

4

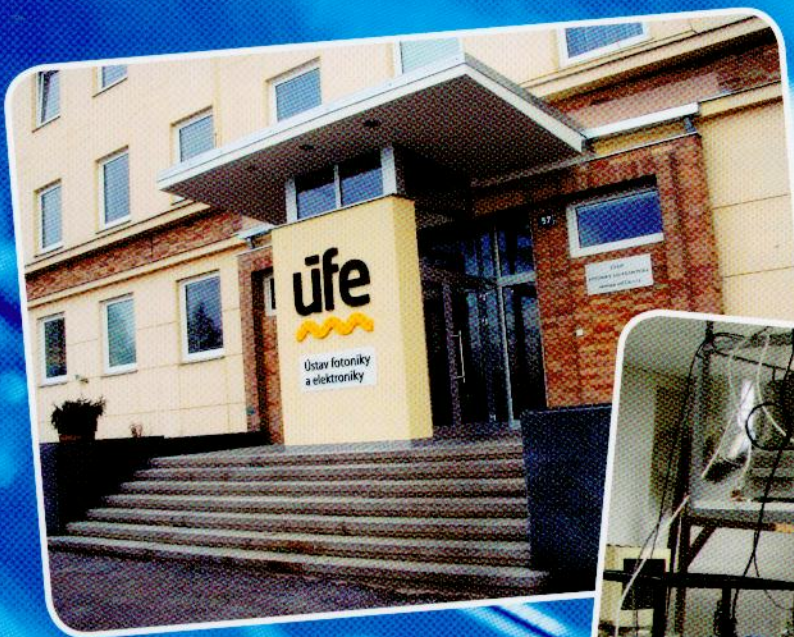
2010

JMO

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

FINE MECHANICS AND OPTICS

ÚSTAV FOTONIKY A ELEKTRONIKY AKADEMIE VĚD ČR, v.v.i.
INSTITUTE OF PHOTONICS AND ELECTRONICS AS CR, v.v.i.



www.uife.cz

CHABERSKÁ 57, 182 51 PRAHA 8 - KOBYLISY

Vláknové lasery – principy a aplikace

Úspěch erbiem dopovaných vláknových zesilovačů v telekomunikacích podnítl i nedávný pozoruhodný rozvoj vláknových laserů, které v mnoha aplikacích mohou nahradit konvenční pevnolátkové lasery. V článku jsou popsány základní principy vláknových laserů, včetně vláknových laserů s vysokým výkonem čerpaných přes plášť. Jsou zde také shrnuty nejdůležitější aplikace těchto nových zdrojů laserového záření a podrobněji jsou uvedeny výsledky výzkumu v tomto oboru v Ústavu fotoniky a elektroniky.

Klíčová slova: vláknové lasery, vláknové zesilovače, optická vlákna, erbium, yterbium, thulium

1. ÚVOD

Vláknové lasery byly navrženy již v roce 1960, krátce poté, co Theodore Maiman rozzářil koherentním světlem krystal rubínu a sestavil tak první laser. Tehdy Elias Snitzer navrhl a záhy realizoval laser, ve kterém jako aktivní, zesilující prostředí použil skleněné vlákno s jádrem dopovaným neodymem [1]. Tento vláknový laser generoval záření na vlnové délce 1,06 μm a byl čerpaný výbojkou, kolem které bylo vlákno obtočené ve spirále. Zatímco odvětví pevnolátkových laserů zaznamenávalo rychlý pokrok od dnů jejich objevu, po prvních pracích E. Snitzera upadají vláknové lasery v zapomnění a jsou považovány spíše za laboratorní kuriozitu. Optickým vláknům samotným však začal bouřlivý rozvoj jako bezkonkurenčnímu přenosovému médiu pro telekomunikace.

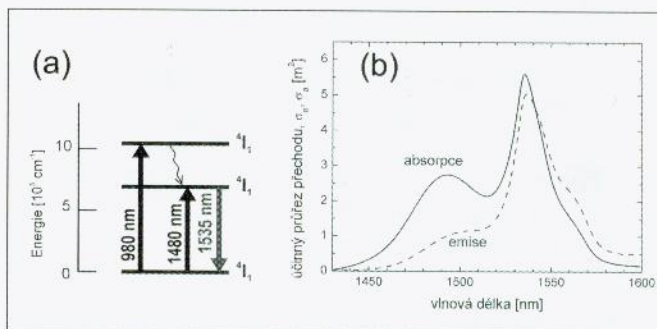
Aktivní optická vlákna byla znovuobjevena až v polovině osmdesátých let, kdy tým kolem Davida N. Payna z univerzity v Southamptonu v Anglii ukázal, že ionty prvku vzácné zeminy erbia mohou ve vláknech vyvolat zisk na vlnové délce kolem 1550 nm, využívané v komunikačních systémech [2]. Erbiem dopovaný vláknový zesilovač (EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifier) způsobil v oblasti optických komunikací převratné změny. EDFA je totiž jednou z klíčových komponent, která umožnila výstavbu dálkových vysokokapacitních datových spojů a tedy i celosvětový rozvoj internetu. Tato komponenta také otevřela nové možnosti pro transparentní optické sítě s vlnovým multiplexem (WDM - Wavelength Division Multiplexing) a pro přenos dat prostřednictvím optických solitonů. Současně s výzkumem EDFA se prováděl i výzkum vláknových laserů. Je vskutku obdivuhodné jak jsou vláknové lasery univerzální. Některé nabízejí eleganci - široce přeladitelný výstup s úzkou šířkou čáry nebo femtosekundové pulzy. Jiné zas nabízejí hrubou sílu - výstupní výkon řádu stovek wattů až kilowattů z několika desítek metrů vlákna, a to bez nutnosti drahého a rozměrného vodního chlazení.

