

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

Edice Habilitační a inaugurační spisy, sv. 364

ISSN 1213-418X

Petr Drexler

**TECHNIKY POTLAČOVÁNÍ
DVOJLOMNÝCH JEVŮ
V OPTICKÝCH VLÁKNECH**

Vysoké učení technické v Brně
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky

Ing. Petr Drexler, Ph.D.

Techniky potlačování dvojlomných jevů v optických vláknech

Techniques for optical fiber birefringence suppression

Teze habilitační práce
Obor: Teoretická elektrotechnika



Brno 2010

Klíčová slova:

Optické vlákno, lineární dvojlom, kruhový dvojlom, vychlazování vlákna, ortogonální vidová konjugace, optovláknový senzor, ortokonjugační reflektor, impulzní výkonový zdroj.

Keywords:

Optical fiber, linear birefringence, circular birefringence, fiber annealing, orthogonal mode conjugation, fiber optic sensor, orthoconjugate reflector, pulsed power source.

Habilitační práce je uložena na Vědeckém oddělení Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií, VUT v Brně.

© Drexler Petr, 2010

ISBN 978-80-214-4164-4

ISSN 1213-418X

OBSAH

Představení autora	4
1. Úvod	5
2. Cíl práce	6
3. Dvojlomné jevy v optických vláknech	7
3.1 Lineární dvojlom ve vlákně	7
3.1.1 Vznik lineárního dvojlomu eliptičností průřezu jádra	8
3.1.2 Mechanickým napětím indukovaný lineární dvojlom	8
3.1.3 Vnější napětím indukovaný lineární dvojlom	9
3.2 Kruhový dvojlom ve vlákně	10
3.2.1 Mechanickým napětím indukovaný kruhový dvojlom	10
3.2.2 Magnetickým polem indukovaný kruhový dvojlom	11
3.3 Superpozice lineárního a kruhového dvojlomu	12
4. Techniky potlačování nežádoucího dvojlomu	14
4.1 Polarizaci zachovávající vlákna	14
4.2 Torzně modifikovaná vlákna	14
4.3 Metoda vychlazování vlákna	15
4.4 Reciproční kompenzace lineárního dvojlomu	16
5. Příspěvek autora k problematice	20
5.1 Magnetooptické snímání impulzních proudových průběhů	20
5.2 Optovláknový senzor s OKR	20
5.3 Návrh a realizace testovacího zdroje	23
6. Závěr	27
Literatura	28

PŘEDSTAVENÍ AUTORA:

Petr Drexler absolvoval studium na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií v roce 2004. Diplomovou práci, obhájil v oboru Elektronika a sdělovací technika na Ústavu radioelektroniky. V roce 2004 započal doktorské studium na Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky (ÚTEE) FEKT VUT v Brně. V rámci disertační práce se věnoval výzkumu metod pro snímání a měření impulzních elektromagnetických dějů a jejich charakteristických veličin. Disertační práci obhájil v roce 2007. Je držitelem výroční ceny Siemens v oboru nejlepší disertační práce. Po získání doktorátu v oboru Teoretická elektrotechnika nastoupil v roce 2008 na ÚTEE jako odborný asistent.

Odborný zájem Petra Drexlera je zaměřen na problematiku speciálních metod pro měření elektromagnetických veličin dosahujících extrémních úrovní, na využití elektrooptických a magnetooptických jevů v senzorových aplikacích a na návrh a vývoj širokopásmových optoelektronických převodníků pro měřicí aplikace. Dále své výzkumné aktivity vede v oblasti vývoje vysoce výkonných kompaktních impulzních napěťových a proudových generátorů a v oblasti vývoje speciálních světelných zdrojů pro výzkumné biologické a vývojové technické aplikace. Je členem řešitelských týmů dvou výzkumných záměrů, spoluřešitelem grantových projektů GAČR a grantového projektu Ministerstva průmyslu a obchodu a řešitelem projektů zadaných z průmyslové a akademické sféry. Petr Drexler je členem společností Optical Society of America, European Optical Society a SPIE international society for optics and photonics. Je recenzentem časopisu IEEE Sensor Journal.

V pedagogické oblasti se Petr Drexler podílí na výuce předmětů Elektrotechnika 1, Elektrotechnika 2, Měření v elektrotechnice a Seminář C++ vedených na ÚTEE v bakalářských a magisterských studijních programech.



1 ÚVOD

Moderní optická vlákna jsou dielektrickými vlnovody pracujícími ve spektrální oblasti světelného záření, kde dosahují velmi nízkých útlumů přenášeného výkonu. Oblast aplikace optických vláken je velmi rozsáhlá. Původním určením optických vláken byly sdělovací aplikace. Ty využívají unikátní nízké hodnoty útlumu při šíření k realizaci spojů s dlouhým dosahem. Vzhledem ke skutečnosti, že přenášená vlna respektive vlny ve vlákne mají kmitočet v oblasti stovek THz, nabízí se možnost využití obrovského potenciálu pro přenášené signály s vysokým datovým tokem nebo s vysokým analogovým modulačním kmitočtem. Související oblastí je použití optických vláken v řídicích aplikacích, kde je využito galvanického oddělení díky dielektrickému charakteru materiálu vlákna. Minimální citlivost mechanismu šíření světla ve vlákne na elektromagnetická vlnění o běžných výkonových úrovních umožňuje aplikace optických vláken v aplikacích vyžadujících odolnost přenosu informací v prostředí se silným elektromagnetickým rušením. Vzhledem k fyzikálním aspektům mechanismu šíření světla našla vlákna aplikační možnosti v oblasti senzorů fyzikálních veličin. Sensory, u kterých je samotné vlákno použito ke snímání charakteristiky fyzikální veličiny, se nazývají intrinzickými optovláknovými senzory. Podstatou intrinzických senzorů je ovlivňování vlastností materiálu jádra vlákna, které mají vliv na mechanismus šíření světelné vlny.

