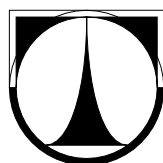


**TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI**

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií



**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Liberec 2012

**Tomáš Ulrich**



# **TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI**

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: B3942 – Nanotechnologie

Studijní obor: 3942R002– Nanomateriály

## **Optická nanovlákna**

## **Optical nanofibers**

### **Bakalářská práce**

Autor:

**Tomáš Ulrich**

Vedoucí práce:

doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.

Konzultant:

Ing. Štěpán Kunc

V Liberci 18. 5. 2012



## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Tomáš Ulrich**  
Osobní číslo: **M09000107**  
Studijní program: **B3942 Nanotechnologie**  
Studijní obor: **Nanomateriály**  
Název tématu: **Optická nanovlákn**  
Zadávající katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

### Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Seznamte se s problematikou optických mikro a nanovláken.
2. Osvojte si teoretický popis šíření světla v nanovlákněch, prostudujte experimenty, určené pro studium nanovláken.
3. Zjistěte potenciální aplikace použití optických nanovláken.
4. Seznamte se s přípravou optických nanovláken na katedře netkaných textilií TUL.
5. Pokuste se navázat světlo do připravených nanovláken a spolupracujte na charakterizaci jejich vlastností.

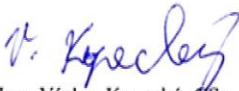
Rozsah grafických prací: dle potřeby  
Rozsah pracovní zprávy: cca 50 stran  
Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:

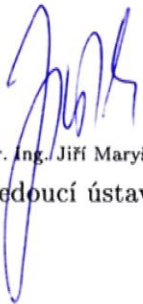
- [1] SALEH, B.E.A. TEICH, M.C. Základy fotoniky 1. Praha: MatFyzPress, 1994. 226 s. ISBN 80-85863-01-4.
- [2] SALEH, B.E.A. TEICH, M.C. Základy fotoniky 2. Praha: MatFyzPress, 1994. 226 s. ISBN 80-85863-02-2.
- [3] Malý, Pavel. Optika. Praha: Karolinum, 2008. 353 s. ISBN: 9788024613420.
- [4] Tong, L., Sumetsky, M., Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers, Springer Series: Advanced Topics in Science and Technology in China, 2010. 240 s. ISBN 978-3-642-03361-2.
- [5] Časopisecká literatura dle zadání vedoucího BP.

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.  
Katedra fyziky  
Konzultant bakalářské práce: Ing. Štěpán Kunc  
Katedra fyziky

Datum zadání bakalářské práce: 14. října 2011  
Termín odevzdání bakalářské práce: 18. května 2012

  
prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.  
děkan



  
prof. Dr. Ing. Jiří Maryška, CSc.  
vedoucí ústavu

V Liberci dne 14. října 2011

# PROHLÁŠENÍ

Byl jsem seznámen s tím, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím bakalářské práce a konzultantem.

Datum

Podpis

# Poděkování

Touto oficiální cestou bych přímo poděkoval především svému vedoucímu práce, panu doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D., a to nejen za trpělivé a odborné vedení, za umožnění nahlédnout zase o něco hlouběji do tajů optiky, ale především za cenné rady při zpracovávání práce. Dále bych vyjádřil vděčnost svému konzultantovi Ing. Štěpánu Kuncovi, který mi svou ochotou a nápomocí ulehčil průběh práce. Opomenout nesmím ani vždy pohotovou Ing. Janu Bajákovou, bez jejíž pomoci při výrobě vláken by tato práce zřejmě nevznikla. S gramatickou stránkou práce mi velmi pomohla slečna Eva Klimentová, za což i jí skládám velké poděkování. Na výsledku této práce se nepřímo podílelo více lidí, které tu však nehodlám jmenovat. Ti všichni mě svým přístupem hnali stále dopředu a díky nim čtete tyto a následující řádky. Děkuji.

# ABSTRAKT

Optická vlákna, jejichž průměr je menší než vlnová délka světla jimi vedeného, která jsou v anglické literatuře známa jako tzv. MNF (Micro/Nano Fibers), otevírají nové možnosti v nepřeberném množství aplikací. Tato vlákna nabízejí oproti konvenčním optickým vláknům nesporné výhody, jakými jsou např. snadná výroba, kompaktní rozměry, nižší ztráty a energetická náročnost, rychlá odezva, cena atd. MNF jsou specifická hlavně faktem, že je vedený optický signál, šířený totálním odrazem, těsně držen vláknem. Avšak jistá jeho část je vedena podél vlákna ve formě evanescentního pole. Již sama tato skutečnost vytváří velký aplikační potenciál. Mezi hlavní oblasti využití těchto vláken, ve kterých se světlo šíří takto specificky, patří především fotonika (např. vazebné členy, filtry), dále jsou využívány jako senzory, detektory a sondy. Uplatňují se též v oblasti plasmoniky a nelineární optiky. Mimoto jsou využívány jako lasery a komponenty složitějších zařízení.

Tato práce se snaží přiblížit problematiku MNF na základě uceleného přehledu, neopomíjejícího historii, výrobu, vlastnosti ani aplikace těchto miniaturních vláken a je završena specifickým experimentálním výzkumem, který se skládal z výroby samotných vláken a jejich použití jako potenciálních vlnovodů. Byla připravena jak vlákna skleněná, tak i polymerní. Jejich vlnovodné vlastnosti byly demonstrovány v ojedinělém experimentu, založeném na nepřímé vazbě světla z optického hranolu do připravených submikronových vláken, využívajícím evanescentní navázání laserového světla. Pod optickým mikroskopem byla za pomoci piezoelektrického aktuátoru upravována vzdálenost mezi hranolem a vlákny. Pro účinnou evanescentní vazbu bylo nutné přiblížit oba objekty do vzdálenosti menší, než je vlnová délka světla. Po sérii pokusů se do několika různých vláken podařilo navázat použité červené laserové světlo. To spolu s možností jejich přípravy potvrdilo nejen teoretické předpoklady, ale zároveň poukázalo na možnost dalšího výzkumu MNF na zdejší univerzitní půdě.

## Klíčová slova

Optická vlákna, nanovlákna, evanescentní, fotonika, jednomódový

# ABSTRACT

Optical fibers whose diameter is smaller than the wavelength of the light guided by them, known as so called MNF (Micro/Nano Fibers) in English literature, open new oportunities in countless amounts of applications. Compared to conventional optical fibers these fibers offer indisputable advantages like simple fabrication, compact dimensions, low loss and power consumption, fast response, price etc. Especially for MNF there is a specific fact meaning that an optical signal guided along the fiber is tightly confined inside the fiber by means of total internal reflection, however certain part of optical power is guided in a form of an evanescent field. This effect itself creates a huge space for applications. A general field of application of these waveguiding fibers, in which the light propagation is so unique, is particularly photonics (e.g. couplers, filters), followed by sensing, detecting and probing. They are also applied in plasmonics and nonlinear optics. Besides this they have a potential usefulness for lasing and as building blocks of complex devices.

The concept of this work is to approach the topic of MNF following a compact overview. This summary goes into history, fabrication, properties and application of these tiny fibers and is ended by a special experimental research which consisted of fabrication of fibers themselves and their waveguiding application. Glass fibers as well as polymer fibers were prepared. Waveguiding properties of such fibers were demonstrated in a single experiment, which was based on an oblique coupling of light from an optical prism to prepared submicrometer fibers, making use of evanescent coupling of laser light. The distance between the prism and the fibers was modified with the help of a piezoelectric actuator under an optical microscope. In oder to get efficient evanescent coupling it was necessary to bring both objects closer then the wavelength of the light was. After a few attempts red laser beam was successfully coupled into several fibers. This fact with the possibility of the fiber preparation confirms not only the theoretical hypothesis but also refers to the possibility of further MNF research here at our university at the same time.

## Keywords

Optical fibers, nanofibers, evanescent, photonics, single-mode

# OBSAH

|                                                                |          |
|----------------------------------------------------------------|----------|
| <b>TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI .....</b>                    | <b>1</b> |
| Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií.....  | 1        |
| BAKALÁŘSKÁ PRÁCE .....                                         | 1        |
| Prohlášení.....                                                | 5        |
| Poděkování.....                                                | 6        |
| Abstrakt .....                                                 | 7        |
| Abstract .....                                                 | 8        |
| Seznam použitých symbolů, zkratk a termínů .....               | 11       |
| Úvod .....                                                     | 12       |
| Teoretická část .....                                          | 13       |
| 1.    Představení tématu.....                                  | 13       |
| 2.    Historie .....                                           | 14       |
| 3.    Výroba .....                                             | 15       |
| 3.1.    Technika úžení.....                                    | 17       |
| 3.2.    Tažení skleněných MNFs .....                           | 19       |
| 3.2.1.    Úžení ze skleněných vláken.....                      | 19       |
| 3.2.2.    Tažení MNFs přímo z objemových skel .....            | 23       |
| 3.3.    Tažení polymerních MNFs.....                           | 24       |
| 4.    Popis šíření světla .....                                | 26       |
| 4.1.    Principy šíření světla.....                            | 26       |
| 4.2.    Základní vlnovodné vlastnosti ideálních MNFs .....     | 28       |
| 4.3.    Teorie MNFs s mikroskopickými neuniformitami .....     | 33       |
| 4.4.    Teori MNF úžení .....                                  | 34       |
| 4.5.    Nejtenčí optické vlnovody.....                         | 36       |
| 4.6.    Evanescentní vazba mezi MNFs .....                     | 37       |
| 4.7.    Koncové výstupní profily .....                         | 39       |
| 5.    Vlastnosti plynoucí z experimentů .....                  | 41       |
| 5.1.    Micro/Nanomanipulace a mechanické vlastnosti MNFs..... | 42       |
| 5.1.1.    Viditelnost MNFs .....                               | 42       |
| 5.1.2.    Manipulace s MNF.....                                | 43       |
| 5.1.3.    Pevnost v tahu MNFs.....                             | 45       |
| 5.2.    Optické vlastnosti .....                               | 46       |

|                                 |                                             |    |
|---------------------------------|---------------------------------------------|----|
| 5.2.1.                          | Optické ztráty .....                        | 46 |
| 5.2.2.                          | Efekt substrátu .....                       | 50 |
| 6.                              | Aplikace .....                              | 51 |
| 6.1.                            | Komponenty a zařízení založené na MNF ..... | 52 |
| 6.1.1.                          | Lineární vlnovody a vlnovodné ohyby.....    | 52 |
| 6.1.2.                          | Mikro vazebné členy a interferometry.....   | 54 |
| 6.1.3.                          | Prstencové rezonátory .....                 | 55 |
| 6.1.4.                          | MNF filtry .....                            | 56 |
| 6.1.5.                          | MNF lasery.....                             | 57 |
| 6.2.                            | MNF optické senzory.....                    | 59 |
| 6.2.1.                          | Aplikace přímého MNF.....                   | 60 |
| 6.2.2.                          | Aplikace smyčkového a cívkového MNF .....   | 61 |
| 6.2.3.                          | Rezonanční fotonické senzory.....           | 62 |
| 6.3.                            | Další aplikace .....                        | 64 |
| Experimentální část.....        |                                             | 66 |
| 1.1.                            | Příprava vláken .....                       | 66 |
| 1.2.                            | Navazování světla.....                      | 67 |
| Závěr.....                      |                                             | 69 |
| Seznam použité literatury ..... |                                             | 71 |

# Seznam použitých symbolů, zkratek a termínů

|                     |                                           |                        |                                                 |
|---------------------|-------------------------------------------|------------------------|-------------------------------------------------|
| 1D, 2D, 3D          | Jedno, dvou a třidimenzionální            | nedisipativní          | nepřeměňující nevratně energii (Q)              |
| 3D-FDTD             | Finite-difference time-domain             | obj. %                 | objemová procenta                               |
| abruptce            | strmá změna (ohnutí, ulomení, utržení)    | obr.                   | obrázek                                         |
| AFM                 | Atomic Force Microscope                   | OH                     | obecně hydroxylová skupina                      |
| Ag                  | Stříbro                                   | OSA                    | Optický Spektrální Analyzátor                   |
| Ar                  | Argon                                     | PAM                    | polyakrylamid                                   |
| Au                  | Zlato                                     | PANI                   | Polyanilin                                      |
| Bi                  | Bismut                                    | Pb                     | Olovo                                           |
| BS                  | Bismuth-Silicate (silikát Bismutu)        | Pd                     | Palladium                                       |
| BTB                 | Bromthymolová modř                        | PDMS                   | Polydimethylsiloxan                             |
| CCD                 | Charge-coupled device                     | peak                   | vrchol (např. v grafu)                          |
| CdS                 | Sulfid Kademnatý                          | PMMA                   | Polymethylmetakrylát                            |
| Cs                  | Cesium                                    | PS                     | Polystyren                                      |
| D                   | průměr                                    | PVA                    | Polivinylalkohol                                |
| disperze            | rozptyl (rozšíření)                       | rádus                  | poloměr                                         |
| E                   | energie                                   | RIU                    | Refraction Index Unit                           |
| el.                 | elektrický                                | RMS                    | Root Mean Square                                |
| elmg.               | elektromagnetický                         | SC                     | Supercontinuum                                  |
| Er                  | Erbium                                    |                        |                                                 |
| evanescent coupling | evanescentní spojení, vazba               | PTCDA                  | Perylen tetrakarboxylové dianhydridové molekuly |
| exp.                | experimentální                            | sccm                   | průtoková rychlost                              |
| fce                 | funkce                                    | SEM                    | Scanning Electron Microscope                    |
| FSR                 | Free Spectral Range                       | SLWD                   | super-long-working-distance                     |
| H                   | vodík                                     | STM                    | Scanning tunneling microscope                   |
| hot zone            | oblast vlákna, jež je zahřívána           | submikronový           | menší než mikron                                |
| in-situ             | na místě, vnitřní                         | subwavelength diameter | průměr pod vlnovou délkou světla                |
|                     |                                           | taper squeeze          | kónické úžení                                   |
| IR                  | Infračervený                              | Te                     | Tellur                                          |
| LCORRS              | Liquid-Core Optical Ring-Resonator Sensor |                        |                                                 |
| LS                  | Lead-Silicate (silikát Olova)             | TEM                    | příčná rovinná elektromagnetická vlna           |
| MCR                 | MNF uzlový rezonátor                      | Tg                     | Teplota zesknutí (skelného přechodu)            |
| mech.               | mechanický                                | UV                     | ultrafialový                                    |
| MFD                 | mode field diameter                       | WDM                    | wavelength division multiplexing                |
| mg.                 | magnetický                                | WGM                    | Whispering gallery mode                         |
| MLR                 | MNF smyčkový rezonátor                    | YAG                    | Yttrium Aluminium Garnet                        |
| MOT                 | Magnetooptická past                       | Yt                     | Ytterbium                                       |
| N                   | Dusík                                     | ZnO                    | Oxid zinečnatý                                  |
| N                   | index lomu prostředí                      | ZnSe                   | Selenid zinečnatý                               |
| Nd                  | Neodym                                    | $\lambda$              | vlnová délka                                    |
| Near-field          | Blízké pole                               |                        |                                                 |
| MNF(s)              | micro/nanofiber(s)                        |                        |                                                 |

# ÚVOD

Na úplném začátku této práce bych rád poukázal na pár skutečností, jež vlastně tvoří samotnou kostru, na které jsem dále stavěl. Mým cílem bylo hlubší proniknutí do světa optických vláken, a to hlavně vláken, jejichž průměr je menší než vlnová délka světla jimi vedeného. Této problematice jsem se snažil věnovat co nejkomplexněji, od teoretického matematického popisu šíření světla v takovýchto vláknech, bez kterého by nebyla dost dobře pochopena fyzikální podstata, přes vývoj v experimentálním výzkumu, přípravě těchto vláken, až po nejhodnotnější část, a sice využití optických mikro a nanovláken, tedy aplikace.

Ze začátku se zdála tato miniaturní optická vlákna jako krok zpátky, a to od litografické fotonické technologie, stejně tak jako otázka „drátové elektrické obvody“ vs. „tištěné elektrické obvody“. Avšak oproti litograficky vyráběným vlnovodům nabízí dvě velmi důležité výhody: významně nižší ztráty a potenciální mikromontáž ve 3D. A právě díky tomu, že je možné vytvořit zařízení mnohem kompaktnější a méně ztrátové než připravené litograficky, spolu s faktem, že takto založená mikro/nanovlákna mají unikátní vlastnosti, které nejsou možné, nebo jen velmi těžko dosažitelné jinými prostředky, jejich dnešní význam rapidně roste a má jistě cenu se podílet na vývoji této problematiky a přiblížit ji širšímu publiku.

Celou dobu jsem se opíral o odborné články a odbornou literaturu jako takovou, též o nejnovější zprávy z internetu, a krom jiného hlavně o jakousi bibli věnující se tomuto tématu. Právě tato nedávno vyšlá kniha (*Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers*) mi byla největší inspirací a stala se páteří mé práce, jejímž hlavním cílem je přiblížit problematiku případným zájemcům, nasměrovat je správným směrem, posloužit tedy jako ucelený přehled zahrnující nejnovější trendy. Nadto jsem se pokusil navázat světlo do připravených nanovláken, charakterizovat některé z jejich vlastností a pokud možno přinést nové myšlenky.[45]

# TEORETICKÁ ČÁST

## 1. Představení tématu

Optická vlákna jako taková slouží k vedení světelných signálů, infračerveného záření, tedy elektromagnetických vln, ve směru své podélné osy. V podstatě jde o válcové dielektrické vlnovody, které jsou zhotoveny z určitého nízkoztrátového materiálu, nejčastěji křemenného skla. Využívají principu totálního odrazu na rozhraní dvou prostředí s odlišnými indexy lomu, přičemž vlákenné jádro musí mít k navázání optického signálu vyšší index lomu než prostředí navazující, nejčastěji označované jako plášť či obal. V naprosté většině případů jsou vlákna „válečkovitého typu“, ale existují i vlákna tvarů jiných (elipsovitý, obdélníkový atd. příčný řez), a to pro speciální aplikace. Stejně tak existují i optická vlákna, která nejsou založena na totální reflexi, nýbrž využívají efektu ohybu. Jde však o minoritní okrajovou část.

Tato klasická optická vlákna našla za posledních 30 let široké uplatnění v různých odvětvích. Používají se zejména v telekomunikacích (internet, telefonní ústředny). Díky technologickým pokrokům nám umožňují dosahovat extrémně nízkých ztrát v přenášeném výkonu vedeného optického záření. Vzhledem k tomu, že mohou být ony ztráty celkového přenášeného výkonu, vztažené na vzdálenost 1 km, dokonce i pod 3,6 %, optická vlákna umožňují přenos na větší vzdálenosti s vyššími přenosovými rychlostmi a nahrazují tak klasické měděné koaxiální kabely, oproti kterým mají i jiné výhody.

Mezi tyto výhody patří odolnost proti elektromagnetickému rušení a přeslechům, dále elektrická izolace a jelikož nejsou elektricky vodivá, mohou být výhodným řešením ochrany komunikačních zařízení pracujících s rizikem neúmyslné elektřiny (soustavy vysokého napětí, konstrukce náchylná k úderům blesku). Jde též o bezpečnost přenosu (signál nelze u klasických vláken jednoduše vyvázat), avšak hlavně o použití signálu s velkou frekvenční šířkou, dovolující dobrou modulaci signálu (širší přenášená frekvenční pásma), neboť každé vlákno může přenášet mnoho nezávislých signálů, každý s jinou vlnovou délkou světla. V závislosti na různých aplikacích se průměry vláken pohybují od desítek mikrometrů (optická vlákna pro snímání) po větší než 1 milimetr (vláknové lasery). V souvislosti s tím sahá průměr jádra běžného optického vlákna od několika mikrometrů až ke stovkám mikrometrů, a to dle příslušných standardů. U standardního jednomodového vlákna pro optické komunikace, např. Corning SMF 28 má jádro průměr 9  $\mu\text{m}$  a vlákno celkově 125  $\mu\text{m}$ . Takováto vlákna z výše popsaných důvodů poměrně výrazně šetří prostor kabelového vedení. Na kratší vzdálenosti (menší než 550 m) se využívají vlákna mnohamodová (mnohavidová) a na vzdálenosti delší, vlivem menších ztrát, právě vlákna jednomodová (jodnovidová). Mimo to se vlákna balená ve svazcích používají pro osvětlení a mohou být použita k přenosu obrazů, což je výhodou při zobrazování v těsných prostorech (zobrazování v medicíně, vysoce kvalitní fotografování).

Krom telekomunikací a přenášení optického výkonu (dat), doslova přes celý svět, se využívá optických vláken jako monitorů bezpečnosti, například v bezpečnostních systémech. Nelze opomenout i jejich využití jako detektorů a snímacích zařízení. V této oblasti dominují zejména ona mikro a nanovlákna (viz.: podkapitola MNF optické senzory), kde za nanovlákna považujeme jednodimenzionální (1D) struktury s průměry od jednoho do 100 nm. V neposlední řadě se s optickými vlákny setkáme u nelineární optiky, obzvláště vláknových laserů, laserové chirurgie (vnik do tkáně, endoskopie) a dokonce i v zobrazování při

astronomickém výzkumu. Proto je k vysvětlení pojmu MNF vhodné srovnání s principy standardních skleněných vláken.

Uplatnění je obecně velmi široké a stále se rozšiřuje. Se zvětšující se poptávkou po rychlejší odezvě, vývoji v nanotechnologiích, snaze o menší „otisky“, větší citlivosti a nižší energetické spotřebě, ruku v ruce jdoucí s nižší cenou, se kladou vyšší nároky na miniaturizaci optických vláken a optických zařízení. Tyto aspekty se staly důležitým hnacím motorem k výzkumu a výrobě optických vláken s rozměry nižšími, než je vlnová délka světla, které vedou. To společně s touhou člověka odhalovat nové; zde: Co se stane, když bychom zkusili navázat světlo do vlákna, jehož průměr je menší než ono samotné světlo (rozuměj opět vlnová délka)?, vyústilo v potenciální použití těchto optických mikro a nanovláken, jako stavebních bloků v těchto a jiných disciplínách. A právě na tento druh vláken je zaměřen další text. [9,16,21,31,42,43,45,63]

## 2. Historie

Lidstvo se už od nepaměti snažilo ovládat světlo a směřovat ho do požadované oblasti. Nutno přiznat, že se mu to zdárně dařilo, čehož jsou příkladem různé starověké stavby. Mezi rozsáhlý odkaz dávného světa patří mimo jiné pyramidy Střední a Jižní Ameriky (*Teotihuacán*), podzemní systémy na blízkém východě (*Turecko*), monolitické jeskyně, egyptské pyramidy, zikkuraty (*oblast Mezopotámie*) a mnoha dalšího. Světlo se řídilo za pomoci opracovaných systémů, uvnitř budov nejčastěji za pomoci leštěných kovů (měděná zrcadla). Tato forma šíření světla přetrvala přes období středověku (hrady) až dodnes, přičemž v rámci tak dlouhého časového období nezaznamenala podstatnější změny.

Za skutečný počátek řízeného vedení světla lze však považovat až 19. století, kdy Daniel Colladon a John Tyndall nasměrovali paprsky světla na cestu vodou, ve které bylo světlo omezeno vnitřním odrazem díky změně indexu lomu na rozhraní voda/vzduch. Roku 1880 si nechal William Wheeling patentovat vedení světla trubkovým potrubím, kde se spoléhal na odraz zrcadly. Světlo bylo přesměrováno, větveno a vedeno s využitím trubek na stejném principu, jako bychom takovým systémem vedli vodu. V roce 1887, krátce po Wheelingově „světelném potrubí“, oznámil Sir Charles Vernon Boys a britští fyzikové tažení velmi tenkých skleněných vláken z roztavených minerálů (nerostů) za použití létajících šípů a luku. Tato událost by mohla představovat 1. psaný záznam tažení zužujících se (úžení) skleněných vláken s mikro/nano měřítkem v průměru. Takováto vlákna, nejčastěji vyráběná z křemene ( $\text{SiO}_2$ ), mohla být tenčí než  $1\text{ }\mu\text{m}$  a byla v té době prezentována jako „the finest threads“, tedy jako nejlepší vlákna, či nitě, ze skla. O několik let později přerostl tento způsob v seriózní laboratorní metodu. Tyto první MNFs však nebyly připravovány pro vedení světla, nýbrž pro mechanické aplikace jako např. „pérka“ do galvanometrů (přístrojů měřících el. napětí a proud), a to pro jejich stejnorodost a výjimečnou elasticitu, dále na optické mřížky či jako vzorová měřítka pro optické mikroskopy. Díky jejich malým rozměrům však bylo velmi obtížné přesně změřit jejich tloušťku, když šla pod vlnovou délku viditelného světla.

O něco později, tedy roku 1959 oznámil Narinder Singh Kapany jeden z nejčasnějších příkladů optického vedení v MNFs, kde byl vlákenný svazek skládající se z velkého počtu mikro a submikronových

vláken použit pro přenos obrázků. Neměli bychom určitě opomenout Theodora Maimana, který roku 1960 představil 1. laser, což předznamenalo další technologický boom, který nemohl minout ani optická vlákna. Krátce potom - roku 1966 Charles a George Hockman navrhovali možnosti vedoucí k nízkým ztrátám ve vysoce čistém skle, což skvěle pomohlo rozvinout základ vláknové optiky pro optický komunikační průmysl. Od 70. let na základě bujícího výzkumu v oblasti mikrovláken úženy ze standardních skleněných vláken se objevuje množství možných aplikací zahrnujících: optické spojky (vazebné členy), filtry, senzory, evanescentní pole a s ním spojené zesílení a generace superkontinua. Právě tato vlákna s krčky od několika do desítek  $\mu\text{m}$ , které se postupně zužují, mají tedy kónický tvar, začala hrát roli jako optické vlnovody.

Roku 1999 J. Bures a R. Gosh ve své teoretické práci na téma mikrovláken s průměrem menším než je vlnová délka světla, založené na teoretických výpočtech, předpovídali zvětšenou energetickou/výkonovou kapacitu, neboli hustotu energie, evanescentního pole v nejbližším okolí vlákna, což by mohlo být použito v atomových zrcadlech.

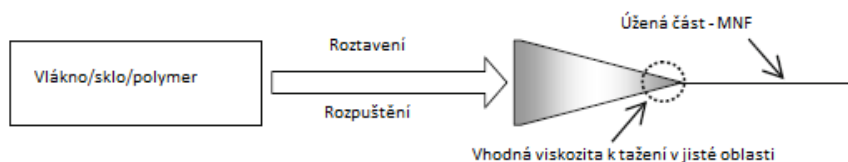
Čínský profesor Zhejiang univerzity Limin Tong a spoluautoři už v roce 2003 experimentálně demonstrovali nízko ztrátové optické vlnovody pomocí MNFs s průměrem daleko pod vlnovou délkou vedeného světla a to znovu otevřelo zájem o výzkum v oblasti optických MNFs, jako potenciálních stavebních bloků pro miniaturní optické komponenty a zařízení. O několik let později se objevuje velký počet prací týkajících se výroby a vlastností takových vláken, stejně jako na MNFs založené resonátory, interferometry, filtry, lasery, senzory a další. Je představeno a navrženo mnoho, rovněž aplikace MNFs v nelineární a atomové optice.

Kromě toho tu existuje množství samostatných jednodimenzionálních vláken či na vláknech založených mikro/nanostruktur sahajících od viskerů (vláknových krystalů, krystalových elektrod) po polovodičová nanovlákna a polymerní MNFs, které byly značně zkoumány a ukazují potenciál pro optické vedení světla. Konkrétně tato fyzicky tažená polymerní MNFs, ačkoli nebyla zamýšlena k vedení světla, vykazují podobné vlastnosti jako MNFs skleněná, týkající se neobyčejné uniformity a dlouhé délky pro nízko ztrátové optické vlnovody. To je k historii ve stručnosti asi vše a nyní se zaměříme na samotnou výrobu vláken. [11,12,45,66]

### 3. Výroba

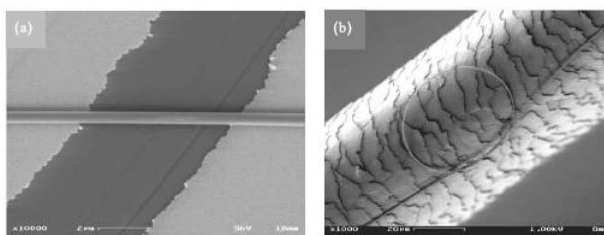
Podobně jako u techniky výroby tradičních optických vláken tzv. top-down (shora dolů) tažením jsou MNFs obvykle vyráběny fyzickým tažením viskózních tavenin či roztoků, jak je znázorněno na obrázku 1. Obvyklými materiály používanými k tažení MNFs jsou skleněná vlákna, objemová skla (*bulk glasses*) či polymery. Ze skel se nejčastěji pracuje s křemennými, fosfátovými a tellurovými a jako polymery se uplatňují například PMMA nebo PS, ale i polymetylsiloxany. Mezi další druhy vyráběných vláken nebo lépe drátků, které však tvoří spíše minoritní část, patří polovodičová a metalická vlákna. Materiálem polovodičů je nejčastěji ZnO nebo CdS a kovová vlákna jsou vyráběna především z drahých kovů (Ag, Au). Speciálním případem jsou vlákna s velmi malým útlumem z  $\text{ZnCl}_2$ , AgCl, nebo AgBr. Právě tato druhá

skupina je příkladem tzv. bottom-up přístupu, založeném na chemické reakci. Nejčastěji jde o růst VLS, založený na chemické depozici par (*vapor-liquid-solid method*). Touto metodou byly obdrženy například amorfní  $\text{SiO}_x$  nanodrátky, a to ve velkém množství s průměry k několika nanometrům.



**Obr. 1:** Schématická ilustrace fyzického tažení MNFs [45]

Jeden ze základních materiálů na poli v rozsahu od fotoniky, elektroniky a chemie po biologii - sklo, představuje množství výhod nad ostatními materiály (krystaly a kovy). Výhody spočívají v homogenitě, průhlednosti, výtečných rozpouštěcích vlastnostech a v neposlední řadě v jednoduchosti výroby. Ve srovnání s dalšími materiály jako kovy a minerály, pro vlákenné tažení sklo amorfni struktury nabízí o dost širší rozsah viskozity, který je silně závislý na teplotě, zároveň i s relativně širokým rozsahem samotných teplot, odpovídajících právě rozsahu viskozity. Při teplotě vlákenného tažení znamená existence vysoké viskozity velkou kohézní (soudržnou) sílu k spojení mezi sousedními atomy a umožňuje tak vyvažovat tendenci k přerušení (přetržení) zapříčiněnou povrchovým napětím. Pro množství skel je tato vyváženost, tento balanc, udržen až do doby, kdy jde vlákenný průměr k měřítku nano. V přístupu top-down je výchozí materiál částečně roztaven za pomoci tepla nebo rozpuštěn rozpouštědlem. Je možné obdržet patřičnou viskozitu pro tažení MNFs v jisté oblasti a vysoce kvalitní MNFs s průměrem pod 30 nm mohou být získány, když je použita vhodná rychlost tažení. Ve srovnání s mnoha dalšími technikami používanými pro MNFs nebo jiné jednodimenzionální nanostruktury, technika výroby fyzickým tažením přináší MNFs jedinečné uniformity, týkající povrchové hladkosti a stejnoměrnosti průměru těchto vláken. Jedinečná uniformita MNFs neumožňuje jen nižší ztráty při vedení, ale také MNFs propůjčuje vysokou mechanickou pevnost a flexibilitu. Na straně druhé poskytuje technika úžení za vysokých teplot i starodávne molten-frozen („roztavení zmrazení“), tedy tuhnutí od povrchu takto připravených MNFs, s vnitřní strukturní tvrdostí a hrubostí jdoucí k subwavelength rozměrům, což je limitováno jen povrchovými kapilárními jevy. Proto mezi existujícími technikami převládá vlákenné úžení za vysokých teplot, poskytující skleněná MNFs s jedinečnou geometrickou uniformitou a povrchovou hladkostí. V poslední době, mikro nebo nanostrukturovaná skla, zahrnující „nizko objemová“ skla (*low dimension glasses*), jako 1D nanovlákno či nanodrát, přitahují rostoucí zájem v řadě oblastí, jakými jsou mechanika v nanoměřítku (*nanoscale mechanics*), fotonika a elektronika.



**Obr. 2:** SEM obrázky typických MNFs. Vlevo je Si MNF o průměru 450 nm umístěno na silikonový wafer. Vpravo je 500nm Si MNF ohnuto do 40μm uzlu a poté umístěno na 60μm lidský vlas [45]

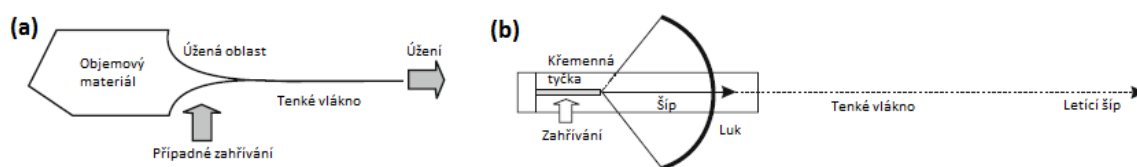
Pro příklad, na obr. 2 (a) je SEM snímek křemenného vlákna s průměrem 450 nm podepřeného na křemíkem potaženém waferu (substrátový disk), jež zřetelně ukazuje netradiční uniformitu vláken. Na obr. 2 (b) je opět snímek ze SEM, zobrazující 500 nm křemenné MNFs svázané pod optickým mikroskopem do rozměru oka kolem 50  $\mu\text{m}$  a poté přesunuty na povrch lidského vlasu (průměr mezi 18-180  $\mu\text{m}$ ). Po předcházející „mikromanipulaci“ nebyl pozorován žádný zlom, nebo přetržení, což indikuje již zmíněnou vysokou mechanickou pevnost a ohebnost úžených (*taper-drawn*) skleněných MNFs.

Obecně vzato tedy existuje pro výrobu nízko-rozměrových skleněných nanostruktur množství technik. Krom výše zmíněných také litografie s využitím paprsku elektronů či fotonů a nanovtisk (otisky), to vše za vysokých teplot. Nedávno oznámené pulsy UV laserem, asistující technice nanovtisku, nabízí možnost výroby matic (polí) dobře upravených Si linií v nanoměřítku, nebo mřížek na povrchu Si substrátu. Obvykle jsou takové techniky vysoce efektivním přístupem pro nanovýrobu (*nanofabrication*). Ať tak či onak, pro optické vlnové vedení je v praktických aplikacích pro dosažení nízkých optických ztrát, vysokého poměru úrovně signálu a šumu (*signal to noise ratio (dB)*) a udržení koherence vedeného světla, požadována excelentní geometrická uniformita a povrchová hladkost.

[7,9,10,13,17,18,23,32,35,43,45,47,50,56,58,59,60,62,68]

### 3.1. Technika úžení

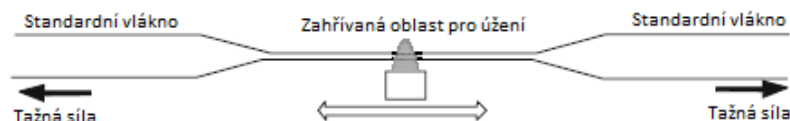
Jak už bylo řečeno, je technika úžení top-down přístupem, který redukuje objemné materiály do tenkých vláken prostřednictvím tažení, jak je schematicky zobrazeno na obrázku. 3 (a). Tuto techniku je možné použít u množství materiálů, jakými jsou sklo a umělé hmoty, které nabízejí zaručenou viskozitu vhodnou pro tažení, respektive úžení. Mělo by být zmíněno, že jako přírodní metoda byla převzata od žijících tvorů jako pavouků, housenek atd.