2. PRINCIP OPTICKÉHO ZESILOVÁNÍ

Vláknový laser je vlastně koherentní optický vláknový zesilovač se zpětnou vazbou. Na jakém principu je založeno optické zesilování? Zodpovězme si na tuto otázku právě na příkladu aktivního prostředí dopovaného ionty erbia Er^{3+} , viz obr. 1. Předpokládáme pro jednoduchost, že ionty Er^{3+} , kterými je prostředí dopováno, mohou existovat nejméně ve dvou diskretních stavech - v základním stavu, a v excitovaném stavu. V tepelné rovnováze je počet iontů nacházejících se na jednotlivých energetických hladinách dán Boltzmannovým rozdělením a většina iontů se tedy při normálních podmínkách nachází v základním stavu s minimální energií. Aktivní prostředí může být vyvedeno z termodynamické rovnováhy např. přítomností čerpacího světelného zdroje. Interakci souboru iontů

s kvanty světelné energie - fotony - teoreticky vysvětlil Albert Einstein začátkem dvacátého století. Mohou nastat tři různé jevy: spontánní emise, absorpce a stimulovaná emise. Absorpce fotonu o energii rovné rozdílu energetických hladin se iont v základním stavu převede do vybuzeného, excitovaného stavu. Z tohoto stavu může iont přejít zpět na základní hladinu buď spontánně, za současného vyzáření fotonu s náhodnou polarizací a fází, nebo je k emisi fotonu stimulován jiným fotonem. Alternativně může přejít nezářivým přechodem na jinou hladinu s dlouhou dobou života, tzv. metastabilní hladinu. Nepůsobí-li na aktivní prostředí jiné vlivy, tak dostatečně silné čerpání způsobí, že většina iontů se dostane do metastabilního stavu. Z metastabilního stavu do základního se iont opět dostane spontánní či stimulovanou emisí. V případě stimulované emise má vyzářený foton stejné fázové a polarizační vlastnosti jako stimulující foton, říkáme, že fotony jsou vzájemně koherentní. Při dostatečně silném čerpání bude převažovat stimulovaná emise nad absorpcí a signál bude zesilován. Fotony generované spontánní emisí jsou zdrojem šumu zesilovače. Z makroskopického hlediska klasické fyziky lze aktivní prostředí charakterizovat komplexním indexem lomu, jehož imaginární část způsobuje zeslabování resp. zesilování intenzity procházející signálové vlny.

U iontů erbia, stejně jako u dalších prvků vzácných zemin (lanthanoidů), se zářivé přechody uskutečňují mezi energetickými hladinami v elektronové slupce 4f. Elektronová konfigurace lanthanoidů je $[\text{Xe}] 4f^{N-1} 5s^2 5p^6 6s^0$, kde $[\text{Xe}]$ představuje uzavřenou

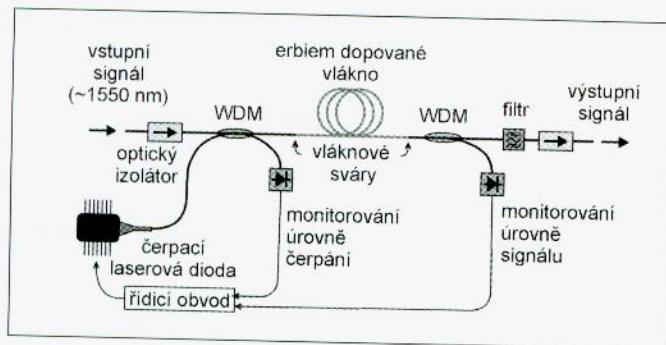


Obr. 1 (a) Schéma energetických hladin erbia. Metastabilní hladina $4I_{13/2}$ může být čerpána přímo na vlnové délce 1480 nm, nebo přes hladinu $4I_{15/2}$ zářením na vlnové délce 980 nm. Doba života iontu na hladině $4I_{11/2}$ je velmi krátká ($\approx 7 \mu\text{s}$) ve srovnání s dobou života hladiny $4I_{13/2}$ ($\approx 10 \text{ ms}$), takže iont vybuzený na hladinu $4I_{11/2}$ přejde rychle, nezářivě na metastabilní hladinu $4I_{13/2}$. (b) Absorpční a emisní spektrum přechodu $4I_{15/2} \leftrightarrow 4I_{13/2}$.

slupkovou konfiguraci xenonu. V této konfiguraci iontu je jeden elektron vzat ze slupky 4f a dva ze slupky 6s, podle energetické posloupnosti, ve které elektrony zaplňují jednotlivé podslupky. Na druhou stranu $N-1$ vnitřních elektronů slupky 4f zůstává stíněno od vnějších polí vnějšími slupkami 5s, 5p, takže $4f \rightarrow 4f$ laserové přechody vykazují relativně ostré spektrální čáry, ve srovnání např. s přechody kovů. Dalším důsledkem je menší citlivost spektrálních vlastností $4f \rightarrow 4f$ přechodu na typ hostitelského materiálu. I tento relativně malý vliv způsobený hostitelským materiálem však má pro laserové aplikace významný účinek. Pro iont Er^{3+} platí $N=12$ a má tedy ve 4f slupce $N-1=11$ elektronů, které mohou nabývat celkem 14 různých energetických úrovní. Tyto úrovně jsou diskrétní a čárové v případě iontu Er^{3+} nacházejícího se ve vakuu. Pokud je však iont zabudován např. ve skleněné matici optického vlákna, dochází k rozšíření čárových hladin na energetické pásy. Energetické hladiny, resp. pásy, významné pro zesilování optického signálu v pásmu kolem 1550 nm, jsou na obr. 1a. Jednotlivé hladiny jsou označeny podle Russelovy-Sundersovy konvence, vycházející z kvantové atomární teorie. Rozšíření hladin je na obr. 1b ilustrováno na tvaru absorpčního a emisního spektra přechodu $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ u erbiem dopovaného, fosfosilikátového optického vlákna vyrobeného v Ústavu fotoniky a elektroniky (ÚFE).

Jak ve skutečnosti vypadá optický zesilovač s erbiem dopovaným vláknem? Příklad konfigurace EDFA je na obr. 2. Erbiem dopované vlákno, řádově metr až desítky metrů dlouhé, je možné svařovat se standardním přenosovým vláknem nebo pasivními elementy z nich připravených. Vlnově selektivní vazební člen (WDM - Wavelength Division Multiplexer) sdružuje světlo pro čerpání se světlem signálu, zatímco další WDM člen za vláknem vyvazuje případné neabsorbované čerpání. Čerpačí laserová dioda má vlnovou délku 980 nebo 1480 nm. V současnosti jsou dostupné diody na vlnové délce 980 nm s výkonem až 1 W, navázaným do jednovláknového vlákna. Pásmový filtr potlačuje šum spontánní emise a optický izolátor odstraňuje nežádoucí odrazy světla a zabraňuje vzniku laserových oscilací zesilovače. Optický izolátor je optická vláknová součástka, která propouští záření jen jedním směrem. Optoelektronická zpětnovazební smyčka řídí zisk zesilovače prostřednictvím nastavení čerpačího výkonu.

Zesilovače EDFA jsou v optických komunikacích používány k regeneraci signálu utlumeného absorpcí a rozptylem v přenosovém vlákně. Vkládají se do dálkových přenosových tras zhruba po 70-100 km optického kabelu, případně jsou používány jako nízkoshumové předzesilovače pro zvýšení citlivosti přijímače. V sítích kabelové televize jsou instalovány jako výkonové zesilovače zdroje signálu, který je následně rozvětven do mnoha optických kabelů vedoucích k jednotlivým objektům.

