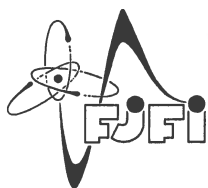


**České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky**

**Modelování a optimalizace
dvouplášťových vláknových laserů
dopovaných ionty thulia**

Diplomová práce

Autor práce: **Bc. Ondřej Schreiber**
Vedoucí práce: **Ing. Jan Aubrecht, Ph.D.**
Konzultant: **Doc. Ing. Ivan Richter, Dr.**
Akademický rok: **2021/2022**



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
Katedra fyzikální elektroniky

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

<i>Student:</i>	Bc. Ondřej S ch r e i b e r
<i>Studijní program:</i>	Fyzikální elektronika
<i>Specializace:</i>	Fotonika
<i>Akademický rok:</i>	2021/2022
<i>Název práce: (česky)</i>	Modelování a optimalizace dvouplášťových vláknových laserů dopovaných ionty thulia
<i>Název práce: (anglicky)</i>	Modeling and optimization of double-clad thulium-doped fiber lasers

Cíl práce:

Diplomová práce je zaměřena na charakterizaci dvouplášťových vláknových laserů dopovaných ionty thulia. Student se pokusí sestavit matematický model thuliového laseru, pomocí kterého určí vliv odrazivosti zrcadel na diferenciální účinnost vláknových laserů. V experimentální části bude student testovat vliv teploty na hodnoty diferenciálních účinností a laserových prahů vláknových laserů v optimalizovaném uspořádání. Na závěr se pokusí sestavit vláknový laser emitující na vlnové délce 1939 nm s optimalizovanými výstupními parametry. Experimenty budou realizovány na aparaturách oddělení Vláknových laserů a nelineární optiky v Ústavu fotoniky a elektroniky AV ČR, v.v.i.

Pokyny pro vypracování:

1. Vypracujte ucelený přehled o thuliových laserových systémech s ohledem na používané způsoby chlazení optických vláken.
2. Z odborné literatury nastudujte dosavadní závěry o vlivu odrazivosti zrcadel na laserové charakteristiky.
3. Sestavte matematický model thuliového vláknového laseru a na jeho základě určete vliv odrazivosti zrcadel na účinnost vláknových laserů.
4. V rámci experimentální části změřte závislost výstupních laserových parametrů na způsobu odvodu odpadního tepla, resp. na způsobu chlazení.
5. S vybraným optickým vláknem sestavte vláknový laser pracující na vlnové délce 1939 nm a optimalizujte jeho parametry.
6. Dosažené experimentální a simulační výsledky navzájem porovnejte a srovnajte s odbornou literaturou.

Doporučená literatura:

1. Koska P., Peterka P., Aubrecht J., Podrazký O., Todorov F., Becker M., Baravets Y., Honzátko P., Kasík I., Enhanced pump absorption efficiency in coiled and twisted double-clad thulium-doped fibers, *Optics Express* 24 (1), 102-107, 2016.
2. Todorov F., Aubrecht J., Peterka P., Schreiber O., Jasim A. A., Mrázek J., Podrazký O., Kamrádek M., Kanagaraj N., Grábner M., Baravets Y., Cajzl J., Koška P., Fišar A., Kašík I., Honzátko P., Active Optical Fibers and Components for Fiber Lasers Emitting in the 2-um Spectral Range, *Materials* 13 (22), 5177, 2020.
3. Sincore A., Bradford J. D., Cook J., Shad L., Richardson M. C., High Average Power Thulium-Doped Silica Fiber Lasers. Review of Systems and Concepts, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24 (3), 1-8, 2018.
4. Jackson S. D., Mossman S., Efficiency dependance on the Tm³⁺ and Al³⁺ concentration for Tm³⁺-doped silica double-clad fiber lasers, *Applied Optics* 42 (15), 2702-2707, 2003.
5. Peterka P., Kašík I., Kubeček V., Matějec V., Hayer M., Honzátko P., Zavadilová A., Dvořáček P., Optimalization of erbium-ytterbium fibre laser with simple double-clad structure, *Proc. SPIE* 6180, 618010, 2006.
6. Aubrecht J., Peterka P., Koška P., Podrazký O., Todorov F., Honzátko P., Kašík I., Self-swept holmium fiber laser near 2100 nm, *Optics Express* 25 (4), 4120-4125, 2017.
7. Chen J., Zhu X., Sibbett W., Rate-equation studies of erbium-doped fiber lasers with common pump and laser energy bands, *Journal of the Optical Society of America B* 9 (10), 1876-1882, 1992.

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

Ing. Jan Aubrecht, Ph.D.

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

Jméno a pracoviště konzultanta:

doc. Ing. Ivan Richter, Dr.

Katedra fyzikální elektroniky, FJFI, ČVUT v Praze.

Datum zadání: 15. říjen 2021

Datum odevzdání: 2. květen 2022

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

Richter Ivan

Garant programu

[Signature]

Vedoucí katedry



[Signature]
Děkan

V Praze dne 15.10.2021

Abstrakt

Práce je věnována studiu kontinuálních vláknových laserů s dvouplášťovým aktivním vláknem dopovaným ionty thulia ve snaze nalézt a aplikovat způsoby, jak zvýšit jejich účinnost. Pozornost je věnována zejména vlivu parametrů rezonátoru a chlazení, resp. teploty aktivního vlákna na výstupní charakteristiky laseru. V rámci práce byl naprogramován matematický numerický model thuliového vláknového laseru, díky němuž lze tyto a mnohé další vlivy simulovat a jež vykazuje značnou shodu s experimentálním pozorováním. V experimentální části práce byly testovány různé metody chlazení několika sestavených laserů a zejména byl sestaven a zoptimalizován kontinuální thuliový vláknový laser čerpaný přes plášť diodově na vlnové délce 790 nm, který generuje jednovidový svazek s vlnové délkou 1938 nm, s výkonem 15 W a diferenciální účinností až 65 %.

Klíčová slova: vláknový laser, TDFL, model thuliového vláknového laseru, chlazení vláknového laseru

Abstract

This thesis investigates continuous-wave thulium-doped fiber lasers with double-clad active fiber and seeks ways to improve their efficiency. Greatest attention is paid to the impact of resonator parameters and means of cooling of active fiber on laser output characteristics. With this goal in mind, a comprehensive numerical model of thulium fiber laser was developed and utilized for simulations which have shown substantial agreement with experimental observation. Several cooling methods were tested experimentally with various active fibers. Most importantly, a cladding-pumped thulium-doped fiber laser with wavelength of 1938 nm was assembled. After optimization, the laser generates a diffraction-limited beam with output power of 15 W and slope efficiency of 65 %.

Keywords: fiber laser, TDFL, thulium fiber laser model, cooling of fiber laser

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze dne 2. 5. 2022

.....
Ondřej Schreiber

Poděkování

Mockrát děkuji vedoucímu práce panu doktoru Janu Aubrechtovi za pomoc, maximální vstřícnost a důvěru během všech fází přípravy této práce. Děkuji panu docentu Pavlu Peterkovi za velmi přínosné odborné konzultace. Děkuji Báře Jiříčkové, Janu Aubrechtovi a panu doktoru Martinu Grábnerovi za poskytnutí naměřených a zpracovaných teplotně závislých spektrálních absorpčních a emisních účinných průřezů thuliem dopovaného vlákna. Velký dík patří také panu Miroslavu Šlechtovi za pečlivé provedení dvou kritických svárů. Nakonec děkuji panu doktoru Tylerovi Greenovi, pod jehož vedením jsem měl možnost na stáži v Eli Beamlines v létě 2021 zpracovat numerický model ytterbiového vláknového zesilovače. Z této zkušenosti jsem čerpal při přípravě této práce.

Obsah

Úvod	9
1 Rešeršní část	10
1.1 Vlákenný laser	10
1.2 Spektroskopické aspekty thuliových vláknových laserů	11
1.3 Dvouplášťová aktivní vlákna	18
1.4 Chlazení thuliových vláknových laserů	23
1.5 Metody navazování čerpání do aktivního vlákna	24
1.6 Problematika rezonátoru vláknových laserů	25
1.6.1 Externí zrcadlo	28
1.6.2 Zrcadlo deponované na čelo vlákna	30
1.6.3 Zrcadlo tvořené vláknovou Braggovou mřížkou	30
1.6.4 Zrcadlo tvořené vláknovou smyčkou	31
1.6.5 Kruhový rezonátor	31
1.7 Thuliové dvouplášťové vláknové lasery s rekordními parametry	32
2 Model thuliového vláknového laseru	37
2.1 Teoretický rozbor modelu	37
2.2 Představení programu	42
3 Popis experimentů	50
3.1 Testovaná vlákna	50
3.2 Sestavení laserů	52
3.2.1 Zdroj buzení	52
3.2.2 Uspořádání R1	54
3.2.3 Uspořádání R2	56
3.2.4 Uspořádání R3	57
3.3 Chlazení aktivního vlákna	58
3.4 Metodika charakterizace laserů	61
4 Výsledky a diskuze experimentů a simulací	65
Závěr	82
Použitá literatura	84

Úvod

Lasery s vlnovou délkou okolo 2 μm nacházejí uplatnění v medicíně, při svařování plastů nebo při měření vzdáleností a detekci plynů ve volném prostoru. Tyto aplikace často vyžadují vysoký výkon spolu s výbornou kvalitou svazku. V tradičních pevnolátkových laserech však při velmi intenzivním čerpání vzniká kromě dalších nežádoucích jevů vlivem enormních tepelných ztrát v malém objemu v aktivním prostředí tepelná čočka s negativním vlivem na výkon i kvalitu svazku. Dvouplášťové vláknové lasery dopované ionty thulia, generující záření ve zmíněné spektrální oblasti, se tomuto problému do značné míry vyhýbají díky snazšímu odvodu tepla uvolňovanému po celé jeho délce. Kvalita jejich svazku je navíc daná vlnovodným charakterem jejich jádra, které lze přizpůsobit pro jednovidový režim s limitní kvalitou svazku [1].

Zvyšování jejich účinnosti a snižování ztrát kromě úspory energie a zvýšení maximálního výkonu snižuje množství tepla uvolňovaného v jádře aktivního vlákna. Tím usnadňuje jeho chlazení a zvyšuje limit přípustné intenzity v jádře, daný teplotní odolností vlákna či optovláknových prvků v rezonátoru a nástupem jevů jako je tepelná čočka. Zvýšení maximálního výstupního výkonu spolu se zajištěním jednovidového režimu je klíčové např. pro použití takového laseru jako čerpací zdroj jiného laseru.

Velmi užitečným nástrojem pro zdokonalování nejen vláknových laserů je jeho počítačový numerický model, díky němuž lze nejen simulovat a predikovat veličiny, které lze experimentálně změřit a tímto experimentální výsledky ověřovat, ale lze také simulovat veličiny a jejich průběhy, které experimentálně změřit nelze, nebo jejichž měření by bylo extrémně nákladné. Znalost těchto veličin přitom může být klíčová pro důkladné pochopení tak komplexního zařízení, jako je thuliový vláknový laser (TDFL). Za účelem optimalizace TDFL byl proto sestaven numerický model, který je pro snadné použití součástí počítačového programu s grafickým uživatelským prostředím.

První rešeršní část obsahuje úvod do problematiky dvouplášťových vláknových laserů. Další oddíly se věnují metodám navázání čerpání do aktivního vlákna, principu laserového rezonátoru se zaměřením na vláknový laserový rezonátor a variantám jejich konstrukce. Nechybí rozbor spektroskopických vlastností TDFL. Rešerši uzavírá popis historického vývoje vysokovýkonových TDFL a především dnešních rekordních laserových systémů popsaných v odborné literatuře.

Následuje část věnovaná modelování thuliového vláknového laseru, kde jsou s pomocí odborné literatury vysvětleny jeho matematické fundamenty a dále je představen vytvořený program z jak pohledu klíčových metod použitých k řešení problému, tak z pohledu jeho funkčních možností, aplikací a možných vylepšení. Jeho výstupy jsou prezentovány v části výsledků práce spolu s experimentálními výsledky.

V experimentální části práce byl nejprve sledován vliv různého chlazení na několik

různých sestavených kontinuálních TDFL a dále byl především sestaven kontinuální TDFL přes plášť čerpaný laserovou diodou o vlnové délce 790 nm, který po optimalizaci generuje záření o vlnové délce 1938 nm s výkonem 15 W a diferenciální účinností až 65 %.

Předpokládá se, že čtenář je obeznámen se základními principy a stavbou laserů a optických vláken. V případě, že by tomu tak nebylo, nechť se s nimi seznámí v bakalářské práci [2] nebo šířeji v učebnicích [3, 4, 5].

Protože práce tematicky navazuje na autorovu bakalářskou práci [2] a autorův výzkumný úkol [6] (dále jen *bakalářská práce* a *výzkumný úkol*), jsou z nich některé odstavce převzaty a dle potřeby zkráceny.

Práce je součástí projektu podporovaného Grantovou agenturou České republiky pod názvem „Výzkum nových geometrií a uspořádání dvouplášťových aktivních vláken pro vláknové lasery s vysokým výkonem“, který probíhal na Ústavu fotoniky a elektroniky AV ČR, v. v. i. (dále jen ÚFE). Měření byla provedena v optovláknové laboratoři na ÚFE od roku 2020 do dubna 2022.

1 Rešeršní část

První část práce je věnována uvedení do problematiky kontinuálních vláknových laserů s vysokým výkonem se zaměřením na lasery s aktivním vláknem dopovaným ionty thulia. Nezávisle na typu aktivních iontů je vysvětlena problematika dvouplášťových aktivních vláken a navazování čerpání do jejich vnitřního pláště a také teorie vztahující se k laserovým rezonátorům, na niž navazuje řešerše v literatuře popsanych způsobů realizace rezonátoru vláknových laserů. Protože je práce zaměřena na vláknové lasery s vláknem dopovanými ionty thulia (TDFL), jsou ostatní oddíly zaměřené na tyto lasery z hlediska jejich klíčových spektroskopických aspektů a problematiky jejich chlazení. Rešerši uzavírá přehled kontinuálních TDFL s rekordními parametry popsanych v odborné literatuře včetně jejich historického vývoje.

1.1 Vláknoový laser

Vláknové lasery jsou v podstatě specifickou třídou pevnolátkových laserů, tedy laserů, jejichž aktivním prostředím je pevná opticky propustná látka, tzv. matrice [3].

Aktivní prostředí vláknových laserů tvoří *aktivní vlákno*, tedy skleněné optické vlákno, jehož jádro je dopováno množstvím aktivních iontů, které jsou opticky čerpány obvykle pomocí laserových diod [7]. Vláknoové lasery pomocí stimulované emise převádí čerpací záření o nízké záři (výkon vztažený na jednotku plochy a prostorového úhlu), které se naváže do vlákna, na světlo s nižší frekvencí a vysokou září (vysokou kvalitou svazku díky malému průřezu jádra) [8]. V současné době generují různé vláknové lasery vlnové délky od UV přes viditelnou oblast až po střední infračervenou oblast [9].

Vláknové lasery mají oproti jiným typům laserů (např. klasickým pevnolátkovým) řadu výhod. Díky malému průměru jádra je snazší dosáhnout prahové intenzity (hustoty výkonu) čerpacího záření. Práh činnosti může být proto velmi nízký [10, s. 211] a účinnost velmi vysoká – konverze energie čerpacího záření na energii výstupního světla mívá účinnost 60–70 % [11]. Vysoký poměr povrchu k objemu vlákna znamená účinnější odvod tepla, často stačí chlazení vzduchem. Jejich uspořádání může být celovláknové, tzn. nejsou nutná dodatečná zrcadla a optické prvky, které se musí přesně nastavovat, jsou tedy nenáročná na údržbu a mají dlouhou životnost. Vlákna navíc mohou být smotaná a lasery tedy kompaktní. Na druhou stranu značná délka aktivního média a vyšší hustota energie často vede k nechťeným nelineárním efektům [10, 11].

Většina vláknových laserů je dopována trojmocnými ionty vzácných zemin, přesněji lanthanoidů, jako jsou neodým Nd^{3+} , ytterbium Yb^{3+} , erbium Er^{3+} , thulium Tm^{3+} , holmium Ho^{3+} nebo praseodym Pr^{3+} . Zřídka se v laserech používají i jejich dvojmocné ionty, které ovšem pracují jen v kryogenních teplotách [3, 7]. Ionty lanthanoidů jsou charakteristické tím, že elektronové kvantové přechody v nich probíhají v nezaplňené slupce

4*f*, která je relativně blízko atomového jádra (s rostoucím protonovým číslem čím dál více) a navíc je stíněna elektrony ve vnějších slupkách 5*s* a 5*p* xenonové struktury od vnějšího pole. Polohy energetických hladin lanthanoidů jsou proto relativně málo ovlivněny maticí a nedochází tak často k nezářivým přechodům, na rozdíl od iontů přechodných kovů [12, 13]. Důsledkem toho je doba života hladin v rámci orbitalu 4*f* velmi dlouhá, dosahuje až milisekund a spektrální šířka hladin malá. Luminiscenční spektra iontů lanthanoidů pokrývají širokou oblast viditelné a blízké infračervené oblasti [13].

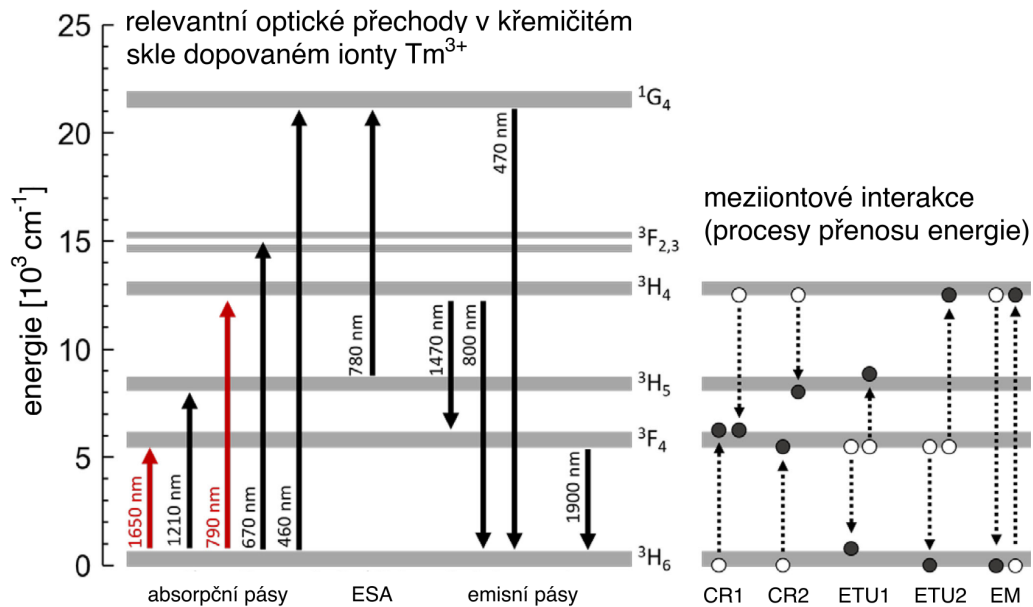
Jsou-li však ionty dopovány nikoli do krystalické, ale do amorfní skleněné matrice v optických vláknech, dochází v důsledku neuspořádanosti okolní struktury k posunům a překryvům účinných průřezů Starkových podhladin jednotlivých iontů. Účinné průřezy skel dopovaných lanthanoidy jsou proto nehomogenně rozšířeny [14, 15].

Složení a struktura skla má zásadní vliv na rozpustnost aktivních iontů, tj. jejich maximální koncentraci bez výrazného shlukování, dále na emisní účinné průřezy, spektrální šířky či doby života energetických hladin aktivních iontů a má vliv i na meziiontové interakce. V různých sklech mají fonony (kmity „mříže“) různé maximální hodnoty energie, přičemž skla s vysokoenergetickými fonony (křemenná, bórová, fosfátová) vedou ke zvýšené pravděpodobnosti nezářivých deexcitací, zhášení a tedy kratším dobám života – tatáž hladina může mít ve fluoridovém skle dobu života několik ms, zatímco v křemenném skle jen několik μ s. Fluoridová a jiná nestandardní skla jsou však z výrobních důvodů drahá a velmi špatně se s nimi pracuje. V neposlední řadě se skla liší i prahem optického poškození nebo náchylností k nelineárním jevům. Složení skla se proto optimalizuje pro konkrétní účel, obvykle se např. do čistého křemenného skla přidávají přísady jako hliník či fosfor, které mj. zvyšují rozpustnost vzácných iontů [16]. Pro zvýšení indexu lomu jádra se navíc přidávají ionty germania [17].

[2, 6]

1.2 Spektroskopické aspekty thuliových vláknových laserů

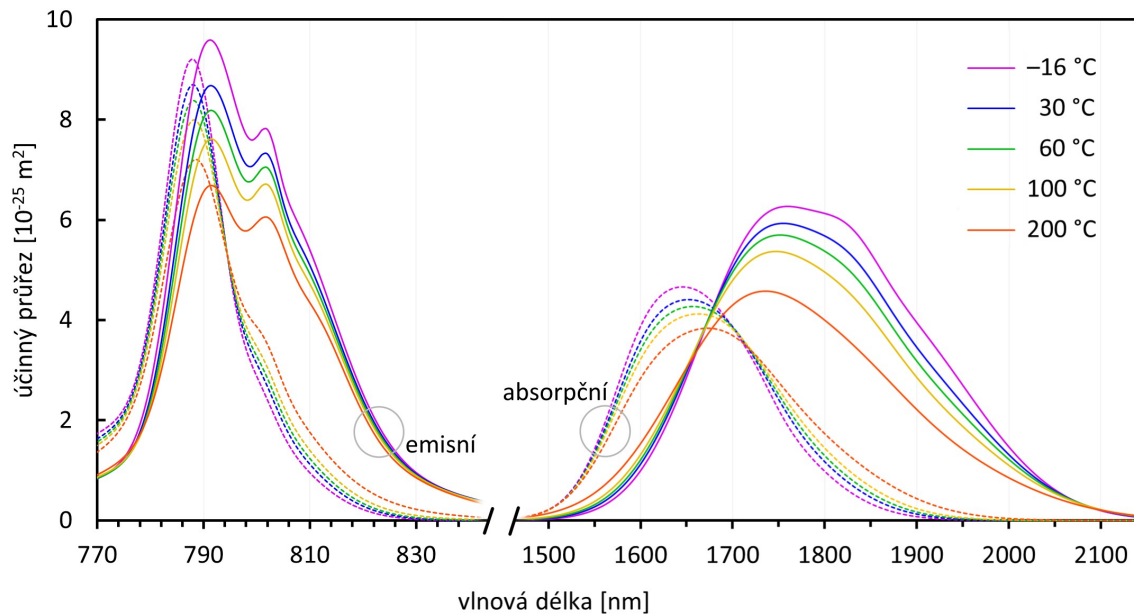
Thuliové lasery nejčastěji využívají přechod $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ [8, 18] k emisi fotonů o vlnové délce v širokém rozsahu min. 1,62–2,2 μ m kvůli silnému rozštěpení elektronických hladin na mnoho Starkových podhladin [12, 19, 20, 21], viz schéma hladin na obr. 1 a spektrální závislost absorpčního a emisního průřezu na obr. 2.



Obrázek 1: Diagram kvantových přechodů a meziiontových energetických přenosů mezi několika elektronovými hladinami iontů Tm^{3+} . Pozor na některé zdroje, které označují hladiny jinak. Upraveno z [22]

Světlo o vlnové délce okolo $2 \mu\text{m}$ je silně absorbováno ve vodě – absorpční koeficient je zde o 2 řády vyšší než při vlnové délce $1 \mu\text{m}$, nicméně stále ještě o 3 řády nižší než při vlnové délce $3 \mu\text{m}$. To činí thuliové lasery výbornými kandidáty pro medicínské aplikace jako je např. přesné řezání lidské tkáně tvořené z většiny vodou a to i díky srážení krve (koagulaci) v okolí řezu zabráňujícímu krvácení. Uplatnění přitom nacházejí jak kontinuální, tak pulzní lasery [23].

Díky absorpci ve vodě tato vlnová délka zároveň spadá do tzv. *eye-safe*, tj. oku bezpečné, přesněji oku bezpečnější spektrální oblasti, neboť dvoumikronové záření se při vstupu do lidského oka z drtivé většiny absorbuje v přední komoře nebo sklivci a nepoškodí tak sítnici – světlocitlivou část oka, kterou při větším poškození nelze nahradit či vyléčit. Tato vlastnost $2 \mu\text{m}$ světla je výhodná pro systémy světelné detekce a měření vzdáleností (*Light Detection And Ranging, LIDAR*), které využívají světlo z laserů ve volném prostoru a jejichž bezpečnost je proto kritická. Pomocí LIDARu, pracujícího na bázi známého radaru, lze v případě použití $2 \mu\text{m}$ zdroje měřit koncentrace plynů jako jsou vodní pára, CO_2 nebo N_2O . Díky Dopplerově jevu jsou schopny měřit rychlost větru a detekovat turbulence. Lasery generující na $2 \mu\text{m}$ se také používají pro řezání a sváření plastů [23]. Konkrétně TDFL se také používají díky kvalitě svazku pro čerpání jiných TDFL nebo čerpání laserů pracujících ve střední infračervené oblasti [24].



Obrázek 2: Účinný průřez absorpce a účinný průřez stimulované emise iontů Tm^{3+} v hliníko-křemenném skle pro kvantové přechody ${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{H}_4$ a ${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{F}_4$ v závislosti na teplotě vlákna. Data s dovolením převzatá z nedávného měření kolegů Báry Jiříčkové, Jana Aubrechta a zpracovaná Martinem Grábnerem [25]. Všechny křivky jsou lineární kombinací 4 Gaussových funkcí prokládajících naměřené závislosti.

Thuliové lasery se čerpají nejčastěji mezi hladinami ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ pomocí dostupných GaAlAs laserových diod o vlnové délce 790 nm [9], odkud ionty rychle nezářivě deexcitují na horní laserovou hladinu ${}^3\text{F}_4$, nebo se čerpají rezonančně na přechodu ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ světlem o vlnové délce 1,55 μm –1,94 μm , a to obvykle „tandemově“ jiným vláknovým laserem [8, 22, 26], neboť v této spektrální oblasti nejsou příliš dostupné laserové diody [23]. Ojedinelý případ rezonančního čerpání TDFL laserovou diodou je popsán v ref. [27]. Čerpání na hladinu ${}^3\text{H}_5$ není vhodné, protože nejsou dostupné žádné vysokovýkonové zdroje o vlnové délce ≈ 1210 [22].

Čerpání zářením o vlnové délce 790 nm by však kvůli vysokému kvantovému defektu implikovalo maximální teoreticky dosažitelnou diferenciální účinnost (resp. Stokesovou účinnost podle Stokesova posunu) pouze 40 %. Přitom již v roce 2000 R. Hayward et. al. představili 14W vláknový dvouplášťový thuliový laser s tehdy rekordní diferenciální účinností 46 % [1]. Za tímto zdánlivým porušením zákona zachování energie stojí *křížová relaxace* (CR) neboli tzv. *2 for 1* proces, což je dipólová interakce mezi dvěma ionty thulia, při níž iont při nezářivě deexcitaci z čerpací hladiny ${}^3\text{H}_4$ na horní laserovou hladinu ${}^3\text{F}_4$ předává energii sousednímu iontu na základní hladině ${}^3\text{H}_6$ a excituje jej na ${}^3\text{F}_4$, jak je znázorněno na schématu 1. Tento jev byl však již dříve pozorován v laserových krystalech [1]. Křížová relaxace v thuliových laserech tedy posouvá jejich limitní diferenciální účinnost na dvojnásobek, tj. okolo 80 %. Jinými slovy je díky křížové relaxaci posunut limit kvantové účinnosti (poměr počtu generovaných fotonů na jeden čerpací foton, standardně

maximálně 1) na hodnotu 2.

Pro dosažení vysoké účinnosti žádoucí křížové relaxace je z principu nutné zajistit velmi vysokou koncentraci iontů Tm^{3+} [8, 23]. Dipólová interakce v podobě křížové relaxace je rychlejší než nezářivá deexcitace probíhající prostřednictvím několika fononů, čili v případě ionty Tm^{3+} v dostatečné blízkosti převažuje křížová relaxace oproti nenávratné ztrátě excitační energie do tepla. Současně to znamená, že v thuliem dopovaných vláknech (TDF) způsobuje zvýšení koncentrace Tm^{3+} zkrácení doby života iontu na hladině $^3\text{H}_4$. To je velmi pozitivní, neboť snížení obsazení čerpací hladiny omezuje nežádoucí jevy absorpce z excitovaného stavu (*excited state absorption, ESA* nebo upkonverze (viz dále), které snižují účinnost laseru nebo jej přímo poškozují skrze *světlem indukované tmavnutí* vlákna [14, 28]. Toto tmavnutí se projevuje permanentním zvýšením ztrát ve vláknech v důsledku dlouhodobé interakce vlákna se světlem o vysoké intenzitě se specifickou vlnovou délkou [28] a bylo prokázáno, že v TDF s vysokou koncentrací thulia lze díky rychlejší depopulaci čerpací hladiny skrze CR tmavnutí eliminovat [28].

Vzhledem k tomu, že zajištění dostatečně vysoké koncentrace Tm^{3+} vedoucí k vysoké účinnosti CR zdvojnásobuje účinnost TDFL čerpaných na 790 nm, jedná se o zcela rozhodující faktor ovlivňující účinnost těchto laserů. Hlavním důvodem, proč účinnost diodově čerpaných TDFL nedosahuje svého teoretického limitu (80 %), je mimo náročnost dosažení velmi vysoké hodnoty koncentrace v jádře hlavně náročnost dosažení *konstantní* vysoké koncentrace Tm^{3+} v jádře a nulové koncentrace mimo něj. Jinými slovy účinnost limitují okraje nerovnoměrného koncentračního profilu vlákna, v nichž je koncentrace příliš malá pro účinnou CR [29].

Koncentrace dopantů se může specifikovat různě a proto je naprosto nezbytné uvádět přesně jednotky koncentrace a zda se jedná o koncentraci iontů, resp. atomů, nebo molekul. Chemici při přípravě vláken používají **molární koncentraci** – koncentrace 10 000 mol ppm $\text{Tm}^{3+} = 1 \text{ mol } \% \text{ Tm}^{3+}$ znamená, že mezi milionem částic SiO_2 je 10 000 iontů Tm^{3+} , což je ekvivalentní koncentraci 5 000 mol ppm Tm_2O_3 (původní látka při dopovacím procesu). **Hmotnostní koncentrace** dopovaných molekul vyjadřovaná pomocí wt ppm, resp. wt %, se určuje na základě molární koncentrace a poměru relativních molekulových hmotností dopovaných molekul, resp. relativní atomové hmotnosti iontu a molární hmotnosti substrátu. Pro hlinitokřemenné vlákno s $c_{\text{Al}_2\text{O}_3}^{\text{mol}} = 7 \text{ mol } \%$ a $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}} = 1 \text{ mol } \%$ platí přepočítání na hmotnostní koncentraci podle

$$c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = \frac{A_r(\text{Tm})}{0,925M_r(\text{SiO}_2) + 0,07M_r(\text{Al}_2\text{O}_3) + 0,005M_r(\text{Tm}_2\text{O}_3)} c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}} \approx \frac{169}{64,7} c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}}, \quad (1)$$

tedy $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 2,61 \text{ wt } \%$, respektive $c_{\text{Tm}_2\text{O}_3}^{\text{wt}} = 2,98 \text{ wt } \%$ (A_r , resp. M_r značí relativní atomové, resp. molekulové hmotnosti). Zejména pro matematické modelování zesilovačů a laserů se používá **objemová koncentrace** jednotlivých aktivních iontů v jednotkách

$1/\text{m}^3$ a určuje se jako podíl počtu iontů v 1 molu látky a objemu 1 molu látky. Pro dopanty typu Tm_2O_3 , Er_2O_3 , Yb_2O_3 v matrici SiO_2 platí pro objemovou koncentraci $N_{\text{tot}}^{\text{Tm}^{3+}}$ vzorec $N_{\text{tot}}^{\text{Tm}^{3+}} = 4,44 \times 10^{22} c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}}$ [30, 31].

Dopování jádra se standardně provádí metodou *dopování z roztoku (solution doping)*, spočívající v prosycení porézní křemenné vrstvy roztokem s rozpuštěnými příslušnými soli v průběhu metody MCVD přípravy preforem [32]. Touto metodou je však obtížné dosáhnout koncentrací oxidu hlinitého nad 4 mol % [33]. Dodnes bylo vyvinuto několik dalších metod dopování, které často zvyšují limitní koncentrace dopantů, zvyšují dobu života iontu na horní laserové hladině, pomáhají narovnat či odstranit centrální proval (dip) příčného koncentračního profilu, potažmo profilu indexu lomu. Patří mezi ně např. dopování pomocí *koloidního roztoku keramických nanočástic* (namísto pravého roztoku) [34], *přímé nanášení nanočástic* [32], metoda *sol-gel* [8] nebo hybridní metoda „*roztok-plyn*“ [33].

Ve zmíněném článku [1] byla thuliová koncentrace v jádře 2,2 wt %. Tři roky poté Jackson a Mossman studovali optimální koncentrace nejen thulia, ale i hliníku. Naměřili opět nejvýše 46% diferenciální účinnost při nejvyšší koncentraci 1,6 wt % Tm^{3+} a předpokládali zvýšení účinnosti při navyšování koncentrace ke 3 wt %. Současně však poznamenali, že při vysokých koncentracích iontů Tm^{3+} hrozí jejich shlukování, které způsobuje *přechod na vyšší hladinu energetickým přenosem (ETU)* neboli *upkonverzi*, viz ETU1 a ETU2 ve schématu 1. Jedná se o nežádoucí proces inverzní k prospěšné křížové relaxaci [17]. Shlukování dále vede k častějším nežádoucím přechodům, které jsou v případě thuliových iontů v křemenném skle s vysokou energií fononů pravděpodobné i bez shlukování [32, 33].

Právě pro zabránění shlukování aktivních iontů, neboli pro jejich lepší rozpustnost ve skle, se do jádra přidávají zároveň ionty hliníku v podobě Al_2O_3 . Jackson a Mossman uvádějí, že proti shlukování iontů a tedy zvýšení účinnosti a snížení prahu je žádoucí poměr koncentrací $\text{Al}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$ alespoň 10:1 [17]. V roce 2004 pak S. Jackson sestavil laser s $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 2,2 \text{ wt } \%$ a poměrem koncentrací $\text{Al}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$ 8:1 s rekordní diferenciální účinností 74 % vztahenou na absorbované čerpání [35], tj. více než 90 % teoreticky dosažitelné účinnosti. V roce 2019 N. Ramírez-Martínez et. al. publikovali srovnání TDFL s vlákny připravenými pomocí nové hybridní metody dopování „*roztok-plyn*“ s různými koncentracemi dopantů s dosaženými diferenciálními účinnostmi až 72,7 % vztahenými k absorbovanému výkonu čerpání. Jejich závěr je, že koncentrace $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} \approx 3,5 \text{ wt } \%$ je dostatečná pro dosažení vysoké účinnosti křížové relaxace a nemá smysl dále příliš zvyšovat, neb by se tím uvolňovalo v jádře více tepla [33]. Přitom o rok dříve Tuminelli et. al. na konferenci představili diodově čerpaný TDFL s *dodnes rekordní* diferenciální účinností 74,5 % vůči absorbovanému čerpání (93,2% vůči teoretickému limitu), a to zejména díky dosažení rekordní koncentrace $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} > 7,4 \text{ wt } \%$ [28].

Maximalizace koncentrace aktivních iontů umožňuje minimalizovat délku vlákna

a spolu s ní základní útlum a nežádoucí nelineární jevy [17]. Thuliové vláknové lasery však oproti jiným vláknovým laserům s větší energií fotonu mají zvýšený práh nástupu nelineárních jevů, což zvyšuje potenciál navýšení jejich dosažitelného výkonu [24].

Důležitým parametrem aktivního prostředí, který má přímý vliv na účinnost a práh laseru, je doba života aktivního iontu na horní laserové hladině. Je to čas, během něhož klesne populace horní hladiny na hodnotu $1/e \approx 37\%$ původní hodnoty za absence čerpání a stimulované emise. Vyšší hodnoty tedy pomáhají udržovat vysokou populaci horní laserové hladiny a snižovat úroveň parazitické zesílené spontánní emise [36]. V thuliových vláknech se s vyšší koncentrací Tm^{3+} doba života zkracuje v důsledku snazšího přenosu energie mezi thuliovými ionty a nečistotami. Kodopování hliníkem dobu života zvyšuje [12, s. 149]. Zatímco v krystalech jako je YAG, YLF nebo LuAG se pohybuje v řádu jednotek ms, někde i více než 10 ms [23], ve sklech je doba života zkrácena na hodnoty v řádu stovek μs . Více než na koncentraci Tm^{3+} však doba života závisí na způsobu přípravy vlákna a na bezprostředním okolí aktivních iontů, tedy koncentraci pomocných dopantů [32].

Thuliové vláknové lasery pracují i na jiných vlnových délkách, nicméně nedosahují takových účinností jako lasery na $2\ \mu m$ [12, 37]. Byly např. vyvíjeny thuliové lasery pracující s emisní vlnovou délkou $\approx 1500\ nm$ pro telekomunikace. Takové lasery vyžadují fluoridová skla s malou energií fononů. Podobně jako u erbiových laserů byly i v případě TDFL zkoumány a sestrojeny lasery generující na $810\ nm$ [18, 38], $650\ nm$ [39] nebo $480\ nm$ [40] ve fluoridových vláknech čerpané pomocí absorpce z excitovaného stavu.

ESA je pro generaci na $2\ \mu m$ nežádoucí, protože snižuje populaci horní laserové hladiny na úkor vyšších hladin 3H_5 a 3H_4 , z nichž ionty nezářivě relaxují zpět, což představuje tepelné ztráty. Při velmi silném čerpání dochází k řídké excitaci hladiny 1G_4 , což se projevuje slabou modrou fluorescencí [23], jež byla pozorována i v rámci experimentů v této práci, pokud vlákno nebylo účinně chlazeno.

TDFL využívající pro generaci přechod ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ může pracovat v tzv. *kvazi-tříhladinovém systému* a (*kvazi-*)*čtyřhladinovém systému* [12, s. 149], viz dále, a to díky silnému rozštěpení zejména hladiny 3H_6 na 13 Starkových podhladin [30] (pro zjednodušení neuvažujeme rozštěpení horní laserové hladiny 3F_4). Podhladiny jsou tepelně populovány podle Boltzmannova rozdělení a nejvyšší podhladina je tedy populována nejméně, zatímco ta nejnižší, nazvěme ji *základní hladinou*, je populována nejvíce [23, 41, 42].