**Obr. 3:** Schématické diagramy techniky úžení. Vlevo obecně z objemové preformy. Vpravo je vlákno taženo šípem. [45]

Ve své průkopnické práci Sir Charles Vernon Boys využil prudkého tažení z minerální taveniny. Aby obdržel dlouhá vlákna, vymyslel „tahací“ systém založený na luku a šíp, což je schematicky zobrazeno na obr. 3 (b). Jeden konec křemenné tyčinky (výchozí materiál) je držen prsty na luku a druhý konec je připojen k slaměnému šíp pomocí trochy pečeti vosku. Tyčinka je zahřívána podél své délky dokud se neobjeví nepatrná část, co se taví, potom je uvolněna tětva luku a vypuštěn šíp, přičemž tažené vlákno sleduje trajektorii šíp. Vzhledem k vysoké rychlosti tažení, poskytnuté šípem, byla okamžitě tažena ultra dlouhá (od několika do desítek metrů) tenká vlákna. V průměru byla obvykle mikrometrová, nejtenčí však dosahovala stovek nanometrů a skvěla se vynikajícími vlastnostmi. Boys zkoušel množství dostupných materiálů sahající od skla po krystaly a zjistil, že materiály se skelným chováním (Křemen a Ortoklas) by mohly být snadno taženy do jemných vláken, zatímco minerály s krystalickým chováním (Safir a Rutil) se táhnou obtížně. Krom letícího šíp byly představeny techniky elektrostatického zvláknování

(elektrospinning) a vytahování plamenem za vysokého tlaku (flame-blowing), to vše v závislosti na vysoké viskozitě taveného křemene pro tažení dlouhých vláken, aniž by se nějak deformovala.

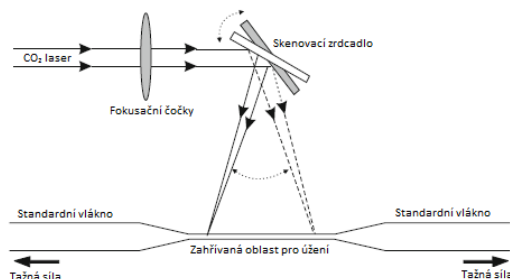


**Obr. 4:** Schematické zobrazení úžení optických vláken pomocí techniky zahřívání skenujícím plamenem.[45]

Pro snadnou výrobu, dostupnost vysoce čistých skel a konečně světelné vedení, byla od 60. let 20. století standardní skleněná vlákna používána jako počáteční materiál. Zahřívání je uskutečňováno pomocí plamene, či laseru v různých provedeních. Typický systém pro tažení za pomoci ohřátí plamenem je schematicky ukázán na obr. 4, ve kterém je zdrojem tepla obvykle hořák s vodíkovým plynem, díky jeho čistotě, snadné kontrole a možnosti poskytnout dostatečně vysokou teplotu pro dloužení vláken. Plamenem se v jisté oblasti standardního skleněného vlákna jezdí sem a tam a díky podélnému pnutí poskytnutému tažnou silou na obou jeho koncích je vlákno postupně natahováno až do požadované délky a průměru. Takto připravená vlákna jsou obvykle připojena k standardním vláknům skrze zužující se kónickou část na obou koncích (bionická vlákna). Obecně je vodíkový plamen aplikován v otevřeném prostoru, za pokojové teploty s průtokovou rychlostí řádu 100 sccm. Vzhledem k tomu, že plamen v tomto skenovacím módu pracuje jako štětec, je tento přístup v některé literatuře označován jako „flame brush“. Někdy se do hořáku vhání kyslík, a to pro kontrolu teploty a velikosti plamene. Krom toho bylo navrženo jako náhrada za vodík v plynu, jako paliva hořáku, deuterium, pro snížení útlumu okolo vlnové délky 1380 nm - OH peak tzv. E-band (absorpční spektrální oblast), což tak dovoluje přenos v předtím nepoužitelné části spektra.

Použití CO<sub>2</sub> laseru jako tepelného zdroje je dalším elegantním řešením vedoucím k eliminaci OH absorpce na 1380 nm u tažených vláken, stejně tak se vyhneme problémům zapříčiněným kontaminací a náhodnými turbulencemi budícími neuniformitu při použití systému zahřívání plamenem. Jelikož tu nedochází k spalování a není nutný zdroj kyslíku, jde o velmi čistou metodu, která může být provedena kompletně izolovaná od prostředí, což vytváří možnost vyhnout se většině kontaminace příslušející spalování nebo okolnímu prostředí. Nadto ve srovnání s plamenem, který má sklon být nestabilní, díky proudění vzduchu, či jiným fluktuacím, může být laserový paprsek vysoce stabilní (výkon, reprodukovatelnost). Obr. 5 ukazuje schéma typického laserem zahříváního úžícího systému pro výrobu MNFs. Jako zdroj tepla je použit CO<sub>2</sub> laser o stálém výkonu kolem desítek wattů a vlnové délce cca 10,6 μm. Spadá tak pod silně pohlcující frekvenční pásma většiny skel. Laserový paprsek je nejprve veden skrz variabilní attenuátor (tlumič) pro kontrolu výkonu použitého k ohřátí vlákna, poté je fokusován čočkami (ZnSe) a přerozdělen postupně přejíždějícím snímácím zrcadlem aby se konečně soustředil na vlákno. Snímací zrcadlo přerozděluje fokusované paprsky do tzv. „hot zone“ a soustředí paprsky prudce sem a tam podél této zóny. Potom co se stane teplota této oblasti dost vysoká pro vláknenné úžení, vlákno je prodlouženo s klesajícím průměrem zahřáté oblasti na základě tažných sil aplikovaných na obou stranách. Na rozdíl od předešlé metody s plamenem, s konstantními tažnými silami, vykazuje laserová metoda efekt „samoregulace“, která automaticky zastaví proces tažení, když vláknenný průměr klesá k jisté hodnotě. To může být vysvětleno za pomoci vektorové difrakční teorie (Mie theory): s poklesem průměru vlákno vykazuje nižší schopnost absorbování laserové energie. Když klesne tento průměr až k jistému bodu, ve kterém vlákno nemůže

absorbovat dostatečnou energii pro udržení teploty měknutí, tak se úžicí proces zastaví, což umožňuje kontrolovat konečný průměr úženého mikrovlákná přednastavením výchozího výkonu. MNFs vyrobené laserovou metodou jsou však na straně druhé limitovány dosažitelností jistého průměru a obvykle nejdou pod 1  $\mu\text{m}$ . [16,43,45,68]



**Obr. 5:** Schematické zobrazení úžení optických vláken technikou zahřívání skenujícím  $\text{CO}_2$  laserovým svazkem. [45]

## 3.2. Tažení skleněných MNFs

Založeno na přístupu popsaném výše bylo oznámeno množství „tažných“ technik výroby skleněných MNFs s průměrem okolo či pod 1  $\mu\text{m}$ . V závislosti na požadované aplikaci a geometrických parametrech finálního MNF byly k fabrikaci použity různé preformy (optická vlákna, ionty dopovaná skla) a tepelné zdroje (plamen, laser, elektrické ohřívání).

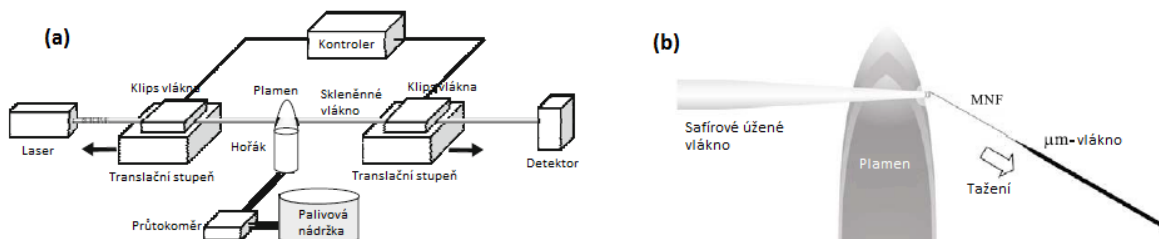
### 3.2.1. Úžení ze skleněných vláken

Úžení skleněných vláken představuje hlavní a jednoduchou cestu k výrobě MNFs, která plní požadavky mnoha aplikací. Když je standardní vlákno použito jako preforma, tak je potom připravené MNF obvykle připojeno, a to na obou koncích, jako jediné vlákno, což značně usnadňuje jak optické navázání, tak mechanickou manipulaci s MNFs skrze úženou oblast. V závislosti na požadovaných parametrech (průměr, délka, tvar) koncových MNFs a dalších činitelích, bylo demonstrováno několik technik pro úžení MNFs ze skleněných vláken.

#### Úžení optických vláken zahříváných plamenem

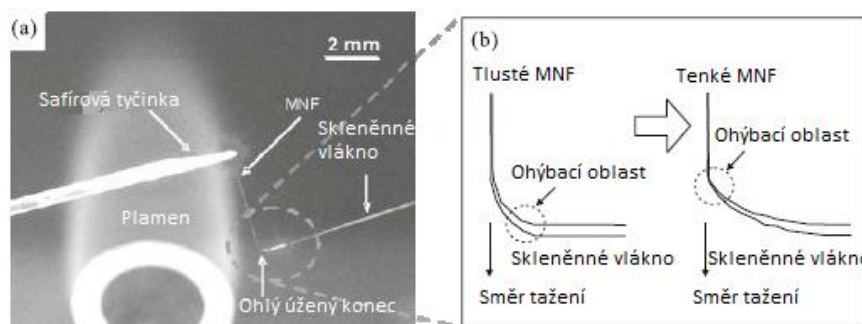
V důsledku toho, že je obvyklá efektivní délka MNFs pro většinu nanofotonických aplikací malá (menší než 1 mm) a průměr je mnohem menší než ten reformy, tak je pro tažení použit velmi malý segment reformy. Proto je pro výrobu MNFs s průměrem pod 1  $\mu\text{m}$  obvykle použit nepohyblivý plamen, namísto skenovacího. Obr. 6 (a) zobrazuje takovýto typický systém, kde je skleněné vlákno, jako reforma, instalováno na dva pohyblivé stupně. V závislosti na aplikaci může být preformou jak jednovidové, tak vícevidové vlákno a jejím materiálem křemenné či jiné sklo (*fosfátová, sodnovápenatá, boritokřemičitá*). Zdrojem tepla je tedy imobilní plamen z hořáku. K tažení vlákna, potom co je zahřáno na teplotu měknutí, se využívají dva motorizované posuvné stupně, s tažnou silou, pojízdnými vzdálenostmi a rychlostí kontrolovanou spínačem. A právě jejich precizní kontrolou můžeme přibližně předpovídat geometrické parametry vyráběných MNFs. Použitý plamen je relativně mírný a malý (méně jak 1 cm výška/tloušťka) a hoří v hořáku s milimetrovým ústím (tryskou). Palivo hořáku (vodíkový plyn či tekutiny s nízkým obsahem uhlíku jako metanol a etanol) je kontrolováno hmotnostním průtokoměrem. Tažný proces a přenosové

chování MNFs jsou na místě monitorovány laserem (*viditelný či IR*), který je napojen a veden skrz vlákno a MNFs. Na konci vlákna je detektor, jenž obdrží výstupní informace. Touto technikou jsou získávány MNFs s průměry hraničícími od stovek nm k několika  $\mu\text{m}$ . Za určitých podmínek mohou být občas získána i MNFs s průměry pod 100 nm. Takto připravené MNFs drží oběma konci připojena k standardním vláknům skrze úženou oblast, což je výhodné pro vedení světla v praktických aplikacích.



**Obr. 6:** Schematické zobrazení plamenem zahřívání systému k tažení MNFs z optických vláken (a). Schéma tažení MNF z mikrometrového vlákna omotaného okolo konce úženého safírového vlákna. [45]

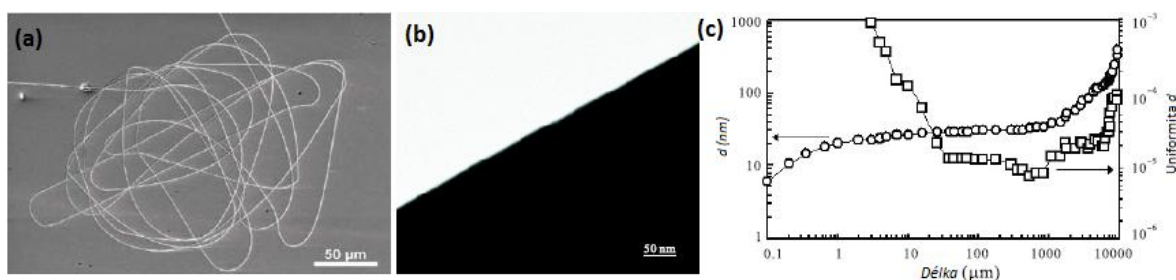
Jednostupňový přístup je jednoduchý a výhodný, nicméně když táhneme vlákna přímo z plamenem ohřáté oblasti (taveniny), nestabilita plamene obvykle ztěžuje kontrolu teplotního gradientu v úžené oblasti, následkem toho je těžké obdržet velmi tenká MNFs. Abychom drželi trvalé pracovní teploty pro úžení tenkých MNFs s vysokou reprodukovatelností procesu, bývá aplikována dvoustupňová tažná technika. Schematicky pohled na tuto metodu je podán na obr. 6 (b). Nejprve je mikrovlákn s průměrem několika  $\mu\text{m}$  odtaženo použitím tažení za ohřátí laserem či plamenem. Druhým krokem pro obdržení neměnných podmínek pro další redukci vlákenného průměru je použití úženého safírového vlákna s průměrem špičky okolo 100  $\mu\text{m}$  pro absorpci tepelné energie. Dojde k omezení tepla do malého objemu a pomoci udržet stále tepelné rozložení skrze jeho tepelnou setrvačnost během tažení. Když je jeden konec vlákna o mikrometrovém průměru ovinut okolo safírové špičky při teplotě měknutí skla (*cca 2000 K pro Si*), je safírový konec posunut o asi 0,5 mm z ohně, aby se předešlo tavení mikro vlákenné spirály. Aplikováním jisté tažné síly kolmo k ose safírového konce je mikrovlákn taženo v horizontální rovině rychlostí 1-10 mm/s do podoby MNF. Průměry takto připravených vláken mohou jít až k 50 nm.



**Obr. 7:** Úžení tenkých MNFs samoregulující se tažnou silou. Zvětšená fotografie z úžení asistovaného navázaným He-Ne laserem pro monitorování (a). Schematické zobrazení samotného samoregulujícího se procesu na ohybu (b). [45]

K výrobě dokonce tenkých MNFs lze v druhém kroku úžícího procesu namísto konstantní tažné síly použít samo-regulující tažnou sílu. Jak je ukázáno na obr. 7, elastický ohyb okolo úžené oblasti mikrovlákn můžeme vytvořit tím, že držíme mikrovlákn paralelně k safírovému zúženému konci a napínáním

připojeného mikrovlákná mezi sklo a safírový konec. Tahová síla vytvořená elastickým ohybem může být použita pro vlastní regulaci. Během počátečního stavu, kdy se táhne „tlusté“ MNF, které požaduje relativně velkou sílu, se vyskytuje ohybové centrum (okolo kterého je nejostřejší ohyb vystředěn) v objemné části úžené oblasti. Jak je vlákno prodlužováno a průměr MNF se snižuje, ohyb se povoluje a ohybové centrum se posunuje směrem k užšímu konci, z čehož vyplývají menší síly pro úžení tenčích MNFs, což je právě výhodné pro k tažení uniformních MNFs s velmi malými průměry. Samoregulace může také ihned srovnávat nepředvídatelné vlnění stejně jako teplotní fluktuace (kolísání viskozity skla) posunováním centra ohybu tam a zpátky, abychom se vyhnuli náhlým změnám v průměru MNFs. Tažení s konstantní silou může způsobit abrupci či dokonce zlomení MNFs. Zatímco touto metodou byly získány MNFs s průměry k 20 nm. Když je tažení dokončeno, MNF je připojeno k vláknu navazujícímu světlo na jednom konci a je samostatné na konci druhém. Když je pracovní teplota držena pod teplotu měknutí safíru (cca 2320 K), může být safírový koneček použit opakovaně. Pro monitorování v reálném čase je navazováno opět světlo z laseru (*He-Ne laser* s  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ), řízeny podmínky výroby (teplota, rychlost, síla), načež je dosahováno požadovaných vlastností (vysoká uniformita). Díky amorfní struktuře skla a povrchovému pnutí během výroby je příčný řez úženého MNF kruhový. Válcová geometrie MNF umožňuje získat přesné vyjádření vedených módů řešením (analyticky) Maxwellových rovnic. Pro MNFs tenčí než 100 nm může jít délka uniformní části až k 1 mm, zatímco MNFs silnějších než 200 nm mohou být dlouhá i stovky mm (obr. 8). Kolísání průměru takto vyrobených vláken je minimální a pro naprostou většinu aplikací přípustné, jak je vidět na obrázcích 8 (b,c). V poslední době s technikou úžení pomocí plamene využívajícího spolu s kyslíkem vysoké čistoty i izobuten, G. Brambilla a další uvedli u MNF průměrnou uniformitu ( $U_d = \Delta d/l$ ) nižší než  $5 \times 10^{-7}$  ( $d = 320 \text{ nm}$ ,  $l = 20 \text{ mm}$ , Si). Typická boční stěna MNF pak může vykazovat efektivní hrubost k 0,2 nm, což se blíží skutečné hrubosti skla ve formě taveniny. Vezmeme-li v úvahu, že délka vazby Si-O je cca 0,16 nm, taková hrubost představuje hladkost MNF povrchu na atomární úrovni a je mnohem menší oproti jiným výrobním metodám.

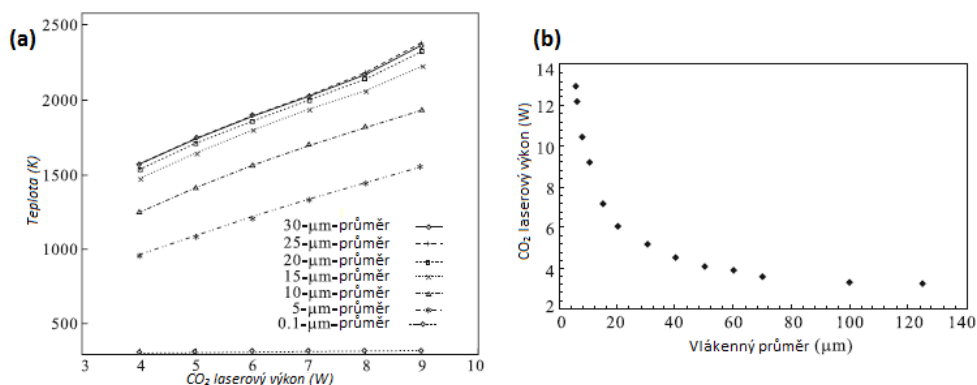


**Obr.8:** SEM obrázek 4 mm dlouhého MNF s průměrem 260 nm, stočeného na silikonovém waferu (a). TEM obrázek hrany 330nm Si MNF (b). Měřený průměr  $d$  a jeho uniformita  $U_d$  úženého Si MNF pomocí samoregulační metody, a to z důrazem na délku jeho vzdáleného konce (c). [45]

### Tažení optických vláken zahříváním laserem

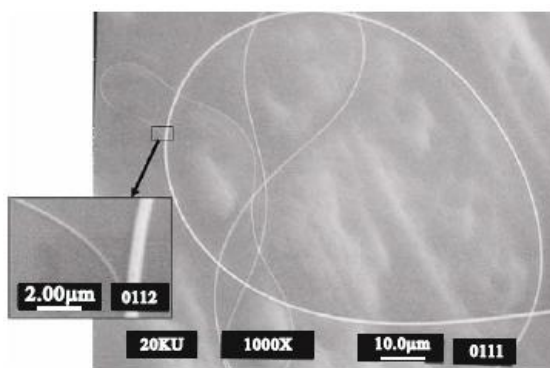
Laserové zahřívání plně eliminuje tok hořícího plynu, snižuje vliv proudění vzduchu, řeší problém čistoty a zjednodušuje dosažení reprodukce kontrolovaným výkonem laseru. Nicméně tažení velmi tenkých MNFs přímým ohříváním laserovým paprskem vyžaduje neproveditelný laserový výkon. Pro MNF zahřívána  $\text{CO}_2$  laserem je výkon získaný z laserového paprsku úměrný množství vlákna, tedy klesá úměrně vlákněmu poloměru na druhou. V tom samém čase je výkon rozptýlený vláknem díky přenosu vzduchem úměrný povrchové oblasti vlákna tak, že klesá lineárně s vlákněm poloměrem. Na jistém poloměru je disipovaný

(rozptýlený) výkon roven získanému výkonu a další zahřívání vlákna není dále možné. Z toho důvodu je minimální průměr mikrovláken limitován výkonem laserového paprsku. Obrázek 9 potvrzuje nemožnost výroby Si vláken se submikronovým průměrem za použití CO<sub>2</sub> laseru.



**Obr. 9:** Kolísání vláknenných teplot jako funkce použitého CO<sub>2</sub> laseru se svislou polarizací (a). Kalibrační křivka ukazující požadovaný laserový výkon jako funkci úženého průměru (b). [45]

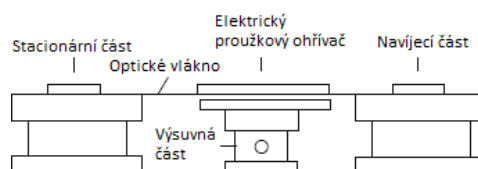
Přesto existují cesty jak vyrobit MNF nepřímým tavením křemenného vlákna použitím laseru. Optické vlákno je v nich umístěno do safírové trubičky – mikro pece, jež je vyhřátá paprskem CO<sub>2</sub> laseru. Velikost paprsku podél trubičky je kontrolována fokusací čoček. Soustava se skládá ze čtyř translačních částí, které umožňují výrobu bikónických úžených vláken s předem danou odchylkou průměru. Vláknenné konce jsou fixovány v částech 1 a 2. Část 3 je použita k přemístění vlákna jako celku s ohledem k laserovému paprsku. Safírová trubička byla přemístěna s ohledem k vláknu a laserovému paprsku částí 4. Tato část dovoluje vyjmutí trubičky ze sekce úženého vlákna po tažení, kdy je proces kompletní. Vnější a vnitřní průměr trubičky jsou voleny v závislosti na úžicích parametrech a jsou obvykle v řádu mm. Pro tyto rozměry trubiček je množství taveného vlákna mnohem menší, než množství odpovídající zahřáté oblasti safírové kapiláry. Proto není teplota uvnitř mikropece ovlivněna vláknenným poloměrem (jeho diferencí) při procesu úžení. Ilustrace výsledků takového úžení je poskytnuta na obr. 9, kde klesá MNF průměr od 700 nm k méně jak 100 nm a můžeme si tak povšimnout, že zahřívání safírové trubičky jen z jedné strany představuje teplotní gradient podél jejího příčného řezu. Pozdější efekt je malý pro tenká vlákna a může být dále snížen různými osově symetrickými ohřívacími technikami. Nepřímý laserový ohřívací systém může být kombinován právě jednou z těchto technik k dosažení velmi přesného a efektivního systému pro výrobu MNF.



**Obr. 9:** SEM snímek MNF úženého v safírové mikropícce translací jen jedné části. [45]

### Tažení optických vláken zahříváných elektrickým ohřívačem

Elektrické ohřívače jsou výhodné ve srovnání s plamennými a laserovými díky jejich jednoduchému provedení, ovladatelnosti a výhodách v aplikacích. Na rozdíl od plamenných hořáků netvoří rušivý průtok plynu a ani netvoří poškozující záření jako laserové ohřívače. Jejich nevýhodami jsou limitace v dosažení vysokých teplot a znečištění MNF při procesu úžení. Z těchto důvodů jsou elektricky zahříváné mikro píčky primárně používány pro tažení MNFs z materiálů s relativně malými teplotami měknutí (polymer a směsná skla). Nadto jimi bylo demonstrováno tažení z běžných optických vláken. Uvedme systém, kde byl plamenný ohřívač nahrazen proudově kontrolovaným grafitovým mikro ohřívačem, který pracuje v teplotním rozmezí 200 – 1700 °C a poskytuje mnohem lepší kontrolu teploty než plamenný hořák. Nadto je celý systém uskladněn v boxu z plexiskla, abychom se vyvarovali vzduchovým fluktuacím. Vláknem je taženo během zahřívání ve formě zužujícího se kužele dvěma posuvnými stupni, přičemž každý z nich poskytuje submikronovou přesnost. Byla vyrobena MNFs z LS (*lead-silicate*) a BS (*bismuth-silicate*). Byly demonstrovány MNFs mající délku do 100 mm s průměrem tak nízkým jako 90 nm. Uniformita vzorkovaná podél několika milimetrů vlákna byla v rozlišení SEM (okolo 5 nm) a ztráty na  $\lambda = 1550$  nm: část 1 dB/mm.



**Obr. 10:** Experimentální sestava pro výrobu dlouhých MNF použitím elektrického proužkového ohřívače a rotační části.[45]

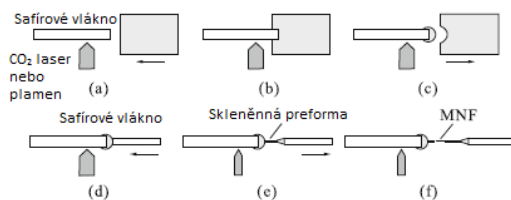
Na obr. 10 je navržená soustava pro tažení, kde je jedna strana taženého vlákna zafixována na kraji pevné části. Tavená část vlákna je umístěna do elektrického proužkového ohřívače a další část vlákna byla fixována na kraji otočné části. Otočná část slouží pro simultánní tažení a navíjení MNF. Užitím tohoto principu je možné získat MNF dlouhá několik desítek cm, které mají v průměru 900 nm a optické ztráty na  $\lambda = 532$  nm okolo 0,1 dB/cm. [16,45,68]

### 3.2.2. Tažení MNFs přímo z objemových skel

Tato část představuje jednoduchou techniku pro přímé tažení MNFs z objemových skel, uveřejněnou nedávno, ve které jsou ohřátá safírová vlákna použita k natavení skla a tažení MNFs s vysokou uniformitou a reprodukovatelností. Tato metoda je založena na oproštění se od optického vlákna ve výchozím bodě, což je jistá limitace pro MNFs vyráběná výše popsanými metodami, jelikož závisí na optickém vláknu taženém předtím. Popišme si tedy sofistikovanější přístup tažení, poskytující lepší výsledky než tažení pomocí luku a šípu zmíněné dříve.

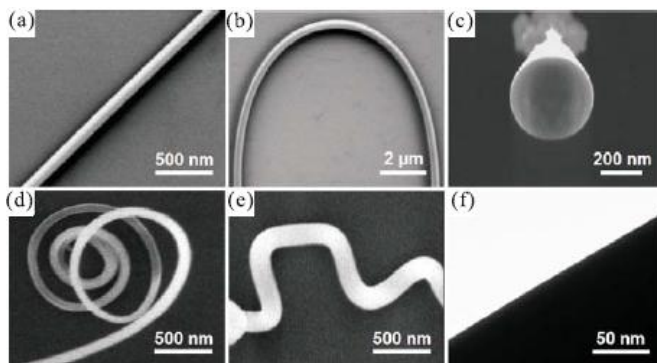
Výrobní proces pro přímé tažení skleněných MNFs je schematicky ilustrován na obr. 11. Nejdříve je k zahřátí safírového vlákna (*stovky  $\mu\text{m}$  v průměru*) na teplotu dostatečně vysokou pro tavení skla použit CO<sub>2</sub> laser či plamen a sklo je poté posunuto k vláknu. Když je vlákno ponořeno ve skle skrze lokální natavení, sklo je odtahováno s částí taveniny ulpěné na vlákně. Za druhé je do kontaktu se sklem potaženým koncem safírového vlákna přivedeno další safírové vlákno a ohřevný výkon snížen či odstraněn, aby tavenina

vychladla na vhodnou teplotu ( $800 - 1000\text{ K}$  pro fosfátové sklo) pro tažení a potom je druhé safírové vlákno vytahováno z taveniny rychlostí  $0,1 - 1\text{ m/s}$  k získání kónického vlákna, dokud se při úžení (kónická část) nepřetrhne. Když je proces ukončen, je na samostatné straně kónického vlákna vytvořeno MNF požadované délky.



**Obr. 11:** Schematický diagram ilustrující přímé tažení MNFs z objemových skel. Sklo jde k zahřátému safírovému vláknu (a). Konec vlákna je ponořen do skla (b). Část roztaveného skla zůstane na konci vytaženého vlákna (c). Do kontaktu přichází druhé safírové vlákno (d). Teplota je snížena a druhé vlákno je vytahováno (e). Obdržení MNF (f). [45]

Pro úžení MNFs z chemicky nestabilních materiálů bývá aplikována atmosféra inertního plynu ( $\text{Ar}$ ,  $\text{N}$ ) s laserovým zahříváním. Tato technika může být aplikována na prášková (rozdrcená) skla, dovolující přizpůsobovat optické vlastnosti MNFs složením výchozího prášku. Krom toho, užitím této techniky, mohou být MNFs tažena z extrémně nízkých počátečních množství skla. Použitím této techniky bylo k úžení vysoce uniformních MNFs s průměry k  $50\text{ nm}$  a délkami k desítkám milimetrů použito množství skel, zahrnující fosfát, fluorid, křemičitan a telurová skla. To je ostatně vidět na obr. 12. Typická efektivní (RMS) hrubost boční stěny těchto MNFs je okolo  $0,3\text{ nm}$ . Vynikající stejnorodost průřezu, povrch bez defektů, velká pevnost a ochota přijmout iontové dopanty, stejně jako malé rozměry pro jednomódový režim, dělají z těchto MNFs ideální a všestranné produkty pro fotonické aplikace. [45,68]



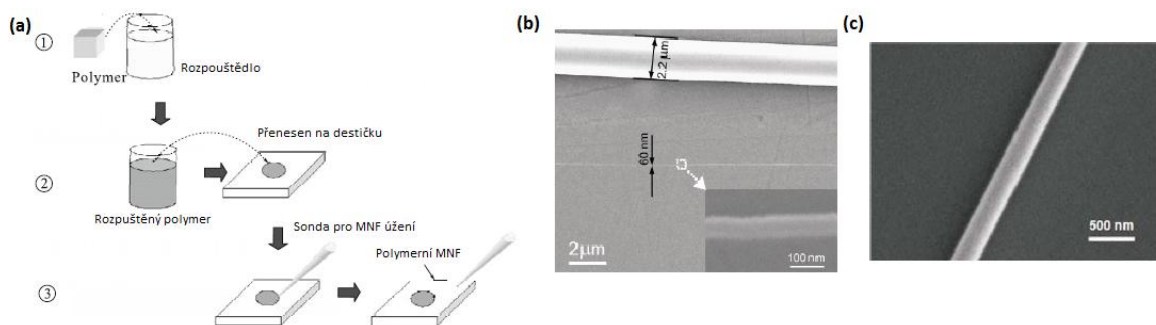
**Obr.12:** Charakterizace takto tažených MNFs pomocí elektronového mikroskopu. SEM snímek  $100\text{ nm}$  Te MNF (a). SEM snímek  $320\text{ nm}$  Si MNF (b). SEM snímek příčného řezu  $400\text{ nm}$  Te MNF. SEM snímek spirály z  $80\text{ nm}$  Ph MNF (d). SEM snímek  $170\text{ nm}$  Te MNF s ostrými ohyby (e). TEM prošetření okraje  $210\text{ nm}$  Ph MNF (f). [43]

### 3.3. Tažení polymerních MNFs

Kromě skla je dalším excelentním materiálem pro fotoniku polymer, který může být snadno formován s vysokou přizpůsobivostí. Vlastně v jistých ohledech polymery představují speciální výhody oproti jiným materiálům. Trvale selektivní povaha polymerů umožňuje jednoduché rozptýlení molekul plynu do polymerní matrice, což může být obtížné pro ostatní materiály jako krystaly a sklo. Polymery jsou také vlídné k řadě funkčních dopantů, od oxidů kovů, přes fluorescentní barviva, až k enzymům a jsou připraveny nabídnout rozličné možnosti pro fotonické aplikace založené na jejich příznivých optických a elektrických

vlastnostech. Nadto, když je polymer rozpuštěn v rozpouštědle, vykazuje vysokou poddajnost a ohebnost při tvarování a úžení za pokojových teplot. Nejsou tedy nutné vysoké teploty, které jsou nezbytné u skla. Proto se polymery v posledních letech stále více využívají. Ve spojitosti s polymery se využívá velké množství technik zahrnující chemické syntézy, elektrochemické syntézy, nanolitografii, elektrospinning. Mezi těmito technikami však dominuje fyzické tažení, díky excelentní povrchové hladkosti a stejnorodosti v průměru, což jsou kritické vlastnosti pro nízkoztrátové optické vedení.

Základní procedura fyzického tažení rozpuštěných polymerů je schematicky ilustrována na obr. 13 (a). Nejprve je polymer rozpuštěn v jistém druhu rozpouštědla, které může být později jednoduše vypařeno při tažení vlákna. K funkcionalizaci MNF mohou být v této části procesu přidány do rozpouštědla ony funkční materiály. Za druhé, potom co je polymer kompletně rozpuštěn a dobře promísen s funkčními materiály, je pro tažení MNF odlita na desku (skleněná destička nebo Si wafer) kapička roztoku. Poté je do této kapičky roztoku vnořena sonda (AFM hrot, či sonda z úženého vlákna). Když je do jistého stupně odpařeno rozpouštědlo, tak že viskozita rozpuštěného polymeru je vhodná pro tažení, sonda je vytažena a tak se táhne polymerní MNF. Potom co je rozpouštědlo kompletně odpařeno, získáme polymerní MNF.