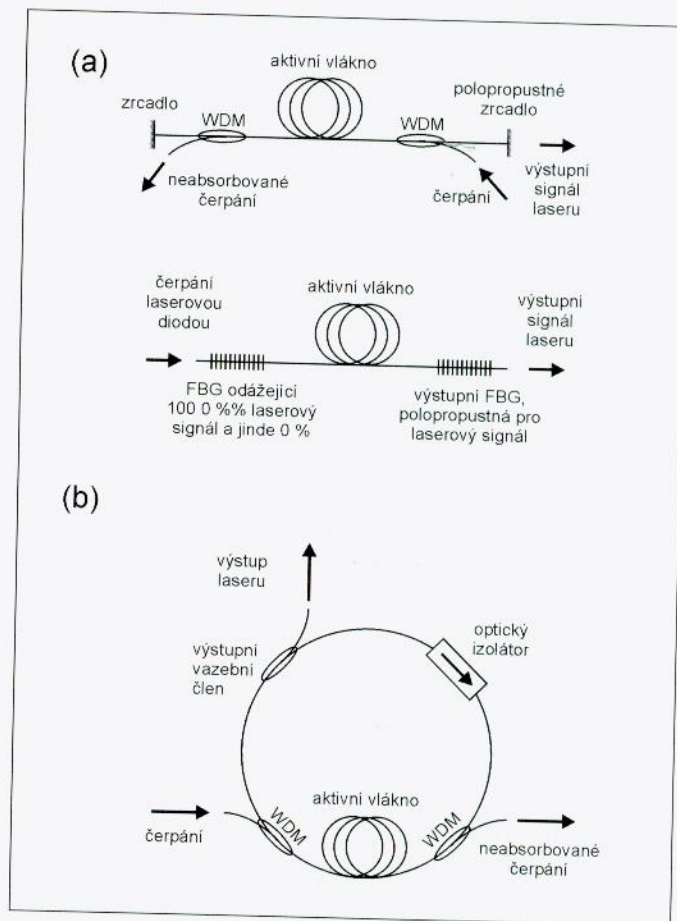


Obr. 2 Schéma erbiem dopovaného vláknového zesilovače

3. KONTINUÁLNÍ VLÁKNOVÉ LASERY

Lasery obecně jsou optické oscilátory. Skládají se z koherentního optického zesilovače, jehož výstupní signál se vrací zpětnou vazbou sfázovaný znovu na vstup. Ve specifickém případě vláknových laserů se tedy jedná o optický vláknový zesilovač, který byl popsán v předchozím odstavci, se systémem zpětné vazby.

Systém zpětné vazby se vytváří umístěním zesilovače do optického rezonátoru. Dva typické příklady rezonátorů jsou na obr. 3. Na obr. 3a je zesilovač vložen do Fabryova-Perotova rezonátoru tvořeného zrcadly. Uspořádání takového vláknového laseru se nazývá Fabryovo-Perotovo nebo též lineární uspořádání. Jedno ze zrcadel je polopropustné pro vlnovou délku signálu a vychází jím výstupní laserové záření. Zrcadla mohou být realizována několika způsoby: napařením kovové nebo dielektrické odrazné vrstvy na přesně kolmo zalomené čelo vlákna nebo přiložením externího zrcátka k čelům vlákna. Často užívané řešení zrcadel je také navaření vláknových braggovských mřížek (FBG - Fiber Bragg Grating) na vláknový zesilovač. FBG se vyrábí nejčastěji ozářením optického vlákna externím ultrafialovým laserem přes fázovou masku, např. mikroskopickou mřížku vyleptanou v křemenné podložce. Výsledný interferenční obrazec vysokovýkonového ultrafialového záření vytvoří podél osvětleného vlákna periodickou modulaci indexu lomu tím, že přeruší některé molekulární vazby v germaniem dopovaném křemenném skle jádra optického vlákna. Tato periodická mřížka pak bude odrazet světlo s vlnovou délkou, která je v rezonanci s mřížkovou periodou, a všechny ostatní vlnové délky bude propouštět. FBG jsou běžně používány v optických sítích jako vlnově selektivní filtry. Použití FBG pro vytvoření Fabryova-Perotova rezonátoru je jedním z mnoha příkladů, jak se v konstrukci vláknových laserů s výhodou využívá vyspělá technologie vyvinutá původně pro optické vláknové komunikace.



Obr. 3 Typická uspořádání vláknového laseru. (a) Fabryův-Perotův rezonátor, (b) kruhový rezonátor

Na obr. 3b je další typické uspořádání vláknového laseru, kdy výstup zesilovače je přiveden na vstup - vznikne kruhový rezonátor. Do kruhového rezonátoru je zařazen výstupní vazební člen pro vyvedení laserového signálu. Dále je do rezonátoru vřazen optický izolátor, který zajišťuje generaci laserového signálu jen v jednom směru a přispívá tak ke stabilitě výstupního signálu.