Generuje-li TDFL relativně nízkooenergetické fotony s vlnovou délkou zhruba nad $2\ \mu m$, dochází k zářivé deexcitaci na jednu z nejvyšších podhladin hladiny 3H_6 . Protože dolní laserová hladina je poměrně značně vyzvednutá nad základní hladinou a její populace je velmi nízká, šířící se signál není podél vlákna téměř absorbován, čímž by excitoval ionty zpět na horní laserovou hladinu. Jinými slovy téměř nedochází k *reabsorpci* signálu, takže prostředí je prakticky transparentní. Říkáme pak, že laser pracuje v *čtyřhladinovém režimu*, resp. *kvazi-čtyřhladinovém režimu*, neboť rozdíl mezi hladinami a jejich populacemi není

tak vysoký jako u pravých čtyřhladinových systémů v laserových krystalech [41, 42, 43].

V případě, že je TDFL např. pomocí vláknové Braggovy mřížky (*Fiber Bragg Grating, FBG*, viz 1.6.3) donucen generovat na vlnové délce $< 2 \mu\text{m}$ (tj. fotony s vyšší energií), jsou ionty zářivě deexcitovány až na jednu z nejnižších podhladin. Protože dolní laserová hladina je jen těsně nad základní hladinou (v mezním případě jde o tytéž podhladiny), jde o kvazi-tříhladinový systém [12, s. 149]. Kvůli nezanedbatelné populaci dolní laserové hladiny trpí signál značnou reabsorpcí, což zvyšuje práh a ztráty. Prostředí se pro signál stává „transparentním“ (vyrovnání ztráty a zisku) až při silném čerpání, resp. vysoké inverzi populace. Z tohoto důvodu by měla být délka vlákna dostatečně krátká na to, aby na samém konci zbývala intenzita čerpání k dosažení transparency, takže část čerpání prochází vláknem neabsorbována. Nebo lze neabsorbované čerpání odrazit zpět do vlákna a zvýšit tím účinnost a snížit práh, neboť na konci vlákna se zvýší inverze populace a omezí se reabsorpce [41, 43, 44].

Dosažení generace pod $1,65 \mu\text{m}$ je možné s použitím germaniokřemenných vláken namísto tradičních hlinitokřemenných [19], nicméně obecně lze říct, že TDFL a thuliové zesilovače jsou při generaci na kratších vlnových délkách $< 1,95 \mu\text{m}$ omezovány reabsorpcí (kvazi-tříhladinovým režimem), zatímco generace nad $\approx 2,1 \mu\text{m}$ je neefektivní kvůli velmi nízkému zisku ve vlákně, zatímco vyšší zisk pociťuje parazitická zesílená spontánní emise (*Amplified Spontaneous Emission, ASE*) [21, 22].

Pomocí absorpčních průřezů absorpce $\sigma_a(\lambda)$ a stimulované emise $\sigma_e(\lambda)$ lze při uvažování střední inverze populace ve vlákně spočítat spektrální průběh koeficientu zesílení $G(\lambda)$ v dB/m:

$$G(\lambda) = 10 \log_{10}(e) \cdot \Gamma N_{tot} \left((\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)) \frac{\overline{N}_1}{N_{tot}} - \sigma_a(\lambda) \right), \quad (2)$$

kde Γ je faktor příčného překryvu pole signálu a dopované oblasti jádra, N_{tot} je celková koncentrace aktivních iontů (Tm^{3+}), \overline{N}_1 je střední populace horní laserové hladiny a λ je vlnová délka [19, 45, 46]. V závislosti na inverzi populace se mění velikost i znaménko koeficientu zesílení a kvůli spektrálně posunutému $\sigma_e(\lambda)$ vůči $\sigma_a(\lambda)$ se mění poloha maxima zesílení. Pokud jsou ztráty rezonátoru v širší spektrální oblasti okolo $2 \mu\text{m}$ bez započítání reabsorpce spektrálně nezávislé, generuje laser právě v oblasti maxima koeficientu zisku $G(\lambda)$ [21]. Emisní vlnová délka takového laseru tedy umožňuje odhadnout střední inverzi populace.

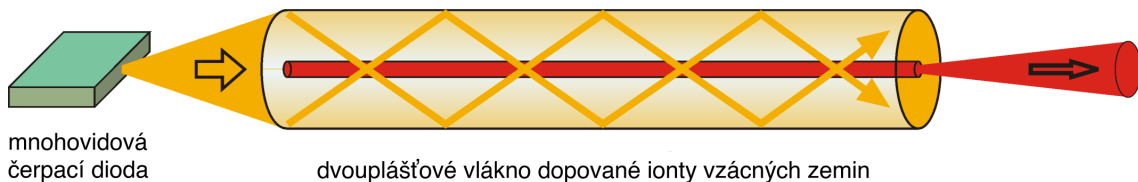
Kodopování thuliových vláken ytterbiem usnadňuje jejich čerpání laserovými diodami na 980 nm podobně jako u erbiových laserů [47, 48]. Vysokých účinností dosahují rovněž lasery s holmiem kodopovaným thuliovým aktivním vláknem [37]. Tyto ionty, které předávají excitační energii získanou optickým buzením aktivním iontům, na nichž probíhá stimulovaná emise, se nazývají senzitivátory [49].

[2, 6]

1.3 Dvouplášťová aktivní vlákna

V šedesátých letech, v době počátku nejen vláknových laserů, byly vláknové lasery čerpány výbojkou příčně (vlákno bylo jednoduše namotáno na výbojce). Ovšem teprve v polovině osmdesátých let nastal silný rozvoj vláknových zesilovačů a laserů díky objevu zesilování světla o vlnové délce 1550 nm ideální pro telekomunikační účely ve vláknech dopovaných erbiem. Tehdy se také začala aktivní vlákna čerpat podélně, tj. fokusací světla do čela (konce) vlákna [11, 50].

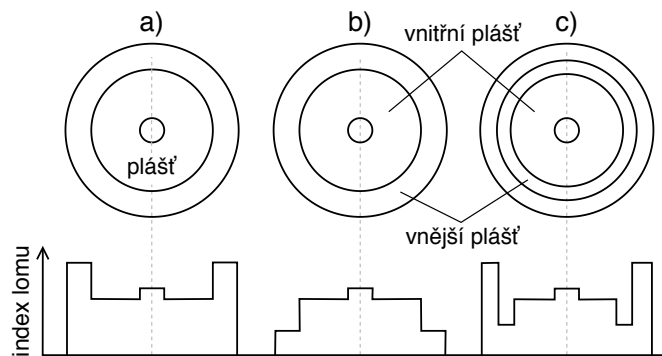
Vysokovýkonové laserové diody dnes používané pro čerpání vláknových laserů mají velkou vyzařovací plochu (typicky $100 \times 1 \mu\text{m}$) a vysoce rozbíhavý svazek. Aby bylo možné tímto nekvalitním svazkem účinně budit aktivní ionty v jádře často o průměru jen několika μm a o nízké numerické apertuře, byla již v sedmdesátých letech Robertem Maurerem patentována metoda čerpání vláknových laserů přes plášť, viz obr. 3. První pláštěm čerpaný vláknový laser vyvinul ke konci osmdesátých let Elias Snitzer, autor prvního vláknového laseru. V takzvaném dvouplášťovém vlákně je světlo vedeno nejen jádrem, ale i tzv. *vnitřním pláštěm*, který je obklopen *vnějším pláštěm* obvykle tvořeným polymerním nebo akrylátovým povlakem [8, 11], viz obr. 4b.



Obrázek 3: Schéma principu dvouplášťových aktivních vláken. Převzato z [51].

Rozdíl mezi klasickým aktivním nebo klasickým pasivním vláknem používaným v telekomunikacích a aktivním dvouplášťovým vláknem je především v tom, že svrchní polymerní vrstva má v případě klasických vláken obvykle¹ vyšší index lomu než má plášť, kdežto u dvouplášťového vlákna je tomu naopak – vnější plášť má index lomu nižší než vnitřní plášť. Zatímco polymerní povrch klasických vláken vyvazuje světlo z pláště, ve dvouplášťových vláknech naopak zajišťuje vlnovodnou schopnost vnitřního pláště pro čerpací zařízení. Alternativně lze dvouplášťové vlákno realizovat přidáním nízkoindexního skla mezi plášť a vysokoindexový polymerní obal jako na obr. 4c [8, 12, 54].

¹ v pasivních komunikačních vláknech se používají různé složitější profily indexu lomu [52, 53]



Obrázek 4: Srovnání profilů indexu lomu klasického komunikačního vlákna (a) a aktivního dvouplášťového vlákna (b, c).

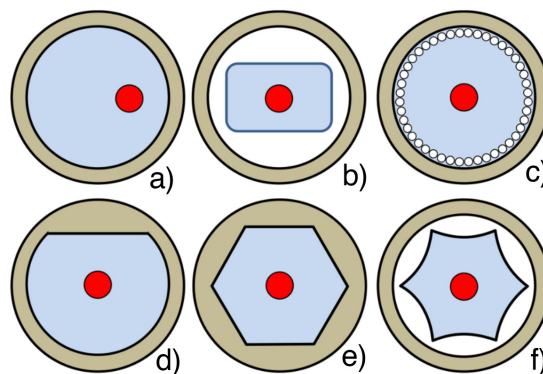
Když se čerpání naváže do vnitřního pláště, šíří se podél vlákna a křížuje oblast dopovaného jádra, v němž se postupně absorbuje a budí aktivní ionty, jak je naznačeno na obr. 3. Stežejní výhoda čerpání přes plášť je v tom, že rozbíhavý svazek čerpací diody nemusí být fokusován do jádra s nízkou numerickou aperturou, ale do vnitřního pláště s až 100× větší plochou [12] a co nejvyšší numerickou aperturou, typicky $\approx 0,46$ [8, 14], a tedy velkým příjmovým úhlem.

Protože překryv čerpacího pole v plášti a jádra je malý, podíl výkonu světla absorbovaného jádrem na jednotku délky je podstatně menší než když se čerpací záření šíří pouze jádrem. Pro dostatečné absorbování stejného čerpacího výkonu je tak ve srovnání s jednopláštěvými vlákny nutná větší délka dvouplášťového vlákna [12, s. 122]. Velká délka vlákna vede k většímu útlumu signálového záření a nežádoucím nelineárním jevům. Proto je snaha o navýšení rychlosti absorpce čerpání podél vlákna, a to např. navýšením koncentrace aktivních iontů v jádře [55].

Malý překryv čerpacího pole a jádra není způsoben jen malým poměrem plochy profilu jádra a vnitřního pláště. Zatímco budící paprsky, které při šíření pláštěm vždy protínají jeho osu a tedy křížují dopované jádro, se rychle absorbují zkraje vlákna, převažující kosé paprsky jádro míjí a procházejí prakticky bez útlumu. Pro čerpání vláknového laseru je ale optimální dosáhnout homogenního útlumu (absorpce) budícího záření podél vlákna [11]. Výrazné zlepšení přinesla dvouplášťová vlákna s excentrickým jádrem (posunutým mimo osu vlákna, viz obr. 5a), v němž se absorbují i kosé paprsky [50]. Řádového zvýšení absorpce čerpání díky vyššímu počtu vedených vidů a zvýšení překryvu budícího pole s jádrem lze také dosáhnout prostým smotáním vlákna do cívky o průměru několika centimetrů [2, 14, 56, 57, 58, 59].

Pro maximalizaci absorpce čerpání je však nutné, aby měl každý čerpací vláknový vid překryv s jádrem. Toho nelze docílit pouze vyosením jádra, lze toho však docílit změnou tvaru příčného průřezu vnitřního pláště [60]. Pokud tvar průřezu způsobí tzv. „chaotickou dynamiku“ šíření paprsků, během krátkého úseku po vstupu do vlákna je intenzita čerpacího záření rozložena statisticky rovnoměrně v průřezu vnitřního pláště

a absorpce čerpání lze popsat Beer–Lambertovým zákonem [17, 57, 60]. Jinými slovy dochází k promíchání vidů, tzn. podél vlákna dochází k chaotické proměně vidového spektra. Návrh profilu vnitřního pláště však musí zároveň minimalizovat rozptylové ztráty [14]. Různé varianty průřezů vnitřního pláště porušujících kruhovou symetrii, z nichž některé jsou na obr. 5, řádově zvyšují míru absorpce čerpání podél vlákna, čímž výrazně zkracují potřebnou délku vlákna [2, 12, 60, 61, 62, 63]



Obrázek 5: Různé průřezy aktivních vláken čerpaných přes plášť. Upraveno z [14].

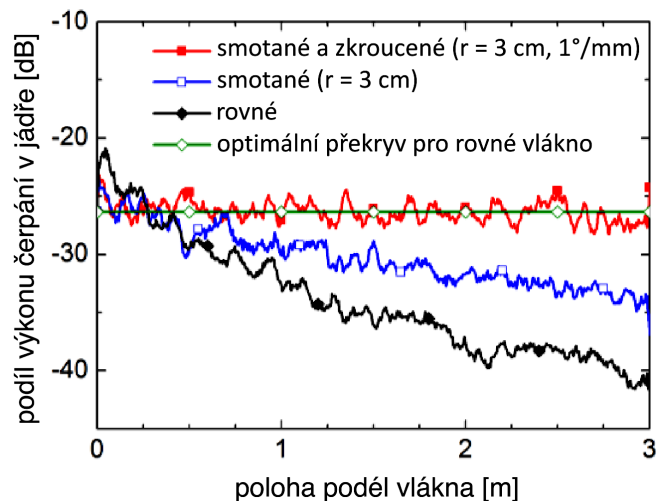
Dvouplášťová vlákna s porušenou kruhovou symetrií jsou náročnější na výrobu, vykazují podstatně vyšší útlum světla v plášti a je u nich náročnější zajistit souosost jádra a pláště, což vede k větším ztrátám na svárech [64]. Tvarování vnitřního pláště se provádí opracováním preformy před jejím tažením [65].

Preformu je možné mechanicky brousit pomocí brusné pasty a rotačního disku ve speciálním držáku. Tato metoda je omezená na konvexní tvary průřezu (např. mnohoúhelníky), je zdlouhavá, má malou opakovatelnost a drsnější povrch vede ke značným rozptylovým ztrátám [65].

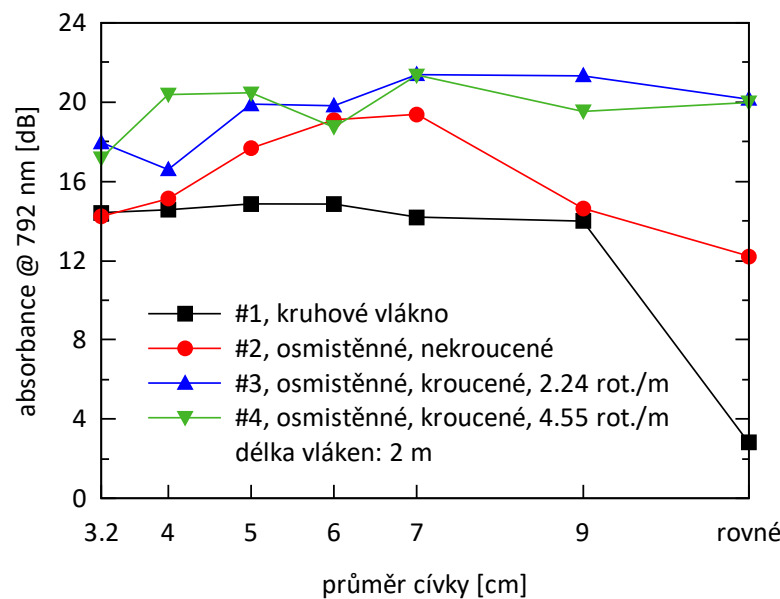
Mladší metodou je tepelné opracování preformy pomocí CO_2 laseru. Křemenné sklo preformy silně absorbuje záření o vlnové délce $10,6 \mu\text{m}$ CO_2 laseru a proto se sklo při dopadu výkonného svazku vypařuje. Tato metoda je rychlejší, přirozeně automatizovaná a díky tomu opakovatelnější. Díky malé hloubce pronikání laserového svazku do skla a jeho plynulému pohybu nedochází k nepříznivému prohřátí preformy jako u mechanického broušení. Lze vyrobit i konkávní tvary jako na obr. 5f. Zatímco při broušení je odstraňována povrchová vrstva spolu s OH^- skupinami zanesenými na povrch při výrobě preformy, při laserovém opracování tyto skupiny bohužel difundují doprostřed preformy a způsobují na $0,95 \mu\text{m}$ a $1,38 \mu\text{m}$ větší útlum [65, 66].

Účinnost absorpce buzení lze zvýšit nejen vyosením jádra, ohybem vlákna nebo modifikací průřezu vnitřního pláště, ale také podélným zkrutem vlákna s nekruhovým průřezem (zkrut má zanedbatelný vliv na vlákna s kruhově symetrickým průřezem [63]). Na základě numerického modelování šíření svazků bylo zjištěno, že současným kroucením a ohýbáním vláken dochází s silnému promíchávání vidů a překryv širších se vidů

s jádrem se pak blíží limitu danému poměrem průřezu jádra a vnitřního pláště (viz obr. 6) [32, 56, 57, 58]. Zkrut může být realizován permanentně přímo při tažení [2, 67] nebo může být zkrouceno původně nezkroucené vlákno [58]. V obou případech bylo experimentálně prokázáno, že různá smotaná a současně zkroucená vlákna vykazují výrazně vyšší absorpenci pro čerpací pole [2, 32, 58, 59]. Výsledky experimentů v bakalářské práci dokonce ukazují, že ke značnému zvýšení absorpance dochází i v případě zkroucených *nesmotaných* vláken, viz obr. 7.



Obrázek 6: Výsledky numerické simulace šíření čerpacího pole dvouplášťovým aktivním vláknem s šestistěnným průřezem pláště (viz obr. 5e). Jako vstupní pole byl použit vidový šum, který se mění podél vlákna, proto závislosti rovněž vykazují oscilace. Upraveno z [57].



Obrázek 7: Absorbance dvoumetrových úseků thuliových aktivních dvouplášťových vláken pro záření o vlnové délce 792 nm, které vstupovalo převážně do jejich pláště. Jde o totožná vlákna, jaká jsou popsána v experimentální části této práce. Převzato z bakalářské práce [2]

Je obecně žádoucí, aby vláknový laser měl co nejkvalitnější (málo divergentní) svazek. K tomu je potřeba zajistit jednovidový režim šíření zesilovaného záření ve vlákně. Použitím vlákna s jádrem o průměru několika μm by však kvůli vysoké hustotě výkonu vedlo k nelineárním jevům či poškození. Proto se často pro vysokovýkonové vláknové lasery používají vlákna s jádrem o velké ploše (*angl. LMA, large mode area fiber*) a velmi nízké numerické apertuře pro zachování jednovidovosti. Kvůli velmi malému rozdílu indexů lomu však jádro vede světlo jen velmi slabě. Jednovidovost LMA vláken lze rovněž vynutit jejich ohýbáním, které způsobuje nepoměrně vyšší ztráty pro šíření vyšších vidů oproti základnímu, čímž lze vyšší vidy odfiltrout [5, 68].

Dosažení velmi nízké NA ($< 0,1$) je však problematické zejména v případě erbiových vláken kodopovaných ytterbiem, v nichž je nutná vysoká koncentrace fosforu, a thuliových vláken, v nichž je nutná velmi vysoká koncentrace thulia a hliníku, protože všechny tyto dopanty zvyšují index lomu skla, tedy NA vlákna, která se tak pohybuje typicky okolo 0,2 [69, 70]. Zejména proto je v literatuře popsáno jen málo vysokovýkonových TDFL s difrakčně limitovanou kvalitou svazku ($M^2 < 1,1$) [71, 72]. Řešením tohoto problému pro LMA vlákna je tzv. *pedestal*, což je z pohledu průřezu vlákna prsteneček těsně okolo jádra (tedy v plášti), v němž je navýšen index lomu skrze dopování germaniem [73], viz obr. 16. Pokud je tloušťka pedestalového prstenečku dostatečná (řádově $10 \mu\text{m}$ [69]), signálové pole v jádře vnímá pedestal jako plášť a nikoli jako rozšířené jádro. Díky pedestalu se NA jádra může snížit pod 0,1 [69, 74].

Na sváru pedestalového dvouplášťového aktivního vlákna s pasivním vláknem však

dochází k částečnému navázání signálu z jádra pasivního vlákna do pedestalu vlákna aktivního. Dále se do pedestalu navazuje část spontánní emise z jádra a při ohýbání vlákna hrozí přeliv vidů z jádra do pedestalu [71, 73]. Pole vedené pedestalem se částečně překrývá s jádrem a přebírá část excitační energie v něm načerpané, což představuje ztrátu. Kvůli tomu je vhodné zvětšit poměr průřezů pedestalu a jádra, aby se snížil překryv pole v pedestalu s jádrem, tzn. zvětšit průměr pedestalu a zmenšit průměr jádra. Zmenšením průměru jádra se navíc snižuje průměr signálového svazku, což vede ke snížení ztráty na sváru z důvodu vyosení vláken [71]. Při návrhu vlákna s pedestalem je třeba myslet na to, že čím větší je průměr pedestalu, tím více se do něj navazuje čerpání z pláště [70]. Výroba vláken s pedestalem, zvláště je-li průměr pedestalu velký, je nákladnější a složitější [72] a svařování pedestalových vláken je kvůli dopování germaniem problematičtější [73]. [2, 6]

1.4 Chlazení thuliových vláknových laserů

Potřebná míra odvodu tepla (chlazení) z jádra vlákna je dána množstvím tepla v něm vznikajícím. Protože teplo se v jádře nemůže hromadit (teplota by nekonečně rostla), každý watt tepelného výkonu vygenerovaný v jádře na jednom metru musí být z tohoto metru vlákna odveden do nějakého tepelného rezervoáru – chladiče. Přesněji je tedy nutná míra chlazení úměrná lineární hustotě tepelného výkonu (označme ji Q) vznikajícího v jádře. Ta je přímo úměrná absorbovanému čerpacímu výkonu v TDF. Dále je přímo úměrná procentuální ztrátě výkonu čerpání v teplo.

Diodově čerpané TDFL jsou z hlediska tepelné zátěže zvlášť problematické, neboť kromě toho, že nedosahují takových účinností jako rozšířené ytterbiové vláknové lasery, je nutné v TDF udržovat koncentraci $Tm^{3+} \gtrsim 3,5\%$, což vede k vysoké Q . Protože nechceme snižovat čerpací výkon, zbývá pouze zvýšit účinnost laseru (např. skrze účinnou CR), nebo snížit rychlost (účinnost) absorpce čerpání podél vlákna, resp. vlákno prodloužit. Kvůli CR nechceme snižovat koncentraci Tm^{3+} pod $\approx 3,5\%$, takže zbývá snížit překryv čerpacího pole v plášti s jádrem. Jádro často nelze dále zmenšovat kvůli limitu přípustné intenzity záření a pro snížení Q je tedy třeba zvýšit průměr vnitřního pláště [46]. Prodloužení vlákna sice zesiluje nelineární jevy, jak ale bylo zmíněno, u TDFL je práh nástupu nelineárních jevů relativně vysoký [24].

Alternativní přístup ke snížení Q při zachování účinné CR spočívá ve snížení střední koncentrace Tm^{3+} v jádře při zachování lokální koncentrace vytvářením diskretních dopovaných oblastí v jádře (vytvořením prstence nebo technologií nanostrukturních vláken), zatímco zbytek průřezu jádra dopován není [46, 75].

Protože vlákno je čerpané podélně, největší část čerpání se absorbuje (a generuje odpadní teplo) v blízkosti vstupu do vlákna, zatímco konec vlákna (při jednostranném čerpání) se téměř nezahřívá. Bylo by žádoucí zajistit nikoli exponenciální, ale ideálně

lineární pokles čerpacího výkonu podél vlákna, tzn. rovnoměrné zahřívání vlákna po celé jeho délce. Toho by šlo dosáhnout podélně postupně rostoucí průměrnou koncentrací Tm^{3+} ve směru čerpání opět lokálními oblastmi dopování jádra při zachování vysoké lokální koncentrace. Prozatím však jen v teoretické rovině [76].

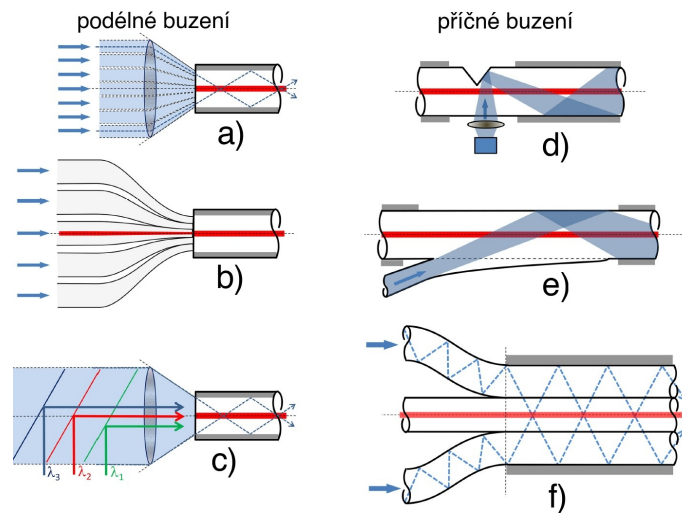
Rezonančně (tandemově) čerpané TDFL s vysokou účinností a velmi malým kvantovým defektem generují v jádře méně tepla, což usnadňuje chlazení a přináší potenciál pro navýšování dosažitelného výkonu laserů generujících v oblasti $2\ \mu\text{m}$ [26].

Uvedme jen několik používaných příkladů metod chlazení TDF. Vlákno tandemově čerpaného TDFL i vlákno čerpacího TDFL bylo chlazeno měděným vodou chlazeným válcem o průměru 25 cm, na němž bylo namotáno, zatímco sváry a výstupní konec byly uchyceny v měděných chladičích [26]. Více než 100W TDFL s LMA vláknem generující na 1908 nm byl chlazen smotáním vlákna na kovovou cívku s drážkou pro vlákno pro účinnější odvod tepla, kdy kovová cívka byla chlazena vodou o teplotě $20\ ^\circ\text{C}$ [77]. 37W TDFL s diferenciální účinností 57 % byl chlazen v hliníkovém boxu udržovaném na $17\ ^\circ\text{C}$ pomocí termoelektrického chladiče [78]. Hu et. al. uvádějí pro svůj 227W TDFL s diferenciální účinností 54 %, že vlákno bylo udržováno při teplotě $10\ ^\circ\text{C}$ [79]. Řada dalších zmínek o způsobu chlazení je v oddílu 1.7.

1.5 Metody navazování čerpání do aktivního vlákna

Je více způsobů, jak navázat čerpací záření do vnitřního pláště aktivního dvouplášťového vlákna. Lze je rozdělit do dvou kategorií – podélné a příčné čerpání. Podélné buzení pomocí objemových optických prvků a čoček jako na obr. 8a se používá zejména v experimentálních uspořádáních [11]. Robustnější řešení je na obr. 8b. Čerpání je navázáno z několika zdrojů pomocí svařovaného vláknového vazebního členu. Na obr. 8c je čerpání navázáno pomocí vlnově selektivních vazebních členů (WDM), který na rozdíl od ostatních metod zvyšuje zář čerpacího záření [14].

V případě příčného navazování jsou signálový a čerpací svazek nezávislé, což je robustnější a usnadňuje to návrh rezonátoru – konec vlákna je ponechán volný např. pro navaření dalších vláknových prvků. Navíc lze přidávat další zdroje čerpání na různých místech vlákna [12, 14]. Příčné navázání může být realizováno pomocí V-drážky ve vnitřním plášti, od které se totálně odráží čerpací záření (obr. 8d), nicméně pro kilowattové výkony se nehodí [14]. Při navazování čerpání pomocí zbokou navařeného vlákna (obr. 8e) část světla uniká vně spoje, což snižuje účinnost navázání [14]. Na obr. 8f je příčné navázání čerpání pomocí svazku signálního a čerpacích vláken v optickém kontaktu spojených polymerním pláštěm. Výhoda tohoto uspořádání tkví v rovnoměrnějším rozložení čerpacího výkonu podél vlákna [14].



Obrázek 8: Používané způsoby navázání čerpacího záření do vnitřního pláště aktivního vlákna. Převzato z [14].

Dnešní nejvýkonnější vláknové lasery jsou čerpány takzvaně *tandemově* soustavou dvouplášťových vláknových laserů, jejichž kvalitní jednovidové svazky jsou navedeny do jádra hlavního laserového vlákna. Tyto výkonné čerpací vláknové lasery navíc typicky čerpají aktivní prostředí rovnou na horní rozštěpenou energetickou hladinu (čerpací vlnová délka je jen lehce nižší než generovaná), což snižuje kvantový defekt (podíl energie generovaného fotonu a čerpacího fotonu) a tedy tepelné ztráty. Díky čerpání do jádra stačí krátká délka vlákna, čímž jsou omezovány nežádoucí nelineární jevy – jedna z největších překážek ve snaze zvyšování výkonu vláknových laserů [80].

[2, 6]

1.6 Problematika rezonátoru vláknových laserů

Většina laserů potřebuje pro navýšení zisku rezonátor, který vlastně násobí efektivní délku zesilujícího prostředí – laserový rezonátor vrací část světelného výkonu na konci aktivního prostředí zpět na jeho začátek, což díky zisku zase zvyšuje výkon na jeho konci. Rezonátor tedy zajišťuje kladnou zpětnou vazbu [4, str. 88].

Ve vláknových laserech se nejčastěji používá lineární Fabry-Perotův (FP) rezonátor, někdy také kruhový rezonátor [81]. Připomeňme pro jistotu základní teorii laseru vztahující se k rezonátoru, na kterou naváže rozbor možných variant rezonátorů pro vláknový laser.

Fabry-Perotův laserový rezonátor tvoří zrcadlo s odrazivostí R_1 typicky ≈ 1 (je žádoucí výstup jen z jedné strany) a polopropustné výstupní zrcadlo s odrazivostí $R_2 < 1$, respektive s transmitancí T_2 . Výstupním zrcadlem procházející část světla tvoří výstupní laserový svazek. Toto světlo se tedy při každém oběhu rezonátoru z rezonátoru vyvazuje a pro cirkulující pole představuje takzvanou *činnou ztrátu*, kvantifikovanou právě transmi-

tancí T_2 . Díky kladné zpětné vazbě a zisku světlo každým oběhem rezonátoru nabývá na intenzitě, dokud nedojde k *saturaci zisku* [3, 82]. Jako zárodek oscilací stačí spontánně emitovaný foton vyzářený v ose rezonátoru [4, 83].

Světlo se během jednoho oběhu rezonátorem odrazí jednou od každého zrcadla a dvakrát projde aktivním prostředím. Má-li rezonátor délku L a aktivní prostředí má součinitel zisku $\alpha = \sigma_e(N_j - N_i)$, (součin účinného průřezu stimulované emise σ_e a rozdílu populací horní a dolní laserové hladiny) a součinitel ztrát β (zahrnující rozptylové, ztráty, ztráty na svárech, reabsorpci, ...), bude intenzita světla po 1 oběhu rezonátorem rovna

$$I = R_1 R_2 I_0 e^{2L(\alpha - \beta)}, \quad (3)$$

kde I_0 je intenzita světla na počátku oběhu [3]. Aby intenzita neklesala je tedy nutné splnit nerovnost

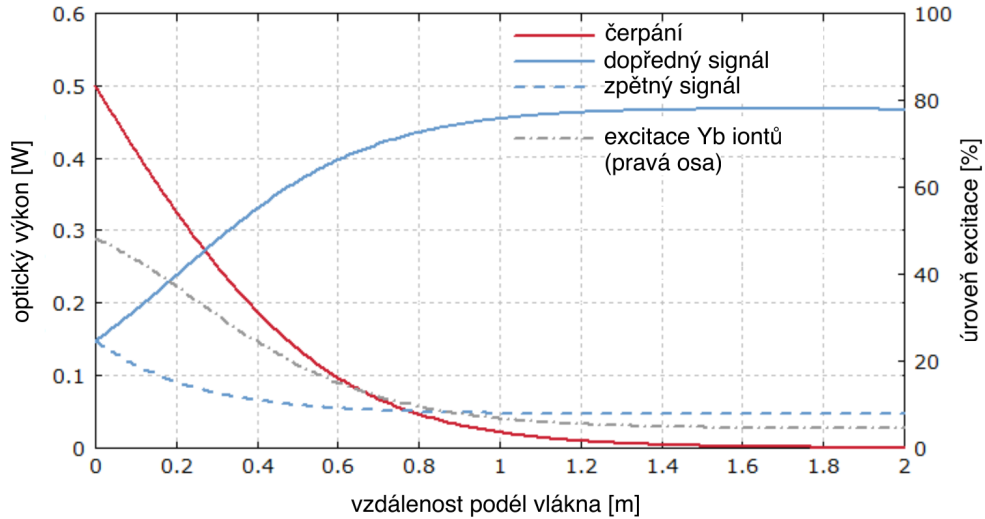
$$R_1 R_2 e^{2L(\alpha - \beta)} \geq 1. \quad (4)$$

Stav, při němž $I = I_0$, se nazývá *práh* laserové činnosti nebo práh generace. Na prahu tedy ztráty v aktivním prostředí a na zrcadlech právě vyvažují zisk během jednoho oběhu [3]. Součinitel zisku α_{th} , kterého je nutné dosáhnout pro dosažení prahu generace, je

$$\alpha_{th} = \beta + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2 (1 - a_1)(1 - a_2)} \right), \quad (5)$$

což vychází z předchozí nerovnosti, pokud navíc přidáme ztráty a_1 , a_2 popisující únik světla z rezonátoru vně aktivního prostředí, které nejsou způsobeny odrazivostmi zrcadel [84, s. 251]. Vzhledem k tomu, že $\alpha = \sigma_e(N_j - N_i)$, přičemž rozdíl populací roste před dosažením prahu s rostoucím čerpacím výkonem, je zřejmé, že prahová hodnota vstupního čerpacího výkonu klesá s rostoucími odrazivostmi R_1 , R_2 [85] a s klesajícími ztrátami a_1 , a_2 a součinitelem ztrát β .

Jakmile dojde ke generaci, vznikající rezonanční záření skrze stimulovanou emisi po chvíli sníží inverzi populace, nastane dynamická rovnováha mezi ztrátou a ziskem v rámci jednoho oběhu rezonátoru, zisk se saturuje, laser je v ustáleném stavu. Zvýšením budícího výkonu nad prahem vzrůstá výkon generovaného záření, nicméně saturovaný zisk, resp. inverze populace zůstává konstantní, neboť ztráty jsou nezávislé na čerpacím výkonu [4, s. 91] (v kvazi-tříhladinovém systému to přestává platit, ztráty zde na čerpání závisí [86]). Je-li laser v ustáleném stavu, závislost výkonu generovaného signálu na poloze v rezonátoru spolu s transmitancemi zrcadel tvoří uzavřenou smyčku, jak je vidět na obr.



Obrázek 9: Simulace distribuce výkonu čerpání a generovaného signálu podél vlákna ve vláknovém ytterbiovém laseru s $R_2 = 10\%$ v ustáleném stavu. Upraveno z [87].

Pro výstupní výkon z laseru platí při bezztrátovém zrcadle

$$P_s^{out} = T_2 P_s(z = L), \quad (6)$$

kde $P(z = L)$ je výkon generovaného záření v rezonátoru při dopadu na výstupní zrcadlo. Pro maximalizaci P_s^{out} obecně nestačí zvyšovat transmitanci, neboť její zvýšení zároveň sníží výkon cirkulující v rezonátoru, tedy i $P(z = L)$. Pro konkrétní laser existuje optimální hodnota T_2^{opt} , při níž je výstupní výkon, resp. účinnost maximální [4, s. 88]. Pokud lze uvažovat $R_1 = 1$ a $T_2 \ll 1$, platí přibližně

$$T_2^{opt} = \sqrt{L\alpha_0 l} - l, \quad (7)$$

kde α_0 je koeficient zesílení pro malý (nesaturovaný) signál a l je ztráta signálu za jeden oběh rezonátoru bez započtení ztráty dané T_2 [88]. Větší zisk podél aktivního prostředí tedy implikuje vyšší T_2^{opt} . Pro silně zisková aktivní prostředí, jako jsou právě vlákna s vysokou koncentrací Tm^{3+} už podle (7) neplatí předpoklad $T_2 \ll 1$ a obecnější rovnice pro vyjádření T_2^{opt} je transcendentní [89], nicméně stále platí, že s vyšším jednorůchodovým ziskem roste T_2^{opt} . Optimální transmitance navíc pomalu roste s čerpacím výkonem [81, 90, 91]. Tuto hodnotu se v praxi určuje experimentálně, nebo lze také určit na základě numerického modelování laseru [91], viz dále.

Pokud intenzita cirkulujícího pole naráží na materiálové limity aktivního prostředí (tepelná degradace, nelineární jevy, ...), může být pro její snížení volena $T_2 > T_2^{opt}$ [92]. Naopak nižší T_2 může být preferována za účelem omezení zesilování nežádoucích vlnových délek [93].

V laserech s nízkým ziskem, jako je plynový He-Ne laser, je optimalizace odrazi-

vosti výstupního zrcadla kritická. Musí být dost vysoká na to, aby vůbec došlo k saturaci zisku, ale zároveň co možná nejnižší, aby rezonátor opouštělo co nejvíce světla. Ve vláknových laserech optimalizace odrazivosti tak kritická není, neboť saturace zisku (resp. prahu) lze dosáhnout i s velmi nízkými odrazivostmi díky velmi vysokému zisku a vysokým čerpacím výkonům [91]. V řadě vláknových laserů (viz dále) proto jako výstupní zrcadlo (či dokonce pro obě zrcadla) postačuje kolmo zalomený konec vlákna, který má v případě standardních vláken odrazivost okolo 3,6 % danou Fresnelovým vztahem pro kolmý odraz světla na rozhraní dvou prostředí [2, 6]. V prostředích s vysokým ziskem a velmi nízkou T_2^{opt} není kritická ani výše ztrát v rezonátoru [94].

Typicky je potřeba zajistit $R_1 \approx 100\%$, protože je obvykle žádoucí pouze jeden výstupní svazek. Na následujících stranách jsou popsány různé varianty zrcadel pro vláknový laser.

[6]

1.6.1 Externí zrcadlo

Jednoduchý a jeden z nejstarších způsobů, jakým odrážet signál v lineárním Fabry-Perotově vláknovém laseru zpět do jádra, je použití externích zrcadel typicky používaných pro otevřené rezonátory standardních pevnolátkových laserů nebo jejich miniaturních variant [95]. Zrcadlo je možné přistrčit (angl. *butt*) kolmo ke konci vlákna tak, že se dotýkají. Kvůli divergenci svazku vystupujícího z jádra je pro zajištění co nejvyšší odrazivosti, resp. nejnižší ztráty klíčové kolmo zalomit vlákno co nejdokonaleji (případně kolmo vyleštit) a tím minimalizovat mezeru mezi jádrem a zrcadlem. Ta je kvůli nedokonalostem přecejen přítomná a proto je vhodné pro eliminaci nežádoucího Fresnelova odrazu, vedoucímu k nežádoucímu etalonovému (interferenčnímu) efektu [96], vyplnit mezeru vhodnou imerzní kapalinou s indexem lomu shodující se s indexem jádra. Zároveň se tím sníží divergence svazku vystupujícího z jádra (bez imerzní kapaliny nastává z pohledu paprskové optiky lom od kolmice) [97]. Zrcadlo může být nalepeno na konec vlákna i za účelem snížení odrazivosti výstupního zrcadla pod 3,6 % nebo zajištění zpětného odrazu pro čerpání [91]. Imerzní kapalina se však nedá použít v případě vysokovýkonových laserů kvůli extrémní optické intenzitě [98].

