

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ

**Fakulta elektrotechnická
Katedra mikroelektroniky**



Optické vláknové senzory

Optical fiber sensors

Bakalářská práce

Studijní program: Komunikace, Multimédia a Elektronika

Studijní obor: Aplikovaná elektronika

Vedoucí práce: doc. Ing. Václav Prajzler, Ph.D.

Mgr. Jakub Vitáček

Praha 2018

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem zadanou bakalářskou práci zpracoval sám s přispěním vedoucího práce a používal jsem pouze literaturu v práci uvedenou. Dále prohlašuji, že nemám námitek proti půjčování nebo zveřejňování mé bakalářské práce nebo její části se souhlasem katedry.

V Praze dne 14. 9. 2018

Jakub Vitáček

.....

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Vitáček** Jméno: **Jakub** Osobní číslo: **411181**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Katedra/ústav: **Katedra mikroelektroniky**
Studijní program: **Komunikace, multimédia a elektronika**
Studijní obor: **Aplikovaná elektronika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Optické vláknové senzory

Název bakalářské práce anglicky:

Optical fiber sensors

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se s problematikou optických vláknových senzorů.
- 2) Navrhněte optický vláknový senzor.
- 3) Navrhněte postup výroby navrženého senzoru..
- 4) Proveďte měření vyrobených senzorů.
- 5) Dosažené výsledky shrňte do zprávy o rozsahu cca 50 až 70 stran.

Seznam doporučené literatury:

1. J. Turán: Optické vláknové senzory Bratislava Alfa, 1991.
2. K. Novotný: Optická Komunikační Technika, ČVUT 1998.
3. Z. Fang: Fundamentals of optical fiber sensors, Wiley, c2012.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

doc. Ing. Václav Prajzler, Ph.D., katedra mikroelektroniky FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **26.09.2017**

Termín odevzdání bakalářské práce: **15.09.2018**

Platnost zadání bakalářské práce: **28.02.2019**

doc. Ing. Václav Prajzler, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací.
Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování

Chtěl bych na tomto místě poděkovat vedoucímu své bakalářské práce doc. Ing. Václavovi Prajzlerovi, Ph.D. za jeho pomoc při vedení této práce. Velké poděkování patří dále Ing. Davidovi Marešovi, který cennými radami rovněž přispěl ke vzniku této práce. Mgr. Oleksiy Lyutakov, Ph.D. z VŠCHT v Praze připravil pokovení jednovidových optických vláken, za což mu tímto také děkuji. Dále děkuji Ing. Jiřímu Náhlíkovi za pokovení mnohovidového optického vlákna. Děkuji také firmě PROFComms, která zajistila výrobu Braggových mřížek v jednovidovém optickém vlákně.

Anotace:

Tato bakalářská práce se zabývá optickými vláknovými senzory založenými na principu povrchové plazmonové rezonance. Cílem práce bylo navrhnout, vyrobit a měření ověřit senzorkou funkci speciálně upravených jednovidových i mnohovidových optických vláken. V teoretické části návrhu je především řešeno, jak závisí výkonové poměry mezi jádrem a pláštěm vlnovodu na šířce pláště. Základním předpokladem fungování senzoru je totiž požadavek na přenos energie záření do okolního prostředí, tedy požadavek opačný než pro jaký jsou optická vlákna standardně navrhována. Analytické řešení tohoto problému je velmi komplikované, a proto bylo řešení této úlohy provedeno simulacemi ve specializovaném návrhovém softwaru. Práce popisuje způsoby zvýšení vyzařování energie z jádra vláken. Jedním způsobem jak toho dosáhnout je ztenčení vrstvy pláště a druhým pak vytvoření Braggovy mřížky v jádře. Dále je objasněna fyzikální podstata vzniku povrchového plazmonu a vysvětleno, proč je nutné optická vlákna upravit pokovením jejich povrchu, aby mohl povrchový plazmon na rozhraní kovu a analyzovaného dielektrika vzniknout. Praktická část pak obsahuje popis a výsledky měření na vzorcích jednovidových i mnohovidových optických vláken.

Klíčová slova:

Optické vláknové senzory, Povrchový plazmon, Braggova mřížka

Summary:

This bachelor thesis deals with optical fiber sensors based on surface plasmon resonance. The aim of the work was to design, manufacture and measure sensory function of specially modified singlemode and multimode optical fibers. Theoretical part mainly covers power ratio between fiber core and coating in dependence on coating width. The key concept behind sensor function is emitting energy into surrounding environment i.e. the inverse demand that is essential for standard use of optical fibers. Analytical solving of this problem is very complicated, therefore simulations in specialized software was used to deal with this task. This thesis covers two ways how to reach enhanced radiation from fiber core. One way depends on etching the fiber coating and another on creating the Bragg grating in core. Further, physical principle of the origin of surface plasmon is clarified and explained the necessity of metal coating for successful surface plasmon excitation along metal-dielectric boundary. Practical part of the thesis includes the description of used methods and results of measurements on samples of singlemode and multimode optical fibers.

Index Terms:

Optical fiber sensors, Surface plasmon, Bragg grating

Obsah

Seznam použitých symbolů a zkratek.....	2
1 Úvod	5
2 Teoretický úvod	6
2.1 Optické vláknové vlnovody.....	6
2.2 Braggovy mřížky	13
2.3 Povrchový plazmon	16
3 Teoretický návrh optických vlnovodů	22
3.1 Jednovidový vlnovod	24
3.2 Mnohovidový vlnovod.....	31
4 Postup měření	36
4.1.1 Jednovidový vlnovod	36
4.1.2 Mnohovidový vlnovod.....	38
5 Výsledky měření	40
5.1.1 Jednovidový vlnovod	40
5.1.2 Mnohovidový vlnovod.....	43
6 Závěr.....	44
7 Literatura.....	46
8 Přílohy.....	48

Seznam použitých symbolů a zkratek

Symbol	Popis	Jednotka
a	poloměr jádra vláknového vlnovodu	m
b	poloměr pláště vláknového vlnovodu	m
β	fázová konstanta (reálná část konstanty k)	m^{-1}
c	rychlost světla ve vakuu	m/s
Δ	poměrný rozdíl indexů lomu	-
ε	permitivita	F/m
ε_0	permitivita vakua	F/m
ε_r	relativní permitivita	-
E	intenzita elektrického pole	V/m
H	intenzita magnetického pole	A/m
h, p, q	normované příčné konstanty	-
\hbar	redukováná hodnoty Planckovy konstanty	J·s
θ	úhel dopadu	rad
i	imaginární jednotka	-
$J_m()$	Besselova funkce	-
ϑ_{0c}	úhel akceptance	rad
k	vlnový vektor	m^{-1}
k	konstanta šíření	m^{-1}
$K_m()$	Kelvinova funkce	-
Λ	mřížková konstanta	m
λ	vlnová délka	m
λ_B	Braggova vlnová délka	m
m	vidové číslo	-
μ	permeabilita	H/m

μ_0	permeabilita vakua	H/m
μ_r	relativní permeabilita	-
n	index lomu	-
NA	numerická apertura	-
n_{ef}	efektivní index lomu	-
P_w	výkon	W
S_{st}	střední hodnota Poyntingova vektoru	W/m ²
t_g	výška jádra čtvercového vlnovodu	m ⁻¹
u, v	normované příčné konstanty	-
V	normovaný kmitočet	-
ω	úhlová frekvence	s ⁻¹
w	šířka jádra čtvercového vlnovodu	m ⁻¹

Zkratka	Popis
FBG	Braggova mřížka (Fiber Bragg Grating)
GRIN	vlákno se spojitě proměnným indexem lomu (Gradient - index)
LPFG	Braggova mřížka s dlouhou periodou (Long-Period Fibre Grating)
MM	mnohovidový (Multi Mode)
SI	vlákno se skokovou změnou indexu lomu (Step - index)
SM	jednovidový (Single Mode)
SP	povrchový plazmon (Surface Plasmon)
SPP	Surface Plasmon Polariton
TE	transverzální elektrická polarizace
TFBG	skloněná Braggova mřížka (Tilted Short-Period Fibre Bragg Grating)
TM	transverzální magnetická polarizace

1 Úvod

Optickým vláknovým senzorem rozumíme zařízení, která ke své pracovní činnosti využívají optického vlákna. V širším smyslu tak lze mezi tato zařízení zahrnout i taková, která optická vlákna využívají pouze k přenosu informace z jiných než vláknových sensorů (např. z elektronického senzoru). V této práci však budeme termínem optický vláknový sensor rozumět pouze takové zařízení, jehož sensorická činnost je přímo založena na fyzikální interakci světla vedeného optickým vláknem a měřené vnější veličiny. Jeho činnost spočívá ve změně některého parametru světla vedeného optickým vláknem, může to být např. jeho intenzita, fáze, polarizace nebo vlnová délka. Měřené veličiny mohou být rovněž velice rozmanité od mechanických (deformace, tlak) přes tepelné, elektrické, elektromagnetické až po optické. Mezi optické senzory můžeme zařadit i taková zařízení, jež měří index lomu, tzv. refraktometry [1].

Obvyklým požadavkem kladeným na optické vlnovody (např. v telekomunikacích) je jejich schopnost vyzařovat pouze minimum elektromagnetické energie do okolí. Struktura jádra a pláště optických vláken je proto navrhována s ohledem na minimalizaci ztrát. V oblasti sensorů však narážíme na opačný požadavek, cílem je zde zajistit interakci vlny vedené vláknem s okolním prostředím, proto je nutné dostatečně upravit plášť vlákna. Základní vlastnosti optických vláken a vztahy popisující elektromagnetické pole uvnitř vlákna jsou uvedeny v kapitole 2., která je teoretickým východiskem pro výpočty použité pro návrh senzoru. Další úprava optických vláken pro sensorické použití spočívá v modifikaci jádra vytvořením tzv. Braggovy mřížky, která zajišťuje vyvážení dostatečného množství energie z jádra do pláště. Teorie Braggových mřížek je shrnuta ve 3. kapitole úvodu.

Jedním z funkčních principů optického vláknového senzoru může být vybuzení povrchového plazmonu, čehož je právě využito pro funkci senzoru navrhovaného v této práci. Povrchovým plazmonem rozumíme povrchovou oscilaci elektronů na rozhraní kovu a dielektrika. Ta vede ke vzniku zvláštní povrchové elektromagnetické vlny (Surface Plasmon Polariton), která je velice citlivá právě na index lomu okolní látky, ve kterém je vlákno ponořeno. Základní podstatě povrchového plazmonu se obsáhle věnuje kapitola 4, kde jsou odvozeny jeho základní fyzikální vlastnosti a především jsou zde shrnuty podmínky, za jakých může povrchový plazmon vzniknout [2, 3].

Cílem této práce je navrhnout senzor fungující na principu povrchové plazmonové rezonance. K tomuto účelu budou použita jednojádřová i mnohójádřová optická vlákna. Ta musí být však k dosažení sensorické funkce speciálně upravena, tomu se věnuje teoretická část návrhu. V ní jsou provedeny simulace s cílem zjistit, jaký výkon se šíří jádrem a pláštěm optického vlákna v závislosti na šířce pláště. V praktické části práce pak budou ověřeny vlastnosti vyrobených sensorů měřením obou typů optických vláken v roztocích analyzované kapaliny.

2 Teoretický úvod

2.1 Optické vláknové vlnovody

Pojmem optické vlákno (též vláknový vlnovod) označujeme dielektrickou strukturu obvykle kruhového průřezu, která vykazuje nízký optický útlum na požadovaných vlnových délkách a je schopna vést energii přivedenou na vstup ve směru osy vlákna [4]. Z konstrukčního hlediska se nejčastěji jedná o rotačně symetrická a podélně homogenní vlákna, která lze podle průběhu indexu lomu od středu k okraji rozdělit na dvě skupiny. První z nich představují vlnovody s tzv. skokovou změnou indexu lomu (označovány SI, step-index), u kterých je jedna nebo více vrstev homogenního dielektrika. Druhou skupinu tvoří vlnovody se spojitě proměnným indexem lomu (označovány GRIN, gradient-index), které mají nehomogenní vrstvu dielektrika (index lomu uvnitř vrstvy je funkcí vzdálenosti r od středu vlákna). V této práci budou používány pouze vlnovody se skokovou změnou indexu lomu, jehož průběh v závislosti na radiální souřadnici r lze v obecném případě zapsat jako:

$$n = n_1 (0 \leq r \leq a_1), \quad (2.1.1)$$

$$n = n_2 (a_1 \leq r \leq a_2), \quad (2.1.1)$$

⋮

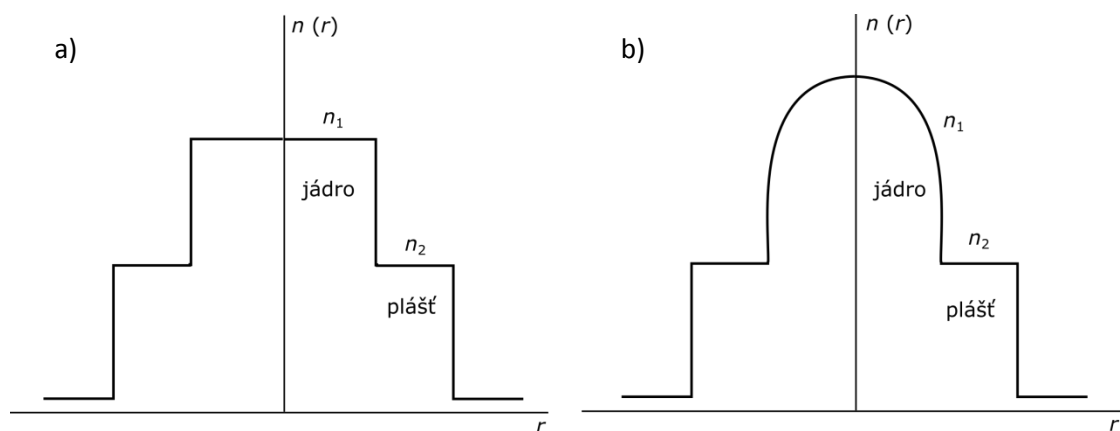
$$n = n_k (a_j \leq r \leq a_k). \quad (2.1.2)$$

Průběh indexu lomu u vláken s gradientním profilem pak lze zapsat jako:

$$n = n(r) (0 \leq r \leq a), \quad (2.1.4)$$

$$n = n_2 = \text{konst} \ a \leq r. \quad (2.1.5)$$

Oblast pro níž je $0 \leq r \leq a_1$ nazýváme jádrem vlnovodu, další vrstvy obklopující jádro pak tvoří plášť vlnovodu a případné další ochranné vrstvy. Dále budeme uvažovat SI optická vlákna s jednou vrstvou pláště, typický průběh indexu lomu takové struktury je na obr. 2.1 a), ukázkový průběh indexu lomu GRIN vlákna je v b), r zde značí vzdálenost od středu vlákna.



Obrázek 2.1 Profil indexu lomu SI vlákna a) a GRIN vlákna b) v závislosti na radiální souřadnici r .
Upraveno podle [4].

Uvedené dva konstrukční typy vlnodů se principiálně liší v mechanismu šíření elektromagnetické energie. U vláken SI jde o totální odraz na rozhraní jádra a pláště, naproti GRIN vlákna využívají mechanismu fokuse paprsku.

Dalším důležitým kritériem, podle něhož lze vláknové vlnovody dělit, je počet vedených vidů. Videm zde rozumíme jednotlivé modifikace elektromagnetických vln, které se vzájemně liší geometrií pole a mohou ve vlnovodu samostatně existovat.

Právě podle počtu vedených vidů lze vláknové vlnovody rozdělit na dvě velké skupiny – jednovidové a mnohovidové. Označíme-li index lomu jádra n_1 a index lomu pláště n_2 , pak pro normovaný kmitočet jednovidového vlákna musí platit [5]:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} NA = 2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \leq 2,4048. \quad (2.1.6)$$

Kde a označuje poloměr jádra vlnovodu, λ vlnovou délku použitého záření a NA je tzv. numerická apertura vlákna. Platí pro ni vztah:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sin \vartheta_{0c}. \quad (2.1.7)$$

Je to tedy sinus tzv. úhlu akceptance, ten vyznačuje maximální úhel (měřený od podélné osy vlákna), pod kterým musí být paprsek na vstupu vlákna přiveden, aby mohl být vláknem veden.

Ze vztahu 2.1.6 je patrné, že jednovidovosti vlákna lze dosáhnout buď malým poloměrem jádra nebo malým rozdílem indexů lomu jádra a pláště. Tento rozdíl indexů lomu je v technické specifikaci vláken často uváděn a je definován jako:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (2.1.8)$$

Pokud platí $\Delta \rightarrow 0$, tedy indexy lomu pláště a jádra se velmi málo liší, označujeme takové vlákno jako slabě vodivé.

Je-li tedy nerovnost 2.1.6 splněna, šíří se optickým vláknem pouze dominantní vid \mathbf{HE}_{11} , který má nulovou mezní frekvenci, v opačném případě se vláknem šíří i vyšší vidy.

Přesný popis vláknového vlnovodu poskytuje tzv. disperzní rovnice vláknového vlnovodu [5]:

$$m^2 \beta^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{v^2} \right)^2 - \omega^2 \mu (n_1^2(X) - n_2^2(Y)) \cdot (X + Y) = 0, \quad (2.1.9)$$

kde:

$$X = \frac{m}{u^2} - \frac{J_{m+1}(u)}{u J_m(u)}, \quad (2.1.10)$$

$$Y = \frac{m}{v^2} - \frac{K_{m+1}(v)}{v K_m(v)}. \quad (2.1.11)$$

J_m zde označuje Besselovu funkci a K_m značí Kelvinovu funkci, m je vidové číslo ($m = 0, 1, \dots$), každé hodnotě m odpovídá jeden vedený vid.