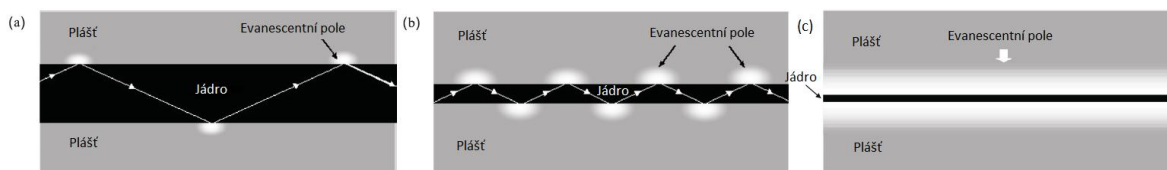
**Obr. 13:** Základní procedura pro fyzické tažení polymerních MNFs (a). SEM snímek PMMA MNFs tažených z PMMA (b). SEM snímek 290nm PMMA MNF dopovaného BTB (c). [45]

Použitím této techniky je taženo množství polymerních MNFs jako PMMA, PS, PAM, či také MNFs z PVA nebo vlákna z Phenylalaninu a to opět s vysokou uniformitou a malým průměrem. Obvykle mohou být průměry takto tažených MNFs zhruba kontrolovány rychlostí tažení a koncentrací rozpouštědla v čase tažení. Na obrázku 13 (b) je SEM snímek typicky taženého PMMA MNF, které je taženo z roztoku PMMA připraveného rozpuštěním PMMA ( $M_w = 350\,000$ ; Alfa Aesar) v chloroformu. Průřez takto tažených vláken může být velmi malý – 60 nm a jejich boční stěna velmi hladká. Na základě ochoty přijímat cizí dopanty polymerní maticí, mohou být taková vlákna dopována množstvím materiálů bez následků na dobrou celistvost a uniformitu. Na obr. 13 (c) je typický SEM snímek 290nm BTB dopovaného PMMA MNF. Vláknko je taženo z roztoku chloroformu obsahujícího 0,5 hm% BTB (Alfa Aesar) a 5 hm% PMMA ( $M_w = 350\,000$ ; Alfa Aesar). Je jasně vidět jedinečná uniformita a povrchová hladkost. Nadto byly syntetizovány elektrickým včleňováním optických a magnetických nanočástic multifunkční kompozitní polymerní MNFs. [13,20,29,45,48,49,50,54,58]

## 4. Popis šíření světla

Při popisu šíření světla v MNFs budeme sice vycházet z běžných optických vláken, nicméně vzhledem k faktu, že MNFs mají menší rozměr než je vlnová délka optického signálu, který mají vést, je správné nejen očekávat, že se tu bude světlo šířit za jistých podmínek, lišících se od těch u běžných optických vláken, ale též že budou takováto vlákna vykazovat nové, jedinečné vlastnosti.

Jak je ilustrováno na obr. 14 (a), pomocí paprskové optiky, světlo vedené podél vlákna je „uzavřeno“ (uvězněno) a vedeno uvnitř totálním odrazem. Tato skutečnost není ničím novým a je popsána v mnoha knihách. Je však jasně patrné, že v oblasti reflexe, kde světlo naráží na rozhraní, jistá jeho část proniká hranicí jádra s vyšším indexem lomu a šíří se jako evanescentní (tlumené, zanikající) pole ve vnějším obalu. Posléze se vrací zpátky do jádra vlákna, tvořené však odraženým paprskem se slabě posunutou axiální složkou. Dochází tedy k posunu v axiálním směru, jež je známý jako tzv. Goos-Hänchenův posun. Jde v podstatě o tunelový jev na základě Heisenbergova principu neurčitosti, kde světlo překonává potenciálovou bariéru na rozhraní jádro/plášť. Když je tedy průměr jádra menší, světlo proniká rozhraním častěji a pravděpodobnost šíření ven z jádra, jako evanescentní vlny, roste. Tento případ je ilustrován na obr. 14 (b).



**Obr. 14:** Optické vedení v standardním optickém vlákně, které se spoléhá na vnitřní totální odraz, kde je průměr takového vlákna relativně velký (a) a relativně malý (b). Optické vedení v MNF s průměrem pod  $\lambda$  vedeného světla (c). [45]

Když jde průměr jádra pod vlnovou délku světla, hodně těchto „částí“ energie (výkonu) světla se šíří mimo jádro, jak je ukázáno na obr. 14 (c). V takovém případě není průměr vlákna dostatečně silný pro generování ustáleného elektromagnetického pole skrz interference odraženého světla (rušení) a světlo není uvězněno uvnitř. Z toho vyplývá, že aproximace pomocí paprskové optiky nemůže být použita a světelné paprsky by měly být nahrazeny elmg. polem. Pro vlákna s průměrem jádra pod vlnovou délku světla je požadován vysoký kontrast indexu lomu mezi jádrem a pláštěm pro obdržení jistého stupně optického „omezení“ (uvěznění), které je požadováno od světelných vlnovodů v praktických aplikacích. Protože index lomu optického vlákna (nejčastěji vyrobeného z křemene) není vysoký, tak jsou pro obal jádra obvykle používána nízkoindexová média (prostředí) jako vakuum, vzduch, voda nebo polymery. [6,45]

### 4.1. Principy šíření světla

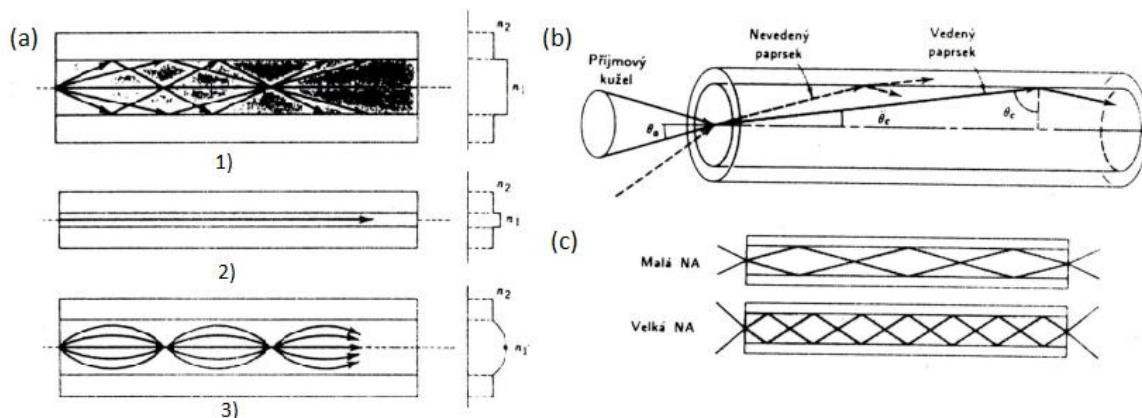
Pro další popis si raději zmiňme některé základní úvahy spojené s popisem šíření světla vlnovody, a jelikož je ono šíření popsáno v mnoha publikacích, pro komplexnější náhled do problematiky odkazují např. na citovanou literaturu, zde se omezíme jen na obecný popis nutný k pochopení problematiky MNF.

Vlákna rozlišujeme na ty se skokovou změnou  $n$  a na tzv. gradientní, u kterých se  $n$  mění spojitě. Podle jiného hlediska, drah procházejících paprsků, se vlákna dělí na jednomodová a mnohamodová, obojí je

znázorněno na obr. 15 (a). Ze Snellova zákonu a kritického úhlu pro totální odraz získáme hlavní charakteristiku vlákna, a sice numerickou aperturu:

$$NA = n_0 \cdot \sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1)$$

Jak lze vidět na obr. 15 (b), tak podmínka totálního odrazu vyžaduje uvnitř vlákna úhly větší než kritický úhel pro totální odraz,  $\theta_c$ , tedy dopadové úhly z „kuželu“ vymezeného akceptačním úhlem  $\theta_a$ . Vedené paprsky splňující tuto podmínku jsou zobrazeny na obr. 15 (c). Tyto paprsky se mohou šířit buď v rovině obsahující osu vlákna, jako paprsky meridiánové, nebo po šroubovicové trajektorii, jako paprsky kosé.



**Obr. 15:** Geometrické uspořádání, profil indexu lomu a typické paprsky (1) v mnohamodovém vlákně se skokovou změnou indexu lomu, (2) v jednomodovém vlákně se skokovou změnou indexu lomu a (3) v mnohamodovém gradientním vlákně (a). Příjmový (aperturní) úhel  $\theta_a$  vlákna (b). Vláknem s větší NA má větší schopnost přijímat světlo (c). [31]

Na základě přidružení příčné elmg. rovinné vlny (TEM) každému optickému paprsku je výsledné elmg. pole šířené vláknem dáno superpozicí těchto vln. Díky omezenému prostoru vlnovodu a interferenci světla, se ve vlákně vytvoří jednotlivé paprsky, které jsou vlastně stojatým vlněním. Z pohledu elmg. optiky jde o ustálenou elmg. konfiguraci ve vlákně. Energie navázaná do vlákna se přerozděluje tak, aby se mohla vláknem šířit a aby jednotlivé módy splňovaly podmínku stojatých vln. Vektor intenzit el. pole je rovnoběžný s osou vlákna a při každém vnitřním odrazu dochází k změně fáze. Podmínkou „dobrého“ šíření vln je, aby se po odrazech setkávaly ve fázi, tj. aby celkový náběh fáze byl roven celistvému násobku  $2\pi$ . Jedná se o splnění tzv. selfkonzistenční podmínky, tedy opětovného zrekonstruování vlny po dvou po sobě následujících odrazech. Tato podmínka mimo to zaručuje, že příčné rozložení pole je invariantní vůči posunutí podél osy vlnovodu. Vlny splňující tento požadavek se nazývají vlastní módy (také módy nebo vidy) vlnovodu.

V optickém vlákně se mohou šířit bez velkých ztrát tedy jen určité světelné vlny – módy, což jsou vlny, které mají všude podél osy vlnovodu stejné příčné rozložení pole a stejnou polarizaci. Na základě toho se dá říci, že paprsky jsou jistou aproximací módů. Módy můžeme rozdělit na vedené (splňují podmínku totálního odrazu a vedené jádrem), radiační, neboli vyzářující (navázané pod větším úhlem než NA a netvořící tak stojaté vlny v jádře – ztráta  $E$ ) a tunelující (přecházející mezi vedenými a radiačními). Vedené módy vymezuje konstanta šíření  $\beta$ . Pro vedené módy potom platí:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_2 \leq \beta \leq \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \quad (2)$$

Počet módů ve vlákne se dá vypočítat např. pomocí normalizované frekvence (zohledňuje kmitočet, velikost a materiál vlákna):

$$V = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot NA \quad (3)$$

Celkový počet módů pro klasické skokové Si vlákno je:  $M = V^2/2$ , pro gradientní:  $M = V^2/4$ ; roste tedy s poměrem  $d/\lambda$ . Módy vyšších řádů svírají s osou větší úhly, což má za následek nižší propagační konstanty  $\beta$ . Proto je často vyžadována jednomódová podmínka vedení znamenající vyšší přenosové kapacity, např. u vlákna se skokovou změnou indexu lomu je  $V < 2,4$ . Jednomódový režim tedy vyžaduje vlákno s malým poloměrem jádra a s malou hodnotou  $NA$  (tj.  $n_2$  se málo liší od  $n_1$ ) nebo dostatečně velkou  $\lambda$ . Zvonovité příčné rozložení pole základního módu je podobné Gaussovskému profilu. Uvažujeme-li impuls záření (vlnové klubko), šířící se tzv. grupovou rychlostí, vztahující se k obálce amplitudy, neboli k rychlosti šíření signálu, a konstantu šíření pro jednotlivé módy, která je závislá na frekvenci, dostaneme pro různé módy různé grupové rychlosti. Módy vyšších řádů, jež se šíří pod větším úhlem, mají nižší grupovou rychlost v důsledku delší uražené dráhy.

Pro aplikace je důležitým parametrem optického vlákna útlum, vyjadřující výkonové ztráty při šíření světla. Vyjadřuje se zpravidla v decibelech:

$$\gamma = 10 \log \left( \frac{P_1}{P_2} \right) \quad (4)$$

a obvykle se vztahuje na délku vlákna 1 km (u MNF obvykle na cm), přičemž  $P_1(P_2)$  je světelný výkon na vstupu do vlákna (výstupu z něj). Ztráty mohou být způsobeny nehomogenitami materiálu vlákna a geometrickými poruchami, rozptylem světla (zejména Rayleighův rozptyl na nehomogenitách menších než  $\lambda$ ) a absorpcí světla v materiálu jádra (může obsahovat příměsi). Například tavený křemen absorbuje světlo v UV spektrální oblasti (elektronové a molekulární přechody) a v IR spektrální oblasti (vibrační přechody). Dalším faktorem podílejícím se výrazně na útlumu je disperze, tedy rozšiřování přenosových pulzů. Na disperzi se podílejí tři jevy. Materiálová je způsobena závislostí  $n(\lambda)$ , každý puls postupuje s jinou grupovou rychlostí (frekvencí) a výsledkem je rozplývání pulzu. Pro tavený křemen vychází nulová pro  $\lambda \sim 1,3 \mu\text{m}$ . Rozplývání pulzu může být způsobeno i intermodovou disperzí v důsledku jiných optických drah a dob průchodu u mnohamódových vláken. Posledním typem je intramódová disperze, související s faktem, že se parametry módů liší pro různé  $\lambda$ . Ta se ovšem projevuje i u jednomódových vláken. Podrobněji o optických ztrátách v podkapitole 5.2. [16,21,31,45,67]

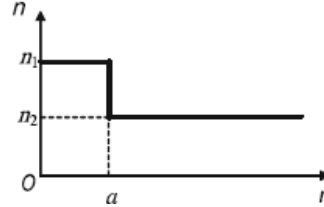
## 4.2. Základní vlnovodné vlastnosti ideálních MNFs

Vlnovodná teorie pro „subwavelength diameter“ cylindrická vlákna je založena na Maxwellových rovnicích a okrajových matematických podmínkách. Pro teoretický výzkum je speciální výhodou válcových vláken možnost obdržet analytická řešení všech módů podporovaných vlnovodem se značným usnadněním studia a pochopením vlnovodech vlastností MNFs. Pro základní výzkum považujeme u přímých vláken kruhový příčný řez, hladké boční stěny, uniformní průměr a nekonečné vzdušné opláštění se skokovou změnou indexu lomu. Délka takovýchto vláken je dostatečná k zavedení prostorového stacionárního stavu a průměr vláken ( $d$ ) není příliš malý ( $d > 10 \text{ nm}$ ), takže permitivita ( $\epsilon$ ) a permeabilita ( $\mu$ ) materiálu může být

použita k popisu odezvy dielektrického prostředí událostí elmg. pole. Profil indexu lomu vlnovodného systému je potom vyjádřen na obr. 16 pomocí tzv. hraniční podmínky:

$$n(r) = \begin{cases} n_1, & 0 < r < a \\ n_2, & a \leq r < \infty \end{cases} \quad (5)$$

kde  $a$  je poloměr vlákna. Obvykle, jak materiál vlákna, tak jeho okolní prostředí jsou dielektrika (izolanty se schopností být polarizovány) a jsou použity v jejich průhledné spektrální oblasti.



**Obr. 16:** Profil indexu lomu vzduchem obklopeného MNF.

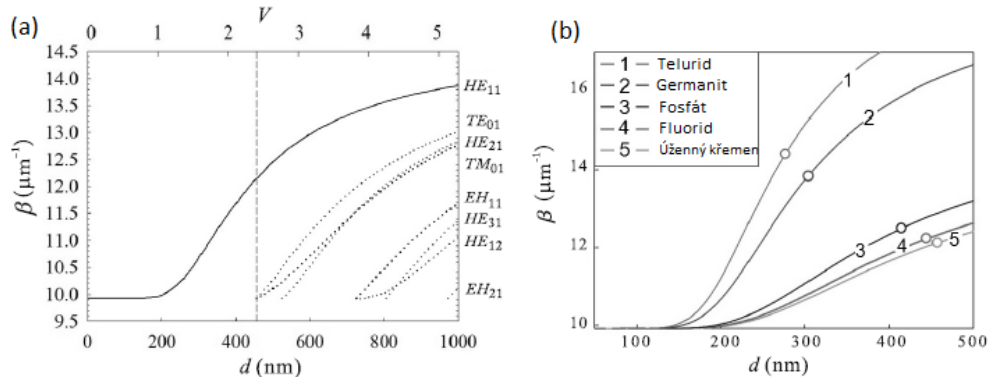
Proto může být s MNFs zacházeno jako s nedisipativními zdroji volného vedení vln a Maxwellovy rovnice u nich mohou být redukovány do následujících Helmholtzových rovnic:

$$(\nabla^2 n^2 k^2 - \beta^2)e = 0, (\nabla^2 n^2 k^2 - \beta^2)h = 0 \quad (6)$$

kde  $k = 2\pi/\lambda$  je vlnový vektor a  $\beta$  je konstanta šíření (propagační konstanta). Exaktní řešení tohoto modelu bylo velmi dobře prošetřeno a vyústilo ve vlastní hodnoty rovnic pro módy:

$$\begin{aligned} \frac{HE_{vm}}{EH_{vm}} & \left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{WK_v(W)} \right\} \left\{ \frac{J'_v(U)}{UJ_v(U)} + \frac{n_2^2 K'_v(W)}{n_1^2 WK_v(W)} \right\} = \left( \frac{v\beta}{kn_1} \right)^2 \left( \frac{V}{UW} \right)^4 \\ TE_{0m} & \frac{J_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_0(W)} = 0 \\ TM_{0m} & \frac{n_1^2 J_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{n_2^2 K_1(W)}{WK_0(W)} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Kde  $J_v$  je Besselova funkce prvního druhu a  $K_v$  je modifikovaná Besselova funkce druhého druhu,  $U = \frac{d(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}}{2}$ ,  $W = \frac{d(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}}{2}$ ,  $V = \frac{k_0 d(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{2}$  a  $d = 2a$  je průměr MNF. Pro vzduchem obalené Si vlákno je index lomu vzduchu,  $n = 1,0$ . Index lomu křemíku ( $n_1$ ) můžeme získat Sellmeierovým disperzním vztahem (za pokojové teploty). Numerickým řešením modových rovnic s parametry indexu lomu vzduchu ( $n_2 = 1,0$ ), křemíku ( $n_1 = 1,46$  na  $\lambda = 633 \text{ nm}$  a  $n_1 = 1,44$  na  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) a konstantou šíření těch vedoucích módů podporovaných takovýmto vláknem ( $\beta$ ), můžeme obdržet jejich vlastní hodnoty. Obr. 17 (a) ukazuje, že když je vlákenný průměr redukován k určité hodnotě (označené jako  $d_{SM}$ , odpovídající  $V = 2,405$ ), existuje jen  $HE_{11}$  mód (plná linka) a odpovídá jednomodovému režimu. Když průměr překročí  $d_{SM}$ , objeví se módy vyšších řádů (označeny tečkovaně). Této hodnotě se říká kritický průměr (pro jednomodový režim). Na obr. 17 (b) jsou pro srovnání zobrazeny konstanty šíření  $HE_{11}$  módů (základních módů) několika typů skleněných MNFs provozovaných na  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .



**Obr. 17:** Vypočítané propagační konstanty vzduchem obklopeného Si MNF na 633nm vlnové délce, přerušovaná svislá čára značí kritický průměr  $d_{SM}$  (a). Vypočítané propagační konstanty pro  $HE_{11}$  módy (základní) několika typů skleněných MNFs s indexy lomu: 1,46 (Si), 1,48 (Fluorid), 1,54 (Fosfát), 1,89 (Germanit) a 2,02 (Te) provozovaných na 633nm  $\lambda$ . přičemž kroužky značí hraniční průměry vláken (b). [45]

Podobně jako pro slabě vedoucí optická vlákna, jednomodová podmínka vzduchem obklopených „silně vedoucích“ MNFs může být obdržena z vrchních rovnic pro  $TE_{0m}$  a  $TM_{0m}$  módy, jako:

$$V = \frac{\pi \cdot d_{SM}}{\lambda_0} \cdot (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx 2,40 \quad (8)$$

a její grafické vyjádření je na obr. 17 (b) a  $d_{SM}$  pro typické  $\lambda$  je zobrazeno v tabulce 1 spolu s  $d_{SM}$  pro ostatní typy skleněných vláken pracujících na  $\lambda = 633$  nm.

| Vláknenný materiál       | Fluorid | Fosfát | Germanát | Telurid |
|--------------------------|---------|--------|----------|---------|
| Typický index lomu       | 1,48    | 1,54   | 1,89     | 2,05    |
| $d_{SM}$ ve vzduchu (nm) | 444     | 414    | 304      | 275     |

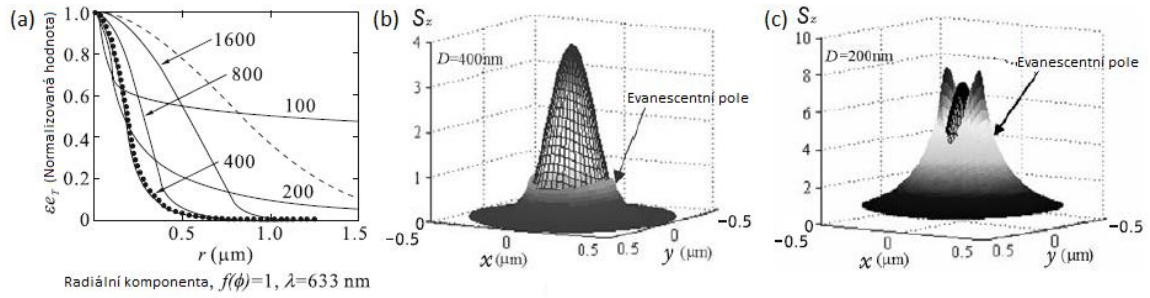
**Tabulka 1:** Hodnoty  $d_{SM}$  pro vzduchem obklopené skleněné MNFs na  $\lambda = 633$  nm (Index vzduchu = 1,0). [45]

Když je MNF dostatečně tenké na to, aby bylo jednomodové, jsou jím podporovány jen základní módy ( $HE_{11}$  módy) a v tom případě se zjednoduší rovnice pro módy  $HE_{vm}$  a  $EH_{vm}$ . Elektrická komponenta pole základních módů je vyjádřena uvnitř a vně jádra v souřadnicích  $e_r$ ,  $e_\phi$ ,  $e_z$  a z těchto e-komponent mohou být obdrženy h-komponenty pole. Posléze jsme schopni za využití numerického řešení konstant šíření ( $\beta, \gamma$ ) dosazených do těchto elmg. komponent obdržet celkové elektromagnetické pole  $HE_{11}$  módů:

$$\vec{E}(r, \phi, z) = (e_r \hat{r} + e_\phi \hat{\phi} + e_z \hat{z}) e^{i\beta z} e^{-i\omega t}, \quad (9)$$

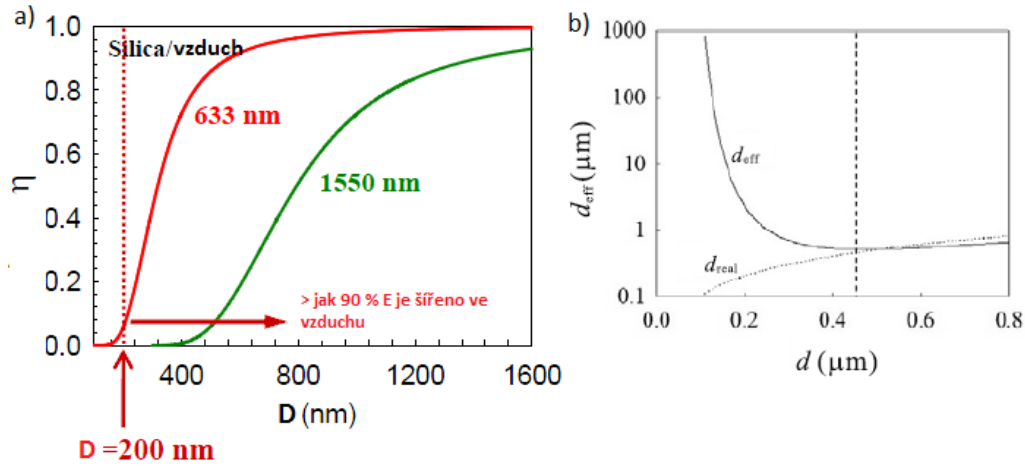
$$\vec{H}(r, \phi, z) = (h_r \hat{r} + h_\phi \hat{\phi} + h_z \hat{z}) e^{i\beta z} e^{-i\omega t}$$

Jak je vidět pro srovnání na obr. 18 (a), Gaussovský profil (čárkovaná čára) je poskytnut v radiální distribuci, a MNF s průměrem  $d_{SM}$  je také poskytnuto (tečkovaná čára). Ve srovnání s Gaussovským profilem, vzduchem obklopené Si MNF ukazuje o dost těsnější omezení pole uvnitř a jistý rozsah  $d$  (okolo 400 nm), díky většímu kontrastu  $n$  mezi vzduchem a křemíkem. Když se  $d$  zmenší na jistou hodnotu (200 nm), pole se rozšíří do delší vzdálenosti s význačnou amplitudou, značící že většina pole již není déle (těsně) vázána uvnitř nebo okolo vlákna.



**Obr. 18:** Elektrická radiální komponenta HE<sub>11</sub> módu vzduchem obklopeného Si MNF pro jeho různé průměry (a). Poyntingův vektor ve směru osy z, a to 200nm a 400nm Si MNFs, pracujících na 633nm  $\lambda$ , kde sítovaný profil stojí za propagací pole uvnitř MNF a gradientní profil zobrazuje evanescentní pole vedené ve vzduchu (b,c). [45]

Pro ideálně rovné a uniformní MNF s perfektní válcovou symetrií nenastává čistý tok energie v radiálních ( $r$ ) nebo azimutálních ( $\phi$ ) směrech. Jak je vidět na obr. 18 (c), zatímco pro 400nm MNF je držen většinový výkon uvnitř Si jádra, u 200nm MNF zůstává větší množství světla vně ve formě evanescentní vlny. Částečný výkon uvnitř jádra ( $\eta$ ) reprezentuje procento vázaného světelného výkonu uvnitř pevného jádra a je zobrazen jako funkce vlákenného průměru na obr. 19 (a). Těsné držení je užitečné pro redukování modální šířky a zvýšení integrované hustoty optických obvodů s menším rušením, zatímco slabší „vazba“ je výhodná pro energetickou výměnu mezi MNFs na krátké interakční délce, stejně jako pro vývoj vysocecitlivých optických senzorů. Více intuitivní obraz výkonového rozložení v radiálním směru je poskytnut na obr. 19 (b), kde  $d_{eff}$  je definovaný jako  $d$ , ve kterém je drženo okolo 86,5 % celkového výkonu. A ukazuje, že když je vlákenný průměr velmi malý, roste  $d_{eff}$  drasticky s klesajícím  $d$ . Bod překrytí obou linek ( $d_{eff}$  a  $d_{real}$ ), které se protínají blízko jednomodového hraničního průměru ( $d_{SM}$ ), může reprezentovat použitelný vlákenný průměr pro minimální efektivní modální průměr.

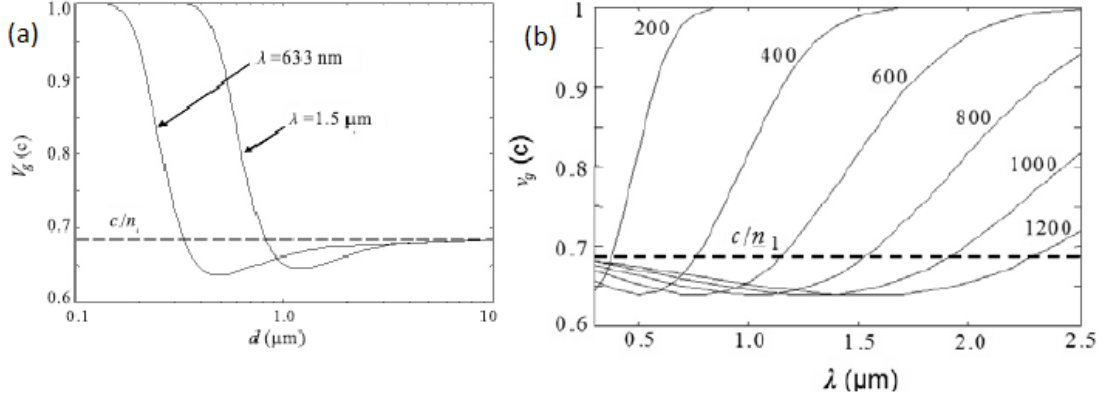


**Obr. 19:** Částečný výkon základních módů uvnitř jádra vzduchem obaleného Si MNF pracujícího na dvou  $\lambda$ . V místech ohybu je  $d_{SM}$ , navíc je vyznačena význačná hodnota (a). Efektivní průměry ( $d_{eff}$ ) světelných polí základních módů toho samého Si MNF z vedlejšího obrázku, včetně  $d_{SM}$  (přerušovaná svislá čára), zde však pracujícího jen na  $\lambda = 633$  nm (b). [43]

Co se týče grupové rychlosti HE<sub>11</sub> módu pro MNF; tu můžeme získat jako:

$$v_g = \frac{c\beta}{n_1^2 k [1 - 2\Delta(1 - \eta)]} \quad (10)$$

Z obr. 20 (a) je patrné, že kde je  $d$  velmi malé ( $300 \text{ nm}$  na  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ),  $v_g$  se blíží rychlosti světla ( $c$ ) ve vzduchu či vláknu, jelikož je nejvíce vedené energie rozšířeno ve vzduchu. Jak  $d$  roste, víc a víc energie vstupuje do jádra vlákna, které zvyšuje index lomu MNF a snižuje  $v_g$ . Z obr. 20 (b) je zase vidět, že pro dané  $d$  se  $v_g$  blíží  $c$ , když je velmi velká  $\lambda$  a  $c/n_1$ , když je velmi malá a to s minimem menším než právě  $c/n_1$ .

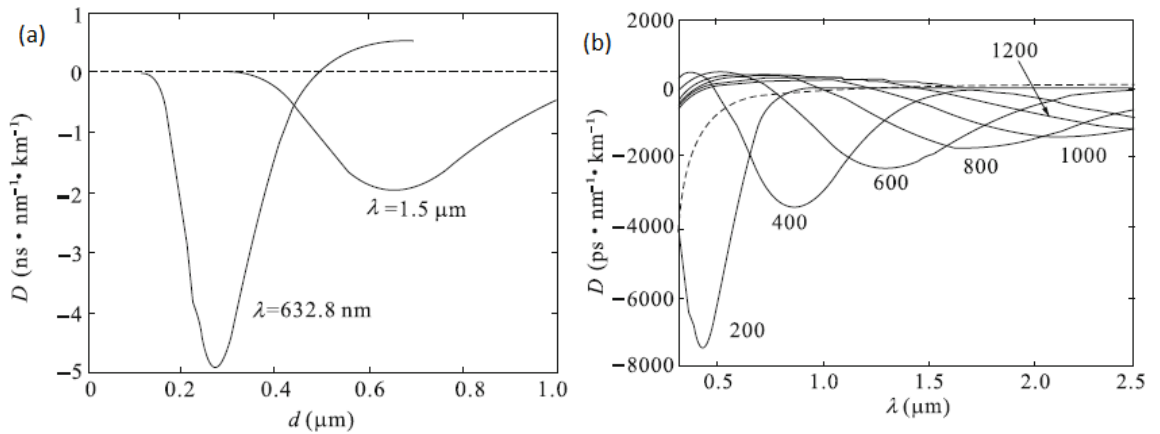


**Obr. 20:** Na průměru závislé grupové rychlosti základních módů vzduchem obklopeného Si MNF (a). Na vlnové délce závislé grupové rychlosti základních módů vzduchem obklopeného Si MNF, vlákenné průměry v nm jsou uvedeny nad jednotlivými křivkami (b). [45]

Z grupové rychlosti je možné obdržet disperzi ( $D$ ) MNF jako:

$$D = \frac{d(v_g^{-1})}{d\lambda} \quad (11)$$

Obrázek 21 ukazuje, že vlnovodná disperze MNF může být srovnávána se slabě vedoucími vlákny a objemovými materiály. Výběrem vhodného vlákenného průměru může být vlnovodná disperze MNF uvnitř daného spektrálního rozsahu kladná, nulová či záporná. Kontrolou šíření světla a nelineárními efekty přizpůsobujícími disperzi vlnovodu, široce užívanými v optických komunikacích a nelineární optice, nabízejí pro MNF nové možnosti. [5,6,31,43,45]



**Obr. 21:** Na průměru (a) a na vlnové délce (b) závislá vlnovodná disperze vzduchem obklopených Si MNFs. Na obrázku (b) jsou nad křivkami zobrazeny průměry vláken (nm) a materiálová disperze je značena přerušovanou čarou. [45]

## 4.3. Teorie MNFs s mikroskopickými neuniformitami

Elektromagnetická vlna šířící se podél vlnovodu prochází změnami na neuniformitách. Krátkodosahové neuniformity, které mají relativně malou charakteristickou délku  $L$  a charakteristickou veličinu  $\varepsilon$ , můžou být považovány jako odchylky a výsledky ve změnách, které se mění v závislosti na poměru  $\varepsilon$  a  $L$  lineárně, nebo podle tzv. zákona výkonu. Nicméně teorie s odchylkami selhává u dalekodosahových nepravidelností, kdy jsou změny v šíření módů kumulovány na velkém prostorovém intervalu  $L$  a mohou se zvětšovat s odchylkami docela složitým způsobem. Proces úžení vláken a MNFs ovlivňuje vlákenný průměr tak, že se mění plynule a může být adiabaticky zpomalen, jako fce vlákenné délky. Následně amplitudy přechodů mezi transverzálními (příčnými) módy šířícími se podél adiabatického MNF, a zvláště jejich amplituda radiačního útlumu, by měly být exponenciálně malé. Dále si zmíníme některé výpočty ztrát v šíření, způsobených relativně malými a plynulými neuniformitami MNFs (dále viz.: podkapitola 5.2.1.).

Pro základní výpočty uvažujeme šíření světla podél plynule deformovaného slabě vedoucího MNF, jehož průměr,  $d$ , je znatelně menší než radiační vlnová délka  $\lambda$ . V této situaci je základní mód šířen povětšinou venku z vlákna a je velmi citlivý k neuniformitě MNF. Předpokládejme, že je neuniformita osově symetrická s důrazem k ose z vlákna. Ve válcových souřadnicích  $(\rho, \varphi, z)$  může být šíření světla „venkem“ MNF popsáno skalární vlnovou rovnicí:

$$U_{zz} + U_{\rho\rho} + \left(\frac{1}{\rho}\right) U_{\rho} + k^2 U = 0 \quad (12)$$

kde  $k = 2\pi n_2/\lambda$ ,  $n_2$  je index lomu okolního média (obvykle vzduch  $\sim 1$ ) a  $\lambda$  je radiační vlnová délka ve vakuu. Podmínka slabého vedení,  $d \ll \lambda$ , vyjadřuje nepatrnost lokální transverzální komponenty propagační konstanty v evanescentní oblasti,  $\gamma(z)$ , v porovnání s podélnou komponentou  $\beta(z)$ . Vztah mezi nimi je:

$$\beta(z) = \sqrt{k^2 + \gamma(z)^2} \approx k + \frac{\gamma(z)^2}{2k} \quad (13)$$

a mohou být určeny z lokálních parametrů MNF, řešením transcendentální rovnice (viz.: podkapitola 4.2). Adiabaticky pomalá neuniformita (pomalý, postupný útlum) zapříčiňuje přechod ze základního do radiačních módů. Transverzální propagační konstanta  $p$ , těchto emisních módů je mnohem menší než jejich podélná propagační konstanta  $\beta$ :

$$\beta(z) = \sqrt{k^2 - p^2} \approx k - \frac{p^2}{2k} \quad (14)$$

Řešení výše zmíněné vlnové rovnice s malou transverzální propagační konstantou splňuje Schrödingerovu rovnici. Na základě toho mohou být dále po normalizování vlnových rovnic za užití Besselových funkcí vyjádřeny vazby mezi módy základními a emisními pomocí sdružených vlnových integračně-diferenciálních rovnic pro amplitudy. Vazebný koeficient mezi nimi je pak vypočítán a dosazen do takových rovnic a posléze, za jistých podmínek, nám umožní vyjádřit ztráty v přenosu, způsobené slabými a plynulými neuniformitami.