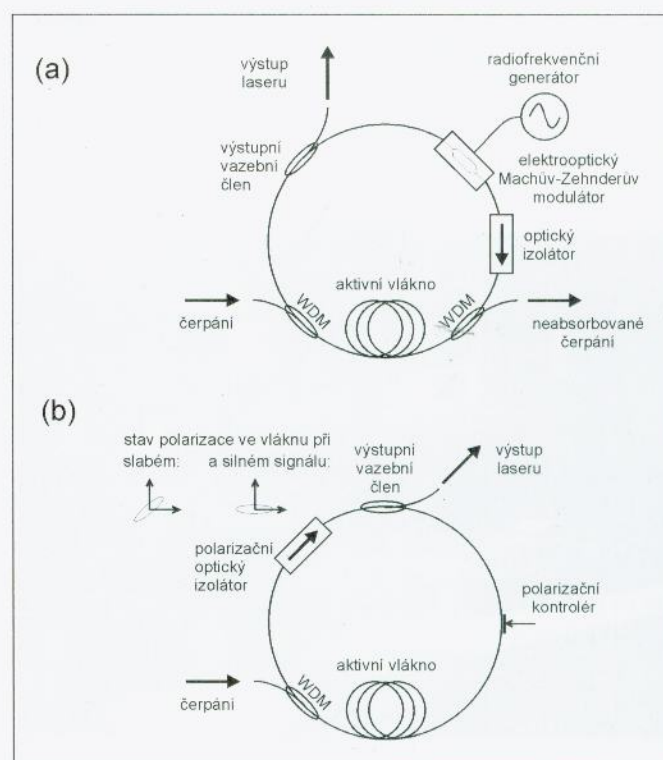
Jak ale výstupní laserový signál vzniká? Pokud na vstupu vláknového zesilovače není žádný signál, není ani výstupní signál, takže i signál zpětné vazby je nulový. Takový stav je však nestabilní. Sebenepatrnější šum (s frekvenčními složkami spadajícími do frekvenčního pásma zesilovače), který díky spontánní emisi nevyhnutelně vždy existuje, může na vstupu iniciovat vznik oscilací. Vstupní signál je zesílený a z výstupu je vedený zpět na vstup a je pak znovu zesilován. Tento proces se neustále opakuje dokud signál není tak velký, že další zvětšování signálu je omezeno snižováním zisku (saturací) zesilovače. Ustálený stav je dosažen, když zisk zesilovače přesně vyrovnává ztráty zpětnovazební smyčky při jednom oběhu smyčkou. Další podmínkou ustálených, stacionárních oscilací je fázový synchronismus: celková změna fáze při jednom oběhu musí být celočíselným násobkem 2π , takže signál zpětné vazby je sfázován s původním vstupním signálem. Tato podmínka je splněna pro celou řadu optických vln, módů, šířících se rezonátorem. Tyto, tzv. podélné módy, jsou v případě Fabryova-Perotova rezonátoru od sebe navzájem frekvenčně vzdáleny o $\Delta\nu = c/2d$, kde c je rychlost světla ve vlákne (cca 2×10^8 m/s) a d je délka rezonátoru. Pro 10 m dlouhý Fabryův-Perotův rezonátor tak vychází vzdálenost módů 10 MHz. Pro srovnání, typický polovodičový laser InGaAsP emitující na vlnové délce $\lambda = 1300$ nm má délku rezonátoru cca 300 μm , čemuž odpovídá vzdálenost podélných módů $\Delta\nu = 142$ GHz, resp. v optickém spektru $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\nu / c = 0,8$ nm. Zatímco ve Fabryově-Perotově rezonátoru prochází optická vlna vláknem dvakrát, v kruhovém laseru jen jednou. Proto módy kruhového laseru jsou frekvenčně vzdáleny $\Delta\nu = c/d$. Např. módy vzdálené 10 MHz jsou podporovány v 20 m dlouhém kruhovém rezonátoru.

Vzhledem k vynikající kompatibilitě se standardními telekomunikačními optickými vlákny jsou vláknové lasery využívány v komunikacích. Výzkumníci ÚFE se podíleli na výzkumu erbiového vláknového laseru široce přeladitelného v pásmu 1480-1620 nm [3] a multifrekvenčního laseru generujícího současně až na 12 čarách s vzájemným odstupem 100 GHz (cca 0,8 nm) v telekomunikačním C-pásmu v okolí vlnové délky 1550 nm. Klíčové pro multifrekvenční laser je zařazení akustooptického modulátoru do rezonátoru laseru, díky němuž jsou signály při každém průchodu rezonátorem frekvenčně posunuty a dojde tak k efektivnímu potlačení homogenního rozšíření emisního spektra erbia. Signály na různých vlnových délkách pak mají k dispozici dostatečné zesílení nezávisle na výkonu v ostatních signálech [4-6]. Velmi krátké vláknové lasery s distribuovanou zpětnou vazbou jsou praktickými a kompaktními zdroji jednofrekvenčních laserů podporujících šíření jediného podélného módu a mají tedy velmi úzkou spektrální čáru, užší než 10 kHz. Tyto lasery jsou vhodné pro použití v optických interferenčních senzorech a v koherentních optických komunikačních systémech.

4. PULZNÍ VLÁKNOVÉ LASERY

Do spektrálního pásma zesílení erbia (šířka čáry přechodu Er^{3+} je cca 30 nm, resp. 4 THz), se vejde řádově stovky tisíc podélných módů. Tyto módy obvykle oscilují nezávisle na sobě, v tzv. režimu volně oscilujících módů. Existují však metody, kterými lze dosáhnout vzájemného svázání a sfázování módů, tzv. módové synchronizace. Na jednotlivé módy se potom můžeme dívat jako na složky Fourierova rozvoje periodické funkce s periodou $T = 1/\Delta\nu$, která je rovna době jednoho oběhu světelné vlny rezonátorem. Tato periodická funkce představuje sled optických pulzů. Časová šířka pulzů je nepřímo úměrná počtu podélných módů, a tedy i šířce pásma přechodu. Ustavení režimu synchronizace módů lze dosáhnout vložením optické závěrky do laserové dutiny, která se periodicky otvírá s periodou T . Optickou závěrku lze ovládat externím frekvenčním generátorem, mluvíme pak o aktivní módové synchronizaci. Na obr. 4a je optickou závěrku Machův-Zehnderův amplitudový modulátor vytvořený v krystalu niobičnanu lithného (LiNbO_3), což je prvek integrované optiky. Lze také použít pasivní závěrku tvořenou saturovatelným absorbujícím prostředím, pak

mluvíme o pasivní módové synchronizaci. Takovou závěrku může být např. polarizátor v kombinaci s nelineárním natáčením polarizace v optickém vlákně tvořícím rezonátor, jak je ukázáno na obr. 4b (funkci polarizátoru zde plní polarizační optický izolátor). Pro činnost této závěrky je podstatné nelineární šíření světla ve vlákně. Světlo se šíří jádrem vlákna, které má průměr 8 μm . Při výkonech kolem 1 W převyšuje průměrná intenzita světla v jádře vlákna intenzitu světla na povrchu Slunce a špičková intenzita v pulzech může být ještě řádově vyšší. Přitom se projevuje optický Kerrův jev, neboli závislost indexu lomu skla vlákna na intenzitě. Tato změna indexu lomu, která je různá v různých částech pulzu, významně ovlivňuje změny tvaru a polarizace pulzu při šíření. Polarizačním kontrolérem, viz obr. 4b, nastavíme polarizaci světelné vlny tak, že při slabém signálu je její polarizace kolmá k ose propustnosti polarizátoru, ale při silné intenzitě vlny je její polarizace Kerrovým jevem stočena tak, že prochází polarizačním izolátorem s malými ztrátami. Nelineární šíření ve vlákně se podílí i na formování tvaru pulzů, např. automodulace fáze může vést ke kompresi pulzů.