Tato rovnice (2.1.9) tedy popisuje vlákno v cylindrické souřadnicové soustavě. Pro normované příčné konstanty u a v platí:

$$u = a \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}, \quad (2.1.12)$$

$$v = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}. \quad (2.1.13)$$

Tok energie optickým vláknem

Chceme-li získat výkon, který přenáší jádro nebo plášť vláknového vlnovodu, je v obecném případě nutné integrovat střední hodnotu Poyntingova vektoru přes cylindrické souřadnice r a φ . Tedy pro výkon přenášený jádrem platí [5]:

$$P_{w1} = \int_0^{2\pi} \int_0^a S_{zst1} \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi. \quad (2.1.14)$$

A pro výkon přenášený pláštěm:

$$P_{w2} = \int_0^{2\pi} \int_a^\infty S_{zst2} \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi. \quad (2.1.15)$$

Kde S_{st} je velikost střední hodnoty Poyntingova vektoru:

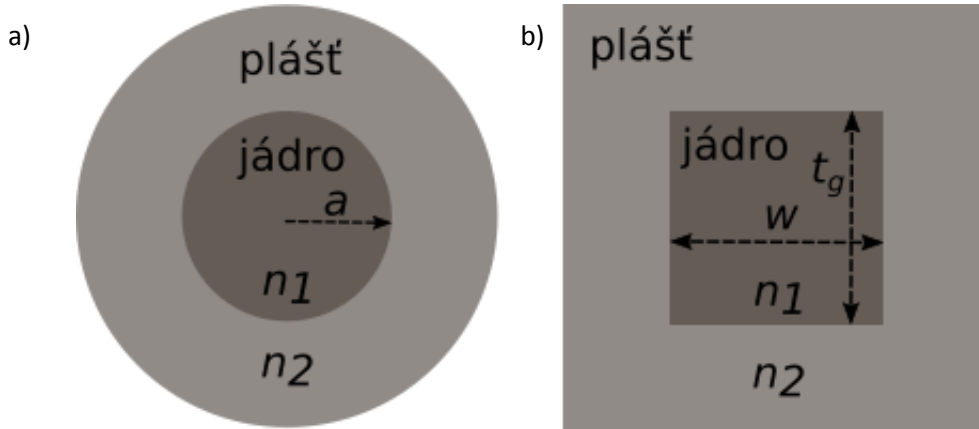
$$S_{st} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{E_r H_\varphi^* - E_\varphi H_r^*\}. \quad (2.1.16)$$

Výčíslení vztahů 2.1.14 a 2.1.15 je velice obtížné, pro slabě vodivá vlákna (tj. pro vlákna s $\Delta \rightarrow 0$) však platí vztah:

$$\frac{P_{w2}}{P_{w1} + P_{w2}} = \left(\frac{u}{V}\right)^2 \left(1 - \frac{J_m^2(u)}{J_{m+1}(u) + J_{m-1}(u)}\right). \quad (2.1.17)$$

Z něho lze tedy určit procento výkonu přenášeného pláštěm vlnovodu. Tento vztah předpokládá plášť nekonečně rozlehlý, nevyskytuje se v něm proto parametr šířky pláště.

Pro relativní složitost disperzní rovnice 2.1.9, budeme při výpočtu pole aproximovat válcový vlnovod čtvercovým, viz obr. 2.2. To umožní přechod ke kartézským souřadnicím a goniometrickým funkcím, výpočty se tak značně zjednoduší.



Obrázek 2.2 Schéma vláknového vlnovodu a) a čtvercového vlnovodu b). Aby docházelo k šíření vlny, musí platit $n_1 > n_2$. Při výpočtech byl válcový vlnovod aproximován čtvercovým, tak aby platilo $a = t_g = w$.

Disperzní rovnice pro čtvercový vlnovod je [5]:

$$\frac{2\pi}{\lambda} t_g \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2} - \tan^{-1} \left[p_{12} \left(\frac{n_{ef}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{ef}^2} \right) \right] - \tan^{-1} \left[p_{13} \left(\frac{n_{ef}^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_{ef}^2} \right) \right] = m\pi. \quad (2.1.18)$$

Tato disperzní rovnice uvažuje obecný asymetrický planární vlnovod s rozdílným indexem lomu krycí vrstvy (n_2) a substrátu (n_3), t_g označuje výšku vlnovodu, m je vidové číslo ($m = 0, 1, 2, \dots$) a n_{ef} je efektivní index lomu. Tato veličina je definována jako:

$$n_{ef} = \frac{\beta}{k}. \quad (2.1.19)$$

β je fázová konstanta a k je konstanta šíření.

Podle toho zda má vlna TE nebo TM polarizaci, jsou parametry p_{12} a p_{13} rovnice 2.1.18 rovny:

$$p_{12} = p_{13} = 1 \text{ pro TE vlnu,} \quad (2.1.20)$$

$$p_{12} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \text{ a } p_{13} = \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \text{ pro TM vlnu.} \quad (2.1.21)$$

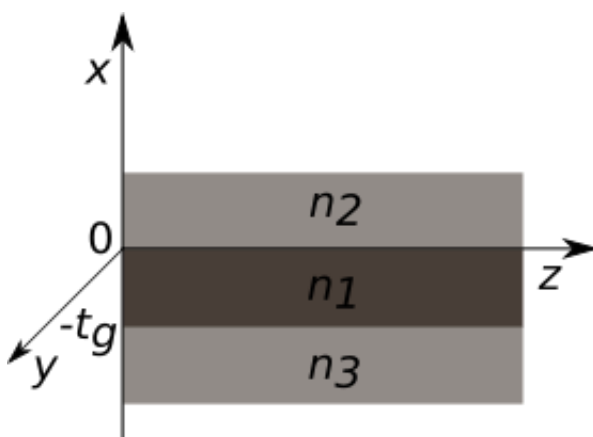
Jak bylo zmíněno, disperzní rovnice 2.1.18 předpokládá asymetrický planární vlnovod s různým indexem lomu krycí vrstvy a substrátu, obvykle je $n_2 > n_3$. Protože však aproximujeme vláknový vlnovod s jednou vrstvou pláště, můžeme položit $n_2 = n_3$, čímž se rovnice 2.1.10 zjednoduší na:

$$\frac{2\pi}{\lambda} t_g \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2} - 2 \tan^{-1} \left[p_{12} \left(\frac{n_{ef}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{ef}^2} \right) \right] = m\pi. \quad (2.1.22)$$

Aby mohl být daný vid vlnovodem veden, musí na rozhraní jádra a pláště docházet k totálnímu odrazu, mezní podmínka tohoto jevu nastane při $n_{ef} = n_2$. Pro počet vedených vidů pak upravením rovnice 2.1.22 a dosažením podmínky celočíselnosti parametru m platí:

$$m = \text{int} \left\{ \frac{2}{\lambda} t_g \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right\}. \quad (2.1.23)$$

Pro odvození průběhu intenzity elektrického pole budeme dále předpokládat planární vlnovod podle orientace na obr. 2.3. Tuto aproximaci zavádíme ke zjednodušení výpočtů, protože umožňuje přejít od válcových souřadnic ke kartézským. V tomto případě jsou rozměry vrstev ve směru os y a z nekonečně velké a světlo se šíří do $+\infty$ a $-\infty$ podél osy x .



Obrázek 2.3 Dvourozměrný planární vlnovod. Pro výpočty byla použita orientace souřadnicových os podle tohoto schématu. Upraveno podle [6].

Podle [6] za předpokladu, že se vlna šíří ve směru osy z s konstantou šíření β , bude pro TE vlnu platit:

$$\nabla^2 E_y = \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad i = n_1, n_2, n_3. \quad (2.1.24)$$

Její řešení bude ve tvaru:

$$E_y(x, z, t) = \epsilon_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (2.1.25)$$

Zbývající složky E_x a E_z budou pro TE vlny nulové. Pro příčnou funkci ϵ_y pak platí:

$$\epsilon_y(x) = \begin{cases} A e^{-qx} & \text{pro } 0 \leq x \leq \infty \\ B \cos(hx) + C \sin(hx) & \text{pro } -t_g \leq x \leq 0 \\ D e^{p(x+t_g)} & \text{pro } -\infty \leq x \leq -t_g \end{cases} \quad (2.1.26)$$

A, B, C, D jsou konstanty, které lze určit z podmínek na rozhraní. Za předpokladu že je ϵ_y a $\partial \epsilon_y / \partial x$ konstantní na rozhraních $x = 0$ a $x = -t_g$, to vede na řešení tří rovnic pro čtyři neznámé, takže je lze nahradit jedinou neznámou C' .

Po této úpravě lze tedy rovnici 2.1.26 přepsat na:

$$\epsilon_y = \begin{cases} C'e^{-qx} & \text{pro } 0 \leq x \leq \infty \\ C'(\cos(hx) - \left(\frac{q}{h}\right)\sin(hx)) & \text{pro } -t_g \leq x \leq 0 \\ C'(\cos(ht_g) + \left(\frac{q}{h}\right)\sin(ht_g))e^{p(x+t_g)} & \text{pro } -\infty \leq x \leq -t_g \end{cases} \quad (2.1.27)$$

Pro zbývající příčné konstanty h , p , q platí:

$$h = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}, \quad (2.1.28)$$

$$p = \sqrt{\beta^2 - n_3^2 k^2}, \quad (2.1.29)$$

$$q = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}. \quad (2.1.30)$$

Geometrické rozměry vlnovodu

Kruhový průřez vláknového vlnovodu aproximujeme čtvercovým podle obr. 2.2. Při tom nahradíme poloměr jádra optického vlákna a výškou t_g a šířkou w čtvercového vlnovodu a položíme $a = t_g = w$. Potom lze z rovnice 2.1.27 určit hodnotu elektrické intenzity na průřezu tohoto vlnovodu. Zajímá nás především závislost elektrické intenzity na rozhraní pláště a okolního prostředí v závislosti na šířce pláště. V obecném případě je rozlišena horní (h_c) a dolní (h_s) vrstva pláště rozdílnými indexy lomu. Protože je však v našem případě celá struktura symetrická, tj. indexy lomu vrstev h_c a h_s jsou stejné, výpočet se zjednoduší a vztahy pro obě vrstvy dávají stejné výsledky. Přepsáním rovnice 2.1.27 je tedy pro h_c :

$$E' = C'e^{-qx}. \quad (2.1.31)$$

A pro h_s platí:

$$E' = C'(\cos(ht_g) + \left(\frac{q}{h}\right)\sin(ht_g))e^{p(x+t_g)}. \quad (2.1.32)$$

Parametr E' v těchto rovnicích označuje procento elektrické intenzity záření vyzářeného z jádra do pláště. Jak bylo řečeno vztahy 2.1.31 a 2.1.32 dávají stejné výsledky, což bylo ověřeno i při samotném výpočtu.

Tok energie planárním vlnovodem

Stejně jako v případě vláknového vlnovodu, lze určit energii šířící se čtvercovým vlnovodem pomocí Poyntingova vektoru [5]:

$$S_{st} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{-E_y \times H_x^*\}. \quad (2.1.33)$$

Po integraci a dosazení z Maxwellových rovnice je:

$$\int_{-\infty}^{\infty} S_{st} dx = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx. \quad (2.1.34)$$

A po vyčíslení integrálu je poměr mezi jádrem a horní a dolní vrstvou pláště:

$$P_1 : P_2 : P_3 = 1 : \frac{1}{p} : \frac{1}{q}. \quad (2.1.35)$$

Předpokladem těchto vztahů je opět nekonečně rozlehlý plášť, ve vztazích se nevyskytuje parametr popisující šířku vrstvy pláště.

2.2 Braggovy mřížky

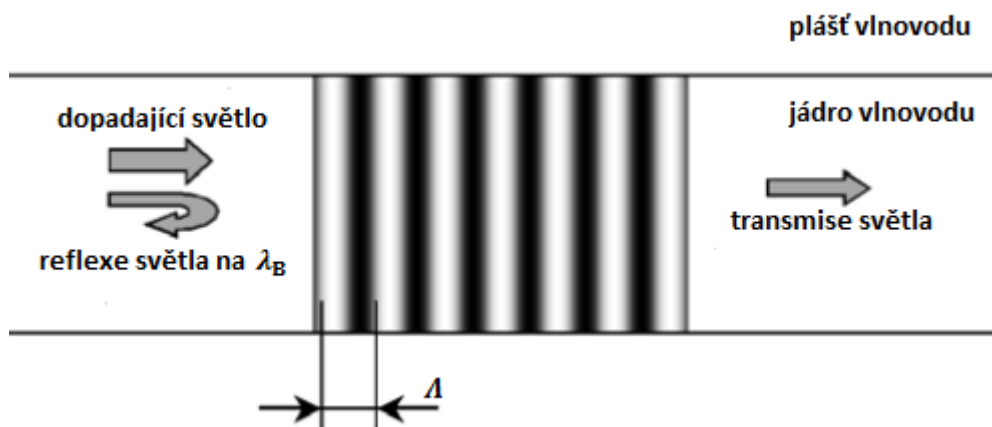
Termínem vláknová Braggova mřížka (Fiber Bragg grating – FBG) označujeme periodické změny indexu lomu v jádře vlnovodu. Poprvé byla tato struktura připravena v roce 1978 pomocí laseru na vlnové délce viditelného světla [7]. Tuto strukturu lze připravit také holograficky, dnes se často používá např. technika fázové masky [8].

Základní vlastnosti

Principem fungování Braggovy mřížky je Fresnelův odraz, při kterém dochází k rozdílné reflexi a transmisi záření při průchodu prostředí s různým indexem lomu, jak je znázorněno na obr. 2.4. K odrazu dochází na tzv. Braggově vlnové délce, pro kterou platí:

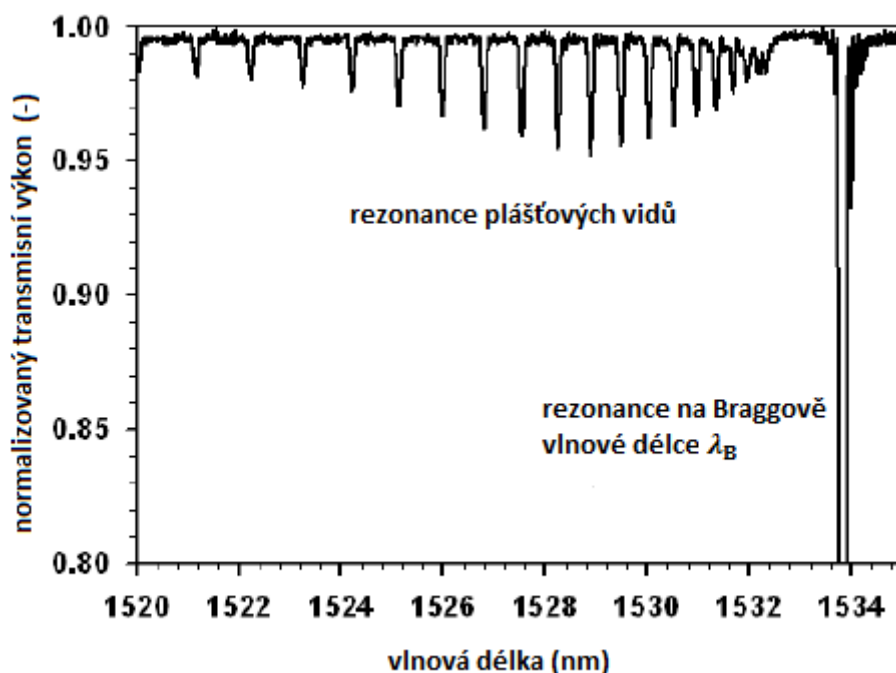
$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda. \quad (2.2.1)$$

Schematicky je princip odrazu světla na obr. 2.4, tmavé a světlé proužky v jádře vlnovodu představují oblasti s rozdílným indexem lomu. [9]



Obrázek 2.4 Schéma funkce vláknové Braggovy mřížky odrážející záření na Braggově vlnové délce. Převzato a upraveno podle [9].

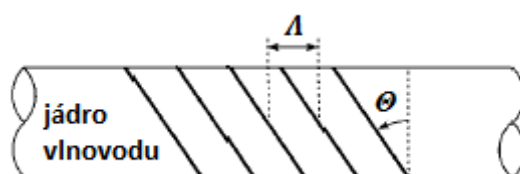
Kromě výše uvedeného odrazu na Braggově vlnové délce, lze v transmisních spektrech dále pozorovat poklesy intenzity na kratších vlnových délkách (pod λ_B). Ty jsou způsobeny vyvázáním záření do pláště vlnovodu. Typické transmisní spektrum vlákna s FBG je na obr. 2.5. Hlavní pokles je způsoben rezonancí na Braggově vlnové délce λ_B , série menších poklesů pak rezonancím odpovídajícím vazbě mezi vidy jádra a zpětně se šířícími vidy pláště. Právě tyto plášťové vidy jsou důležité pro funkci vlákna jako senzoru, jsou však viditelné pouze na transmisních spektrech.



Obrázek 2.5 Experimentálně změřené transmisní spektrum jednovidového SI vlákna s FBG. Převzato a upraveno podle [9].