Často se skrze toto zrcadlo vlákno čerpá a tedy musí být pro čerpání vysoce propustné. Takové zrcadlo nemůže být tvořeno tenkou kovovou vrstvou, která silně odráží ve viditelné i infračervené spektrální oblasti [99], takže se v tomto případě používají zrcadla dielektrická, tj. tvořená mnoha periodickými vrstvami dielektrik s různým indexem lomu, která fungují na principu konstruktivní interference vln odrážejících se od jednotlivých rozhraní. Dielektrická zrcadla mohou být ze své podstaty dichroická, tj. vysoce odrazivá např. pro vlnovou délku signálu a vysoce propustná např. pro vlnovou délku čerpání [12, s. 114]. Vrstvy jsou nanášeny na substrát z vhodného skla ve vakuové komoře napařo-

váním. Jednotlivé vrstvy jsou opticky transparentní, proto odolávají vysokým intenzitám laserových svazků.

Oproti tomu kovová zrcadla (připravovaná rovněž napařováním) několik procent záření zejména ve viditelné a blízké infračervené oblasti absorbují, takže dosahují nižší odrazivosti a mají řádově nižší práh poškození, což vylučuje jejich použití popsáním způsobem v případě vysokovýkonových laserů. Kovová zrcadla jsou však jednodušší na výrobu a tedy levnější a zejména ta zlatá poskytují vysokou odrazivost i pro velmi dlouhé vlnové délky (20 μm), kde již dielektrika silně absorbují. Jejich odrazivost je navíc málo závislá na úhlu dopadu a polarizaci. Pro lasery generující ultrakrátké pulzy s inherentně širokým spektrem záření je výhodná jejich minimální chromatická disperze a téměř plochá spektrální závislost odrazivosti [100].

Morkel et. al. změřili ztrátu při odrazu od přistrčeného zrcadla v těsném kontaktu pod 2 % s tím, že tato hodnota je silně závislá na kvalitě lomu [101]. Hanna et. al. se snažili změřit totéž na základě frekvence tzv. relaxačních oscilací, které v laserech vznikají při skokové změně čerpacího výkonu, a pro různé lomy získali bez použití imerzní kapaliny vysoké ztráty se špatnou opakovatelností. Proto vlákno vsunuli do skleněné kapiláry, zbylý prostor vyplnili epoxidovou pryskyřicí a konec kapiláry s vláknem kolmo zaleštili a přistrčili k dielektrickému zrcadlu s odrazivostí > 99,5 % s použitím imerzní kapaliny. Naměřili 6% ztrátu, která se prudce zvyšovala s rostoucí mezerou nebo úhlovou odchylkou zrcadla [96]. Nižších ztrát pod 1 % lze dosáhnout mechanickým zaleštěním konce vlákna do konvexního (vybouleného) tvaru, čímž se zajistí kontakt zrcadla s vláknem právě v oblasti jádra, nebo jeho mírným natavením ve vláknové svářečce, které lehce zakulatí konec vlákna obdobným způsobem a podstatně snáze [102].

Za účelem snížení optické intenzity při dopadu na zrcadlo je možné zrcadlo od vlákna patřičně oddálit a mezi ně vložit kolimační čočku, která zároveň odražený zkolimovaný svazek fokusuje zpět do vlákna. Kolimace ve volném prostoru navíc umožňuje do rezonátoru vložit optické prvky (modulátory, filtry, polarizátory, Q-spínače). Pro eliminaci Fresnelova zpětného odrazu od konce vlákna je pak třeba zalomit vlákno pod úhlem nebo na ně aplikovat antireflexní vrstvu [103, s. 43]. Alternativně se lze vyhnout čočkám a odrážet divergentní svazek zpět do jádra pomocí sférického zrcadla [68]. Tyto reflektory však trpí většími ztrátami oproti těsnému přistrčení [96].

Popsané metody odrážení signálu umožňují pouze čočkové navazování čerpání nebo naopak navazování výstupního signálu do vlákna, nejsou příliš robustní a proto jsou vhodné spíše pro laboratorní uspořádání než pro komerční produkci vláknových laserů [68, 82, 95].

[2, 6]

1.6.2 Zrcadlo deponované na čelo vlákna

Ke snížení ztrát při odrazu a zvýšení mechanické stability je možné napařit kovové nebo dielektrické zrcadlo přímo na kolmo zalomené čelo vlákna nebo konektoru – lze napařit zrcadlo s odrazivostí 99,9 % pro signál a transmitancí 99 % pro čerpání [104]. Vláknem opatřené těmito zrcadly přirozeně nelze svařovat k jiným vláknům [95]. Přesto tato metoda umožňuje sestavení stabilního spolehlivého celovláknového uspořádání laseru.

Jedna z možností je nanést dielektrickou multivrstvu (dielektrické zrcadlo) na čelo konektoru napojeného na aktivní vlákno a ten pak standardně spojit s druhým konektorem, napojeným např. na čerpací diodu [105]. Alternativně lze nanést multivrstvu na kolmo zalomené aktivní vlákno a povrstvený konec přilepit transparentním lepidlem k pasivnímu vláknem vedoucímu např. z čerpací diody [95]. Dielektrickou multivrstvu lze dokonce přenést z primárního substrátu a přilepit na zabroušené ferule vláknového konektoru [105]. Popsané použití lepidla je však praxe devadesátých let, lepidlo by jistě intenzitu v dnešních vysokovýkonových laserech nevydrželo.

[2, 6]

1.6.3 Zrcadlo tvořené vláknovou Braggovou mřížkou

Vláknová Braggova mřížka (FBG) je úsek optického vlákna s podélnou periodickou modulací indexu lomu jádra. Představují tedy vláknovou obdobu dielektrických zrcadel. Oproti nim mají FBG řádově menší změny indexu lomu (hloubku modulace), řádově větší počet period a řádově větší délku, což vede k mnohem menší spektrální šířce odrazivosti (pohybuje se pod 1 nm) a vyšší teplotní závislosti polohy maxima odrazivosti [95]. Délka mřížky se pohybuje od milimetru po desítky centimetrů, s rostoucí délkou a větším kontrastem indexu lomu se zvyšuje spektrální šířka [5].

Mřížka odráží nejvíce, je-li polovina vlnové délky šířícího se vláknového vidu v rezonanci s periodou modulace indexu lomu Λ , tj. $\lambda/2 = n_{\text{eff}}\Lambda$, kde n_{eff} je efektivní index lomu vidu (poměr fázového posunu vidu na jednotku délky ku fázovému posunu rovinné vlny na jednotku délky ve vakuu) [5]. FBG se obvykle vyrábí ozářením fotosenzitivního vlákna ultrafialovým laserem přes fázovou masku s mikroskopickou mřížkou, na níž UV záření difraktuje a v oblasti jádra interferuje [11].

Vstupní mřížka je volena tak, aby propouštěla vstupní čerpání, zatímco výstupní mřížka jej může odrážet. FBG může být vepsána do pasivního vlákna, které se navažuje na aktivní vlákno, nebo ji lze vepsat přímo do aktivního vlákna a vyhnout se tak svárům uvnitř rezonátoru. Stěžejní výhodou je možnost svařovat konec vlákna s mřížkou k dalším vláknům, tj. možnost sestavení stabilního celovláknového uspořádání laseru. Z těchto důvodů se jedná o typickou volbu zrcadla pro komerčně produkováné lasery [82].

[2, 6]

1.6.4 Zrcadlo tvořené vláknovou smyčkou

Celovláknový laser lze sestavit také pomocí vláknových smyček navařených na aktivní vlákno utvořených pomocí pasivního vlákna a směrového vláknového vazebního členu. Má-li vazební člen poměr transmitancí 50:50, vstupující světlo se rovnoměrně rozdělí na dva signály, které se šíří smyčkou opačnými směry. Pokud je ve vlákně smyčky zanedbatelný dvojlom, dostávají se signály zpět do vazebního členu současně a interferují tak, že vystupují stejnou větví, z níž vstupovaly. Taková smyčka tedy při zanedbání ztrát tvoří dokonalé zrcadlo. Odrazivost lze modulovat volbou jeho transmitančního poměru, mírou dvojlomu vlákna smyčky nebo teplotou vazebního členu. Spektrální šířka odrazivosti v polovině maxima se pohybuje okolo 200 nm [81, 106]. Svařované vazební členy mohou mít nízké ztráty (4 %) [107]. Obě smyčky s vazebními členy rezonátoru mohou být utvořeny přímo na aktivním vlákně a lze se tak zcela vyhnout svárům v rezonátoru [107]. [2, 6]

1.6.5 Kruhový rezonátor

Až doteď byla všechna pozornost věnována Fabry-Perotově rezonátoru, neboť se používá častěji [108] a byl použit i v experimentální části této práce. Kruhový rezonátor představuje alternativu, v níž je výstup laserového zesilovače přímo připojen zpět na vstup. Jedná se o uzavřenou vláknovou smyčku, do níž se standardně navazuje čerpání pomocí vlnově selektivního vazebního členu (*wavelength division multiplexer, WDM*), zatímco výstupní vazební člen slouží k vyvázání generovaného záření z rezonátoru. Transmitanční poměr výstupního vazebního členu je ekvivalentní transmitanci T_2 výstupního zrcadla ve Fabry-Perotově rezonátoru. Pro zajištění jednosměrného šíření signálu je součástí rezonátoru vláknový optický izolátor.

Pro aplikace ve spektroskopii, detekci plynů i medicíně jsou potřeba lasery s široce spojitě přeladitelnou vlnovou délkou výstupního zařízení. Ve vláknových laserech s Fabry-Perotovým rezonátorem je ladění vlnové délky typicky omezeno na jednotky nm, chceme-li zachovat výhodu robustnostního celovláknového uspořádání. V celovláknovém kruhovém rezonátoru lze dosáhnout úzkospektrálního výstup přeladitelný v rozsahu alespoň 36 nm [108].

V thuliových vláknových laserech je zapotřebí udržet určitou úroveň inverze populace po celé délce vlákna kvůli reabsorpci signálu, takže na konci vlákna musí zbývat část čerpání neabsorbovaná a buďto zůstává nevyužita, což snižuje účinnost laseru, nebo ji lze odrazit zpět, což může vést k poškození čerpací diody [85]. V kruhovém rezonátoru se čerpání šíří pouze jedním směrem a poškození diody tak nehrozí, a nic nebrání čerpání oběhnout rezonátor několikrát. Aktivní vlákno tedy může být podstatně kratší (podle Xu et. al. je optimální délka asi poloviční ve srovnání s FP rezonátorem [109]) a tedy homogenněji načerpané, a přesto se čerpání absorbuje celé [109, 110]. Ve skutečnosti však

velké množství svárů plynoucí z velkého množství vláknových prvků uvnitř rezonátoru vede k nezanedbatelným ztrátám, takže se část čerpaní a signálu při každém oběhu vytrácí, což limituje dosažitelnou účinnost [111].

Kruhový rezonátor eliminuje riziko existence nežádoucího samopulzujícího režimu nebo podélných módových nestabilit [111]. Lze jej použít i s dvouplášťovými aktivními vlákny [109].

[2, 6]

1.7 Thuliové dvouplášťové vláknové lasery s rekordními parametry

Thuliové vláknové lasery dnes již tvoří velmi širokou skupinu laserů s odlišnými aplikacemi a tedy zároveň různými výstupními charakteristikami. Velkou třídu tvoří pulzní lasery nebo např. přísně monochromatické lasery, zesilující pouze jeden podélný mód rezonátoru. Tyto třídy laserů jsou mimo rozsah této práce. V její experimentální části jsou sestavovány a charakterizovány kontinuální vláknové lasery s hlinitokřemennými vlákny dopovanými ionty Tm^{3+} čerpané diodově na 790 nm schopné generovat záření o výkonu ≈ 15 W ve spektrální oblasti okolo 2 μm . Souhrn TDFL nedávno popsanych v literatuře prezentovaný v tomto oddíle se proto zaměřuje na obdobné laserové systémy (typicky však výkonnější).

Ze začátku jsou však zmíněné podstatně starší lasery, aby si čtenář udělal představu, jak rychlým vývojem vysokovýkonové dvouplášťové kontinuální TDFL prošly – postupný růst jejich výkonu byl mezi vláknovými lasery nejrychlejší hned po ytterbiových laserech. Růst byl umožněn zejména dostupností výkonných čerpacích laserových diod s vlnovou délkou ≈ 790 nm s vysokou zářivostí (s jednotkou $Wm^{-2}sr^{-1}$) spolu s využitím křížové relaxace (procesu *2 for 1*) [22].

Souhrn se zaměřuje na výstupní charakteristiky jako jsou v první řadě diferenciální účinnost a práh a dále maximální dosažený výkon, generovaná vlnová délka, spektrální šířka a případná přeladitelnost, zda je laser jednovlnový či mnohovlnový, resp. jakou má kvalitu svazku. Spolu s tím jsou sledovány „vstupní parametry“, např. laserové uspořádání typ skla, geometrie vlákna, koncentrace dopantů a kodopantů, případné senzitivizátory a samozřejmě čerpací vlnová délka.

Nebude-li zmíněna čerpací či emisní vlnová délka, je laser čerpan standardně okolo 792 nm laserovými diodami a generuje kontinuální záření o vlnové délce okolo 2 μm . Není-li řečeno jinak, zde uvedené hodnoty diferenciální účinnosti jsou vztaženy k vstupnímu čerpaní nebo to ve zdroji není specifikováno, podobně jako často v literatuře chybí specifikace ostatních výše popsanych parametrů. Maximální výkon experimentálních systémů je často limitován výkonem použitého budicího zdroje (stejně je tomu i v sestavených laserech v experimentální části) a v některých případech není příliš relevantní.

První thuliem dopovaný (jednovlnový) vláknový laser byl sestaven v roce 1988.

Byl čerpaný barvivovým laserem na 790 nm, konce vlákna byly přistrčeny k vysokoodrazivým zrcadlům a při délce vlákna 1,3 m bylo k dosažení prahu (70 mW) zapotřebí jej chladit tekutým dusíkem za účelem snížení populace dolní laserové hladiny. Postupným vynořováním vlákna z lázně se zvyšoval práh i vlnová délka laseru, což je v souladu s problematikou popsanou v části 1.2. Při délce vlákna 27 cm bylo bez nutnosti chlazení dosaženo prahu 30 mW, diferenciální účinnosti 13 % a výkonu 2,7 mW s vlnovou délkou 1,94 μm [9, 112].

V roce 1990 byl sestaven první TDFL s výkonem přes 1 W čerpaný na vlnové délce 1064 nm Nd:YAG laserem do jádra [9]. První dvouplášťový TDFL vyvinuli Jackson et. al. v roce 1998. Mnohovidové vlákno mělo jádro s průměrem 17 μm , obdélníkový vnitřní plášť (300 $\mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$) a koncentraci $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 1,85 \text{ wt } \%$. Do pláště bylo s účinností 80 % navázáno buzení z 16 dvouwattových laserových diod o vlnové délce 790 nm. Fabry-Perotův rezonátor tvořila dielektrická zrcadla přistrčená k zaleštěným koncům vlákna [9, 85]. Dosáhli maximálního výkonu 5,4 W (čtyřnásobek oproti předchozímu rekordu) s vláknem o délce 1,6 m a transmitanci výstupního zrcadla $T_2 = 50 \%$. Maximální diferenciální účinnost byla 31 % a účinností okolo 30 % bylo možné dosáhnout v širokém rozsahu součinu reflektancí zrcadel $R_1 R_2$ od 0,0016 po 0,5, přičemž postupně klesal práh. Změnou délky a součinu $R_1 R_2$ bylo možné měnit vlnovou od 1,88 μm až po 2,03 μm [9, 85].

V roce 2000 Hayward et. al. sestavili již zmíněný 14W dvouplášťový jednovidový TDFL s prahem 7,6 W rekordní diferenciální účinností 46 % překračující teoretický limit daný vysokým kvantovým defektem, pokud neuvážíme křížovou relaxaci. Hlinitokřemenné vlákno mělo průměr jádra/vnitřního pláště 20/200 μm a koncentraci $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 2,2 \text{ wt } \%$ a pro vyšší absorpci čerpání bylo jádro excentrické. Vlákno čerpali z obou stran laserovými diodami a čerpání navazovali čočkami. Použili rezonátor s přistrčeným zrcadlem ($R_1 \approx 100 \%$ a kolmo zalomeným výstupním koncem [1, 9].

Jak už bylo zmíněno, v roce 2004 S. Jackson sestavil laser s rezonátorem s vnějším dielektrickým zrcadlem a s kolmo zalomeným koncem vlákna coby výstupním zrcadlem s $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 2,2 \text{ wt } \%$ a poměrem koncentrací $\text{Al}^{3+}:\text{Tm}^{3+}$ 8:1 s rekordní diferenciální účinností 74 % vůči na absorbovanému čerpání [35], tj. více než 90 % teoreticky dosažitelné účinnosti (která závisí na konkrétní čerpací a emisní vlnové délce).

Frith et. al. v roce 2005 představili diodově čerpaný mnohovidový dvouplášťový TDFL s rekordním výkonem 85 W, prahem 11 W a diferenciální účinností 56 % s vlnovou délkou 2,04 μm . Vlákno dlouhé 1,8 m s průměrem jádra 27 μm a šestihranným pláštěm se vzdáleností stěn 400 μm mělo koncentraci $c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}} = 2,2 \text{ wt } \%$. Bylo čerpání diodami skrz čočky z obou stran, zpětnou vazbu zajišťovalo vysokoodrazivé zrcadlo přistrčené k jednomu konci vlákna a kolmo zalomený konec. Vlákno bylo chlazené vodní lázní, což bylo kritické pro dosažení vysoké účinnosti. [9, 113].

Moulton et. al. sestavili v roce 2009 jednovidový TDFL čerpaný na 793 nm do pláště z obou stran s navazováním čerpání pomocí čoček. Na jedné straně rezonátoru

bylo sférické zrcadlo, na druhé straně kolmo zalomený konec vlákna. Laser s vláknem o rozměrech 25/400 μm , $\text{NA}_{\text{jádra}} = 0,08$ a délkou 5 m dosáhl účinnosti 64,5 % (resp. 71,7 % a kvantové účinnosti 1,84 vůči absorbovanému čerpání) a výstupního výkonu 300 W na vlnové délce 2,04 μm . Vláknem bylo chlazeno namotáním na hliníkový válec chlazený vodou při pokojové teplotě. Navíc spočítali, že střední inverze populace $N_2/N_{\text{tot}}^{\text{Tm}^{3+}}$ při dosažení prahu je mezi 0,04–0,05 a závislost zisku na vlnové délce je velmi plochá s maximem okolo 2,04 μm [74].

V tomtéž článku představili mnohavidový 885W TDFL s diferenciální účinností 49,2 % se silnějším kilowattovým čerpáním, které již nebylo možné fokusovat do 400 μm pláště a použili proto vlákno s rozměry 40/620 μm a $\text{NA}_{\text{jádra}} = 0,2$ se stejnou koncentrací $c_{\text{Tm}_2\text{O}_3}^{\text{wt}}$ okolo 3,5 wt %. Čerpání opět navázali čočkami do vlákna z obou stran s účinností 91 %. Rezonátor tentokrát tvořilo pouze 7 m dlouhé aktivní vlákno se zalomenými konci. Vláknem bylo chlazeno cirkulující vodní lázní při pokojové teplotě [74].

Mnohé aplikace vyžadují spojitou přeladitelnost laserů. Pro nastavení vlnové délky vláknových laserů se používají FBG, jejichž přeladitelnost daná mechanickou pevností vláken v nichž jsou zapsané je omezená maximálně na pár desítek nm, navíc je problematické dosáhnout spektrální šířky < 1 nm s LMA vlákny. Alternativou je použití objemových Braggových mřížek nebo velkých difrakčních mřížek. Výhodnější řešení s vyššími výkony představuje zesilovač se vstupním signálem (*Master Oscillator Power Amplifier, MOPA*) [114]. Takový systém je na druhou stranu velmi komplexní.

V roce 2010 McComb et. al. představili thuliový vláknový MOPA s výkonem přes 150 W laditelný v rozsahu přes 100 nm okolo 2 μm . Vlnová délka je laděna difrakční mřížkou, která je součástí hlavního oscilátoru (MA). Pro samotný zesilovač (PA) bylo použito LMA vlákno s rozměrem 25/400 μm a osmistěnným průřezem pláště, které bylo čerpáno z obou stran 300W laserovými diodami pomocí čoček s účinností 75 %. Protože PA není laser, konce vlákna byly zalomeny pod úhly $\approx 8^\circ$ pro zabránění odrazům. Vláknem hlavního oscilátoru i zesilovače byla namotána na chlazeném válci na 14 $^\circ\text{C}$ [114]. Systém překonali Yin et. al. roce 2016 obdobným systémem, který poskytuje stabilní úzkopasmový výstup s výkonem > 270 W a přeladitelností 1,91–2,05 μm .

V roce 2010 pracovníci firem Nufern a Q-peak (Ehrenreich et. al.) představili dvoustupňový vláknový MOPA s dvěma 12m thuliovými dvouplášťovými vlákny s rozměrem 20/400 μm , z nichž každé bylo čerpáno na 792 nm šesti laserovými diodami pomocí vláknových slučovačů. Dosáhli tak rekordního výkonu jednovidového svazku přes 1 kW s diferenciální účinností 53,2 % s vlnovou délkou 2045 nm danou vstupním 50W signálem z laserového zdroje stabilizovaného pomocí FBG [115].

Během deseti let takto výkonný thuliový kontinuální vláknový MOPA nebyl překonán. Až roku 2021 byl sestaven MOPA s jednovidovým výstupem o výkonu 1,1 kW s vlnovou délkou 1,95 μm , který se oproti předchozímu rekordu pyšní velmi malou spektrální šířkou 4,5 GHz, což odpovídá 57 pm [116].

Připomeňme, že diodově čerpaný kontinuální jednovidový TDFL o výkonu 15 W se zcela rekordní diferenciální účinností 74,5 %, resp. 71,5 % vůči absorbovanému, resp. vstupnímu čerpání představili v roce 2018 Tumminelli et. al. díky rekordně vysoké $c_{Tm^{3+}}^{wt} > 7,4 \text{ wt } \%$. Laser používá rezonátor označený v další kapitole jako R2 [28].

Uvedme ještě aktuálního rekordního zástupce z třídy pulzních laserů. V roce 2018 Gaida et. al. sestavili thuliový vláknový zesilovač čerpaný na 793 nm využívající technologii zesilování čerpovaných pulzů (*chirped pulse amplification*), který generuje jednovidové pulzy dlouhé 265 femtosekund při opakovací frekvenci 80 MHz, špičkovém výkonu 50 MW a především středním výkonu 1,06 kW s diferenciální účinností až 61 %. Tento systém překonal dokonce ytterbiové vláknové zesilovače stejné třídy [117].

Výše popsané lasery byly čerpány na hladinu 3H_4 světlem o vlnové délce $\approx 790 \text{ nm}$. Druhá možnost je rezonanční čerpání rovnou na horní laserovou hladinu 3F_4 s malým kvantovým defektem bez nutnosti zabývat se účinnou křížovou relaxací. Pro takové čerpání dosud nejsou dostupné výkonné laserové diody [22]. V roce 2017 však Newburgh et. al. demonstrovali ojedinělý kvazi-kontinuální TDFL čerpaný diodově na 1620 nm, který generuje 15W s diferenciální účinností 67% vůči absorbovanému čerpání. Zpravidla se však TDFL rezonančně čerpá tandemově pomocí erbiového vláknového laseru (EDFL) nebo jiného TDFL. EDFL jsou limitovány na výkony $\approx 300 \text{ W}$ kvůli malému absorpčnímu průřezu, velkému kvantovému defektu a problémům s meziiontovými interakcemi vedoucími k nezářivým deexcitacím při vysoké koncentraci Er^{3+} . Navíc při čerpání na $\approx 1550 \text{ nm}$ pomocí EDFL a generaci na $\approx 2000 \text{ nm}$ je limit diferenciální účinnosti asi 78 %, tedy o chlupek níž než lze *teoreticky* dosáhnout při buzení na 790 nm. Vzhledem k dostupnosti laserových diod s vlnovou délkou okolo 790 nm je čerpání TDFL pomocí EDFL nevýhodné [22].

Přesto Meleshkevich et. al. v roce 2007 sestavili jednovidový dvouplášťový TDFL rezonančně čerpaný pomocí osmnácti 40W kontinuálních EDFL na 1,57 μm s rekordním výkonem 415 W a diferenciální účinností 60 % vůči absorbovanému čerpání. Laser s délkou vlákna 8 m (s nízkou koncentrací Tm^{3+}) byl celovláknový – odraz zajišťovaly dvě FBG, z nichž ta výstupní měla transmitanci $\approx 79 \%$, díky nimž laser generoval na 1,94 μm při spektrální šířce 1 nm [118]. Vařák et. al. představili v roce 2020 TDFL s kruhovým rezonátorem čerpaný na 1565 nm rezonančně pomocí $Yb^{3+}:Er^{3+}$ vláknového laseru generující na 1950 nm s diferenciální účinností 72,7 %. Vysoká účinnost byla dosažena díky kodopování zirkoniem, které vylepšuje rozpustnost Tm^{3+} iontů a zvyšuje jejich dobu života [119].

Dosahování vyšších výkonů je limitováno dostupností vysokovýkonových laserových diod s vysokou zářivostí, tepelně indukovanými nežádoucími jevy jako promíchávání vidů, tepelnou odolností polymerních vnějších plášťů a nelineárními jevy [120].

Vyšší účinnosti lze dosáhnout tandemovým čerpáním TDFL pomocí jiného TDFL díky kvantovému defektu jen okolo 5 %. V roce 2014 Creeden et. al. představili thuliový vláknový zesilovač čerpaný na 1908 nm generující na 1993 nm. V případě čerpání do jádra

dosáhli výkonu 43 W, v případě čerpání do pláště 123 W, v obou případech s diferenciální účinností > 91 %, tj. rekordní účinností pro thuliový vláknový zesilovač [120]. V roce 2015 Wang et. al. demonstrovali TDFL čerpaný na 1942 nm tandemově jiným TDFL, který generuje na vlnové délce 2020 nm výkon 35 W s diferenciální účinností 92,4 % vůči absorbovanému čerpání [26]. Takové lasery mají silný potenciál řádově překonat dlouho neprolomenou hranici výkonu TDFL okolo 1 kW [121].

Nakonec pro srovnání uveďme, že jsou dnes dostupné komerční ytterbiové vláknové lasery s výkonem > 10 kW v případě jednovidového výstupu a s výkonem > 500 kW s mnohavidovým výstupním svazkem.

V roce 2019 byl představen holmiový dvouplášťový vláknový laser v uspořádání ozn. v další kapitole jako R1 generující na 2,1 μm čerpaný na 793 nm pomocí senzitivátorů v podobě Tm^{3+} iontů s rekordní diferenciální účinností 56 % vůči absorbovanému čerpání [122, 123]. V případě jednoplášťového holmiového vláknového laseru čerpaného tandemově (rezonančně) pomocí TDFL s vlnovou délkou 1,95 μm byla naměřena rekordní diferenciální účinnost 87 % vůči absorbovanému čerpání s emisní vlnovou délkou 2,09 μm [124]. Co se týká maximálního výkonu holmiových laserů, šestici jednovidových TDFL rezonančně čerpaný dvouplášťový celovláknový laser dosáhl výkon 407 W, ovšem s účinností < 50 % [22, 125].

[2, 6]

2 Model thuliového vláknového laseru

Po seznámení se s nezbytnými teoretickými základy TDFL a jejich historickým i současným vývojem přistupme k jejich modelování. Matematický model takového laseru nabízí názorný vhled do toho, jak funguje, a často lépe, než sestavení a testování fyzického laseru, neboť odhaluje i průběhy veličin, které nelze přímo měřit nebo které lze měřit velmi nepřesně nebo jejichž měření by bylo enormně nákladné. Jako příklad uveďme průběh čerpacího a signálového výkonu podél rezonátoru v obou směrech a tedy i maximální optický výkon uvnitř rezonátoru, který typicky přesahuje výstupní výkon, průběh populačního obsazení jednotlivých energetických hladin podél rezonátoru, množství uvolňovaného tepla a teplotu jádra vlákna v každém místě podél rezonátoru. Model umožňuje např. také simulovat vláknový laser s podélně proměnnou koncentrací dopantu, čehož s dnešní běžnou technologií přípravy vláken nelze dosáhnout.

Základním přístupem k modelování laseru je sestavení *analytických* rovnic a vzorců, pomocí nichž lze *přímo* vynášet do grafu studované závislosti. Pro jejich odvození se však typicky využívá řada aproximací a zjednodušujících předpokladů s velmi omezenou platností [89, 126] a výstupem je často jen jedna konkrétní závislost. Takový model lze jen těžko rozšiřovat o některé dosud zanedbané jevy.

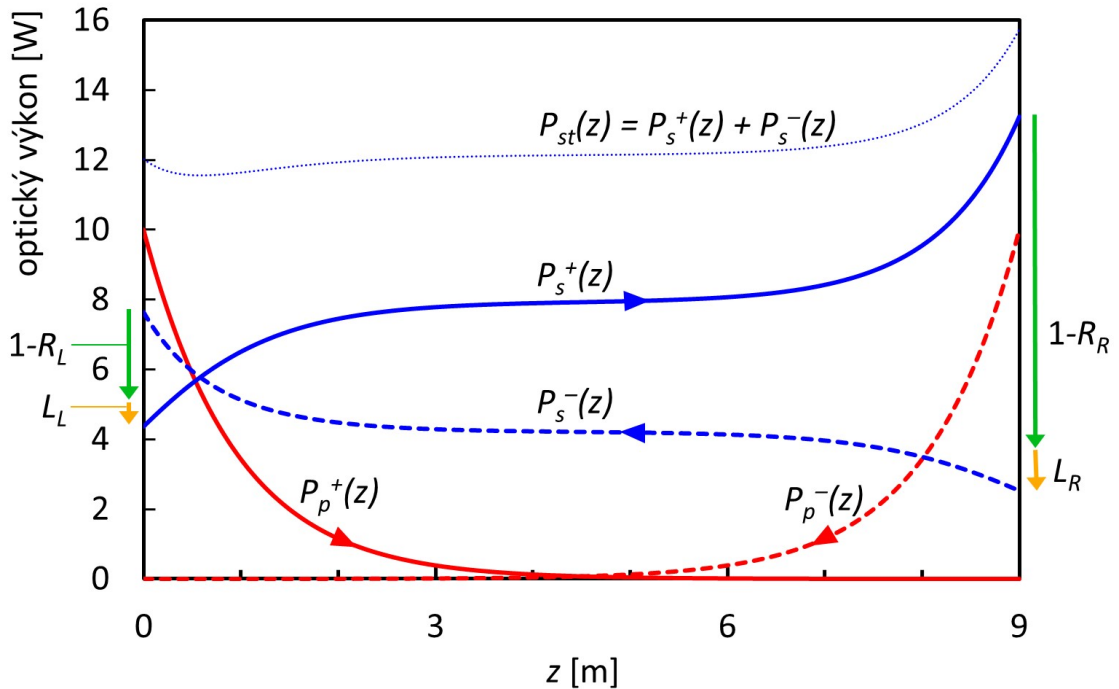
Oproti tomu numerický model laseru, který využívá enormní výpočetní síly počítačů k řešení typicky soustavy diferenciálních rovnic, nabízí možnost počítat řadu vzájemně těsně propojených fyzikálních veličin současně iteračním procesem s velmi malým krokem v husté síti prostorových a časových kroků a odhaluje tím průběhy veličin v libovolném místě systému v libovolném čase. Díky jeho robustnosti lze do výpočtu postupně přidávat další veličiny a uvažovat další fyzikální vlivy.

2.1 Teoretický rozbor modelu

Veličiny popisující systém kontinuálního TDFL, kterým se tato práce zabývá, jsou v ustáleném stavu v ideálním případě v daném místě časově neměnné. Proto i sestavený model popisuje ustálený stav a neuvažuje dynamické časově proměnné veličiny.

Hlavním úkolem modelu je simulovat průběh výkonu čerpacích svazků $P_p^\pm(z)$ a výkonu signálových (generovaných) svazků $P_s^\pm(z)$ (dále jen *čerpání* a *signál*) podél aktivního vlákna, jak je pro ilustraci vidět na příkladu výstupu z tohoto modelu na obr. 10. Budiž směr podél vlákna označen osou a souřadnicí z . Znaménko v indexu značí dopředný (+) tj. souhlasný s osou z , resp. zpětný (–) směr šíření svazků. Modely laserových zesilovačů běžně uvažují navíc i svazky dopředné a zpětné zesílené spontánní emise. Ty jsou však v případě vysokovýkonových laserů zanedbatelné, neboť silný signál, který sám na počátku vzniká z ASE, silně depopuluje horní laserovou hladinu, snižuje inverzi a omezuje zisk pro průchod rezonátorem na dostatečně nízké hodnotě, aby úroveň ASE

nebyla postřehnutelná.



Obrázek 10: Příklad simulace TDFL pomocí sestaveného modelu s vláknem o délce $L = 9$ m, odrazivostí levého, resp. pravého zrcadla $R_L = 60\%$, resp. $R_R = 20\%$, ztrátou na levé, resp. pravé straně rezonátoru $L_L = 5\%$, resp. $L_R = 5\%$. Laser je čerpán z každé strany deseti wattů a v grafu jsou průběhy dopředných (+) a zpětných (-) výkonů čerpání $P_p^\pm(z)$ a signálu $P_s^\pm(z)$.

Pro výpočet průběhu jednotlivých výkonů podél z slouží soustava diferenciálních rovnic šíření (15), (16), které na základě počátečních podmínek, tj. znalosti výkonů všech svazků na jedné straně rezonátoru ($z = 0$), umožňují postupnými kroky napočítat hodnoty výkonů místě $z = 0 + i \Delta z$, kde i je počet kroků (iterací) a Δz je délka kroku (malý zlomek délky rezonátoru). To, co udává změnu výkonů (zesilování a zeslabování), je dáno klíčovými veličinami vystupujícími v rovnicích šíření: *populacemi hladin* N_j , kde j značí energetickou hladinu. Před vyhodnocením rovnic šíření v každém kroku je tak nutné spočítat populace N_j pomocí následující soustavy diferenciálních rychlostních rovnic [44, 127]:

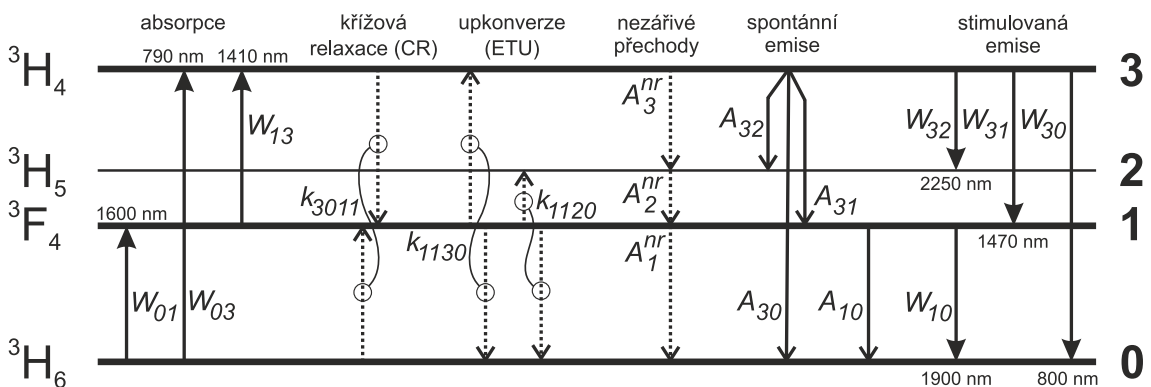
$$\frac{dN_1}{dt} = N_0 W_{01} - N_1 \left(W_{10} + W_{13} + \frac{1}{\tau_1} \right) + N_3 (W_{31} + W_{32} + A_{31} + A_{32} + A_3^{nr}) - \quad (8)$$

$$- 2k_{1130}N_1^2 - k_{1120}N_1^2 + 2k_{3011}N_0N_3$$

$$\frac{dN_3}{dt} = N_0 W_{03} + N_1 W_{13} - N_3 \left(W_{32} + W_{31} + W_{30} + \frac{1}{\tau_3} \right) + k_{1130}N_1^2 - k_{3011}N_0N_3 \quad (9)$$

$$N_0 = N_{tot}^m - (N_1 + N_3) \quad (10)$$

Populace N_j odpovídají vzestupně energetickým hladinám iontů Tm^{3+} podle schématu na obr. 11, přičemž N_0 je základní hladina ${}^3\text{H}_6$. V dalším textu budou pro jednodušost energetické hladiny označovány čísly 1–4 podle obr. 11. N_{tot}^{Tm} je celková střední objemová koncentrace iontů Tm^{3+} v jádře. W_{jk} jsou rychlosti stimulovaných absorpcí a stimulovaných emisí z hladiny j na hladinu k . A_{jk} jsou rychlosti spontánních emisí z hladiny j na hladinu k . A_j^{nr} jsou rychlosti nezářivých přechodů z hladiny j na hladinu $j-1$. Koeficienty $k_{kj\bar{k}\bar{j}}$ kvantifikují rychlosti křížových relaxací z hladin j, k na hladiny \bar{j}, \bar{k} , jak je zřejmé z obr. 11. Konečně τ_j představují fluorescenční doby života iontu Tm^{3+} na hladině j .



Obrázek 11: Energetické schéma iontů Tm^{3+} v hlinitokřemenném vlákne s vyznačenými kvantovými přechody relevantními pro funkci a modelování TDFL generujícího v oblasti 2 μm . Se svolením upraveno z [127].

Rychlosti W_{jk} lze určit podle (11) [127]:

$$W_{jk} = \frac{\Gamma_{\lambda} \sigma_{\lambda}}{h f_{\lambda} A_c} P_{\lambda}, \quad (11)$$

v níž Γ_{λ} je faktor překryvu příčného profilu svazku a koncentračního profilu iontů Tm^{3+} , σ_{λ} je absorpční ($j < k$) nebo emisní ($j > k$) účinný průřez, h je Planckova konstanta, f_{λ} je frekvence záření, A_c je průřez jádra a P_{λ} je celkový výkon dopředných i zpětných svazků s vlnovou délkou λ . Dolní index λ přitom značí spektrální závislost veličiny, resp. zda je vztažena k čerpání, či signálu.