Obr. 4 Příklady uspořádání pulzního vláknového laseru s aktivní (a) a pasivní (b) módové synchronizací

Jako u jiných typů laserů, i u vláknových laserů se používá technika spínání jakosti Q rezonátoru pro získávání sledu gigantických pulzů. Oproti módově synchronizovaným laserům se jedná o delší pulzy s nižší opakovací frekvencí, ale podstatně vyšší energií jednotlivých pulzů. V současné době jsou dostupné Q-spínané vláknové lasery s energií pulzů až 10 mJ, délkou pulzu řádově stovky ns a špičkovým výkonem desítky kW. Pro modulaci ztrát rezonátoru se používají buď aktivní modulátory, např. akustooptické, případně pro pasivní Q-spínání se používají saturovatelné absorbéry, vesměs na bázi objemových prvků jako jsou nelineární polovodičová zrcadla (SESAM), vrstvy uhlíkových nanočástic, nebo krystaly Cr^{3+} :YAG.

Studium pulzních vláknových laserů je jednou z tématik řešených ve skupině nelineární vláknové optiky ÚFE. Pohled do laboratoře je na obrázku 5. Schéma laseru na obr. 4b odpovídá femtosekundovému vláknovému laseru, který jsme sestavili pro výzkum plně optického zpracování datových toků s vysokou přenosovou rychlostí, o němž je možné se dočíst více v článku Pavla Honzátky

a kol. v tomto čísle časopisu. Laser generuje sled pulzů dlouhých 170 fs s opakovací frekvencí 40 MHz. Byly zde vyvinuty pasivně vidově synchronizované vláknové lasery s opakovací frekvencí řádu jednotek až desítek MHz, aktivně vidově synchronizované vláknové lasery s opakovací frekvencí řádu stovek MHz až jednotek GHz a vláknové lasery založené na modulační nestabilitě s opakovací frekvencí řádu stovek GHz. Lasery založené na modulační nestabilitě mohou být atraktivním zdrojem optických pulzů pro budoucí komunikační systémy s vysokou přenosovou rychlostí. V těchto laserech se dosahuje fázové synchronizace při čtyřvlnovém směšování křížovou modulací a automodulací fáze. Opakovací frekvence těchto laserů byla definována volným spektrálním intervalem (FSR - Free-Spectral Range) hřebenového filtru zapojeného do rezonátoru. Sestavili jsme pulzní lasery s hřebenovým filtrem typu Fabryova-Perotova etalonu [7], příp. dvoujádřového optického vlákna [8]. Jako aktivní prostředí bylo použito optické vlákno dopované erbiem a ytterbiem. Čerpací zařízení neexcituje přímo ionty erbia, ale energie čerpání je absorbována ytterbiovými ionty, které předávají energii iontům erbia. Tyto lasery pracují na vlnové délce 1550 nm a pro čerpání se používá Nd:YAG-laser, příp. ytterbiový vláknový laser, příp. na vlnové délce cca 1060 nm nebo čerpací laserové diody na vlnové délce 980 nm. V oblasti Q-spínaných vláknových laserů se v současnosti věnujeme výzkumu nových typů saturovatelných absorberů, které jsou plně na bázi optických vláken, oproti nyní běžně používaných saturovatelných absorberů na bázi prvků objemové optiky.

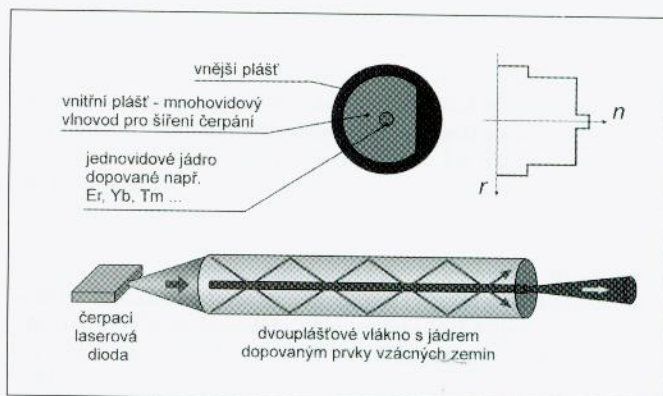


Obr. 5 Laboratoř nelineární vláknové optiky ÚFE AV ČR, ve které probíhá také výzkum vláknových laserů

5. VYSOKÝ VÝKON Z DVOUPLÁŠŤOVÝCH VLÁKEN

Klíčovým krokem ke zvýšení výstupního výkonu vláknových laserů bylo využití metody čerpání aktivního prostředí přes plášť koncem osmdesátých let. Tímto způsobem je možno transformovat vysoce rozbíhavý svazek z mnohamódových laserových diod s velkou vyzařovací plochou (typicky $100 \times 1 \mu\text{m}$) do kvalitního, jednomódového laserového svazku s malou divergencí. První vláknový laser čerpaný přes plášť realizoval opět Elias Snitzer, autor prvního vláknového laseru [9]. Samotnou myšlenku čerpání přes plášť si ovšem nechal patentovat již v sedmdesátých letech Robert Maurer ze sklárny Corning Incorporated v USA [10]. Princip laseru s dvouplášťovým aktivním vláknem je naznačen na obr. 6. Jádrem vlákna je dopované erbiem nebo jinými prvky vzácných zemin schopnými laserového zesílení. Vnitřní plášť má pak nižší index lomu než jádro, takže jádro slouží jako vlnovod pro signál. Jádro je většinou jednovidové. Vnitřní plášť je též obklopen materiálem s nižším indexem lomu než má sám, např. polysiloxanovým polymerem nebo akrylátem. Vnitřní plášť tedy slouží také jako vlnovod, a to pro šíření čerpání. Protože vnitřní plášť má relativně velkou

plochu průřezu, je možné do něj účinně navázat z čerpacích diod vysoký optický výkon. Jak se čerpací záření šíří podél vlákna, stále znovu křížuje oblast dopovaného jádra a je v něm absorbováno na iontech vzácných zemin. Excitované ionty pak mohou formou stimulované emise předat svou energii zesilovanému signálu. Oproti klasickým pevnolátkovým laserům mají tyto lasery inherentně vysokou stabilitu a provozní spolehlivost, kompaktnost a malé rozměry, díky jednovidovému jádru i výbornou módovou kvalitu výstupního svazku. Vzhledem k velké délce aktivního prostředí mají lepší odvod tepelných ztrát a odpadá komplikované chlazení. Tyto výhody mají i konvenční vláknové zesilovače čerpané jednovidovými diodami. Dvouplášťová vlákna jsou mimořádně účinné prvky pro konverzi výkonového záření polovodičových laserů s malým jasnem do výkonového záření s vysokým jasnem. Hlavní výhodou pláštěm čerpaných zesilovačů a laserů je proto především možnost použít vysoce výkonných mnohovidových čerpacích diod a z toho vyplývající nižší cena a vysoký výstupní výkon.