Stanovíme-li charakteristickou změnu  $\gamma(z)$  jako  $\Delta\gamma$ , za předpokladu že  $\Delta\gamma$  je řádově menší než  $\gamma_0$ . Potom dostaneme podmínky pro tradiční metodu poruch jako:

$$\Delta\gamma L \frac{\gamma_0}{k} \ll 1 \quad (15)$$

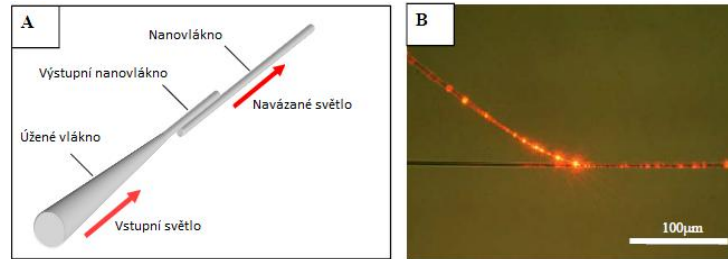
Adiabatická metoda poruch je aplikována jestliže platí:

$$\Delta\gamma L \frac{\gamma_0}{k} \gg 1 \quad (16)$$

[39,43,45]

## 4.4. Teori MNF úžení

Díky titěrnému zakončení (co se týče rozměrů) nejsou použitelné konvenční metody pro přenos signálu z jednoho zdroje do druhého, jako fokusace čočkami (*lens focus*), nebo spojování konců (*butt-coupling*). Namísto toho se zde u MNF uplatňuje „kónické úžení“ (*taper squeeze*) nebo „evanescentní vázání“ (*evanescent coupling*). Tyto metody jsou běžně užívány díky jejich vysoké efektivitě a výhodě řízení světla ve vláknech s rozměry pod vlnovou délkou světla. Jak je vidět na obr. 22 - pro MNF tažené přímo z výchozího vlákna je kónické úžení jednoduchým přístupem pro buzení světla ze silné části vlákna do tenkého MNF, zatímco pro samostatná MNFs poskytuje účinný a výhodný způsob pro posílání světla z „vypouštějícího vlákna“ do „cílového“ evanescentní vazba mezi dvěma těsně se dotýkajícími MNFs. V předchozí části brala konvenční teorie poruch v úvahu chyby pro relativně velké a adiabatické deformace MNF. Zde si na pár příkladech ukážeme výsledky matematické analýzy, simulací a experimentů, tedy jak byl problém šíření světla podél adiabaticky úžených MNFs vyřešen.



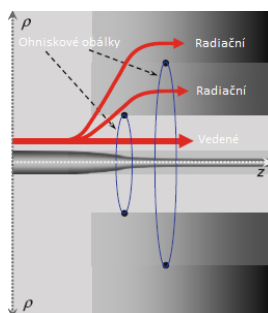
**Obr. 22:** Metody navázání světla do MNFs, kde (a) je klasický přístup přes úžený konec a (b) je evanescentní vazba. [43]

Po vyřešení (semiklasickém) vlnové rovnice v adiabatické aproximaci jsme schopni vyjádřit ztráty ve vyzařování neuniformního MNF ve formě rovnice, jež značně zjednodušuje a opravuje obtížné vyjádření radiačních ztrát, přičemž zahrnuje dílčí vazebné koeficienty získané výpočty vědců:

$$P = \frac{\pi^{\frac{3}{2}}}{4} \times \frac{k^{\frac{1}{2}} \left| \frac{dz^{(0)}(\gamma)}{d\gamma} \right|_{\gamma=0}}{|Im[z^{(0)}(0)]|^{\frac{3}{2}}} \exp \left[ -\frac{2}{k} \left| Im \int_{\gamma^{(0)}(-\infty)}^0 \gamma z^{(0)}(\gamma) d\gamma \right| \right] \quad (17)$$

Rovnice zejména ukazuje, že  $z^{(0)}(\gamma)$ , funkce inverzní k funkci  $\gamma^{(0)}(z)$ , což je transversální propagační konstanta ve směru osy  $z$ , je jediná funkce nezbytná k určení radiačních ztrát úženého MNF.

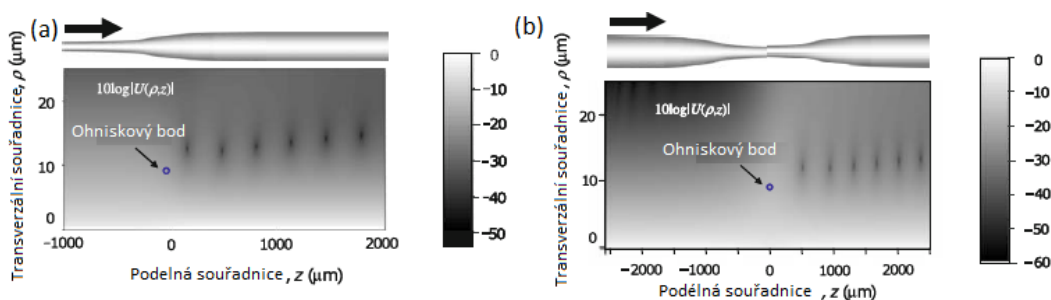
Před jednotlivými příklady se podíváme na strukturu evanescentního pole a optiku tunelování světla z úžených MNF. Na obr. 23 je vstupní mód vypuštěn z levé strany, v okolí každého ohniskového bodu (projekce ohniskových hranic – obálek v reálném 3D prostoru) je mód rozdělén do dvou komponent. Např. po průchodu nižším místem větvení se pole rozdělí do nižší komponenty, která je MNF vedena a do vrchní emisní komponenty, jež přispívá k exponenciálně malým radiačním ztrátám. Podobně spodní a horní komponenty pole blízkého vrchního ohniskového bodu jsou radiační, a proto přispívají k radiačním ztrátám. Obecně, pro adiabaticky úžená MNFs jsou ohniskové obálky zodpovědné za oddělování radiačních komponent. Pozdější křížení s vlnovodnými módy a se sebou navzájem jsou příčinou složitějšího chování evanescentního pole.



**Obr. 23:** Charakteristické chování  $Re[\gamma(\rho, z)]$ . Jsou zde též vidět projekce ohniskových kružnic do 3D, dávající vzniknout oddělení vedené a emisní komponenty rozšiřujícího se pole. [45]

Obrázek 24 (a) ukazuje kvaziperiodické poklesy s mizícím polem intenzity u úženého vlákna. To může být vysvětleno tím, že v okolí ohniskových bodů se emisní část pole odděluje a soustředí se podél linky začínající blízko ohniskovému bodu a končí v nekonečnu. Od části pod linkou emisní část exponenciálně klesá, zatímco „vodná“ exponenciálně roste. V jistém případě se stávají tyto části „stejnými“ co se týče do velikosti a jejich interference zapříčiňuje silné oscilace polí.

Stejně tak na příkladu bikónického vlákna ukazaného na obr. 24 (b) jsou dvě semiklasické řešení vlnové rovnice rozděléná v blízkosti ohniskového bodu. Jedno z nich je radiační komponenta, druhé je „vodná“ komponenta. Jejich interference dává růst oscilacím evanescentního pole a vykazuje opět kvaziperiodický pokles.



**Obr. 24:** Povrchový graf intenzity  $elm_{g}$  pole blízko MNF úženého vlákna (a) a bikónického vlákna (b). [45]

Pro adiabaticky úžená MNF se tedy radiační ztráty „vyskytují“ lokálně v blízkosti ohniskových sfér obklopujících MNF. Daleko od těchto míst je však úžené MNF bezztrátové. To kvalitativně odlišuje radiační ztráty u těchto vláken od radiačních ztrát „ohnutých“ vlnovodů. Ve skutečnosti může být u adiabaticky ohnutých vlnovodů vyjádřena potenciálová bariéra. Ta má konečnou šířku a tunelování skrze ni rozhoduje

o radiačních ztrátách. Existence potenciálové bariéry přiléhající k MNF naznačuje jednotnost prostupnosti této bariéry podél úženy vlákna, tj. rozdělení radiačních ztrát a zavedení lokální konstanty útlumu  $\alpha$ . Experimenty a řešení rovnic potvrzují uniformní transparentnost efektivní potenciálové bariéry obklopující MNF. Mimoto výpočty ukazují, že evanescentní část základního módu úženy MNF je určena ve formě singulárního Gaussovského paprsku. [6,43,45,68]

## 4.5. Nejtenčí optické vlnovody

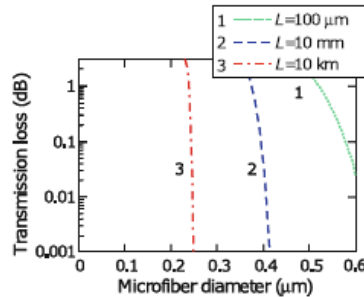
Ztráty takovýchto vláken jsou dány především ztrátami na vstupu a výstupu. Radiační ztráty (s exponenciální přesností) pro úžené vlákno mající Lorentzovu radiační výchylku (výkyvy v poloměru):

$$a(z) = a_\infty - \frac{(a_\infty - a_0)}{1 - (z - z_0)^2/L^2} \quad (18)$$

kde  $a_\infty$  a  $a_0$  jsou vláknenné poloměry na konci a ve středu. Pro křemíkové mikrovlákně ( $n = 1,45$ ) s malým průměrem krčku  $2a \ll \lambda$  je  $\gamma$  určena z předešlých rovnic. Radiační ztráty  $P$  v závislosti na poloměru krčku  $a_0$  jsou dvojnásobně exponenciální:

$$P \sim \exp \left[ -\frac{0.51L}{\sqrt{a_0(a_\infty - a_0)}} \exp \left( -\frac{0.143\lambda^2}{a_0^2} \right) \right] \quad (19)$$

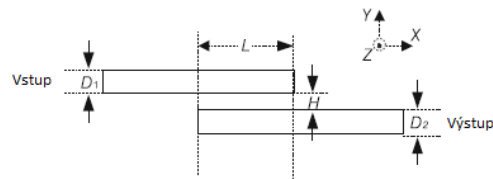
Podle této definice „vlnovodnosti“ je MNF vlnovodné jen když je  $P \ll 1$ , zatímco podmínka  $P \sim 1$  odpovídá hraniční hodnotě, kdy vlnovodné vlastnosti mizí. Na obr. 25 jsou ukázány přenosové ztráty  $P$  jako funkce mikrovláknenného průměru  $2a_0$  pro radiační vlnovou délku  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  a  $a_\infty = 0,5 \mu\text{m}$ . To demonstruje dramatické chování hraniční hodnoty přenosových ztrát a ukazuje minimální rozdíl mezi hraniční hodnotou MNF průměru pro typické i obrovské délky  $L$ . Průměry jsou stejné řádu velikosti  $\sim 0,2 - 0,4 \mu\text{m}$  a jen několikrát menší než radiační  $\lambda$ . Ztráty ve výkonu jsou největší díky závislosti dvojnásobně exponenciálně na minimálním MNF poloměru  $a_0$ , zatímco závislost na parametrech  $a_\infty - a_0$ , které určují tvar úženy MNF, je mnohem slabší. Proto je rozumné usoudit, že specifický tvar vlákna, stejně dobře jako jeho charakteristická délka  $L$ , onu hodnotu hraničního průměru příliš neovlivňují. [44,45]



Obr. 25: Vypočítané přenosové ztráty jako funkce mikrovláknenného průměru pro různé charakteristické délky MNF. [45]

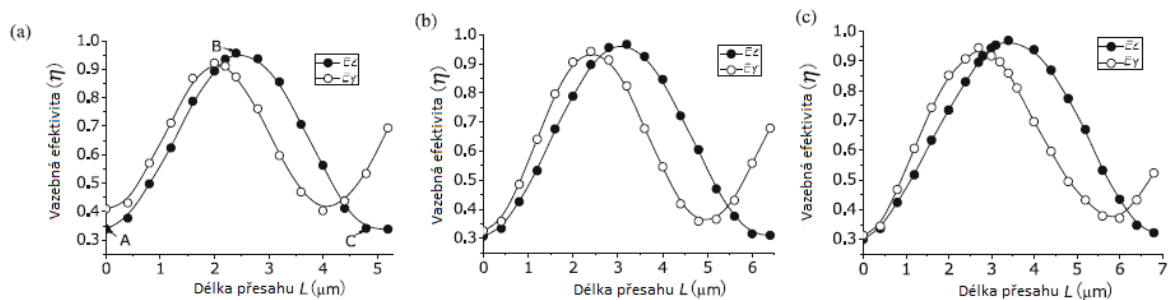
## 4.6. Evanescentní vazba mezi MNFs

Evanescentní vazba mezi MNF má speciální význam pro aplikace jako jsou přímé propojení s externím optickým systémem skrze úžné vlákno, energetická výměna mezi dvěma MNFs a oběh optického výkonu uvnitř prstencových rezonátorů. Obecně, evanescentní vazba mezi sousedními slabě vedoucími vlnovody může být popsána pomocí teorie poruch, v které je předpokládán slabě vázaný systém. Pro MNF obklopená vzduchem nebo vodou je kontrast v indexu lomu obvykle velký, a když jde průměr vláken pod vlnovou délku vedeného světla, tak se na povrchu MNF představuje silné evanescentní pole. Intenzita tohoto pole, vyjádřeného Goos-Hänchenovým posunem, nemusí klesat exponenciálně se vzdáleností, když je dostatečně blízko další objekt, v našem případě vlákno. Dostatečně blízko znamená maximálně na vzdálenost vlnové délky světla. Když jsou tedy dvě MNFs přivedeny blízko do kontaktu, může dojít k silnému optickému spojení. Proto opticky vázaná MNFs ne vždy označují slabě vázaný systém. Nemusí být tedy použita teorie chyb a následovně teorie spojených módů pro slabě spojený systém. Rigorózní metoda pro vyšetření modových vazeb mezi dvěma MNFs je vyřešení Maxwellových rovnic v různých oblastech a použití vazebné podmínky k určení módů v celém systému. Nicméně, je velmi obtížné vyjádřit výpočty analyticky, takže se uchylujeme k numerickým metodám, jakou je např. FDTD simulace.



**Obr. 26:** Matematický model vazby dvou paralelních MNFs. [45]

Model takovéto simulace s dvěma cylindrickými paralelně umístěnými MNFs je ukázán na obr. 26. V simulaci jsou vlastní hodnoty módů vedených podél vstupního MNF v oblasti I, v oblasti II jsou energetické výměny mezi dvojicí MNFs a v oblasti III je soustředěn výstup pro výpočet efektivity spojení. Pro jednoduchost předpokládáme boční stěny MNFs skutečně hladké, takže zanedbáváme z toho plynoucí rozptyl. Jelikož vazebná efektivita závisí na polarizaci, díky asymetrii struktury, jsou odděleně použity zdroje dvou polarizačních stavů ( $y$ - a  $z$ -polarizace na vstupní ploše). Výpočetní oblast je diskretizována do uniformní pravoúhlé 3D sítě s buňkami o velikosti desetininy průměru MNF, ukončené perfektně spojenými vrstevními vazbami



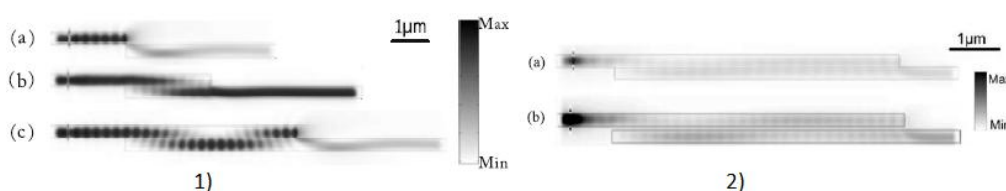
**Obr. 27:** Vazebná efektivita závislá na přesahující délce dvou identických MNFs na dvou různých polarizacích 633nm světelného zdroje. Průměry MNF jsou (a) 350 nm, (b) 400 nm a (c) 425 nm. [45]

Výsledky pro dvě identická Si MNFs jsou ukázána na obr. 27 a na obr. 28 (1) jsou vidět výkonové mapy evanescentních vazeb mezi dvěma paralelními 350nm Si MNFs s typickými délkami  $L = 0,24$  a  $4,8 \mu\text{m}$ . Na  $L$  závislá  $\eta$  vykazuje podobné oscilační chování jako to v slabě vázaném systému, ale kvůli silné vazbě mezi dvěma MNFs je minimum přenosové délky, ( $L_T$ ), pro energetickou výměnu mnohem kratší. V důsledku silnějšího překrytí optických polí má y-polarizace menší  $L_T$ . Na rozdíl od slabě vázaných systému ( $\eta_{\min}$  blízká k 0), je  $\eta_{\min}$  u silně vázaných MNF znatelně větší než 0, a to okolo 34 % pro dvě 350nm Si MNFs ukázané na obr. 27 (a). Pruhoaná varianta intenzity na obr. 28 je zapříčiněna odrazem částečné energie na konci vrchního MNF, čehož výsledkem je interference mezi přímým šířením a zpětným odrazem vln. Mimo to je zde vidět i radiační ztráta na pravém konci vrchního MNF. Maximální vazebná efektivita,  $\eta_{\max}$ , je nižší než sto procent. Nevyhnutelně část vedeného módu přešla do radiačních módů v překryté oblasti, díky „narušení“ symetrické struktury. Nicméně tato ztráta je relativně malá. Maximální vazebná efektivita dosahuje 100 % pro MNFs s průměry okolo kritické hodnoty pro jednomódový režim ( $\eta_{\max} > 97 \%$  pro 425nm MNF s z-polarizací). Z experimentálních dat vyplývá, že na dané  $\lambda$  vykazují MNFs s většími průměry větší  $\eta_{\max}$  a nižší  $\eta_{\min}$  a tím pádem  $L_T$  klesá s poklesem ve vlákenném průměru, ačkoli je pozorováno podobné chování antisymetrické supermodové hranici u slabě vázaného systému. Na obr. 28 (2) mizí ono oscilační chování, což je vysvětlováno tím, že když jsou dvě vlákna příliš tenká a jsou dost blízko sebe (v podstatě jeden jediný vlnovod), vazebný systém může „nést“ jen základní módy a funguje jako jednomódový vlnovod, a proto oscilační chování mizí. Naopak se na jisté hodnotě může přesahová oblast stát multimódovou. Další hodnoty pro průměry okolo jednomódového mezního průměru,  $d_{SM}$ , jsou přehledně uvedeny v tabulce 2.

| <i>Průměr (nm)</i> | <i><math>L_T (\mu\text{m})</math></i> |     | <i><math>\eta_{\max}</math></i> |      | <i><math>\eta_{\min}</math></i> |      |
|--------------------|---------------------------------------|-----|---------------------------------|------|---------------------------------|------|
|                    | z-p                                   | y-p | z-p                             | y-p  | z-p                             | y-p  |
| 450                | 4                                     | 3,2 | 97 %                            | 93 % | 30 %                            | 31 % |
| 500                | 5,2                                   | 4,4 | 98 %                            | 94 % | 28 %                            | 34 % |

**Tabulka 2:** Minimální přenosová délka ( $L_T$ ), maximální vazebná efektivita ( $\eta_{\max}$ ) a minimální vazebná efektivita ( $\eta_{\min}$ ) dvou blízko umístěných ( $H = 0$ ) paralelních vzduchem obklopených Si MNFs na  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . [45]

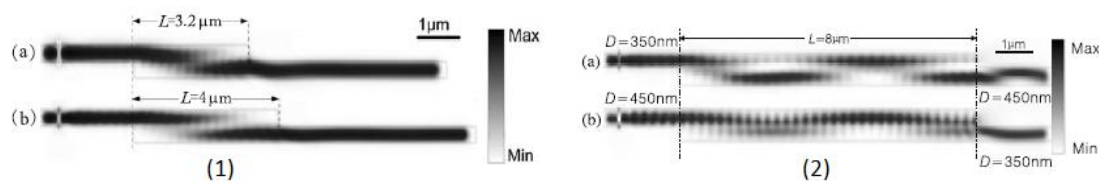
Pro úplnost jsou na obr. 29 (1) zobrazeny výkonové mapy evanescentního spojení, přičemž výkonová mapa y-polarizace projevuje zřejmé zkreslení okolo oblasti přesahu, což značí roli vysoko-uspořádaných módů, tedy módů vyšších řádů.



**Obr. 28:** Výkonové mapy evanescentní vazby mezi dvěma paralelními 350nm Si MNFs s přesahy (a)  $0 \mu\text{m}$ , (b)  $2,4 \mu\text{m}$ , a (c)  $4,8 \mu\text{m}$  (1). Výkonové mapy evanescentní vazby mezi dvěma paralelními 250nm Si nanodrátky s odstupy (a)  $H = 0$ , a (b)  $H = 70 \text{ nm}$  a přesahem  $6 \mu\text{m}$  (2). V obou případech je zdrojem 633nm světlo s z-polarizací. [45]

Ukazuje se, že  $\eta_{\max}$  dvou identických 350nm MNFs je okolo 96 %, když je však vstupní MNF nahrazeno MNF s jiným průměrem, mění se (klesá) účinnost vazby. To je dáno velmi efektivním spojením mezi identickými MNFs se sdruženými propagačními konstantami. Neshoda v propagačních konstantách roste s rostoucím rozdílem v průměru, vedoucím k útlumu v  $\eta_{\max}$ . Mimoto ukazuje, že je vazebná efektivita dvou odlišných MNFs směrově závislá. To může být vysvětleno tím, že „tlustší“ MNF má větší efektivní

index lomu, který umožňuje silněji „uvěznit“ světelné pole uvnitř vlákna. Pro lepší a názornější pochopení použijme obrázku 29 (2).

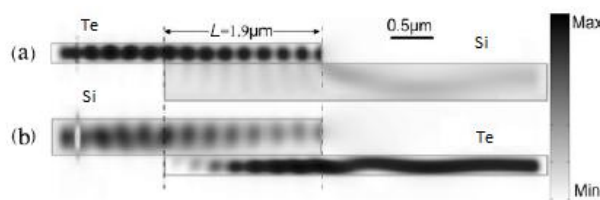


**Obr. 29:** Výkonové mapy evanescentní vazby mezi dvěma těsně přiblíženými 450nm paralelními Si MNFs s y-polarizací (a), a z-polarizací (b), kde použitá vlnová délka je 633 nm (1). Výkonové mapy evanescentní vazby mezi dvěma Si MNFs s odlišnými průměry a se z-polarizací 633nm zdroje(2).[45]

Zajímavá je též i vazba mezi různými druhy vláken, např. Si MNF může být úženo ze standardního optického vlákna, poskytující vhodné propojení s externími optickými systémy. Proto může být MNF použito jako navazující, či sběrné vlákno pro množství dalších optických MNFs, či nanovláken, jako skleněných MNFs, polovodičových nanovláken atd. Typický případ je vidět na obrázku 30 a v tabulce 3, kde je vidět, že navzdory velkému rozdílu v indexech lomu mezi Si a Te MNF, když je průměr vlákna opatrně volen, může být obdržena vysoká vazebná efektivita. Je vidět opět vliv směrové závislosti a fakt, že sdružené propagační konstanty jsou výhodné pro získání vysoké vazebné efektivity mezi dvěma MNFs z jiných materiálů, značící, že MNF s větším  $n$  by mělo mít menší  $d$  k tomu, aby získalo dobré spojení. Mimoto, ostatní faktory (optické „uvěznění“) mohou také ovlivnit vazebné ztráty v těchto nízkorozměrových strukturách, a obvykle lehká odlišnost v propagačních konstantách dvou MNFs, může být vyžadována pro dosažení maximální vazebné efektivity. [6,43,45]

| <i>Průměr (nm)</i> |            | $L_T (\mu m)$ | $\eta_{max}$ |      |
|--------------------|------------|---------------|--------------|------|
| Telurid (T)        | Křemík (S) |               | T->S         | S->T |
| 200                | 325        | 1,3           | 78 %         | 81 % |
| 200                | 350        | 1,5           | 83 %         | 86 % |
| 200                | 400        | 1,8           | 92 %         | 91 % |
| 200                | 425        | 2,0           | 95 %         | 92 % |
| 200                | 450        | 2,2           | 96 %         | 92 % |

**Tabulka 3:** Vypočtené  $L_T$  a  $\eta_{max}$  evanescentní vazby mezi křemennými a teluridovými MNFs s  $H = 0$  a  $\lambda = 633$  nm.[45]



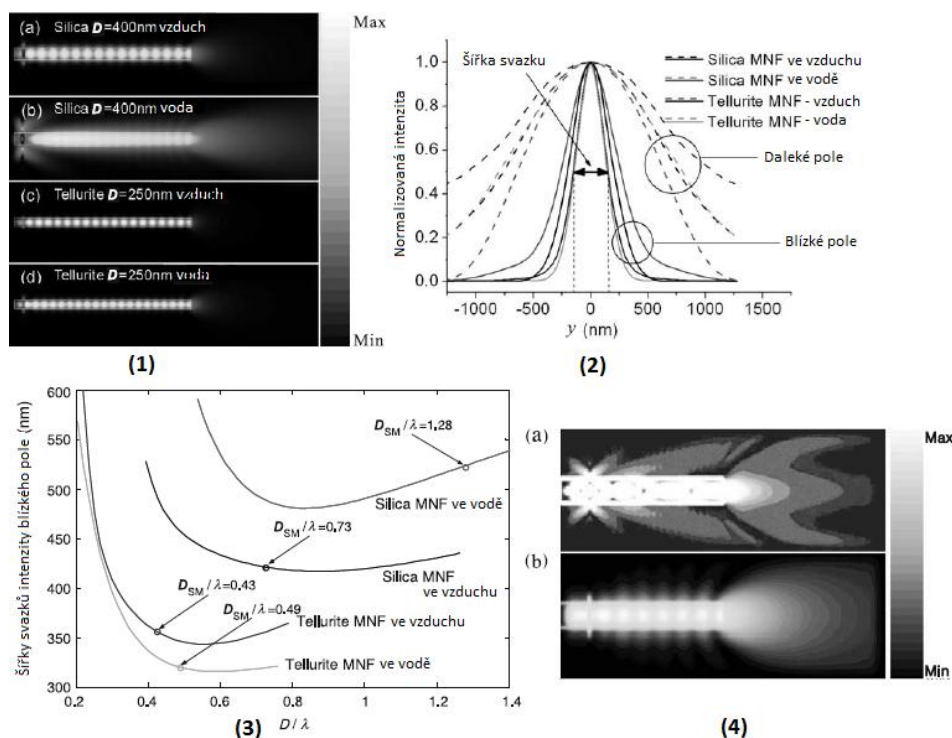
**Obr. 30:** Výkonové mapy evanescentní vazby mezi 230nm Te nanodrátkem a 450nm Si nanodrátkem, zdroj je z-polarizované 633nm světlo.[45]

## 4.7. Koncové výstupní profily

Kvůli velkému podílu rozptylu a evanescentním polím se chová světelný výstup MNF s průměrem o  $\lambda$ , či pod ní, jinak než u standardních optických vláken. Protože jsou ukončená MNFs, či ukončená opticky-

kvalitní nanovlákná, slibnými strukturami pro manipulaci světla, kvantitativní výzkum výstupních profilů (spekter) MNFs může nabídnout hodnotné údaje pro možné aplikace v množství oblastí (laserování, snímání, optické lapání, laserová chirurgie). Koncové výstupní profily MNF s vzduchovým či „vodným“ obalem jsou zde zkoumána s využitím 3D-FDTD metody v podání softwaru Meep. Předpokládáme kruhový průřez MNF, nekonečný okolní obal (prostředí) a krokový profil indexu lomu. Uvažovaný zdroj má z-polarizaci. Index vzduchu uvažujeme být roven jedné a indexy vody, křemíku a teluridu obdržíme z jejich na  $\lambda$  závislých disperzních vztahů (1,33; 1,46 a 2,02) na  $\lambda = 633$  nm.

Pro MNFs s plochými konci jsou jako typická vlákna pro jednomódový režim ve vzduchu a vodě na 633nm  $\lambda$  používána 400nm Si MNFs a 250nm Te MNFs. Stojatá vlnová spektra, podobná těm pozorovaným experimentálně, jsou jasně pozorována podél MNFs díky interferenci mezi vpřed se šířícím světlem a zpětně odraženým (vytvořeným) na koncích, jak je patrné z obr. 31 (1). Stojaté vlnění obecně vzniká superpozicí dvou proti sobě jdoucích postupných vlnění stejných parametrů (amplituda výchylky, frekvence kmitů). Ve srovnání s MNFs ve vzduchu, MNFs ve vodě podávají vyšší podíl evanescentního pole, menší divergenci (rozbíhavost) na výstupních módových profilech a slabší spektra stojatých vln, která mohou být vysvětlena těsnější optickou vazbou a silnějším koncovým rozptylem u vzduchem obaleného MNF díky většímu kontrastu v indexu lomu než u obklopeného vodou. Intenzita signálu vrcholí v centrální ose MNF a monotónně klesá, když se vzdalujeme od centrální osy (obr. 31 (2)). Další obrázek (obr. 31 (3)) dává širší svazků, jako funkci normalizovaného vlákenného průměru ( $d/\lambda$ ), ve kterém je  $\lambda = 633$  nm a šířka svazků měřena 100 nm od výstupního zakončení MNF. Rysy výstupních spekter dále přesně určuje i vlnová délka světla. Jak je vidět na obr. 31 (4), na krátké  $\lambda$  pracuje MNF multimódově, což má za následek vícenásobné svazky (laloky) ve výstupním spektru (a), zatímco na dlouhých  $\lambda$  se MNF stává jednomódovým vlnovodem s jedním maximem ve výstupním spektru (b).

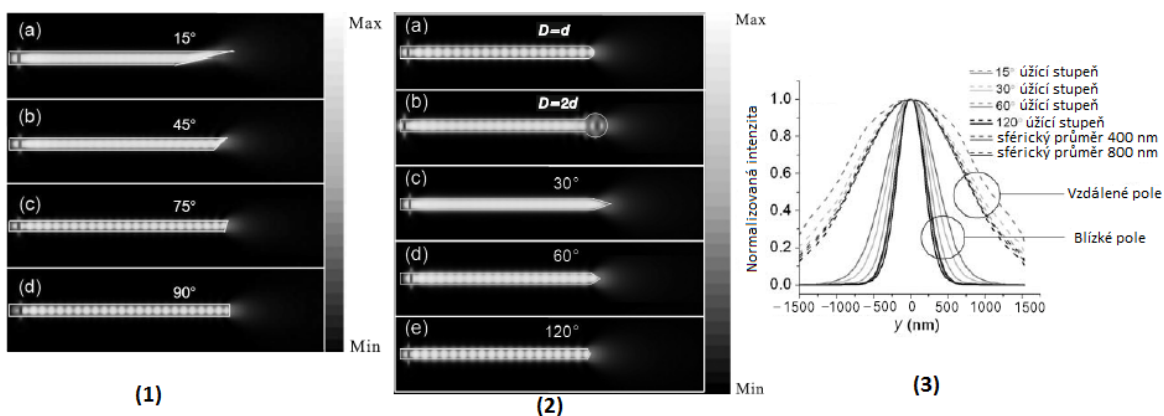


**Obr.31:** Výstupní spektra 4,2  $\mu$ m dlouhých vláken v rovině x-y (1). Normalizované rozdělení intenzity podél y-osy v rovině x-y, a to se vzdálenostmi 100 nm (blízké pole) a 3000 nm (vzdálené pole) (2). Šířky výstupních svazků blízkého

pole s důrazem na normalizovaný vlákenný průměr ( $D/\lambda$ ) na  $\lambda = 633 \text{ nm}$  (3). 3D-FDTD simulace výstupních obrazců 2,8  $\mu\text{m}$  dlouhého 400nm Si MNF ve vzduchu na vlnové délce 250 nm (a) a 800 nm (b) (4).[45]

Dále jsou používána optická vlákna s šikmými zakončeními, a to k tenčení zpětných odrazů nebo k přesměrování výstupních paprsků. Obr. 32 (1) ukazuje, že spektra stojatých vln jsou více evidentní u MNFs s většími úhly ( $75^\circ$  a  $90^\circ$ ), zatímco se stávají neurčitými s klesajícími úhly ( $45^\circ$ ) až nakonec mizí s úhly nejmenšími ( $15^\circ$ ). Vypočtené zpětné reflektance pro zobrazený případ  $1,6 \cdot 10^{-4}$ ;  $2,9 \cdot 10^{-4}$ ; 0,0012; 0,006; 0,017 a 0,022 pro  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  a  $90^\circ$  zakončení, značící možnost redukování, či eliminace zpětné reflexe u MNF tvarováním vláken s šikmými zakončeními. Odrazivost u MNF tak může být mnohem nižší než u konvenčních vláken, což může být připsáno velkému podílu difrakce a evanescentních polí v těchto MNF. Výstupní obrazce na obr. 32 (1) také ukazují, že šikmé konce u MNF již nemohou účinně přesměřovat světelnou propagaci, ale lehce posunují výstupní obrazce v rovině x-y.

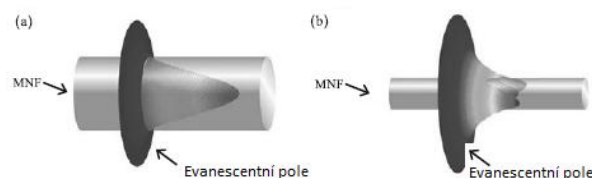
Poslední kapitolou jsou sférická či úžená vlákenná zakončení, obvykle používaná k fokusaci či disperzi světla v konvenčních vláknech. Jak je vidět z obrázku 32 (2), světelný výstup se z konců šíří ven ve směru osy x, značící že kulové konce nemají žádný fokusační efekt. Pro vlákna s koncem úženým do tvaru rovnoramenného trojúhelníku je světelný výstup opět symetricky rozprostřen podél osy x. Na posledním obrázku 32 (3) je vyobrazeno rozdělení intenzity v ohledu na vzdálenost od konce vlákna. [43,45]



**Obr. 32:** Výstupní obrazce 400nm vzduchem obklopených samonosných Si MNFs v rovině x-y na  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . Konce vláken jsou zešikmeny z jedné strany (1), nebo jsou zakončeny sférami o  $D = 400 \text{ nm}$  (a) a  $D = 800 \text{ nm}$  (b) či zúženy z obou stran pod různými úhly (2). Normalizované rozdělení intenzity podél osy y ve vzdálenostech 100 a 3000 nm, vzdalujících se tak od špičky MNF ve vzduchu (3).[45]

## 5. Vlastnosti plynoucí z experimentů

Ve srovnání s běžnými optickými vlákny umožňuje vysoký kontrast indexu lomu a miniaturní průměr (*subwavelength*) MNFs vést světlo s množstvím zajímavých vlastností, jako jsou – těsné optické omezení (držení elmg. vlny), vysoký podíl evanescentního pole, řízená velká vlnovodná disperze, zesílení nebo rozšíření pole a nízké optické ztráty na ostrých ohybech. To tvoří velký potenciál pro různé fotonické aplikace. Vedeme-li kupříkladu křemenným MNF s průměrem 450 nm světlo o vlnové délce 633 nm, je drženo 80 % energie uvnitř jádra (obr. 33 (a)). Což umožňuje vést světlo skrz ohyb o rádiu 5  $\mu\text{m}$  se zanedbatelnými ztrátami při tom ohybu. Jde o navržení k miniaturizaci optických obvodů a komponent.