Sestavený model uvažuje (pomineme-li spontánní emisi) přítomnost záření výhradně dvou vlnových délek odpovídajících zářivým stimulovaným přechodům obousměrně mezi hladinami (0, 1) a (0, 3), tudíž rychlosti W_{13} , W_{31} , W_{32} jsou nulové a nejsou dále uvažovány. Označme pro zjednodušení

$$A_3 \stackrel{\text{def}}{=} A_{31} + A_{32} + A_3^{nr}.$$

Protože simulujeme ustálený stav, pokládáme rovnice (8) a (9) rovny nule. Pak lze

s použitím (10) z rovnice (9) explicitně vyjádřit N_3 :

$$N_3 = \frac{N_{tot}^{Tm}(W_{01} + 2W_{03}) - N_1(W_{01} + W_{10} + \frac{1}{\tau_1} + 2W_{03})}{-A_3 + W_{01} + 2W_{03} + 2W_{30} + \frac{2}{\tau_3}} \stackrel{\text{def}}{=} K_1 + K_2 N_1 \quad (12)$$

S použitím a (12) lze ze soustavy rovnic (8)–(10) získat kvadratickou rovnici pro N_1 :

$$\begin{aligned} 0 = & N_1^2(-2k_{1130} - k_{1120} - 2K_2k_{3011} - 2K_2^2k_{3011}) \\ & + N_1(-W_{01} - W_{10} - \frac{1}{\tau_1} + K_2(A_3 - W_{01} + 2k_{3011}N_{tot}^{Tm} - 4K_1k_{3011}) - 2K_1k_{3011}) \\ & + 1 \cdot (N_{tot}^{Tm}W_{01} + K_1(A_3 - W_{01} + 2k_{3011}N_{tot}^{Tm} - 2K_1k_{3011})) \end{aligned} \quad (13)$$

Označením koeficientů u jednotlivých mocnin N_1 dostaneme $C_2N_1^2 + C_1N_1 + C_0 = 0$. Řešením kvadratické rovnice je zřejmé

$$N_1 = \frac{-C_1 - \sqrt{C_1^2 - 4C_0C_2}}{2C_2}, \quad (14)$$

neboť v tomto případě model správně počítá reálné hodnoty veličin, na rozdíl o případu, kdy je odmocnina vzata s kladným znaménkem. V případě přímého rezonančního čerpání na hladinu 3F_4 se výrazy pro populace zjednoduší a rovněž se zjednoduší, neuvažujeme-li křížové relaxace (protože např. simulujeme vlákno s velmi nízkou koncentrací Tm^{+3}), ovšem je třeba začít řešit rovnice od začátku, neb např. jmenovatel v (14) by byl nulový.

V modelu je ztotožněno aktivní vlákno (TDF) a rezonátor (a jejich délky), neboť případný přenos mezi koncem TDF a zrcadlem rezonátoru nehraje roli kromě jeho ztráty, která je připočtena ke ztrátě zrcadla (viz dále). Označme pro jednoduchost jako *levý* konec či levou stranu rezonátoru začátek vlákna v $z = 0$ s odrazivostí zrcadla R_L , odkud vchází do vlákna čerpání, je-li čerpáno jen z jedné strany, a jako *pravý* konec rezonátoru s odrazivostí zrcadla R_R označme konec vlákna v $z = L$, kde L je jeho délka, odkud typicky vychází výstupní záření.

Díky znalosti počátečních podmínek v $z = 0$ (známé vstupní čerpání, známá odrazivost R_L a odhadnutý dopředný, resp. zpětný signál) určíme rychlosti W_{jk} na počátku vlákna podle (11) a pomocí předem naměřených či z literatury [127] převzatých hodnot zbývajících veličin vystupujících v soustavě rovnic (8)–(10) určíme hodnoty N_0 , N_1 a N_3 v $z = 0$ pomocí (10), (12), (14). Tyto hodnoty spolu s počátečními podmínkami použijeme pro výpočet výkonů dopředných a zpětných svazků čerpání a signálu v $z = \Delta z$ v první iteraci řešení následujících rovnic šíření [128]

$$\frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm P_p^\pm(z) [\Gamma_p(z) (\sigma_e(\lambda_p)N_3(z) - \sigma_a(\lambda_p)N_0(z)) - \beta_p] \quad (15)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \pm P_s^\pm(z) [\Gamma_s(z) (\sigma_e(\lambda_s) N_1(z) - \sigma_a(\lambda_s) N_0(z)) - \beta_s], \quad (16)$$

kde $\Gamma_p(z)$, resp. $\Gamma_s(z)$ je překryvový faktor čerpání, resp. signálu s koncentračním profilem Tm^{3+} a β_p , resp. β_s představují vlastní disipační útlum záření v hlinitokřemenném vlákne. Rovnice (15) se snadno upraví pro případ rezonančního čerpání přepisem N_3 na N_1 .

Vyřešením rovnic šíření (viz oddíl 2.2) získáme hodnoty počítaných výkonů v místě $z = \Delta z$ a na základě nich můžeme pokračovat dále vyhodnocením N_0 , N_1 a N_3 v $z = 2\Delta z$, které použijeme pro řešení rovnic šíření a získání $P_p^\pm(z = 2\Delta z)$ a $P_s^\pm(z = 2\Delta z)$ a tak dále, až dokud výpočet nedorazí na druhý konec vlákna.

Na pravém konci rezonátoru musí ze zákona zachování energie platit

$$P_s^+(L) \cdot R_R(1 - L_R) = P_s^-(L), \quad (17)$$

kteřá vyjadřuje odraz signálu od zrcadla se ztrátou L_R na pravém zrcadle. Je-li však např. svár mezi TDF a pasivním vláknem s FBG, je třeba ztrátu sváru započíst do L_R dvakrát za oba průchody signálu při 1 oběhu rezonátoru. Jak bylo zmíněno, na začátku výpočtu je třeba $P_s^+(0)$ odhadnout ($P_s^-(0)$ je daný obdobou podmínky (17)) tak, aby na konci výpočtu platila podmínka (17), neboli aby konvergenční index (KI), daný podílem

$$KI = \frac{P_s^+(L) \cdot R_R(1 - L_R)}{P_s^-(L)},$$

byl rovný jedné. To se samozřejmě napoprvé nepodaří, tudíž je nutné výpočet výkonů $P_p^\pm(z)$, $P_s^\pm(z)$ podél celého vlákna cyklicky opakovat a před každou další iterací zpřesnit odhad $P_s^+(0)$ tak, aby KI konvergoval k jedné. Čtenář si jistě všiml, že výkony v $z = i\Delta z$ se určují podle hodnot populací v $z = (i - 1)\Delta z$, jsou tedy „v závěsu“. Při dostatečně malém kroku Δz je však tento efekt zanedbatelný.

Ve dvouplášťových vláknech není překryv čerpání s dopovanou oblastí (jádrem) Γ_p podél vlákna zcela konstantní, neboť v žádném vlákně nedochází k dokonalému promíchávání vidů, resp. chaotickému šíření čerpání. Podélná závislost překryvu signálu s jádrem Γ_s je v dosud vyráběných vláknech konstantní, ovšem v rámci optimalizace TDFL se uvažuje o zavedení podélně proměnné průměrné koncentrace Tm^{3+} při zachování lokální koncentrace, což lze modelovat právě podélně proměnnými překryvovými faktory Γ_p , Γ_s .

Útlumový koeficient β_p je v rámci přesnosti modelu zcela zanedbatelný v porovnání s typicky o 4 řády větším součinem $\sigma_a(\lambda_p) N_0(z)$. Koeficient β_s má efekt na výstupní výkon v řádu desetin procenta, přičemž součin $\sigma_e(\lambda_s) N_1(z)$ je pouze o 3 řády větší kvůli typické inverzi populace okolo 2 % v případě nerezonančního čerpání.

Tím jsou popsány matematicko-fyzikální fundamenty modelu. Než přistoupíme k jejich konkrétní implementaci nebo řešení rovnic, rádi bychom čtenáře přenesli do širší perspektivy a nejdříve představili funkce programu a jeho funkční strukturu.

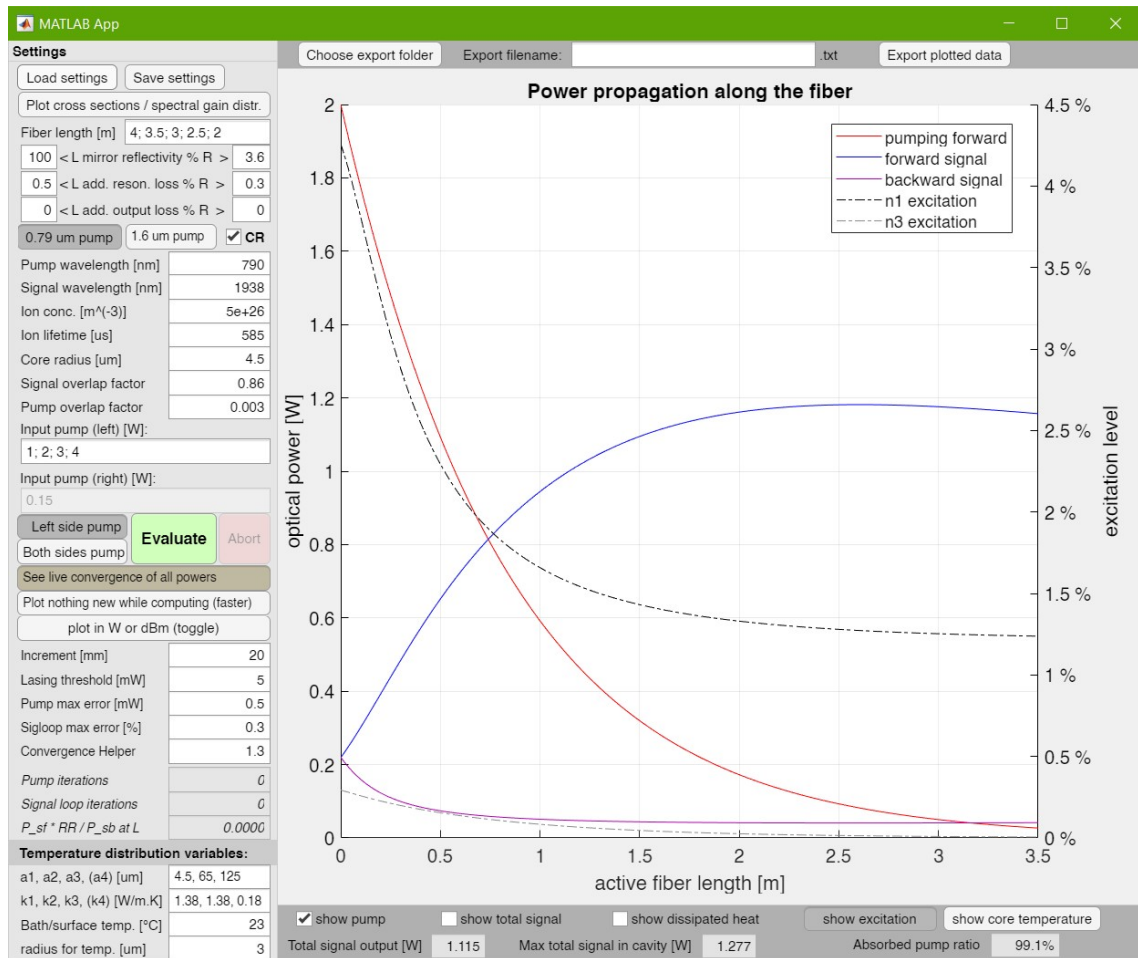
2.2 Představení programu

Model byl naprogramován v prostředí MATLAB společnosti MathWorks, neboť MATLAB (*MATrix LABORatory*, tj. maticová laboratoř), který vznikl v šedesátých letech coby maticový kalkulátor pro matematiky [129], umožňuje velmi snadnou práci s číselnými maticemi, tvorbu aplikací s grafickým uživatelským prostředím (GUI) a je přívětivý pro programátory bez větších zkušeností s programováním. Aby byl model snadno a rychle použitelný pro ostatní uživatele a bylo možné velmi snadno měnit vstupní parametry a zobrazovat výstupy, byl model vyvíjen coby srdce programu² s GUI v modulu App Designer určenému ke snadnému vyváření grafických aplikací. V následujících odstavcích jsou popsány hlavní algoritmy a funkce programu. Protože je tato práce psaná pro fyziky, nikoli programátory, jsou algoritmy popsány z principiálního funkčního hlediska s odhlédnutím od konkrétní implementace do kódu.

Na obr. 12 je k vidění okno programu. Kód i samotné uživatelské prostředí je v anglickém jazyce, neboť někteří potenciální uživatelé na ÚFE češtinu neovládají. Na levém panelu lze nastavit téměř³ všechny myslitelné vstupní parametry TDFL. Parametry lze ukládat (načítat) do (z) textového souboru. Po najetí kurzorem myši na položku v nastavení se zobrazí nápověda k dané položce. Proto není nutné zde všechny rozebírat, pozastavme se však nad klíčovými body.

²Program jako takový není přiložen k této práci, zájemce nechť případně kontaktuje Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR

³Zvláštní parametry jako je podélný průběh překryvového faktoru $\Gamma_p(z)$ nebo průběh koncentrace $N_{tot}^{Tm}(z)$ je třeba upravit v kódu.



Obrázek 12: Okno programu pro modelování TDFL.

Pod tlačítka k načtení a uložení nastavení lze pomocí tlačítka a následných vyskakovacích oken vykreslit do pravé části okna grafy účinných absorpčních a emisních průřezů nebo koeficientu zisku (dle (2)) v závislosti na vlnové délce pro zvolenou sadu teplot. Coby účinné průřezy – zcela klíčový vstup modelu – jsou v modelu použita experimentální data poskytnutá kolegy Bárrou Jiráčkovou a Janem Aubrechtem, kteří nedávno provedli detailní měření účinných průřezů thuliem dopovaného hlinitokřemenného vlákna⁴ vytaženého na ÚFE v závislosti na teplotě vlákna od $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ do $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, viz 2 [25]. Tak detailní data o teplotní závislosti těchto průřezů v literatuře zatím nejsou. Právě teplotní závislost použitých účinných průřezů je jedna z hlavních přidaných hodnot modelu. Kolega Martin Grábner data dále zpracoval a jednotlivé výsledné křivky ($\sigma_a(\lambda, T)$, $\sigma_e(\lambda, T)$ ve dvou spektrálních oblastech 730–850 nm a 1400–2200 nm) proložil lineární kombinací čtyř Gaussových funkcí, jejichž koeficienty jsou závislé na teplotě T . Právě tyto teplotně závislé kombinace Gaussových funkcí program používá pro získání potřebných vstupů $\sigma_a(\lambda_p, T)$, $\sigma_a(\lambda_s, T)$,

⁴Jedná se o aktivní vlákno s ozn. SG1290, které nebylo použito v experimentální části této práce.

$\sigma_e(\lambda_p, T)$, $\sigma_e(\lambda_s, T)$, přičemž teplotu jádra může uživatel zvolit⁵.

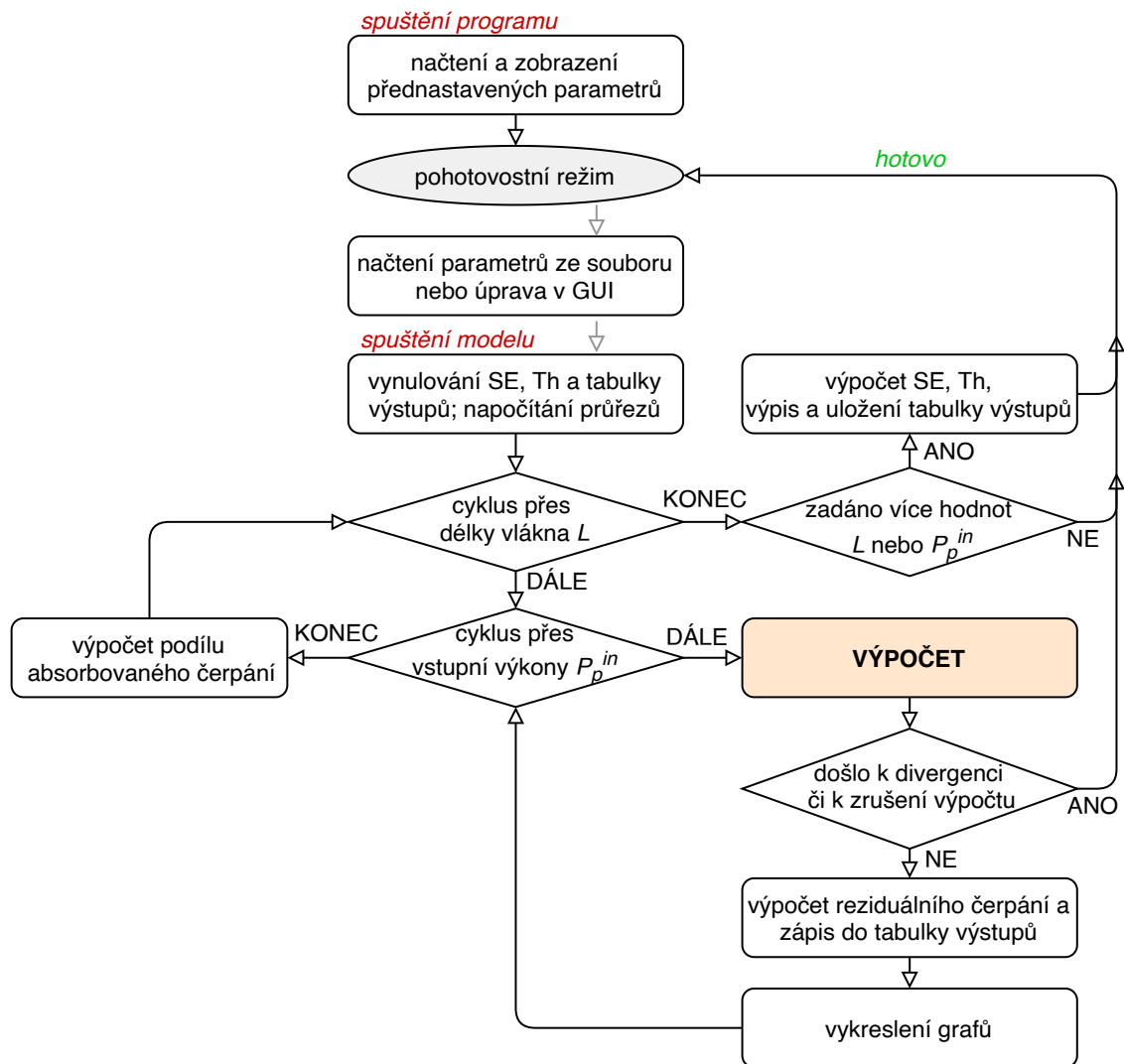
Koeficienty meziiontových energetických přenosů k_{3011} , k_{1130} , k_{1120} jsou použity z článku [127].

K tomu se váže možnost zvolit čerpací schéma, a sice čerpání mezi hladinami 0→3 zářením s vlnovou délkou $\approx 0,79 \mu\text{m}$ (pak se pro N_j použijí vztahy (10), (12), (14) a řeší se rovnice (15), (16)) nebo mezi hladinami 0→1 zářením s vlnovou délkou $\approx 1,6 \mu\text{m}$ (pak se pro N_j použijí obdobné jednodušší vztahy a v rovnici (15) se zamění $N_3 \rightarrow N_1$). Vypínačem „CR“ lze zvolit, zda má model zahrnout procesy křížovové relaxace a upkonverze, což umožňuje snadno kvantifikovat jejich vliv na činnost laseru (při vypnutém „CR“ jsou použity dále zjednodušené rychlostní rovnice a rovnice šíření).

Tato práce se soustředí na TDFL čerpané přes plášť a model to samozřejmě zohledňuje. Pomocí nastavení „Pump overlap factor“ lze zvolit základní příčný překryv Γ_p čerpacího pole s dopovanou oblastí (zjednodušeně s jádrem), která by měla v optimálním případě odpovídat poměru průřezu jádra a vnitřního pláště. Reálně překryv čerpání s jádrem postupně klesá, což lze simulovat vynásobením původně konstantní funkce Γ_p klesající funkcí, kterou můžeme získat měřením absorpce čerpání v postupně zkracovaném vlákne.

Simulovat lze čerpání z obou stran rezonátoru libovolnými výkony. Aby bylo možné určit práh laserování (Th) a diferenciální účinnost (SE), musí simulace proběhnout pro alespoň dva různé čerpací výkony. Proto může uživatel zadat do příslušného pole sérii vstupních čerpacích výkonů (z levé, nebo zvlášť z levé a z pravé strany) a program postupně spočítá sérii výstupních výkonů, nakonec spočítá Th, SE a vše přehledně uloží „tabulky výstupů“, tj. souboru .xls. Spolu s určením účinnosti konkrétního laseru je často třeba určit optimální délku vlákna a proto lze do příslušného pole zadat rovněž sérii délek vlákna. Po sérii simulací tak člověk dostane tabulku výstupů se sloupci odpovídajícími délkám vlákna a v každém z nich vstupní parametry, SE, Th (vůči vstupnímu i absorbovanému čerpání) a výstupní výkony pro jednotlivé čerpací výkony. Algoritmus, podle něhož program postupuje, je na obr. 13.

⁵Dočasně skrze nastavení „Bath/surface temp.“ sloužící k nastavení teploty chladiče (povrchu vlákna).



Obrázek 13: Schéma vnějšího algoritmu programu, který kromě hlavního výpočetního cyklu „VÝPOČET“ (schéma tohoto cyklu je na obr. 14) zabezpečuje zejména vyhodnocení účinností a prahů v případě sekvenční simulace pro sadu vstupních čerpání či sadu délek vlákna a jejich uložení do tabulky výstupů spolu s výstupními výkony.

Model navíc umožňuje simulovat lineární hustotu generovaného tepelného výkonu v jádře $Q(z)$ a na základě toho i teplotu jádra $T(z)$ podél vlákna. Za tím účelem lze v levém dolním rohu programu nastavit poloměr jádra a_1 , poloměr vnitřního pláště a_2 a poloměr vnějšího pláště a_3 (nebo další vrstvy) a jim příslušné koeficienty tepelné vodivosti k_1, k_2, k_3 , teplotu povrchu vlákna T_s , a také vzdálenost od osy jádra r_t , v níž chceme teplotu v jádru počítat. V plánu je vylepšit model skrze použití $T(z)$ pro určení účinných průřezů v bodě z .

Lineární hustota tepelného výkonu je z principu zachování energie při zanedbání spontánní emise určena pomocí rovnice (18)

$$Q(i\Delta z) = \left[\left(P_p^+((i-1)\Delta z) - P_p^+(i\Delta z) \right) + \left(P_p^-((i-1)\Delta z) - P_p^-(i\Delta z) \right) - \left(P_s^+(i\Delta z) - P_s^+((i-1)\Delta z) \right) - \left(P_s^-((i-1)\Delta z) - P_s^-(i\Delta z) \right) \right] / \Delta z \quad (18)$$

a teplota v jádře je počítaná podle rovnice (19) odvozené z článku [75]:

$$T(i\Delta z) = T_s + \frac{Q(i\Delta z)}{2\pi} \left(\frac{1}{2k_1} + \frac{\ln(a_2/a_1)}{k_2} + \frac{\ln(a_3/a_2)}{k_3} \right) - \frac{Q(i\Delta z)r_t^2}{4k_1\pi a_1^2}. \quad (19)$$

Do grafu v pravé části okna umožňuje program vykreslit v závislosti na z dopředný, zpětný i celkový čerpací a signálový výkon ve watttech nebo dBm, lineární hustotu tepelného výkonu, procentuální populace hladin a teplotu jádra.

Nyní když máme představu o tom, co program nabízí, se krátce vraťme k tomu, jak srdce programu – algoritmus či kód pro výpočet zmíněných závislostí s označením „VÝPOČET“ – vlastně funguje. Algoritmus je znázorněn na obr. 14 a celý je vsazen pod oranžovým označením do „vnějšího“ algoritmu na obr. 13. V dalších odstavcích je stručně okomentován, a to pro složitější případ oboustranného čerpání.

V prvním kroku se definují anonymní funkce pro N_j podle (10), (12), (14) a pravé strany rovnic (15), (16), které mnohokrát použijí v „RK4 cyklu“ dále.

Zatímco počáteční podmínka pro P_p^+ je známá ($P_p^+(0) = P_p^{in+}$), neb vstupní čerpací výkon P_p^{in+} je nezávislá proměnná (vstup) modelu, hodnotu $P_s^+(0)$ je nutné zprvu odhadnout. K tomu je použit vlastní empirický vzorec

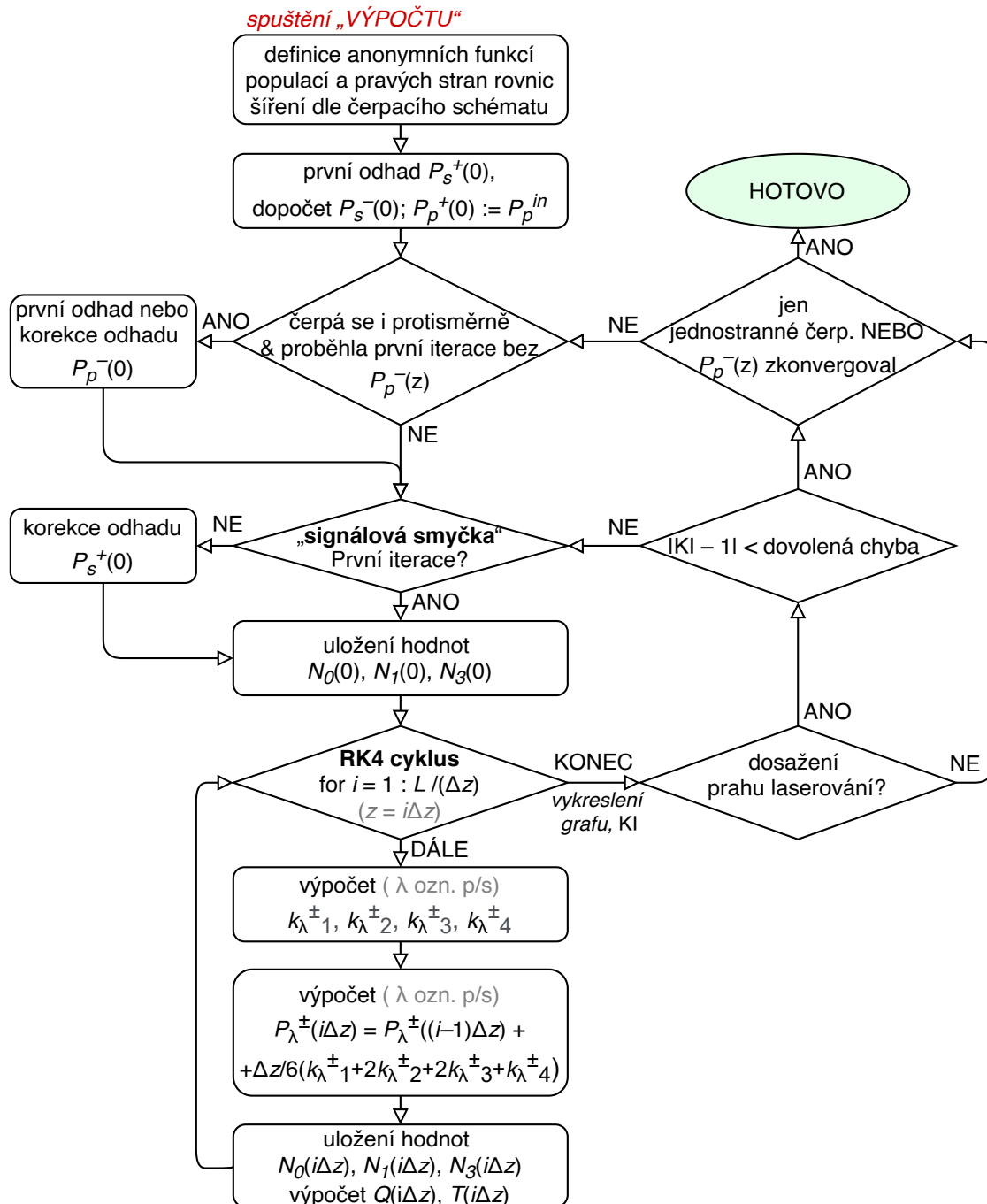
$$P_s^+(0) := (P_p^{in+} + P_p^{in-})(R_L R_R)(1 - L_L)(1 - R_L) \cdot 5. \quad (20)$$

Jestliže čerpáme i z pravé strany, potřebujeme spočítat $P_p^-(z)$, přičemž známe $P_p^-(L) = P_p^{in-}$, ovšem počáteční podmínku $P_p^-(0)$ je opět nutné zprvu odhadnout. Jako dobrý odhad se ukázalo použití $P_p^-(0) = P_p^+(L)$, což znamená, že pro dobrý odhad $P_p^-(0)$ je třeba provést celý výpočet pro případ jednostranného čerpání (první iteraci bez $P_p^-(z)$).

Následuje tedy řešení úlohy, kterou označme jako „signálová smyčka“ s odkazem na obr. 10, v němž $P_s^+(z)$, $P_s^-(z)$ tvoří spolu s šipkami představujícími transmitanci a ztrátu zrcadel kvůli zákonu zachování energie uzavřenou smyčku. Úloha spočívá v postupném zpřesňování odhadu $P_s^+(0)$ mezi jednotlivými iteracemi výpočtu všech závislostí $P_\lambda^\pm(z)$ tak, aby se smyčka uzavírala, neboli aby KI konvergoval k jedné. V první iteraci se použije odhad (20). $P_s^-(0)$ se před každou iterací určí obdobou (17). Pro informativní účely pak program ukládá výstupy funkcí N_j v $z = 0$.

Počáteční podmínky jsou určeny a následuje „RK4 cyklus“, který řeší rovnice šíření (15), (16). Obyčejnou diferenciální rovnici $\frac{dy}{dz} = y' = f(y, z)$ s počáteční podmínkou $y(0) = y_0$ (tj. typ rovnic (15), (16)) lze numericky efektivně řešit pomocí velmi populární Runge-Kuttovy metody 4. řádu (metody RK4), která pro výpočet hodnoty y_i (jiný zápis pro $y(i\Delta z)$, tj. hodnotu funkce y ve vzdálenosti i kroků o velikosti Δz od počátku $z = 0$)

využívá jen předchozí hodnotu y_{i-1} a patří tak do třídy jednokrokových metod. Při výpočtu y_i je třeba vypočítat hodnotu $f(y, z)$ v několika bodech, netřeba však počítat žádné její derivace a na pravou stranu rovnice tak netřeba klást požadavek dostatečné hladkosti [130].



Obrázek 14: Schéma srdce programu – samotného modelu, které je ztotožněné s krokem „VÝPOČET“ na obr. 13. Schéma popisuje výpočet závislostí $P_p^\pm(z)$, $P_s^\pm(z)$, $N_0(z)$, $N_1(z)$, $N_3(z)$, $Q(z)$, $T(z)$ pro z od nuly do L s krokem Δz .

Rovnice (15), (16) jsou provázané skrze populace N_j , v nichž vystupují rychlosti W_{jk} , závislé na výkonech P_λ^\pm , jde tedy o soustavu rovnic. Pro popis metody RK4 se však

stačí omezit na jednu rovnici $y' = f(y, z)$, neboť pro případ soustavy stačí předpokládat, že y a f jsou vektorové funkce [130]. Vzorec pro výpočet hledaného y v kroku i je [130]

$$y_{i+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (21)$$

kde

$$\begin{aligned} k_1 &= f(z_i, y_i), \\ k_2 &= f\left(z_i + \frac{1}{2}\Delta z, y_i + \frac{1}{2}\Delta z k_1\right), \\ k_3 &= f\left(z_i + \frac{1}{2}\Delta z, y_i + \frac{1}{2}\Delta z k_2\right), \\ k_4 &= f\left(z_i + \Delta z, y_i + \Delta z k_3\right). \end{aligned} \quad (22)$$

V našem případě počítáme závislosti $P_p^+(z)$, $P_p^-(z)$, $P_s^+(z)$, $P_s^-(z)$ a musíme tedy spočítat celkem 16 pomocných konstant $k_{\lambda i}^{\pm}$ a z nich v kroku i hodnoty $P_p^+(i\Delta z)$, $P_p^-(i\Delta z)$, $P_s^+(i\Delta z)$, $P_s^-(i\Delta z)$ podle (21). Nakonec opět uložíme N_j a podle (18) a (19) spočítáme a uložíme $Q(i\Delta z)$ a $T(i\Delta z)$. Poté se vracíme ve *for* cyklu opět k výpočtu $k_{\lambda i}^{\pm}$ pro následující krok a tak dále, až dokud nespočítáme $P_{\lambda}^{\pm}(L)$, kdy se cyklus ukončí, v okně programu se vykreslí (průběžný) graf jako na obr. 12 a v levém panelu se aktualizuje hodnota KI.

Poté program porovná výstupní signál s uživatelem nastavenou limitní hodnotou „Lasing threshold“, a je-li signál nižší, vyhodnocuje to program jako nedosažení prahu laserování. V takovém případě výpočet opouští signálovou smyčku a vrací se k odhadu $P_p^-(0)$.

V případě dosažení prahu se porovná hodnota $|KI - 1|$ s uživatelem nastavenou dovolenou chybou v procentech. Pokud je hodnota rozdílu menší, signálová smyčka se úspěšně uzavřela a vracíme se (v případě oboustranného čerpání) k odhadu $P_p^-(0)$. Pokud ne, nastává korekce $P_{s+}(0)$ podle empirického vzorce

$$P_s^+(0) := P_s^+(0)KI^{(0,1+(R_L(1-L_L)R_R(1-L_R))^{0,3})CH}, \quad (23)$$

kde CH je uživatelsky volitelná hodnota v poli „Convergence Helper“, která pomáhá urychlit konvergenci ($CH > 1$), je-li pomalá, nebo zmenšit změnu odhadu ($CH < 1$), pokud má KI tendenci příliš oscilovat. Po konvergenci⁶ (uzavření) signálové smyčky se vracíme k odhadu $P_p^-(0)$ podle jednoduchého vzorce

$$P_p^-(0) := P_p^{in-} \frac{P_p^+(L)}{P_p^{in+}}. \quad (24)$$

⁶Pomocí (23) se podařilo zajistit, že ve všech testovaných (rozumných) případech se smyčka buď uzavírá, nebo nedochází k dosažení prahu.

a v případných dalších iteracích provádí korekce podle

$$P_p^-(0) := P_p^-(0) \frac{P_p^{in-}}{P_p^-(L)}. \quad (25)$$

Pro ukončení iterací kvůli tomuto odhadu se porovnává odchylka $P_p^-(L) - P_p^{in-}$ vůči nastavené dovolené chybě. Je-li odchylka menší, algoritmus je u konce.

Nakonec nás zajímá zejména výstupní výkon P_s^{out} . Ten se určí jako

$$P_s^{out} = P_s^+(L)(1 - R_R)L_R^{out} + P_s^-(0)(1 - R_L)L_L^{out}, \quad (26)$$

kde L_R^{out} , resp. L_L^{out} je ztráta signálu při výstupu z vlákna na pravé, resp. levé straně. Pro určení SE a Th v případě výpočtu P_s^{out} pro sadu P_p^{in} se přímkou proloží závislost $P_s^{out}(P_p^{in})$ pro nadprahové hodnoty P_p^{in} , přičemž její směrnice je SE a Th se určí jako její průsečík s vodorovnou osou. Hodnoty SE, resp. Th vzhledem k absorbovanému čerpání ve vlákne se získají shodně, jen se výsledek podělí, resp. vynásobí podílem absorbovaného čerpání ve vlákne $P_p^{abs\%}$. Stejně jako v případě experimentálních dat je vhodné Th počítat proložením pouze několika bodů těsně za prahem, neboť závislost $P_s^{out}(P_p^{in})$ není zcela přísně lineární.

Základní ověření správnosti modelu bylo provedeno mimo jiné šířením slabého, daleko podprahového čerpání, které se dle předpokladu vykazalo exponenciální útlum, nebo nadprahovým symetrickým čerpáním z obou stran se symetrickým rezonátorem vedoucím správně k symetrickým průběhům $P_s^+(z)$, $P_s^-(z)$. Pro simulace TDFL čerpaných přes plášť s délkou vlákna v řádu jednotek metrů je možné použít krok o velikosti až 2 cm, aniž by výstup byl znatelně odlišný od výstupů při nastavení menšího kroku.

Model lze snadno upravit pro vlákna s jinými aktivními ionty, stačí upravit rychlostní rovnice a vzorce pro N_j a nahrát do modelu odpovídající průběhy účinných průřezů spolu s úpravou dob života a podobně. Model lze přeměnit v model vláknového zesilovače (je k tomu v kódu předpřipraven). Jedním z potenciálních vylepšení programu může být přímé vykreslování grafů závislosti $P_s^{out}(P_p^{in})$, $P_p^{abs\%}(P_p^{in})$, SE(L), Th(L) a podobně. Program je však už ve stávajícím stavu s přihlédnutím ke spektru funkcí, které nabízí, pro uživatele tak jednoduchý, že jej mohou k výzkumným a optimalizačním účelům využít nejen kolegové, kteří na ÚFE vyvíjí a charakterizují vláknové lasery, ale i spolupracující kolegové a zejména pak studenti a laserové techniky a fotoniky ke vzdělávacím účelům, neboť nabízí velmi dobrý vhled do fungování TDFL a příbuzných laserů.

3 Popis experimentů

V této části práce je popsána stavba série thuliových vláknových kontinuálních laserů generujících záření o vlnové délce přibližně 2 μm se čtyřmi různými aktivními dvouplášťovými vlákny, třemi typy rezonátoru a dvěma způsoby navázání optického čerpání. Dále jsou popsány testované způsoby chlazení aktivního vlákna a metodika charakterizace sestavených laserů.