Přes výhody a přednosti optických vláken v oblasti sdělovací, řídicí a sensorové techniky je nutno brát v úvahu nežádoucí jevy, ke kterým dochází při šíření světla v reálném neideálním optickém vlákne. Pokud uvažujeme případ jednovidového vlákna, jsou těmito jevy jmenovitě přenosový útlum vlivem absorbce a rozptylu, útlum indukovaný ohybem vlákna a materiálová disperze. Detailní popis těchto jevů je rozsáhlý a je možné ho najít v publikacích věnujících se oblasti optovláknových komunikací [1]. V případě sensorových aplikacích nejsou zmíněné jevy zásadními kritickými faktory. Důležitějším jevem při využití jednovidových vláken ve funkci polarimetrických senzorů je přítomnost vlastního a indukovaného dvojlomu vlákna. Ten může způsobit nežádoucí změnu polarizačního stavu světelné vlny ve vlákne. Jelikož v tomto případě je nosnou charakteristikou polarizace vlny, vzniká možnost zkreslení hodnot snímaných veličin nebo snížení citlivosti senzoru. Přítomnost dvojlomu ve vlákne je problémem i u vysokorychlostních datových přenosů na velké vzdálenosti, kde polarizační vidovou disperzí dochází k rozšiřování světelných impulzů reprezentujících bity přenášeného signálu.

U optických komponentů a optických vláken je sledována přítomnost a vliv dvou typů dvojlomu, lineárního a kruhového. Zatímco vlastní kruhový dvojlom se u běžných jednovidových vláken vyskytuje v zanedbatelné míře, vlastní a indukovaný lineární dvojlom může být přítomen v míře nezanedbatelné. Pro potlačení nežádoucího lineárního dvojlomu vlákna bylo vyvinuto a publikováno několik přístupů a metod. Ty jsou založeny často na odlišných principech a navzájem se liší vlastnostmi a vhodností použití pro různé účely sdělovací nebo sensorové. Aspekty aplikací různých metod je nutno diskutovat v případech, kdy existuje riziko zkreslení vlivem přítomnosti nežádoucího lineárního nebo kruhového dvojlomu.

2 CÍL PRÁCE

Téma práce je věnováno popisu principu nejvýznamnějších dosud vyvinutých a realizovaných metod potlačení lineárního dvojlomu v optických vláknech. Jsou prezentovány jejich vlastnosti a dosahované parametry účinnosti a stability na základě informací z dostupné literatury. Pro zachování náhledu a přehlednosti jsou u jednotlivých metod popsány principy spolu s nejdůležitějšími vlastnostmi bez hlubokého detailního rozboru fyzikálních jevů a jejich matematického popisu. Detailní rozborů principů některých metod, jejich teoretické analýzy a popis souvisejících jevů by mohly tvořit samostatné publikace. Relevantní detailní informace o prezentovaných přístupech mohou být nalezeny v uvedené citované literatuře.

Vzhledem ke skutečnosti, že pouze jednovidové vlákno může v principu přenášet informaci o polarizaci světelné vlny a její fázi, bude popis omezen na vlákna jednovidová. Ta jsou v polarimetrických sensorových, a dnes i sdělovacích aplikacích, používána výhradně. V plné verzi práce předchází samotnému popisu nejvýznamnějších technik potlačování nežádoucích dvojlomů část uvádějící stručně do podstaty šíření světla v jednovidových optických vláknech. Jsou popsány základní jevy, které umožňují nízkoztrátové šíření světelné vlny ve vláknech. Úvod do popisu principů optovláknových vlnodůů užívá jako výchozí paprskovou interpretaci šíření vlny ve vláknech. Ta přes svou jednoduchost umožňuje postihnout podstatu šíření a základní spojené jevy jako vznik útlumů a vlnodovových disperzí. Pro popis dvojlomných jevů je nutné přejít k vlnové teorii šíření, která je pro vysvětlení základních jevů značně náročnější a co se objemu týče i rozsáhlejší. Kompletní popis vlnové teorie šíření světla ve vláknech může být nalezen v mnoha publikacích odborné literatury. Pro potřeby práce jsou z vlnové teorie použity základní představy, které umožňují vysvětlit vznik vidů, jejich vazeb a polarizačních stavů vlny a při uvádění některých faktů je užita citovaná literatura.

V poslední části práce je pak popsána související autorova vývojová práce na realizaci a experimentálním ověření vybrané metody. Vybraná metoda využívající ortokonjugacího reflektoru je navržena pro využití v senzoru pro snímání impulzních proudových průběhů dosahujících vysokých hodnot. Přičemž důraz je kladen na možnosti měření průběhů se strmou náběžnou hranou. Pro jejich úspěšnou identifikaci a korektní měření je nutné, aby senzor disponoval dostatečnou šířkou pásma. Je diskutována dosažitelná šířka pásma senzoru a navržena možnost jejího ověření. Ověření kmitočtových vlastností senzoru vyžaduje dispozici impulzním proudovým zdrojem s vysoce strmou náběžnou hranou. Pro laboratorní aplikaci musí být navíc senzor kompaktní a relativně snadno realizovatelný. Je popsána související problematika návrhu a možnosti realizace vhodného kompaktního impulzního zdroje proudu s parametry odpovídajícími uvažovanému testování.