**Obr. 33:** Vypočtené Poyntingovy vektory Si MNFs vedoucích 633nm světlo skrze průměry (a) 450 nm a (b) 200 nm. [45]

Když vlákenný průměr klesne ke 200 nm, více než 90 % energie se dostane ven z vlákna a šíří se jako evanescentní vlna (obr. 33 (b)). V tomto případě je možné poskytovat na MNF založené optické snímání, detekci s vyšší citlivostí. Mimoto vlákna s nízkou velikostí příčného řezu snadno „ovládají“ disperzi a rozšíření pole se zdá být užitečné pro dosažení nelineárních optických efektů s nízkými limity na zmenšené měřítko. Vyskytující se evanescentní pole bylo též shledáno užitečným k zachytávání atomů a vedení s vysokou rozmanitostí. A právě na tyto optické vlastnosti je zaměřena kapitola 5.2.

Na obrázku 33 jsou vyobrazeny Poyntingovy vektory popisující transport energie prostřednictvím elmg. pole. Jejich velikosti udávají plošnou hustotu toku výkonu – intenzitu energie a jsou dány vektorovými součiny intenzit el. a mg. pole:  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$  [W/m<sup>2</sup>]. Ukazují nám (na rozdíl od běžného přesvědčení), že se obecně energie nepřenáší jen vodiči, ale prostorem kolem nich, ve vodiči je totiž nulová intenzita el. pole a tedy i Poyntingův vektor.

Na rozdíl od ideálních teoretických popisů však v praxi vysoký podíl evanescentních polí vedených mimo jádro obvykle vede k optické vazbě s rozměrově malými objekty, jakými jsou mikročástice a podpůrné substráty, což má za následek zkreslení v módových polích a optické ztráty v přenášeném výkonu. K modifikacím vlastností ve smyslu vedení mohou též u velmi tenkých MNFs významně přispívat mírné výkyvy ve vlákenném průměru nebo mikroohyby, které jsou v jistých případech nezamezitelné. Proto má experimentální zkoumání MNFs neoddiskutovatelnou roli při zhodnocování a využití MNFs pro praktické aplikace. [43,45]

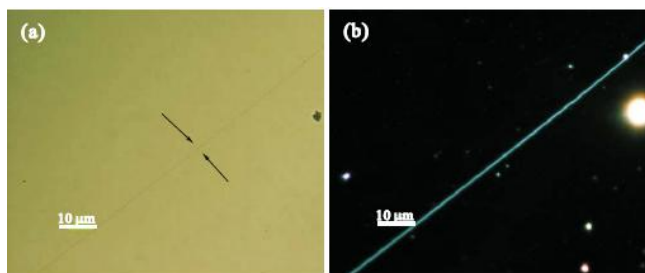
## 5.1. Micro/Nanomanipulace a mechanické vlastnosti MNFs

Pro experimentální zkoumání vlastností MNFs jsou požadovány schopnosti individuální identifikace a manipulace MNFs v mikro či nanoměřítku. Zatímco mechanická pevnost a ohebnost jsou rozhodující při manipulaci a úpravě MNFs do požadovaných tvarů.

### 5.1.1. Viditelnost MNFs

Pro nízkorozměrové nanostruktury (nanočástice, nanodrátky) zůstává přesná manipulace či „montáž“ díky jejich rozměrům pod difrakčním limitem optického mikroskopu velkou výzvou. Byly však oznámeny četné techniky svázané s sofistikovanými prostředky, jako: el. a mg. pole, AFM a optické pastě či pinzety (nopovací kleště). Naštěstí díky jejich velkým dostupným délkám (technika úžení) jsou MNFs snadno identifikovatelné pod OM a MNFs s průměrem větším než 200 nm je možné vidět pouhým okem (předpoklad vhodného osvětlení). Na obr. 34 je typický obrázek 60nm MNF pořízeného optickým

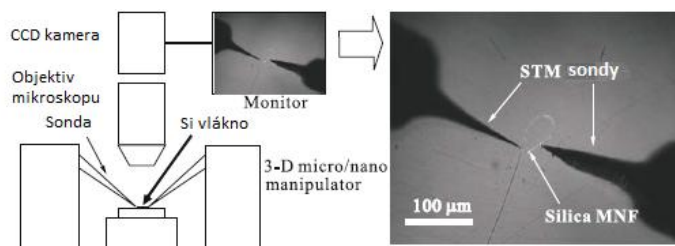
mikroskopem. MNF je umístěno na Si-waferu, aby se získal velký kontrast mezi indexy lomu Si (cca 1,46 ve viditelném spektru) a silikonu (cca 3,5), což skvěle rozšiřuje jeho viditelnost. Jak je vidět, obrázek v zástínu (b) poskytuje mnohem čistší siluetu. S vysoce kvalitním objektivem (*HQ*, 50x či vyšší) může být OM použit pro identifikaci dlouhých MNFs s průměrem k 20nm, ačkoli je neschopen měření přesných průměrů vláken (difrakční limit). Nadto užití silikonu jako substrátu napomáhá geometrickému výzkumu MNF pod SEM. Silikon totiž poskytuje dobrou el. vodivost, proto není nutná kovová napáčka pro skleněná MNFs, zvláště když autoemisní SEM pracuje pod relativně nízkým napětím (<5 kV). [45]



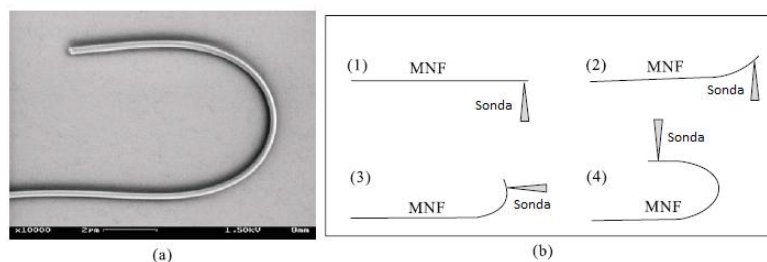
**Obr. 34:** Obrázek 50nm Si MNF z optického mikroskopu Nikon ME600 – světlé osvětlení (a) a temné osvětlení (b). [45]

### 5.1.2. Manipulace s MNF

Optická viditelnost MNFs velice ulehčuje jejich identifikaci a manipulaci pod OM ve volném prostředí, což také umožňuje představit další techniky během manipulace, např. posílání světla do MNF skrze neúžnou část vlákna (odstranění pro účely SEM) pro in-situ výzkum optické interakce blízkého pole mezi MNF a dalšími objekty v okolí. Na obr. 35 je OM vybavený SLWD objektivem, který je rozhodující pro poskytnutí vysoce flexibilního prostoru (zvláště pro velmi zvětšené cíle) pro manipulaci se sondou, použit pro zobrazení a sledování procesu oné manipulace. Dále tu je CCD kamera a monitor sloužící k usnadnění řízení na dálku a pozorování za bez vibračního provozu (speciální podmínka). Vzorky MNF, nasazené pod objektivem, jsou obvykle umístěny na substrátu (*silikonový či safírový wafer, MgF<sub>2</sub>*). Sondy k zajištění či manipulaci s MNF jsou nasazené na jemné 3D stupně. Obvykle jsou použity wolframové STM sondy, vyrobené elektrochemickým leptáním, pro své malé konečky (*až pod 10 nm*) a velkou mechanickou pevnost, jindy sondy z úžného vlákna. Během manipulace je možné do MNF navázat viditelné světlo z laseru a jím ho také vést. Což zvyšuje jeho viditelnost a usnadňuje výzkum dynamického vývoje optického chování MNF. Použitím tohoto mikromanipulačního systému mohou být ohýbána, řezána, kroucena, svazována, uspořádána či přenášena MNFs s průměry sahajícími od desítek nanometrů k několika mikrometrům, což je velmi užitečné (někdy nezbytné) pro testování a přizpůsobování MNFs různým účelům. Na dalším obrázku je příklad takového MNF spolu s obecným schématem (obr. 36).

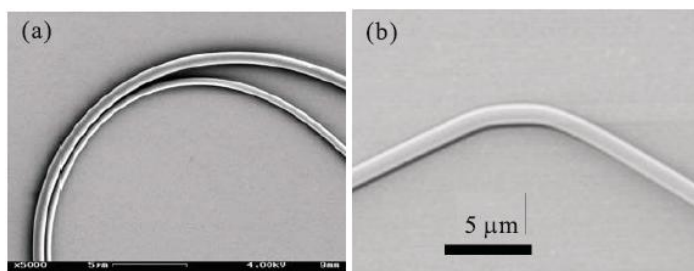


**Obr. 35:** Schematické zobrazení typické experimentální sestavy pro MNF mikromanipulaci včetně detailu na 500nm Si MNF upravovaným pod OM pomocí STM sond. [45]



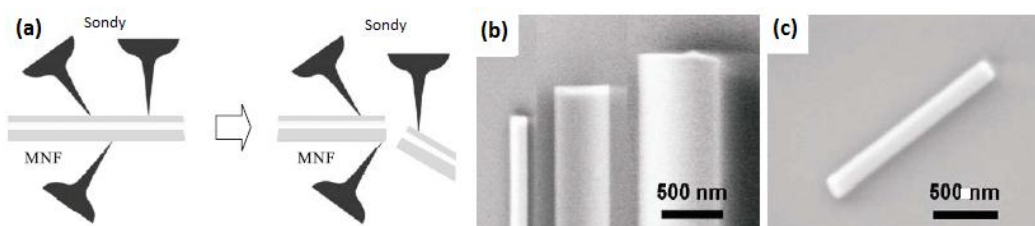
**Obr. 36:** Elastické ohýbání MNFs. SEM snímek ohlého 190nm Si MNF do radiusu 2,5  $\mu\text{m}$  (a). Schéma ohýbání (b). [45]

Díky frikci (tření) mezi MNF a substrátem si ohnuté MNF drží svůj tvar i potom, co je sonda stažena, zatímco po vyzvednutí ze substrátu se vlivem elasticity záhybu zformuje do své přímé polohy. Abychom udrželi ohnutí samonosného MNF a abychom se vyhnuli dlouhodobé únavě materiálu spolu se zlomením vlivem namáhání v ohybu, může být elastický ohyb vyžítán do stavu stálé plastické deformace beze změny v povrchové hladkosti či uniformitě průměru. To je zobrazeno na obr. 37, kde jsou MNFs nejprve elasticky ohnuta na safírovém waferu a potom vyžítána (cca 2 hodiny) na 1400 K ve vakuu (tlak  $2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ ). Možnost dosažení elastických nebo plastických ohnutí jednotlivých MNFs s vysokou přesností umožňuje vytvářet vlnovodné ohyby a smyčky či zkoumat mechanické vlastnosti.



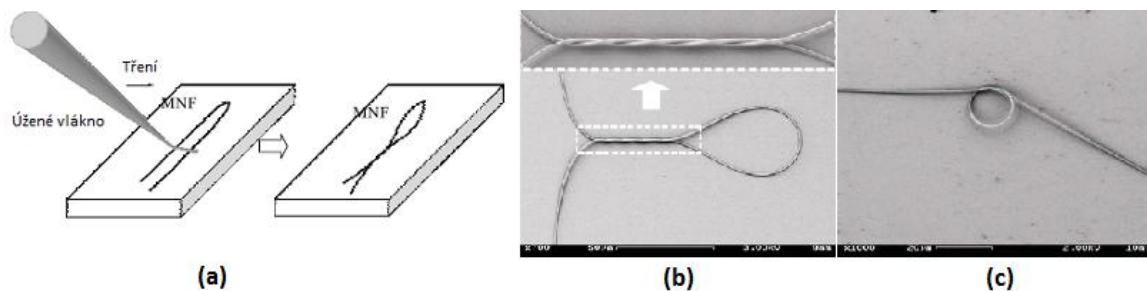
**Obr. 37:** SEM obrázek (a) plastického ohnutí 620 a 330nm Si MNFs a (b) vícenásobného ohnutí 940nm Si MNF. [45]

Užitím techniky ohýbání je též možné „řezat“ či „sekat“ MNF s vysoce symetrickými konci a to bend-to-fracture (ohnutí do zlomení) přístupem. Jelikož je úžné MNF vysoce uniformní, tento přístup přesného přizpůsobování poskytuje v zlomovém bodě ploché konce s dobrou symetrií při požadavku minima energie, což je vidět na obrázcích 38 (a, b, c).



**Obr. 38:** Schéma metody bend-to-fracture s použitím STM sond (a). SEM obrázky zakončení Si MNFs upravených touto metodou. (b) Ploché konce MNFs s průměry 140, 420 a 680 nm. (c) Useklá 160nm MNF část délky 1,5  $\mu\text{m}$ . [45]

Krom toho mohou být sondy s relativně nižší tuhostí a vyšší ohebností použity k manipulaci MNFs s velkou flexibilitou, což značí odolnost (do jistého stupně) MNF proti smykové deformaci. Použití úžného vlákna jako sondy a následné modifikace jsou vidět na sérii obrázků 39 (a, b, c). Jak je vidět, tak může být MNF za užití mikromanipulace, díky jeho délce, vysoké ohebnosti a pevnosti, také vázáno do uzle a uzlových struktur.

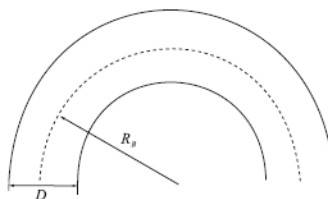


**Obr. 39:** Schéma kroucení MNFs (a). SEM snímek 480nm Si MNF na silikonovém substrátu (b) a 520nm v 15μm uzlu. [45]

Bez ohledu na výše zmíněný systém modelování mohou být aplikovány spousty jiných manipulací. Je možné vytvořit svazek několika vláken odlišných průměrů, umístit je na substrát, kde jsou tato vedle sebe těsně ležící vlákna samonosná díky van der Waalovým silám mezi jednotlivými MNFs, možný je přesun upravených MNFs na jiné struktury (lidský vlas), demonstrující tak potenciální „montáž“ MNFs. [42,43,45]

### 5.1.3. Pevnost v tahu MNFs

Použitím výše zmíněné mikromanipulace je také možné kvantitativně studovat mechanické chování jednotlivých MNFs. Představme si jednoduchý přístup výpočtu pevnosti v tahu založený na metodě bend-to-fracture. Základní model ohnutého vlákna je schematicky ukázán na obr. 40.



**Obr. 40:** Jednoduchý model ohnutého vlákna.

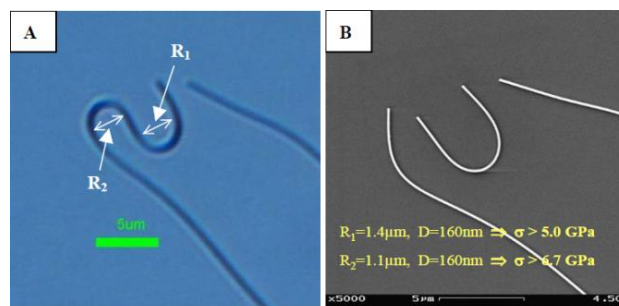
Když je vlákno s průměrem  $D$  ohnuto do radiusu  $R_B$ , který reprezentuje minimální dovolený poloměr ohnutí bez zlomení (fraktury), je pevnost v tahu určena jako:

$$\sigma = \frac{ED}{2R_B} \quad (20)$$

kde  $E$  je Youngův modul pružnosti vláknenného materiálu. Jelikož má úžené MNF skvělou uniformitu, celistvost a extrémně nízký soubor vad, je obecně možné odolávat velkému napětí ( $> 5\%$ ) bez zlomení. Pro větší přesnost proto vyjádříme Youngův modul pružnosti v nelineární formě:

$$E(\varepsilon) = E_0(1 + \alpha\varepsilon + \beta\varepsilon^2) \quad (21)$$

kde  $\varepsilon$  je napětí,  $E_0 = 72,2$  GPa,  $\alpha = 3,2$  a  $\beta = 8,48$ . K ohýbacímu procesu MNF pod OM jsou použity STM sondy. Nejprve je na silikonovém substrátu za užití mikro manipulace z MNF vyroben ohyb o  $180^\circ$ , a to o relativně velkém rádiu a potom jsou aplikovány dvě STM sondy k tlačení konců MNF do opačných směrů, dokud nedojde ke zlomení vlákna. Během úkonu je použita CCD kamera pro in-situ monitorování ohýbacího poloměru MNF a k zachycení minimálního dovoleného poloměru ohnutí před zlomením. Krom toho jsou STM sondy jemně kontrolovány vysoce přesnými pohyblivými částmi, abychom se vyhnuli jakémukoli zachvění sond.



**Obr. 41:** Obrázky z mikroskopu ukazující ohnutí 160nm Si MNF. OM a SEM obrázky vlákna před (a) a po zlomení.[43]

Obr. 41 ukazuje obrázek z mikroskopu a to ohnutí 160nm Si MNF před a po zlomení. Při testu provedeném ve vzduchu za pokojové teploty a relativní vlhkosti okolo 50 % byla průměrná pevnost v tahu u Si MNFs s typickými průměry okolo 5 či 6 GPa, což je lepší oproti Si vláknům s většími průměry ( $d = 125 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 2\text{-}3 \text{ GPa}$  za stejných podmínek), nebo oproti pavoučím vláknům ( $d \cong 5 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 0.5\text{-}1.5 \text{ GPa}$ ). Tato velká pevnost v tahu získaná u MNFs, může být vysvětlena nízkým obsahem poruch (větší uniformita oproti „chemicky rostlým vláknům“), stejně jako krátkou délkou vláken použitých v testu. [43,45]

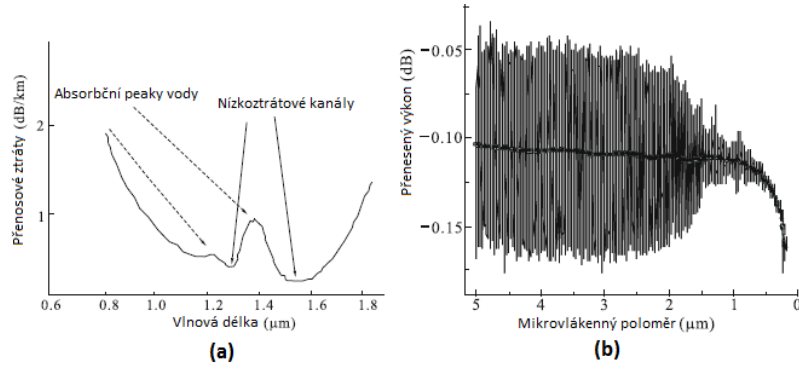
## 5.2. Optické vlastnosti

Pro MNFs s velkým podílem evanescentních polí a kryté okolím (vzduch) je optický přenos velmi citlivý na mnoho parametrů (výchyly v průměru, povrchová hrubost, kontaminace) jež mohly být opomíjeny v teoretickém řešení. Experimentálně tak může být nedokonalý přenos ihned určen měřením optických ztrát MNF. Nadto je MNF v praxi obvykle „podporováno“ jistým druhem substrátu, který může ovlivnit vlnovodné chování MNF.

### 5.2.1. Optické ztráty

Minimální možné optické ztráty konvenčních komunikačních vláken jsou určeny základním rozptylem a absorpcí ve vysoce čistých sklech. Ztráty závislé na emisní (radiační) vlnové délce jsou ilustrovány na obr. 42 (a) a mohou být velmi malé (cca  $0,15 \text{ dB/km}$  v nízkoztrátovém kanále umístěném blízko emisní  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ). Přenosové ztráty komerčních jednomódových vláken se velmi blíží tomuto limitu. Přenosové ztráty MNFs jsou určeny jejich povrchovými neuniformitami a kontaminací, přičemž nemůžou být menší než základní hodnoty pocházející z jejich výrobní metody. Pro Si-MNFs je tato hodnota okolo  $0,01 \text{ dB/m}$ , což je o dva řády větší než ztráty dnešních telekomunikačních vláken. Přesto jsou však znatelně menší než ty u litograficky připravených planárních fotonických obvodů. Experimentálně demonstrované přenosové ztráty MNFs jsou kolem  $1 \text{ dB/m}$ , tedy o dva řády větší než nejmenší možné ztráty předpovězené teoreticky. Na obr. 42 (b) jsou typická experimentální data přenosového výkonu bionického vlákna s MNF živůtkem, považované jako fce MNF poloměru při procesu úžení. Malé oscilace odpovídají slabé vazbě mezi základním módem a módy vyšších řádů. Jak je vidět, přenosový výkon jen slabě klesá, když jde poloměr MNF k cca  $0,5 \mu\text{m} \sim$  třetině radiační  $\lambda$ . Přenosové ztráty MNFs s rádiusy převyšujícími tuto hodnotu jsou primárně určeny povrchovou hrubostí a lokálními neuniformitami MNF, podrobněji dále.

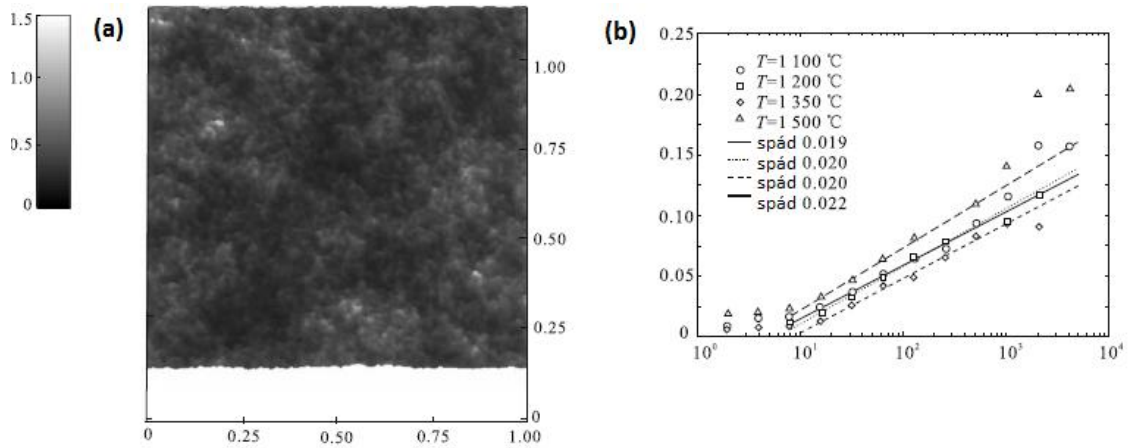
[2,8,21,31,39,43,44,45,54]



**Obr. 42:** Transmisní spektrum telekomunikačního optického vlákna (a). Transmisní výkon MNF při procesu úžení. [45]

### Ztuhlé kapilární vlny

Základní limitace přenosových ztrát MNFs pochází z jejich výrobní metody, která se skládá z zahřívání MNF reformy do teploty tavení, následuje úžení a ochlazení vytvořeného MNF. Úžená MNF mají velmi malou zbytkovou povrchovou hrubost, jak je vidět na obr. 43 (a). Rozkmit (vrchol/sedlo) pro tento diagram je 1,5 nm a průměrná (RMS) hrubost okolo 0,2 nm. Neuniformity na subnanometrovém měřítku Si povrchu jsou způsobeny ztuhlými kapilárními vlnami, které tuhnou na rozsahu teploty tavení (pod  $T_g$ ).



**Obr. 43:** Profil povrchu Si vlákna měřený AFM (a). Úrovňový variogram  $H(x)$  získaný z AFM měření Si povrchů po žitání za různých teplot; linky odpovídají předpokládaným kapilárním vlnám (b). [45]

Povrch s ztuhlými kapilárními vlnami (frozen capillary waves) je určen tzv. výškovou distribuční funkcí  $h(x)$ . Vyjádření povrchové hrubosti,  $\sigma$ , prostorové korelační fce,  $G(x)$ , a výška-výška korelační fce,  $H(x)$ , mohou být obdrženy ve formě:

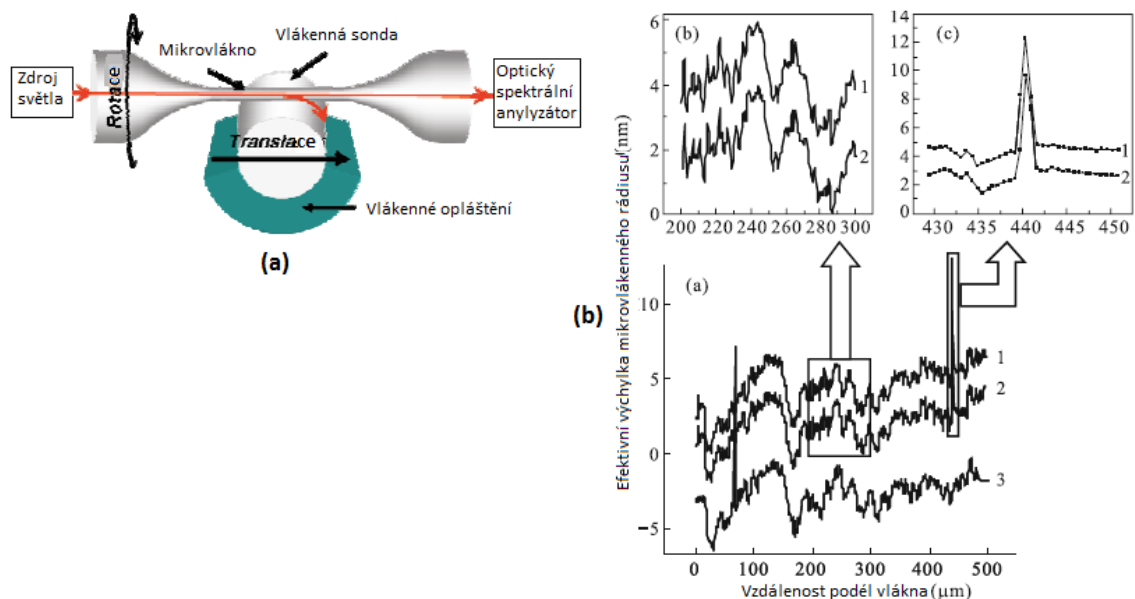
$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \langle h^2(x) \rangle_x = \frac{kT}{2\pi\gamma} \ln\left(\frac{\zeta_M}{\zeta_m}\right) \\ G(x) &= \langle h(x+y)h(y) \rangle_y = \frac{kT}{2\pi\gamma} \ln\left(\frac{\zeta_M}{x}\right) \\ H(x) &= \langle |h(x+y) - h(y)|^2 \rangle_y = \frac{kT}{\pi\gamma} \ln\left(\frac{x}{\zeta_m}\right)\end{aligned}\quad (22)$$

kte  $x$  a  $y$  jsou 2D vektory s absolutními hodnotami  $x = |x|$  a  $y = |y|$ ,  $k$  je Boltzmannova konstanta a  $\gamma$  je povrchové napětí. V těchto vyjádřeních je teplota  $T$  brána v přechodové oblasti (zeskelnění), např. pro Si je to  $T \sim 1500$  °C. Vyjádření pro  $G(x)$  a  $H(x)$  jsou logaritmičticky odlišná, proto musí být uvedeny horní ( $\zeta_M$ ) a spodní  $\zeta_m$  prostorové hranice, které jsou určeny z omezení teorie podléhající těmto rovnicím.

Např. zanedbáním gravitačních efektů určíme horní hranici danou kapilární délkou  $(\gamma/(\rho g))^{1/2}$ , kde  $\rho$  je hustota skla a  $g$  je gravitační konstanta. Pro křemík ( $\gamma = 0,3 \text{ J/m}^2$  a  $\rho = 2,2 \text{ kg/m}^3$ ) tato délka činí cca 4 mm. Spodní hranice je odhadována charakteristickou molekulární velikostí, která je pro Si okolo 0,5 nm. Z toho plyne (z výše zmíněných rovnic), že typická hrubost Si povrchu v oblasti skelného přechodu je díky kapilárním vlnám okolo  $\sigma \sim 0,4 \text{ nm}$ . V praxi jsou však hraniční délky limitovány experimentální soustavou. Kupříkladu při měření na AFM je obvykle horní hraniční délka,  $\mu_m$ , v rozpětí  $\mu\text{m}$ , zatímco spodní,  $\mu_s$ , je řádu průměru AFM hrotu - nm. Při žihání za různých teplot se mění fce  $H(x)$ , přičemž je experiment v dobré shodě s teorií, jak je vidět na obr. 43 (b), kde je  $\sigma \sim 0,2 \text{ nm}$ . Tímto měřením jsme schopni odhadovat přenosové ztráty, položením výchylky rádiusu  $\Delta\gamma$  rovné měřené povrchové hrubosti do vyjádření  $\alpha \sim 4(\Delta r)^2 \text{ dB}/\mu\text{m}$ , za vyjádření transverzální komponenty propagační konstanty  $\gamma$  jako fce MNF rádiusu. Odhad pro nejmenší možnou propagační konstantu Si MNF je pak  $\alpha \sim 0,01 \text{ dB/m}$ . [24,33,39,45]

### MNF neuniformity

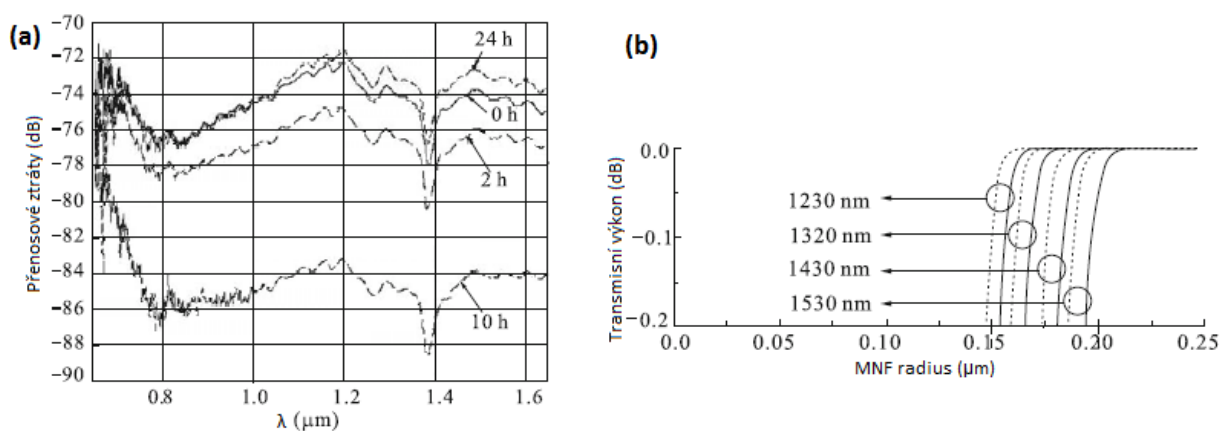
Kromě přenosových ztrát předpovídaných kapilární vlnovou teorií jsou neuniformity uvedeny při procesu kontrolované výroby MNF. Například u metody přejíždění plamenem jsou zanedbatelné neuniformity generovány hlukem a zrychlením translačních částí, stejně jako fluktuacemi plamene. Vzhledem k tomu, že měření pomocí SEM a AFM určují, sice na úrovni nanometrů, avšak stále jen lokální povrchové neuniformity, nejsou vhodné pro komplexní charakterizaci MNFs, které mají délku v řádu milimetrů a příčný řez v mikronech. Na straně druhé, aplikace TEM, SNOM a dalších „side scattering“ metod je problematická díky zarovnání a fokusačním potížím způsobených malou příčnou geometrií a záchvěvy MNF. Přesto byla vyvinuta jednoduchá měřicí metoda, kterou je možné určit efektivní odchylku rádiusu MNF (kombinující efekty MNF povrchu a odchylky v indexu lomu) s subnanometrovou přesností a mimořádnou opakovatelností. Schéma takovéto měřicí soustavy je ilustrováno na obr. 44 (a) a skládá se z částečně holého segmentu optického vlákna použitého jako sondy. Zkoumané MNF je část bikónického vlákna s uniformními konci okolo 4 mm dlouhými a s rádiusem okolo 0,53  $\mu\text{m}$ . Při měření za  $\lambda = 1530 \text{ nm}$  byl užitý konec jednomódovým vláknem. MNF bylo testováno z různých stran pootočením MNF s ohledem na sondu. Pro malou výchylku v poloměru MNF se předpokládá, že měřená změna v logaritmu přenosového výkonu užitého vlákna je úměrná výchylce v bodu kontaktu sonda/MNF. Obr. 44 (b) ukazuje zmíněnou opakovatelnost efektivních oscilací rádiusu měřených podél 500  $\mu\text{m}$  úseku MNF, včetně asymetricky lokalizovaných defektů (ostré peaky). RMS rozdíl mezi těmito křivkami je 0,37 nm a využitím vztahu pro konstantu šíření v závislosti na změně poloměru (předchozí sekce) a exp. křivek z obr. 44 (b) byla konstanta útlumu stanovena na  $\alpha \sim 0,01 \text{ dB/cm}$ , což je v slušné shodě s exp. daty  $\alpha \sim 0,05 \text{ dB/cm}$ . Tato metoda může být rozvinuta miniaturizací sondy (náhrada vlákenné sondy ostrým skleněným břitem), což dovolí zlepšit podélné rozlišení měření. [39,43,45]



**Obr. 44:** Sestava pro měření MNF neuniformit (a). Výchylka MNF rádiusů podél 500  $\mu\text{m}$  segmentu, která byla zjištěna dvěma měřeními (křivky 1 a 2) a po otočení MNF o  $90^\circ$  třetím měřením (křivka 3) je vidět na (b). [45]

### MNF povrchová kontaminace

Povrchové znečištění roste s časem a je příčinou dalšího růstu přenosových ztrát MNF. Kontaminace zahrnuje elektrostatickou, chemickou, adsorpční a difúzní adhezi okolních mikročástic a molekul. Znázornění značného poklesu v přenosu MNF, umístěného v „čistém“ pokoji je dáno na obr. 45 (a). Bylo zjištěno, že použití běžných čistících směsí (aceton, isopropanol, metanol, voda) poskytuje jen částečné obnovení přivozených ztrát, tudíž je nepravděpodobné, že jsou pozorované ztráty způsobeny jen mikročásticemi deponovanými na povrchu (prach). Po 24 hodinách, co plamenný hořák „skenoval“ (jezdil) pod úžným vláknem, se obnovily počáteční přenosové vlastnosti MNF, to z této metody činní účinný přístup k obnovení přenosových charakteristik vlákna. V uvažovaném případě ovlivnila povrchová kontaminace dramaticky přenosové ztráty. Stalo se to hlavně díky faktu, že významná část základního módu byla šířena v blízkosti MNF povrchu. U MNF s větším průřezem je tato frakce značně menší a následkem toho je i povrchové znečištění mnohem méně signifikantní. [39,43,45]