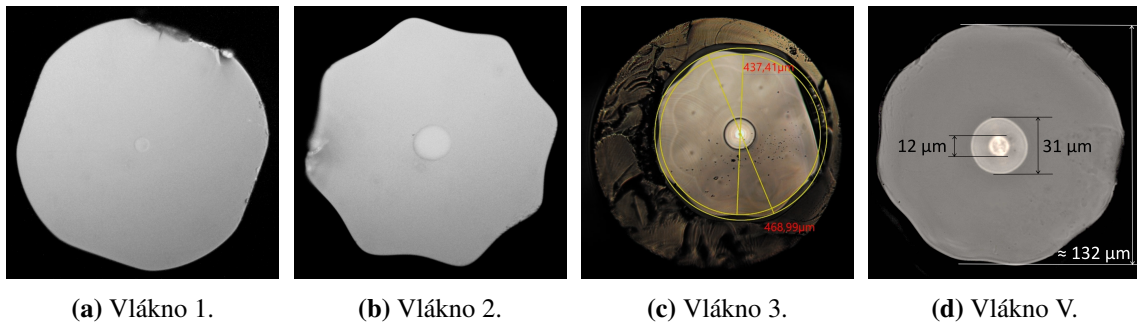
3.1 Testovaná vlákna

V rámci experimentu byly testovány 4 různá aktivní dvouplášťová vlákna dopovaná trojmocnými ionty thulia. Ve zbytku práce bude na jednotlivá vlákna odkazováno označením podle tabulky č. 1, která shrnuje jejich hlavní parametry. Preformy všech vláken byly coby experiment připraveny na ÚFE metodou modifikované chemické depozice z plynné fáze (MCVD) a dopovány pomocí koloidního roztoku keramických nanočástic [32, 111] a na ÚFE byly také vytaženy. Jedná se o vlákna se skokovou změnou indexem lomu. Vnitřní plášť vláken 1 a 2 tvoří čistý oxid křemičitý (SiO_2), zatímco jádro je navíc obohaceno oxidem hlinitým (Al_2O_3) a ionty thulia (Tm^{3+}). Vlákna 3 a V mají navíc kolem jádra pedestal díky zvýšení indexu lomu dopováním germaniem při molární koncentraci 10 mol %. Vnější plášť o průměru 250 μm je tvořen nízkoindexním polymerním povlakem (UV zářením vytvrzenou pryskyřicí) *Efiron XPC-373*, jehož výrobce *Fospia* pro vlnovou délku 852 nm udává index lomu 1,373 a numerickou aperturu 0,46 pro rozhraní mezi vnitřním pláštěm a polymerem [131].

Tabulka 1: Přehled testovaných vláken. d_P , resp. d_J je střední průměr vnitřního pláště, resp. jádra vlákna, d_{pol} je průměr vlákna včetně polymerního vnějšího pláště, v dalších sloupcích jsou koncentrace dopantů a jejich poměr. Koncentrace dopantů pro vlákno 3 nebyly měřeny*.

ozn.	zkrut [ot./m]	d_J [μm]	d_P [μm]	d_{pol} [μm]	$c_{\text{Al}_2\text{O}_3}^{\text{mol}}$ [mol %]	$c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}}$ [mol %]	$c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{wt}}$ [wt %]	$c_{\text{Al}^{3+}}^{\text{mol}}/c_{\text{Tm}^{3+}}^{\text{mol}}$ [-]
1	0	9	135	250	7,2	1,4	3,6	10,3
2	4,4	20	125	250	7,0	1,0	2,6	14,0
3	0	25	450	680	–	–	–	–
V	3	12	132	250	7,1	1,1	2,8	13,4

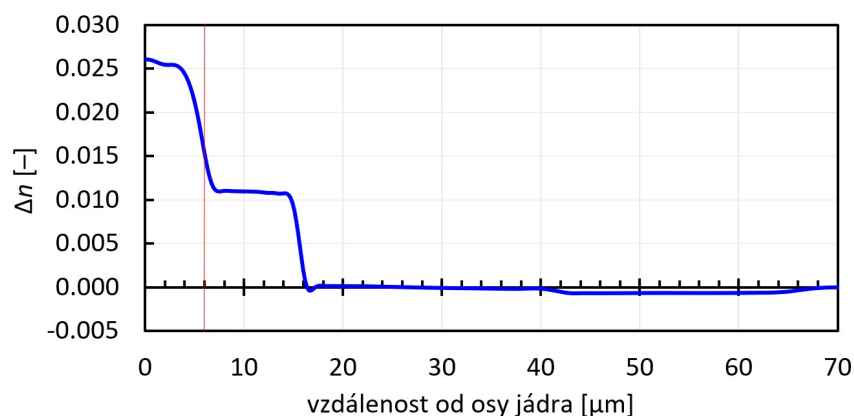
Uvedené parametry vláken byly změřeny při a po jejich výrobě. Koncentrace dopantů ve vláknech V v tab. 1 nemusí přesně odpovídat koncentracím v měřeném úseku vlákna, protože vlákno je podélně nehomogenní a měření koncentrací neprobíhalo na stejném úseku.



Obrázek 15: Fotografie z mikroskopu zachycující tvary vnitřního pláště a velikost jádra vůči plášti. Před jejich pořízení byla vlákna 1, 2 a V zbavena polymerního vnějšího pláště.

Kvůli zvýšení účinnosti absorpce čerpání mají vlákna nekruhový průřez vnitřního pláště [2, 59], viz obr. 15. Vlákno 1 bylo zhotoveno tažením z preformy, která byla předem mechanicky zbrušena. Preformy vláken 2 a V byly před tažením opracovány pomocí CO₂ laseru [65]. Vlákna 2 a V byla nadto při tažení současně kroucena kolem jejich osy a tento zkrut zůstal po ztuhnutí zachován, rovněž za účelem zvýšení účinnosti absorpce čerpání. Vlákno 3 bylo vyrobeno jako jeden z prvních experimentů tažení svazku několika preform seskládaných k sobě. Koncentrace dopantů sice nebyly měřeny, z profilu jeho indexu lomu je však zřejmé, že koncentrace jsou příliš nízké pro účinnou křížovou relaxaci a tvar koncentračního profilu z tohoto pohledu také není zdaleka optimální.

Experimenty s vlákny 1, 2 a 3 jsou do práce zahrnuty pouze pro demonstraci účinků chlazení. Hlavní pozornost je v této části věnována vláknu V, které bylo zvoleno jako nejvhodnější pro sestavení a optimalizaci TDFL generujícího na vlnové délce 1939 nm dle zadání. Jeho profil indexu lomu je na obr. 16.



Obrázek 16: Profil indexu lomu vlákna V změřený vedoucím práce Janem Aubrechtem. Červenou svislicí je vyznačen poloměr 6 μm, který byl vzat jako poloměr jádra. Za svislicí následuje pedestalová část pláště a dále zbylá část pláště, která končí zhruba 66 μm od osy vlákna a za ní je hodnota odpovídající indexu lomu imerze, v níž je vlákno měřeno.

3.2 Sestavení laserů

V rámci experimentu byla sestavena tři různá uspořádání TDFL čerpaného přes plášť, přičemž v prvním byly otestovány všechny 4 vlákna. Uspořádáním se zde rozumí soustava čerpacího zdroje, systému navázání čerpání do aktivního vlákna a laserový rezonátor. Pro jednoduchost však budeme pod označením rezonátor chápat celé uspořádání, neboť právě rezonátor představuje hlavní funkční rozdíl mezi uspořádáními. rozumět a v některých z nich bylo vystřídáno několik aktivních vláken. Rezonátory jsou označeny R1, R2, R3 a jejich schémata jsou pro přehled pohromadě zobrazena na obr. 18. Označení levá, resp. pravá strana rezonátoru či vlákna koresponduje se schématy i s popisem modelu TDFL.

Aktivní vlákno (TDF) bylo vždy smotáno do cívky o průměru zhruba 16 cm. Z experimentů publikovaných v bakalářské práci i mnoha nepublikovaných vyplynulo, že smotávání dvouplášťových TDF s nekrhovým průřezem pláště do cívek o výrazně menším průměru nebo do speciálně tvarovaných cívek má jen malý efekt na jejich účinnost či práh a tento efekt může být jak pozitivní, tak negativní [2, 59].

Všechna uspořádání se shodují v použitém zdroji čerpání, a proto následuje jeho popis ještě před hlubším rozbohem jednotlivých uspořádání.

3.2.1 Zdroj buzení

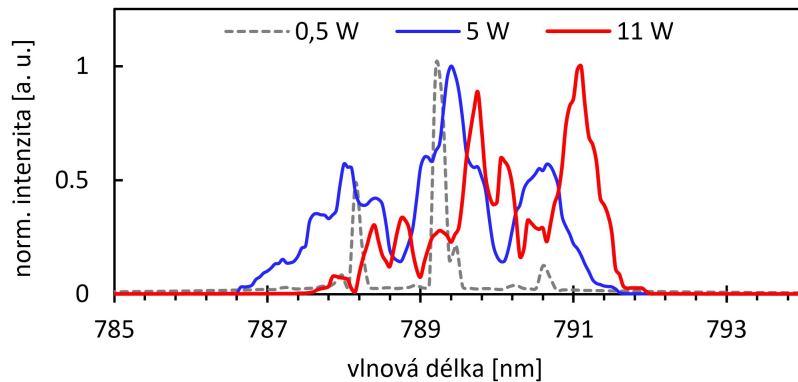
Pro čerpání byla použita laserová dioda (LD) výrobce BWT s označením *K793DNORN-30.00WN0N-10522F20ENAO* s emisní vlnovou délkou 790 nm s vláknovým výstupem, jejíž specifikace uvedené výrobcem jsou v tabulce 2.

Tabulka 2: Výrobcem uvedené specifikace použité budící laserové diody s výstupním vláknem při teplotě 25 °C [132].

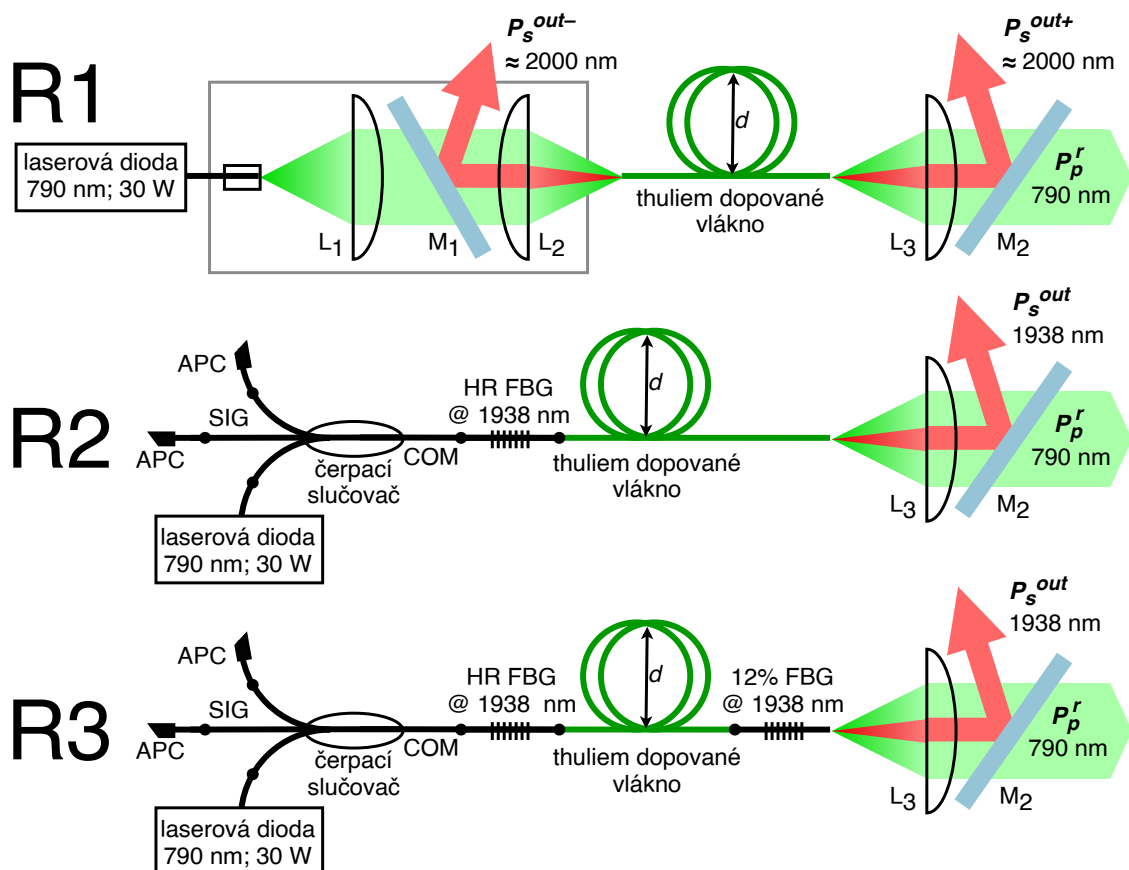
centrální vlnová délka	793	nm
výstupní výkon	30	W
spektrální šířka	2,0	nm
posun vln. délky s teplotou	0.3	nm/°C
prahový proud	0,98	A
pracovní proud	4,8	A
pracovní napětí	14,35	V
diferenciální účinnost	7	W/A
elektro-optická konverzní účinnost	45	%
průměr jádra vlákna	105	µm
numerická apertura vlákna	0,22	–
izolátor zpětné vazby	30	dB
spektrální rozsah izolátρου	1900–2100	nm
pracovní teplota	15–35	°C

LD je termoelektricky chlazená a pomocí řídicí jednotky a termistoru umístěného v jejím šasi by měla být LD udržována při teplotě 25 °C. Výstupní spektra naměřená při

třech úrovních výkonu optickým spektrálním analyzátozem jsou na obr. 17.



Obrázek 17: Změřené spektrum čerpací laserové diody při výstupním výkonu 0,5 W, 5 W a 11 W.



Obrázek 18: Tři sestavená uspořádání TDFL čerpaného přes plášť. Zeleně je znázorněno vstupní či zbytkové čerpání, červeně generované dvoumikronové záření.

3.2.2 Uspořádání R1

Toto uspořádání je identické uspořádání popsanému ve zmiňovaném článku od N. Ramírez-Martínez [33]. Jde o uspořádání se symetrickým rezonátorem tvořeným kolmo zalomenými konci aktivního vlákna s odrazivostmi $\approx 3,6\%$ [6], no něhož je navázáno čerpání volným prostorem skrze kolimační a fokusační čočku. Při činnosti laseru tedy z vlákna vystupují dva svazky generovaného záření o zhruba stejném výkonu.

Čerpání z laserové diody prochází přes navařené pasivní mnohavidové vlákno rozměru $105/125\ \mu\text{m}$ s $\text{NA} = 0,22$, zakončené APC konektorem pro minimalizaci zpětného odrazu, a v divergentním svazku dopadá na asférickou plankonvexní čočku L1 (*Thorlabs C220TMD-B*), která jej kolimuje. Kolimovaný svazek prochází identickou, leč zrcadlově obrácenou čočkou L2, která jej fokusuje skrz dichroické zrcadlo M1 na čelo aktivního vlákna tak, aby se ideálně veškeré světlo navázalo do vnitřního pláště. Protože čerpací svazek má v krčku průměr okolo $90\ \mu\text{m}$, v případě vláken s průměrem pláště $\approx 130\ \mu\text{m}$ nezbyvá než čerpat do osy vlákna a tedy i do jádra. U vlákna 3 je možné (a vhodné) čerpat mimo jádro. Efektivní ohnisková vzdálenost čoček L1, L2 je $11\ \text{mm}$. Jejich NA je $0,25$ a NA vnitřního pláště je $0,46$. Co do úhlů tedy nic nebrání 100% navázání čerpání a limit představuje jen příčný průřez svazku, apertury čoček, průměr krčku svazku ve fokusačním ohnisku a průměr vnitřního pláště vlákna. Účinnost navázání čerpání čočkami se po započítání transmitancí čoček a Fresnelova odrazu na čele vlákna blíží jedné – svazek tedy není navazovací soustavou příčně omezován. Přesného nastavení kolimace čerpacího svazku a umístění čela vlákna do ohniska bylo dosaženo díky dvěma 3D mikroposuvným stolkům, které byly vzájemně nastaveny kolineárně.

Tento způsob navazování čerpání má dvě výhody. Zaprvé tato metoda umožňuje relativně snadnou výměnu aktivního vlákna a zadruhé v tomto případě není součástí rezonátoru žádný ztrátový prvek typu svár nebo slučovač vláken.

Jak napovídá obr. 18, uspořádání je uzpůsobeno pro měření výkonu tří svazků současně. Jedná se o výkony P_s^{out-} a P_s^{out+} výstupních svazků dvoumikronového záření a navíc výkon P_p^r reziduálního (neabsorbovaného) čerpání. Ty byly popořadě měřeny termočláňkovými širokospektrálními detektory *Thorlabs S405C* s rozsahem do $5\ \text{W}$, *Gentec XLP12-3S-H2-D0* s rozsahem do $3\ \text{W}$ a neabsorbované čerpání integrační sférou *Thorlabs S142C* s rozsahem do $5\ \text{W}$. K získání výkonové charakteristiky sestaveného laseru je tak nutný pouze jeden měřicí chod, při němž se postupně zvyšuje čerpací výkon. Kvůli omezenému rozsahu termočláňkových detektorů nebylo v některých případech využito celého výkonového rozsahu čerpací diody.

Výstupní svazky jsou kolimovány na čerpací straně již popsanou čočkou L2 a na pravé straně asférickou plankonvexní čočkou *Thorlabs A240TM* s efektivní ohniskovou vzdáleností $8\ \text{mm}$, označenou L3. Numerická apertura čočky L3 činí $0,5$ – je tedy větší než NA vnitřního pláště ($0,46$), z něhož vychází neabsorbované čerpání, a čočka proto při-

jímá a kolimuje celý divergentní svazek neabsorbovaného čerpání. Tento svazek prochází dichroickým zrcadlem M2, které je kopií zrcadla M1. Kolimované svazky generovaného záření (na schématu znázorněné červeně) jsou zcela odraženy zrcadly M1 a M2 šikmo mimo osu čoček. Šedý rámeček ve schématu na obr. 18 znázorňuje společné klecové uchycení držáků jednotlivých prvků, které je kompaktní a pomáhá udržovat přesnou kolinearitu optických prvků.

Pro dosažení maximálního navázání čerpání je levý konec aktivního vlákna uchycen ve V-drážce na 3D mikroposuvném stolku, s jehož pomocí se čelo vlákna umísťuje přesně do ohniska čerpacího svazku. Pravý konec vlákna je rovněž ve V-drážce na druhém 3D stolku s L-platformou, na níž je upevněná čočka L3.

Úhel zrcadel a tedy i směr odražených svazků byl určen tak, aby zrcadla propouštěla co nejvíce čerpacího záření. Za tímto účelem byly pomocí goniometru změřeny závislosti transmitance obou zrcadel na úhlu dopadu kolimovaného svazku světla z čerpací diody. Maximum transmitance je pro M1 a M2 shodné (94,6 %) a nastává v případě zrcadla M1 při úhlu dopadu 37° , v případě zrcadla M2 při úhlu $40,5^\circ$.

Z měření vyplynulo, že reflektance (R_P) a transmitance (T_P) zrcadel na čerpací vlnové délce zhruba splňuje rovnost $R_P + T_P = 1$. Znamená to, že zhruba 5 % neabsorbovaného čerpání se odráží od zrcadla M2 směrem na detektor, který má měřit výkon výhradně generovaného záření. Proto byl před něj umístěn křemíkový filtr pro odstranění nežádoucího odrazu čerpání.

Zrcadla byla zcharakterizována i na vlnové délce 2010 nm generovaného záření z jednoho sestaveného TDFL. Hodnoty transmitancí a reflektancí všech zmíněných prvků jsou shrnuty v tabulce 3

Tabulka 3: Naměřené hodnoty transmitancí a reflektancí použitých optických prvků. T_P a R_P jsou transmitance a reflektance pro čerpání o vlnové délce 792 nm, T_E a R_E jsou transmitance a reflektance pro výstupní záření o vlnové délce 2 μm .

optický prvek	T_P	T_E	R_P	R_E
výstupní filtr	0.0 %	87.0 %	–	$\approx 1 - T_E$
čočka L1, L2	96.8 %	77.3 %	–	–
čočka L3	86.4 %	85.7 %	–	–
zrcadlo M1 ($37,0^\circ$)	94.6 %	0.3 %	$\approx 1 - T_P$	99.7 %
zrcadlo M2 ($40,5^\circ$)	94.6 %	0.3 %	$\approx 1 - T_P$	98.9 %

*Hodnota udávaná výrobcem.

[2, 6]

3.2.3 Uspořádání R2

Uspořádání vychází ze zadání sestavit TDFL s vlnovou délkou 1939 nm. Nejjednodušším způsobem, jak určit vlnovou délku generace vláknového laseru je použití vysoce odrazivé vláknové Braggovy mřížky (HR FBG). Proto byla použita zakoupená HR FBG zapsaná do pasivního dvouplášťového vlákna *Nufern SM-GDF-10/130-15M*. Vlnová délka maxima odrazivosti mřížky je specifikována jako 1939 ± 1 nm, ovšem změřená vlnová délka je 1938,2 nm, proto i dále je uváděno 1938 nm. Odrazivost HR FBG by podle výrobce měla dosahovat 99,9 %. Oba hlavní parametry byly měřením ověřeny. Mřížka byla k aktivnímu vláknu navařena na levou, čerpací stranu, aby výstupní záření procházelo pravým zrcadlem rezonátoru, které tvoří kolmo zalomený konec vlákna stejně jako v rezonátoru R1.

Čerpání do vlákna mohlo být teoreticky navázáno opět přes soustavu čoček, nicméně to kvůli ztrátám, nekompaktnosti, rizikům laserové bezpečnosti nebo nutnosti nastavení polohy svazku nedává smysl, není-li žádoucí zachovat 3,6 % odrazivost i na čerpací straně nebo pokud není nutné rychle testovat sérii různých vláken.

Dále připadaly v úvahu dvě možnosti – navařit vlákno vedoucí z LD přímo k vláknu s FBG bez jakékoli odbočky (viz např. ref. [77]), nebo navázat čerpání do aktivního vlákna skrze slučovač čerpání a signálu. Dioda není chráněná izolátorem proti zpětnému odrazu čerpání, jež hrozí i přes nízkou odrazivost pravého zrcadla rezonátoru a značnou absorpci čerpání v aktivním vlákně, je-li vlákno dostatečně krátké. V prvním zmíněném případě by tedy za LD musel být zařazen izolátor, nebo spíše odstraňovač plášťových vidů (*angl. cladding mode stripper*), neb čerpání se šíří zejména pláštěm.

Malé potlačení průniku čerpání zpět do LD přitom nabízí také slučovač čerpání a signálu (viz obr. 18), který přináší další výhody. Použitý vysokovýkonový slučovač *Lightel (2+1)×1* dokáže s vysokou účinností navázat světlo ze dvou čerpacích větví PF_1 , PF_2 do průchozího signálového vlákna, které na straně, odkud se navazuje čerpání, označujeme *SIG* a na straně druhé *COM*. Čerpací větve tvoří mnohavidová vlákna shodného typu jako výstupní vlákno laserové diody, což zaručuje minimální ztráty na sváru. Pro čerpání byla využita jen jedna ze dvou větví. Průchozí signální vlákno je *Coherent SM-GDF-1550*, tedy *dvouplášťové* pasivní vlákno s rozměrem $9/125 \mu\text{m}$ a $NA_{\text{vnitřního pláště}} = 0.46$ [133], tj. s minimální ztrátou na sváru k vláknu s HR FBG. Pro čerpání byla využita jen jedna čerpací větev, v případě dostupnosti více LD však lze čerpání zdvojnásobit. Použitý slučovač vrací čerpání zpět do čerpacích větví se ztrátou > 45 dB a navazuje čerpání do *COM* větve s účinností $> 90\%$ [134].

Kritickým bodem je však svár mezi vláknem s mřížkou a aktivním vláknem, neboť na něm dochází ke ztrátě uvnitř rezonátoru a tedy úměrnému zvýšení prahu a snížení účinnosti. Pro minimalizaci ztráty je třeba minimalizovat rozdíl stopy polí v jednotlivých vláknech.

Podle [135] je možné odhadnout ztrátu $L^{\text{sváru}}$ na sváru vláken s různými stopami

polí w_1, w_2 pomocí vztahu

$$L^{\text{sváru}} = -20 \log \left(\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right). \quad (27)$$

Pro získání stop w_1, w_2 byl použitý program kolegy Pavla Peterky, který dokáže stopu vlákna spočítat na základě jeho profilu indexu lomu. Díky kolegům, kteří profil indexu lomu naměřili jednak pro vlákno s mřížkou, jednak pro relevantní aktivní vlákna včetně vláken I a V, mohly být určeny stopy w_1, w_2 . Podle (27) byly odhadnuty $L^{\text{sváru}}$ pro několik vláken, přičemž pro vlákno I vyšla kvůli menšímu poloměru jádra a zejména vysoké NA hodnota $L_1^{\text{sváru}} = 19\%$, zatímco pro vlákno V vyšla $L_V^{\text{sváru}} = 0,4\%$. Tím bylo o volbě vlákna pro sestavení TDFL generujícího na 1938 nm rozhodnuto.

Protože však vlákno V je experimentální a má nekruhový průřez pláště, svár s vláknem s mřížkou může být problematický kvůli možné excentricitě vlákna vůči plášti a kvůli výraznému zkreslení zobrazení vlákna ve vláknové svářečce. Aby bylo při sváru dosaženo dokonalého zarovnání jader vláken, byly konce vloženy do svářečky zarovnané zhruba plášť na plášť s malou mezerou a současně bylo do jednoho z vláken svíceno řádově miliwattovým laserem s vlnovou délkou 1994 nm. Na této vlnové délce je již absorpční účinný průřez jádra vlákna malý, leč nezanedbatelný. Na druhé straně byl integrační sférou *Thorlabs S148C* měřen výkon prošlý oběma vlákny a mezerou mezi nimi. Příčným vzájemným posunem konců vláken bylo nalezeno minimum (v případě svícení z pasivního vlákna), resp. maximum (v případě svícení ze strany aktivního vlákna) a poté byla vlákna svařena, přičemž se snížil, resp. zvýšil průchozí výkon průměrně o 23 %. Je nasnadě, že pokud již byl proveden svár mezi COM a mřížkou, bylo k tomuto sváru využito signálové vlákno SIG vycházející ze slučovače.

K oddělení neabsorbovaného čerpání a signálu bylo využito totožné soustavy kolimační čočky, zrcadla a filtru jako v případě uspořádání R1. Protože však nyní z jednoho konce vycházelo téměř 11 W signálu, byl signál měřen termočláňkovým detektorem *Gentec UP19K-110F-H9-D0* s rozsahem do 110 W. Kvůli odchylce v řádu jednotek procent vůči obecně přesnějším fotodiodám v integračních sférách byly hodnoty naměřené tímto detektorem zkalibrovány příslušným faktorem. Přesto je však zvolená kalibrace ne zcela jednoznačná a nepřesnost detektoru vnáší do výpočtu P_s^{out} , resp. SE největší míru nejistoty. Neabsorbované čerpání opět detekovala integrační sféra S142C.

3.2.4 Uspořádání R3

Uspořádání R3 se od R2 liší pouze zvýšenou odrazivostí pravého zrcadla rezonátoru, které je v tomto případě tvořeno druhou FBG s odrazivostí 12 % na vlnové délce 1938,4 nm, a bohužel i ztrátou na v pořadí již druhém sváru uvnitř rezonátoru. Z volného konce vlákna s 12% mřížkou vychází z rezonátoru signál a neabsorbované čerpání. Aby na tomto

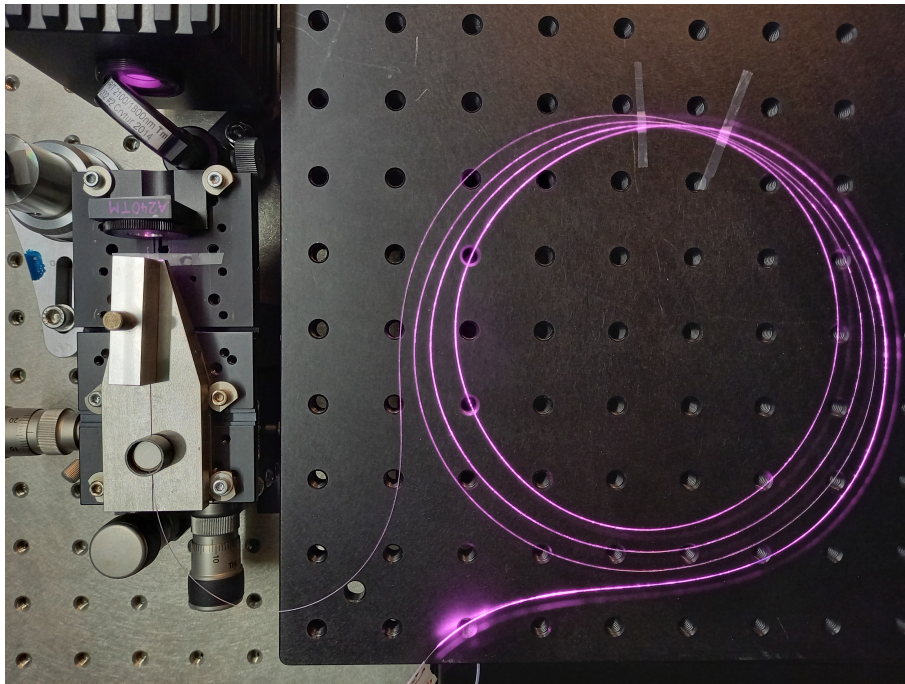
konci nedocházelo k odrazu signálu zpět do rezonátoru, což by mohlo vést k nežádoucím interferenčním jevům [96], byl konec vlákna zalomen pod úhlem zhruba 8° .

3.3 Chlazení aktivního vlákna

Výkon sestavených laserů se sice těžko dá poměřovat s rekordními kilowattovými systémy, přesto se ukazuje, že i thuliové aktivní vlákno čerpané na třetí energetickou hladinu jednotkami wattů se může výrazně zahřívat nebo může benefitovat z provozu při nižších teplotách. Míra zahřívání je dána v první řadě lineární hustotou odpadního tepelného výkonu generovaného vláknem, která je dána rychlostí absorpce čerpacího svazku ve smyslu rovnice (18), tedy absorpčním účinným průřezem pro čerpací zařízení, koncentrací Tm^{3+} a překryvem čerpání s dopovanou oblastí Γ_p . Ve zkratce platí, že čím kratší je optimální délka vlákna, tím více se levý konec vlákna zahřívá a je vhodné jej chladit.

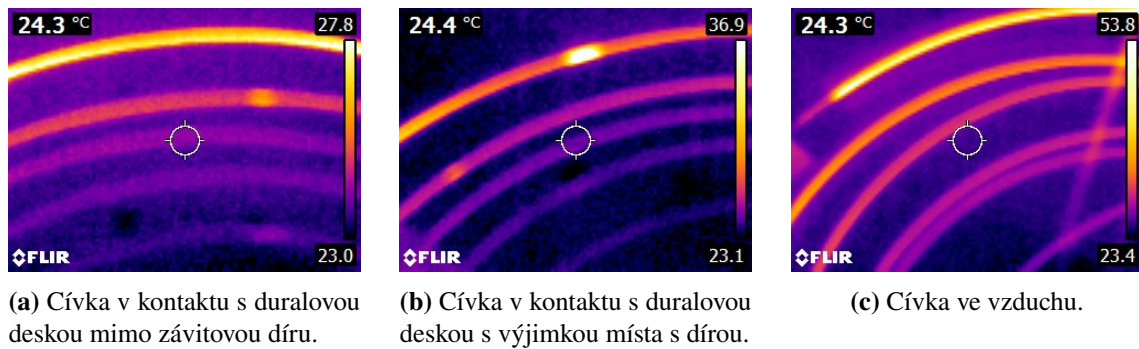
V experimentech bylo testováno několik metod chlazení, tj. odvodu odpadního tepla z vlákna. Nejhorší odvod tepla jistě poskytovalo chlazení okolním vzduchem o pokojové teplotě v případě, kdy byla vláknová cívka schválně na pár místech s minimálním dotykem podložená, tedy ve vzduchu bez použití ventilátorů. V takovém případě při maximálním výkonu laseru s vláknem V byla naměřena termokamerou *FLIR E5* teplota vlákna v blízkosti vstupu čerpání přes 50°C , viz obr. 20c. V případě chlazení vzduchem byl při vyšších výkonech v blízkosti vlákna cítit nasládlý pach uvolňující se z přehřátého polymerního pláště. Pokud by vlákna v cívce nebyla schválně oddělená mezerami jako na obr. 20c ale cívka by byla těsná, vlákno by se ještě více zahřívalo.

Co se týče měření teploty termokamerou, jde o hrubý odhad, neboť měření samostatného vlákna s neznámou emisivitou a s tloušťkou $250\ \mu\text{m}$ termokamerou s rozlišením 120×90 pixelů a minimální zaostřovací vzdáleností $50\ \text{cm}$ z principu nemůže být příliš přesné. Přesnost měření je zvýšená maximálním přiblížením kamery (ovšem se současným rozmazáním obrazu). Je navíc otázkou, zdali kamera měří teplotu jádra (tj. zda záření o vlnové délce $\approx 10\ \mu\text{m}$ prochází skleněným a polymerním pláštěm), povrchovou teplotu pláště, něco mezi nimi nebo dokonce z důvodu rozostření obrazu započítává teplotu tělesa v pozadí za vláknem. Přinejmenším však měření není ovlivněno vyzářováním vlákna na diskretních vlnových délkách $\leq 2\ \mu\text{m}$, neboť zařízení snímá v rozsahu $7,5\text{--}13\ \mu\text{m}$ [136].



Obrázek 19: Ilustrační foto vláknové cívky chlazené kontaktem s masivní duralovou optickou deskou tlustou 12 mm. Fialová barva vlákna je způsobená rozptylem současně procházejícího maximálního čerpání o vlnové délce 790 nm, které ještě snímač mobilního telefonu registruje.

Podstatně účinnějšího odvodu tepla bylo dosaženo položením vláknové cívky na ocelový optický stůl nebo duralovou desku jako na obr. 19, což je patrné už ze snímků z termokamery na obr. 20a, kdy se teplota maximálně čerpaného vlákna V na čerpacím konci pohybovala kolem $28\text{ }^{\circ}\text{C}$. Pro zajištění kontaktu vlákna s chladičem ideálně po celé délce byla vláknová cívka na několika místech lehce zatížena hliníkovými kvádríky nebo přilepena úzkými proužky lepicí pásky jako na obr. 19. V místě, kde však vlákno nebylo v dotyku s deskou, neboť v něm byla závitová díra pro šroub M6, se dle termokamery lokálně zvýšila teplota na $37\text{ }^{\circ}\text{C}$, viz obr. 20b. I přes malou plochu kontaktu válcového vlákna s rovnou deskou tedy dochází k výraznému odvodu tepla. Pro další navýšení odvodu tepla byla testována také varianta chlazení cívky zdola i shora dodatečným přiklopením cívky 5mm hliníkovým plechem.



Obrázek 20: Snímky z termokamery FLIR E5 zachycující detail vlákna V uspořádaného do spirály, zatímco maximální čerpání vchází do vlákna z vnějšku spirály.

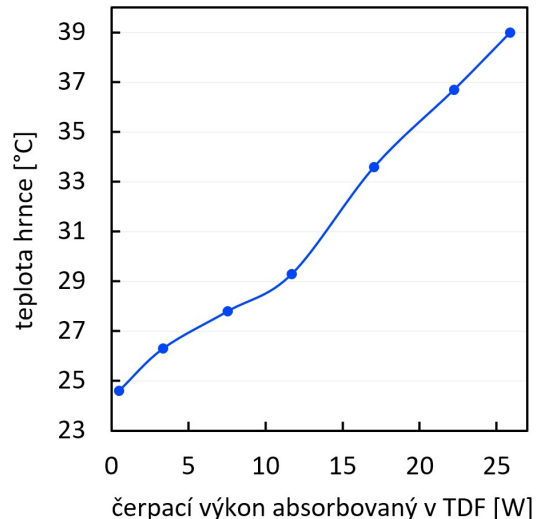
Další variantou chlazení bylo přímé ponoření cívky do kapalné lázně v boxu z pěnového polystyrenu. Jako lázeň byla zvolena slaná voda (nasycený vodný roztok NaCl) pro její snadnou dostupnost, vysokou měrnou tepelnou kapacitu vody a nízkému bodu tuhnutí díky přítomnosti soli. Díky přímému kontaktu s vodou, která může kolem vlákna proudit, a která má při 25 °C koeficient tepelné vodivosti 0,61 Wm⁻¹K⁻¹ [137] řádově vyšší než vzduch (0,026 Wm⁻¹K⁻¹ [137]) lze předpokládat, že povrchová teplota vlákna je blízká teplotě lázně.

V jednom experimentu byla vláknová cívka zalita kapalným dusíkem s teplotou varu -196 °C, při níž má jeho koeficient tepelné vodivosti hodnotu 0,14 Wm⁻¹K⁻¹ [138].

Posledním testovaným řešením je stabilizace teploty vlákna jeho navinutím na vnější stranu tenkostěnného plechového hrnce o průměru ≈ 17 cm, kde byla předem nanesena tenká vrstva teplovodivé pasty *Arctic MX-4 2019* s tepelnou vodivostí 8,5 Wm⁻¹K⁻¹, a to od samého čerpacího konce vlákna až zhruba 20 cm od pravého konce, viz obr. 21. Do hrnce byla před měřením účinnosti laseru nalita (slaná) voda o teplotě -16 °C až 77 °C a během měření byla teplota měřena digitálním teploměrem *Hadex T164*. Hrncel byl shora i zdola izolován pěnovou umělou hmotou a při měření závislosti $P_p^{in}(P_s^{out})$ při průměrných teplotách ≈ -16 °C, resp. ≈ 74 °C teplota poklesla o 1 °C, resp. 5 °C. Termokamera dle očekávání udávala na povrchu hrnce při současném maximálním čerpání teplotu velmi blízkou teplotě lázně. Pokud však byl hrncel během čerpání vlákna prázdný a nepříkrytý, jeho neustálená teplota výrazně rostla až na 39 °C (viz obr. 22), a to přes jeho značný povrch, jímž bylo teplo odváděno okolním vzduchem a radiací.



Obrázek 21: Vlákno namotané na hrnci na vrstvě teplovodivé pasty.



Obrázek 22: Růst teploty prázdného hrnce při čerpání laseru měřený termokamerou.

Pomocí termokamery byla sledována také teplota ostatních prvků laseru. Teplota pohledové strany šasi LD měla při maximálním výkonu přes 40 °C, tj. výrazně více, než je požadovaná teplota druhé strany šasi (25 °C). To však bylo zjištěno až na konci experimentu. Zajímavé, leč nepřekvapivé, je, že slučovač čerpání a signálu se zahříval na ≈ 30 °C, zatímco chladič FBG měl pokojovou teplotu.

3.4 Metodika charakterizace laserů

Pro všechny varianty sestavených laserů byly změřeny závislosti $P_s^{out}(P_p^{in})$, $P_p^{abs\%}(P_p^{in})$ a spektrum výstupního signálu. Veličinou P_s^{out} se rozumí celkový optický výkon generovaného laserového záření (signálu) vycházejícího přímo z rezonátoru. Samotný detektorem naměřený výkon byl tedy vydělen transmitancí čoček, reflektancí zrcadel, případně filtru, o něž se po cestě do detektoru snížil. Podobně neabsorbované čerpání odečtené z detektoru bylo vyděleno transmitancí čočky L3 a zrcadla M2. Přímo měřené závislosti signálu $P_s^{out}(I)$ a reziduálního čerpání $P_p^r(I)$ byly vždy měřeny při postupně zvyšovaném proudu I tekoucím LD s krokem jedné až dvou desetín ampéru s prodlevou asi 10 s při navyšování proudu.