Do vývoje experimentální realizace popsaného optovláknového senzoru a testovacích impulzních zdrojů byli zapojeni studenti bakalářského studia v rámci svých závěrečných bakalářských prací. Podařilo jsem jim úspěšně ověřit teoreticky i prakticky funkčnost dílčích částí senzoru a částí impulzního zdroje. Jelikož se jedná o zajímavou mezioborovou tematiku pokrývající oblast fyziky, optiky, vysokonapěťové elektrotechniky a elektroniky, počítá se s jejím dalším využitím pro účely výuky a vedení kvalifikačních studentských prací.

3 DVOJLOMNÉ JEVY V OPTICKÝCH VLÁKNECH

Dvojlom vlákna představuje stav, kdy vlákno vykazuje pro různě orientované vybuzené vidy různý index lomu. Podle charakteru působení dvojlomu na polarizační stav vlny rozlišujeme dvojlom lineární a dvojlom kruhový. Vznik lineárního dvojlomu je podmíněn vznikem anizotropního prostředí, které v ortogonálních osách x , y kolmých na směr šíření vykazuje rozdílné indexy lomu n_x a n_y . Lineární dvojlom pak způsobuje změnu lineární polarizace na polarizaci obecně eliptickou. V případě kruhové dvojlomu zavádíme pojem chirálně dvojlomného prostředí, které má rozdílné hodnoty indexu lomu n^p a n^l pro pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovanou vlnu. Kruhově dvojlomné prostředí bude stáčet rovinu polarizace lineárně polarizované vlny.

Dvojlomy můžeme obecně rozdělit na latentní a indukované. Latentní dvojlom je vláknu vlastní. Ve vlákne vzniká nedokonalou technologií výroby, kdy příčný průřez vlákna není po celé délce ideálně kruhový. Nerovnoměrné chladnutí taveného materiálu vlákna může způsobit lokální mechanické napětí v různých oblastech vlákna. Anizotropní vnitřní mechanické napětí mění index lomu a způsobuje nerovnoměrnou rychlost šíření vidů. Uvedené dvojlomy jsou obvykle lineárního charakteru. Indukovaný dvojlom ve vlákne je způsoben působením externích vlivů, mechanických nebo teplotních. Při instalaci vlákna v aplikaci dochází k jeho ohýbání, které způsobí rozdílné mechanické napětí ve vnitřních a vnějších oblastech ohybu a ve vlákne vznikají roviny šíření s rozdílnými hodnotami indexu lomu oproti úsekům vlákna bez ohybu. Stejně účinky mohou mít vnější teplotní vlivy, vystavení vlákna příčnému tlaku s převládající hodnotou v jedné ose symetrie kruhového průřezu nebo kroucení vlákna v radiálním směru.

Latentní a indukovaný lineární dvojlom vlákna je obvykle nežádoucím jevem. Existují ale i aplikace, kde je žádoucí v latentní formě, nebo je jeho indukovaná forma využívána pro snímání fyzikálních veličin působících na vlákno. Kruhový dvojlom vlákna není v latentní formě ve vlákne obvyklý, ale může v něm být záměrně vytvářen. Indukovaný kruhový dvojlom je možné opět využít pro snímání fyzikálních veličin působících na vlákno. Pro působení lineárního a kruhového dvojlomu je společná skutečnost, že mění polarizační stav vlny, která je vláknem přenášena.

3.1 LINEÁRNÍ DVOJLOM VE VLÁKNĚ

V ideálním jednovidovém vlákne se mohou šířit degenerované vidy HE_{11}^x a HE_{11}^y , jejichž polarizace je navzájem kolmá. Fázové rychlosti šířících se vidů $v_{f,x}$ a $v_{f,y}$ souvisí s velikostí složek vlnových čísel vidů β_x a β_y

$$v_{f,x} = \frac{2\pi f}{\beta_x}, \quad v_{f,y} = \frac{2\pi f}{\beta_y}, \quad (3.1)$$

kde f je kmitočet vedených vidů. Ideální jednovidové vlákno s konstantním kruhovým průřezem po celé své délce vyrobené z homogenních izotropních materiálů bude pro oba vidy vykazovat stejně velké hodnoty indexu lomu n a stejně velké složky vlnového čísla β_x a β_y . Vidy se budou šířit stejnou fázovou rychlostí. Vidy zůstanou degenerované a jejich superpozice bude představovat lineárně polarizovanou vlnu.

Neideální vlákno nebude po celé své délce kruhově symetrické, respektive bude vlivem ohybu nebo vnitřního napětí vykazovat anizotropii. Vlákno se pak bude kvůli ztrátě degenerace vidů HE_{11} chovat jako dvojlomné prostředí s rozdílnými indexy lomu n_x , n_y a fázovými rychlostmi $v_{f,x}$ a $v_{f,y}$ pro oba vidy. Při konstantní geometrii a anizotropii vlákna můžeme označit volitelně β_x jako vlnové číslo pro rychlý vid a β_y jako vlnové číslo pro pomalý vid.

dvojlomného vlákna s obecně podélně se měnící geometrií nebo anizotropií navázána vlna s lineární polarizací, bude mít na jeho výstupu změněn polarizační stav. Vzhledem k nekonstantní podélné geometrii a anizotropii již není možno označit jeden z vidů jako pomalý a druhý jako

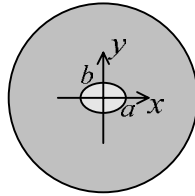
rychlý. Vzájemný fázový rozdíl vidů $\Delta\phi$, který určí stav výsledné polarizace je závislý na průměrných velikostech vlnových čísel a na délce vlákna l_v

$$\Delta\phi = (\overline{\beta_x} - \overline{\beta_y})l_v. \quad (3.2)$$

Výstupní polarizační stav nebude časově stálý, pokud bude s vláknem manipulováno nebo bude vystaveno teplotním změnám, kvůli změnám vlnových čísel vidů. Tato skutečnost komplikuje použití obecných jednovidových vláken v aplikacích s polarizačně definovaným přenosem jako jsou optovláknové lasery, v senzorových aplikacích pracujících s polarizací jako s nosnou veličinou a ve vysokorychlostních optovláknových komunikacích.