Obr. 6 Princip čerpání aktivního vlákna přes plášť

Problémem specifickým pro čerpání pláštěm je zajistit účinnou absorpci čerpání podél dvouplášťového vlákna. Např. v případě kruhového průřezu vlákna je selektivně absorbována část čerpání šířící se středem vlákna, tzv. meridiální paprsky, zatímco kosé (mimoosové) paprsky jádro míjejí a tlumeny nejsou. Útlum, absorpce čerpání tak není homogenní podél celého vlákna, ale po absorpci meridiálních paprsků na počátku vlákna se již čerpání šíří téměř beze ztrát. Optimální pro aplikace dvouplášťových aktivních vláken je zajistit maximální absorpci čerpání ve vláknu, tj. zajistit homogenní útlum podél celého vlákna. Toho lze dosáhnout vhodným návrhem tvaru průřezu vnitřního pláště, který zajistí tzv. chaotickou dynamiku šíření paprsků. V dvouplášťovém vlákně s „chaotickým“ šířením paprsků se při libovolném způsobu buzení dosáhne po jisté délce vlákna statisticky rovnoměrného rozložení intenzity záření po průřezu. Příklad takového průřezu vlákna je tzv. vlákno tvaru písmene D na obrázku 6. Některé detaily o tažení vláken s nekulovým průřezem lze nalézt v článku V. Matějce a kol. v tomto čísle JMO.

Dalším problémem dvouplášťových laserů a zesilovačů je navazování signálu a čerpání do aktivního vlákna. V literatuře bylo popsáno několik způsobů jak navázat současně čerpání do vnitřního mnohavidového pláště a signál do jednovidového jádra. V laboratorních podmínkách je ještě přijatelné kombinování signálu a čerpání na vstupu aktivního vlákna pomocí objemových optických prvků a čoček, viz obr. 7a. Pro zachování výhod šíření signálu optickým vláknem byly vyvinuty v zásadě dva různé způsoby navázání čerpání do vnitřního pláště aktivního vlákna. Prvním způsobem je příčné navázání čerpání z boku aktivního vlákna buďto nějakým difrakčním prvkem, např. hranolem nebo prostřednictvím zářezu ve tvaru V-drážky, viz obr. 7b. V druhém případě je čerpání navázáno na začátku dvouplášťového vlákna ve směru jeho osy. V Bellových laboratořích v USA vyvinuli elegantní metodu, využívající svařovaného vláknového vazebního

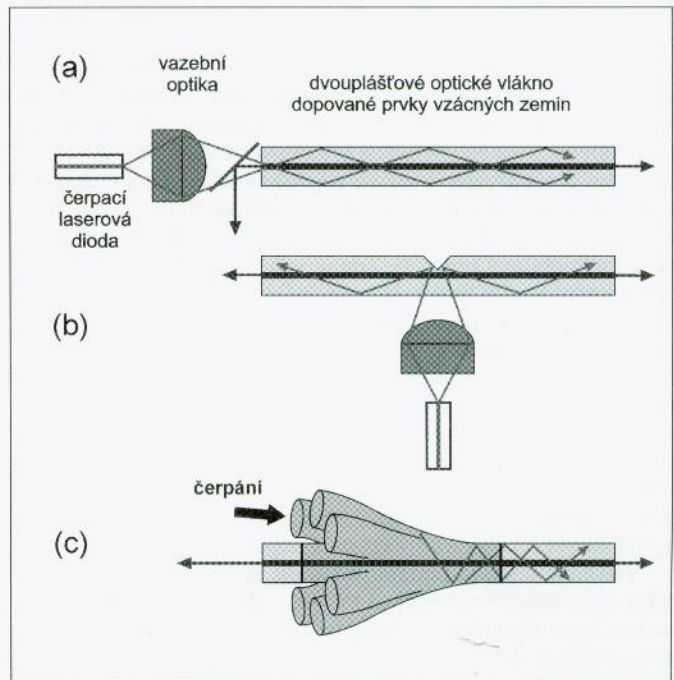
členy vytvořeného z jednovidového a několika mnohavidových vláken, soustředěných okolo jednovidového signálového vlákna, tzv. „star coupler“, viz obr. 7c. V ÚFE jsme navrhli nový způsob pro optické čerpání přes plášť a experimentálně jej ověřili pro čerpání vláknového laseru i zesilovače [11, 12]. Tato patentovaná metoda čerpání je založena na přímém připojení čerpacího i signálového vlákna k dvouplášťovému aktivnímu vláknu se specifickým průřezem. U tohoto uspořádání byla prokázána vysoká účinnost vazby a absorpce čerpání podél dvouplášťového vlákna. Tento modul vláknového zesilovače nevyžaduje žádné prvky objemové optiky nebo jiné vazební mezičlánky, jak je tomu zapotřebí u většiny jiných metod. Toto zařízení může najít využití ve vysokovýkonových, cenově dostupných vláknových zesilovačích a laserech. Zajímavou oblastí našeho současného výzkumu je také využití vláknových mřížek s dlouhou periodou, připravovaných v ÚFE, ve výkonových vláknových laserech. Ukázali jsme možnost jejich využití pro selekci vlnové délky [13] a pro rozšíření spektrálního pásma oscilací yterbiových vláknových laserů [14].

Jaké jsou další prvky vzácných zemin používané pro vláknové lasery kromě erbia a neodymu? Je to především yterbium, které silně absorbuje v pásmu 980 nm a emituje záření kolem 1100 nm. V posledních letech jsme svědky strmého růstu výstupního výkonu yterbiem dopovaných dvouplášťových vláken. V roce 2008 byl sestaven yterbiový vláknový laser s kontinuálním výstupním výkonem 6 kW vycházejícím z jediného optického vlákna. Postavila jej jedna z vůdčích společností v oblasti výkonových vláknových laserů, firma IPG Photonics Valentina Gapontseva, který s výzkumem vláknových laserů začínal v Ústavu radiotechniky a elektroniky Akademie věd SSSR ve Frjazinu nedaleko Moskvy. Fyzikální limit výstupního výkonu z jediného vláknového laserového systému je odhadnut na cca 10-20 kW. V současnosti je proto vysoce aktuální výzkum metod koherentního slučování jednotlivých svazků, díky nimž se očekává možnost kontinuálně generovat záření v difrakčně limitovaném svazku s výkonem řádu stovek kW [15]. Výkonová konverzní účinnost yterbiových vláknových laserů je velmi vysoká, vyšší než 80%, takže např. při čerpání 1 kW je ztrátové teplo jen 200 W a to je možné odvést vzhledem k velké délce a malému průměru aktivního prostředí - vláken - ještě bez nutnosti vodního chlazení.