Ze závislosti $P_s^{out}(P_p^{in})$ byly spočítány diferenciální účinnost a práh laserové činnosti vzaté vůči vstupujícímu čerpání do rezonátoru. Často se v literatuře uvádí tyto parametry ve vztahu k čerpání absorbovanému v aktivním vlákne. V této práci jsou typicky uváděny v obou variantách. Pro jejich určení tedy bylo nutné změřit závislost výkonu čerpacího záření P_p^{in} navázaného do rezonátoru na proudu I tekoucím čerpací diodou a totéž pro absorbovaný výkon čerpání P_p^{abs} . Toto měření bylo provedeno zvlášť pro uspořádání R1 a R2, R3 kvůli dvěma metodám navazování čerpání.

V případě rezonátoru R1 čerpaného přes soustavu čoček je rezonátorem samotné vlákno. P_p^{in} je tak výkon vstupující do aktivního vlákna a $P_p^{abs} = P_p^{in} P_p^{%abs}$, kde $P_p^{%abs}$ je průměrná hodnota podílu absorbovaného čerpání v aktivním vlákně $P_p^{%abs}(P_p^{in})$ pro vstupní čerpací výkony od 5 W po maximum, zatímco $P_p^{abs}(P_p^{in})$ je počítán pro jednotlivé vstupní čerpací výkony z přímo měřeného neabsorbovaného čerpání $P_p^r(P_p^{in})$.

P_p^{in} byl pro sérii proudů I změřen coby výkon čerpání navázaného do pasivního vlákna s obdobným rozměrem a numerickou aperturou pláště, avšak bez jádra a thuliových iontů a tedy zároveň bez absorpčního pásu pro čerpací záření. K tomuto účelu bylo použito optické křemenné vlákno, které je kopií vlákna 2 s tím rozdílem, že bylo zhotoveno bez jádra. Vlákno má stejný polymerní povlak jako testovaná vlákna, čili i stejnou NA pro rozhraní pláště a polymeru, relevantní spolu s rozměrem vnitřního pláště pro účinnost navázání čerpání. Kolmo zalomený konec pasivního vlákna byl instalován do stejné polohy jako aktivní vlákna v laseru.

Vlákna 1, 3 a V mají sice větší průřez vnitřního pláště, nicméně průměr čerpacího svazku v krčku je podle měření jistě $\leq 125 \mu\text{m}$ a měření účinnosti navázání čerpání do pasivního vlákna ukázalo, že tato účinnost se blíží svému limitu. Větší průřez vnitřního pláště již tedy nemůže mít znatelný vliv na účinnost navázání. Mimo to pasivní vlákno, které by se rozměry více blížilo ostatním vláknům, nebylo k dispozici.

Protože je vlákno pasivní, lze podél něj předpokládat exponenciální útlum záření. Jeho útlum U_P v decibelech na metr byl získán ze dvou naměřených závislostí $P_{2m}(I)$, $P_{1m}(I)$ výkonu vystupujícího z pasivního vlákna na proudy pro dvě různé délky vlákna (2 m a 1 m) jako aritmetický průměr hodnot

$$U_P(I) = 10 \log \frac{P_{2m}(I)}{P_{1m}(I)} \quad (28)$$

pro sadu proudů I .

Závislost $P_p^{in}(I)$ v případě uspořádání R1 byla určena coby závislost výkonu světla vystupujícího z pasivního vlákna na proudy navýšená o výkon utlumený ve vlákně na příslušné délce, tj.

$$P_p^{in}(I) = \frac{P_L(I)}{10^{(U_P \cdot L/10)}}, \quad (29)$$

kde $P_L(I)$ je výkon světla vystupujícího z pasivního vlákna o délce L při proudy I tekoucím diodou.

V případě rezonátorů R2, R3 byl P_p^{in} určen pro sérii proudů I jako čerpání vstupující do HR FBG, tj. čerpání vstupující do rezonátoru, a to měřením výkonu vycházejícího z konce větve slučovače s označením COM před tím, než bylo k tomuto konci navařeno vlákno s mřížkou (případně po jejím odstranění). Konec vlákna byl zalomen pod úhlem $\approx 8^\circ$ kvůli eliminaci nebezpečné zpětné vazby laserové diody⁷. Naměřené hodnoty byly

⁷Když bylo toto opomenuto, naměřený výkon byl o 8 % nižší

zkorigovány – zvýšeny 3,6 % kvůli Fresnelovu odrazu na konci vlákna, k němuž ve sváru nedochází.

Za účelem počítání SE_{abs} a Th_{abs} vůči absorbovanému čerpání byl navíc pro sérii proudů I naměřen čerpací výkon P_p^{inTDF} vstupující přímo do TDF coby výkon z LD procházející slučovačem, svárem, HR FBG, dalším svárem a 1 mm dlouhým úsekem TDF, který byl opět zalomen pod úhlem $\approx 8^\circ$. Naměřené hodnoty byly opět navýšeny o reflektanci 3,6 % a o 0,23 % kvůli absorpci na milimetru TDF. Nakonec je počítáno absorbované čerpání jako $P_p^{abs}(I) = P_p^{inTDF}(I) P_p^{c\%abs}$.

Vstupní čerpací výkon byl měřen kombinací 5W integrační sféry a 110W termočláňkového detektoru kvůli přesnosti sféry a velkého rozsahu 110W detektoru.

Diferenciální účinnost (strmost) SE_{in} sestavených laserů byla určena jako směrnice regresní přímky, která prokládá body v grafu závislosti $P_s^{out}(P_p^{in})$. Regrese byla spočítána pro body s hodnotou $P_s^{out} \geq 10$ mW. Přímka má tedy funkční tvar

$$P_s^{out} = SE_{in} \cdot P_p^{in} + C, \quad (30)$$

kde C je konstanta. Diferenciální účinnost SE_{abs} vztažená k absorbovanému čerpání se určuje shodně, jen se namísto P_p^{in} použije P_p^{abs} .

Práh laserové činnosti Th_{in} , tedy vstupní výkon, při kterém začala generace laserového záření, byl určen jako průnik regresní přímky (30) (*ovšem získané proložením pouze 2–4 nadprahových bodů) a vodorovné osy podle vztahu

$$Th_{in} = -\frac{C^*}{SE_{in}^*}. \quad (31)$$

Po změření výkonové závislosti bylo změřeno emisní spektrum pomocí spektrometru *Mirriad S3* s rozsahem 1–2,85 μm a rozlišením 0,65 nm/pixel (na vln. délce 2,1 μm). Protože spektrum bylo obvykle časově nestabilní, bylo někdy změřeno více spekter s časovým rozestupem několika desítek sekund. Spektra byla normalizována na jednotkovou hodnotu maxima.

Pro laser s vláknem V v rezonátoru R2 byl změřen parametr kvality svazku M^2 postupem dle normy ISO11146 [139]. Rozbíhavý svazek vycházející z laseru byl zfokusován asférickou čočkou Thorlabs A240TM do vzdálenosti zhruba 10 cm za čočkou a podél svazku (podél osy z) byl před a za ohniskem alespoň desetkrát změřen průměr svazku metodou $D4\sigma$ tak, aby vždy alespoň desetkrát překračoval rozlišení snímače. K měření byl použit detektor profilu svazku *NanoScan 2s Pyro/9/5* na principu kmitajících kolmých štěrbin a pyroelektrického senzoru, který byl podél svazku posouván elektrickým mikroposuvem. Naměřené body byly proloženy metodou nejmenších čtverců hyperbolou

$$d_\sigma(z) = \sqrt{a + bz + cz^2}, \quad (32)$$

z jejíž parametrů byl spočítán hledaný parametr

$$M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2}. \quad (33)$$

Dle zadání měl být sestaven a *zoptimalizován* TDFL generující na 1938 nm. Shrnmě nakonec, že optimalizací se myslí stavba laseru vedoucí k dosažení primárně co nejvyšší diferenciální účinnosti, dále dosažení co nejnižšího prahu (vzhledem k tomu, že dosažený práh je relativně nízký (1–2 W), maximální výstupní výkon ovlivňuje především účinnost), dále zajištění co nejlepší časové a spektrální stability výstupu laseru a kvality svazku.

Proces optimalizace zahrnoval volbu dostupného TDF, určení jeho optimální délky (délky, při níž je účinnost nejvyšší), volbu rezonátoru a způsobu navázání čerpání do vlákna, minimalizaci ztrát na svárech a odrazu od konce vlákna skrze jeho pečlivé zalamování s odchylkou od kolmosti pod $0,5^\circ$, nejlépe pod $0,2^\circ$. Poslední článek optimalizace představovalo chlazení.

4 Výsledky a diskuze experimentů a simulací

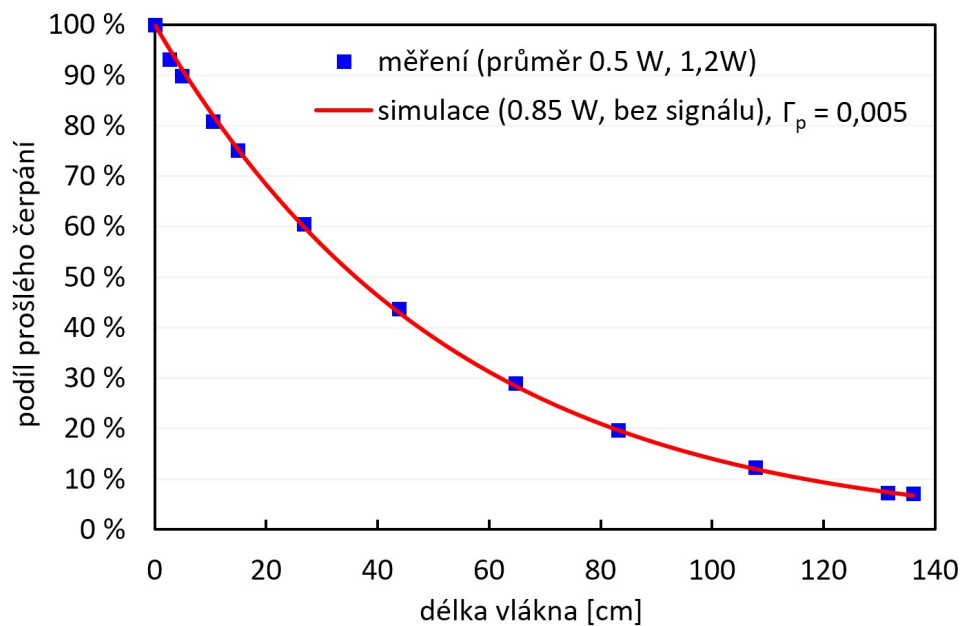
Zadání si v experimentální části práce žádá o měření závislosti výstupních parametrů thuliového vláknového laseru v závislosti na způsobu chlazení a dále o sestavení a optimalizaci konkrétního TDFL s vlnovou délkou 1938 nm (označme jej L-1938) s vybraným vláknem. Nejprve jsou tedy hned po kalibraci modelu TDFL prezentovány výsledky chladicích experimentů s vlákny 1, 2, 3 a V v rezonátoru R1 a odpovídající simulace. Poté jsou předloženy naměřené a simulované závislosti vedoucí k optimalizaci sestaveného L-1938 včetně jeho chlazení. Nakonec jsou prezentována výstupní spektra signálů z rezonátorů R1, R2 a kvalita svazku L-1938. Diferenciální účinnosti uvedené v grafech níže jsou vztažené ke vstupnímu čerpání, ovšem hodnoty v závorkách jsou vztažené k absorbovanému čerpání, není-li vyznačeno jinak.

Protože dále následují také výstupy sestaveného modelu TDFL, ze všeho nejdříve uveďme jeho vstupy. Protože hlavním cílem modelu je optimalizace laseru a v experimentu byl optimalizován L-1938 s vláknem V, vstupní parametry modelu kopírují jeho parametry, není-li uvedeno jinak. Tedy čerpací, resp. generovaná vlnová délka je 790 nm, resp. 1938 nm, $N_{tot}^{Tm} = 4,7 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$, fluorescenční doba života iontu na hladině 1, resp. 3 je 603 μs , resp. 20,6 μs , průměr jádra činí 6 μm . Překryv signálu s dopovanou oblastí byl nastaven na $\Gamma_s = 1$. Překryv čerpání s dopovanou oblastí byl pro vlákno V zkalibrován na základě měření podílu prošlého podprahového čerpání vláknem V v závislosti na délce vlákna. Hodnota $\Gamma_p = 0,005$ byla zvolena tak, aby průběh čerpání podél vlákna co nejlépe prokládal naměřené body, jak je vidět na obr. 23.

Překryv $\Gamma_p = 0,005$ je menší než poměr průřezů pláště a jádra s hodnotou 0,0083, k níž by se měl Γ_p ideálně blížit. Znamená to, že i přes nekruhový průřez vnitřního pláště a podélný zkrut a přítomnost pedestalu není účinnost absorpce čerpání zcela optimální a čerpání se nešíří pláštěm zcela chaoticky. Nicméně překryv je ideální hodnotě blízký a útlum čerpání podél vlákna je exponenciální bez známky saturace, čili dochází k účinnému promíchávání čerpacích vidů.

Nyní již k chladicím experimentům. Z grafu na obr. 24 je zřejmé, že TDFL s vláknem 1 v uspořádání R1, který generoval záření o vlnové délce okolo 2000 nm, pracuje až o 12 % účinněji, je-li vlákno chlazeno těsným kontaktem s kovovým chladičem z horní i dolní strany, než když je cívka volně položena na optickém stole. Menší rozdíl mezi SE_{in} a SE_{abs} při účinnějším odvodu tepla napovídá, že se větší podíl vstupního čerpání absorbuje v TDF. To je v souladu s poklesem absorpčního účinného průřezu na vlnové délce 790 nm na obr. 2.

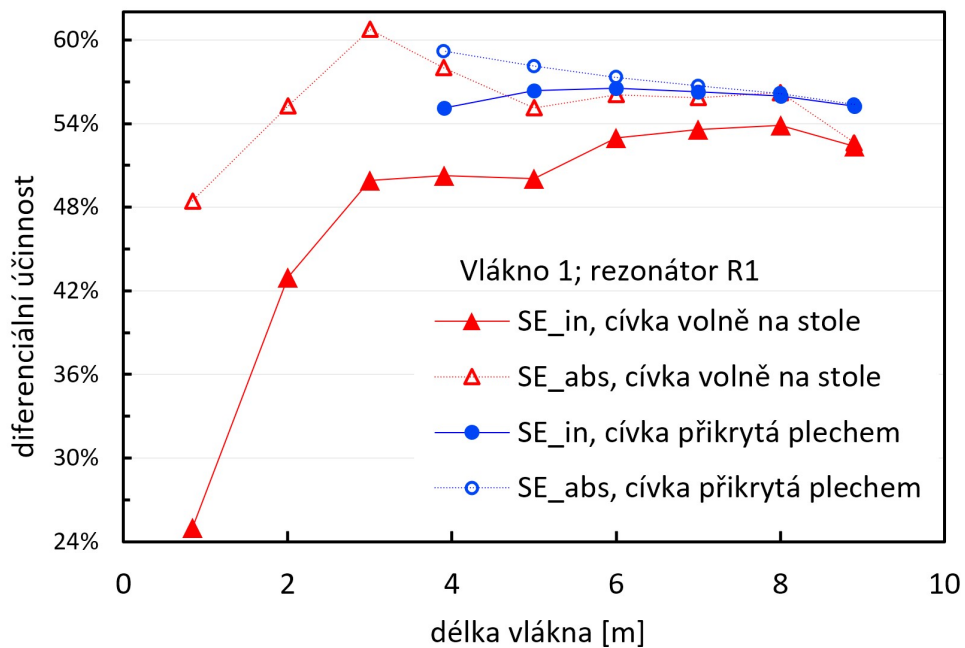
Podobný trend pokračuje na obr. 25, kde je zaznamenáno zvýšení SE_{in} o 5, resp. 7 procent v případě chlazení vlákna 1, resp. 2 v uspořádání R1, pokud byla vlákna chlazená ponořením do ledové slané vody, ve srovnání s odvodem tepla okolním vzduchem.



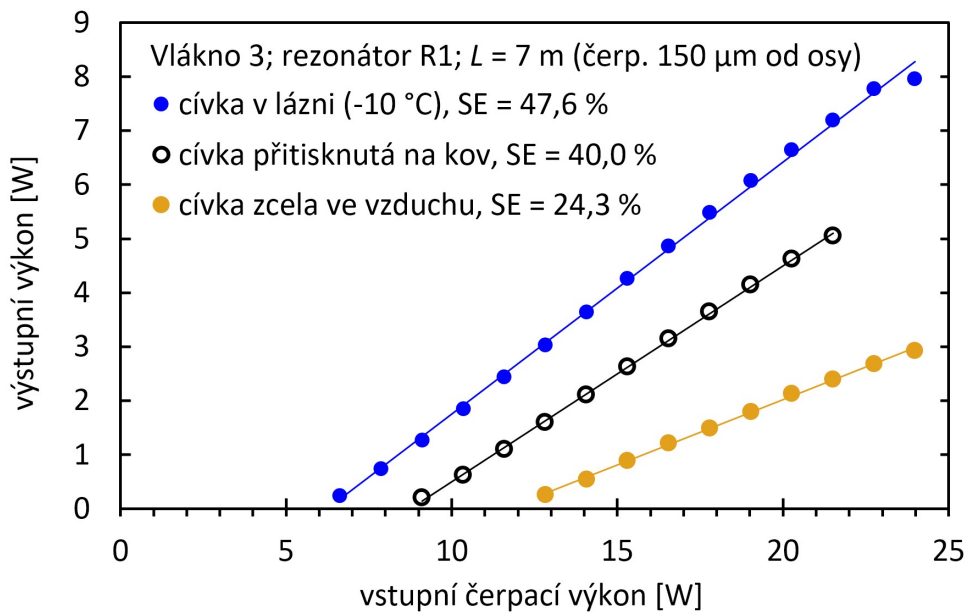
Obrázek 23: Naměřená a simulovaná závislost podílu čerpání prošílého vláknem V v závislosti na jeho délce s účelem kalibrace faktoru překryvu čerpání s jádrem Γ_p . Pro hodnotu $\Gamma_p = 0.005$ simulace téměř dokonale prokládá naměřené body, proto je pro simulaci vlákna V dále používána.

Patrné je zde také chlazením indukované snížení prahu dané snížením ztrát díky nižšímu absorpčnímu a vyššímu emisnímu účinnému průřezu TDF na vlnové délce signálu.

Ještě podstatně výraznějšího zvýšení SE_{in} a snížení Th v důsledku účinnějšího chlazení bylo dosaženo v laseru s uspořádáním R1 s vláknem 3. Toto vlákno má větší průměr jádra, výrazně větší tloušťku křemenného pláště a zejména výrazně větší tloušťku polymerního pláště, přičemž tepelná vodivost křemenného pláště je $1,38 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ a polymeru pouze $0,18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Polymerní povlak tedy působí jako tepelná izolace a jádro se může kvůli jeho tloušťce silně zahřívat. Zvýšené zahřívání je zde navíc způsobeno příliš nízkými koncentracemi dopantů v jádře a nevhodným tvarem koncentračního profilu, což silně omezuje účinnost křížové relaxace a v důsledku dosažitelnou účinnost laseru, resp. silnější generaci odpadního tepla.

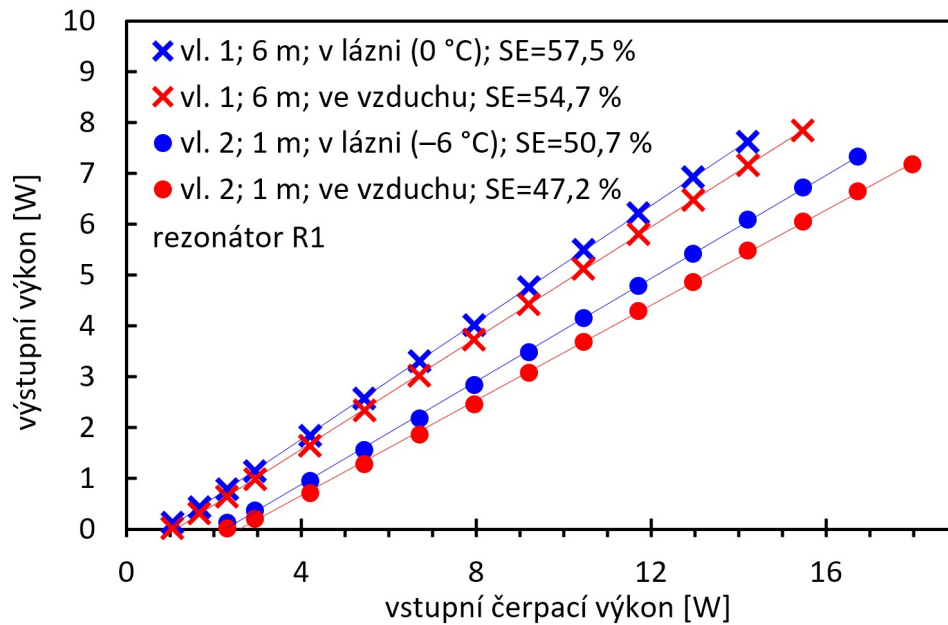


Obrázek 24: Srovnání závislosti $SE(L)$ pro TDFL s vláknem 1 v rezonátoru R1 při odvodu tepla kontaktem s optickým stolem a pro zvýšení odvodu tepla navíc přiklopením cívky shora 5mm hliníkovými plechy.

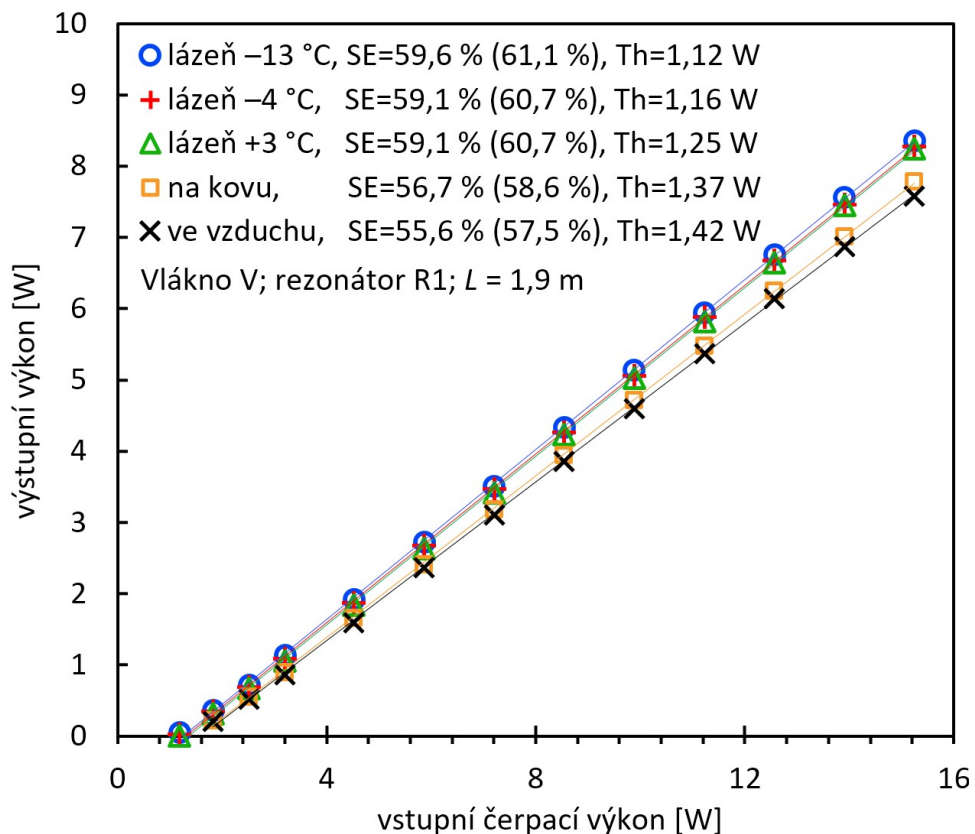


Obrázek 26: Závislosti P_s^{out} (P_p^{in}) pro vlákno 3 v rezonátoru R1 chlazené ponořením do chladné slané vody, kontaktem s optickým stolem nebo pouze vzduchem. Z důvodu velkého průměru jádra a dostatečně velkého průměru vnitřního pláště byl čerpací svazek fokusován záměrně mimo jádro, aby se čerpání absorbovalo podél vlákna rovnoměrněji.

Pro laser s vláknem V v rezonátoru R1 je opět naměřená rostoucí tendence účinnosti a klesající tendence prahu při zvyšování účinnosti chlazení, resp. s nižší teplotou povrchu vlákna, viz obr 27.



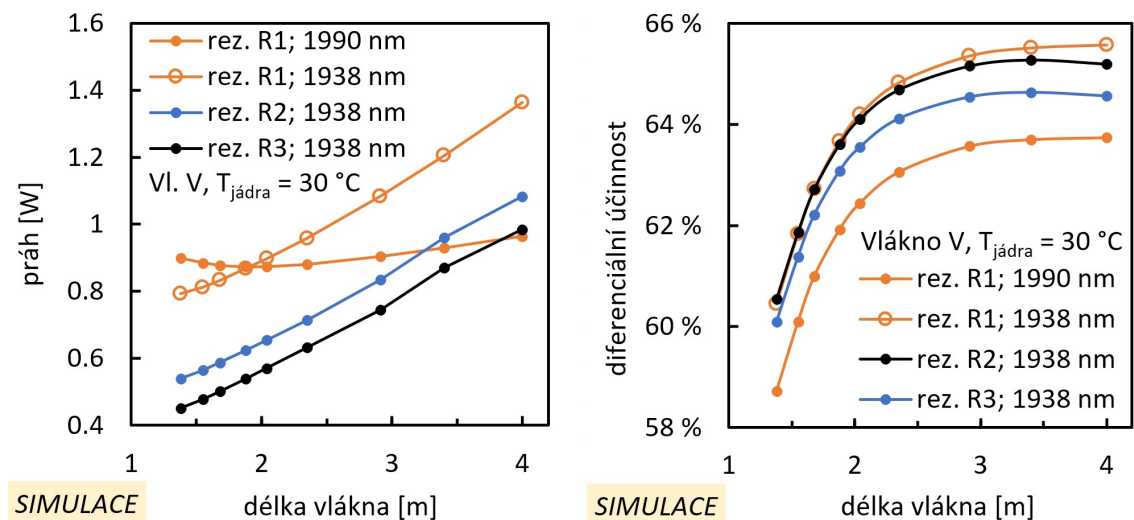
Obrázek 25: Závislosti P_s^{out} (P_p^{in}) pro TDFL s vlákny 1 a 2 v rezonátoru R1 chlazenými ponořením do chladné slané vody nebo chlazená pouze vzduchem. Vlákna jsou ve zhruba optimálních délkách a lasery generují zhruba na 2040 nm (vlákno 1) a 1980 nm (vlákno 2).



Obrázek 27: Závislosti P_s^{out} (P_p^{in}) pro vlákno V dlouhé 1,9 m v rezonátoru R1 pro různé způsoby chlazení. Trendově obdobné hodnoty v závislosti na způsobu chlazení byly změřeny i při délce 1,58 m. Jedná se o lehce suboptimální délku, delší vlákno by pravděpodobně vedlo k nepatrně vyšší účinnosti.

Dosud se všechny výsledky týkaly chlazení různých vláken v laserového uspořádání R1. Posuňme se nyní k optimalizaci laseru L-1938 z hlediska nalezení optimální délky vlákna, volby rezonátoru a způsobu chlazení.

Výsledky simulací na obr. 28 vlevo dle očekávání ukazují, že při dané vlnové délce signálu roste práh jednak s délkou vlákna (prodloužením vlákna přibývá do rezonátoru úsek, který má před dostatečným načerpáním záporný zisk, resp. přibývá iontů, které je nutné načerpat), jednak s klesajícími odrazivostmi zrcadel (transmitance zrcadel představují pro rezonátor ztráty). V případě, že laser s rezonátorem R1 generuje na vlnové délce ≈ 1990 nm, což je experimentálně pozorováno (viz obr. 40), závislost $Th(L)$ je výrazně plošší, neboť s rostoucí vlnovou délkou signálu výrazně klesá absorpční účinný průřez, jež snižuje zisk. V tomto případě lze také zřetelněji vidět, že se zkracování délky vlákna pod 2 m zvyšuje práh, neboť zkrácením silně načerpaného úseku vlákna se snižuje zisk. V případě délky vlákna $> 2,5$ m, potřebné pro dostatečnou absorpci čerpání a vysokou účinnost, je tedy pro dosažení nižšího prahu vhodnější delší vlnová délka signálu.

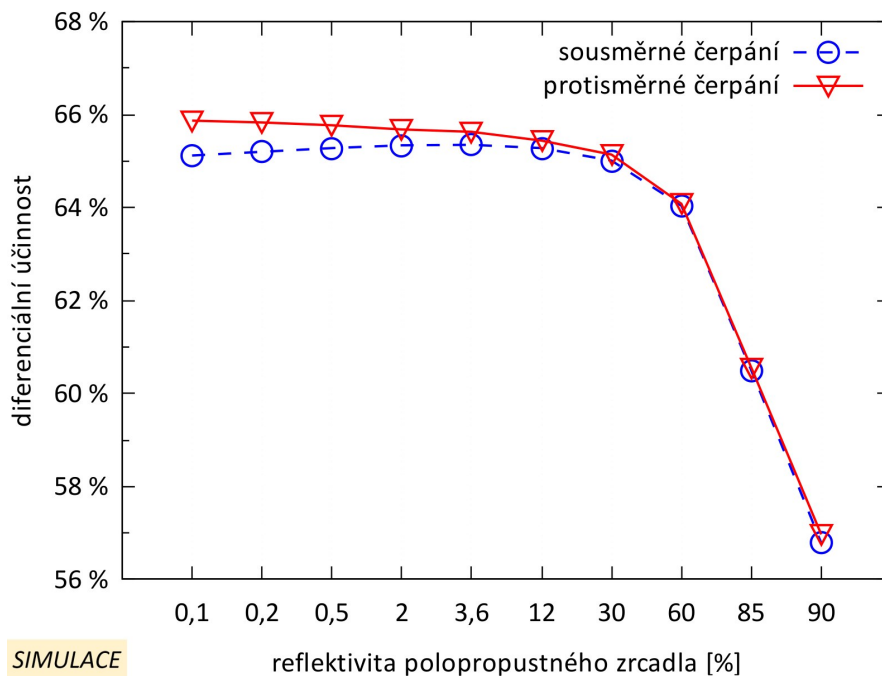


Obrázek 28: Simulace závislostí $Th(L)$ a $SE_{in}(L)$ pro laser s vláknem V ve třech známých variantách R1, R2, R3 a navíc s rezonátorem R1, v němž je však vynucená generace na vlnové délce 1938 nm. Simulace počítá s 1% ztrátou signálu na uvažovaných svárech s FBG.

Pomocí obr. 28 vpravo lze určit optimální délku vlákna odpovídající maximu křivek účinností (prodloužením vlákna nad 4 m by již účinnost nerostla, neboť veškeré čerpání je již při 4 m absorbováno). Optimální délka se příliš neliší v závislosti na volbě rezonátoru ani na vlnové délce generovaného signálu, což dovoluje porovnávat jednotlivé rezonátory při jedné zvolené délce vlákna. Je vidět, že ze tří experimentálně testovaných rezonátorů (v grafu křivky s vyplněnými body) lze při teplotě jádra 30 °C dosáhnout nejvyšší účinnosti s rezonátorem R2, a to 65%. Pokud by však bylo možné donutit TDFL v rezonátoru R1 ke generaci na vlnové délce 1938 nm, mělo by být možné dosáhnout ještě o chlup vyšší účinnosti. Naopak generuje-li TDFL s rezonátorem R1 na ≈ 1990 nm, jak bylo

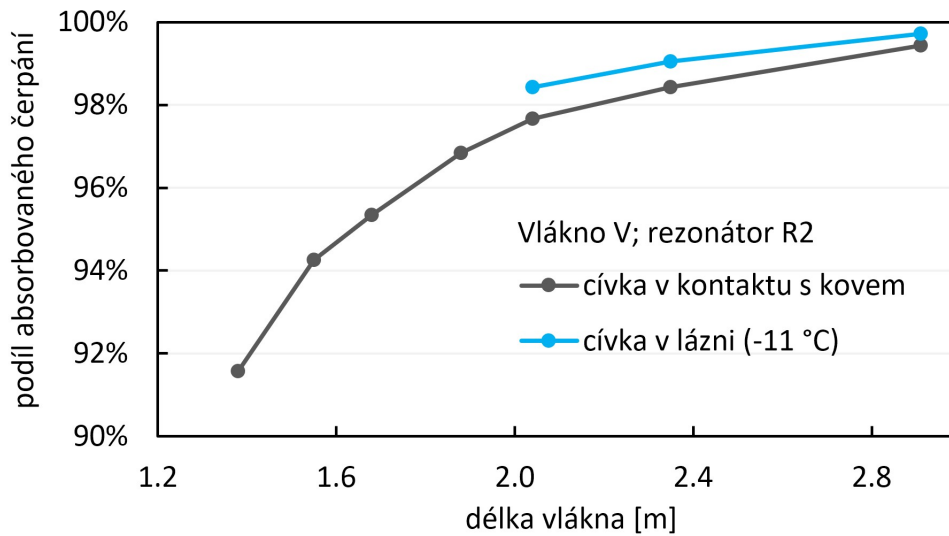
pozorováno v experimentech (viz obr. 40), účinnost je o 2 procentní body nižší kvůli většímu kvantovému defektu. Podle této simulace to vypadá, že optimální rezonátor je R2.

Detailnější pohled na optimalizaci odrazivostí zrcadel rezonátoru nabízí obr. 29. Jedná se o simulaci SE_{in} za předpokladu 100% odrazivosti jednoho zrcadla a proměnné odrazivosti zrcadla druhého. Účinnost se téměř nemění v rozsahu odrazivosti 0.1 %–30 % a pro vyšší odrazivosti klesá. V případě protisměrného čerpání, které nebylo experimentálně testováno, by mělo být možné dosáhnout lehce vyšší účinnosti, nicméně v případě použití slučovače čerpání a signálu by navýšení bylo smazáno ztrátou signálu na tomto prvku. Graf potvrzuje, že optimální rezonátor je R2, neboť maximum SE_{in} pro sousměrné čerpání nastává právě okolo 3,6%. Současně díky ploché charakteristice pro odrazivost $< 30\%$ potvrzuje tvrzení v části 1.6, že ve vláknových laserech není optimalizace odrazivosti díky vysokému zisku kritická.



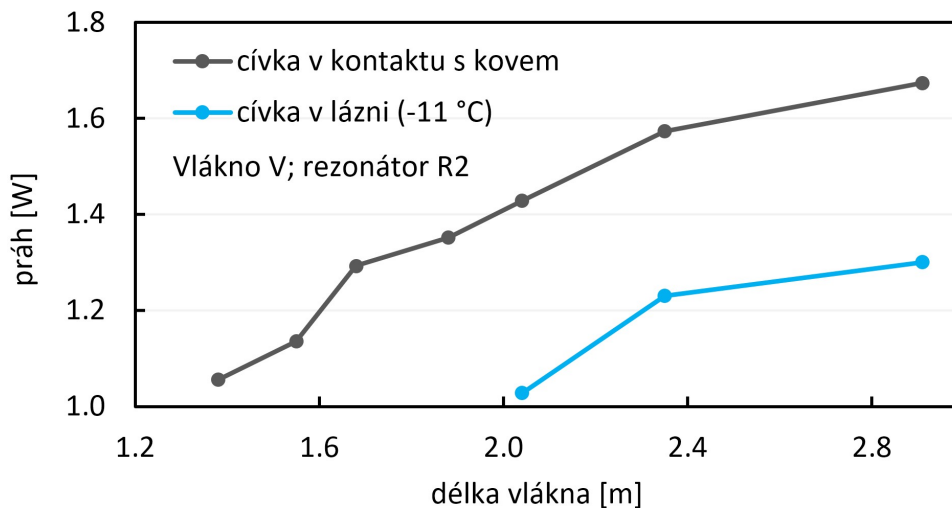
Obrázek 29: Propočítání diferenciální účinnosti modelu laseru L-1938 s $L = 3,4$ m při teplotě jádra $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla při uvažování 100% reflektivity zrcadla druhého. V případě sousměrného čerpání vystupuje signál z rezonátoru ve směru souhlasným s šířením čerpání, v protisměrném čerpání vychází signál na straně vlákna, odkud přichází čerpání.

Další tři grafy znázorňují experimentální hledání optimální délky TDF, potažmo ověřování simulací. V souladu se simulací (díky kalibraci Γ_p) překonává podíl absorbovaného čerpání v TDF hranici 99 % na zhruba 2,5 metrech délky vlákna, přičemž s nižší teplotou vlákna je absorpce vyšší kvůli vyššímu absorpčnímu účinnému průřezu, viz obr. 31.



Obrázek 30: Naměřená závislost $P_p^{abs}(L)$ podílu absorbovaného čerpání, které vstoupilo do TDF, na jeho délce v rámci optimalizace laseru L-1938 v rezonátoru R2 pro dvě varianty chlazení vláknové cívky.

Měření prahu v závislosti na délce vlákna na obr. 31 je trendově v souladu se simulací (obr. 28, nicméně úroveň prahu byla ve srovnání se simulací naměřena asi dvojnásobná. S nižší teplotou je práh nižší kvůli nižšímu absorpčnímu průřezu pro generované záření.

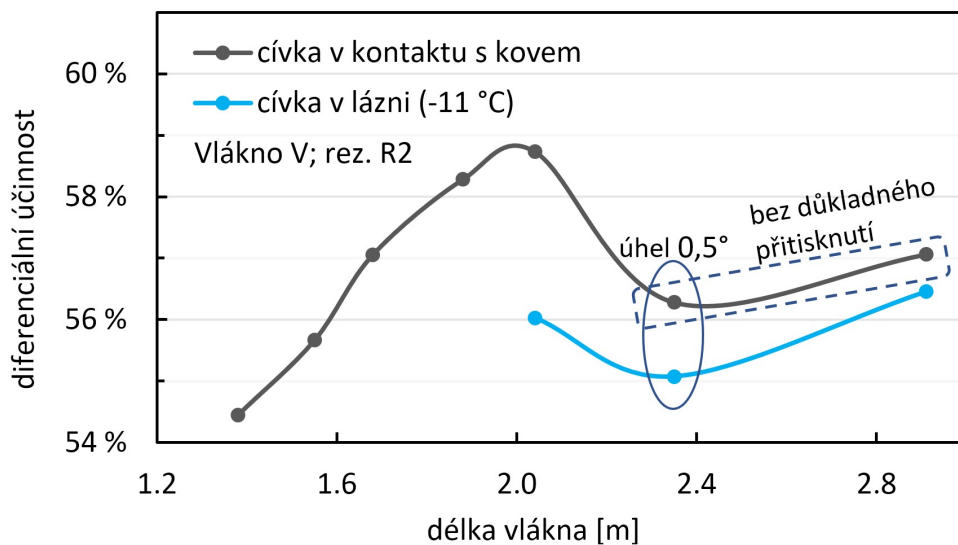


Obrázek 31: Naměřená závislost $Th(L)$ v rámci optimalizace laseru L-1938 v rezonátoru R2 pro dvě varianty chlazení vláknové cívky.