3.1.1 Vznik lineárního dvojlomu eliptičností průřezu jádra

Hlavní příčinou latentního dvojlomu v reálném vlákně je nedokonalost výroby. Příčný průřez jádra vlákna není ideálně kruhový, ale mírně eliptický, jak je ilustrováno na obr. 3.1.1.1.



obr. 3.1.1.1 Eliptický průřez jádra neideálního vlákna s velikostmi hlavních os a a b .

Vlnové číslo vidu polarizovaného ve směru osy x bude nabývat větších hodnot než vlnové číslo vidu polarizovaného ve směru osy y . Rozdíl efektivních indexů Δn_{ef} lomů bude určen poměrem velikosti os eliptického průřezu a a b . V případě malé eliptičnosti, kdy $a \approx b$ platí [17]

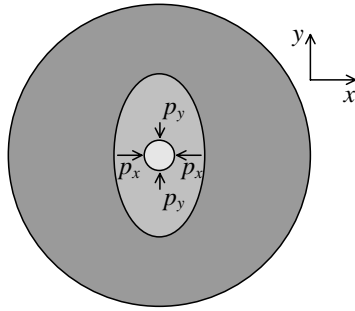
$$\Delta n_{\text{ef}} = 0,2 \left(\frac{a}{b} - 1 \right) (\Delta n)^2, \quad (3.3)$$

kde $\Delta n = n_j - n_p$ je rozdíl indexů lomu prostředí jádra pláště vlákna. Pro typické jednovidové vlákno s indexy lomu $n_j = 1,48$ a $n_p = 1,46$ pracujícího na vlnové délce $\lambda = 633$ nm bude pro zánějovou délku [3] $l_b = 50$ m relativní odchylka od kruhovitosti průřezu vlákna 0,016 %. Tato hodnota bude při reálné výrobě prakticky nedosažitelná a vlákno bude zachovávat polarizační stav přibližný původnímu pouze na několik metrů vzdálenosti.

3.1.2 Mechanickým napětím indukovaný lineární dvojlom

Dalším vlivem, jak je lineární dvojlom vlákna vytvářen, je působení vnitřního mechanického napětí na jádro vlákna. To může být způsobeno příčnou nehomogenitou materiálové hustoty pláště v blízkém okolí jádra. Situace je ilustrována na obr. 3.1.2.1.

Mmůžeme předpokládat, že rozložení velikosti hustoty prostředí v blízkém okolí jádra nabývá eliptického tvaru kvůli nedokonalosti technologických procesů při tažení vlákna z taveniny. Vzdálená oblast pláště po vychladnutí vlákna působí dostředným tlakem na vnitřní oblasti vlákna. Protože je blízké okolí jádra hustotně nehomogenní budou tlaky p_x a p_y ve směru os x a y působit nerovnoměrně. Vlivem fotoelastického jevu, který způsobuje materiálovou anizotropii vlivem



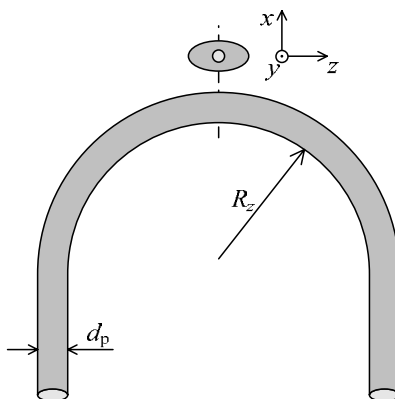
obr. 3.1.2.1 Nehomogenní působení napětí na jádro vlákna vlivem nesymetrické vnitřní struktury. vnějšího tlaku, bude prostředí jádra nabývat dvojlomného charakteru. Rozdíl efektivních indexů lomu v osách x a y bude

$$\Delta n_{\text{ef}} = \frac{C_v}{1 - \nu_j} \Delta \nu \Delta T \frac{\frac{p_x}{p_y} - 1}{\frac{p_x}{p_y} - 1}. \quad (3.4)$$

kde ν_j je Poissonova konstanta prostředí jádra, $\Delta \nu$ je rozdíl expanzních koeficientů materiálu vnější a vnitřní oblasti pláště vlákna, ΔT je rozdíl mezi teplotou měknutí materiálu pláště a teplotou okolí. Koeficient C_v je typický pro dané vlákno.

3.1.3 Vnější napětím indukovaný lineární dvojlom

Ke vzniku lineárního dvojlomu dochází také při působení mechanického napětí respektive tlaku na plášť vlákna. Mechanické napětí se pláštěm přenáší na jádro, které se pak chová jako anizotropní prostředí popsané fotoelastickou tenzorovou maticí. Dominantní působení napětí v jednom směru vede k vytvoření dvou hlavních os symetrie x , y s efektivními indexy lomu n_x , n_y . Obr. 3.1.3.1 ilustruje situaci, kdy vlákno s průměrem pláště d_p vytváří polovinu závitu s vnitřním poloměrem R_z . Pomalý vid bude polarizován v rovině ohybu xz a polarizace rychlého vidu bude na rovinu ohybu kolmá.



obr. 3.1.3.1 Geometrické poměry v případě ohybem vlákna indukovaného dvojlomu.