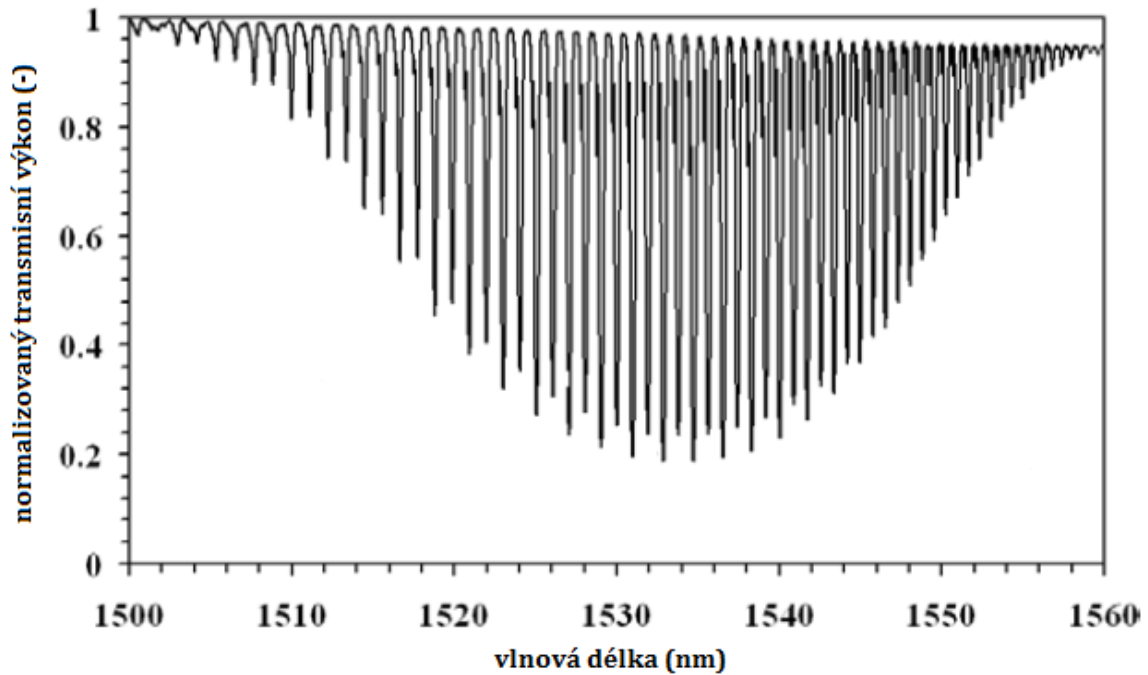
Vybrané typy mřížek

Braggovy mřížky lze rozčlenit podle mnoha hledisek [10]. Jedním z možných třídění je podle délky mřížkové konstanty Λ . Tak rozlišujeme Braggovy mřížky s dlouhou periodou (long-period fibre grating - LPFG), u nichž je Λ typicky více než 100 μm . Naopak u Braggových mřížek s krátkou periodou se Λ pohybuje kolem 0,5 μm . U druhého jmenovaného typu se pro zvýšení přenosu energie do plášťových vidů používá skloněná Braggova mřížka (tilted short-period fibre Bragg grating – TFBG). Mřížka je zde skloněna o úhel θ vzhledem k příčné ose vlákna, viz obr. 2.6.



Obrázek 2.6 Schéma skloněné Braggovy mřížky (TFBG). Převzato a upraveno podle [10].

Typické transmisní spektrum vlákna se skloněnou mřížkou je uvedeno na obr. 2.7. Plášťové vidy jsou zde výrazně zesíleny na úkor energie rezonance na Braggově vlnové délce.



Obrázek 2.7 Experimentálně změřené transmissní spektrum jednovidového SI vlákna s TFBG, $\Theta = 16^\circ$. Převzato a upraveno podle [9].

Senzory založené na Braggově mřížce

Funkční princip senzorů založených na Braggově mřížce spočívá v odrazu té vlnové délky vstupního záření, která odpovídá tzv. Braggově vlnové délce λ_B :

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda. \quad (2.2.2)$$

Tyto senzory pak fungují na základě změny λ_B s měřenou fyzikální veličinou, což se projeví ve spektru změnou odrážené vlnové délky [11]. Tak lze detekovat mechanické namáhání:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - p_\alpha)\Delta\epsilon, \quad (2.2.3)$$

kde p_α představuje materiálovou konstantu (tzv. fotoelastický koeficient vlákna) a $\Delta\epsilon$ je aplikovaný podélný tlak.

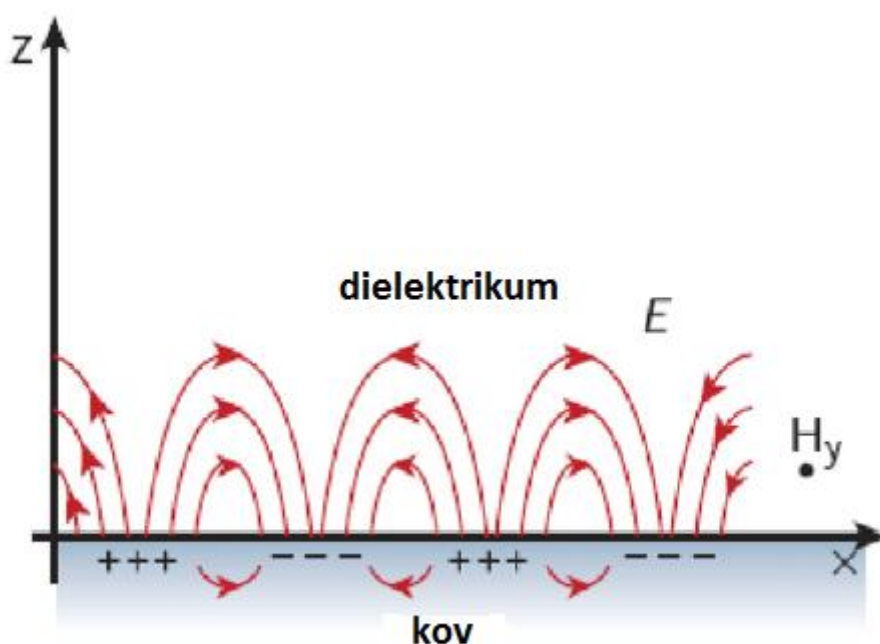
Podobně pro změnu teploty platí vztah:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - \xi)\Delta T, \quad (2.2.4)$$

ξ je termooptický koeficient vlákna a ΔT je změna teploty.

2.3 Povrchový plazmon

Náboj delokalizovaných elektronů na povrchu kovu může za určitých podmínek vytvářet oscilace, které se nazývají povrchové plazmony (Surface Plasmon). Frekvenci těchto oscilací lze popsat disperzní relací $\omega(k_x)$, kde k_x je x-ová složka vlnového vektoru, viz obr. 2.8. Pro další popis zvolíme následující umístění do kartézského souřadného systému: rovina povrchu kovu leží v rovině xy , osa z je na tuto rovinu kolmá a $z < 0$ leží v kovu, $z > 0$ v dielektriku, směr šíření pole ztotožníme s osou x . Materiály pak indexujeme takto: $i = 1$ pro kov, $i = 2$ pro dielektrikum. Pohyb elektrického náboje vyvolává povrchové elektromagnetické pole vázané na povrch kovu. Toto pole se v angličtině někdy označuje termínem Surface Plasmon Polariton (SPP), viz obr. 2.8 [3].



Obrázek 2.8 Schematické znázornění oscilací náboje volných elektronů na rozhraní kov-dielektrikum a jím vyvolané elektromagnetické pole SPP (červeně). Převzato a upraveno podle [3].

Aby se vlna šířila podél rozhraní, je nezbytné, aby v tomto případě vždy existovala složka \mathbf{E} k rozhraní kolmá. Naopak šířit se může vlna s vektorem \mathbf{H} rovnoběžným k rovině rozhraní. To je důvod, proč se nevyskytuje s-polarizovaná vlna a SPP má vždy charakter p-polarizace (TM pole). Vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} pole SPP lze tedy po obou stranách rozhraní popsat rovnicemi [3]:

$$\mathbf{E}_1 = (E_{x1}, 0, E_{z1})e^{k_{z1}z}e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (2.3.1)$$

$$\mathbf{E}_2 = (E_{x2}, 0, E_{z2})e^{-k_{z2}z}e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (2.3.2)$$

$$\mathbf{H}_1 = (0, H_{y1}, 0)e^{k_{z1}z}e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (2.3.3)$$

$$\mathbf{H}_2 = (0, H_{y2}, 0)e^{-k_{z2}z}e^{i(k_x x - \omega t)}. \quad (2.3.4)$$

Doplňme-li tyto rovnice do Maxwellových rovnic v prostředí bez vnějších zdrojů pole, získáme:

$$E_{z1} = -i \frac{k_x}{k_{z1}} E_{x1}, \quad (2.3.5)$$

$$E_{z2} = i \frac{k_x}{k_{z2}} E_{x2}, \quad (2.3.6)$$

$$k_{z1} E_{x1} - ik_x E_{z1} = ik H_{y1}, \quad (2.3.7)$$

$$-k_{z2} E_{x2} - ik_x E_{z2} = ik H_{y2}. \quad (2.3.8)$$

Zavedeme-li dále:

$$k_{z1}^2 = k_x^2 - \varepsilon_1 k^2, \quad (2.3.9)$$

$$k_{z2}^2 = k_x^2 - \varepsilon_2 k^2, \quad (2.3.10)$$

Dostaneme z rovnic (2.3.5), (2.3.6), (2.3.7) a (2.3.8):

$$\varepsilon_1 k E_{x1} = -ik_{z1} H_{y1}, \quad (2.3.11)$$

$$\varepsilon_2 k E_{x2} = ik_{z2} H_{y2}. \quad (2.3.12)$$

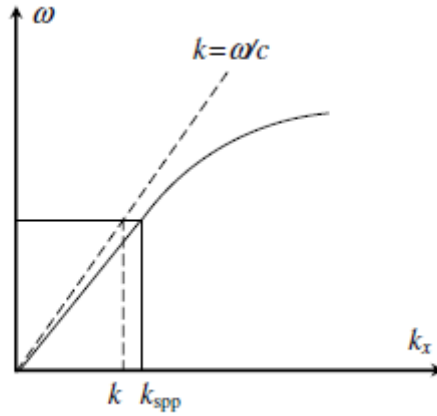
Uvážíme-li nyní podmínky pro tečné složky vektorů na rozhraní, dostaneme:

$$\frac{k_{z1}}{k_{z2}} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \quad (2.3.13)$$

Konečně, rovnice (2.3.11), (2.3.12) a (2.3.13) lze zapsat jako:

$$k_x = k \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right)} = k_{\text{SPP}}. \quad (2.3.14)$$

Čímž jsme odvodili rovnici disperzní relace SPP, z níž plynou důležité vlastnosti SPP. k zde označuje velikost vlnového vektoru ve volném prostoru a platí: $k = \omega/c$. Označíme dále pro přehlednost k_x z rovnice 2.3.14 jako k_{SPP} . Z rovnice 2.3.14 je patrné, že k vybuzení povrchového plazmonu nestačí energie dopadajícího světla, ale je nutné jej zesílit. Je to proto, že velikost momentu hybnosti volného fotonu $\hbar k$, je menší než velikost momentu hybnosti SPP $\hbar k_{\text{SPP}}$. Graficky je rovnice 2.3.14 vyjádřena na obr. 2.9. Na rozhraní musí platit $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$, z rovnice 2.3.14 je pak zřejmé, že pokud je $\varepsilon_2 > 0$, pak musí být $\varepsilon_1 < 0$ a zároveň $|\varepsilon_1| > \varepsilon_2$. Tyto důležité vztahy vystihují, jaké podmínky musí splňovat oba materiály tvořící rozhraní, na němž má povrchový plazmon vzniknout. Protože permitivita dielektrik je obvykle kladná, je nutné, aby permitivita kovu byla záporná, což na vlnových délkách viditelného a blízkého infračerveného záření splňují kovy jako například zlato nebo stříbro [12].



Obrázek 2.9 Disperzní relace SPP (viz vztah 2.3.14). Pro danou frekvenci ω je $k < k_{\text{SPP}}$. Což vede k nerovnováze ve velikosti momentu hybností a nutnosti zesílení světla při vybudování SPP. Převzato z [3].

V případě kovů je nutné uvažovat permitivitu jako komplexní veličinu. Uvažujeme-li tedy ω reálné, ϵ_2 reálné (bezeztrátové dielektrikum) a ϵ_1 komplexní, tj. $\epsilon_1 = \epsilon_1' + i\epsilon_1''$. Pak vztah pro disperzní relaci 2.3.14 po oddělení reálné a imaginární části přejde v:

$$\text{Re}\{k_{\text{SPP}}\} = k_{\text{SPP}}' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_1' \epsilon_2}{\epsilon_1' + \epsilon_2}\right)}, \quad (2.3.15)$$

$$\text{Im}\{k_{\text{SPP}}\} = k_{\text{SPP}}'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_1' \epsilon_2}{\epsilon_1' + \epsilon_2}\right)^3} \frac{\epsilon_1''}{2(\epsilon_1')^2}. \quad (2.3.16)$$

Hloubka vniku

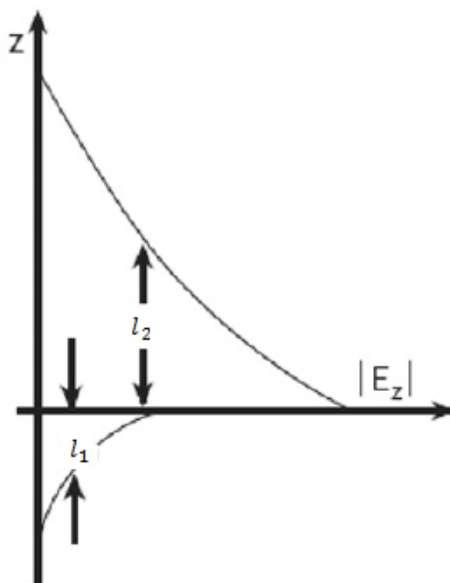
Dosažením disperzní relace (2.4.14) do vztahů 2.3.9 a 2.3.10 lze snadno odvodit:

$$k_{zi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_i^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (2.3.17)$$

Jak je ze vztahů (2.3.1) a (2.3.2) patrné, intenzita pole SPP ve směru osy z po obou stranách rozhraní klesá exponenciálně jako $\exp(\pm k_{zi}z)$. Lze tak definovat hloubku vniku jako vzdálenost l_i , na níž pole klesne na hodnotu $1/e$ počáteční hodnoty jako:

$$l_i = \frac{1}{k_{zi}} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{-\epsilon_i^2}}. \quad (2.3.18)$$

Z tohoto vztahu je vidět, že v dielektriku je hloubka vniku větší nežli v kovu, protože $|\epsilon_1| > \epsilon_2$. Největší intenzita pole SPP je tedy na rozhraní a po obou stranách exponenciálně klesá, viz obr. 2.10.



Obrázek 2.10 Složka intenzity elektrického pole kolmá k rozhraní je nejvyšší na tomto rozhraní a po obou stranách pak exponenciálně klesá. Pro hloubku vniku l_i platí vztah 2.3.18. Převzato a upraveno podle [3].

Délka šíření

Jak se vlna SPP šíří podél rozhraní, ztrácí přitom energii se čtvercem elektrického pole v důsledku ohmických ztrát v kovu. Délku šíření popisuje imaginární část konstanty šíření k . SPP se tedy utlumuje podle závislosti $\exp(-2k''x)$.

$$L_i = \frac{1}{2k''} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\left(\frac{\epsilon'_1 + \epsilon_2}{\epsilon'_1 \epsilon_2}\right)^3 \frac{(\epsilon'_1)^2}{\epsilon''_1}}. \quad (2.3.19)$$

Imaginární část permitivity kovu je tedy spojena s útlumem SPP ve směru šíření (podél osy x). Délka L_i označuje, na jaké vzdálenosti se vlna utlumí na $1/e$ původní hodnoty.

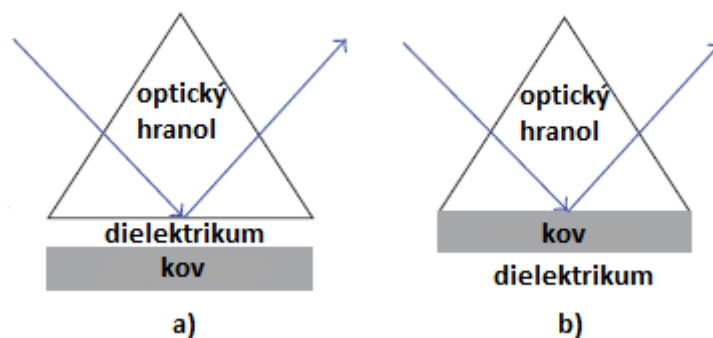
Dosaďme-li do rovnice 2.3.14 vyjádření ϵ_1 podle modelu volných elektronů [13], dostaneme jednoduchou úpravou:

$$k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2}\right)}. \quad (2.3.20)$$

Vybuzení povrchového plazmonu

Je známo, že povrchový plazmon může obecně být vybuzen elektrony nebo fotony [14]. V případě fotonů je však třeba světlo zesílit hranolem, mřížkou nebo nerovnostmi na kovovém povrchu. Jak bylo odvozeno výše, je to způsobeno tím, že disperzní relace povrchového plazmonu leží vpravo od disperzní relace volných fotonů.

První pozorování povrchového plazmonu se v odborné literatuře objevuje na počátku 20. století, kdy Wood zaznamenal změny ve spektru světla odraženého na kovové difrakční mřížce [15]. Později bylo toto pozorování vysvětleno vznikem povrchové elektromagnetické vlny na povrchu kovu [16]. Otto ukázal, že změny ve spektru odraženého světla jsou zapříčiněny právě vznikem povrchového plazmonu [17]. Ve své práci popsal vybuzení povrchového plazmonu pomocí optického hranolu, do něhož směřuje světelný paprsek a uvnitř něj dochází k totálnímu odrazu. K podstavě hranolu je velmi blízko umístěna kovová vrstva, v níž plazmon vzniká díky interakci s evanescentní vlnou (Ottova konfigurace – viz obr. 2.11 a)). Modifikaci tohoto uspořádání předvedli Kretschmann a Raether [18]. V jejich konfiguraci světlo opět prochází hranolem, kovová vrstva je však zde nanesena přímo na podstavě hranolu, která je v kontaktu s dielektrikem a plazmon tak vzniká na vnější straně, která je v kontaktu s dielektrikem (Kretschmannova konfigurace – viz obr. 2. 11 b)) [19]. Výše popsané metody využívající optického hranolu ke zvýšení momentu hybnosti dopadajícího světla, jsou v angličtině souhrnně označovány jako attenuated total reflection (ATR).



Obrázek 2.11 Uspořádání pro vybuzení povrchového plazmonu: a) Ottova konfigurace, b) Kretschmannova konfigurace. Převzato a upraveno podle [19].