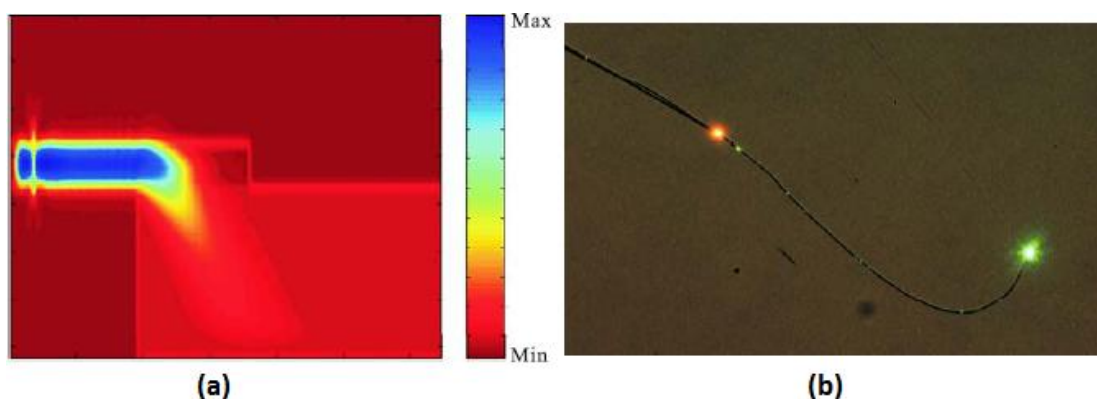
**Obr. 45:** Transmisní spektra MNF s  $r = 375 \text{ nm}$  v různých časech po výrobě (a). Teoreticky vypočítané přenosové ztráty jako funkce MNF poloměru pro různé vlnové délky (b). [45]

## Přenosové ztráty velmi tenkých MNFs

Uvažujeme, že vlnovodné ztráty zahrnují ztráty na vstupu a výstupu (určeny vstupem a výstupem světla). Pro běžná optická vlákna v komunikacích mohou být ztráty na vstupu a výstupu minimalizovány do relativně malých hodnot. Z toho důvodu jsou tyto ztráty uvažovány zvlášť od ztrát vláken samotných. Nicméně pro MNF, jehož průměr je znatelně menší než radiační  $\lambda$ , jsou přenosové ztráty primárně určeny ztrátami na vstupu a výstupu. V praxi tyto ztráty nemohou být významně redukovány. Experimentální výsledky značí existenci prudkého přechodu mezi vysoce bezztrátovými a vysoce ztrátovými režimy při přenosu u MNFs. Na obr. 45 (b) je vykreslena přenosová ztráta jako funkce poloměru MNF pro různé  $\lambda$ . Tento diagram určuje poloměry v okolí, ve kterém přenosové ztráty začínají jevit patrný odklon od nulové hodnoty. Plné a čerchované linky odpovídají MNF neuniformitám o velikostech  $L = 250 \mu\text{m}$  a  $L = 500 \mu\text{m}$ . Jsou-li vlákna vícekrát úžena, dochází blízko hraničních poloměrů k charakteristickému krokovému profilování křivek v důsledku dočasných neuniformit při MNF úžení skládajícího se z násobných cyklů. Je důležité zmínit, že v oblastech hraničních hodnot chování přeneseného výkonu jsou ztráty pocházející z úžených oblastí (vstupní a výstupní oblasti) MNFs znatelně větší než lokální přenosové ztráty zapříčiněné mikroneuniformitami MNFs. Obdobně tu existuje hraniční vlnová délka pro MNF se stálým poloměrem. Pro  $\lambda$  kratší než ta hraniční má MNF menší ztráty, zatímco pro větší  $\lambda$  rostou radiační ztráty rapidně. Na základě těchto měření je možno za pomoci transmisních spekter docela jednoduše a přesně určit poloměry MNFs. [44,45]

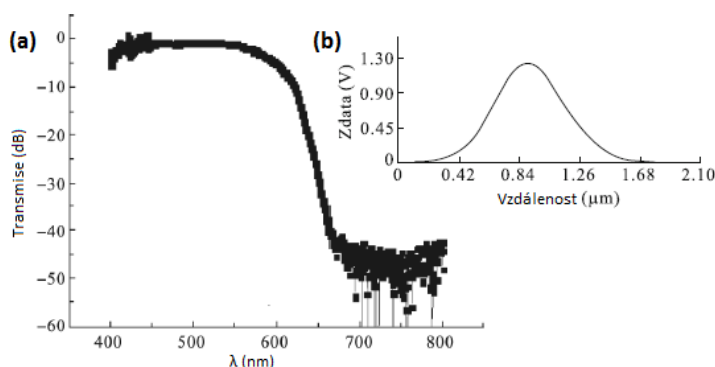
## 5.2.2. Efekt substrátu

Díky malému průměru je samonosné MNF vysoce ohebné a snadno ovlivnitelné okolním prouděním vzduchu. Pro praktickou charakterizaci či aplikace je ve většině případů pro obdržení požadované geometrie požadován jistý druh fyzické podpory a nejjednodušší cestou jak toho docílit je spojení MNF s pevným substrátem. Nehledě na druhu materiálu, pevný substrát obvykle mívá index lomu větší než vzduch ( $n = 1,0$ ), pro dielektrika, či má velkou imaginární část (což může vést k vysokým optickým ztrátám) u kovů. MNF s velkým podílem evanescentního pole velmi pravděpodobně dovoluje módový přechod (z vedeného módu na rozptylový mód), který vede k výkonovému úniku vedeného světla nebo k radiačním ztrátám díky nedokonalosti substrátu. Obrázek 46 (a) ukazuje, že když je světlo vedeno podél okraje  $\text{MgF}_2$ , nastává podstatný výkonový únik. Za daného průměru je frakční výkon evanescentního pole venku z vlákna úměrný  $\lambda$  vedeného světla. Proto je výkonový únik u podporovaného MNF (podobného jako na obrázku) závislý na  $\lambda$ , přičemž světlo o delší  $\lambda$  prodělává větší únikové ztráty, než to s kratší  $\lambda$ . Tento „short-pass“ filtrační efekt byl pozorován u množství typů nanodrátků, nanovláken, stejně jako u oxidových nanodrátků, polymerních a skleněných MNFs. Na obr. 46 (b) je vidět změna barvy z oranžové (vstup) na zelenou (výstup), značící na  $\lambda$  závislý přenos podporovaného MNF. Vyjádření tohoto efektu je na obr. 47 (a), kde je spektrum měřeno použitím superkontinua, které má široký spektrální rozsah (tečkovaná čára). Transmitivita ukazuje jasný pokles okolo  $\lambda = 650 \text{ nm}$ , s útlumem tak velkým, jako -40 dB na straně dlouhých  $\lambda$ .



**Obr. 46:** 3D-FDTD simulace rozdělení intenzity MgF<sub>2</sub> podporovaného 500nm Si MNF na  $\lambda = 633$  nm (a). OM obrázek 440nm PS MNF vedoucím světlo z SC zdroje, a to opět na MgF<sub>2</sub> substrátu (b). [43]

Substrát také mění jednomódovou podmínku MNF. Když je vlákno podporované substrátem, MNF a substrát mohou být evanescentně vázány a tvoří tak jakýsi složený vlnovod, který vykazuje červený posuv hraničních  $\lambda$ , či ekvivalentně větší hraniční  $d$  na dané  $\lambda$ . Např. pro samonosné Si MNF ve vzduchu je jednomódový hraniční  $d$  okolo 380 nm na  $\lambda = 532$  nm. Když je toto vlákno podporováno MgF<sub>2</sub> substrátem, tak se jednomódový hraniční  $d$  posune k mnohem větším průměrům, což může být připsáno zvětšení v efektivním indexu lomu okolí jádra právě díky přítomnosti substrátu. Jak je vidět z obr. 47 (b), módový profil ukazuje, že MNF je jednomódový, ačkoli má  $d = 800$  nm a ten je mnohem větší než jednomódový hraniční  $d$  (380 nm) samostatného MNF. Proto kromě stále podpory, přítomnost substrátu zakládá průměrové požadavky pro jednomódový režim, které mohou usnadnit zacházení a praktické aplikace jednomódových MNFs, díky jejich větším užitým průměrům. [4,43,45,56]



**Obr. 47:** Transmisní spektrum MgF<sub>2</sub> podporovaného 730nm Si MNF, jehož podporovaná část je délky 0,69 mm (a). Výstup z MgF<sub>2</sub> podporovaného 800nm Si MNF vedoucího 532nm světlo (b) – řez linkou módového profilu blízkého pole souběžný s ploškou povrchu (100 nm od zakončení vlákna). [45]

## 6. Aplikace

Abychom se mohli zabývat aplikacemi MNFs, položili jsme si otázku, proč jsou tato optická vlákna atraktivní. Pro jistotu zde uvedme jakési přehledné shrnutí vlastností využitelných ve fotonice. Díky rozměru pod vlnovou délkou a těsnému optickému omezení takováto vlákna umožňují miniaturizaci fotonických zařízení a rozšiřují optické nelineární efekty. Když se pracuje na menším prostoru, mohou MNF fotonické

obvody odpovídat na optické signály podstatně rychleji a to s nižší energetickou náročností. Bylo např. odhadnuto, že pro dosažení přenosové rychlosti optických dat, tak velké jako 10 Tb/s, by měla být velikost matrice fotonického zařízení snížena k rozměru 100 nm. MNFs nabízejí velkou a hlavně ovladatelnou vlnovodnou disperzi, což je velmi žádoucí pro funkcionalizaci obvodů se skvělou různorodostí. Tato vlákna mají též velký povrch v poměru k objemu, který je dále modifikovatelný a otevírá tak cestu k modifikaci zakázaného pásu pro světelnou absorpci a emisi. Silná evanescentní pole zprostředkovávají silnou a vysoce účinnou „near-field interaction“, tedy interakci blízkého pole. Jsou také samonosná a velmi lehká, tudíž citlivá na hybnost světla (fotonů) v optomechanice. Nadto vynikají vysokou mechanickou pevností a jsou viditelná (pod mikroskopem), což je činní snadnými objekty k mikro/nanomanipulaci (viz.: podkapitola 5.1.). Nesmí opomenout ani skvělou kompatibilitu se standardními systémy optických vláken. Nabízí nám tedy nejen aplikace viditelné v praxi, ale pomáhají při fundamentálním výzkumu a technologických aplikacích (manipulace s elektrony, fotony, fonony, atomy atd. na subwavelength či nanoměřítku). [40,54,65]

## 6.1. Komponenty a zařízení založené na MNF

### 6.1.1. Lineární vlnovody a vlnovodné ohyby

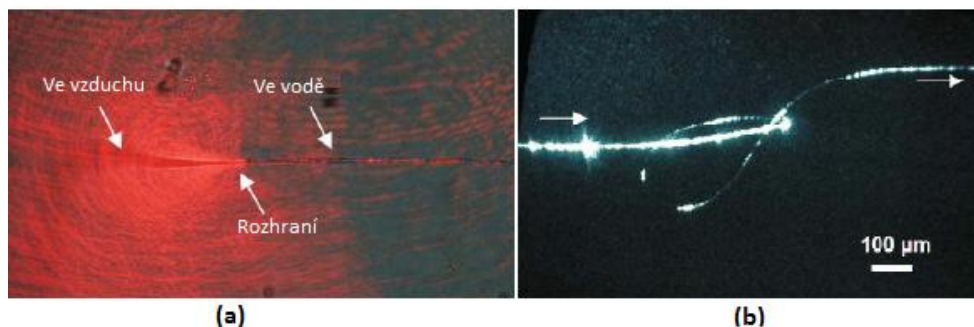
Jak bylo řečeno předtím MNF vyrobená technikou úžení mohou být samonosná, nebo podporovaná. Lineární a zakřivené vlnovody jsou základními optickými komponentami, vyskytují se v mnoha formách a oblastech. Základní výčet lineárních vlnovodů je dán v tabulce 4 a na jejich základě jsou utvářeny všechny další formy popsané dále. Samonosná MNFs slouží jako optické vlnovody v jejich nejjednodušší formě. Jejich vlnovodné vlastnosti mohou být díky jejich charakteristikám (válcová symetrie, ochota přijmout cizí látky...) snadno nastaveny. Jelikož u nich není žádný substrátem vynucený efekt (short-pass filter efekt), světlo může být vedeno podél samonosného MNF s  $d$  mnohem menším, než je  $\lambda$  vedeného světla, což poskytuje možnost vedení s větším podílem evanescentních vln. Např. 300nm PMMA MNF ( $n_{PMMA} \sim 1,49$ ) může vést světlo na  $\lambda$  větší než 1000 nm s nízkými optickými ztrátami. Optické omezení takového vlákna je 15 %, zbylých 85 % výkonu je šířeno evanescentními vlnami vně vlákna. Samonosné vlnovody pracují též v kapalinách.

| <i>Podpůrná forma</i> | <i>Typické podpůrné medium</i> | <i>Příklady podporovaných materiálů</i>            |
|-----------------------|--------------------------------|----------------------------------------------------|
| Samonosné             | Plyn, kapalina                 | Vzduch, voda                                       |
| Povrchová podpora     | Nanostruktury, pevné látky     | Si Aerogel, MgF <sub>2</sub> , UV-ošetřený polymer |
| Zapuštěné             | Solidifikace po zapuštění      | UV-ošetřený polymer, CDMS                          |

**Tabulka 4:** Přehled možných schémat užití MNF jako lineárního vlnovodu.

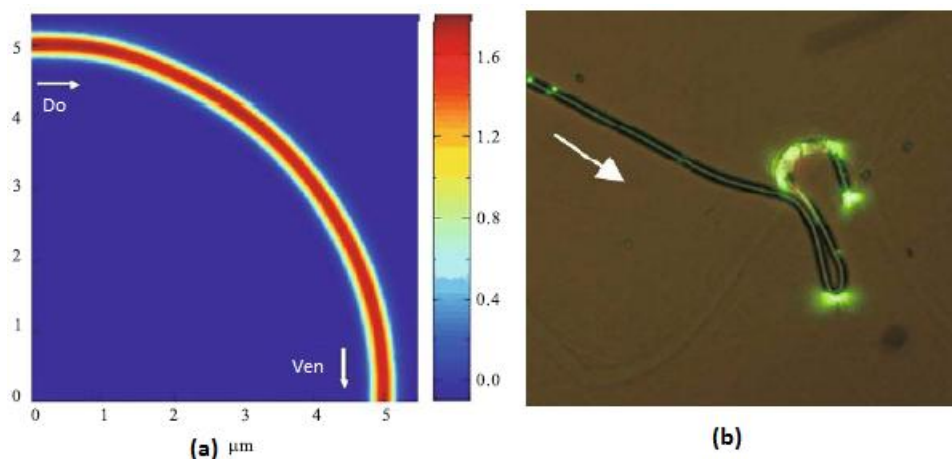
Na obr. 48 (a) je vidět jak mnohomodové vedení MNF ve vzduchu přechází do jednomodového vedení ve vodě, kde je tento přechod doprovázen viditelnými radiačními ztrátami. Unikátní výhodou samonosných MNFs je jejich zmiňovaná flexibilita umožňující vytvářet různé struktury. Při velkém kontrastu v  $n$  mezi vláknem a okolím poskytuje i velmi těsnou optickou vazbu. Příklad takovéto struktury bez mechanických defektů a optických ztrát je na obr. 48 (b). Ve srovnání s krystaly, skly a polymery jsou excelentní hostitelé pro různé dopanty sahající od iontů vzácných zemin k chemickým indikátorům. Takováto

vlákna vykazují silné emisní „peaky“ v důsledku přechodů mezi hladinami a na základě těchto fotoluminiscenčních výsledků jsou MNF využívána v oblasti laserů.



**Obr. 48:** Snímky z OM - 800nm Si MNF vedoucího 633nm světlo ze vzduchu do vody (a) a 570nm Si MNF vedoucího to samé světlo skrze 3D zakřivenou strukturu s ohyby o poloměrech okolo 100  $\mu\text{m}$  (b). [45]

Samonosná MNFs jsou snadno ovlivnitelná okolním prostředím (gravitace, proudění vzduchu), zvláště když má MNF velký poměr stran (průřez/délka). Proto potřebuje MNF pro mnoho aplikací jistý druh podpory. Nejjednodušším typem je povrchová podpora (substrát), dalším je třeba zapuštění MNF dovnitř jistého druhu nízko indexového média. V obou případech je snaha používat podpůrný materiál o nižším  $n$ , v důsledku úniku vedeného světla. Díky tomu je často používán např. aerogel, kde při jeho použití dostáváme optické vlastnosti na úrovni vláken obalených vzduchem. Pro MNFs úzená z vysokoindexových materiálů, jakým je (tellurid  $\sim 2$ ), se používají substráty z  $\text{MgF}_2$  a Si. Zapuštění MNF je založeno na následujícím: MNF v přímé nebo upravené (ohýbaná struktura) formě se zapustí do tekutého média (rozpuštěný polymer), které po čase ztuhne (UV, zahřívání) a MNF sestava je uzavřena uvnitř substrátu. Tím je mimo jiné eliminována povrchová kontaminace MNF umožňující vyšší mechanickou a optickou stabilitu v praktických aplikacích.



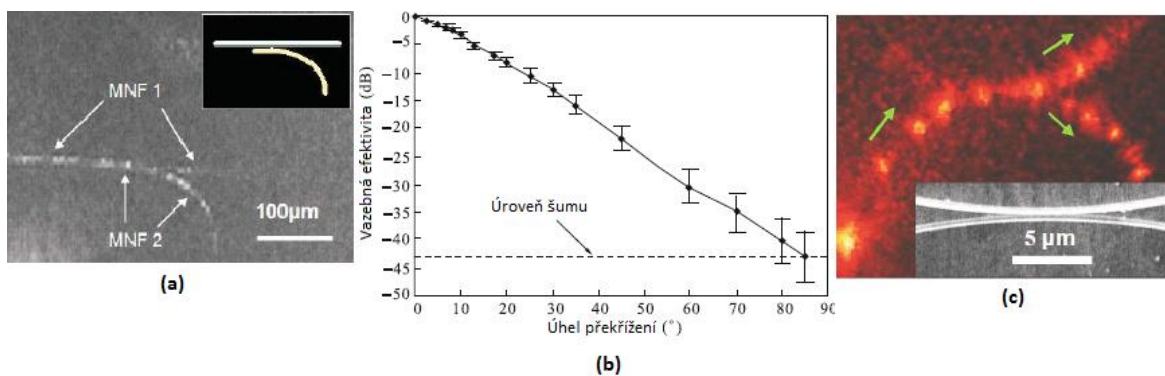
**Obr. 49:** 3D-FDTD simulace distribuce světelné intenzity v 5  $\mu\text{m}$  ohybu 450nm Si MNF. Vedené světlo má vlnovou délku 633nm a elektrická pole jsou polarizovaná kolmo k rovině papíru (a). 500nm PS MNF vedoucí 532nm světlo skrze 1,5  $\mu\text{m}$  radius, a to na  $\text{MgF}_2$  substrátu (b). [45]

Tímto formováním struktury, tedy vytvářením „vlnovodných ohybů“, je umožněna změna směru šíření světla, tolik nezbytná ve většině optických obvodů. Vlnovodné ohyby jsou hlavní struktury optických komponent a zařízení a MNF nabízí výhody celkových kompaktních rozměrů, nízké vazebné i přenosové ztráty, prostorovou strukturu a jednoduchou výrobu. MNF mohou být ohýbána do velmi malých poloměrů.

Jak je vidět na obr. 49 (a), kde rozdělení intenzity el. pole na příčném řezu ukazuje, že tu prakticky není únik světla skrze tak úzký ohyb, jako je 5  $\mu\text{m}$ . Takovému ohybu podporované substráty (Si, aerogel, safír) jsou nejprve žháný do stavu plastické deformace. Proto se na ohyby častěji než skleněná MNFs používají polymerní, díky jejich nižší teplotě žhání a tedy lepší ohebnosti a flexibilitě při ohýbání a kroucení za pokojových teplot. Příklad polymerního MNF ohnutého do ohybu o poloměru 1,5  $\mu\text{m}$  je na obr. 49 (b). Z toho vyplývá, že ztráty způsobené ohybem jsou relativně malé, pro ohyby do 12  $\mu\text{m}$  menší než 0,1 dB. To je pro většinu optických obvodů naprosto dostačující. [41,43,45]

### 6.1.2. Mikro vazebné členy a interferometry

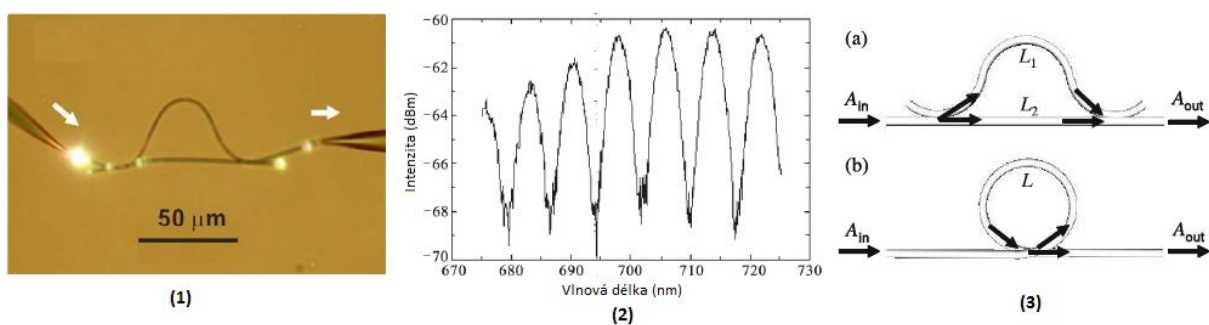
Evanescentní vazba může být využita k získání celé řady na MNFs založených komponent a zařízení s vysokou kompaktností. Jedním ze základních typů na evanescentní vazbě založených komponent jsou vazebné členy (spojky). Ve své nejjednodušší formě jsou tvořeny samonosnými MNFs ve vzduchu. Jak je vidět na obr. 50 (a), když je světlo o  $\lambda = 633 \text{ nm}$  odesláno do jednoho MNF z levé strany, je rozděveno v oblasti překrytí a šíří se dál dvěma větvemi spojky, které slouží jako optický splitter („rozdělovač kanálů“). Vazebná efektivita spojky může být laděna změnou interakční délky, nebo úhlem překřížení dvou vláken, který postupně ekvivalentně mění efektivní interakční délku. To je demonstrováno na obr. 50 (b), kde je možno vidět získání vysoké vazebné efektivity na malých úhlech překřížení, nebo naopak excelentní izolaci za úhlů velkých. MNFs mohou být ve funkci vazebných členů podporovány substráty. Na obr. 50 (c) je 633nm světlo navázáno do dolního levého křídla, aby vazebný člen dále rozdělil tok světla do dvou. S přesahem cca 5  $\mu\text{m}$  pracuje jako 3-dB splitter s diferenčními ztrátami (*excess loss*) menšími než 0,5 dB. Použijeme-li vysoko indexové materiály, je možné formovat vazebné členy více robustní. Srovnáním s ostatními typy mikroskopických „couplerů“, takovými jako fúzními (tavná pojistka), vyrobených z úzených vláken konvenčními metodami, které obvykle požadují interakční délky řádu 100  $\mu\text{m}$ , na MNFs založené spojky snižují velikost zařízení více než o jeden řád.



**Obr. 50:** Samonosný optický vazebný člen připravený z dvou 460nm Si MNFs ve vzduchu pod OM (a). Na úhlu překřížení závislá vazebná efektivita samonosného X-vazebného členu připraveného ze dvou Si MNFs s průměry 470 a 560 nm (b). Optický vazebný člen ze dvou 420nm Si MNFs s přesahem okolo 5  $\mu\text{m}$  (c). [45]

Další a jednou z nejčastěji používaných struktur je tzv. MZI, neboli Mach-Zehnderův interferometr, který se uplatňuje od telekomunikací, přes lékařskou diagnostiku, až po spektroskopii. Oblíbené jsou optické senzory a modulátory založené na MZIs nebo add/drop filtry (pouštějí jen jisté signály) realizované použitím navrstvených MZIs. MNFs se zde uplatňují při miniaturizaci jejich struktury a následnému dosažení rychlejší odezvy, malého otisku, vyšší citlivosti a flexibility. MZI vzniká spojením dvou vazebných členů (*micro-*

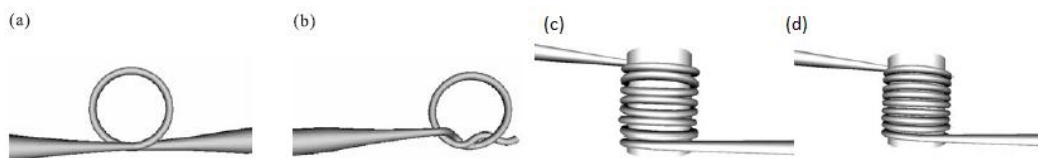
*couplers*) do kaskády. Jednoduchou cestou je vytvoření dvou identických couplerů s dvěma identickými úženy MNF tvořícími to samé vlákno. MZI je často umísťován na substrát, kde drží vlivem povrchových přitažlivých sil (van der Waals a elektrostatické). Díky flexibilitě pro ladění volného spektrálního pásma dané úpravou délky ramen a vazebné oblasti, mohou být vlastnosti MZI jemně upravovány. Na obr. 51 (1,2) jsou použita přímo úžená telurová vlákna k efektivnímu navázání do a vyvázání světla ven z MZI. Kromě obrázku z OM jsou ukázány interferenční proužky s koeficientem útlumu okolo 8 dB a rozdílem vazebné délky okolo 29  $\mu\text{m}$ . Interference může být pozorována, když se stočené MNF dotýká sama sebe a způsobuje tak propojení šířeného světla. Tato smyčka se nazývá Sagnacův interferometr a výkonové spektrum světla přeneseného takovou smyčkou je výsledkem interference dvou koherentních paprsků. Oba výše zmíněné interferometry jsou schematicky znázorněny na obr. 51 (3). [43,45]



**Obr. 51:** MZI ze dvou 480nm Te MNFs, pod OM je vidět i navázané bílé světlo z SC zdroje (1). Transmisní spektrum tohoto MZI (2). Schématické zobrazení MZI (a) a Sagnacova interferometru (b) (3). [43,45]

### 6.1.3. Prstencové rezonátory

Výroba smyčkového rezonátoru (MLR) se sestává z úžení MNF a jeho ohýbání do samovazební smyčky, nejčastěji užitím techniky mikromanipulace. Experimentálně byly demonstrovány dva typy MLR, klasický smyčkový (de facto Sagnacův interferometr) a propletený uzlový rezonátor. Oba jsou schematicky zobrazeny na obr. 52 (a,b). MNF uzlový rezonátor (MCR) může být vyroben ovíjením MNF okolo optické tyčinky. Vzhledem k tomu, že MCR je tvořen mnohem stabilnější smyčkou (ve vzduchu či zapuštěn v polymerní matici), dovoluje vyrábět robustnější zařízení. Na tomto jednoduchém principu jsou tvořeny postupně složitější rezonátory, např. na obr. 52 (c) je vyobrazen MLR vyššího řádu společně s uniformním MCR. Smyčkové rezonátory dosahují relativně malých přenosových ztrát, ztrát na vstupech a výstupech, vysokých hodnot *Q-faktoru* (faktor kvality), běžně kolem 20 000 na daném průměru (na nižším  $d$  se blíží  $Q$  i 100 000), spolu s velkým stupněm útlumu oscilací v přenášeném výkonu ( $>20\text{ dB}$ ). Úzké spektrální rezonance MLR jsou velmi citlivé ke změnám v efektivním  $n$  a rozměrech rezonátoru a  $n$  okolního prostředí měnícího se s  $T$ ,  $p$  a užitým ozářením. Proto může být MLR využit jako rychlý a účinný senzor okolního prostředí. Robustnost MCR ho činí vhodným k použití jako mikrofluidního chemického a biologického senzoru proudění. Nadto byly MCR v poslední době použity k demonstraci filtrovacích, přepínacích, zpožďovacích i laserových funkcí. [43,45]



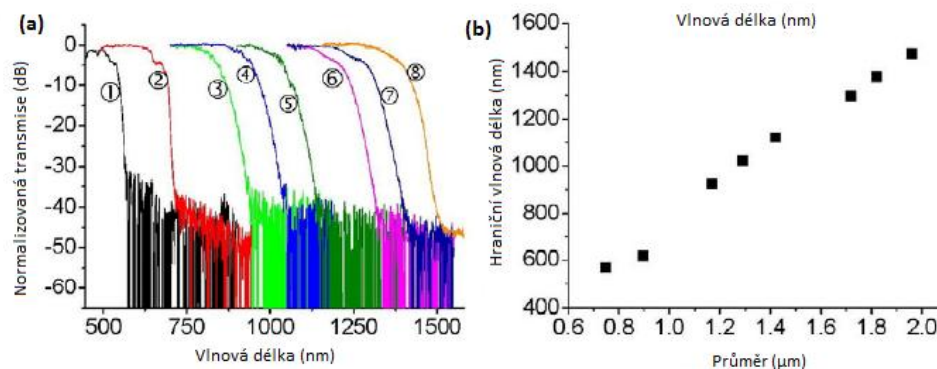
**Obr. 52:** Schématické zobrazení MLR (a), MCR (b), MLR vyššího řádu (c) a uniformního MCR (d). [45]

#### 6.1.4. MNF filtry

Jednou z nejdůležitějších optických komponent v zařízeních vláknové optiky a vláknově optických sítích jsou na vláknech založené optické filtry, které odfiltrovávají šum, nebo nechtěné signály a rozšiřují či potlačují profil získaný amplifikací. V souvislosti s MNF zmiňme dva typy nedávno vyvinutých mikrofíltřů založených na Si MNFs: krátkopásmové (short-pass) filtry spoléhající se na silnou závislost evanescentního úniku na  $\lambda$  a add-drop filtry založené na MNF smyčkových rezonátorech. V posledních letech bylo demonstrováno množství short-pass filtrů založených na disperzních vláknech, po straně leštěných vláknech s polymerním povlakem a úžených vláknech. Nedávno byl ohlášen short-pass filtr efekt u polovodičových nanoproužků díky substrátem přivolenému úniku. Jak bylo řečeno dříve, podíl výkonu vedeného venkem vlákna je silně závislý na  $\lambda$ . Definujme efektivní index lomu MNF jako  $n_{eff} = \beta/k_0$ , když se  $n_{eff}$  blíží indexu substrátu, světlo uniká do něj. U daného MNF znamená delší  $\lambda$  nižší  $n_{eff}$  vedeného světla. Proto bude světlo s větší  $\lambda$  snadněji vyfiltrováno. Short-pass filtrový efekt u podporovaného MNF je jasně ukázán na obr. 53 (a). Takovéto filtry umožňují potlačení ztrát větší než 50 dB (*rejection loss*), což je lepší než u mnohých jiných filtrovacích struktur. K možnosti posouvání hraničních  $\lambda$  filtru je mikromanipulací pod OM měněna interakční délka mezi MNF a substrátem. Obr. 54 (a) značí transmisní spektra vláken různých průměrů na dané interakční délce. S danou interakční délkou je hraniční  $\lambda$  též silně závislá na  $d$ . Tato závislost je vidět na obr. 54 (b), přičemž je patrná monotónní závislost (blízko lineární) přes rozsah 400 nm, ukazující tak možnost širokopásmového posunu hraniční  $\lambda$ . Na MNF založené filtry jsou velice kompaktní v rozměrech, jednoduché ve struktuře a s příznivými vlastnostmi zahrnujícími širokopásmové aplikace, vysoké potlačení ztrát (*rejection loss*) a kompatibilitu se standardními vlákennými systémy nebo miniaturizovanými zařízeními a mohou tedy najít velké uplatnění. Add-drop filtry jsou důležitou součástí při zpracování optických signálů, zvláště v moderních sítích WDM (rozdělování a slučování dat). Add-drop filtry manipulují s optickou rezonancí, jak bylo realizováno v mnoha formách rezonátorů, zahrnujících mikro kroužky, prstence, disky, toroidy a fotonické krystalové rezonátory. Takovéto filtry mají velké spektrální rozsahy a jsou tvořeny MNF uzlem (slouží jako rezonátor) a dvěma evanescentně vázanými MNFs (add a drop vlákna). „Dropové“ MNF, sloužící k snížení (dropu) rezonančního signálu, je umístěno buď paralelně, nebo kolmo k vstupnímu a je spojeno s MNF uzlem (viz obr. 53 (b,c)). [42,43,45]



**Obr. 53:** Obrázky z OM - 1μm Si MNF na MgF<sub>2</sub> substrátu vedoucí světlo ze SC zdroje (a) a 200μm uzlové add-drop filtry s dropovacími vlákny umístěnými rovnoběžně (b) či kolmo (c) k vstupnímu vláknu. [45]

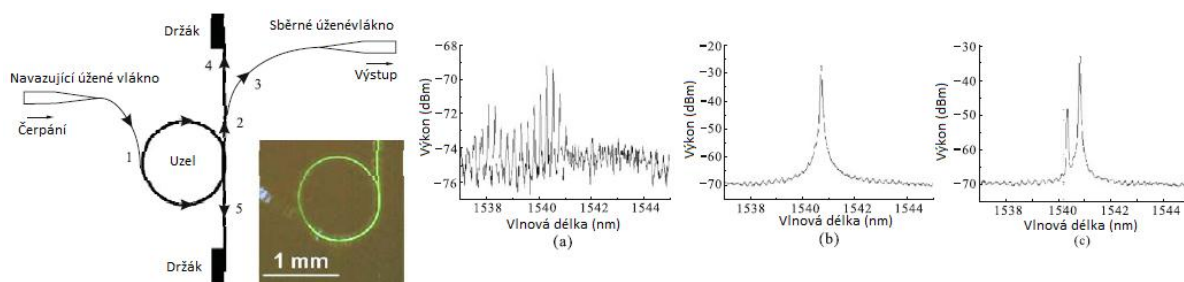


**Obr. 54:** Na průměru MNF závislá hraniční vlnová délka filtru. Normalizovaná transmisní spektra short-pass filtrů připravených z MNFs s průměry: (1) 0,75 (2) 0,88 (3) 1,17 (4) 1,29 (5) 1,42 (6) 1,72 (7) 1,82 a (8) 1,96 μm. Interakční délka je držena na 1,1 mm (a). Hraniční vlnová délka versus MNF průměr (b). [45]