Rozdíl efektivních hodnot indexu lomu vidů v osách x a y je dán relací [2]

$$\Delta n_{\text{ef}} = \frac{1}{2} C_v \frac{d_p^2}{R_z^2} + 2\zeta C_v \frac{d_p}{R_z}, \quad (3.5)$$

kde ζ je míra osové deformace vlákna způsobená podélným tahem. Pro jeden závit vlákna ve volném prostoru lze odvodit vztah [4] pro velikost odpovídajícího fázového posunu vidů na délce $L = 2\pi R_z$. Jeden závit vlákna o poloměru $R = 8$ cm na typickém jednovidovém vlákne s hodnotami Youngova modulu $E_c = 7,45 \cdot 10^9$ Pa a fotoelastického součinitele prostředí jádra $\mathfrak{R} = -3,34 \cdot 10^{-11}$ Pa⁻¹ [5] bude fázový posun vidů na výstupu vlákna roven $\Delta\phi_{1z} \cong \pi/2$. Výstupní polarizace bude téměř kruhová a původní polarizační stav bude ztracen.

Druhou hlavní možnou příčinou indukce lineární dvojlomu je působení laterálního tlaku na vlákno. Stlačování vlákna mezi dvěma pro zjednodušení rovinnými tuhými deskami způsobuje optickou anizotropii v jádře a související měrný fázový posuv na jednotku délky

$$\Delta\phi_m = \frac{2\pi}{\lambda} C_v \frac{4F_m}{\pi d_p E_c}, \quad (3.6)$$

kde F_m je síla působící na jednotku délky vlákna. Pomalý vid bude polarizován ve směru působení vektoru síly F_m . Indukce lineárního dvojlomu laterálním tlakem může nastat při osazování vláken do optovláknových konektorů, kdy osazovaný konektor nemá ideální kruhový průřez otvoru ferule nebo použitá fixační epoxidová pryskyřice není v konektoru rovnoměrně rozdělena.

3.2 KRUHOVÝ DVOJLOM VE VLÁKNĚ

Anizotropní prostředí s kruhovým dvojlomem vykazuje rozdílné hodnoty indexu lomu n^p a n^l pro pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované vlny. Pokud šířící se lineárně polarizovanou vlnu uvažujeme jako superpozici pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovaných vln nabývají tyto vlny fázového posuvu. Fázový posuv $\Delta\phi$, který se projeví stáčením roviny polarizace výsledné lineárně polarizované vlny je dán vztahem

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda} (n^p - n^l) l = \sigma l, \quad (3.7)$$

kde λ je vlnová délka šířící se výsledné vlny, l je délka dráhy, kterou vlna prochází kruhově dvojlomným prostředím a σ je měrná stáčivost prostředí. Fázový posuv $\Delta\phi$ určuje i velikost úhlu stočení roviny lineární polarizace v radiánech $\Delta\phi = \Delta\alpha$.

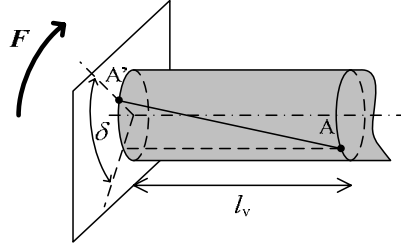
Kruhový dvojlom latentního charakteru se v běžných jednovidových vláknech vyskytuje v zanedbatelné míře. Je možné ho ve vlákne zavést v latentní podobě při samotné výrobě nebo ho indukovat vhodně orientovaným mechanickým napětím nebo aplikací magnetického pole ve směru podélné osy vlákna.

3.2.1 Mechanickým napětím indukovaný kruhový dvojlom

Pokud vystavíme působením síly F úsek jednovidového vlákna délky l_v zkrutu s torzním poměrem τ na jednotku délky

$$\tau = \frac{\delta}{l_v}, \quad (3.8)$$

kde δ je torzní úhel, vznikne v rovině kolmé na osu vlákna stříhové napětí, viz. obr. 3.2.1.1.



obr. 3.2.1.1 Geometrický význam veličin při torzním působení na vlákno.

Napětí způsobí vlivem fotoelastického jevu anizotropii prostředí jádra vlákna. Jeho optické vlastnosti lze popsat pomocí tenzorové matice permitivity $\boldsymbol{\varepsilon}$ [3]

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_i + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_t = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -g\tau y & 0 \\ g\tau y & 0 & -g\tau x \\ 0 & g\tau x & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon & -g\tau y & 0 \\ g\tau y & \varepsilon & -g\tau x \\ 0 & g\tau x & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

kde $\boldsymbol{\varepsilon}_i$ je tenzor permitivity izotropního prostředí a $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}_t$ je tenzor příspěvku torzního působení. V matici $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}_t$ v (4.3.1.2) jsou x, y souřadnice bodu A' v rovině stříhového napětí (obr. 3.2.1.1), v němž je permitivita vyjadřována a

$$g = r_{44}n_j^4 = (r_{11} - r_{12})n_j^4, \quad (3.10)$$

kde r_{11}, r_{12} a r_{44} jsou komponenty fotoelastické matice prostředí jádra vlákna s indexem lomu n_j . Řešením mezividových vazebních rovnic obdržíme koeficienty rovnic v komplexním tvaru. Prostor vlákna lze charakterizovat pomocí Jonesova matice \mathbf{T}_c . Násobením matice \mathbf{T}_c Jonesovým vektorem \mathbf{J}_1 představujícím lineárně polarizovanou vlnu obdržíme Jonesův vektor \mathbf{J}_2 s komplexními složkami představujícími levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované vlny