Významným prvkem je také thulium, které má široký emisní pás v pásmu 1,9 - 2,2 μm a silnou absorpci kolem 800 nm, kde jsou rovněž k dispozici výkonné čerpací diody. I thuliové vláknové lasery na 2 μm se již blíží hranici 1 kW kontinuálního výstupního výkonu současně při vysoké výkonové konverzní účinnosti 65 % [16]. V naší laboratoři jsme ve spolupráci s Laboratoří fyziky pevných látek CNRS a Univerzity v Nice ve Francii teoreticky navrhli a experimentálně připravili a charakterizovali novou strukturu thuliem dopovaného vlákna s potenciálem pro využití pro zesilování v telekomunikačním S-pásmu (1450-1530 nm). Příspěvek k výzkumu v této oblasti spočívá v návrhu nového složení jádra vlákna a v jeho přípravě vedoucí ke zvýšení konverzní účinnosti zářivých přechodů thulia [17, 18]. Kromě využití v telekomunikacích má zkoumaná struktura značný potenciál i pro lasery pro spektrální oblasti v okolí 800 nm a 2000 nm. Podrobnější popis základního materiálového výzkumu vláken v ÚFE může čtenář najít v článku I. Kašíka a kol. v tomto čísle JMO. Erbium a thulium může být dopováno spolu s yterbiem, aby bylo možno použít dostupné výkonné čerpací diody na vlnových délkách 915, 940 a 980 nm [19].

S nárůstem výkonu nabývají na významu nelineární jevy, stimulovaný Brillouinův a Ramanův rozptyl, které jsou hlavními omezujícími faktory pro činnost výkonových vláknových zesilovačů a laserů. Brillouinův rozptyl je vyvolán podélnou akustickou vlnou vzniklou elektrostrikcí a rozptýlená vlna je spektrálně posunutá o cca 10 GHz. Jeho velikost závisí na úhlu rozptylu, maximum energie je rozptýleno ve zpětném směru. Brillouinův rozptyl je zvláště významný pro signály s úzkou šířkou čáry, a proto je tento jev možné účinně potlačit snížením koherenční délky signálu,

neboli, ekvivalentně řečeno, rozšířením spektra signálu. Ramanův rozptyl označuje jev, kdy světelná vlna excituje vyšší vibrační módy molekul SiO_2 a je tak rozptylována do vlny, která se liší o energii vibračního přechodu - pro křemenné sklo je to 13,2 THz. Tyto jevy lze do jisté míry potlačit vhodným návrhem vlákna, např. zvětšením průměru jádra. Pro jisté aplikace však může být Ramanův rozptyl žádoucí a dobře využitelný.



Obr. 7 Různé způsoby současného navázání čerpání a signálu do dvouplášťového aktivního vlákna: (a) pomocí objemové optiky; (b) boční čerpání odrazem na V-drážce; (c) svařovaným vazebním členem, tzv. „star coupler“

6. RAMANOVSKÉ VLÁKNOVÉ LASERY

Silného Ramanova rozptylu v jednovidových optických vláknech lze využít k účinné konverzi záření vláknového laseru do záření s nižší frekvencí, do tzv. Stokesovy vlny. Zapíšeme-li na konce vlákna pár braggovských mřížek, které odrážejí světlo o vlnové délce Stokesovy vlny, vytvoříme pro tuto vlnovou délku rezonátor. Stokesova vlna je dále zesilována stimulovaným Ramanovým rozptylem, takže energie z čerpacího laseru je velmi účinně přelévána do příslušné Stokesovy vlny. Tento proces je možno posunout dále k delším vlnovým délkám vytvářením dalších rezonátorů, jejichž rezonanční frekvence se liší pokaždé o 13,2 THz. Tak například zápisem pěti párů braggovských mřížek odrážejících záření na vlnových délkách 1144, 1208, 1280, 1362 a 1455 nm bude vytvořen kaskádní rezonátor ramanovského laseru, který zkonvertuje vlnovou délku 1086 nm yterbiového vláknového laseru do záření na vlnové délce 1455 nm. Tento příklad neuvádíme náhodou, ramanovský laser na 1455 nm vyvolává Ramanovo zesílení v standardních jednovidových vláknech v komunikačním pásmu 1550 nm. Bude-li přenosové vlákno čerpáno proti směru šíření signálu (čerpací ramanovský laser je na straně přijímače) bude pomocí Ramanova zesílení výrazně prodloužena vzdálenost přenosu bez opakovacích. V rámci společného projektu sdružení CESNET, které provozuje páteřní akademickou počítačovou síť České republiky, a ÚFE byl demonstrován přenos dvou WDM kanálů 10 Gigabitového Ethernetu po 300 km standardního jednovidového vlákna bez linkových zesilovačů [20]. Je to slibný výsledek zvláště pro operátory sítí závislých na pronajímání tzv. „temných“ vláken, tj. optických vláknových kabelů a tras bez aktivních prvků jako jsou vysílače a zesilovače, resp. opakovací signálu.

7. NĚKTERÉ DALŠÍ APLIKACE

Vláknové lasery jsou užitečné pro kteroukoliv aplikaci, která vyžaduje mechanicky odolný zdroj koherentního záření s vynikající módovou kvalitou výstupního svazku. V tomto závěrečném odstavci zmíníme některé další aplikace, které jsme dosud neuvedli. Zvláště zajímavou oblastí aplikací je zpracování materiálu. Např. výstup 100 W laseru může být fokusován na průměr až 1 μm při odpovídající měrné zářivosti několika $\text{GW}/\text{cm}^2/\text{steradián}$. Vláknové lasery je tedy možné použít pro žhání součástek jemné mechaniky, řezání až několik centimetrů silných ocelových dílů, selektivní pájení a svařování komplikovaných mechanismů, značkování plastových a kovových dílů, jakož i rozmanité tiskové aplikace. Byly ukázány aplikace kilowatových vláknových laserových systémů pro vyprošťování osob ze zřícených betonových budov při zemětřesení, řezání pancéřových desek ve vojenském lodářském průmyslu, svařování trub tranzitních plynovodů a mnohé další. Významnou oblastí nejrůznějších aplikací na zpracování materiálu je samozřejmě i automobilový průmysl. Zde je výhodou vláknových laserů, oproti jiným typům laserů srovnatelného výkonu, především vysoká kvalita svazku umožňující např. svařování na relativně velké vzdálenosti, až jednotky metrů. Svařování pak může být rychlejší, flexibilnější a nedochází ke znečišťování laserové hlavičky, která je dostatečně daleko od sváru. Slibné aplikace jsou také v medicíně, v oční chirurgii a v zubním lékařství, kde na vlnové délce $\lambda = 1064$ nm, resp. její druhé harmonické 532 nm, mohou být ytterbiové vláknové lasery používány místo Nd:YAG laserů, a na vlnové délce v okolí 2 μm pak thuliové vláknové lasery mohou nahradit pevnolátkové lasery na bázi krystalů dopovaných holmiem.