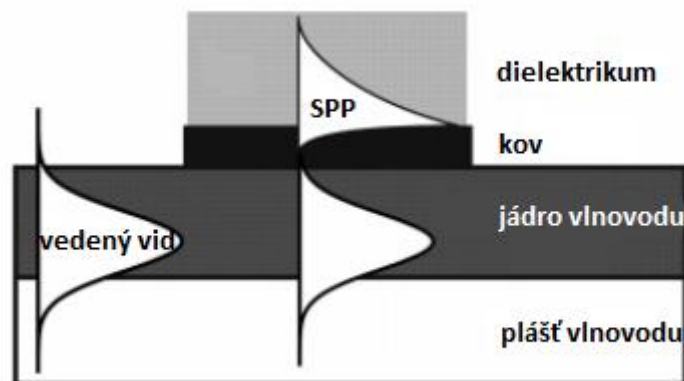
Principem vzniku plazmonu, je v těchto případech totální odraz na základně optického hranolu, při kterém vzniká na povrchu kovu evanescentní vlna. Její vlastnosti lze ovlivňovat úhlem dopadu θ a při splnění podmínky:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_h \sin \theta = \text{Re}\{k_{\text{SPP}}\} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\epsilon'_1 \epsilon_2}{\epsilon'_1 + \epsilon_2}\right)}, \quad (2.3.21)$$

vzniká povrchový plazmon. Index lomu hranolu v rovnici 2.3.21 je n_h a úhel θ je úhel dopadu paprsku (měřený od kolmice).

Stejného principu lze využít pro vybuzení plazmonu pomocí optického vlnovodu. V tomto případě je vlastně optický hranol nahrazen vlnovodnou strukturou jádra. Elektromagnetická energie se šíří vlnovodem a v případě že paprsek dopadne na kovovou vrstvu, vybudí evanescentní vlnu, která kovem prochází a na vnější straně dá vzniknout povrchovému plazmonu. Viz obr. 2.12. Situace je tak zcela analogická dříve popsané Kretschmannově konfiguraci. Pro vybuzení plazmonu musí pro konstantu šíření vlnovodného vidu platit [20]:

$$k_{vid} = \text{Re}\{k_{SPP}\} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}\right)}. \quad (2.3.22)$$



Obrázek 2.12 Uspořádání pro vybuzení povrchového plazmonu - vlákňový vlnovod. Převzato a upraveno podle [20].

Právě tohoto principu vybuzení povrchového plazmonu je využito u senzorů realizovaných v této práci. Jak vyplývá z této kapitoly, je pro vybuzení plazmonu nutné pokrýt jádro vlnovodu vrstvou kovu. Jedině tak bude splněna energetická podmínka pro momenty hybnosti volného fotonu a momentu hybnosti SPP.

3 Teoretický návrh optických vlnodů

V první fázi návrhu bylo nutné zjistit, jakým způsobem je rozdělen výkon elektromagnetické vlny mezi jádro a plášť šířící se vlnovodem. Teoretické vztahy popisující tento poměr jsou uvedeny v teoretické části, jejich společným rysem je však to, že předpokládají plášť nekonečně rozlehlý. Tuto aproximaci lze provést v případě, že amplituda evanescentní vlny v plášti rychle ubývá a nedosáhne tak rozhraní mezi pláštěm a okolním prostředím. Průběh elektrické intenzity a evanescentní vlny v plášti na průřezu vlnovodnou strukturou byl proveden podle [6], který uvažuje obecnější nesymetrický vlnovod a rozlišuje tedy šířku horní vrstvy pláště h_c a dolní vrstvy pláště h_s . Elektrická intenzita je popsána dříve uvedenými vztahy 2.1.31 a 2.1.32. Ve výpočtech předpokládáme orientaci souřadnic podle obr. 3.1. Pro oblast jádra vlnovodu platí tedy [6]:

$$E_{yf} = C' \left(\cos(hx) - \frac{q}{h} \sin(hx) \right). \quad (3.1.1)$$

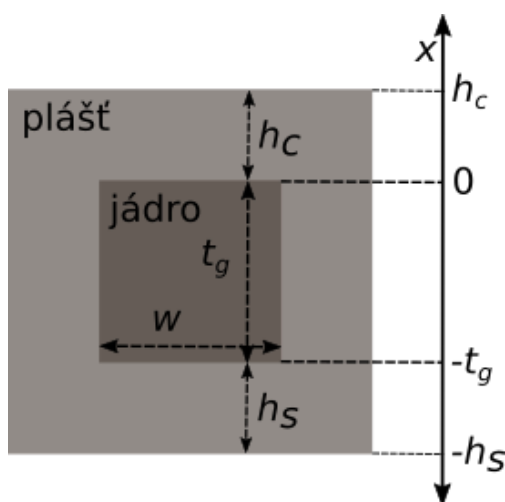
Pro horní vrstvu pláště platí:

$$E_{yc} = C' e^{-qx}. \quad (3.1.2)$$

A v dolní vrstvě pláště je elektrická intenzita popsána:

$$E_{ys} = C' \left(\cos(ht_g) + \left(\frac{q}{h} \right) \sin(ht_g) \right) e^{p(x+t_g)}. \quad (3.1.3)$$

Neznámá x v těchto rovnicích představuje šířku pláště h_c respektive h_s . Parametry h , p a q jsou určeny vztahy 2.1.28, 2.1.29 a 2.1.30, C' je normovaná konstanta. Protože je však vlnovod v tomto případě symetrický (a proto je $p=q$), oba vztahy 3.1.2 a 3.1.3 vedou ke stejným výsledkům, což bylo ověřeno i při výpočtech. Sledována byla tedy závislost normované elektrické intenzity na šířce pláště.

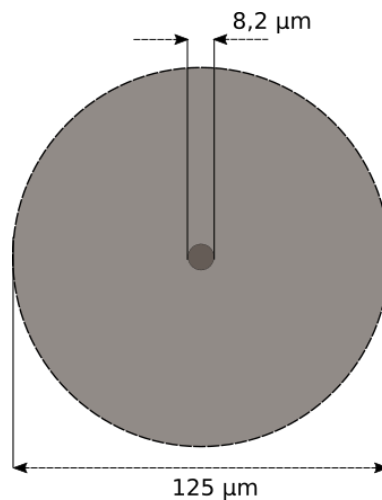


Obrázek 3.1 Použitá aproximace vláknového vlnovodu čtvercovým.

Jak bylo uvedeno dříve, je přímý výpočet výkonu šířícího se pláštěm vlnovodu velmi pracný. Z tohoto důvodu bylo nutné zjistit závislost šířky pláště na přenášeném výkonu simulacemi. Správnost simulací byla nejdříve ověřena porovnáním se vztahy pro nekonečně rozlehlý plášť (viz následující rovnice 3.1.5 a 3.1.7). Simulace byly provedeny v programu BeamPROP verze 8.3 RC6, tento nástroj je součástí prostředí RSoft CAD. Software umožňuje sledovat výkonové poměry v jednotlivých částech simulované struktury. V programu lze simulovat jak v 3D režimu trojrozměrné objekty, tak ve 2D režimu planární objekty. Simulace byly spouštěny s výchozím nastavením, v případě jednovidového vlákna byl vstupní zdroj nastaven na Gaussův profil a pro mnohovidové vlákno pak na mnohovidový. Do jednotlivých částí simulované struktury (jádro, plášť a okolní prostředí) pak byly umístěny monitory výkonu a sledován byl poměrný výkon vzhledem k výkonu na vstupu do vlákna.

3.1 Jednovidový vlnovod

Pro návrh bylo použito optické vlákno SMF-28. Jádru tohoto vlnovodu má podle technické specifikace [21] průměr 8,2 μm a průměr pláště je 125 μm , viz obr. 3.2. Určit indexy lomu jádra a pláště je velice obtížné, k jejich alespoň přibližnému určení bylo použito vztahu pro skupinový index lomu a Sellmeierovy disperzní rovnice. Podle datasheetu dostupného na adrese [21] je skupinový index lomu tohoto vlákna na vlnové délce 1550 nm roven 1,4682. Postupem uvedeným v [22] lze zjistit index lomu jádra $n_1 = 1,44961$. Index lomu pláště pak byl dopočten podle hodnoty poměrného rozdílu indexů lomu Δ , který je pro toto vlákno roven 0,36 %. Použitím vztahu 2.1.8 je potom index lomu pláště $n_2 = 1,44439$. Uvedené indexy lomu jsou platné pro vlnovou délku $\lambda = 1550$ nm.



Obrázek 3.2 Rozměry jádra a pláště jednovidového optického vlákna SMF-28.

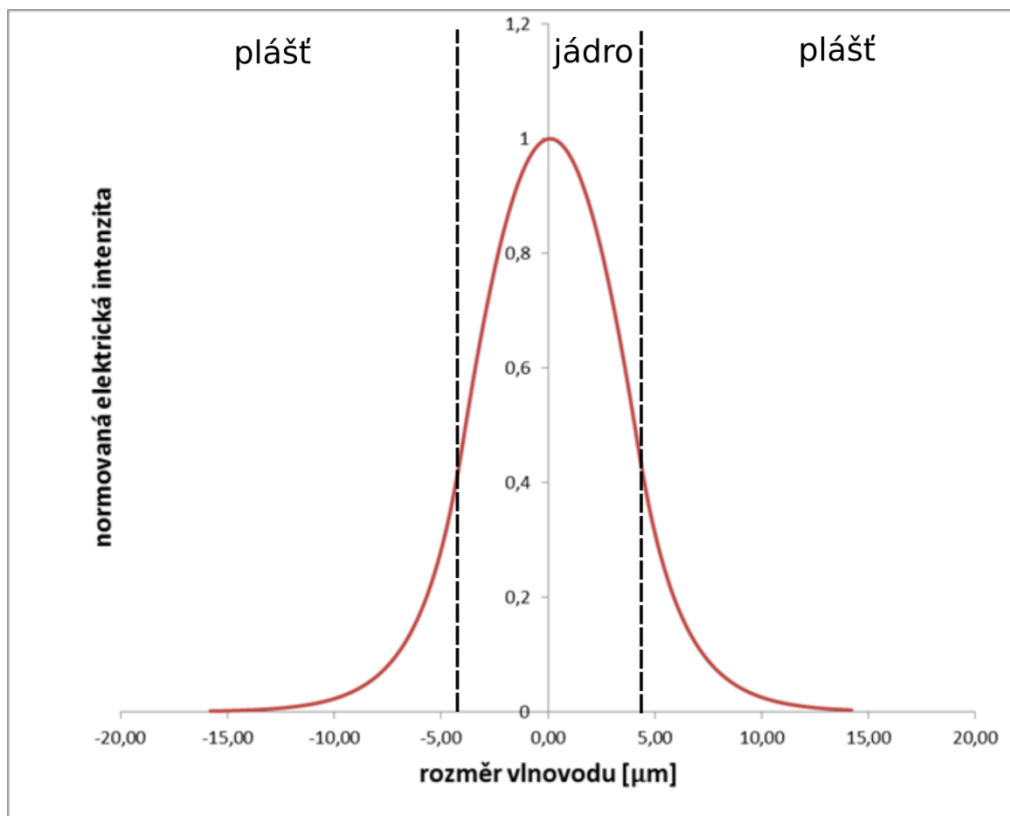
Nejprve bylo výpočtem ověřeno, že taková struktura na vlnové délce 1550 nm vede skutečně pouze jeden vid. K tomu bylo použito vztahu pro normovaný kmitočet V (2.1.6):

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} NA = 2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 2\pi \frac{4,1 \mu\text{m}}{1,55 \mu\text{m}} \sqrt{1,44961^2 - 1,44439^2} = 2,0428. \quad (3.1.4)$$

Pro jednovidový vlnovod musí platit $V \leq 2,4048$, což je pro daný vlnovod skutečně splněno.

V prvním kroku byl proveden výpočet hodnoty normované elektrické intenzity na průřezu vlnovodem. Výpočty byly provedeny v programu Maple 2017.3 a vláknový vlnovod byl pro jednoduchost aproximován čtvercovým vlnovodem (podle obr. 3.1) s šířkou $t_g = 8,2 \mu\text{m}$ a výškou $w = 8,2 \mu\text{m}$. Index lomu jádra: $n_1 = 1,44961$, index lomu pláště: $n_2 = 1,44439$ a vlnová délka záření $\lambda = 1550$ nm. K výpočtu byly použity vztahy uvedené v předchozí kapitole.

Průběh normované elektrické intenzity na průřezu vlnovodem je na obr. 3.3. Výsledky výpočtu pak ukazuje tabulka 3. 1. Celý kód výpočtu v programu Maple je uveden v Příloze.



Obrázek 3.3 Průběh normované elektrické intenzity na průřezu jednovláknovým optickým vláknem SMF-28 na vlnové délce $\lambda = 1550$ nm.

Tabulka 3.1 Závislost normované elektrické intenzity jednovláknového vlákna SMF-28 (poloměr jádra vlnovodu 8,2 μm) na šířce pláště pro vlnovou délku $\lambda = 1550$ nm. 100 % elektrické intenzity představuje hodnota na rozhraní jádra a pláště.

šířka pláště [μm]	hodnota normované elektrické intenzity [%]
62,5	$2,25 \cdot 10^{-10}$
50	$4,80 \cdot 10^{-8}$
25	$2,19 \cdot 10^{-3}$
10	1,37
5	11,69
2,5	34,20
1	65,11
0,5	80,69

Z obr. 3.3 a tabulky 3.1 je patrné, že amplituda evanescentní vlny v plášti velice rychle klesá. Pro neupravený plášť (s poloměrem 125 μm , tedy pro šířku pláště 62,5 μm) se hodnota normované elektrické intenzity pohybuje v řádu 10^{-10} hodnoty na rozhraní jádra a pláště. Zhruba 10 % je dosaženo až pro šířku pláště 5 μm . Rychlý pokles amplitudy evanescentní vlny je v souladu s teoretickými předpoklady, které při popisu optických vláken obvykle považují obvyklou šířku pláště za nekonečnou.

Dalším krokem výpočtu bylo zjištění poměru energie přenášené jádrem a pláštěm vlnovodu. Použitím vztahu 2.1.17 pro válcový vlnovod:

$$\frac{P_{w2}}{P_{w1} + P_{w2}} = \left(\frac{1,0379}{2,0428}\right)^2 \left(1 - \frac{J_0^2(1,0379)}{J_1(1,0379) + J_{-1}(1,0379)}\right) = 0,2581. \quad (3.1.5)$$

A pro čtvercový vlnovod s $t_g = w = a = 8,2 \mu\text{m}$ je podle vztahu 2.1.35 a předpokladu symetrie vlnovodu (tedy $p = q$):

$$P_{w1} : P_{w2} = 1 : \frac{1}{3,5189}. \quad (3.1.6)$$

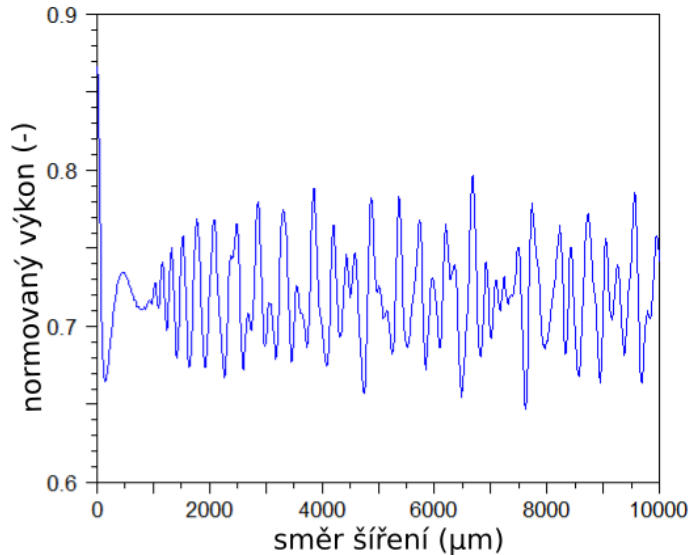
A tedy:

$$\frac{P_{w2}}{P_{w1} + P_{w2}} = 0,2213. \quad (3.1.7)$$

Jak je vidět z těchto výsledků, pro vláknový vlnovod se šíří do pláště přibližně 25,81 % celkové energie a při aproximaci čtvercovým vlnovodem dostáváme hodnotu 22,13 % celkové energie. Je patrné, že hodnoty se málo liší, což umožňuje pro simulace dále aproximovat válcový vlnovod čtvercovým. Tyto hodnoty jsou ovšem opět platné za předpokladu nekonečné šířky pláště. Pro získání hodnot výkonu při konečné šířce pláště byly provedeny dále uvedené simulace v programu BeamPROP.

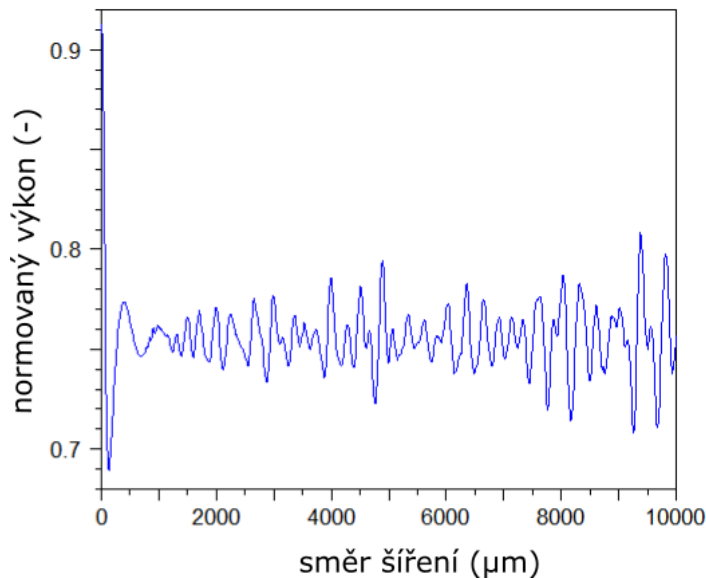
Simulace v programu BeamPROP:

V programu BeamPROP verze 8.3 RC6 byla nejprve provedena 3D simulace pro vláknový vlnovod s těmito parametry: $a = 8,2 \mu\text{m}$, $b = 125 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,44961$, $n_2 = 1,44439$ a $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Zjišťován byl výkon vedený jádrem vlákna. Výsledky simulace jsou uvedeny na následujícím obr. 3.4:



Obrázek 3.4 Výkon vedený jádrem optického vlákna SMF-28. Výsledek 3D simulace v programu BeamPROP.