Na obr. 32 jsou výsledky měření $SE_{in}(L)$, které by mělo experimentálně reprodukovat simulovanou křivku z obr. 28 vpravo. Pokud si odmyslíme chybu měření způsobenou

nedokonalým přitisknutím⁸ vlákna k chladiči a relativně velkým úhlem lomu u vyznačených délek vlákna, má závislost stejný charakter jako na obr. 28. Hodnoty účinností jsou však asi o pět procentních bodů nižší, což je dáno zejména asi 5,5% ztrátou vstupního čerpání na sváru mezi HR FBG a na samotné HR FBG, což jsou ztráty uvnitř rezonátoru, s nimiž model nepočítá. Na základě grafů 28 a 32 bylo odhadnuto, že délka TDF, s níž bude L-1938 pracovat nejúčinněji, je zhruba 2,8 m. Účinnějším chlazením vlákna se zde, v rezonátoru R2, snižuje účinnost laseru, což je opačný efekt, než byl pozorován s vlákny v rezonátoru R1.

32



Obrázek 32: Naměřená závislost $SE_{in}(L)$ v rámci optimalizace laseru L-1938 v rezonátoru R2 pro dvě varianty chlazení vláknové cívky. Závislost bohužel trpí chybou měření způsobenou nekonzistentní účinností chlazení nebo příliš vysokým úhlem lomu výstupního konce vlákna.

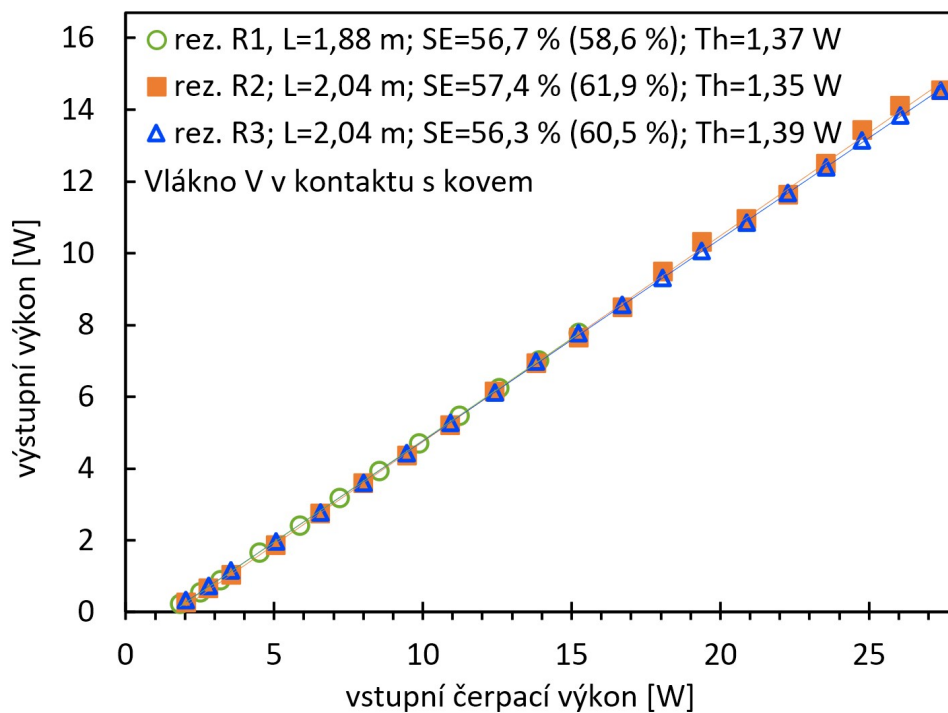
Jakkoli ze simulací plyne, že rezonátor R2 je pro vlákno V optimální volbou, byla tato skutečnost ověřena experimentálně. Na obr. 33, resp 34 jsou naměřené výstupní charakteristiky TDFL v rezonátorech R1, R2 a R3 s délkou vlákna ≈ 2 m, resp. $\approx 1,65$ m. V obou případech byla nejvyšší účinnost s rezonátorem R2. Svár mezi HR FBG a TDF je ve všech případech stejný, ovšem svár mezi TDF a výstupní FBG je pochopitelně pro každou délku vlákna unikátní. Právě za nekvalitním svárem je pravděpodobně třeba hledat důvod tak výrazně nižší účinnosti s R3 ve srovnání s R2 na obr. 34. Ztrátám na svárech s mřížkami se lze kompletně vyhnout, je-li možné zapsat FBG přímo do aktivního vlákna, což je kvůli dostupnosti technologie pro zápis mřížek vzácné.

Reálné ztráty signálu na svárech v rezonátoru (jež jsou téměř určitě vyšší než

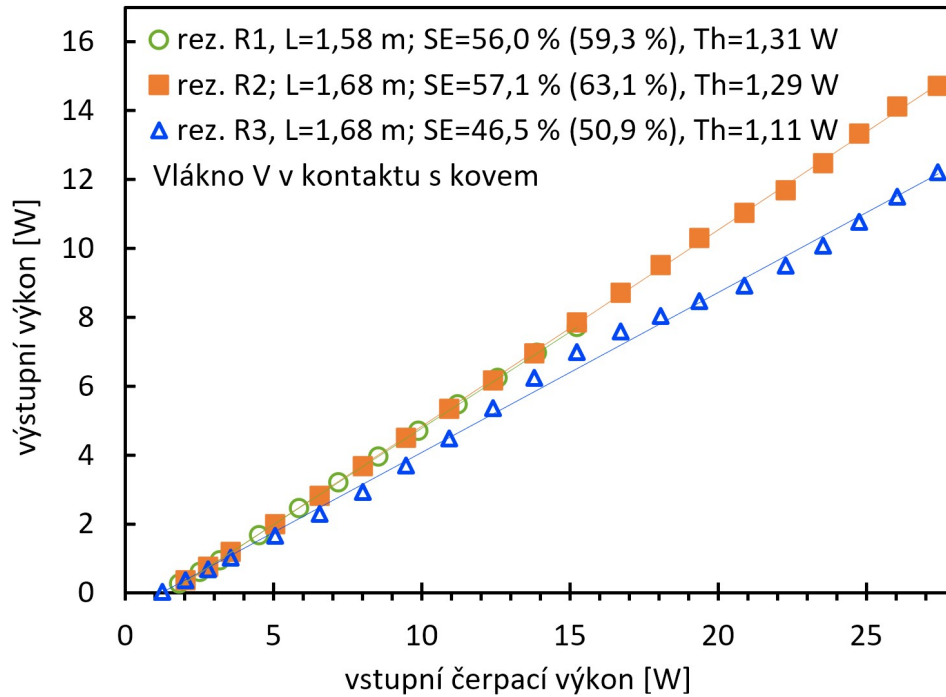
⁸V době měření této závislosti ještě nebyl znám dopad, jaký má na účinnost dokonalost kontaktu vlákna s chladičem. V případě stejně důkladného přitisknutí vlákna k chladiči jako u kratších délek vlákna by SE_{in} velmi pravděpodobně pro délky 2,35 m a 2,92 m převyšovala hodnoty pro ostatní délky.

odvozené podle (27)) lze jen obtížně měřit, protože TDF je dvouplášťové a signál vyvázaný z jádra se dále šíří pláštěm a detektor by jej tedy změřil, přitom jeho velká část se nenaváže zpět do jádra a představuje tak ztrátu. Náš hrubý odhad ztráty signálu na velmi vydařeném sváru se pohybuje kolem 1–2 % [52, s. 235].

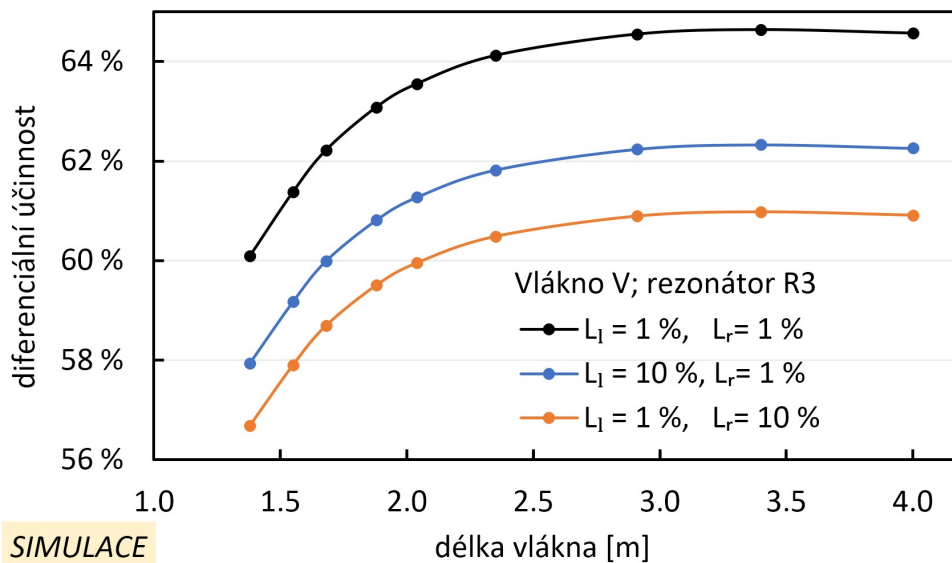
I případ ztrátového sváru lze pomocí modelu nasimulovat – viz obr. 35, z něhož je patrné, že svár s 5% ztrátou pro průchod signálu uvnitř rezonátoru na konci TDF působí snížení SE o více než dva procentní body, je-li na straně HR FBG, a o téměř 4 procentní body, je-li na výstupní straně laseru. Na výstupní straně se totiž kromě rezonátorové ztráty započítává 5% ztráta signálu při výstupu z rezonátoru. Vzhledem k tomu, že při 10 % ztrátě na levém zrcadle dochází k < 4% snížení výstupního výkonu, simulace potvrzuje, že v silně ziskovém prostředí s velkou propustností výstupního zrcadla nejsou ztráty v rezonátoru tak kritické [94].



Obrázek 33: Srovnání naměřených závislostí P_s^{out} (P_p^{in}) pro TDFL podle použitého rezonátoru s vláknem V dlouhým ≈ 2 m.



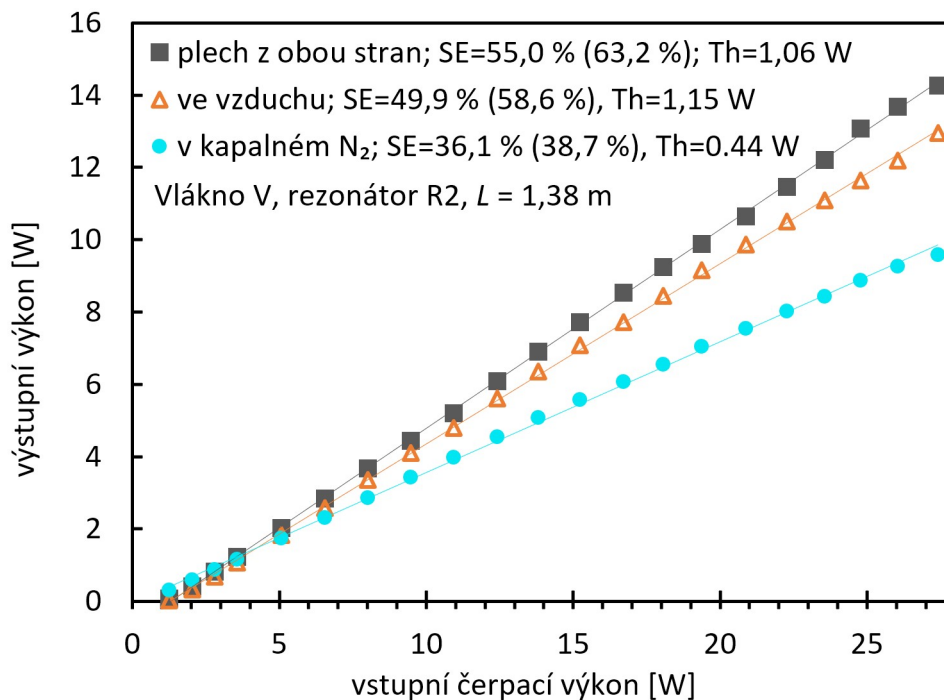
Obrázek 34: Srovnání naměřených závislostí P_s^{out} (P_p^{in}) pro TDFL podle použitého rezonátoru s vláknem V dlouhým $\approx 1,65$ m.



Obrázek 35: Simulace závislosti $SE_{in}(L)$ pro L-1938 s rezonátorem R3 se ztrátovým svárem při teplotě jádra $30 \text{ }^\circ\text{C}$. Obrázek srovnává případ sváru se ztrátou 5% pro signál na levé straně rezonátoru ($L_L = 2 \times 5 \%$), resp. na pravé straně ($L_R = 2 \times 5 \%$, $L_R^{out} = 5 \%$), tj. desetiprocentní ztrátou připadající na odraz od mřížky a pětiprocentní ztrátu signálu při výstupu skrz ztrátový svár. V ostatních případech je uvažována ztráta sváru 1% jakožto dolní odhad ztráty na zdařilém sváru. *Malá písmena v dolních indexech v legendě by správně měla být velká.*

O vhodné délce vlákna a vhodném rezonátoru pro L-1938 je rozhodnuto. Jak ale

laser chladit nebo při jaké teplotě je optimální udržovat vlákno? Z grafů 24, 25, 26 a 27 vyplynulo, že v rezonátoru R1 platí pro účinnost „čím nižší teplota vlákna, tím lépe“. Z grafu 32 pro rezonátor R2 to vypadá spíše opačně. Další měření efektu chlazení na výstupní charakteristiky pro L-1938 v R2 je na obr. 36. Opět univerzálně platí, že s nižší teplotou jádra klesá práh, v případě extrémního chlazení kapalným dusíkem o teplotě $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ velmi výrazně. Podobně výrazně však v případě ponoření cívky v kapalném dusíku klesá i SE_{in} .

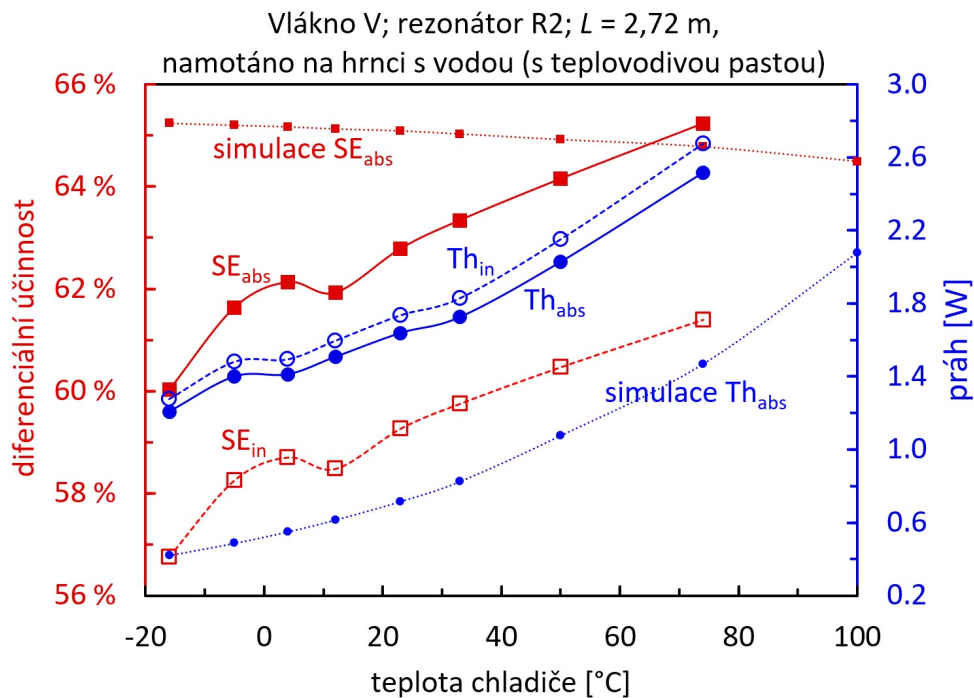


Obrázek 36: Změřené závislosti P_s^{out} (P_p^{in}) pro L-1938 s vláknem V v suboptimální délce v rezonátoru R2 pro tři metody chlazení vlákna. V případě zalití kapalným dusíkem nebylo vlákno ponořeno zdaleka celé.

Účinnost TDFL při imerzi vlákna do vodní nebo dusíkové lázně by *hypoteticky* mohla být ovlivněna difúzí molekul lázně skrz polymerní plášť. Pro eliminaci tohoto vlivu a zejména pro praktickou použitelnost chladicí metody⁹ byla nakonec teplota povrchu vlákna stabilizována omotáním vlákna kolem hrnce s vodou na vrstvě teplovodivé pasty (při teplotě pod rosným bodem však na vlákně přesto kondenzuje voda). Naměřená závislost účinnosti a prahu L-1938 v rezonátoru R2 na teplotě vody v hrnci je na obr. 37. Opět pozorujeme opačný trend ve srovnání s TDFL v rezonátoru R1, neboť účinnost s teplotou vlákna roste. S teplotou opět roste práh kvůli vyššímu absorpčnímu a nižšímu emisnímu

⁹V hotovém laserovém zařízení s L-1938 by mohlo být vlákno navinuto s teplovodivou pastou na obvod plochého duralového válce, jehož teplota by byla stabilizována termoelektrickými chladiči (které v době experimentu nebyly k dispozici), ovšem z pohledu vlákna je experiment s hrncem s vodou s takovým řešením ekvivalentní.

účinnému průřezu na signálové vlnové délce. Teplota vody nebyla dále zvyšována nad 74 °C, aby nedošlo k poškození polymerního pláště.



Obrázek 37: Naměřené (velké značky) závislosti $SE_{in}(T_v)$, $SE_{abs}(T_v)$ (červeně) a závislosti $Th_{in}(T_v)$, $Th_{abs}(T_v)$ (modře) laseru L-1938 pro teplotu T_v slané vody uvnitř hrnce, na němž bylo na vrstvě teplovodivé pasty smotáno aktivní vlákno. V grafu jsou také simulované závislosti $SE_{abs}(T)$ a $Th_{abs}(T)$ pro teplotu jádra T , resp. chladiče při zanedbání rozdílu jejich teplot.

Na témž obrázku jsou vyneseny také simulace odpovídající popsanému měření s tím rozdílem, že teplota jádra byla v experimentu jistě vyšší než teplota chladiče, zatímco v simulace proběhla za předpokladu shody teploty jádra a chladiče, tzn. teplota jádra je podhodnocená. Teplotní nesoulad do jisté míry vysvětluje výrazně vyšší práh oproti simulaci, což bylo pozorováno již při srovnání obr. 28 a 31. Druhý důvod nízkého prahu vycházejícího ze simulací je možné hledat v účinných průřezích používaných v modelu. Jednak byly tyto naměřeny pro jiné TDF s nižší koncentrací dopantů [25], jednak bylo měření absorpčního průřezu pro vlnové délky > 1900 nm z důvodu citlivosti analyzátoru na okraji spektrálního rozsahu nepřilížitě přesné, skutečné hodnoty mohou být vyšší. Trendově stejná závislost SE_{abs} a Th_{abs} byla nasimulována pro rezonátor R1.

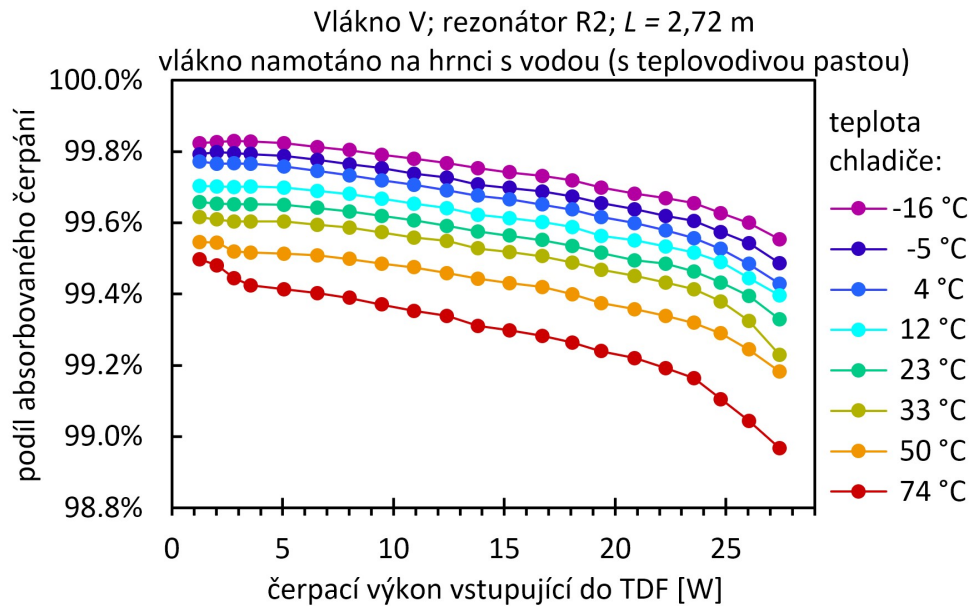
Proč naměřená účinnost s teplotou roste, zatímco simulace vykazuje mírný pokles účinnosti s rostoucí teplotou? Sestavený model TDFL nezohledňuje jeden klíčový faktor, kterým je závislost koeficientů meziiontových energetických přenosů $k_{jk\bar{jk}}$. Bez uvažování teplotní závislosti $k_{jk\bar{jk}}$ se s teplotou mění jen účinné průřezy. Výsledky simulací pak dávají smysl, neboť s rostoucí teplotou vlákna roste $\sigma_a(\lambda_s)$ a klesá $\sigma_e(\lambda_s)$ pro vlnovou délku signálu λ_s , což zvyšuje reabsorpci a snižuje zisk, tj. vede ke ztrátám z důvodu

četnější ETU, nežádivé deexcitace nebo spontánní emise z horní laserové hladiny.

Protože CR (příp. ETU) popsaná koeficienty $k_{jk\bar{jk}}$ stojí za potenciálním zdvojnásobením účinnosti a protože koeficienty jsou teplotně závislé, je zcela očekávatelné, že při zanedbání jejich teplotní závislosti se výpočet $SE(T)$ neshoduje s experimentem. Protože četnost jevů CR a ETU, jichž se účastní fonony, roste s teplotou [140, 141], měla by z pohledu účinnosti CR (která je dominantní vůči ETU) s teplotou vlákna stoupat i účinnost laseru, pokud ovšem nepřeváží efekt popsáný v předchozím odstavci.

Zůstává jen otázkou, účinnost s teplotou v rezonátoru R1 klesá, zatímco pro stejné vlákno v rezonátoru R2 roste, přitom dle modelu při zanedbání $k_{jk\bar{jk}}(T)$ v obou případech s teplotou účinnost klesá. Právě kvůli výsledku simulací nehledáme příčinu v rozdílných generovaných vlnových délkách. Výrazně odlišné rezonátory však při stejném čerpání implikují rozdílné obsazení hladiny $N1$ a kvůli ETU i hladiny $N2$ (potvrzeno modelováním). Rozdílné obsazení hladin může vést výrazné změně (četnosti) efektů, z nichž některé model vůbec neuvažuje, jako je ESA a vůbec libovolné hladiny nad ${}^3\text{H}_4$ (nechlazený čerpací konec vlákna kupř. silně modře fluoreskoval kvůli spontánní emisi z hladiny ${}^1\text{G}_4$), dvoufotonový přechod na vyšší hladinu [28] nebo poměr pravděpodobností jevů CR1, CR2, ETU1, ETU2, z nichž některé jsou endotermní a jiné exotermní. Pro plné pochopení závislosti všech jevů na teplotě by byla zapotřebí řada měření a rozšíření modelu o tyto jevy. Přinejmenším však teplotní závislost koeficientů $k_{jk\bar{jk}}$ lze určit měření fluorescenčních dob několika přechodů při čerpání na různé energetické hladiny Tm^{3+} .

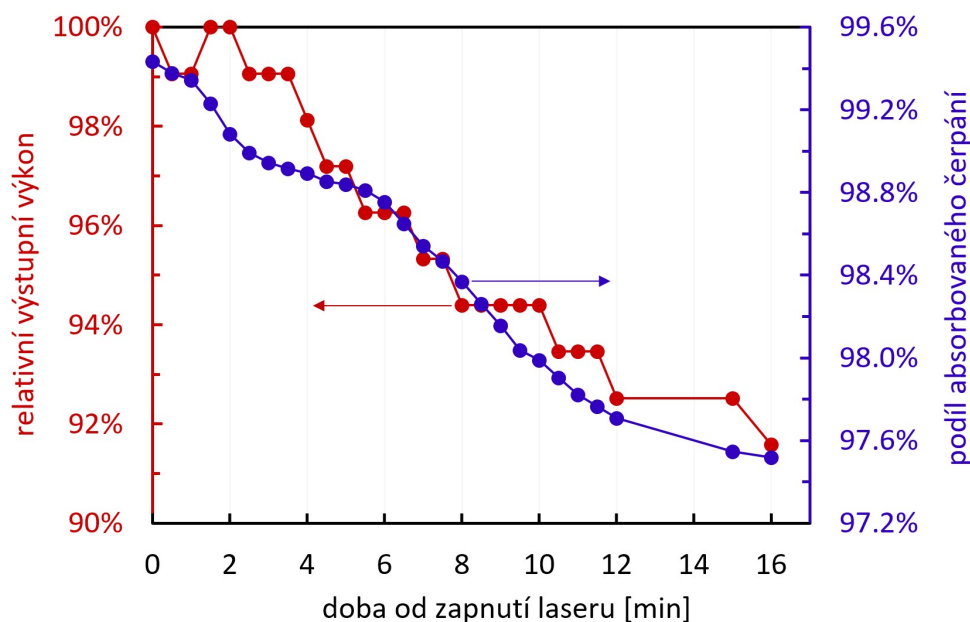
Z obrázku 38 je zřejmé, že délka vlákna 2,72 m je dostatečná, neboť se v něm absorbuje zhruba 99,6 % čerpání. Takto vysoká hodnota $P_p^{\%abs}$ odpovídající optimální délce TDF značí, že vlákno poskytuje zisk i při velmi slabé intenzitě čerpání na konci vlákna navzdory relativně vysokému absorpčnímu účinnému průřezu na 1938 nm. Ve srovnání s mnoha v literatuře popsány TDFL (např. [77, 142]) tedy dochází k úspoře čerpací energie a rozdíl mezi SE_{in} a SE_{abs} je velmi nízký. S rostoucí teplotou jádra přirozeně méně kvůli sníženému absorpčnímu průřezu pro čerpání. Pozoruhodný je však pokles absorpce čerpání s rostoucím výkonem. Nabízí se logické zdůvodnění známým jevem *saturation čerpání, vybělování vlákna* nebo zkrátka vláknem fungujícím jako *saturovatelný absorbér*, kdy velmi intenzivní čerpací svazek v aktivním vlákně výrazně navýší populaci čerpací hladiny (zde N_3) na úkor populace základní hladiny N_0 , tj. na hladině N_0 je pak méně iontů pro absorpci čerpání a čerpání se podél vlákna absorbuje pomaleji [143]. S vybělováním vlákna se sice vláknové lasery běžně potýkají [143], ovšem model laseru L-1938 vykazuje tento jev až při $P_p^{in} > 100 \text{ W}$, neboť pro menší čerpání je střední relativní obsazení čerpací hladiny $< 2 \%$ (střední obsazení horní laserové hladiny se pohybuje téměř nezávisle na čerpacím výkonu mezi 1 a 2 procenty). K vybělování vlákna zde tedy prakticky nedochází.



Obrázek 38: Naměřené závislosti $P_p^{%abs}(P_p^{inTDF})$ pro L-1938 délkou vlákna 2,72 m při různých teplotách chladiče, resp. povrchu vlákna.

Nejpravděpodobnější vysvětlení poklesu absorpce čerpání s čerpacím výkonem nesouvisí s aktivním prostředím – jak bylo uvedeno, vlnová délka čerpání se posouvá s teplotou LD o $0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [132]. Teplota jedné strany šasi čerpací diody by sice měla být stabilizovaná na $25 \text{ }^\circ\text{C}$ termoelektrickým chladičem, nicméně jednak byla termokamerou naměřena teplota opačné strany šasi přes $40 \text{ }^\circ\text{C}$, jednak už měření spektra LD na obr. 17 napovídá, že s vyšším čerpacím výkonem se vlnová délka záření zvyšuje (totéž sledovali Moulton et. al. u jejich 300W TDFL s $SE_{abs} = 71,7\%$ [74] nebo Frith et. al. [142]). Absorpční průřez TDF na obr. 2 přitom má maximum při 788 nm a s růstem vlnové délky čerpání $> 790 \text{ nm}$ tedy klesá. Kromě toho měření jednotlivých bodů na obr. 38 probíhalo v relativně rychlém sledu ($\approx 10 \text{ s}$ pro jednotlivé P_p^{in}) a chladič diody tedy nemusel stíhat včas reagovat.

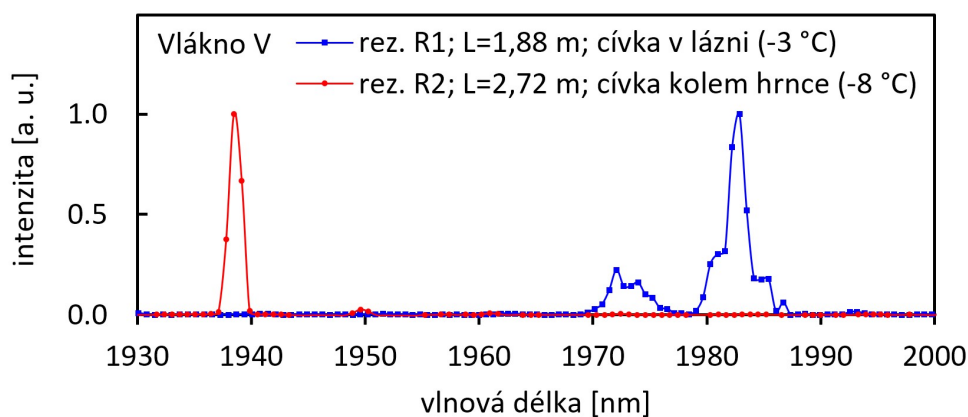
Nedostatečné chlazení čerpací diody vysvětluje kromě poklesu absorpce čerpání částečně také pokles P_s^{out} laseru L-1938 po zapnutí čerpání na maximální výkon, který je zaznamenán na obr. 39. Po šestnácti minutách od zapnutí klesl $P_p^{%abs}$ o $1,9\%$, zatímco P_s^{out} za stejnou dobu klesl o $8,5\%$, přitom podle modelu by měl být relativní pokles signálu stejný jako relativní pokles absorbovaného čerpání. Výstupní výkon čerpací diody v čase po dobu několika minut neklesá. TDF přitom bylo chlazené na hrnci s teplovodivou pastou, v němž se voda během celého měření ohřála zcela zanedbatelně z $23 \text{ }^\circ\text{C}$ na $24 \text{ }^\circ\text{C}$ a povrch vlákna tak musel mít prakticky konstantní teplotu. Pokles výstupního výkonu je pozorovaný jen v blízkosti horního limitu výkonu čerpací diody. Po restartu laser generuje opět původní hodnotu výkonu.



Obrázek 39: Měření časové stability výstupního výkonu laseru L-1938 (červené body) v rezonátoru R2 a podílu absorbovaného čerpání v TDF (modré body), které proběhlo při maximálním čerpacím výkonu s vláknem smotaným kolem hrnce s vodou o teplotě 24 °C.

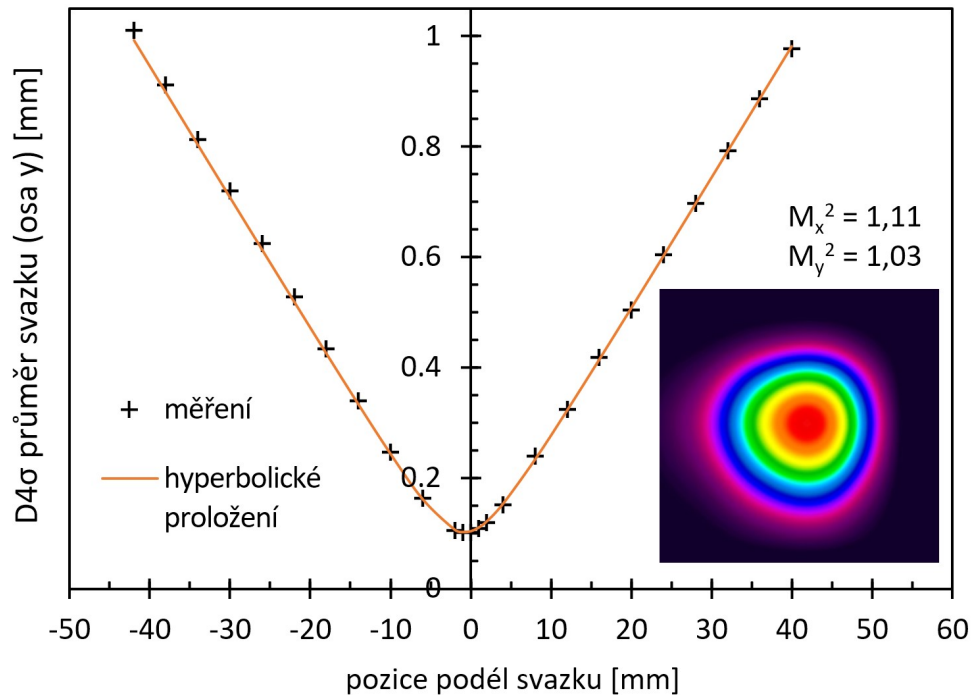
Jevu byla věnována pozornost až k závěru všech experimentů. Také proto příčina tak výrazného poklesu výkonu není zcela objasněna, avšak protože se projevuje v řádu minut, nejspíš bude souviset se zahříváním některé části laseru. Časová stabilita výkonu LD nebyla měřena dostatečně dlouho pro úplné vyloučení poklesu jejího výkonu a proto bude stabilita teploty, vlnové délky i výkonu LD brzy ověřována.

Pro srovnání je na obr. 40 spektra sestavených laserů s vláknem V v rezonátoru R1 a R2. Zatímco v rezonátoru R1 není vlnová délka generace omezoována a posouvá se s délkou a teplotou vlákna, v rezonátoru R2 je neměnné výstupní spektrum dané úzkou spektrální závislostí odrazivosti HR FBG.



Obrázek 40: Srovnání spekter výstupních svazků záření z TDFL s vláknem V v rezonátorech R1 a R2.

Jak je vidět na obr. 41, laser L-1938 s vláknem V v rezonátoru R2 generuje téměř difrakčně limitovaný jednovidový svazek, přestože V-parametr vlákna je 3,9, tedy větší než limitní hodnota 2,405, nad níž vlákno umožňuje vedení více vidů [52]. V laseru se zesiluje pouze základní vid nejspíš díky vyšším ztrátám pro ostatní vidy způsobenými jeho ohybem [74]. Jednovidový režim laseru je podpořen pedestalem, který výrazně snižuje efektivní NA jádra, viz obr. 16.



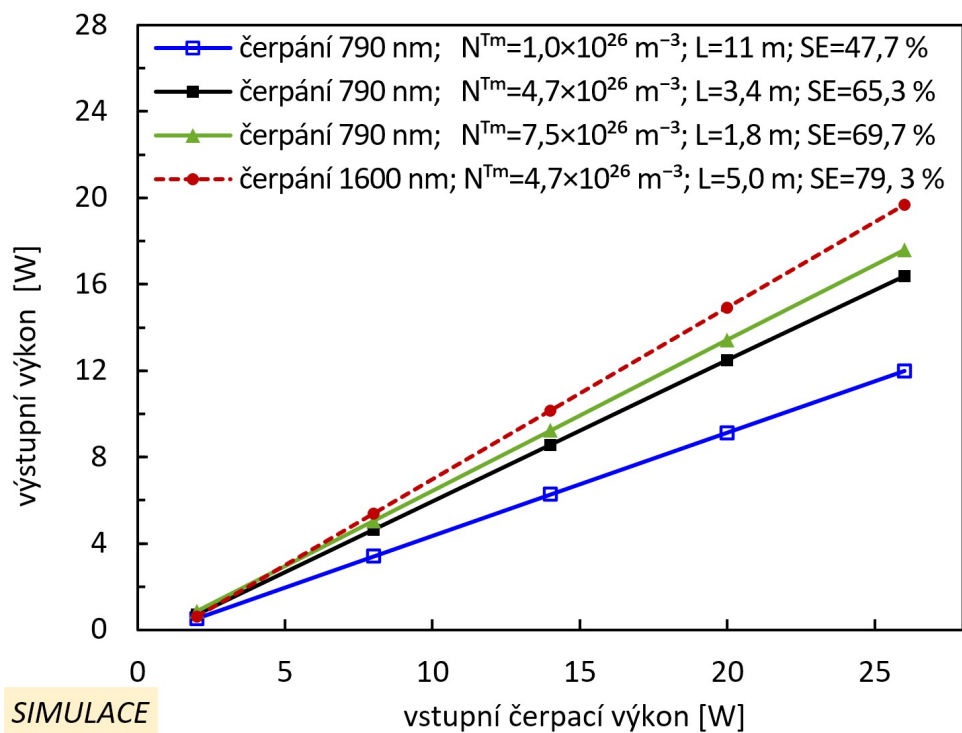
Obrázek 41: Výsledek měření parametru kvality svazku M^2 laseru L-1938 s vláknem V v rezonátoru R2 včetně ukázky profilu svazku, měřeného zařízením NanoScan 2s Pyro/9/5.

Sestavený laser L-1938 s vláknem V v rezonátoru R2, který generuje v difrakčně limitovaném svazku úzkospektrální záření o vlnové délce 1938 nm s výkonem 15,0 W s diferenciální účinností 61,4 % vůči čerpání vstupujícímu do rezonátoru a 65,2 % vůči čerpání absorbovanému v TDF s teplotou povrchu vlákna stabilizovanou při teplotě $\approx 74^\circ\text{C}$ představuje optimalizovaný laser dle zadání. Dosažený maximální výkon je přímo limitován výkonem čerpací LD, v případě použití výkonnější diody nebo navaření a použití další čerpací diody by s největší pravděpodobností výkon rostl lineárně dál, zvláště po odstranění příčiny postupného poklesu výkonu laseru. Dosažená účinnost je zcela srovnatelná s hodnotami uváděnými pro obdobné systémy v literatuře, nicméně hlavní zásluhu na ní mají kolegové, kteří navrhli a vyrobili použité aktivní vlákno. Ve srovnání s absolutním rekordem SE_{abs} (74,5 % [28]) je však stále na čem pracovat.