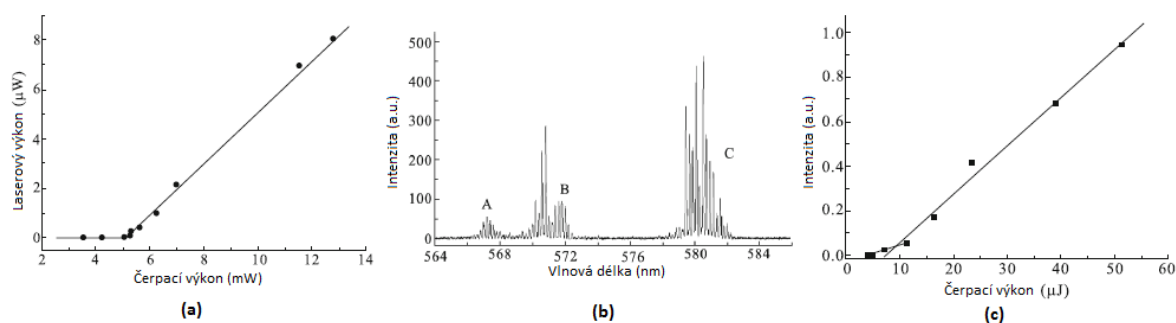
### 6.1.5. MNF lasery

Jak bylo řečeno dříve, speciální výhodou úženi ze skel či hlavně z polymerů je možnost dopování MNFs pro aktivní zařízení, jakými jsou lasery. Ke konstrukci laseru je typickým přístupem včlenění aktivního vlákna do dutinové struktury. A právě výše zmíněné MNF prstencové či uzlové rezonátory s malými rozměry a vysokým *Q-faktorem* poskytují ideální dutinovou strukturu pro „laserování“. Ve spojitosti s MNF zmiňme Er a Yb dopovaná fosfátová MNFs a MNF uzlové barevné lasery založené na zisku vazby evanescentní vlny, ve které není aktivní médium pro světelnou emisi přímo dopováno uvnitř MNF, ale je rozděleno venku v evanescentních polích. Laserové modelování je založeno na dvou souborech rovnic: vazebné rovnice k analýze rezonancí u prstencových rezonátorů a rychlostní rovnice k popsání přechodů v aktivních iontech. Předpokládá se, že čerpané světlo je spotřebováváno absorpcí aktivními ionty a rozptylovými ztrátami ve vazebné oblasti. Podobně je světelný signál buď zesílen jako výsledek populační inverze, nebo trpí ztrátami rozptylem. Podmínkou laserování je dosažení tzv. prahové hodnoty, kdy jsou ztráty signálu rovny jeho zisku, společně se splněním kritické vazebné podmínky. Jak Erbium, tak Ytterbium nabízí jisté specifické výhody, proto byly experimentálně realizovány MNF prstencové lasery i v MNF uzlech vytvořených z  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  kodopovaných fosfátových skel (obr. 55). K čerpání uzlu o průměru 1,1 mm, tvořeného MNF o  $d = 3,3 \mu\text{m}$ , je užito světlo z polovodičové diody pracující na  $\lambda = 975 \text{ nm}$ . Je vidět silná zelená emise podél celé smyčky, a to vlivem spontánní emise vybuzeného  $F_{9/2}$  stavu k základnímu stavu  $\text{Er}^{3+}$ . Na obr. 55 (a,b,c) jsou zobrazena typická výstupní spektra dalšího laseru. Na prvním obrázku je pro čerpací výkon pod hraniční hodnotou pozorována rezonanční širokopásmová luminiscence. Měřený volný spektrální rozsah (*FSR*) rezonance je okolo 0,24 nm, což odpovídá uzlovému průměru 2,0 mm. Když je čerpací výkon zvýšen k jisté hodnotě (právě hraniční), dominují luminiscenčnímu spektru jednotlivé úzké peaky, značící laserování jednoho podélného módu. Toto typické jednomódové laserové spektrum je ukázáno na obrázku druhém. Peak je soustředěn okolo 1541,1 nm s potlačením postranního módu okolo 47 dB. Měřené tloušťky čar laserového módu jsou okolo 0,05 nm (6,3 GHz), což může být omezeno spektrálním rozlišením dostupným u použitého OSA (0,05 nm). Když je zvýšen čerpací výkon, je také pozorován lehký červený posun vlnové délky peaků (zvýšení 1-μW na výstupu vede k posunu cca 0,1 nm). To může být připsáno teplotnímu vzestupu v uzlu pramenícího ze zvýšeného čerpacího výkonu. Mimoto záměrnou změnou vazby uzlové struktury může být jednomódový laserový režim „přepnut“ do multimódového se

stlačenou intenzitou každého módu, jak je vidět na obrázku třetím. Soustředěný jednomódový laserový výstupní výkon versus čerpací výkon pro takový uzel je zobrazen na obr. 56 (a). Čerpací výkon je kalibrován použitím přímé vazby mezi dvěma MNFs s těmi samými průměry, jaké jsou použity pro uzel. Ač je to teoreticky možné, v praxi se velmi obtížně dostaneme v uzlovém průměru pod 1 mm. Tyto na MNF založené lasery mohou představovat specifické výhody zahrnující snadnou fabrikaci (není potřeba přídavný coupler), stabilní provoz (robustní vazba) a kompaktní velikost. Co se týče laserů barevných, nejsnadněji se připraví např. vnořením mikrouzlu do nějakého barviva. Molekuly barviva rozšířené v blízkém poli mikrouzlu jsou vybuzeny evanescentními vlnami, což vede k viditelné silné fotoluminiscenci, která může vést k laserování, pokud nastává recirkulace uvnitř uzlové dutiny. V praktickém experimentu byl 350 $\mu$ m MNF uzel, vytvořený z 3,9 $\mu$ m Si MNF, zapuštěn do etylen/glykolu dopovaného 5 mM/L rhodaminovým barvivem. Na obr. 56 (b) jsou vidět tři laserové skupiny na čerpacím výkonu 23,5  $\mu$ J/pulz. Na obr. 56 (c) je zobrazen graf závislosti výstupní intenzity na čerpacím výkonu, na kterém je vidět dobrá lineární závislost, když čerpací energie překračuje hraniční hodnotu (9,2  $\mu$ J/pulz). Užití MNF mikrouzlů pro generaci barevného laseru má množství výhod, zahrnující kompaktní velikost, snadnou výrobu, kompatibilitu s výstupním vlákenným systémem a navíc může poskytovat nové možnosti k dosažení kompaktních vlákenných laserů s vysokou flexibilitou, stejně jako pro výzkum laserových vlastností aktivního média jednoduchým způsobem. Nadto mohou být tyto lasery včleněny do optofluidní technologie v aplikacích jako je lab-on-chip. [9,16,27,28,34,42,43,45,53]



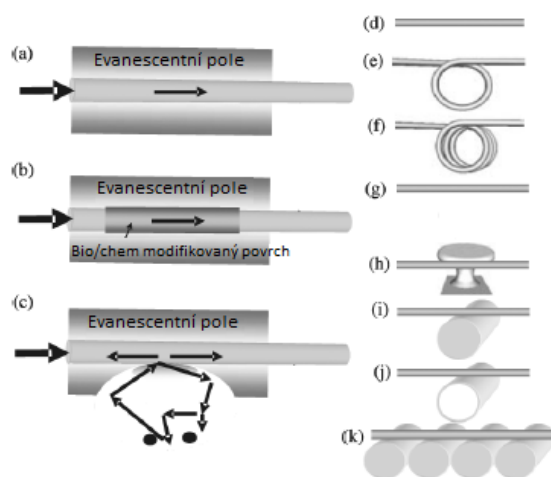
**Obr. 55:** Vlevo je schéma struktury MNF uzlového laseru s obrázkem Er:Yb dopovaným fofátovým MNF uzlem čerpáným 975nm světlem, pořízený OM. Vpravo výstupní spektra tohoto 2mm uzlu připraveného z 3,8  $\mu$ m MNF. (a) Rezonanční luminiscence, kdy je čerpací výkon lehce pod hraniční hodnotou. (b) Jednomódová laserová emise potom co jde čerpací výkon nadhraniční hodnotu. (c) Multimódová laserová emise pozorovaná po záměrné změně vazebné efektivity mezi MNFs.[45]



**Obr. 56:** (a) Kolektovaný laserový výstupní výkon versus čerpací výkon laseru z předešlého obrázku. (b) Laserová emise z 350 $\mu$ m MNF uzlu čerpaného Nd:YAG laserem (532nm  $\lambda$ , 6ns pulzy, 10Hz), průměr použitých vláken je 3,9  $\mu$ m a čerpací výkon 23,5  $\mu$ J/pulz. (c) Kolektovaný laserový výstupní výkon versus čerpací výkon MNF uzlového barevného laseru z prostředního obrázku(b).[45]

## 6.2. MNF optické senzory

Na základě sledování změn v přeneseném výkonu světla šířícího se skrz MNFs se využívá MNFs jako senzorů detekujících změny v okolním médiu. Změny v okolním médiu mohou být způsobeny kolísáním teploty, radiace, koncentrací chemických či biologických druhů, mikro/nanočástic, mechanickými vibracemi atd. Princip provedení optického MNF senzoru je zobrazen na obrázku 57. MNF buď přímo vykonává detekci (a-f), nebo slouží jako vlnovod, spojující fotonický senzor se zdrojem a detektorem světla (c a g-k). Obrázek a zobrazuje nejjednodušší holý (neobalený) MNF senzor, jehož tloušťka je obvykle menší než emisní  $\lambda$ . U tohoto senzoru se předpokládá, že podstatná část základního radiačního módu se šíří v okolním médiu. Jeho přenosový výkon se mění s jeho optickými vlastnostmi, které závisí na vlastnostech okolního média. Sensor ilustrovaný na obrázku b je MNF pokryté chemickými či biologickými činidly. U činidel se předpokládá, že jsou citlivé k vybraným látkám.



**Obr. 57:** Ilustrace různých typů na MNF založených fotonických senzorů.[45]

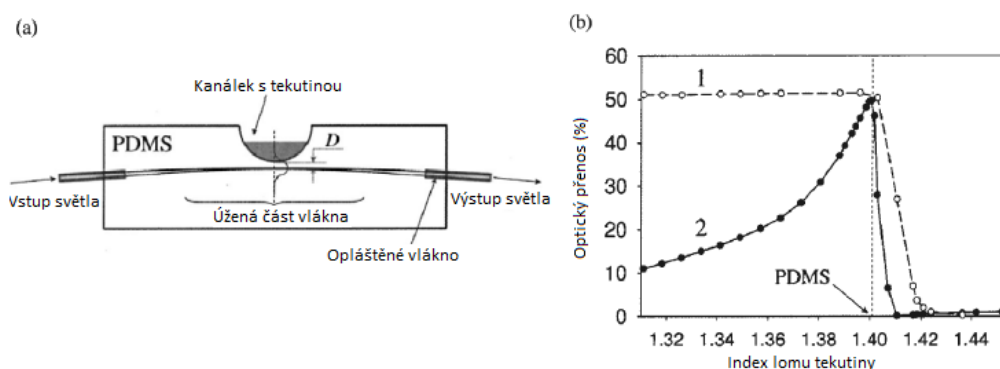
Obrázek c pro změnu ilustruje generický fotonický senzor s MNF vstupem a výstupem. Obrázek k ilustruje možnost vytvoření několika na MNF založených senzorů. Tato provedení senzorů mohou i nemusí být závislá na interakci okolního média s evanescentním polem. Senzory z první skupiny jsou zařízení, jejichž transmisní charakteristiky se mění díky změnám v optických nebo geometrických vlastnostech MNF samotného nebo v šíření pole podél MNF. Například MLR ilustrovaný v obr. e, byl demonstrován jako senzor rychlých teplotních změn a IR radiační senzor. Nejjednodušší senzor z té druhé skupiny, demonstrováný Si a polymerními MNFs, je jednoduché MNF detekující změny způsobené blízkostí chemických a biologických druhů, nebo mikročástic na jeho povrchu (obr. b). Všechny tyto MNF senzory sledující změny evanescentního pole, indexu lomu a geometrických parametrů, jsou velmi citlivé, rychlé, jednoduché a kompaktní.[1,3,13,14,15,19,22,25,26,38,42,43,45,46,49,51,59,60]

### 6.2.1. Aplikace přímého MNF

Aby MNF konalo jakékoli snímání, mělo by měnit přenosové vlastnosti v odezvě k změně vlastností vzorku. K tomu musí být MNF pokryto čidly, které mění index lomu/světelnou absorpci při procesu interakce s chemickými potažmo biologickými objekty ve stádiu testování.

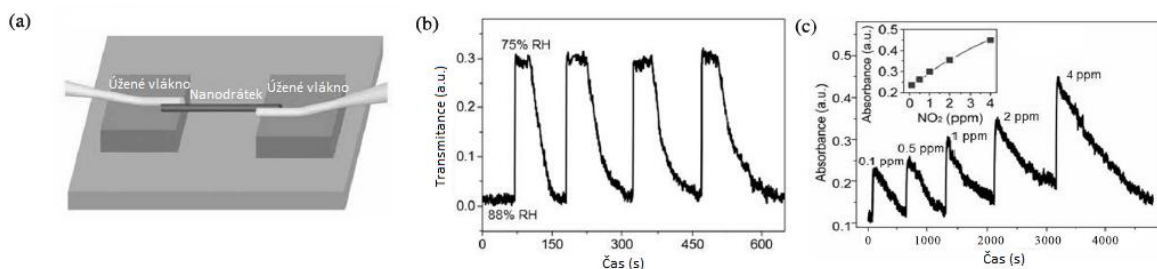
Byl demonstrován např. evanescentní MNF senzor vodíku, v němž je MNF pokryto ultratenkým filmem Pd. Vystavení potaženého MNF bionického vlákna vodíku mělo za následek vytvoření vzrůstající vrstvy palladium-hydridu a změnilo tak jeho index lomu a absorpenci, tedy transmisní ztráty MNF. Model tohoto senzoru měl díky malé tloušťce Pd filmu (4 nm), který je rychle obsazen H, odezvu 10 s. Tato odezva je 3krát až 5krát rychlejší než ta u jiných optických senzorů H a až 15krát rychlejší než mají el. nano vodíkové senzory. Takovýto senzor si uchovává své vlastnosti po několik měsíců od výroby.

Další typ je MNF senzor indexu lomu ponořený do transparentního nízko-indexového jemně vulkanizovaného polymeru (PDMS) majícího v blízkosti MNF mikrofluidní kanálek s testovaným vzorkem kapaliny. Jako MNF bylo použito konvenční jednomódové optické vlákno. Princip tohoto senzoru je založen na modifikaci tvaru základního optického módu cestujícího skrze MNF, v závislosti na kontrastu mezi indexy lomu roztoku (různé koncentrace glycerolu ve vodě) v půlkruhovém kanálku a okolního polymeru. Schéma tohoto senzoru spolu s jeho kalibrační křivkou ukazující jeho možnou měřicí přesnost okolo  $10^{-4}$  je vidět na obr. 58.



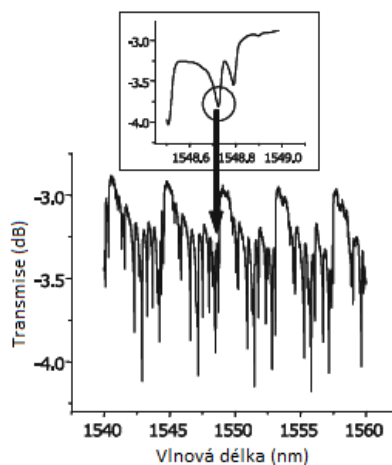
**Obr. 58:** (a) Ilustrace MNF senzoru s tekutým kanálkem. (b) Měřená optická transmise jako funkce indexu lomu kapaliny v kanálku, a to pro dva senzory s odlišnými MNF průměry na koncích: křivka 1 – 1,6  $\mu\text{m}$ ; křivka 2 – 700 nm.[45]

Byl též demonstrován MNF senzor absorpce molekul (např. PTCDA). Takovýto senzor depozice molekul, tvořený 500nm úženým jednomódovým MNF, překonal citlivost předcházejících senzorů až o dva řády. Byly též použity polymerní MNFs, a to jako senzory vlhkosti a plynů. Jejich odezva se pohybovala mezi 25-30 ms a je jimi možné po dopování a pokrytí funkcionalizovanými materiály detekovat různé chemické a biologické druhy, nejen molekuly  $\text{NO}_2$  a  $\text{NH}_3$ . Na obr. 59 je použito PAM MNF pro relativní snímání vlhkosti. Odezva byla testována střídavým opakováním 75% a 88% relativní vlhkosti vzduchu uvnitř „komory“ a to s excelentní reverzibilitou (obr. 59 (b)). Tato odezva je o jeden až dva řády rychlejší než u existujících senzorů relativní vlhkosti, což je způsobeno malým průměrem a velkým poměrem povrch ku celý objem MNF, který umožňuje rapidní difúzi či evaporaci molekul vody. V aplikaci PANI/PS MNF byl senzor využit k snímání plynu. Když je tento senzor vystaven  $\text{NO}_2$ , jeho nárůst v oxidačním stupni vyústí ve změnu absorpce šířeného světla. Časová změna absorpance je vidět na obr. 59 (c).



**Obr. 59:** (a) Ilustrace podporovaného polymerního MNF s dvěma konci vázanými k úžným vláknům. (b) Časová závislost MNF transmittance na vzduchu o různých rel. vlhkostech. (c) Časová závislost MNF absorpance na vystavení NO<sub>2</sub> o koncentraci od 0,1 do 4 ppm. [45]

Velmi účinný je i MNF senzor vláknenného povrchu. Jde o velmi přesnou metodu pro snímání povrchu a zvláště pro měření vláknenného poloměru, což je důležité pro pochopení rozpětí výchylek průměru vlákna, povrchové kontaminace a adheze. Vyvinutá metoda je založena na detekci rezonancí tzv. whispering gallery módu (WGM) v optickém vlákně, použitím MNF posouvajícího se kolmo podél vláknenného povrchu. Abychom určili výchylky vláknenného rádiusu, je vybrána velmi výrazná rezonance (obr. 60) a její pozice je monitorována během posunu MNF podél vlákna. Ta je pak použita k výpočtům změn v efektivním průměru optického vlákna z posunutí vybrané rezonance ( $\Delta\lambda$ ) podle jednoduchého vzorce:  $\Delta d = d\Delta\lambda/\lambda$ , kde  $d$  je průměr vlákna a  $\lambda$  je vlnová délka rezonance. Nadto může být změna v širokopásmovém spektru užita k pokročilému snímání jeho povrchu. Touto metodou je možné při měření výchylek dosáhnout přesnosti 1 Å.



**Obr. 60:** Transmisní spektrum MNF dotýkajícího se optického vlákna. [45]

Jako poslední v této sekci uveďme ještě MNF senzor atomární fluorescence. Jako zdroj atomů je použita magneto-optická past (MOT) pro studené Cs-atomy. Fluorescence atomů MOT okolo MNF je detekována měřením fluorescence fotonů pomocí lavinové fotodiody připojené k jednomu konci bionického vlákna s MNF částí. Monitorováním transmise MNF silným rezonančním laserovým ozářením může být detekován velmi malý počet atomů. To činí z MNF vhodný nástroj kvantové optiky, neboť tento přístup může být rozšířen i na molekuly či kvantové tečky. [1,3,19,22,25,26,37,43,45,46,49,52,57,59,61]

## 6.2.2. Aplikace smyčkového a cívkového MNF

Citlivost MNF senzoru může být znatelně zvýšena použitím interferometrických a rezonančních MNF struktur. Příkladem může být ultra rychlý přímo-kontaktní senzor teploty plynu. Úzké rezonance MLR

transmisního spektra jsou velmi citlivé ke změnám optických vlastností okolního média, které se mění s teplotou, tlakem a použitým ozářením. Demonstrován byl přímý senzor teploty plynu a IR radiační senzor. Rezonátor byl periodicky zahříván CO<sub>2</sub> laserovým paprskem směřovaným skrze paprskový přerušovač. Z oscilací přeneseného výkonu byla určena v souladu s teoretickými předpověďmi velikost změny teploty jako 0,4 K a časová konstanta teplotní rovnováhy byla určena jako 3 ms.

Byla též demonstrována výroba MCR ovíjeného na podpůrné optické PMMA tyčince, vložené do nízko-indexové polymerní matrice (roztok Teflonu), jako mikrofluidního senzoru. Senzor se skládá z MCR s 5-ti otočkami, které obsahují uvnitř kanálek o průměru 1 mm. Jako analitu bylo použito směsí isopropylenu a metanolu, přičemž z transmisního spektra bylo vidět posunutí rezonančního peaku směrem k větším  $\lambda$  s růstem v  $n$ . Vypočtená citlivost byla okolo 40 nm/RIU. [7,38,43,45]

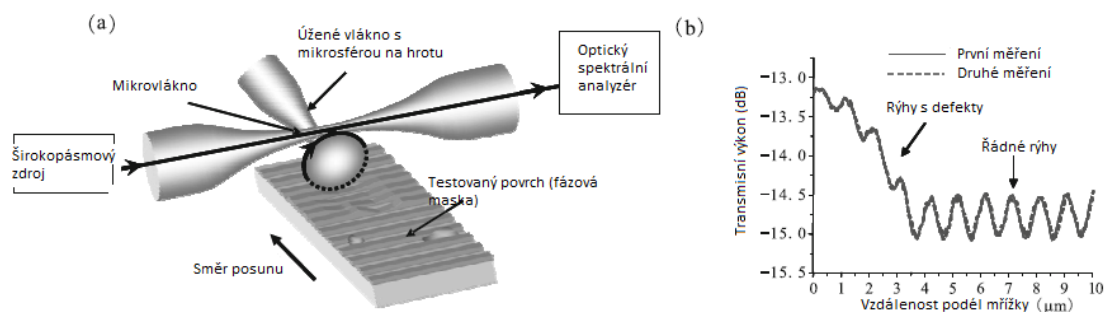
### 6.2.3. Rezonanční fotonické senzory

MNFs slouží též k vázání světla do a z mikro-rezonátoru, který sonduje prostředí s vybuzenými whispering gallery módy (WGM). Princip činnosti těchto zařízení je založen obecně na ovládání tvaru transmisních rezonancí, které odpovídají na změny v okolním médiu. Uvažujme MNF mikrosférové a mikrodiskové senzory. Tato zařízení byla použita zvláště ke komplexnímu snímání indexu lomu okolního média, deponovaných nanovrstevných filmů a absorbovaných mikročástic, atomů a molekul.

Příkladem tedy může být senzor indexu lomu, využívající toho, že evanescentní část WGM buzeného MNF je částečně šířena v okolním médiu. Z toho důvodu se mění rezonanční peaky v transmisním spektru se změnou v indexu lomu okolí. Jako příklad byl demonstrován velmi přesný senzor určující koncentraci těžké vody D<sub>2</sub>O v H<sub>2</sub>O, připravený z MNF vázaného k mikrodiskovému rezonátoru. Sledováním *Q-faktoru* mikrodisku byly odhaleny koncentrace 0,0001 % D<sub>2</sub>O v H<sub>2</sub>O.

Tato analýza indexu lomu je založena na monitorování jedné rezonance, informace sesbírané z větší oblasti transmisního spektra nám dovolují obdržet více informací o okolním médiu sousedícím s povrchem mikroresonátoru. Jako příklad uvedme např. metodu sloužící k současné detekci indexu lomu a tloušťky nanovrstvy adsorbované na povrchu křemíkové mikrosféry. Výsledkem je charakterizace hydrogelové nanovrstvy s tloušťkou 110 nm a extrémně malou výchylkou v  $n$  (0,0012), která byla formována in situ ve vodném prostředí.

K detekci plochých oblastí byl použit MNF/mikrosférový resonátor zobrazený na obr. 61 (a). Skládá se z MNF umístěného do přímého kontaktu s mikrosférou dotýkající se povrchu vzorku. Jako povrch vzorku byla vybrána křemenná difrakční mřížka. Vzorek byl skenován podél směru kolmo k rýhám. Změny transmisního výkonu ukázané na obr. 61 (b) ukazují oscilace s charakteristickými rýhami. Je vidět, jak je segment s vadnými rýhami následován segmentem s dobře se opakujícími rýhami. Dosažené mikronové rozlišení může být zlepšeno připojením kovových nanočástic na dno mikrosféry. A právě MNF mikrosférický resonátor s připojenými nanočásticemi je slibným typem sondy blízkého pole (near-field probe) s rozlišením pod vlnovou délkou světla, která je mnohem více robustní a účinná než stávající ultramálé sondy užívané v mikroskopii blízkého pole.



**Obr. 61:** (a) Ilustrace MNF/mikrosféřního nástroje pro snímání povrchu. (b) Transmisní výkon v závislosti na pozici mikrosféry na povrchu difrakční mřížky.[45]

Navíc citlivost takovýchto zařízení může být dramaticky zvýšena jejich faktorem kvality. Na základě skutečnosti, že vazba mezi jednotlivými Cs atomy a poli vysoce kvalitního prstencového mikroresonátoru může být detekována monitorováním transmisního spektra toho resonátoru, byly detekovány přechodové jevy jednotlivých atomových rozpadů skrze evanescentní pole resonátoru. V jiném experimentu byl takový resonátor naladěný na podmínku kritické vazby. Do blízkosti resonátoru byly z malého oblaku Cs atomů, ochlazených na  $T < 10$  mK, dodány chlazené atomy. Interakce jednotlivého atomu s evanescentním polem přerušila stav kritické vazby, což vedlo ke zvýšení v transmisním výkonu. Mimo to byl navržen i jiný mechanismus, využívající vysokou intenzitu cirkulace pole uvnitř resonátoru, která lokálně zahřívá okolní molekuly. Odpovídající teplotní růst potom vyústí v červený posuv rezonančních  $\lambda$  skrze termo-optický efekt, když je materiál mikroresonátoru zahříván těmi molekulami.

K detekci změn okolí je též možné využít i struktury válečku. Byl též navržen zajímavý přístup k snímání evanescentní polem využívající optickou mikrokapiláru. Jde o WGM optický senzor s tekutým jádrem, který se skládá z optické kapiláry vázané k MNF nebo jinému optickému vlnovodu. Toto zařízení bylo nazváno tekuto-jaderný optický prstencový rezonátorový senzor (LCORRS). Pokud jsou stěny kapiláry dostatečně tenké, WGM transmisní spektrum MNF může detekovat změny, ke kterým dochází podél vnitřního povrchu kapiláry. LCORRS byl demonstrován jako účinný nástroj pro chemické a biologické snímání. V této formě je však náchylný ke kontaminaci a korozi, navíc je křehký. To snižuje transmisní výkon detekovaného světla, a proto byl tento senzor ponořen do vulkanizovatelného nízko-indexového polymeru. V tomto senzoru je významná část rezonančních WGM umístěna uvnitř testované tekutiny (spíše než šířena primárně podél kapilární stěny jako u samonosného), což podstatně zvyšuje jeho citlivost. Pro ještě větší citlivost je nutné úplně odstranit mikrokapiláru leptáním.

Dále je možné použít vícecestupňové dutinové senzory podporované MNFs. Např. matici paralelních MNFs umístěných do dotyku s paralelními optickými mikroválečky. Každé z těchto MNFs vyvolává WGM u každého válečku. Transmisní spektrum každého MNF se skládá z rezonancí z WGM vybuzených v průniku MNF s válečkem. Když jsou průměry válečků vzájemně různé (v praxi vždy), potom příspěvky jednotlivých válečků transmisnímu spektru jsou lineárně nezávislé. Malá změna v  $n$ , lokalizovaná blízko průsečíku jistého válečku s jistým MNF, vyústí v komplexní lineární posun transmisního spektra válečku. Díky zmíněné lineární nezávislosti mohou být pozice lokálních změn a jejich hodnot odděleny a určeny. Tímto principem byla detekována např. DNA (dvě mikrosféry připojené k jednomu MNF). Autorům tohoto senzoru se

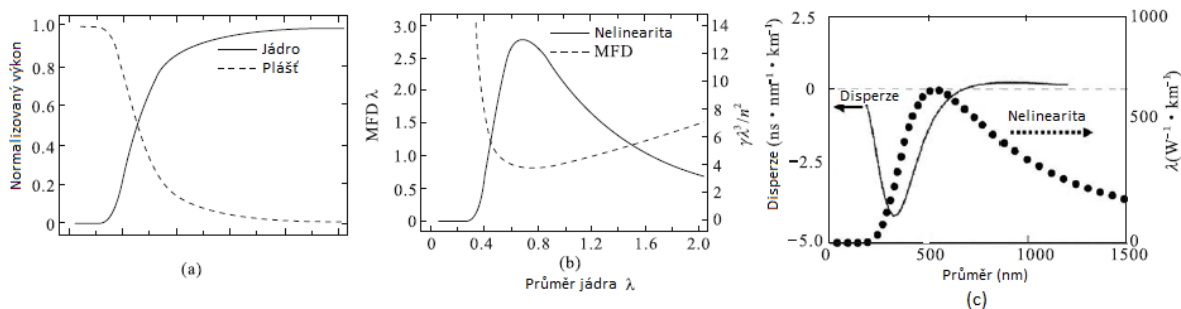
podářilo určit (díky onomu vícenásobnému signálu) neshodu jednoho nukleotidu v 11-ti merním oligonukleotidu. [30,38,43,45,55,57]

## 6.3. Další aplikace

Krom výše zmíněných aplikací jsou MNFs velmi vhodné v aplikacích zahrnující optické nelineární efekty a manipulaci s atomy. Obecně je možné u optických vláken nelinearitu charakterizovat nelineárním parametrem  $\gamma$ , který je krom jiného, závislý na tzv. efektivní oblasti módů vedeného světla,  $A_{eff}$ . V měřítku MNF, když je poměr vlnové délky a průměru vlákna vhodně vybrán, přináší malý průměr a vysokým kontrastem v indexu lomu vybudované těsné optické omezení, velmi malé  $A_{eff}$ . Když je např. vedeno 1550nm světlo 1,1 $\mu$ m Si MNF, je  $A_{eff}$  malá asi jako 1  $\mu$ m<sup>2</sup>. To je o dva řády menší než u standardního jednomódového vlákna, což může značně zvětšit nelineární efekty u tak tenkého vlákna. Říditelná disperze je další výhodou MNF. U běžného vlákna je  $d$  jádra daleko za  $\lambda$  vedeného světla a celková disperze vlákna je ovládána vlastnostmi materiálu, s jistým stupněm „laditelnosti“ v úzkém spektrálním rozsahu. Na rozdíl od toho u MNFs je vlnovodná disperze značně rozšířena díky malému rozměru a vysokému kontrastu  $n$ . Rozšířená vlnovodná disperze, silně závislá na  $d$ , může být použita ke kompenzaci materiálové disperze výběrem vhodného průměru MNF. Např. když je úženo standardní Si vlákno do 500nm Si MNF, může být posunut nulový bod disperze z  $\lambda$  cca 1,3  $\mu$ m do  $\lambda$  cca 550 nm. Tím je možné rozšířit nelineární vlákennou optiku do předtím nedostupných hranic vlnových délek.

Jak je vidět na obr. 62 (a), existuje optimální velikost jádra, která maximalizuje efektivní nelinearitu. Jak je zřejmé z obr. 62 (b), maximum nelinearity je okolo  $d/\lambda = 0,7$ , podle okolo 80% výkonu drženého uvnitř jádra MNF. Maximální nelinearita nastává v bodě, který je velmi blízko minimu MFD, dokazující tak důležitou roli těsného omezení MNF ve zvětšení nelinearity. Obrázek 62 (c) demonstrovuje možnost souběžného dosažení vysoce efektivní nelinearity a nízké disperze u MNF.

Experimentálně první oznámený nelineární efekt u MNF je generace superkontinua (SC). Použitím ns pulzů z 532nm Nd:YAG mikročipového laseru jako čerpacího zdroje bylo pozorováno jednomódové SC, které je dost široké k vyplnění viditelného spektra. Přičemž čím menší průměr vlákna, tím také nižší čerpací výkon a požadovaná délka. Byla provedena i generace SC za pomoci femto i pikosekundových pulzů. Nadto byl u MNF vyzkoumán i efekt solitonu, nebo bylo oznámeno rozšíření stimulovaného Ramanova rozptylu. Obvykle je vysoká nelinearita doprovázena vysokým  $n$ , který může dále zvětšit nelinearitu díky těsnější optické vazbě u MNF na základě většího kontrastu  $n$ . Byla tak představena úžená Pb-Si a Bi-Si optická vlákna jako nízko-ztrátová směsná skleněná MNFs, která mohou poskytnout nelineární indexy 50krát větší než u Si MNFs. Byla též zvětšena tzv. Kerrova nelinearita u vysoce nelineárních As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalkogenidových MNFs. Na základě samofázovací modulace byla oznámena nelinearita asi 62 000krát větší než u standardního jednomódového Si vlákna. Teprve nedávno bylo oznámeno 160 Gb/s demultiplexování přes čtyř vlnové míšení u 1,9 $\mu$ m MNF, úženého z As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalkogenidového skleněného jednomódového vlákna, což může reprezentovat první celooptické signály zpracující zařízení založené na vysoce nelineárních MNFs.



**Obr. 62:** (a) Výkonová lokalizace, (b) efektivní nelinearita a průměr módového pole (MFD) vzduchem obklopeného Si MNF. (c) Na průměru závislá disperze a nelinearita vzduchem obklopeného Si MNF na 800nm vlnové délce. [45]

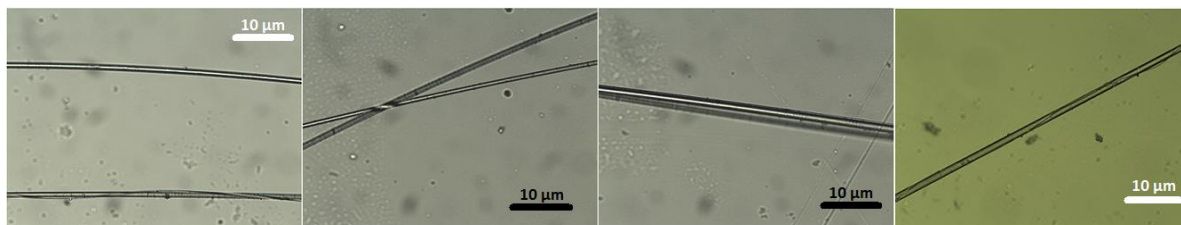
Co se týče atomové optiky, MNFs nabízí silné příčné omezení vedeného módu vlákna, zatímco vykazují výrazné evanescentní pole obklopující vlákno. Toto těsně vázané evanescentní pole s velkými prostorovými gradienty může být užito k účinnému polapení atomů, molekul, iontů blízko povrchu MNF a vazbě záření z atomů do vedených módů MNF. Byly tak uvězněny a vedeny podél MNF již zmíněné chladné Cs atomy. Nebo byla demonstrována jejich fluorescence navázaná do módů vedených MNF za pomoci MOT. Použitím HR spektroskopie byla též experimentálně zkoumána interakce malého počtu Cs atomů s vedeným módem a vlákenným povrchem Si MNF, kde byly pozorovány světlem vybuzené, indukované dipólové síly, van der Waalsova interakce a značné zvětšení spontánní emise atomů, díky modifikaci módů vakua pomocí MNF. Tak mohou být detekovány a vedeny jednotlivé fotony. Jsou též možné operace s plasmony atd. činící tak MNF výhodné pro kvantovou fyziku.