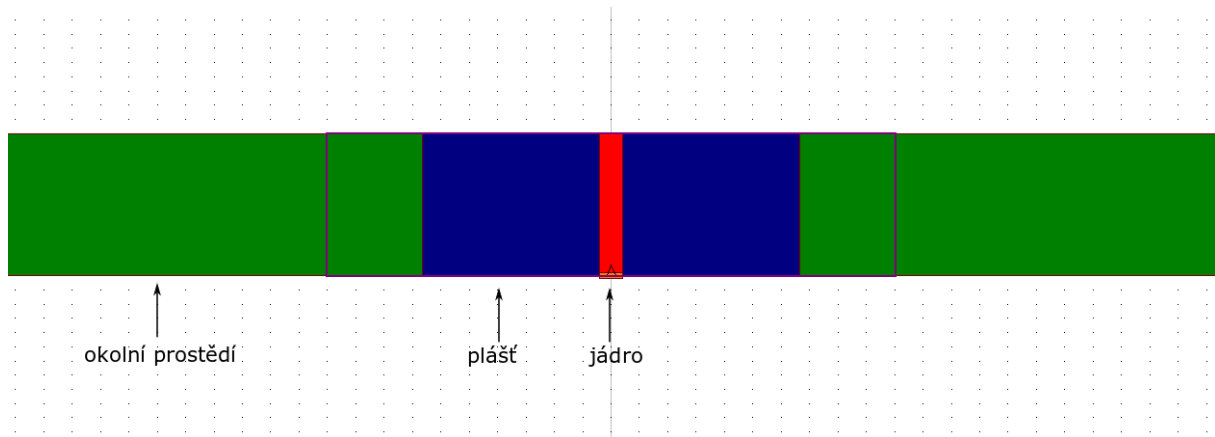
Pro porovnání pak byla provedena 3D simulace pro čtvercový vlnovod s těmito parametry: $t_g = 8,2 \mu\text{m}$, $w = 8,2 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,44961$, $n_2 = 1,44439$ a $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Opět bylo sledováno kolik procent celkového výkonu se šíří jádrem vlnovodu. Výsledky simulace jsou uvedeny na následujícím obr. 3.5:



Obrázek 3.5 Výkon vedený jádrem optického vlákna SMF-28. Výsledek 3D simulace v programu BeamPROP.

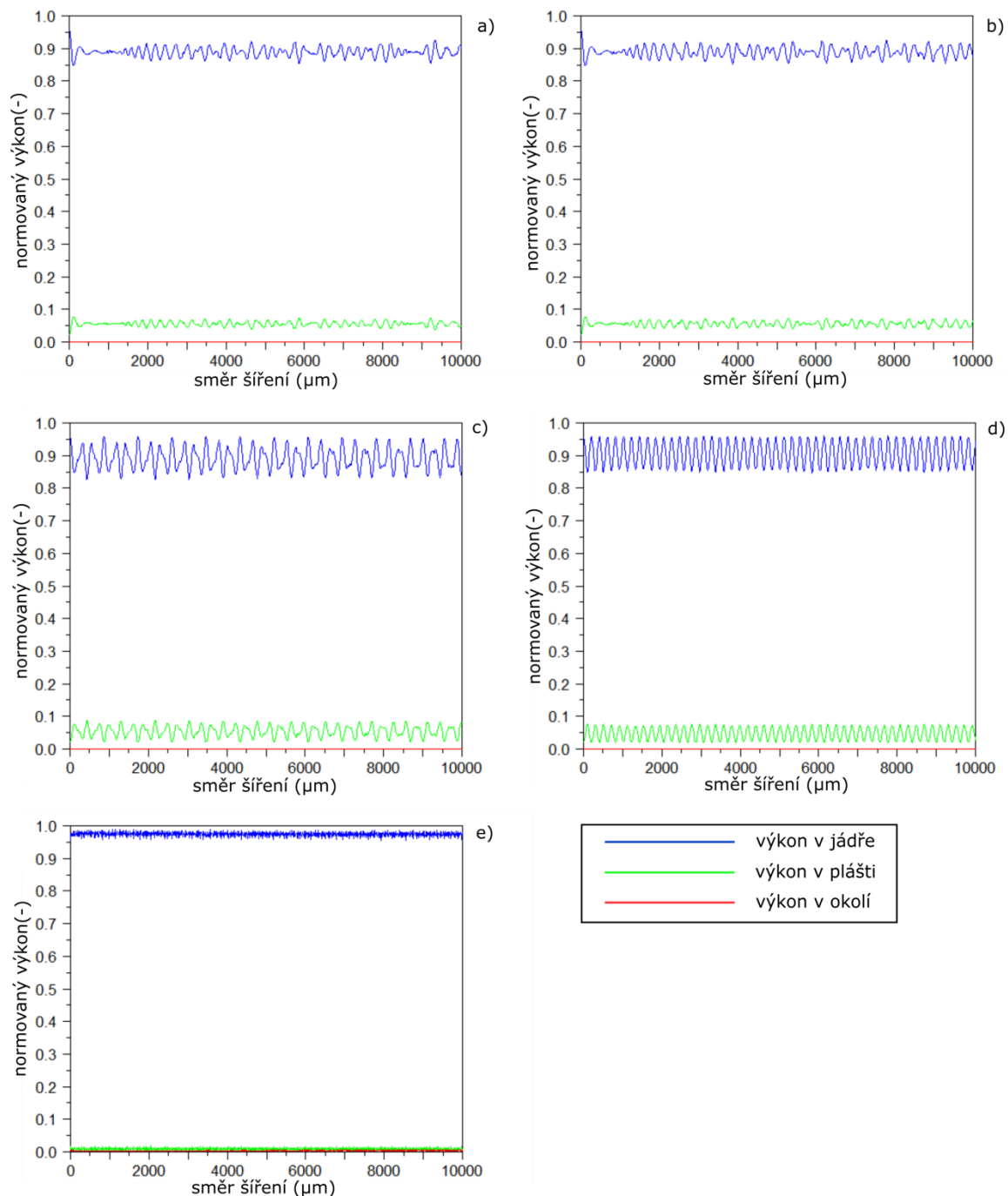
Z obr. 3.4 je patrné, že hodnota výkonu přenášeného jádrem válcového vlnovodu se při 3D simulaci pohybuje přibližně kolem 73 %, plášť vlnovodu vede tedy zbývajících 27 % výkonu. Obr. 3.5 pak ukazuje, že pokud se, při stejném nastavení simulace, nahradí vláknový vlnovod čtvercovým, výkon vedený jádrem se pohybuje kolem 75 % a v plášti je tudíž vedeno zbývajících zhruba 25 % výkonu. Tyto výsledky jsou tedy ve shodě s výpočty vedení výkonu uvedenými v předchozí části. Zároveň také dokládají, že je z hlediska simulace vedení výkonu přijatelné nahradit válcový vlnovod čtvercovým.

Vzhledem k velké výpočetní náročnosti 3D simulací, byly dále prováděny pouze 2D simulace s předpokladem, že výkonové poměry mezi jádrem a pláštěm zůstávají v obou případech stejné. Simulovaná struktura je na obr. 3.6.



Obrázek 3.6 Ukázka simulované 2D struktury v programu BeamPROP.

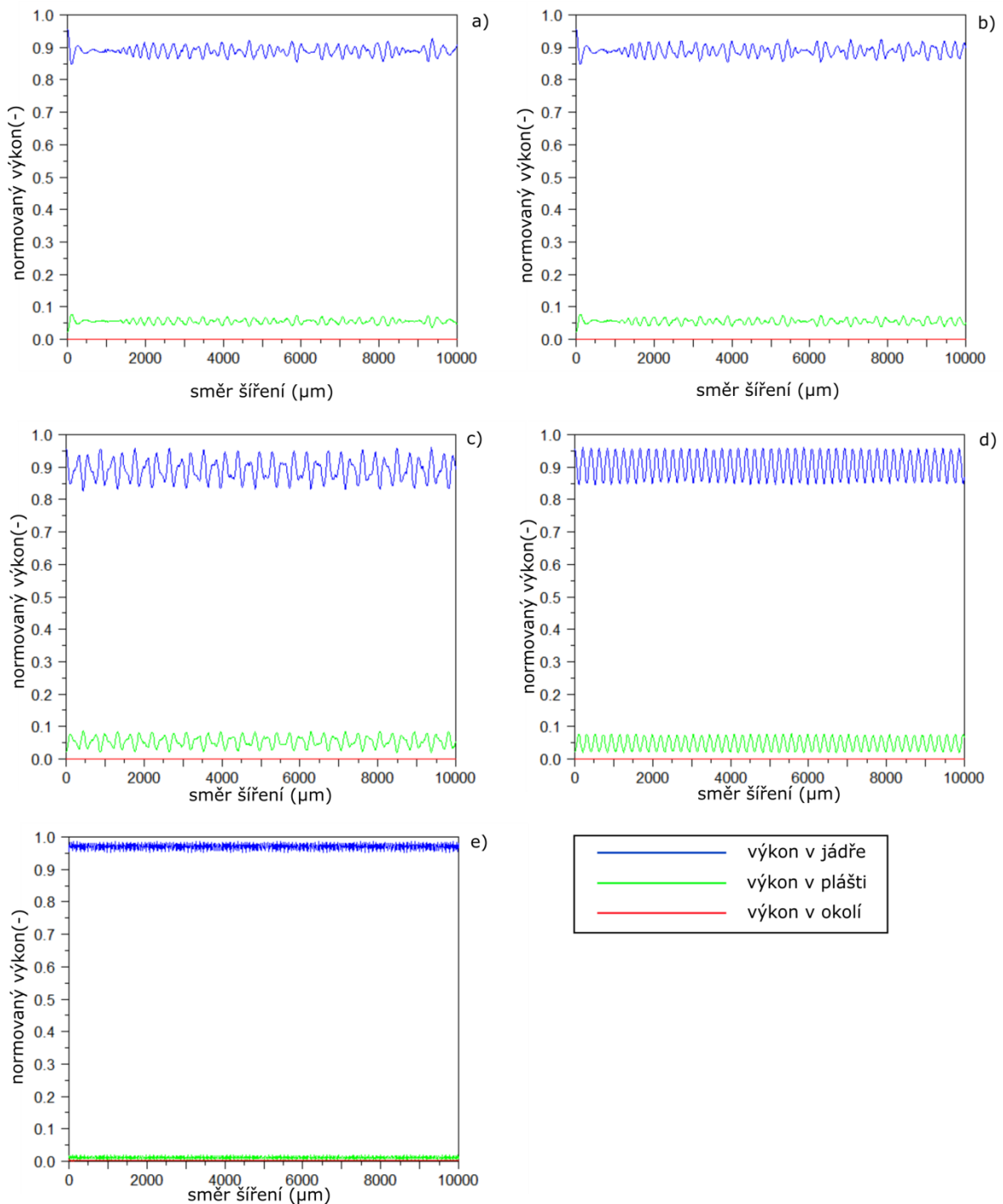
Na následujícím obr. 3.7 jsou zachyceny výsledky 2D simulací pro různou šířku pláště na vzduchu, simulována byla struktura podle obr. 3.6 s tím, že šířka pláště (modrá oblast v obr 3.7) byla postupně zmenšována. Pro vzduch platí přibližně index lomu $n = 1$ [23].



Obrázek 3.7 Výsledky simulace vedení výkonu optickým vláknem SMF-28 ve vzduchu, a) šířka pláště 62,5 μm, b) šířka pláště 50 μm, c) šířka pláště 10 μm, d) šířka pláště 5 μm, e) šířka pláště 1 μm.

Z výsledků simulace je patrné, že s klesající šířkou pláště vede jádro vlnovodu větší část výkonu. To lze vysvětlit tím, že index lomu vzduchu ($n = 1$), nedovolí vyzářit z jádra takové množství energie jako index lomu pláště ($n_2 = 1,44439$).

Stejně jako pro vzduch byla provedena rovněž simulace pro etanol (C_2H_5OH). Index lomu etanolu je na vlnové délce $\lambda = 1,55 \mu m$ roven $n = 1,3520$ [24]. Výsledky této simulace jsou uvedeny na obr. 3.8.

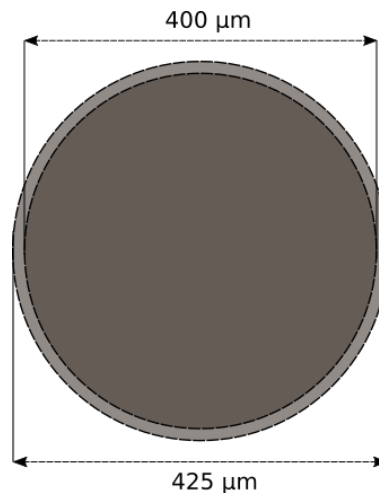


Obrázek 3.8 Výsledky simulace vedení výkonu optickým vláknem SMF-28 v etanolu, a) šířka pláště $62,5 \mu m$, b) šířka pláště $50 \mu m$, c) šířka pláště $10 \mu m$, d) šířka pláště $5 \mu m$, e) šířka pláště $1 \mu m$.

Z obr. 3.8 je patrné, že výkonové poměry jsou pro vlákno v etanolu velice podobné jako v případě vlákna na vzduchu. To je způsobeno pravděpodobně tím, že index lomu etanolu ($n = 1,3520$) je (stejně jako v případě vzduchu) nižší než index lomu pláště ($n_2 = 1,44439$), a proto se šíření výkonu nemění.

3.2 Mnohovidový vlnovod

Pro návrh bylo použito mnohovidové optické vlákno FT400EMT. Jádrem tohoto vlnovodu má průměr 400 μm a plášť má průměr 425 μm , viz obr. 3.9. Podle datasheetu je index lomu jádra $n_1 = 1,45897$ a index lomu pláště $n_2 = 1,39820$ na vlnové délce 590 nm [25].



Obrázek 3.9 Rozměry jádra a pláště mnohovidového optického vlákna FT400EMT.

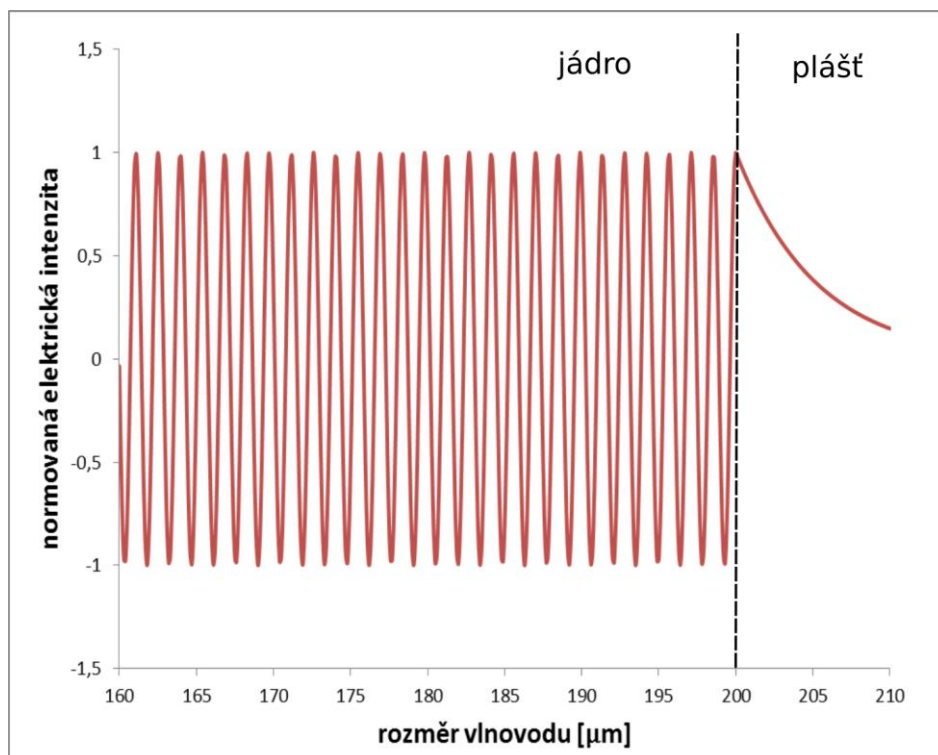
Nejprve bylo vypočteno, kolik vidů se šíří jádrem tohoto vlnovodu na vlnové délce 590 nm. K tomu bylo použito vztahů uvedených v teoretické části (viz rovnice 2.1.23), tedy:

$$m = \text{int} \left\{ \frac{2}{\lambda} t_g \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right\} = \text{int} \left\{ \frac{2}{0,590 \mu\text{m}} 0,4 \mu\text{m} \sqrt{1,45897^2 - 1,39820^2} \right\} = 565. \quad (3.1.8)$$

Po provedení tohoto výpočtu tedy bylo zjištěno, že se jádrem tohoto vlnovodu šíří 565 vidů.

Stejně jako případě jednovidového vlákna byl poté proveden výpočet normované hodnoty elektrické intenzity v závislosti na šířce pláště. To bylo provedeno opět v programu Maple s aproximací čtvercovým vlnovodem podle obr. 3.1 – nastavení parametrů výpočtu: $t_g = 400 \mu\text{m}$, $w = 400 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,45897$, $n_2 = 1,39820$ a $\lambda = 590 \text{ nm}$.

Vypočtený průběh normované elektrické intenzity na průřezu vlnovodem je na obr. 3.10. Výsledky výpočtu ukazuje tabulka 3.1. Celý kód výpočtu v programu Maple je uveden v Příloze.



Obrázek 3.10 Rozložení normované elektrické intenzity na průřezu mnohovidového vlákna FT400EMT na vlnové délce $\lambda = 590$ nm. Pro přehlednost je z celého vlnovodu zobrazeno pouze rozhraní jádra a pláště.

Tabulka 3.10 Závislost normované elektrické intenzity mnohovidového vlákna FT400EMT (poloměr jádra vlnovodu 400 μm) na šířce pláště pro vlnovou délku $\lambda = 590$ nm. 100 % elektrické intenzity představuje hodnota na rozhraní jádra a pláště.