Simulace správně předpověděly, že nejúčinněji bude L-1938 pracovat s rezonátorem R2, shodují se ve tvaru závislostí $Th(L)$ a $SE(L)$ a se značnou přesností se shoduje hodnota SE_{abs} s hodnotou naměřenou v optimalizovaném laseru. Výsledky simulací jsou

kvalitativně v souladu s teoretickými předpoklady. Kvůli nedostupnosti přesných závislostí $k_{jkjk}(T)$ neumožňuje model smysluplně simulovat některé teplotní závislosti. Model také neuvažuje příčné rozlišení vlákna a nezohledňuje tak nerovnoměrný koncentrační profil vlákna apod. Model umožňuje simulovat teplotu jádra $T(z)$ podél vlákna, nicméně výsledky těchto simulací nebyly nijak ověřeny a počítaná teplota jádra zdá se být podhodnocená ve srovnání s literaturou.

Protože v prezentovaných grafech se změna účinnosti s výjimkou obr. 26 pohybovala jen relativně málo, na závěr simulace na obr. 42 prokazují dříve zmíněnou skutečnost, že stěžejním parametrem ovlivňujícím účinnost diodově čerpaného TDFL je koncentrace Tm^{3+} v jádře. Podle modelu by měl sestavený laser o více než čtyři procentní body vyšší účinnost, pokud by byla koncentrace dopantů v jádře ještě výrazně vyšší, což potvrzuje ref. [28].



Obrázek 42: Simulace závislostí $P_s^{out}(P_p^{in})$ pro TDFL generující zařízení s vlnovou délkou 1938 nm při teplotě jádra 30 °C s vláknem odpovídajícím vlákně V s výjimkou změny koncentrace Tm^{3+} . Zahrnuta je i simulace v případě rezonančního čerpání.

Závěr

Cílem diplomové práce bylo hlouběji proniknout do problematiky kontinuálních pláštěm čerpaných vláknových laserů dopovaných ionty thulia se zaměřením na metody jejich chlazení a parametry a stavbu jejich rezonátoru. Za tím účelem měl být sestaven matematický model thuliového vláknového laseru (TDFL) a s jeho pomocí určeny optimální odrazivosti zrcadel rezonátoru, zatímco v experimentální části bylo za úkol vyzkoušet různé metody chlazení vlákna a jeho vliv na parametry laseru a zejména sestavit a zoptimalizovat kontinuální pláštěm čerpaný TDFL generující záření o vlnové délce 1939 nm.

Na začátku byly shrnuty obecné charakteristiky vláknových laserů s důrazem na jejich přednosti. Dále byly důkladně rozebrány vlastnosti a aplikace TDFL s úzkou vazbou na jejich aktivní ionty. V další obsáhlé části práce byly popsány význam, princip a optimalizace dvouláštřových aktivních vláken pro vysokovýkonové vláknové lasery včetně tzv. pedestalu k zaručení vysoké kvality výstupního svazku. Dále následuje oddíl s analýzou toho, jak se lze vypořádat se vznikem odpadního tepla v TDFL. V dalších částech byly popsány možné metody navázání čerpání do pláště a varianty realizace zrcadel rezonátoru vláknového laseru. Na konec rešeršní části byl pro získání kontextu zpracován přehled významných kontinuálních TDFL popsaných v literatuře.

Pro čtyři různá aktivní vlákna ve dvou různých laserových uspořádáních byly otestovány metody chlazení vzduchem, kontaktem s kovovou deskou, imerzí vlákna ve slané vodě s různou teplotou, imerzí vlákna v kapalném dusíku a smotáním vlákna přes vrstvu teplovodivé pasty na válcovou nádobu s vodou o teplotě $-16\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $74\text{ }^{\circ}\text{C}$. Práh laserové generace dle očekávání vždy klesal s účinnějším odvodem tepla z vlákna. Účinnost rostla s klesající teplotou vlákna v rezonátoru tvořeném kolmo zalomenými konci vlákna, zatímco v rezonátoru s vysokoodrazivou vláknovou Braggovou mřížkou byl opakovaně pozorován opačný efekt, což je překvapivý výsledek, který zřejmě souvisí s teplotní závislostí křížové relaxace a s odlišně obsazenými energetickými hladinami thuliových iontů a měl by být předmětem dalšího studia.

Coby hlavní bod experimentální části byl navrhnout, sestaven a zoptimalizován monolitický celovláknový kontinuální TDFL čerpaný 30W laserovou diodou o vlnové délce $\approx 790\text{ nm}$. Laser generuje difrakčně limitovaný svazek úzkospektrálního záření o vlnové délce 1938 nm s výkonem 15,0 W s diferenciální účinností 65,2 % vůči absorbovanému čerpání, a to v případě stabilizace povrchu vlákna na teplotu $\approx 74\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dosažená účinnost je srovnatelná s běžně uváděnými hodnotami v literatuře. Tento laser může být díky své vlnové délce a výborné kvalitě svazku dále použit např. k opracování plastů nebo tandemovému čerpání jiného TDFL nebo holmiového vláknového laseru za účelem testování aktivních vláken.

Pomocí naprogramovaného široce aplikovatelného modelu TDFL byla nejen pro

konkrétní vlákno spočítána závislost účinnosti laseru na odrazivosti výstupního zrcadla, ale simulace také správně předpověděly optimální rezonátor pro sestavený laser, shodují se s experimenty ve tvaru závislosti prahu a účinnosti na délce vlákna a shodují se i v dosažitelné diferenciální účinnosti laseru. Model využívá jako vstup teplotně závislé účinné průřezy absorpce a emise a bylo by možné jej výrazně zpřesnit zahrnutím teplotní závislosti koeficientů meziiontových energetických přenosů. Díky celé řadě upravitelných vstupních parametrů skrze jednoduché grafické uživatelské prostředí programu má model potenciál sloužit jak k optimalizaci TDFL v rukou výzkumníků, tak ke vzdělávání studentů laserové techniky.

Díky tomu, že program pro modelování jsem vyvíjel od prvopočátku zcela samostatně, tak jsem nejen lépe pochopil řadu fyzikálních závislostí, ale i principy numerického řešení diferenciálních rovnic a osvěžil si základy programování.

V tématu práce lze pokračovat zdokonalováním modelu nebo studiem teplotních závislostí meziiontových energetických přenosů.

Použitá literatura

1. HAYWARD, R.A. et al. Efficient cladding-pumped Tm-doped silica fibre laser with high power singlemode output at 2 μm . *Electron. Lett.* 2000, roč. 36, č. 8, s. 711. Dostupné z DOI: 10.1049/el:20000577.
2. SCHREIBER, Ondřej. *Thuliové vláknové lasery se zvýšenou účinností absorpce optického čerpání (bakalářská práce)*. Praha: FJFI ČVUT, 2020.
3. VRBOVÁ, Miroslava; JELÍNKOVÁ, Helena; GAVRILOV, Petr. *Úvod do laserové techniky*. 2. vyd. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1998. ISBN 80-01-01108-9.
4. HITZ, C. Breck; EWING, J. J.; HECHT, Jeff. *Introduction to Laser Technology*. 4. vyd. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2012. ISBN 9780470916209.
5. PASCHOTTA, Rüdiger. *Field Guide to Optical Fiber Technology*. 1910. ISBN 9780819480910. Dostupné z DOI: 10.1117/3.853722.
6. SCHREIBER, Ondřej. *Porovnání experimentálních uspořádání thuliových vláknových laserů s ohledem na jejich účinnost (výzkumný úkol)*. Praha: FJFI ČVUT, 2021.
7. PASCHOTTA, Rüdiger. *Fiber Lasers* [online] [cit. 2020-07-31]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/fiber_lasers.html.
8. DRAGIC, P. D.; CAVILLON, M.; BALLATO, J. Materials for optical fiber lasers: A review. *Appl. Phys. Rev.* 2018, roč. 5, č. 4. Dostupné z DOI: 10.1063/1.5048410.
9. SHI, Wei et al. Fiber lasers and their applications [Invited]. *Appl. Opt.* 2014, roč. 53, č. 28, s. 6554. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.53.006554.
10. MOHAN, S. *Fiber optics and Laser instrumentation*. New Delhi: MJP Publishers, 2017. ISBN 9788180944048.
11. PETERKA, Pavel. *Vláknové Lasery - věda kolem nás*. 1. vyd. Academia, 2014.
12. DIGONNET, Michel J. *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*. 2. vyd. Marcel Dekker, 2001.
13. KENYON, A. Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics. *Prog. Quantum Electron.* 2002, roč. 26, č. 4-5, s. 225–284. Dostupné z DOI: 10.1016/S0079-6727(02)00014-9.
14. ZERVAS, Michalis N.; CODEMARD, Christophe A. High power fiber lasers: A review. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2014, roč. 20, č. 5. Dostupné z DOI: 10.1109/JSTQE.2014.2321279.
15. PASCHOTTA, Rüdiger. *Effective Transition Cross Sections* [online] [cit. 2020-08-28]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/effective_transition_cross_sections.html.
16. PASCHOTTA, Rüdiger. *Rare Earth Doped Fibers* [online] [cit. 2020-08-03]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/rare_earth_doped_fibers.html.

17. JACKSON, Stuart D.; MOSSMAN, Simon. Efficiency dependence on the Tm³⁺ and Al³⁺ concentrations for Tm³⁺-doped silica double-clad fiber lasers. *Applied Optics*. 2003, roč. 42, č. 15, s. 2702. Dostupné z DOI: 10.1364/ao.42.002702.
18. PETERKA, Pavel et al. Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced ³H₄ level lifetime. *Opt. Express*. 2011, roč. 19, č. 3, s. 2773. Dostupné z DOI: 10.1364/oe.19.002773.
19. CHEN, Shaoxiang et al. Ultra-short wavelength operation of thulium-doped fiber amplifiers and lasers. *Opt. Express*. 2019, roč. 27, č. 25, s. 36699. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.27.036699.
20. NILSSON, J. et al. High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers. *Opt. Fiber Technol.* 2004, roč. 10, č. 1, s. 5–30. Dostupné z DOI: 10.1016/j.yofte.2003.07.001.
21. HEMMING, Alexander et al. A review of recent progress in holmium-doped silica fibre sources. *Opt. Fiber Technol.* 2014, roč. 20, č. 6, s. 621–630. Dostupné z DOI: 10.1016/j.yofte.2014.08.010.
22. SINCORE, Alex et al. High Average Power Thulium-doped Silica Fiber Lasers: Review of Systems and Concepts. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2017, roč. 24, č. 3. Dostupné z DOI: 10.1109/JSTQE.2017.2775964.
23. SCHOLLE, Karsten et al. 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications. In: *Front. Guid. Wave Opt. Optoelectron.* InTech, 2010. Č. February. Dostupné z DOI: 10.5772/39538.
24. LIU, Zejin et al. Development status of high power fiber lasers and their coherent beam combination. *Science China Information Sciences*. 2019, roč. 62, č. 4. Dostupné z DOI: 10.1007/s11432-018-9742-0.
25. JIŘÍČKOVÁ, Bára et al. Temperature dependent thulium cross sections. [B.r.]. připravovaný článek.
26. WANG, Yao et al. High power tandem-pumped thulium-doped fiber laser. *Opt. Express*. 2015, roč. 23, č. 3, s. 2991. Dostupné z DOI: 10.1364/oe.23.002991.
27. NEWBURGH, G. A.; ZHANG, J.; DUBINSKII, M. Tm-doped fiber laser resonantly diode-cladding-pumped at 1620 nm. *Laser Phys. Lett.* 2017, roč. 14, č. 12. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-202X/aa8b80.
28. TUMMINELLI, Richard et al. Highly doped and highly efficient Tm doped fiber laser (Conference Presentation). In: HARTL, Ingmar; CARTER, Adrian L. (ed.). *Fiber Lasers XV: Technology and Systems*. SPIE, 2018, sv. 10512. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2295936.
29. SHARDLOW, P. C. et al. Optimising Tm-doped silica fibres for high lasing efficiency. *Proc. 2015 Eur. Conf. Lasers Electro-Optics - Eur. Quantum Electron. Conf. CLEO/Europe-EQEC 2015*. 2015, roč. 2707, s. 2707.

30. PETERKA, Pavel. *Spektroskopie prvků vzácných zemin (prezentace k přednášce z cyklu Vláknové lasery a zesilovače)*. 2019.
31. PASCHOTTA, Rüdiger. *Doping Concentration* [online] [cit. 2021-09-05]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/doping_concentration.html.
32. TODOROV, Filip et al. Active Optical Fibers and Components for Fiber Lasers Emitting in the 2- μm Spectral Range. *Materials*. 2020, roč. 13, č. 22, s. 5177. Dostupné z DOI: 10.3390/ma13225177.
33. RAMÍREZ-MARTÍNEZ, N. J. et al. Highly efficient thulium-doped high-power laser fibers fabricated by MCVD. *Opt. Express*. 2019, roč. 27, č. 1, s. 196. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.27.000196.
34. PODRAZKY, Ondrej et al. Use of alumina nanoparticles for preparation of erbium-doped fibers. In: *LEOS 2007 - IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting Conference Proceedings*. 2007, s. 246–247. Dostupné z DOI: 10.1109/LEOS.2007.4382369.
35. JACKSON, Stuart D. Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm^{3+} -doped silica fibre lasers. *Opt. Commun.* 2004, roč. 230, č. 1-3, s. 197–203. Dostupné z DOI: 10.1016/j.optcom.2003.11.045.
36. PASCHOTTA, Rüdiger. *Upper-state Lifetime* [online] [cit. 2021-09-05]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/upper_state_lifetime.html.
37. JACKSON, Stuart D. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser. *Nat. Photonics*. 2012, roč. 6, č. 7, s. 423–431. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2012.149.
38. DENNIS, M. L.; DIXON, J. W.; AGGARWAL, I. High power upconversion lasing at 810 nm, in $\text{Tm}:\text{ZBLAN}$ fibre. *Electronics Letters*. 1994, roč. 30, č. 2, s. 136–137.
39. EL-AGMY, R. M. 650-nm laser emission under upconversion pumping at 1.064 μm in $\text{Tm}^{3+}:\text{ZBLAN}$ fiber laser. *Laser Physics*. 2010, roč. 20, č. 11, s. 1990–1993. Dostupné z DOI: 10.1134/s1054660x10210048.
40. DUCLOS, Franck; URQUHART, Paul. Thulium-doped ZBLAN blue upconversion fiber laser: theory. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1995, roč. 12, č. 4, s. 709–717. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSAB.12.000709.
41. EICHHORN, M. Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions. *Appl. Phys. B*. 2008, roč. 93, č. 2-3, s. 269–316. Dostupné z DOI: 10.1007/s00340-008-3214-0.
42. BARNES, Norman P. Physics of quasi-four-level lasers. In: *Solid State Lasers Nonlinear Cryst.* 1995, sv. 2379, s. 2–9. Dostupné z DOI: 10.1117/12.206453.
43. PASCHOTTA, Rüdiger. *What is Different for Quasi-Three-Level Lasers? (Photonics Spotlight)* [online] [cit. 2021-09-08]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spotlight_2018_08_22.html.

44. JACKSON, Stuart D.; KING, Terence A. Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers. *J. Light. Technol.* 1999, roč. 17, č. 5, s. 948–956. Dostupné z DOI: 10.1109/50.762916.
45. GILES, C.R. et al. Characterization of erbium-doped fibers and application to modeling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers. *IEEE Photonics Technol. Lett.* 1991, roč. 3, č. 4, s. 363–365. Dostupné z DOI: 10.1109/68.82113.
46. BARBER, Matthew J. et al. Nested-ring doping for highly efficient 1907 nm short-wavelength cladding-pumped thulium fiber lasers. *Opt. Lett.* 2020, roč. 45, č. 19, s. 5542. Dostupné z DOI: 10.1364/ol.401228.
47. PETERKA, Pavel et al. Estimation of energy transfer parameters in thulium- and ytterbium-doped silica fibers. *Proc. SPIE.* 2008, roč. 7138. Dostupné z DOI: 10.1117/12.818042.
48. PAL, Atasi; DHAR, Anirban; DAS, Shyamal. Energy-transfer parameters in a Tm/Yb doped single mode silica fiber. *Journal of the Optical Society of America B.* 2010.
49. PETERKA, Pavel et al. Estimation of energy transfer parameters in thulium- and ytterbium-doped silica fibers. In: *Photonics, Devices, Syst. IV.* 2008, sv. 7138, 71381K. Č. 01/2015. Dostupné z DOI: 10.1117/12.818042.
50. SNITZER, E. et al. Double-clad, offset core Nd fiber laser. In: 1988. ISBN 1-55752-022-4. Dostupné z DOI: 10.1364/OFS.1988.PD5.
51. GRABNER, Martin et al. Simulations of Pump Absorption in Tandem-Pumped Octagon Double-Clad Fibers. *IEEE Photonics J.* 2021, roč. 13, č. 2, s. 1–14. Dostupné z DOI: 10.1109/JPHOT.2021.3060857.
52. SENIOR, John M. *Optical Fiber Communications: Principles and Practice.* 3. vyd. Harlow: Pearson, 2009.
53. PALODIYA, Vikram; RAGHUWANSHI, Sanjeev. Comparative Study of Triple-Clad Dispersion-Shifted, Dispersion-Flattened and Dispersion-Compensated Fiber for Broadband Optical Network Application. *Journal of Optical Communications.* 2015, roč. 37. Dostupné z DOI: 10.1515/joc-2015-0017.
54. NLIGHT. *Optical Fiber FAQs* [online] [cit. 2020-08-03]. Dostupné z: <https://www.nlight.net/optical-fibers-faqs>.
55. ZERVAS, Michalis N.; MARSHALL, Andy; KIM, Jaesun. Effective absorption in cladding-pumped fibers. *Fiber Lasers VIII Technol. Syst. Appl.* 2011, roč. 7914, 79141T. Dostupné z DOI: 10.1117/12.877790.
56. KOŠKA, Pavel; DOYA, Valérie; PETERKA, Pavel. Modal-field spectra analysis of pump absorption efficiency in double-clad rare-earth doped fibers (Conference Presentation). In: *Fiber Lasers XIV: Technology and Systems.* SPIE, 2017, sv. 10083, s. 155–155. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2252218.

57. KOSKA, Pavel; PETERKA, Pavel; DOYA, Valerie. Numerical Modeling of Pump Absorption in Coiled and Twisted Double-Clad Fibers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2016, roč. 22, č. 2, s. 55–62. Dostupné z DOI: [10.1109/JSTQE.2015.2490100](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2015.2490100).
58. KOŠKA, Pavel et al. Enhanced pump absorption efficiency in coiled and twisted double-clad thulium-doped fibers. *Opt. Express.* 2016, roč. 24, č. 1, s. 102. Dostupné z DOI: [10.1364/OE.24.000102](https://doi.org/10.1364/OE.24.000102).
59. SCHREIBER, Ondřej et al. Thulium-doped fiber performance optimization via fiber bending and twisting and inner-cladding shape design. In: *Micro-structured and Specialty Optical Fibres VII*. SPIE, 2021, sv. 11773, s. 199–204. Dostupné z DOI: [10.1117/12.2592309](https://doi.org/10.1117/12.2592309).
60. LEPROUX, P. et al. Modeling and Optimization of Double-Clad Fiber Amplifiers Using Chaotic Propagation of the Pump. *Optical Fiber Technology.* 2001, roč. 7, č. 4, s. 324–339. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1006/ofte.2001.0361>.
61. VALÉRIE, Doya; LEGRAND, Olivier; MORTESSAGNE, Fabrice. Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier. *Optics letters.* 2001, roč. 26, s. 872–4. Dostupné z DOI: [10.1364/OL.26.000872](https://doi.org/10.1364/OL.26.000872).
62. KOUZNETSOV, Dmitrii; MOLONEY, Jerome V. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers II Broken circular symmetry. *Journal of the Optical Society of America B.* 2002, roč. 19, č. 6, s. 1259. Dostupné z DOI: [10.1364/josab.19.001259](https://doi.org/10.1364/josab.19.001259).
63. KOŠKA, Pavel; PETERKA, Pavel. Numerical analysis of pump propagation and absorption in specially tailored double-clad rare-earth doped fiber. *Opt. Quantum Electron.* 2015, roč. 47, č. 9, s. 3181–3191. Dostupné z DOI: [10.1007/s11082-015-0194-2](https://doi.org/10.1007/s11082-015-0194-2).
64. CODEMARD, Christophe A.; MALINOWSKI, Andy; ZERVAS, Michalis N. Numerical optimisation of pump absorption in doped double-clad fiber with transverse and longitudinal perturbation. In: *Fiber Lasers XIV Technol. Syst.* 2017, sv. 10083, s. 1008315. Č. February 2017. Dostupné z DOI: [10.1117/12.2252091](https://doi.org/10.1117/12.2252091).
65. JASIM, Ali. A. et al. Impact of shaping optical fiber preforms based on grinding and a CO₂ laser on the inner-cladding losses of shaped double-clad fibers. *Opt. Express.* 2020, roč. 28, č. 9, s. 13601. Dostupné z DOI: [10.1364/OE.386571](https://doi.org/10.1364/OE.386571).
66. JASIM, Ali et al. Experimental investigation and characterization of fabrication shaped clad optical fiber by thermally polishing optical fiber preforms with CO₂ laser. In: *Micro-structured and Specialty Optical Fibres VI*. SPIE, 2019. Dostupné z DOI: [10.1117/12.2520995](https://doi.org/10.1117/12.2520995).
67. JASIM, A. A. et al. Efficient Pump Absorption in Twisted Double Clad Thulium-Doped Fibers Drawn of CO₂ Laser Shaped Preform. In: *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. 2019. Dostupné z DOI: [10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8871910](https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8871910).

68. ZERVAS, Michalis N. High power ytterbium-doped fiber lasers — fundamentals and applications. *Int. J. Mod. Phys. B*. 2014, roč. 28, č. 12, s. 1442009. Dostupné z DOI: 10.1142/S0217979214420090.
69. CARTER, A. et al. Robustly Single-mode Polarization Maintaining Er/Yb co-doped LMA Fiber for High Power Applications. In: IEEE, 2007, s. 1–2. Č. 860. Dostupné z DOI: 10.1109/CLEO.2007.4453080.
70. TANKALA, K. et al. New developments in high power eye-safe LMA fibers. In: *Fiber Lasers III Technol. Syst. Appl.* 2006, sv. 6102, s. 610206. Č. 2. Dostupné z DOI: 10.1117/12.646663.
71. SIMAKOV, Nikita et al. Design and experimental demonstration of a large pedestal thulium-doped fibre. *Opt. Express*. 2015, roč. 23, č. 3, s. 3126. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.23.003126.
72. JAIN, Deepak; SAHU, Jayanta K.; FLEMING, Simon. Breaking the Stringent Trade-Off between Mode Area and NA for Efficient High-Power Fiber Lasers around 2 μm . *J. Light. Technol.* 2020, roč. 38, č. 22, s. 6362–6370. Dostupné z DOI: 10.1109/JLT.2020.3010814.
73. JOLLIVET, C. et al. Design optimization of Tm-doped large-mode area fibers for power scaling of 2 μm lasers and amplifiers. In: *Fiber Lasers XIV Technol. Syst.* 2017, sv. 10083, s. 100830I. Č. 3. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2250549.
74. MOULTON, Peter F. et al. Tm-Doped Fiber Lasers: Fundamentals and Power Scaling. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2009, roč. 15, č. 1, s. 85–92. Dostupné z DOI: 10.1109/JSTQE.2008.2010719.
75. GRÁBNER, M; PETERKA, P; HONZÁTKO, P. Formula for temperature distribution in multi-layer optical fibres for high-power fibre lasers. 2021, roč. 29, s. 126–132. Dostupné z DOI: 10.24425/opelre.2021.139482.
76. PETERKA, Pavel. *Ústní konzultace s doc. Pavlem Peterkou*. [B.r.].
77. JOHNSON, Benjamin R. et al. Comparison of high power large mode area and single mode 1908nm Tm-doped fiber lasers. In: *Fiber Lasers XIII Technol. Syst. Appl.* 2016, sv. 9728, s. 972810. Č. 5. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2209677.
78. MICHALSKA, M. et al. Highly stable, efficient Tm-doped fiber laser - A potential scalpel for low invasive surgery. *Laser Phys. Lett.* 2016, roč. 13, č. 11, s. 1–6. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-2011/13/11/115101.
79. HU, Zhen Yue et al. 227-W output all-fiberized Tm-doped fiber laser at 1908 nm. *Chinese Phys. B*. 2014, roč. 23, č. 10. Dostupné z DOI: 10.1088/1674-1056/23/10/104206.
80. JAUREGUI, Cesar; LIMPET, Jens; TÜNNERMANN, Andreas. High-power fibre lasers. *Nat. Photonics*. 2013, roč. 7, č. 11, s. 861–867. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2013.273.

81. URQUHART, Paul. Device Aspects Of Fibre Lasers And Amplifiers. In: *Fiber Laser Sources and Amplifiers*. SPIE, 1990, sv. 1171, s. 27–42. Dostupné z DOI: 10.1117/12.963136.
82. PASCHOTTA, Rüdiger. *Field Guide to Lasers*. 2009. ISBN 9780819469618. Dostupné z DOI: 10.1117/3.767474.
83. SALEH, Bahaa E. A.; TEICH, Malvin Carl. *Základy fotoniky*. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-00-6.
84. SILFVAST, William T. *Laser Fundamentals*. 2. vyd. Cambridge University Press, 2004. ISBN 0521833450.
85. JACKSON, Stuart D.; KING, Terence A. High-power diode-cladding-pumped Tm-doped silica fiber laser. *Opt. Lett.* 1998, roč. 23, č. 18, s. 1462. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.23.001462.
86. SANCHEZ, F. et al. Output-coupling optimization of Nd-doped fiber lasers. *Applied Optics*. 1995, roč. 34, č. 33, s. 7674. Dostupné z DOI: 10.1364/ao.34.007674.
87. PASCHOTTA, Rüdiger. *Modeling of Fiber Amplifiers and Lasers, Part 5: Continuous-wave Operation of Amplifiers and Lasers* [online] [cit. 2020-08-29]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/tutorial_modeling5.html.
88. YARIV, Amnon. *Optical Electronics*. Saunders College Publishing, 1991. ISBN 0030474442.
89. RIGROD, W. W. Saturation Effects in High-Gain Lasers. *J. Appl. Phys.* 1965, roč. 36, č. 8, s. 2487–2490. Dostupné z DOI: 10.1063/1.1714517.
90. SVELTO, Orazio. *Principles of Lasers*. Boston, MA: Springer US, 2010. ISBN 978-1-4419-1301-2. Dostupné z DOI: 10.1007/978-1-4419-1302-9.
91. ZENTENO, L. High-power double-clad fiber lasers. *J. Light. Technol.* 1993, roč. 11, č. 9, s. 1435–1446. Dostupné z DOI: 10.1109/50.241933.
92. PASCHOTTA, Rüdiger. *Output couplers* [online] [cit. 2021-09-09]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/output_couplers.html.
93. KIMURA, Yasuo; NAKAZAWA, Masataka. Multiwavelength cw laser oscillation in a Nd³⁺ and Er³⁺ doubly doped fiber laser. *Appl. Phys. Lett.* 1988, roč. 53, č. 14, s. 1251–1253. Dostupné z DOI: 10.1063/1.100444.
94. PASCHOTTA, Rüdiger. *Lossy Laser Cavities (The Photonics Spotlight* [online] [cit. 2021-09-11]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spotlight_2007_02_22.html.
95. ALSOUS, M. B. et al. Construction of all-fibre fibre lasers with multielectric mirrors. *Pure Appl. Opt. J. Eur. Opt. Soc. Part A*. 1996, roč. 5, č. 6, s. 777–790. Dostupné z DOI: 10.1088/0963-9659/5/6/004.

96. HANNA, D. C. et al. Measurements of fibre laser losses via relaxation oscillations. *Opt. Commun.* 1988, roč. 68, č. 2, s. 128–132. Dostupné z DOI: 10.1016/0030-4018(88)90137-X.
97. MEARS, R.J. et al. Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers. *Electron. Lett.* 1985, roč. 21, č. 17, s. 738. Dostupné z DOI: 10.1049/e1:19850521.
98. ZELLMER, H. et al. High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 92 W with high beam quality. *Opt. Lett.* 1995, roč. 20, č. 6, s. 578. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.20.000578.
99. EDMUND OPTICS. *Metallic Mirror Coatings* [online] [cit. 2021-08-14]. Dostupné z: <https://www.edmundoptics.eu/knowledge-center/application-notes/optics/metallic-mirror-coatings/>.
100. PASCHOTTA, Rüdiger. *Metal Coated Mirrors* [online] [cit. 2020-09-11]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/metal_coated_mirrors.html.
101. MORTEL, P. R.; FARRIES, M. C.; PAYNE, D. N. Losses in fiber laser cavities. In: *Opt. Fiber Commun.* Washington, D.C.: OSA, 1988, sv. 1, ThD4. Č. 2. Dostupné z DOI: 10.1364/OFC.1988.ThD4.
102. STONE, J. Simplification in preparing fiber ends to attach small mirrors. *Rev. Sci. Instrum.* 1988, roč. 59, č. 1, s. 194–196. Dostupné z DOI: 10.1063/1.1140011.
103. GRATAN, K. T. V.; MEGGITT, B. T. Optical Fiber Sensor Technology. In: Boston, MA: Springer US, 1998, sv. 2, s. 37–98. ISBN 978-1-4615-5787-6.
104. SHIMIZU, M.; SUDA, H.; HORIGUCHI, M. High-efficiency Nd-doped fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors. *Electronics Letters.* 1987, roč. 23, č. 15, s. 768. Dostupné z DOI: 10.1049/e1:19870545.
105. DÖRING, H.; PEUPELMANN, J.; WENZEL, F. Pr³⁺-doped 1.3 μm fibre laser using direct coated dichroic mirrors. *Electron. Lett.* 1995, roč. 31, č. 13, s. 1068–1069. Dostupné z DOI: 10.1049/e1:19950718.
106. AUBRECHT, Jan et al. Self-swept holmium fiber laser near 2100 nm. *Optics Express.* 2017, roč. 25, č. 4, s. 4120. Dostupné z DOI: 10.1364/oe.25.004120.
107. MILLER, Iain D. et al. A Nd³⁺-doped cw fiber laser using all-fiber reflectors. *Appl. Opt.* 1987, roč. 26, č. 11, s. 2197. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.26.002197.
108. GHOSH, Aditi et al. All-fiber tunable ring laser source near 2 μm designed for CO₂ sensing. *Sensors Actuators B Chem.* 2016, roč. 235, s. 547–553. Dostupné z DOI: 10.1016/j.snb.2016.05.128.
109. XU, Jianqiu et al. Efficient double-clad thulium-doped fiber laser with a ring cavity. *Appl. Opt.* 2001, roč. 40, č. 12, s. 1983. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.40.001983.
110. GHOSH, Aditi; SEN, Ranjan; PAL, Atasi. All-fiber thulium-doped fiber ring laser with in-band pumping. In: *Workshop on Recent Advances in Photonics (WRAP)*. IEEE, 2013. Dostupné z DOI: 10.1109/wrap.2013.6917687.

111. KASIK, I. et al. Thulium-doped optical fibers for fiber lasers operating at around 2 μm . *Bull. Polish Acad. Sci. Tech. Sci.* 2019, roč. 67, č. 5, s. 981–986. Dostupné z DOI: 10.24425/bpasts.2019.130883.
112. HANNA, D.C. et al. Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser. *Electron. Lett.* 1988, roč. 24, č. 19, s. 1222. Dostupné z DOI: 10.1049/el:19880831.
113. FRITH, G.; LANCASTER, D.G.; JACKSON, S.D. 85 W Tm³⁺-doped silica fibre laser. *Electronics Letters*. 2005, roč. 41, č. 12, s. 687. Dostupné z DOI: 10.1049/el:20051207.
114. MCCOMB, Timothy S. et al. High-power widely tunable thulium fiber lasers. *Appl. Opt.* 2010, roč. 49, č. 32, s. 6236. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.49.006236.
115. EHRENREICH, T. et al. 1-kW, All-Glass Tm: fiber Laser. In: *Photonics West 2010: Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications*. SPIE, 2010.
116. ANDERSON, Brian M.; SOLOMON, Joel; FLORES, Angel. 1.1 kW, beam-combinable thulium doped all-fiber amplifier. In: *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*. SPIE, 2021, sv. 11665, s. 35–40. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2576209.
117. GAIDA, C. et al. Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power. *Opt. Lett.* 2018, roč. 43, č. 23, s. 5853. Dostupné z DOI: 10.1364/ol.43.005853.
118. MELESHKEVICH, M. et al. 415W Single-Mode CW Thulium Fiber Laser in all-fiber format. In: *2007 Eur. Conf. Lasers Electro-Optics Int. Quantum Electron. Conf. IEEE*, 2007, s. 1–1. Dostupné z DOI: 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386516.
119. VAŘÁK, Petr et al. Preparation and properties of Tm-doped SiO₂-ZrO₂ phase separated optical fibers for use in fiber lasers. *Opt. Mater. Express*. 2020, roč. 10, č. 6, s. 1383. Dostupné z DOI: 10.1364/OME.394068.
120. CREEDEN, Daniel et al. High power resonant pumping of Tm-doped fiber amplifiers in core- and cladding-pumped configurations. *Opt. Express*. 2014, roč. 22, č. 23, s. 29067. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.22.029067.
121. TAO, Mengmeng et al. Thermal modeling of resonantly pumped high power Tm-doped fiber amplifiers. *Results Phys.* 2022, roč. 36, s. 105407. Dostupné z DOI: 10.1016/j.rinp.2022.105407.
122. RAMÍREZ-MARTÍNEZ, Norberto J.; NÚÑEZ-VELÁZQUEZ, Martín; SAHU, Jayanta K. 790nm Diode Pumped Thulium Sensitized Holmium-Doped Fibre Laser Operating Beyond 2100nm. In: *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. 2019, s. 1–1. Dostupné z DOI: 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8872599.
123. NUNEZ-VELAZQUEZ, M.; RAMIREZ-MARTINEZ, N. J.; SAHU, J K. Development of Tm:Ho Co-doped Silica Fiber for High-power Operation at 2.1 μm . In: *Conf. Lasers Electro-Optics*. Washington, D.C.: OSA, 2020, sv. 02, STh4P.7. Dostupné z DOI: 10.1364/CLEO_SI.2020.STh4P.7.

124. HEMMING, Alexander et al. Record efficiency of a holmium-doped silica fibre laser. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics*. OSA, 2016. Dostupné z DOI: 10.1364/cleo_si.2016.sm3q.5.
125. HEMMING, Alexander et al. A monolithic cladding pumped holmium-doped fibre laser. In: *CLEO: 2013*. 2013, s. 1–2. Dostupné z DOI: 10.1364/CLEO_SI.2013.CW1M.1.
126. CHEN, J.; ZHU, X.; SIBBETT, W. Rate-equation studies of erbium-doped fiber lasers with common pump and laser energy bands. *Journal of the Optical Society of America B*. 1992, roč. 9, č. 10, s. 1876. Dostupné z DOI: 10.1364/josab.9.001876.
127. KAMRÁDEK, Michal et al. Energy transfer coefficients in thulium-doped silica fibers. *Opt. Mater. Express*. 2021, roč. 11, č. 6, s. 1805. Dostupné z DOI: 10.1364/OME.427456.
128. KHAMIS, Mustafa A.; ENNSER, Karin. Theoretical Model of a Thulium-Doped Fiber Amplifier Pumped at 1570 nm and 793 nm in the Presence of Cross relaxation. *J. Light. Technol.* 2016, roč. 34, č. 24, s. 5675–5681. Dostupné z DOI: 10.1109/JLT.2016.2631635.
129. *Matlab* [online]. Příspěvatelé Wikipedie [cit. 2022-04-18]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/wiki/MATLAB>.
130. VITÁSEK, Emil. *Numerické metody*. 1. vyd. SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1987. ISBN 04-009-87.
131. EFIRON, FOSPIA. *Low Refractive Index Resin: EFIRON XPC-Series* [online] [cit. 2020-07-17]. Dostupné z: <https://www.fospia.com/xpc-series>.
132. BWT BEIJING. *793nm 30W Fiber Coupled Diode Laser K793DN0RN-30.00W (datasheet)* [online] [cit. 2022-04-25]. Dostupné z: <https://rpmclasers.com/wp-content/uploads/products/K793DN0RN-30.00W.pdf>.
133. COHERENT INC. *SM-GDF-1550, Passive Double Clad, Optical Fiber* [online] [cit. 2021-08-20]. Dostupné z: <https://coherentinc.force.com/Coherent/specialty-optical-fibers/SM-GDF-1550>.
134. LIGHTTEL. *(1+1)×1 or (2+1)×1 High Power Pump and Signal Combiners* [online] [cit. 2021-08-15]. Dostupné z: <https://lighttel.com/sheets/high-power-pump-and-signal-combiners-3.pdf>.
135. PETERKA, Pavel. *Komponenty vláknových zesilovačů (prezentace k přednášce z cyklu Vláknové lasery a zesilovače)*. 2019.
136. W-TECHNIKA GROUP S.R.O. *Termokamera FLIR E4, E5, E6, E8* [online] [cit. 2022-04-26]. Dostupné z: <https://www.termokamery-flir.cz/termokamera-flir-e4-flir-e5-flir-e6-flir-e8-stavebnictvi/>.
137. MIKULČÁK, Jiří. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky a vzorce pro střední školy*. 1. vyd. Praha: Prometheus, 2003. ISBN 9788071962649.
138. HANDS, B. A. *Cryogenic Engineering*. 1. vyd. London: Academic Press, 1986. ISBN 0123229901.

139. ISO 11146-1:2005 – Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios — Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams. 2005. Dostupné také z: <https://www.auniontech.com/ueditor/file/20170921/1505982360689799.pdf>.
140. SALEH, M.B.; ALY, M.H.; AZZAM, N. Temperature dependence for cross-relaxation rate of thulium doped fiber amplifiers in different glass hosts. In: *Proceedings of the Twenty-Second National Radio Science Conference, 2005. NRSC 2005*. IEEE, 2005. Dostupné z DOI: 10.1109/nrsc.2005.194045.
141. GANEM, Joseph et al. Thulium cross-relaxation in a low phonon energy crystalline host. *Phys. Rev. B*. 2002, roč. 66, č. 24, s. 245101. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevB.66.245101.
142. FRITH, Gavin et al. Design considerations for short-wavelength operation of 790-nm-pumped Tm-doped fibers. *Appl. Opt.* 2009, roč. 48, č. 27, s. 5072. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.48.005072.
143. PASCHOTTA, Rüdiger. *Saturation of Pump Absorption - An Important Issue? (The Photonics Spotlight* [online] [cit. 2021-09-11]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spotlight_2007_08_22.html.