$$\mathbf{J}_2 = \mathbf{T}_c \cdot \mathbf{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & -jg\tau \\ jg\tau & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -jg\tau \\ jg\tau \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

kde j je imaginární jednotka. Fázový posuv kruhově polarizovaných vln $\Delta\phi$ a úhel stočení výsledné roviny polarizace $\Delta\alpha$ je úměrný torznímu poměru τ . Jednovidové podélně kroucené vlákno pak realizuje polarizační rotátor s úhlem stočení roviny polarizace

$$\Delta\alpha = g\tau l_v. \quad (3.12)$$

3.2.2 Magnetickým polem indukovaný kruhový dvojlom

Druhý možným mechanismus indukce kruhového dvojlomu v jednovidovém vlákne je vlivem působení magnetického pole ve směru podélné osy vlákna. Spojený jev je označován jako Faradayův magnetooptický jev. Podobně jako torzní působení modifikuje tenzor permitivity jádra vlákna

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_i + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_{mo} = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -j\eta B & 0 \\ j\eta B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon & -j\eta B & 0 \\ j\eta B & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

kde $\Delta\epsilon_{mo}$ je tenzor příspěvku působení magnetooptického jevu, B je velikost magnetické indukce působícího pole a η je koeficient zajišťující zákon zachování energie v neabsorbujícím prostředí [2]. Tenzor permitivity (3.13) opět popisuje dvojlomné prostředí, ve kterém se pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované vlny šíří různými rychlostmi. Fázový rozdíl vln je úměrný velikosti magnetické indukce podél směru šíření vln a aktivní délce prostředí.

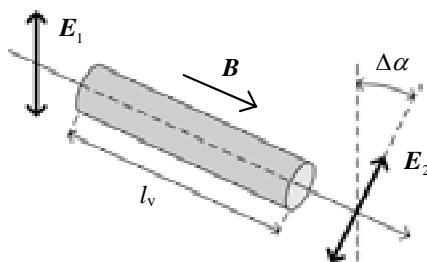
Fyzikálně lze Faradayův magnetooptický jev modelovat pohybem elektronového oscilátoru v magnetickém poli. Podle modelu jsou elektrony harmonickými oscilátory, pro které platí rovnice vynucených kmitů netlumeného harmonického oscilátoru. Vliv magnetické složky vlny je pro její nízkou intenzitu zanedbatelný. Za přítomnosti vnějšího magnetického pole B ve směru rovnoběžném se směrem šíření světelné vlny platí pro oscilátor rovnice

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} + \kappa \mathbf{u} = -e\mathbf{E} - e \left[\frac{d\mathbf{u}}{dt} \times \mathbf{B} \right], \quad (3.14)$$

kde m_e je klidová hmotnost elektronu, e je náboj elektronu, \mathbf{u} je polohový vektor určující výchylku elektronu, $\kappa \mathbf{u}$ je kvazielastická síla udržující elektron v rovnovážné poloze, \mathbf{E} je vektor intenzity elektrické složky vlny. Řešením diferenciální rovnice (3.14) lze získat vztahy pro indexy lomu pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované vlny v optickém prostředí n^p a n^l [6]. Z rozdílu vztahů pro indexy lomů jádra vlákna n^p a n^l můžeme za zjednodušujících předpokladů odvodit vztah pro závislost stočení roviny polarizace v závislosti na velikosti magnetické indukce B působícího pole a délce vlákna l_v

$$\Delta\alpha = \frac{\pi}{\epsilon_0 \lambda_0} \frac{N_e}{n} \frac{e^3}{m_e^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} B l_v = V B l_v, \quad (3.15)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, λ_0 je vlnová délka šířící se vlny ve vakuu, N_e je počet elektronů v objemové jednotce, $\bar{n} = (n^p + n^l)/2$ je střední index lomu jádra, ω je úhlový kmitočet šířící se vlny, ω_0 je vlastní frekvence oscilátoru (elektronu) a V je Verdetova konstanta udávající magnetooptické vlastnosti prostředí jádra vlákna. Stáčení roviny polarizace v optickém vlákne podle vztahu (3.15) je ilustrováno na obr. 3.2.2.1.



obr. 3.2.2.1 Stáčení roviny lineární polarizace vlivem magnetooptického jevu.

3.3 SUPERPOZICE LINEÁRNÍHO A KRUHOVÉHO DVOJLOMU

V jednovidovém optickém vlákne může docházet k současnému působení lineárních i kruhových dvojlomů, latentních i indukovaných. Dochází ke vzniku celkového fázového posuvu ortogonálních vidů. Jeho velikost je dána geometrickým průměrem hodnot lineárního a kruhového dvojlomu

$$\Delta\phi = \sqrt{\phi_k^2 + \left(\frac{\phi_l}{2}\right)^2}, \quad (3.16)$$

kde ϕ_k je fázový posun vidů způsobený kruhovým dvojlomem a ϕ_l je fázový posun vidů způsobený lineárním dvojlomem [7]. Výsledkem je změna polarizačního stavu světelné vlny na vstupu vlákna na obecně elipticky polarizovaný stav. Přítomnost lineárního a kruhového dvojlomu vytváří z optického vlákna dvojlomné prostředí s relativně složitým chováním. Jeho analýzu lze ale provést s využitím Jonesova počtu. Jonesova přenosová matice optického vlákna vykazujícího přítomnost obou typů dvojlomů je ve tvaru [8]

$$\mathbf{T}_{\text{ov}} = \begin{bmatrix} \cos \Delta\phi + j \frac{\phi_l}{2} \frac{\sin \Delta\phi}{\Delta\phi} & -\phi_k \frac{\sin \Delta\phi}{\Delta\phi} \\ \phi_k \frac{\sin \Delta\phi}{\Delta\phi} & \cos \Delta\phi - j \frac{\phi_l}{2} \frac{\sin \Delta\phi}{\Delta\phi} \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