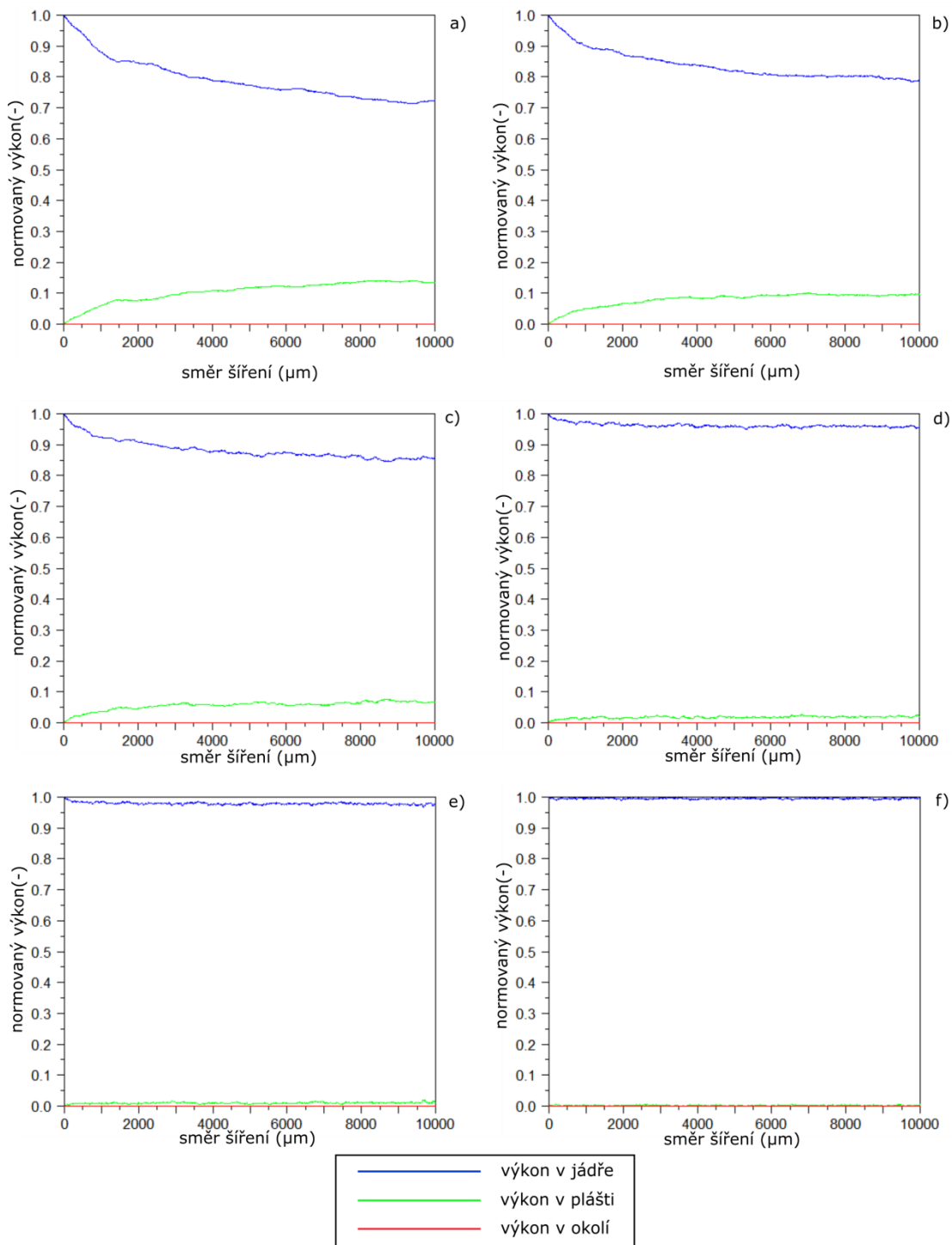
šířka pláště [μm]	hodnota normované elektrické intenzity [%]
112,5	$2,14 \cdot 10^{-11}$
100	$5,46 \cdot 10^{-10}$
50	$2,34 \cdot 10^{-4}$
25	$1,53 \cdot 10^{-1}$
10	7,48
5	27,35
2,5	52,29
1	77,16
0,5	87,84

Na obr. 3.10 je zachyceno rozhraní jádra a pláště mnohovidového vlnovodu. Je zde patrných několik desítek vidů vlny vedené jádrem a na straně pláště je zachycena evanescentní vlna. Z tabulky 3.10 pak vyplývá, že evanescentní vlna se i v tomto případě mnohovidového vlákna chová podobně jako v případě jednovidového. Tedy dochází k rychlému poklesu amplitudy evanescentní vlny v plášti.

Simulace v programu BeamPROP:

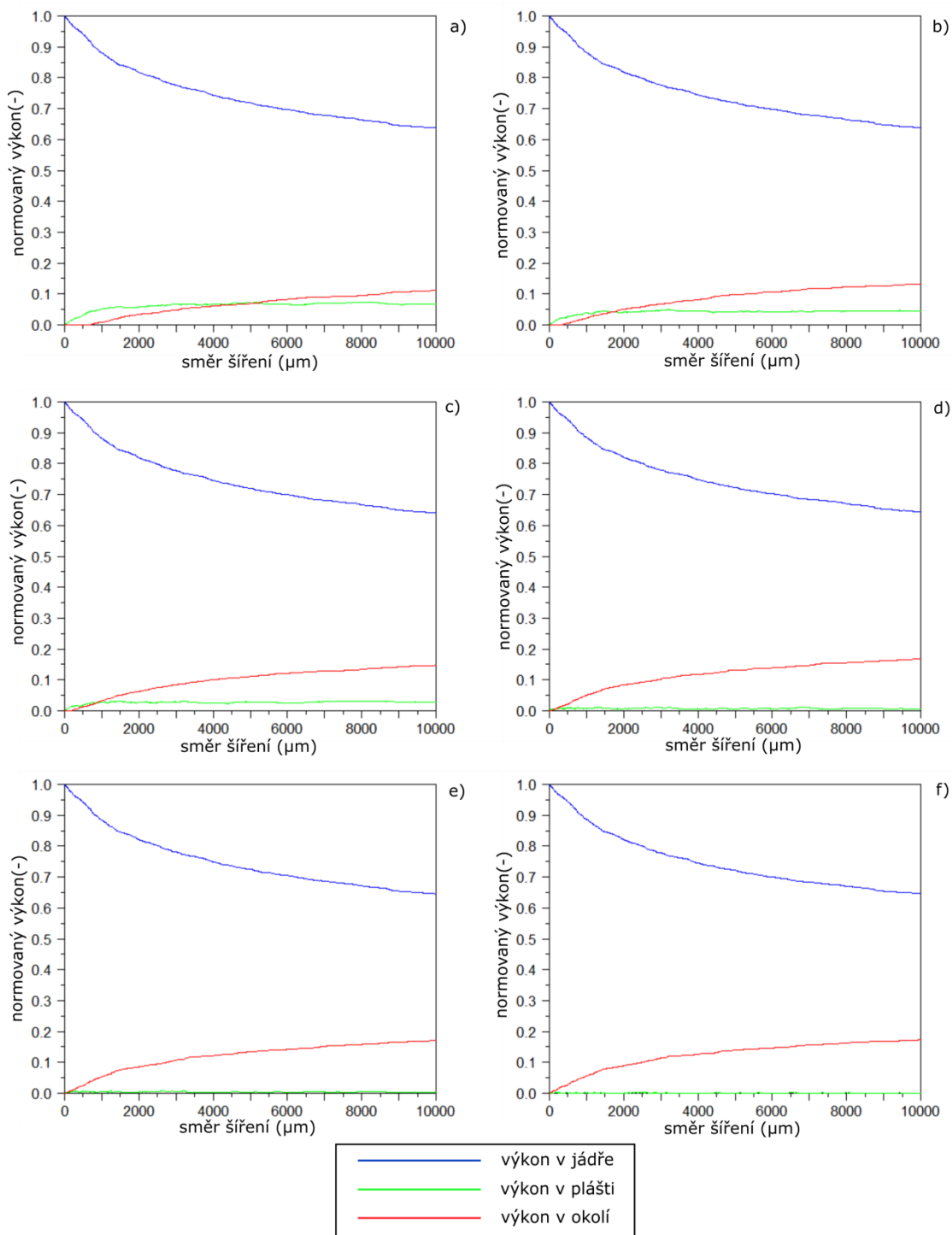
Stejně jako pro jednovidový vlnovod, byla i v případě mnohovidového vlnovodu provedena i simulace šíření v programu BeamPROP. Vzhledem k tomu, že přijatelnost aproximace vláknového vlnovodu čtvercovým byla již ověřena pro jednovidový vlnovod, bylo v případě mnohovidového vlákna přistoupeno rovnou k 2D simulacím a to opět podle obr. 3.6. Simulace byly spouštěny se stejným nastavením jako v předchozí části, pouze na vstup byl přiveden mnohovidový zdroj. Výsledky simulací jsou uvedeny na obr. 3.11 a 3.12.

Simulace přenášení výkonu mnohovidovým optickým vláknem FT400EMT ve vzduchu ($n = 1$, [23]), opět bylo provedeno několik simulací pro různou šířku pláště, viz obr 3.11.



Obrázek 3.11 Výsledky simulace vedení výkonu optickým vláknem FT400EMT ve vzduchu, a) šířka pláště 112,5 μm, b) šířka pláště 100 μm, c) šířka pláště 50 μm, d) šířka pláště 10 μm, e) šířka pláště 5 μm, e) šířka pláště 1 μm.

Dále byla provedena stejná simulace pro glycerol (propan-1,2,3-triol, $C_3H_5(OH)_3$). Index lomu glycerolu je na vlnové délce $\lambda = 0,59 \mu\text{m}$ roven $n = 1,4722$ [26]. Výsledky této simulace jsou uvedeny na obr. 3.12.



Obrázek 3.12 Výsledky simulace vedení výkonu optickým vláknem FT400EMT v glycerolu, a) šířka pláště 112,5 μm , b) šířka pláště 100 μm , c) šířka pláště 50 μm , d) šířka pláště 10 μm , e) šířka pláště 5 μm , e) šířka pláště 1 μm .

4 Postup měření

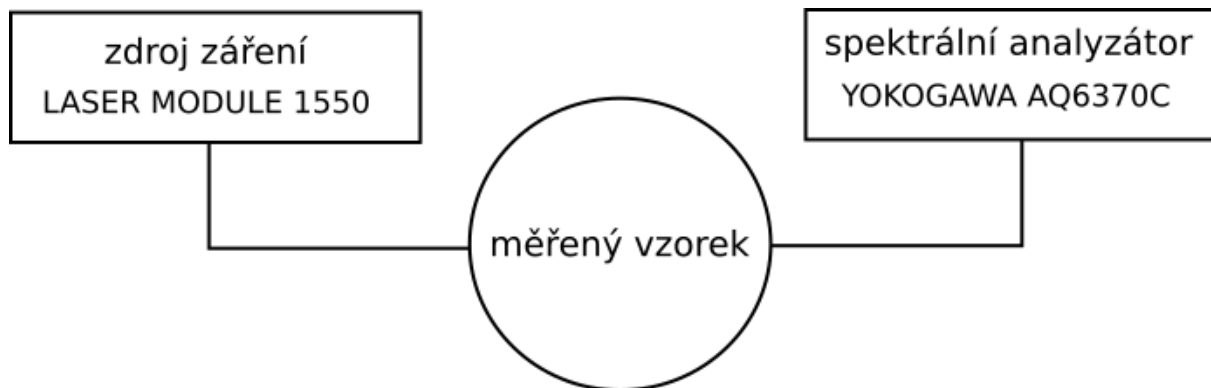
4.1.1 Jednovidový vlnovod

Celkem byly k dispozici tři vzorky jednovidových optických vláken SMF-28. Tato vlákna mají jádro i plášť vyrobeny z křemenného skla. Jádro vlákna je navíc dopováno germaniem. To umožňuje v jádře vlákna vyrobít Braggovu mřížku. Perioda mřížky byla pro všechny vzorky navržena pro vlnovou délku $\lambda_B = 1,55 \mu\text{m}$. Tedy podle vztahu 2.2.1:

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{\text{ef}}} = \frac{1,55 \mu\text{m}}{2 \cdot 1,44826} = 0,535 \mu\text{m}. \quad (4.1.1)$$

Sklon mřížky byl zvolen s ohledem na použití ve vodných roztocích na 6° od kolmice na podélnou osu vlákna [27]. Přípravu Braggových mřížek v optických vláknech provedla firma PROFicomms.

Pro každý vzorek bylo nejprve provedeno referenční měření, při kterém nebyl plášť těchto vláken nijak upraven. K tomu bylo použito záření laserového zdroje Laser Module 1550 DL CS5254A SN 1351T41000E. Spektra byla měřena optickým spektrálním analyzátozem Yokogawa AQ6370C na rozsahu vlnových délek 1520-1560 nm. Schéma měřicí soustavy je uvedeno na obr. 4.1.



Obrázek 4.1 Schéma měřicí soustavy použité pro měření transmisních spekter jednovidových vlnovodů.

Jak bylo zmíněno, jádro i plášť jednovláknového optického vlákna je vyrobeno z křemenného skla. To představuje problém při odstraňování pláště, protože je možné jej odleptat pouze velmi silnými kyselinami, obvykle kyselinou fluorovodíkovou [28]. Vzhledem k praktické náročnosti tohoto postupu bylo nakonec od odleptávání pláště upuštěno.

V další fázi byla na vzorky napařena kovová vrstva zlata (tloušťka kovu 20 nm) v té oblasti vlákna, kde se v jádře nacházela Braggova mřížka. V případě jednovláknových vláken byla tato operace provedena v Ústavu inženýrství pevných látek na Vysoké škole chemicko-technologické v Praze. Poté byla provedena další série měření. To probíhalo opět podle zapojení na obr. 4.1 se stejným přístrojovým vybavením. Vzorky byly měřeny na vzduchu a dále v přítomnosti roztoku etanolu o různé koncentraci, jak je uvedeno v tabulce 4.1. Tak byla získána transmisní spektra uvedená dále v části 5 Výsledky měření.

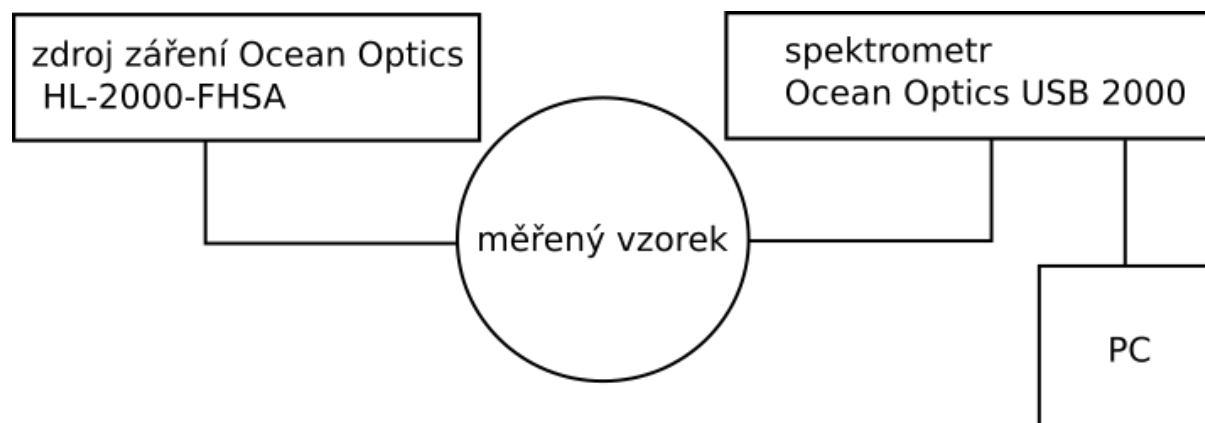
Tabulka 4.1 Přehled měření jednovláknových optických vláken SMF-28 s TFBG 6° po náparu vrstvy zlata na rozsahu vlnových délek $\lambda = 1520-1560$ nm.

číslo vzorku	měření č. 1	měření č. 2 koncentrace EtOH (%)	měření č. 3 koncentrace EtOH (%)	měření č. 4 koncentrace EtOH (%)	měření č. 5 koncentrace EtOH (%)	měření č. 6 koncentrace EtOH (%)	měření č. 7 koncentrace EtOH (%)
1	vzduch	voda	17	40	60	80	100
2	vzduch	voda	20	40	60	80	100
3	vzduch	voda	20	40	60	80	100

4.1.2 Mnohovidový vlnovod

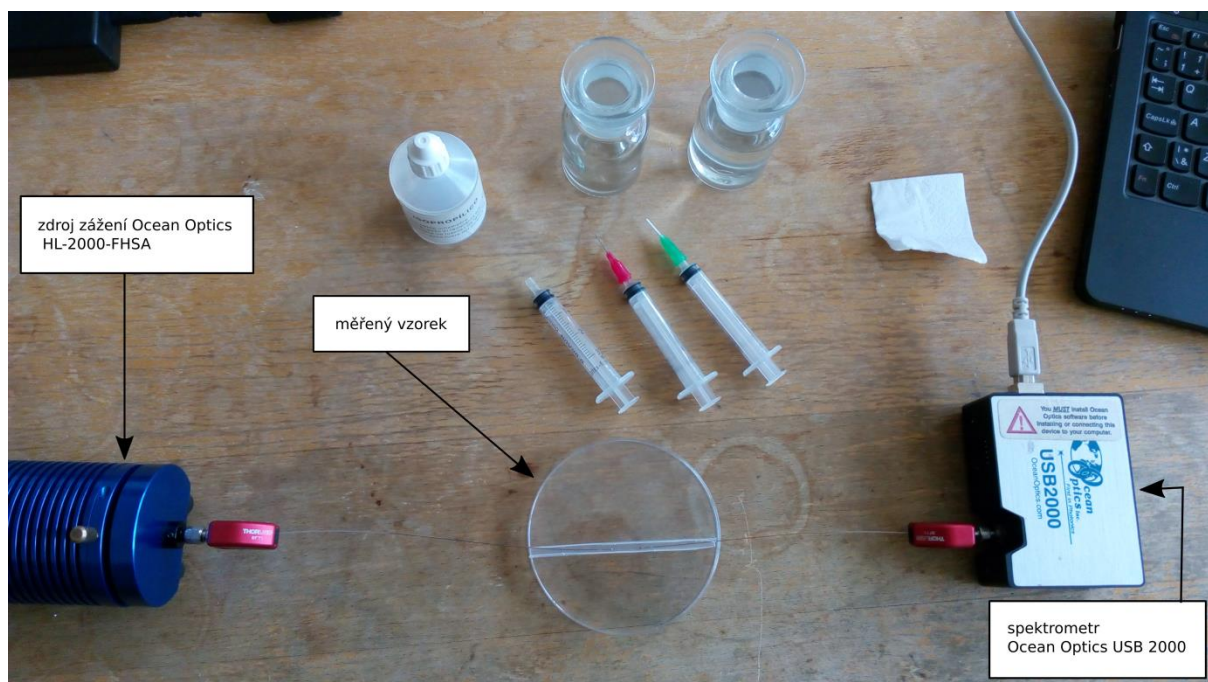
V této části byla k experimentům použita mnohovidová optická vlákna FT400EMT. K dispozici byly dva vzorky vláken. Jádrem tohoto vlákna je vyrobeno z křemenného skla a plášť je polymerní. Na rozdíl od jednovidového vlnovodu, v tomto případě nebyla v jádře vlákna vyrobena Braggova mřížka. Vyvážení energie z jádra vlnovodu bylo dosaženo tím, že byl z jádra odstraněn plášť. To v tomto případě nepředstavovalo takový problém jako u jednovidového vlákna, protože polymerní plášť bylo možné z jádra opálit. Ze vzorků byl tedy plášť tepelně odstraněn v délce přibližně 2 cm. Následně byly vzorky pokoveny v laboratoři FEL ČVUT. Vrstva kovu měla tloušťku 20 nm a jednostranný nápar byl proveden v napařovačce Quarum Q150T.