Vláknové lasery s pasivní módovou synchronizací generující pulzy řádu stovek femtosekund mohou najít využití v ramanovské spektroskopii a Q-klíčené vláknové lasery s velkou energií v pulzu jsou součástí detekčních systémů LIDAR (LIght Detection And Ranging) používaných např. v civilním letectví. Zde je třeba připomenout, že vláknová geometrie sice zajišťuje vynikající módovou kvalitu výstupního svazku a odvod ztrátového tepla ve vláknových laserů, na druhou stranu však díky této geometrii mají nízké prahové výkony nežádoucí nelineární jevy. Proto pro určité aplikace pulzních laserů vyžadující extrémně vysoké energie pulzů nelze vláknové lasery poskytnout tak vysoce energetické pulzy jako konvenční krystalové lasery nebo nové typy laserů na bázi tenkých disků. Generátory hřebene optických frekvencí na bázi femtosekundových kruhových vláknových laserů je možno použít pro zatím nejpřesnější měření času, frekvence a dalších veličin. Možná nejdůležitější perspektiva vláknových laserů tkví v inherentní jednoduchosti konceptu vláknového laseru, která při případné hromadné výrobě povede k významnému snížení cen oproti srovnatelným konvenčním laserům.

Poděkování

Výzkum speciálních optických vláken pro vláknové lasery v ÚFE je podpořen Ministerstvem školství, mládeže a tělovýchovy ČR projektem ME10119 „FILA“.

Literatura

- [1] C. J. Koester and E. Snitzer, „Amplification in a fiber laser“, *Applied Optics*, 3(9):1182, 1964.
- [2] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, R. I. Laming, „Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing RE ions“, *J. Lightwave Technol.*, 4:870-876, 1986.
- [3] A. Bellemare, M. Karasek, Ch. Riviere, F. Babin, G. He, G. W. Schinn: „Broadly tunable erbium-doped ring lasers: experimentation and modeling“, *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, 7:195-204, 2001.

- [4] M. Karasek, A. Bellemare, „Numerical analysis of multifrequency erbium-doped fiber ring laser employing a periodic filter and a frequency shifter“, *IEE Proc. Optoelectronics*, vol. 147, No. 2, 115-119, 2000.
- [5] R. Slavík, S. LaRochelle, and M. Karásek, „High-performance Adjustable Room Temperature Multiwavelength Erbium-Doped Fiber Ring Laser in the C-band“, *Optics Communications*, 206, 365-371, 2002.
- [6] R. Slavík, S. LaRochelle, „Frequency Shift in a Fiber Laser Resonator“, *Optics Letters*, 27, 28-30, 2002.
- [7] P. Honzátko, P. Peterka and J. Kanka, „Modulation instability sigma-resonator fiber laser“, *Optics Letters*, vol. 26, no. 11, pp. 810-812, 2001.
- [8] P. Peterka, P. Honzátko, J. Kanka, V. Matejec and I. Kasík, „Generation of high repetition rate pulse trains in a fiber laser through a twin-core fiber“, In *Proc. SPIE Vol. 5036*, p.376-381, 2003.
- [9] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli and B. C. McCollum, „Double-clad, offset core Nd fiber laser“, In *Proc. Optical Fiber Sensors '88*, New Orleans, USA, postdeadline paper PD5, 1988.
- [10] R. Maurer, „Optical waveguide light source“, U.S. Patent 3 808 549, Apr. 30, 1974.
- [11] P. Peterka, V. Kubeček, P. Dvořáček, I. Kašík and V. Matějec, „Experimental demonstration of novel end-pumping method for double-clad fiber devices“, *Opt. Lett.*, 31, 3240-3242 (2006).
- [12] P. Peterka, V. Matějec, I. Kašík, „Spojovací prvek a způsob výroby spojovacího prvku pro navázání signálu a čerpání do dvouplášťového optického vlákna“, patent č. 301 215, 2.11.2009.
- [13] P. Peterka, J. Maria, B. Dussardier, R. Slavik, P. Honzátko, and V. Kubeček, „Long-period fiber grating as wavelength selective element in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers“, *Laser Phys. Lett.* 6(10):732-736, 2009.
- [14] P. Peterka and R. Slavik, „Extension of the double-clad Yb-doped fiber laser oscillation range thanks to long-period fiber grating filters“, *CLEO-Europe*, paper CJP.11-THU, Munchen, Germany, June 14-19, 2009.
- [15] J. Limpert, F. Roser, T. Schreiber, Ch. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt and A. Tunnermann, „The rising power of the fiber lasers and amplifiers“, *J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(3):537-545, 2007.
- [16] P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, K.F., G. Frith, B. Samson, A. L. Carter, „Tm-doped fiber lasers: Fundamentals and power scaling“ *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 15 (1):85-92, 2009.
- [17] P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karasek and B. Dussardier, „Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers“, *Optical and Quantum Electronics*, 36:201-212, 2004.
- [18] P. Peterka, I. Kasík, V. Matejec, W. Blanc, B. Faure, B. Dussardier, G. Monnom and V. Kubeček, „Thulium-doped silica-based optical fibers for cladding-pumped fiber amplifiers“, *Optical Materials*, 30:174-176, 2007.
- [19] D. A. Simpson, W. E. Gibbs, S. F. Collins, W. Blanc, B. Dussardier, G. Monnom, P. Peterka, and G. W. Baxter, „Visible and near infra-red up-conversion in $\text{Tm}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped silica fibers under 980 nm excitation“, *Opt. Express*, 16(18):13781-13799, 2008.
- [20] M. Karasek, P. Peterka and Jan Radil, „202 km repeaterless transmission of 2×10 GE plus 2×1 GE channels over standard single mode fibre“, *Optics Communications*, 235:269-274, 2004.

Ing. Pavel Peterka, Ph.D., tel.: +420 266 773 527, e-mail: peterka@ufe.cz

Dr. Ing. Pavel Honzátko, Ing. Miroslav Karásek, DrSc., Ing. Jiří Kaňka, CSc., Dr. Ing. Ivan Kašík, Ing. Vlastimil Matějec, CSc.
Ústav fotoniky a elektroniky AVČR, v.v.i., Chaberská 57, 182 51 Praha 8 - Kobylisy