Existuje množství dalších aplikací, lze např. využít kousku vlnovodného Si MNF jako malinké a vysoce citlivé sondy. Je také možné použít dvě rozdílná MNFs ke kontrole světla ve vázaných strukturách („pomalé“ a „rychlé“ světlo). Též lze využít světlem řízeného ohýbacího efektu u MNFs pro nízko-výkonové celo optické switche. MNFs navíc umožňují jednoduché a elegantní experimenty nabízející přímý důkaz pro podporu tzv. Abrahamova momentu, což nabízí řešení století staré záhady optiky. Dále bylo oznámeno přímé pozorování vnitřní tlačivé síly na volnou čelní stěnu MNF projevující se výstupním světlem. Mimo tyto a další aplikace by se MNF mohlo uplatnit při osvětlení (fotografování), detekci miniaturních posuvů, prasklin a průsaků. Nedávno byla představena technologie TELF. Jde o organickou LED diodu založenou na nanovlákněch, vyráběnou pomocí co-elektrospinningu. Skládá se z tekutého kovového jádra (katoda), elektroluminiscenční vrstvy a povrchového transparentního filmu (anoda). V souvislosti s ní by bylo MNFs, kromě jiného, využito ve flexibilních displejích, lab-on-a-chip zařízeních nebo i ve sféře textilní. Jejich potenciální použití jako náhrady nervových tkání (umělý mozek), nebo při tvorbě „pláště neviditelnosti“ už tak nemusí být jen utopickou vizí, ale v souvislosti s rozvojem nanotechnologií se může stát hudbou blízké budoucnosti. [30,36,43,45,64,65]

# EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

## 1.1. Příprava vláken

Pomocí techniky úžení popsané v kapitole 3 jsme se v pokusili připravit dva nejrozšířenější druhy MNFs, a sice vlákna skleněná a vlákna polymerní. Skleněná vlákna byla tažena z křemenné tyčinkové preformy. Šlo o klasický postup, jehož počátky se datují do konce 19. století, kdy je skleněná preforma zahřátá pomocí hořáku a potom co je dosaženo teploty měknutí materiálu a objeví se natavená oblast, je jedna část tyčinky tažena od druhé. Tímto postupem byla obdržena mikronová vlákna, která vykazovala dříve zmiňovanou uniformitu, flexibilitu a pevnost. Délka těchto kónických vláken se pohybovala v řádu milimetrů, za vhodných podmínek byly obdrženy i vlákna přesahující svou délkou jednotky centimetrů. Byla zkoušena technika tažení kolmo dolů, různé stupně natavení a rychlosti tažení. Příprava tohoto druhu vláken však nevykazovala dostatečnou reproduktibilitu a to hlavně v důsledku nestálosti plamene a okolních podmínek. Tato nestálost způsobená fluktuacemi vzduchu v laboratoři měla za následek odlišnost úžených vláken. Bylo tak obdrženo celé spektrum vláken s různými průměry a délkami. Vlákna byla připravována za klasických laboratorních podmínek, nicméně právě tyto podmínky, spolu s konstantní rychlostí tažení a stupněm natavení materiálu, jsou v technice úžení vláken klíčové. Proto pro systematickou výrobu by bylo nutné stálých podmínek a hlavně strojového tažení, které je popsáno v již zmíněné kapitole 3, neboť tento způsob je pro tyto účely neefektivní. K našim cílům však onen přístup stačil, byť byla vlákna tažena obvykle pomocí ruky. Část těchto vláken byla použita jak k navázání světla, tak k tažení polymerních MNFs.



**Obr. 1.1:** Snímky vláken zde připravených, pořízené OM. Na snímcích je vidět jedinečná uniformita těchto submikronových vláken. Je též možné pozorovat úspěšnou mikromanipulaci při které se podařilo ovázat mikronové skleněné vlákno vláknem z polystyrenu.

Druhým typem připravovaných vláken byla vlákna polymerní. Na přípravu tohoto druhu vláken byly vyzkoušeny roztoky PVA, PMMA a PS v různých koncentracích. Po sérii pokusů se nejlépe jevílo tažení vláken z polystyrenu. Byly vyzkoušeny roztoky PS o koncentracích 30, 40 a 50 obj. %. Neměli bychom též opomenout, že zmiňovaný polystyren byl rozpuštěn v xylenu. Na základě experimentálních výsledků se nejlépe osvědčila koncentrace 40 %. Takto připravený roztok, dobře promísený, se nechal chvíli stát (2-5 minut), dokud nedosáhl požadované viskozity vhodné k tažení. Poté byla za pomoci tyčinky přenesena malá kapka roztoku na čistý substrát, nejčastěji skleněnou destičku. Do této kapičky byla, v souladu s technikou popsanou dříve (podkapitola 3.3), ponořena buď opět skleněná tyčinka, nebo již tažené skleněné kónické vlákno. Pomocí tyčinky jsme obdrželi samonosná MNFs, avšak z hlediska budoucího navazování světla se praktičtější jevílo použití skleněného vlákna. Takto připravená vlákna nevykazovala takové dobré mechanické vlastnosti jako vlákna skleněná, nicméně šlo o vlákna nesrovnatelně delší. Po mnoha pokusech se podařilo osvojit si vhodnou rychlost tažení pro obdržení velmi dlouhých a tenkých

vláken. Získali jsme mikronová vlákna s délkami desítek centimetrů a kratší vlákna submikronová s délkami v řádu milimetrů či jednotek centimetrů. Tato vlákna jsou vidět na obr. 1.1, na kterém snímek z OM ukazuje jak skleněná, tak polymerní vlákna použitá v následujícím pokusu.

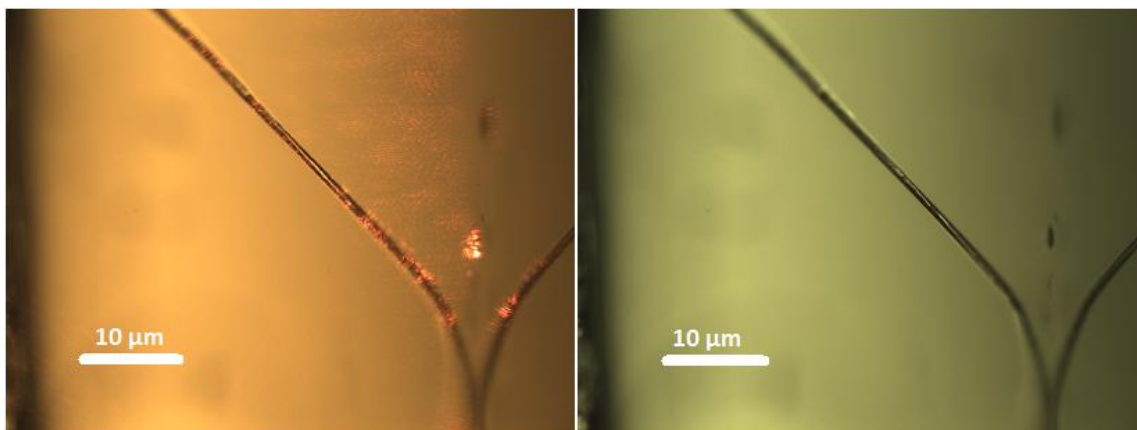
## 1.2. Navazování světla

Vzhledem k problematické manipulaci připravených vláken bez AFM a STM hrotů bylo velmi obtížné dostat připravená vlákna na substrát, aniž by se zlomila. Jakmile došlo ke zlomení adiabaticky úženého vlákna, které usnadňuje proces navázání světla, jedinou možností jak do připravených vláken navázat světlo bylo využít evanescentní vazby. Proto jsme se rozhodli o tento elegantní způsob navázání světla a místo soustředění se na nejistou přímou vazbu jsme po splnění podmínek vazby evanescentní navázali světlo netradičně nepřímou.



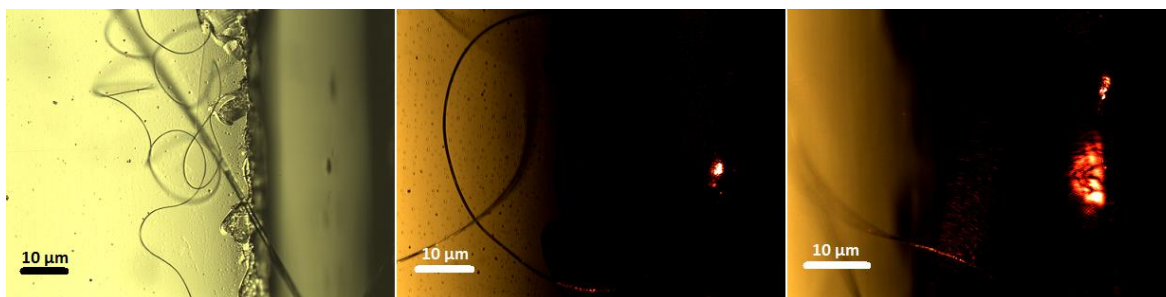
**Obr. 1.2 (a):** Zobrazení pracovní sestavy spolu s detailem na oblast vazby.

Pokus byl postaven na následujícím postupu: pomocí mikroaktuátoru se pokusit dostat do nejtěsnější blízkosti pravoúhlý optický hranolek a připravené optické mikrovláknko. Pokud se podaří dosáhnout blízké vzdálenosti menší než  $\lambda$ , ideálně pod  $\lambda/2$  (neexponenciální útlum evanescentního pole), tak by se mohlo laserové světlo směřované do optického hranolu pomocí evanescentních vln rozšířit i do vlákna skrze evanescentní vazbu. Podaří-li se světlo do vlákna takto navázat, měli bychom to být schopni pozorovat i pod OM. V experimentu jsme vycházeli z OM Olympus BX60, který byl vybaven kamerovým systémem, jež umožňoval v podstatě reálné sledování průběhu pokusu. K jemnému posunu hranolu bylo užito piezoelektrického mikroaktuátoru a k jeho osvětlení bylo použito červeného laserového paprsku. Červeného proto, protože vlnová délka červené má v rámci našeho viditelného spektra nejvyšší hodnotu a ta nám umožní zvýšit kontrast mezi průměrem vláken a délkou navazujícího světla. Jako potenciální vlnovody posloužila připravená skleněná a polystyrenová vlákna, jejichž průměry byly co nejmenší. Zobrazení pracovní aparatury je vidět na obr. 1.2 (a). Na začátku bylo nutné upevnit hranolek k posuvnému zařízení mikroaktuátoru a poté ho vhodně umístit do oblasti snímané objektivem OM, tak aby zbylo místo pro hranu sklíčka, na němž ležely vzorky připravených vláken. Dalším krokem bylo dostat do co nejmenší vzdálenosti, vodorovně se stěnou hranolku, umístěné sklíčko s vlákny. Jakmile ustaly výkyvy použitého laseru, tak jsme správně nasměrovali laserový paprsek do pravoúhlého optického hranolku. Následoval časově náročný proces mikromanipulace s hranolkem, který nakonec vyústil v dostatečné přiblížení obou objektů. Posléze jsme pomocí OM sledovali navázání světla do připravených vláken. Snímky z mikroskopu zobrazující ono evanescentní navázání jsou vidět na obr. 1.2 (b).

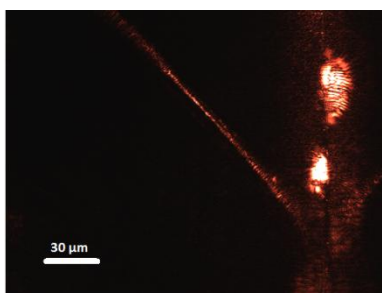


**Obr. 1.2 (b):** Úspěšné evanescentní navázání světla z vpravo ležícího optického hranolu do submikronového vlákna. Na obrázcích je jasně patrný zrcadlový odraz, způsobený procházejícím světlem z mikroskopu a blízkostí vlákna u hrany hranolu.

Jak je vidět, světlo se opravdu podařilo navázat. Takto se nám podařilo navázat světlo do vláken ležících na plochém skleněném substrátu i do vláken ovinutých pro lepší manipulaci na skleněné tyčince. Jako vlnovody tak posloužila vlákna s průměry v řádu mikronů i menší. Při provádění experimentu se však logicky nabízela otázka, zda-li se nám podařilo navázat světlo opravdu evanescentně. Uvažována byla totiž ještě možnost navázání pomocí odrazu a difrakce na hraně hranolu a jeho defektech. Tato možnost však byla zavrhnuta, neboť pokud by šlo o světlo odražené a difraktované na nečistotách, defektech atd., pozorovali bychom ho i mimo vlákno, tedy na hraně podpůrného sklička. Jelikož toto pozorováno nebylo a na hraně skla posetého defekty k žádnému světelnému efektu nedocházelo, světlo muselo být na tak malou vzdálenost navázáno evanescentně. Na závěr by mělo být řečeno, že v experimentu bylo využito i zelené laserové světlo, u kterého se vazba nedařila. Příčinou mohla být jeho menší vlnová délka, nedostatečná vzdálenost mezi hranolem a vláknem, stejně jako nevhodné vzorky vláken (průměr). Další obrázky z experimentu je možné vidět na obr. 1.2 (c,d).



**Obr. 1.2 (c,d):** Vlevo další submikronová vlákna, nejmenší s průměrem okolo 400 nm. Vpravo potom navázání do vláken menších než 1 mikron. Dole první úspěšné navázání světla do mikronového vlákna (jasně patrná difrakce na kazech hranolu)



# ZÁVĚR

Na samotném začátku této práce bylo řečeno, že jejím hlavním cílem je přiblížit problematiku optických vláken, jejichž průměr je menší než vlnová délka světla jimi vedeného. Této vytyčené cesty jsem se snažil co nejvíce držet a pokusil jsem se o poskytnutí co nejkompaktnějšího přehledu, který by byl za daných podmínek zajímavou jednoduchou a v neposlední řadě podnětnou „příručkou“. Šlo mi o krátké a výstižné pojednání, které bude užitečné pro každého, kdo projeví zájem o tuto nesmírně rychle se rozvíjející oblast optiky. Proto jsem kromě asi nejlákavějšího aspektu takovýchto optických vláken, jejich aplikací, věnoval jistou část jejich historii. Jsem totiž toho názoru, že chce-li se člověk otevřeně dívat dopředu, měl by se také snažit podívat se zpět, neboť mnoho „nového“ je znovuobjevením dávno známých skutečností a je velmi smutné, že nám tyto skutečnosti nejen utíkají, ale jsou námi úmyslně opomíjeny. Ona snaha o objektivní shrnutí byla navíc obohacena o můj vlastní um, který prostřednictvím různých postřehů, rad a úvah z mého okolí poskytl nutné rozšíření již známého.

Podařilo se mi tak vyrobit různé typy vláken, která se lišila jak materiály a postupy při samotné výrobě, tak vlastnostmi. Tato výroba, která byla zatížena mnoha nedostatky, byla klíčová pro experiment završující mé úsilí. Tyto nedostatky, mezi které patří nestabilní pracovní podmínky, nevhodná technika a nedostatečná čistota by však mohly být odstraněny, což by se podílelo na efektivitě práce. Toto považuji za nutné zmínit, neboť v důsledku toho je možný budoucí rozvoj této oblasti na naší univerzitě. Podařilo se mi sice vlákna vyrobit, ale o nějaké kontrolované výrobě nemůže být řeč. V důsledku ručního manuálního tažení (19. stol. pozn. autora) byla v průběhu fabrikace získávána vlákna různých délek a průměrů, navíc byla tato vlákna poseta velkým množstvím nečistot. S připravenými vlákny, jež mají skutečně nepatrné rozměry, byla velmi obtížná manipulace. Tento problém neztěžovalo jen nestálé laboratorní prostředí, zejména proudění vzduchu, různé teplotní fluktuace, ale i samotná manipulace s vlákny opomíjející běžně užívané AFM a STM sondy. Vlákna tak bylo velmi obtížné dostat na podpůrný substrát, a když se to přeci jenom podařilo, dílčí manipulace byla o to náročnější. Avšak i bez vakuované komory limitující vliv nečistot a fluktuací, přislíbené automatizované výroby za pomoci „trhacího stroje“, i zahřívání pomocí laseru, se podařilo obdržet vlákna vhodná pro experimentální výzkum.

Realizoval jsem experiment, ve kterém jsem netradičně, avšak u takto tenkých vláken velmi elegantně, využil evanescentní vazby. Jde o běžnou metodu, která je v této oblasti užívána velmi často. Mou jedinečností za daných podmínek bylo, že jsem se tuto vazbu pokusil provést mezi vláknem a optickým hranolem. Skrze optický pravoúhlý hranol, osvětlený červeným laserem, se mi po dostatečném přiblížení obou objektů pomocí piezoelektrického mikroaktuátoru podařilo evanescentně navázat světlo do připravených submikronových vláken. Dosažený výsledek předcházela série neúspěchů, kdy se opakovaně nedařilo navázat světlo z laserového zdroje s nižší vlnovou délkou. Proto byl zelený laser nahrazen červeným o větší vlnové délce. Ještě výhodnější z důvodu realizování, potažmo účinnosti vazby, by bylo použití laseru infračerveného. Nicméně i on by představoval za našich podmínek určitou nevýhodu, a to v důsledku neviditelnosti pouhým okem, jelikož se nachází mimo naše viditelné spektrum. Mimo evanescentní vazbu bylo realizováno i klasické navázání, a to přes neúžený konec skleněných vláken. Tak byla úspěšně demonstrována jak možnost přípravy optických vláken, jejichž průměr je pod vlnovou délkou vedeného

světla, tak i jejich realizace jako vlnovodů. To lze považovat v rámci České republiky, kde se touto problematikou zabývá oproti zahraničí minimum lidí (např. Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR), za jeden ze základních kamenů pro budoucí vývoj, na který lze pohlížet, jako na klíčový.

Tato optická vlákna by mohla posloužit jako vysoce citlivé sondy v mikroskopii blízkého pole, též jako detektory ke snímání okolního prostředí. Při menším vylepšení experimentálních podmínek by bylo možné připravovat vláknové lasery, či vytvářet složitější vlákenné struktury výhodné v oblasti fotoniky. Z připravených polymerních vláken by se při zkušenostech zdejší textilní katedry dala realizovat zmiňovaná technologie TELF. Mimo to by bylo spolu s rozvojem v nanotechnologiích možné další zkoumání nelineárních efektů těchto malých vláken, a to třeba i v souvislosti s tzv. metamateriály. Aplikací je skutečně mnoho a i když jsou blíže rozebrány v textu, výzkum v této oblasti postupuje takovým tempem, že jeho literární zpracování zaostává. Proto bych si dovilil zakončit svou práci jistým apelem na generace budoucí:

*Jsou-li nám dány možnosti, využijme je.*

# SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] AYDOGDU, S. et al. Optical CO<sub>2</sub> Sensing with Ionic Liquid Doped Electrospun Nanofibers. V *Journal of Fluorescence*. 2011. Vol. 21, no. 2, s. 607–613. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/15q4l63p5016116u/abstract/>
- [2] BALZER, F. et al. Organic nanofibers from squarylium dyes: Local morphology, optical, and electrical properties. V *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* [online]. 2012. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: [http://spiedigitallibrary.org/proceedings/resource/2/psisdg/8258/1/82580O\\_1?isAuthorized=no](http://spiedigitallibrary.org/proceedings/resource/2/psisdg/8258/1/82580O_1?isAuthorized=no)
- [3] DONG, K.-Y. et al. Enhanced H<sub>2</sub>S sensing characteristics of Pt doped SnO<sub>2</sub> nanofibers sensors with micro heater. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2011. Vol. 157, no. 1, s. 154–161. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400511002395>
- [4] EL-NAHASS, M.M. - EL-MENYAWY, E.M. Thickness dependence of structural and optical properties of indium tin oxide nanofiber thin films prepared by electron beam evaporation onto quartz substrates. V *Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology*. 2012. Vol. 177, no. 2, s. 145–150. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921510711005010>
- [5] FEYNMAN, R.P. et al. *Feynmanovy přednášky z fyziky s resenými příklady*. 2. Havlícký Brod: Fragment, 2001. [cit. 2012-04-10]. ISBN 8072004204 9788072004201.
- [6] FORNEL, F. De *Evanescent Waves: From Newtonian Optics to Atomic Optics*. [s.l.]: Springer, 2001. 292 s. [cit. 2012-04-11]. ISBN 9783540658450.
- [7] FUH, Y.-K. - HSU, H.-S. Fabrication of monolithic polymer nanofluidic channels via near-field electrospun nanofibers as sacrificial templates. V *Journal of Micro-Nanolithography Mems and Moems*. 2011. Vol. 10, no. 4. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: [http://spiedigitallibrary.org/jm3/resource/1/jmmmgf/v10/i4/p043004\\_s1?isAuthorized=no](http://spiedigitallibrary.org/jm3/resource/1/jmmmgf/v10/i4/p043004_s1?isAuthorized=no)
- [8] GARCIA-FERNANDEZ, R. et al. Optical nanofibers and spectroscopy. V *Applied Physics B-Lasers and Optics*. 2011. Vol. 105, no. 1, s. 3–15. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/u617843174127072/abstract/>
- [9] Gilberto Brambilla NEXT-GENERATION FIBERS: Optical fibers go nano - Laser Focus World. V *Laserfocusworld* [online]. 2007. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-43/issue-10/features/next-generation-fibers-optical-fibers-go-nano.html>
- [10] GUO, Z. et al. Controllable fabrication of cadmium phthalocyanine nanostructures immobilized on electrospun polyacrylonitrile nanofibers with high photocatalytic properties under visible light. V *Catalysis Communications*. 2011. Vol. 12, no. 10, s. 880–885. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1566736711000434>
- [11] HAKUTA, K. - NAYAK, K.P. Manipulating single atoms and photons using optical nanofibers. V *Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology*. 2012. Vol. 3, no. 1, s. 015005. [cit. 2012-05-17]. . .
- [11] HOPKINS, H.H. - KAPANY, N.S. A Flexible Fibrescope, using Static Scanning. V , *Published online: 02 January 1954; | doi:10.1038/173039b0*. 1954. Vol. 173, no. 4392, s. 39–41. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://www.nature.com/nature/journal/v173/n4392/abs/173039b0.html>

- [12] J J O'CONNOR (POSLEDNÍ) - E F ROBERTSON Boys biography. V *history.mcs.st-and.ac.uk* [online]. 2003. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://www-history.mcs.st-and.ac.uk/Biographies/Boys.html>
- [13] JANG, K. et al. Electrospinning of Porphyrin/Polyvinyl Alcohol (PVA) Nanofibers and Their Acid Vapor Sensing Capability. V *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. 2011. Vol. 11, no. 7, s. 6102–6108. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://www.ingentaconnect.com/content/asp/jnn/2011/00000011/00000007/art00091?token=005f1c8f90031c21656d7b76504c48663b254449446c243144422c6a332b257d7241255e4e6b6331127b5f9af310c51>
- [14] JIA, W. et al. Pt nanoflower/polyaniline composite nanofibers based urea biosensor. V *Biosensors and Bioelectronics*. 2011. Vol. 30, no. 1, s. 158–164. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0956566311006063>
- [15] KACMAZ, S. et al. Sub-nanomolar sensing of ionic mercury with polymeric electrospun nanofibers. V *Materials Chemistry and Physics*. 2012. Vol. 133, no. 1, s. 547–552. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0254058412001058>
- [16] Leoš Maršálek Optická vlákna. V *goro.czweb.org* [online]. 2006. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://martin.feld.cvut.cz/~mach/vyuka/X13MTV/Opticka%20vlakna.pdf>
- [17] LI, L. et al. One-dimensional optical materials of microfibers by electrospinning. V *Materials Letters*. 2012. Vol. 66, no. 1, s. 292–295. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167577X11009712>
- [18] LI, M. et al. Electrospinning preparation and photoluminescence properties of poly (methyl methacrylate)/Eu<sup>3+</sup> ions composite nanofibers and nanoribbons. V *Materials Research Bulletin*. 2012. Vol. 47, no. 2, s. 321–327. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0025540811005496>
- [19] LIU, L. et al. Improved H<sub>2</sub> sensing properties of Co-doped SnO<sub>2</sub> nanofibers. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2010. Vol. 150, no. 2, s. 806–810. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400510005976>
- [20] LONG, Y.-Z. et al. Recent advances in synthesis, physical properties and applications of conducting polymer nanotubes and nanofibers. V *Progress in Polymer Science*. 2011. Vol. 36, no. 10, s. 1415–1442. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079670011000578>
- [21] MALÝ, P. - UNIVERZITA KARLOVA *Optika*. Praha: Karolinum, 2008. [cit. 2012-04-10]. ISBN 9788024613420 8024613425.
- [22] MENG, C. et al. Quantum-Dot-Doped Polymer Nanofibers for Optical Sensing. V *Advanced Materials*. 2011. Vol. 23, no. 33, s. 3770. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adma.201101392/abstract;jsessionid=9FE146B89CAD5FBC5BC3488D43A6FB0A.d01t02>
- [23] PARK, S.K. et al. Fabrication and optical characterization of electrospun poly(3-buthylthiophene) nanofibers. V *Synthetic Metals*. 2011. Vol. 161, no. 11-12, s. 1088–1091. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0379677911001202>
- [24] PERSSON, B.N.J. Influence of frozen capillary waves on contact mechanics. V *Wear*. 2005. Vol. 264, no. 9-10, s. 746-749. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164807005388>

- [25] QI, Q. et al. Humidity sensing properties of KCl-doped ZnO nanofibers with super-rapid response and recovery. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2009. Vol. 137, no. 2, s. 649–655. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400509000689>
- [26] QI, Q. et al. Improved NH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH, and CH<sub>3</sub>COCH<sub>3</sub> sensing properties of SnO<sub>2</sub> nanofibers by adding block copolymer P123. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2009. Vol. 141, no. 1, s. 174–178. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400509004766>
- [27] QUOCHI, F. et al. Low-threshold blue lasing in epitaxially grown para-sexiphenyl nanofibers. V *Journal of Luminescence*. 2005. Vol. 112, no. 1–4, s. 321–324. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022231304004181>
- [28] QUOCHI, F. et al. Optical Gain and Random Lasing in Self-Assembled Organic Nanofibers. V AL-SHAMERY, K. et al. Ed. *Organic Nanostructures for Next Generation Devices* [online]. [s.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 2008. s. 239–260. [cit. 2012-04-10]. ISBN 978-3-540-71923-6. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/r03475611h153t17/abstract/>
- [29] RENEKER, D.H. - YARIN, A.L. Electrospinning jets and polymer nanofibers. V *Polymer*. 2008. Vol. 49, no. 10, s. 2387–2425. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032386108001407>
- [30] RUSSELL, L. et al. Sub-Doppler temperature measurements of laser-cooled atoms using optical nanofibres. V *Measurement Science and Technology*. 2012. Vol. 23, no. 1. [cit. 2012-08-10]. Dostupné na internetu: <http://iopscience.iop.org/0957-0233/23/1/015201/>
- [31] SALEH, B.E.A. - TEICH, M.C. *Základy fotoniky. Sv. 2*. Praha: Matfyzpress, 1994. 226 s. [cit. 2012-08-10]. ISBN 8085863022 9788085863024.
- [32] SALIT, K. et al. Ultra-low power, Zeno effect based optical modulation in a degenerate V-system with a tapered nano fiber in atomic vapor. V *Optics Express*. 2011. Vol. 19, no. 23, s. 22874–22881. [cit. 2012-08-10]. Dostupné na internetu: <http://www.opticsinfobase.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-23-22874>
- [33] SARLAT, T. et al. Frozen capillary waves on glass surfaces: an AFM study. V *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*. 2006. Vol. 54, no. 1, s. 121–126. [cit. 2012-04-29]. Dostupné na internetu: <http://www.bibsonomy.org/bibtex/22ec69c0abaa7efde4d95702b24c86f35/statphys23>
- [34] SEN, B. et al. Photoluminescence and Raman Spectroscopy of Polycrystalline ZnO Nanofibers Deposited by Electrospinning. V *Journal of Electronic Materials*. 2011. Vol. 40, no. 9, s. 2015–2019. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/e321154877656313/?MUD=MP>
- [35] SHUIPING, L. et al. Cellulose acetate nanofibers with photochromic property: Fabrication and characterization. V *Materials Letters*. 2010. Vol. 64, no. 22, s. 2427–2430. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167577X10006610>
- [36] SKOVSEN, E. et al. Surface plasmon polariton generation by light scattering off aligned organic nanofibers. V *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*. 2012. Vol. 29, no. 2, s. 249–256. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.opticsinfobase.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-29-2-249>
- [37] SU, M. et al. Characterization and humidity sensitivity of electrospun ZrO<sub>2</sub>:TiO<sub>2</sub> hetero-nanofibers with double jets. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2012. Vol. 161, no. 1, s. 1038–1045. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400511010951>
- [38] SUMETSKY, M. Optical Micro/Nanofibers for Sensing Applications. V FAN, X. Ed. *Advanced Photonic Structures for Biological and Chemical Detection* [online]. [s.l.]: Springer US, 2009. s. 337–375.

- [cit. 2012-04-10]. ISBN 978-0-387-98063-8. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/x7222u75kq460743/abstract/>
- [39] SUMETSKY, M. et al. Probing optical microfiber nonuniformities at nanoscale. V *Optics Letters*. 2006. Vol. 31, no. 16, s. 2393–2395. [cit. 2012-04-30]. Dostupné na internetu: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-31-16-2393>
- [40] TAKAHASHI, K. et al. Experimental and numerical studies on ballistic phonon transport of cup-stacked carbon nanofiber. V *Physica B: Condensed Matter*. 2009. Vol. 404, no. 16, s. 2431–2434. [cit. 2012-04-24]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452609002786>
- [41] TONG, L. et al. Assembly of Silica Nanowires on Silica Aerogels for Microphotonic Devices. V *Nano Letters*. 2005. Vol. 5, no. 2, s. 259–262. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://mazur.harvard.edu/publications.php?function=display&rowid=486>
- [42] TONG, L. Brief introduction to optical microfibers and nanofibers. V *Frontiers of Optoelectronics in China*. 2010. Vol. 3, no. 1, s. 54–60. [cit. 2012-04-22]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/cw79x118k042m18v/abstract/>
- [43] TONG, L. Optical nanofibers and nanowires. V *37th European Conference and Exposition on Optical Communications* [online]. Geneva, Switzerland: Optical Society of America, 2011. [cit. 2012-04-24]. Dostupné na internetu: <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ECOC-2011-Tu.3.LeCervin.1>
- [45] TONG, L. et al. Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides. V *Optics Express*. 2004. Vol. 12, no. 6, s. 1025–1035. [cit. 2012-05-17]. . .
- [44] TONG, L. et al. Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. V *Nature*. 2003. Vol. 426, no. 6968, s. 816–819. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://mazur.harvard.edu/publications.php?function=display&rowid=449>
- [45] TONG, L. - SUMETSKY, M. *Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers*. Hangzhou; Heidelberg; New York: Zhejiang University Press ; Springer, 2010. 236 s. [cit. 2012-04-10]. ISBN 9783642033612.
- [46] VO-DINH, T. Optical Nanosensors for Detecting Proteins and Biomarkers in Individual Living Cells. V VO-DINH, T. Ed. *Protein Nanotechnology* [online]. [s.l.]: Humana Press, 2005. s. 383–401. [cit. 2012-04-10]. ISBN 978-1-59259-858-8. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/u1l47236g5h5l6k4/abstract/>
- [47] WANG, S. et al. Fabrication and morphology control of electrospun poly( $\gamma$ -glutamic acid) nanofibers for biomedical applications. V *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces*. 2012. Vol. 89, no. 0, s. 254–264. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927776511005522>
- [48] WEI, Q. et al. Characterization of polymer nanofibers coated by reactive sputtering of zinc. V *Journal of Materials Processing Technology*. 2009. Vol. 209, no. 4, s. 2028–2032. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924013608003932>
- [49] YAN, X.B. et al. NO<sub>2</sub> gas sensing with polyaniline nanofibers synthesized by a facile aqueous/organic interfacial polymerization. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2007. Vol. 123, no. 1, s. 107–113. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400506005284>
- [50] YANG, P. et al. The fabrication of PPV/C60 composite nanofibers with highly optoelectric response by optimization solvents and electrospinning technology. V *Materials Letters*. 2011. Vol. 65, no. 3, s. 537–539. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167577X10009006>

- [51] YANG, X. et al. Submicrometer organic silica gel fiber for oxygen sensing. V *Optics Letters*. 2011. Vol. 36, no. 23, s. 4656–4658. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.opticsinfobase.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-36-23-4656>
- [52] YOON, J.-W. et al. Design of a highly sensitive and selective C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH sensor using p-type Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanofibers. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2012. Vol. 161, no. 1, s. 570–577. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400511009877>
- [53] YOUSEF, A. et al. Influence of CdO-doping on the photoluminescence properties of ZnO nanofibers: Effective visible light photocatalyst for waste water treatment. V *Journal of Luminescence*. 2012. Vol. 132, no. 7, s. 1668–1677. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022231312001111>
- [54] YU, H. et al. Optical properties of quantum-dot-decorated polymer nanofibers. V *Nanotechnology*. 2011. Vol. 22, no. 33. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://iopscience.iop.org/0957-4484/22/33/335202/>
- [55] ZHANG, A. et al. Advances in optical fiber Bragg grating sensor technologies. V *Photonic Sensors*. 2012. Vol. 2, no. 1, s. 1–13. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/k22558726w576l5u/abstract/>
- [56] ZHANG, C.-L. et al. Controlled assemblies of gold nanorods in PVA nanofiber matrix as flexible free-standing SERS substrates by electrospinning. V *Small*. 2012. Vol. 8, no. 5, s. 648–653. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/sml.201102230/abstract>
- [57] ZHANG, L. et al. Micro/nanofiber optical sensors. V *Photonic Sensors*. 2011. Vol. 1, no. 1, s. 31–42. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.springerlink.com/content/m4k6585300433v42/abstract/>
- [58] ZHANG, W. et al. Preparation and study of PPV/PVA nanofibers via electrospinning PPV precursor alcohol solution. V *European Polymer Journal*. 2007. Vol. 43, no. 3, s. 802–807. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0014305706004009>
- [59] ZHANG, Y. et al. Fabrication and ethanol-sensing properties of micro gas sensor based on electrospun SnO<sub>2</sub> nanofibers. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2008. Vol. 132, no. 1, s. 67–73. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400508000270>
- [60] ZHAO, M. et al. Electrospun Cu-doped ZnO nanofibers for H<sub>2</sub>S sensing. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2011. Vol. 156, no. 2, s. 588–592. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400511000992>
- [61] ZHENG, W. et al. A highly sensitive and fast-responding sensor based on electrospun In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofibers. V *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2009. Vol. 142, no. 1, s. 61–65. [cit. 2012-04-10]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400509000568>
- [62] ZHOU, J.-G. et al. Fabrication of CaGa<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanofibers by electrospinning and CaGa<sub>2</sub>O<sub>4</sub>-assisted photodegradation of crystal violet in aqueous dispersions under visible light illumination. V *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 2012. Vol. 73, no. 1, s. 73–78. [cit. 2012-04-22]. Dostupné na internetu: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022369711003027>
- [63] Fiber Optic Cable Installation Training & Tutorials - FAQ, Tips & News. V *Fiber Optics For Sale Co.* [online]. [cit. 2012-04-22]. Dostupné na internetu: <http://www.fiberoptics4sale.com/wordpress/>
- [64] YANG, H. et al. Light-Emitting Coaxial Nanofibers. V *ACS Nano*. 2011. Vol. 6, no. 1, s. 622–628. [cit. 2012-05-09]. Dostupné na internetu: <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nn204055t>

- [66] HAKUTA, K. - NAYAK, K.P. Manipulating single atoms and photons using optical nanofibers. V *Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology*. 2012. Vol. 3, no. 1, s. 015005. [cit. 2012-05-17]. Dostupné na internetu: <http://iopscience.iop.org/2043-6262/3/1/015005>
- [68] Notes of a course of nine lectures on light delivered at the Royal institution of Great Britain April 8-June 3, 1869 : Tyndall, John, 1820-1893 : Free Download & Streaming : Internet Archive. V [online]. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://archive.org/details/notesofcourseofn00tyndrich>
- [69] TONG, L. et al. Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides. V *Optics Express*. 2004. Vol. 12, no. 6, s. 1025–1035. [cit. 2012-05-17]. Dostupné na internetu: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-6-1025>
- [71] TONG, L. et al. Taper-drawing Fabrication of Glass Nanowires. V *Nanofabrication: Fundamentals and Applications*. 2006. [cit. 2012-04-23]. Dostupné na internetu: <http://mazur.harvard.edu/publications.php?function=display&rowid=590>