K měření byl použit zdroj záření Ocean Optics Halogen Light Source HL-2000-FHSA a spektrometr Ocean Optics USB 2000. Měření probíhalo na rozsahu vlnových délek 300 nm až 880 nm, tedy zhruba v rozsahu viditelné části spektra. Schéma měřicí soustavy je uvedeno na obr. 4.2. Ilustrační fotografie pořízená během měření je pak na obr. 4.3.



Obrázek 4.2 Schéma měřicí soustavy použité pro měření transmisních spekter mnohovidových vlnovodů.

Následně bylo provedeno měření transmisních spekter ke zjištění odezvy senzoru. Vlákno bylo měřeno na vzduchu, v destilované vodě a poté ve vodných roztocích glycerinu o různé koncentraci. Pokovená část vlákna byla (stejně jako u jednovidového vlnovodu) smáčena jednoduše v podélně rozříznuté polyethylenové Pasteurově pipetě, viz obr. 4.4. Získaná výsledná spektra jsou uvedena v další části 5 Výsledky měření.



Obrázek 4.4 Měřicí pracoviště: vlevo zdroj záření Ocean Optics Halogen Light Source HL-2000-FHSA, uprostřed měřený vzorek, vpravo spektrometr Ocean Optics USB 2000.

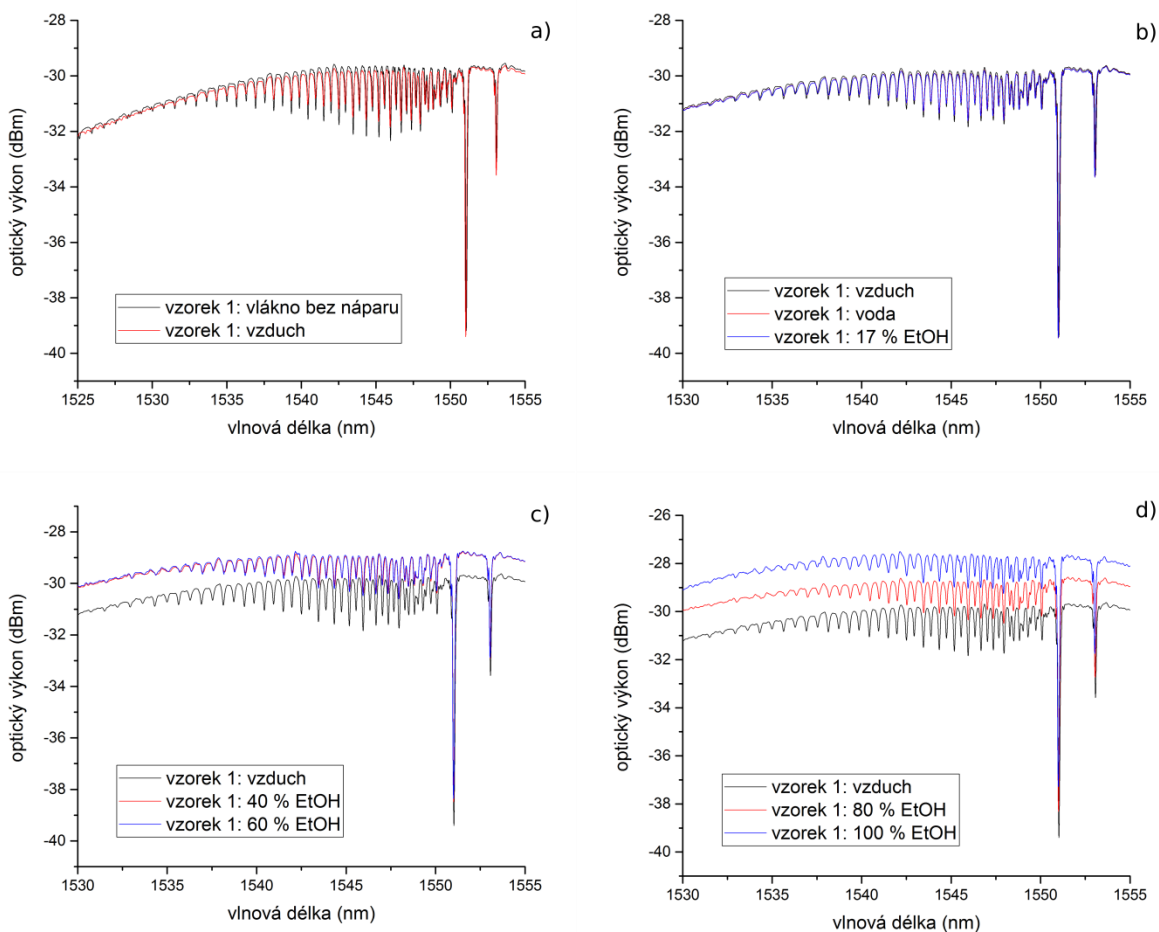


Obrázek 4.5 Detail měřeného vzorku, pokovená část vlákna (v délce přibližně 2 cm) je smáčena destilovanou vodou.

5 Výsledky měření

5.1.1 Jednovidový vlnovod

Výsledky měření na jednovidových optických vláknech SMF-28 se skloněnou Braggovou mřížkou (TFBG, úhel náklonu je 6° vůči kolmici na podélnou osu vlákna) jsou zachyceny na následujících grafech v obr. 5.1. Jsou to transmisní spektra získaná spektrálním analyzátozem. Z průběhů je patrná poloha Braggovy rezonance na vlnové délce přibližně 1553 nm. Je to pokles (o zhruba 3 dBm) na nejvyšší vlnové délce, vznikající odrazem jádrového vidu na Braggově mřížce TFBG. Nejbližší pokles na nižší vlnové délce (vlevo ve spektrech) představuje tzv. ghost mode, vznikající superpozicí několika nižších plášťových vidů. Ten je patrný na vlnové délce přibližně 1551 nm, pokles o přibližně 9 dBm. Za Braggovou rezonancí (tj. na vyšších vlnových délkách) nelze další poklesy pozorovat. Na nižších vlnových délkách (na rozsahu přibližně 1530 až 1550 nm) je pak viditelná řada rezonancí odpovídající vidům vedeným v plášti. Bez sklonění Braggovy mřížky by ovšem ve spektrech byl dominantní pokles na Braggově vlnové délce a plášťové vidy by nebyly dobře patrné. S náklonem Braggovy mřížky se však energie přesouvá do plášťových vidů a to právě na úkor energie Braggovy rezonance. Dostatečná energie plášťových vidů je nezbytná pro senzorickou funkci – interakce s okolním prostředím se projeví změnami v transmisním spektru právě v tomto rozsahu vlnových délek.

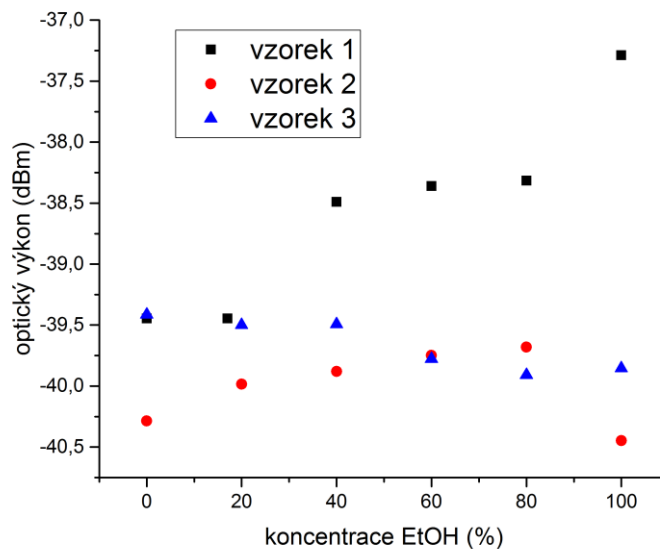


Obrázek 5.1 Transmisní spektra získaná měřením vzorku č. 1 jednovidového optického vlákna SMF-28 s TFBG 6°.

Na obr. 5.1 jsou grafy transmisních spekter získaných měření na jednovidovém vlákně. Na prvním grafu (obr. 5.1 a)) je výsledek měření bez povrchové úpravy a na vlákně s pokovením na vzduchu. Podle očekávání se průběhy neliší, nedochází k vybuzení povrchového plazmonu. Na ostatních grafech (obr. 5.2 b), c), d)) je zachyceno porovnání transmisních spekter pokoveného vlákna na vzduchu a téhož vlákna ponořeného ve vodném roztoku etanolu o různé koncentraci. Navzdory předpokladům však ani v tomto případě nedošlo ke změnám ve spektru v oblasti plášťových vidů, které by indikovaly vznik povrchového plazmonu. Jedinou pozorovatelnou změnou v průbězích je posun podle osy optického výkonu. Protože naměřené průběhy pro zbylé dva vzorky jednovidových vláken vykazovaly stejný charakter, jsou tyto uvedeny v Příloze.

Analýza naměřených transmisních spekter

Z naměřených průběhů je patrné, že nedochází ke změně spektra v oblasti plášťových vidů. Nedochází tedy ke vzniku povrchového plazmonu, který by část energie odvedl mimo plášť optického vlnovodu, což by způsobilo právě změny naměřeného spektra s koncentrací etanolu. Jediná pozorovatelná změna je posun celého spektra podle vertikální osy – tedy změna v hodnotách optického výkonu. Proto byla dále analyzována poloha Braggova minima, zda hodnota minima optického výkonu v oblasti Braggovy rezonance koreluje s koncentrací etanolu. Výsledky jsou uvedeny na následujícím obr. 5.2.

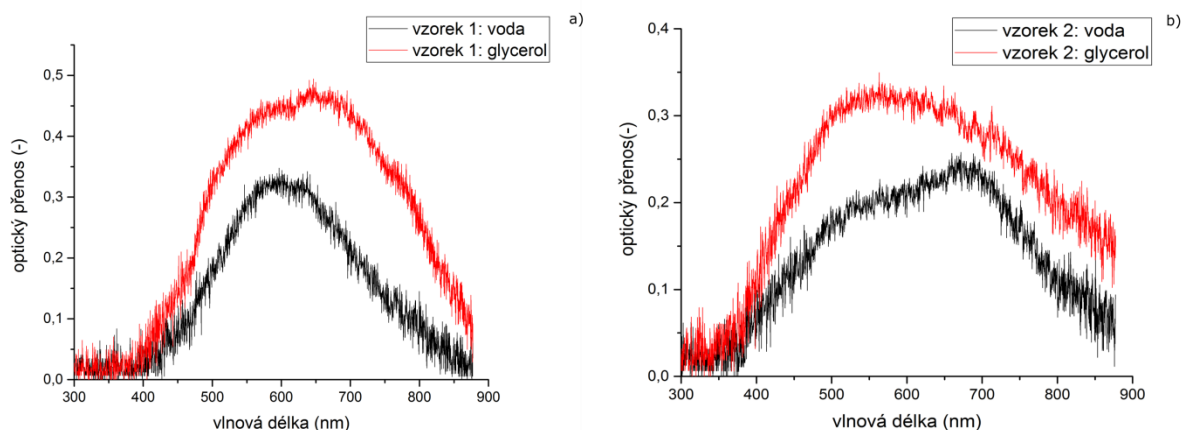


Obrázek 5.2 Nejnižší naměřená hodnota optického výkonu v oblasti Braggovy rezonance v závislosti na koncentraci etanolu.

Z obr. 5.2 je patrné, že pro vzorek č. 1 se s rostoucí koncentrací etanolu zvyšuje hodnota výkonu v oblasti Braggovy rezonance. U vzorků č. 2 a 3 však nelze stanovit jasný trend. Tyto výsledky tedy naznačují, že k sensorické funkci nestačí určovat pouze absolutní hodnotu výkonu ze spekter.

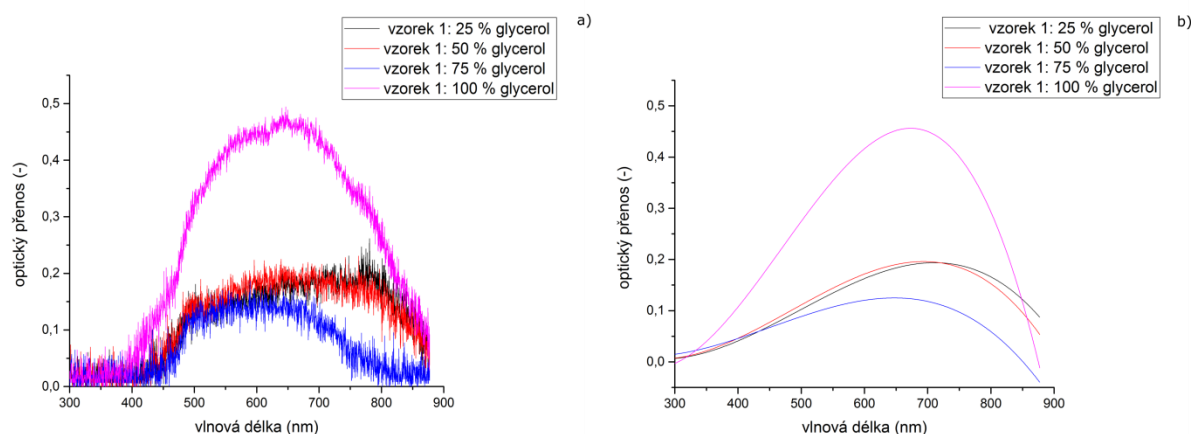
5.1.2 Mnohovidový vlnovod

Výsledky měření na mnohovidovém optickém vlákně FT400EMT jsou uvedeny na následujících grafech. Jsou to transmisní spektra získaná ze spektrometru na rozsahu vlnových délek 300 nm až 880 nm. K dispozici byly dva vzorky těchto vláken. Výsledky měření jsou uvedeny v grafech na obr. 5.3. V těchto grafech jsou průběhy vždy referencovány vůči hodnotám získaným měření na vzduchu.



Obrázek 5.3 Transmisní spektra získaná měřením vzorku č. 1 a) a vzorku č. 2 b) mnohovidového optického vlákna FT400EMT.

Z výsledků na obr. 5.3 je patrné, že se jednotlivé průběhy pro vodu a čistý glycerol liší. Proto byl dále jeden vzorek (č. 1) podroben měření v různých koncentracích vodného roztoku glycerolu, ke zjištění zda lze tímto měřením změnu indexu lomu roztoku správně detekovat. Výsledky tohoto měření jsou uvedeny na obr. 5.4, kde průběh a) zachycuje opět průběhy vztahované ke vzduchu a b) je pro lepší přehlednost polynomiální aproximace stejných průběhů z a).



Obrázek 5.4 a) Transmisní spektra získaná měřením vzorku č. 1 v různých koncentracích glycerolu ve vodě. b) polynomiální aproximace průběhů.

6 Závěr

Tato bakalářská práce se zabývá návrhem a měřením optických vláknových senzorů založených na principu povrchové plazmonové rezonance. V teoretické části návrhu bylo prokázáno, že z hlediska šíření výkonu v jednotlivých vrstvách vlnovodu lze dobře aproximovat vláknový vlnovod čtvercovým. To umožňuje při popisu elektromagnetického pole přejít od Besselových funkcí v cylindrické soustavě k funkcím goniometrickým v kartézské soustavě, čímž se zjednoduší výpočty [6].

Obecně je velmi obtížné určit výpočtem výkonové poměry mezi jádrem a pláštěm optického vlákna. Prakticky to znamená vyčíslit integrál Poyntingova vektoru přes cylindrické souřadnice, proto se v praxi užívá zjednodušeného vztahu pro tzv. slabě vodivá vlákna. Tento vztah však předpokládá, stejně jako mnoho jiných, nekonečně velkou šířku pláště [5]. Proto nebylo možné výkony pro různé konečné šířky pláště přímo počítat, ale bylo nutné provést simulace a sledovat výkony v programu BeamPROP. Ty ukázaly několik zajímavých výsledků. V případě jednovidového vlákna se ukázalo, že množství výkonu v jádře vlnovodu není příliš ovlivněno šířkou pláště. Pro nejmenší simulované šířky pláště (1 μm) dokonce stoupalo množství výkonu v jádře. Toto platilo pro vzduch i pro etanol jako okolní prostředí. Možným vysvětlením tohoto výsledku je to, že index lomu vzduchu ($n = 1$) i etanolu ($n = 1,3520$) je menší než index lomu pláště ($n_2 = 1,44439$) a tedy toto prostředí lépe izolují jádro před unikáním energie. Tento trend byl patrný i v případě simulací pro mnohovidové vlákno na vzduchu – se snižováním šířky pláště, se postupně přesouvala energie z pláště vlnovodu do jeho jádra. Simulace s vlnovodem v glycerinu, jehož index lomu $n = 1,4722$ je vyšší než index lomu pláště mnohovidového vlnovodu ($n_2 = 1,39820$) pak ukázaly, jak se se snižující šířkou pláště přesouvá výkon do okolního prostředí. Simulace tedy prokázaly, že v případě jednovidového optického vlákna není bezpodmínečně nutné pro senzorickou funkci provádět poměrně obtížný postup odleptání pláště a postačí v jádře vytvořit skloněnou Braggovu mřížku, která zajistí přesun energie vidů jádra do pláště. Tento závěr je shodný s výsledky popisovanými v odborné literatuře [29].

