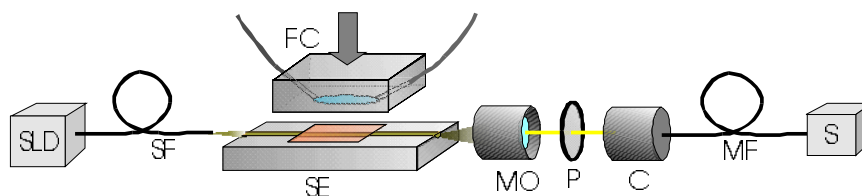
- závislost na indexu lomu analytu (zkoumaného prostředí)

2D (planární) model



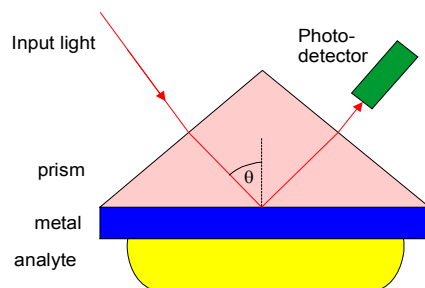
měření laditelným  
Ti:safírovým laserem

## Experimentální uspořádání integrovaně-optického senzoru s PP

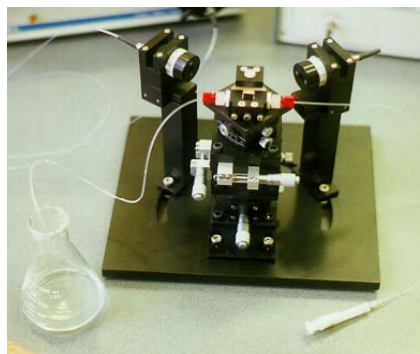
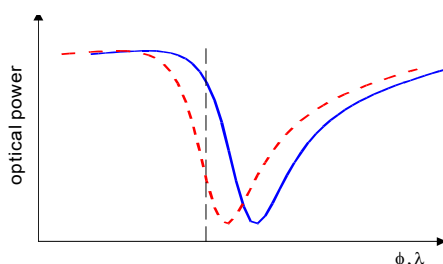


Rozlišení změn indexu lomu menších než  $1.2 \times 10^{-6}$

## Objemové senzory s PP



Rozlišení změn indexu lomu menších než  $5 \times 10^{-7}$

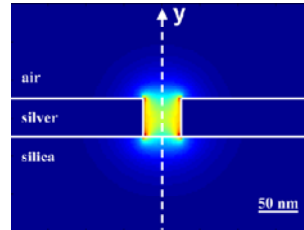
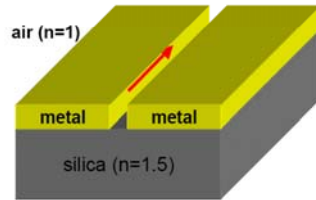




## „Plazmonika“

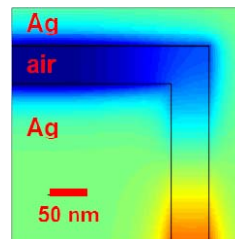
(„fotonika“ využívající povrchových plazmonů)

2D vedení povrchového plazmonu



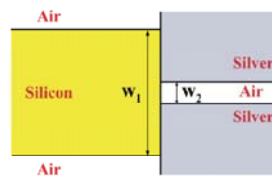
SP umožňuje lokalizovat optické záření ve velmi malém objemu, Silný útlum v důsledku „ohmických“ ztrát v kovovém materiálu umožňuje šíření jen na vzdálenosti řádu 1-100  $\mu\text{m}$

90° ohyb

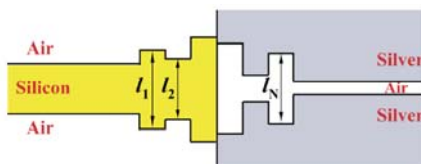
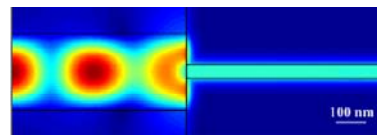


úře

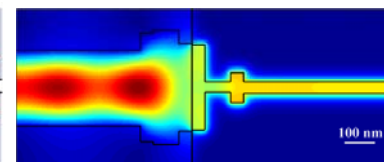
## Přechod mezi vlnovodem SOI a plazmonovým vlnovodem



Účinnost vazby cca 64%



Účinnost vazby cca 90%



G. Veronis, S. Fan, OWTNM 2006, p. 12  
(Stanford university)

úře