S využitím (3.17) lze studovat vliv dvojlomného prostředí jednovidového vlákna na polarizační stav vlny, která se v něm šíří. Při změně poměrů fázových posuvů úměrných lineárnímu a kruhovému dvojlomu dochází k modifikaci Jonesovy matice vlákna (3.17). Krajními případy jsou stavy kdy:

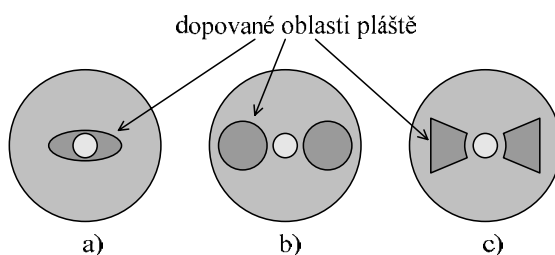
- ve vlákne působí pouze lineární dvojlom ($\phi_k = 0$). Vlákno se pak chová jako fázový retardér, přičemž fázový posun vidů a tím i výsledný polarizační stav je dán délkou vlákna
- ve vlákne působí pouze kruhový dvojlom ($\phi_l = 0$). Vlákno se pak chová jako polarizační rotátor, přičemž úhel stočení roviny polarizace je dán délkou vlákna.

4. TECHNIKY POTLAČOVÁNÍ NEŽÁDOUCÍHO DVOJLOMU

Polarizační stav vlny ve vláknech je určen vzájemným fázovým posuvem ortogonálních vidů a jeho změny jsou nežádoucí, pokud chceme polarizaci využívat jako nosnou charakteristiku pro přenos informace nebo ji s využitím fyzikálních jevů modulovat v sensorové aplikaci. V sensorových aplikacích má přítomnost dvojlomu nejzásadnější vliv v případě polarimetrických senzorů. Je třeba zajistit, aby ke změnám polarizačního stavu (lineárního, eliptického, kruhového) nedocházelo jinými vlivy než vlivem snímané fyzikální veličiny. Vzhledem ke skutečnosti, že latentní kruhový dvojlom se přirozeně v běžných vláknech vyskytuje v minimální míře, je pro funkci senzorů klíčová přítomnost nežádoucího lineárního dvojlomu. Daný stav si vyžádal vývoj a studium metod, jejichž pomocí lze nežádoucí lineární dvojlomy v aplikacích potlačit.

4.1 POLARIZACI ZACHOVÁVAJÍCÍ VLÁKNA

Polarizaci zachovávající vlákna (PM - polarization maintaining) jsou speciální typy jednovidových vláken, které umožňují zachovat polarizační stav vlny během jejího šíření v jádře vlákna. V PM vláknech s tlakem indukovanou anizotropií v jádře dochází ke ztrátě degenerace vlastních hybridních vidů HE_{11} . Ty se šíří různými rychlostmi vláknem s navzájem kolmými polarizacemi ve směru hlavní a vedlejší osy elipsy, jejíž eliptičnost je dána poměrem vidových vlnových čísel β_x a β_y . Vlákna s indukovanou anizotropií označujeme jako vlákna s vysokým lineárním dvojlomem PM HB (highly birefringent). PM HB vlákna mají při výrobě do pláště zavedeny vnitřní napěťové komponenty. Ty působí definovaným symetrickým mechanickým napětím na jádro vlákna s kruhovým průřezem. Komponenty jsou tvořeny dopováním určených oblastí pláště atomy jistých prvků, typicky bóru. Vznikají tak oblasti s rozdílným tepelným expanzním koeficientem. Po vychladnutí taženého vlákna vznikne latentní mechanické napětí působící na jádro a způsobující jeho anizotropii. Dopované oblasti pláště mohou mít různé tvary, přičemž jejich typické provedení ukazuje obr. 3.4.1. Lineárně polarizovaná vlna s polarizací ve směru jedné z os PM vlákna se šíří beze změny stavu. Vliv latentního lineárního dvojlomu, který je citlivý na ohyb a teplotu je převýšen zavedeným dvojlomem. Ten je na uvedené vlivy citlivý minimálně.



obr. 4.1.1 Profily PM HB vláken: a) eliptický vnitřní obal jádra, b) typ „PANDA“, c) typ „Bow-Tie“.

4.2 TORZNĚ MODIFIKOVANÁ VLÁKNA

V polarimetrických sensorových aplikacích jsou PM HB vlákna obtížně použitelná z důvodu zachování jediného polarizačního stavu. Byly proto hledány modifikace vláken zajišťující nezkrácený přenos polarizačního stavu vlny s libovolnou orientací na vstupu vlákna.

Nežádoucí lineární dvojlom může být účinně potlačen ve vláknech s vysokým kruhovým dvojlomem. Za předpokladu přítomnosti kruhového dvojlomu ϕ_k jádra vlákna v takové míře, že jím způsobený fázový posun ortogonálních vidů bude mnohonásobně větší než fázový posun způsobený lineárním dvojlomem ϕ_l , můžeme rovnici (3.16) upravit

$$\Delta\phi = \sqrt{\phi_k^2 + \left(\frac{\phi_1}{2}\right)^2} = \sqrt{\phi_k^2} = \phi_k. \quad (4.1)$$

Kruhový dvojlom bude dominantní a vliv lineárního dvojlomu může být zanedbán. Indukci kruhového dvojlomu lze realizovat torzním působením na vlákno v rovině kolmé na podélnou osu vlákna. Limitem je ale torzní napětíový limit, při jehož překročení může být vlákno zlomeno. Sensory na principu krouceného vlákna nedoznaly komerčního využití. Důvodem je nedostatečná teplotní stabilita torzí indukovaného kruhového dvojlomu a je v principu dána tepelnou citlivostí torzí způsobené anizotropie [9].