Pro první část měření byly celkem k dispozici tři vzorky jednovidových optických vláken SMF-28 s průměrem jádra 8,2 μm a průměrem pláště 125 μm . Pro požadovaný přenos energie z pláště do jádra měla tato vlákna v jádře šikmou (tilted) Braggovu mřížku. Ta způsobuje, že se část energie vyvazuje z jádra do pláště, což je na spektrech patrné jako série plášťových vidů [9]. Pro všechna tato vlákna bylo provedeno referenční měření před napařením kovové vrstvy. Pokrytí kovovou vrstvou je jedním ze způsobů vybuzení povrchového plazmonu na rozhraní kov-dielektrikum, za předpokladu že reálné části permitivit dielektrika a kovu mají opačné znaménko. Vzorky byly pokryty tenkou (20 nm) vrstvou zlata. Z výsledků však není patrný očekávaný posun ve spektru, který by byl zapříčiněn vznikem povrchového plazmonu. Jednotlivé průběhy se však liší v posunutí podle osy optického výkonu, a proto byla provedena analýza, zda s koncentrací etanolu koreluje hodnota minima při Braggově rezonanci. Z grafu na obrázku 5.2 je však patrné, že zde taková korelace pozorovatelná není. Celkově lze tedy shrnout, že v první části měření, při kterém byla vrstva kovu nanášena přímo na plášť jednovidového vlnovodu, nelze pozorovat odezvu senzoru na různé koncentrace etanolu ve vodě. Možným vysvětlením tohoto výsledku je fakt, že při experimentu nebylo použito polarizované světlo [30].

V druhé části měření byly analyzovány mnohovidové vlnovody. K dispozici byly tentokrát dva vzorky mnohovidových optických vláken FT400EMT s průměrem jádra 400 μm a průměrem pláště 425 μm . Vzhledem k materiálovému složení optického vlákna bylo možné odstranit plášť z jádra jeho opálením. Na rozdíl od jednovidového vlákna je totiž plášť v tomto případě polymerní a není tedy nutné jej odleptávat chemicky. V jádře pak nebyla vytvořena Braggova mřížka s předpokladem, že postačuje k přenosu energie z jádra odstranit plášť. Tento postup je rovněž při experimentech používán [31]. Při měření na tomto typu vláken byla zjišťována odezva senzoru na glycerol a jeho různé koncentrace ve vodných roztocích. Výsledky nedávají jednoznačný závěr, podle něhož by bylo možné spolehlivě přiřadit koncentraci glycerolu k naměřenému průběhu. Průběhy se totiž sice liší, avšak nelze zde nalézt korelaci mezi optickým útlumem a koncentrací glycerolu. V tomto případě mohla chyba pravděpodobně vzniknout nedokonalým promísením glycerolu s vodou, což mohlo vést k přípravě roztoků o jiné koncentraci, než jaká byla požadována.

7 Literatura

- [1] LEUNG, WAN, INAUDI, BAO, HABEL, ZHOU, OU, GHANDEHARI, WU a IMAI. Review : optical fiber sensors for civil engineering applications. *Materials and Structures*. 2015, **48**(4), 871–906. Dostupné z: doi:10.1617/s11527-013-0201-7
- [2] PITARKE, SILKIN, CHULKOV a ECHENIQUE. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons. *Reports on Progress in Physics*. 2007, **70**(1), 1–87. ISSN 0034-4885. Dostupné z: doi:10.1088/0034-4885/70/1/R01
- [3] ZHANG, ZHANG a XU. Surface plasmon polaritons: Physics and applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2012, **45**(11). ISSN 00223727. Dostupné z: doi:10.1088/0022-3727/45/11/113001
- [4] SCHRÖFEL a NOVOTNÝ. *Optické vlnovody*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1986.
- [5] NOVOTNÝ. *Optická komunikační technika*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Nakladatelství ČVUT, 2007. ISBN 978-80-01-03920-5.
- [6] HUNSPERGER. *Integrated optics*. 2. vyd. Berlin: Springer Verlag, 1984.
- [7] HILL, FUJII, JOHNSON a KAWASAKI. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Applied physics letters*. 1978, **32**(10), 647–649.
- [8] HILL a MELTZ. Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of Lightwave Technology*. 1997, **15**(8), 1263–1276. ISSN 07338724. Dostupné z: doi:10.1109/50.618320
- [9] LAFFONT a FERDINAND. Tilted short-period fibre-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry. *Measurement Science and Technology*. 2001, **12**(7), 765–770. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/12/7/302
- [10] ERDOGAN. Fiber grating spectra. *Journal of Lightwave Technology*. 1997, **15**(8), 1277–1294. ISSN 07338724. Dostupné z: doi:10.1109/50.618322
- [11] RAO a YUN-JIANG. In-fibre Bragg grating sensors. *Measurement Science and Technology*. 1997, **8**(4), 355–375. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/8/4/002
- [12] JOHNSON a CHRISTY. Optical constants of the noble metals. *Physical Review B*. 1972, **6**(12), 4370–4379. ISSN 01631829. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.6.4370
- [13] KITTEL. *Úvod do fyziky pevných látek*. 1. vyd. Praha: Academia, 1985.
- [14] RAETHER. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1988. Springer Tracts in Modern Physics. ISBN 978-3-540-17363-2. Dostupné z: doi:10.1007/BFb0048317
- [15] WOOD. XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1902, **4**(21), 396–402. ISSN 1941-5982. Dostupné z: doi:10.1080/14786440209462857
- [16] FANO. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves). *JOSA*. 1941, **31**(3), 213–222.
- [17] OTTO. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. 1968, **216**(4), 398–410. ISSN 0939-7922. Dostupné z: doi:10.1007/BF01391532

- [18] KRETSCHMANN a RAETHER. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch.*. 1968, **23**(November 1968), 2135–2136. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:citeulike-article-id:3901347
- [19] ESTROFF a SMITH. Tuning metamaterials for applications at DUV wavelengths. *International Journal of Optics*. 2012, **2012**(1). ISSN 16879384. Dostupné z: doi:10.1155/2012/603083
- [20] HOMOLA. Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species. *Chemical Reviews*. 2008, **108**(2), 462–493. ISSN 0009-2665. Dostupné z: doi:10.1021/cr068107d
- [21] *Corning SMF-28 Optical fiber. Product information*. Dostupné z: <http://ece466.groups.et.byu.net/notes/smf28.pdf>
- [22] KIM a SU. Measurement of the refractive index of liquids at 1.3 and 1.5 micron using a fibre optic Fresnel ratio meter. *Measurement Science and Technology*. 2004, **15**(9), 1683–1686. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/15/9/002
- [23] CIDDOR. Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. *Applied optics*. 1996, **35**(9), 1566–1573.
- [24] KEDENBURG, VIEWEG, GISSIBL a GIESSEN. Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region. *Optical Materials Express*. 2012, **2**(11), 1588–1611.
- [25] *Thorlabs FT400EMT Optical fiber. Product information*. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6845
- [26] RHEIMS, KÖSER a WRIEDT. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer. *Measurement Science and Technology*. 1997, **8**(6), 601–605. ISSN 09570233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/8/6/003
- [27] VOISIN, PILATE, DAMMAN, MÉGRET a CAUCHETEUR. Highly sensitive detection of molecular interactions with plasmonic optical fiber grating sensors. *Biosensors and Bioelectronics*. 2014, **51**, 249–254. ISSN 09565663. Dostupné z: doi:10.1016/j.bios.2013.07.030
- [28] PACE, HUNTINGTON, LYTIKÄINEN, ROBERTS a LOVE. Refractive index profiles of Ge-doped optical fibers with nanometer spatial resolution using atomic force microscopy. *Optics express*. 2004, **12**(7), 1452–1457. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OPEX.12.001452
- [29] ALBERT, SHAO a CAUCHETEUR. Tilted fiber Bragg grating sensors. *Laser & Photonics Reviews*. 2013, **7**(1), 83–108. ISSN 18638880. Dostupné z: doi:10.1002/lpor.201100039
- [30] SHEVCHENKO, CHEN, DAKKA a ALBERT. Polarization-selective grating excitation of plasmons in cylindrical optical fibers. *Optics Letters*. 2010, **35**(5), 637. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/OL.35.000637
- [31] JORGENSON a YEE. A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 1993, **12**(3), 213–220.

8 Přílohy

A) Výpočet průběhu elektrické intenzity ve vlákně – Maple kód

```
restart
with(Student[Calculus1])
unassign('n[ef]')

parametry vlakna

n[f] := 1.44961; n[c] := 1.44439; lambda := 1550E-9; t[g] := 8.2E-6; w := 8.2E-6

pocet TE a TM vidu

m := floor(2*t[g]*sqrt(-n[c]^2+n[f]^2)/lambda)
p := floor(2*w*sqrt(-n[c]^2+n[f]^2)/lambda)

konstanta sireni a efektivni index lomu

k := evalf(2*Pi/lambda)
n[ef] := Roots(k*w*sqrt(-n[ef]^2+n[f]^2)-2*arctan(sqrt((-n[c]^2+n[ef]^2)/(-n[ef]^2+n[f]^2)))-(m-1)*Pi,
n[c] .. n[f])
n[ef] := n[ef][1]
beta := evalf(n[ef]*k)

rozlozeni elektricke intenzity
vstupni data

q := sqrt(abs(-k^2*n[c]^2+beta^2))
h := sqrt(abs(k^2*n[f]^2-beta^2))

vypocet

E[yf] := cos(h*x)-q*sin(h*x)/h
maxx := diff(E[yf], x)
findmaxx := solve(maxx = 0, x)
konst := abs(cos(abs(h)*findmaxx)-q*sin(abs(h)*findmaxx)/h)
E[yf] := (cos(h*x)-q*sin(h*x)/h)/konst
E[yc] := exp(-q*x)/konst
E[ys] := (cos(h*t[g])+q*sin(h*t[g])/h)*exp(q*(x+t[g]))/konst
h[c] := solve(E[yc] = .8, x)
h[s] := solve(E[ys] = .8, x)

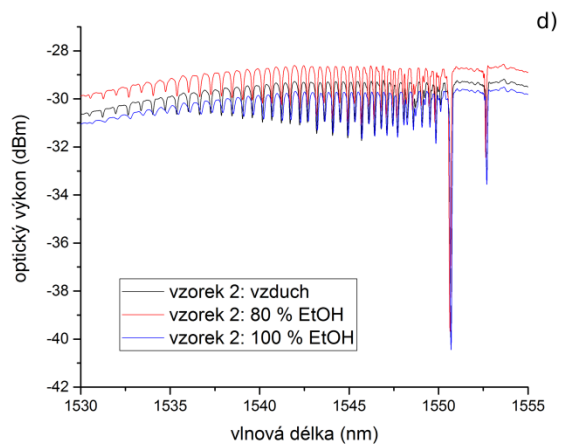
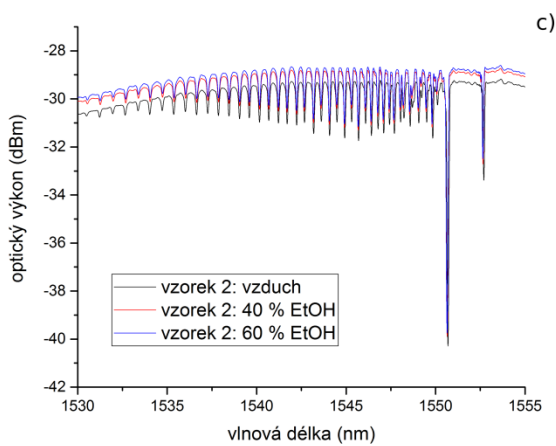
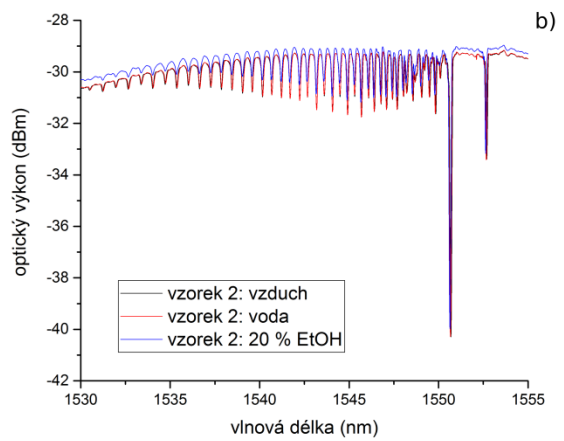
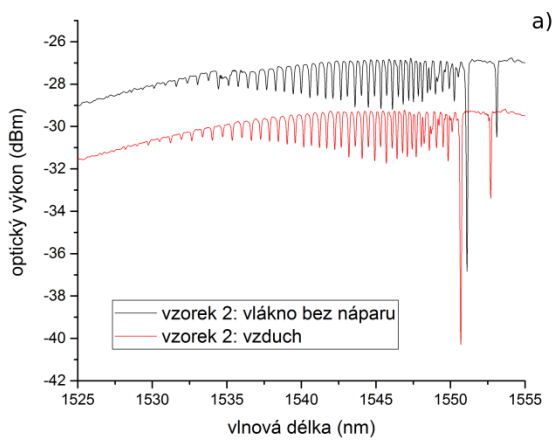
grafy
prubeh elektricke intenzity v plasti

g[c] := plot(E[yc], x = 0 .. 1.5*t[g])
g[s] := plot(E[ys], x = -2.5*t[g] .. t[g])
```

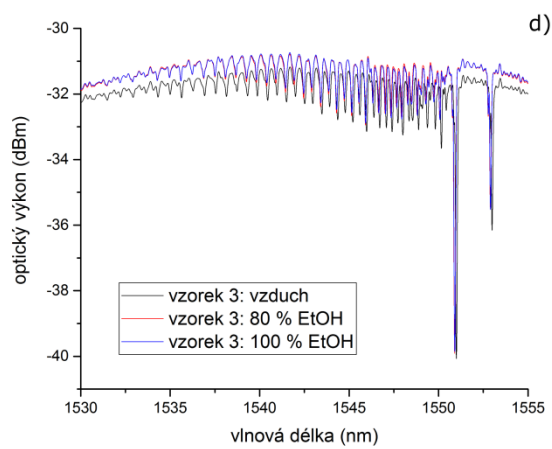
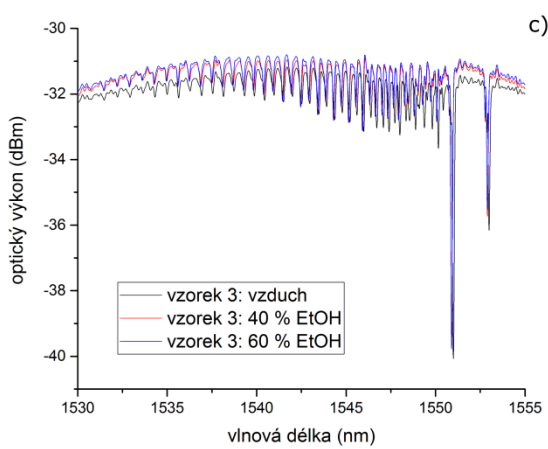
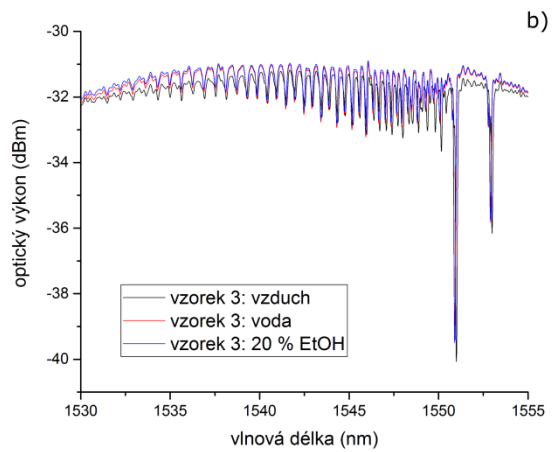
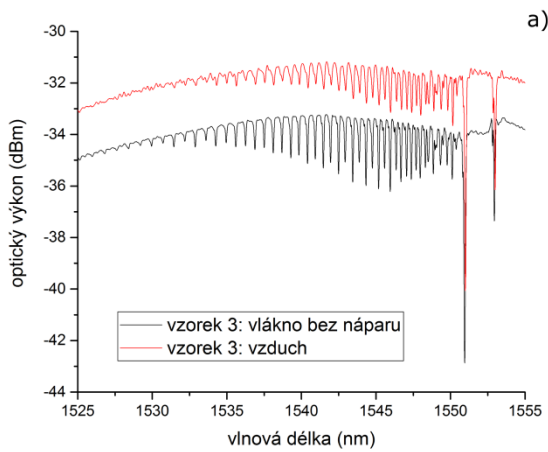
prubeh elektricke intenzity v jadre
`g[f] := plot(E[yf], x = -t[g] .. 0)`

celkovy prubeh elektricke intenzity
`plots[display]({g[c], g[f], g[s]})`

B) Výsledky měření na jednovlňovém vlákne



Transmisní spektra získaná měřením vzorku č. 2 jednovlňového optického vlákna SMF-28 s TFBG 6°.



Transmisní spektra získaná měřením vzorku č. 3 jednovodového optického vlákna SMF-28 s TFBG 6°.