Dokonalejším přístupem pro potlačení teplotní závislosti polarizačních vlastností kroucených vláken bylo vytvoření vláken typu „spun“. Principem jejich výroby je kroucení tavené preformy při výrobě vlákna. Původně byla „spun“ vlákna vyráběna z preformy určené pro standardní jednovidová vlákna. Stáčením tavené preformy dochází ke zprůměrnování odchylek od ideální kruhové geometrie průřezu jádra. Nedochozí ale, na rozdíl od vláken kroucených, ke vzniku napětově indukovaného silně kruhově dvojlomného prostředí. Latentní kruhový dvojlom je ve vláknech zastoupen v malé míře jako důsledek omezené viskozity stáčené preformy. Ve výsledném vláknech je pak teplotně citlivá fotoelastická anizotropie potlačena. Může být dosaženo vysokého torzního poměru τ bez rizika zlomení vlákna. Vliv teplotně závislého latentního dvojlomu je takto odstraněn. Nevýhodou zůstává vliv ohybu malých poloměrů na změny přenášeného polarizačního stavu. Existuje tady opět omezení pro vinutí vlákna na malé cívky [9].

Podobným způsobem potlačení nežádoucího dvojlomu představuje realizace vláken označovaných „Spun HiBi (Highly Birefringent)“. Vlákna tohoto typu jsou vyrobena podobně jako „spun“ vlákna rotací tavené preformy při jejím tažení. Preforma je v tomto případě ale uzpůsobena jako PM HB vlákno, například typu „Bow-Tie“ [10]. Výsledné vlákno mění lineární polarizaci vstupní vlny na obecně eliptickou. Při vhodné volbě rotace preformy vzhledem k hodnotě zavedeného lineárního dvojlomu lze dosáhnout zajištění kruhového dvojlomu vlákna a jeho vysoké stability vůči ohybu a tlaku. Nevýhodou je ale spojená teplotní závislost fázového posunu vytvořeného kruhového dvojlomu. V aplikacích se tak musí používat kompenzace teplotní závislosti. Komerčně dostupná „Spun HiBi“ vlákna pro telekomunikační a senzorové aplikace jsou v současnosti dostupná pro vlnové délky 600 nm až 1600 nm, s útlumem jednotek $\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$, torzním poměrem přes 2000 $\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$. Je možné je vinout do cívek s poloměrem nad 20 mm.

Vzhledem k datům publikace relevantních pramenů; by se dalo očekávat, že vývoj v oblasti kroucených a „spun“ vláken byl dokončen. V souvislosti s objevem a rozvojem mikrostrukturních optických vláken našly způsoby vytváření „spun“ vláken nové příležitosti. Konstrukce mikrostrukturního vlákna umožňuje navrhnout a vytvářet vlákna s požadovanými vlastnostmi určené vlnové délky, jednovidovosti nebo mnohovidovosti, polarizačního přenosového stavu a dalších. V [11] je prezentována realizace „spun“ mikrostrukturního vlákna se šesti vzduchovými komorami kolem jádra, s útlumem pod 5 $\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$. Torzí preformy bylo dosaženo možnosti přenosu kruhově polarizovaného stavu při zachování magnetooptických vlastností a je možné z vlákna vinout cívky s poloměrem od 2,5 mm.

4.3 METODA VYCHLAZOVÁNÍ VLÁKNA

Pro odstranění nedostatků v teplotní stabilitě a citlivosti na ohyb byla navržena úprava vinutých vláknových cívek jejich kontrolovaným vychlazováním. Pomalým ohřevem a následným pomalým kontrolovaným chladnutím je odstraňováno vnitřní mechanické napětí. Největší pokroky v technologii vychlazování optických vláken byly učiněny v rámci výzkumu na Národním institutu standardů a technologie Spojených států amerických [12].

Princip procedury spočívá ve fixaci volně vinutého optického vlákna od keramického labyrintu odolávajícího vysoké teplotě. Labyrint s vláknem je poté pomalu ohříván s přibližným časovým

teplotním gradientem $\Delta T/\Delta t = 8 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$. Po dosažení teploty $T = 850 \text{ }^\circ\text{C}$ je teplota udržována zhruba po dobu 24 hodin. Poté následuje vychlazování s přibližným časovým teplotním gradientem $\Delta T/\Delta t = -3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$. Vychlazená optovláknová cívka je poté vložena do ochranného pouzdra vyplněného gelovým materiálem s nízkou viskozitou, který potlačuje přenos vibrací na cívku.

Metoda vychlazování vlákna disponuje oproti torzně modifikovaným vláknům značné teplotní stability. Při její aplikaci ji ale také doprovázejí technologické obtíže. Před fabrikací a ohřevem labyrintu je nutno celý úsek vlákna zbavit obalu a ochranné vrstvy kolem pláště jádra. Při jejich oxidaci při teplotách v rozmezí 500 až 600 $^\circ\text{C}$ by došlo k poškození vlákna. Protože obal a ochranná vrstva jsou hlavními pevnostními prvky vlákna je jejich odstranění problematické a může snadno vést k jeho zlomení. Řešením může být leptání sekundárních vrstev v organickém rozpouštědle. Při následné oxidaci sekundárních vrstev vlákna pak mohou přítomné OH ionty difundovat do materiálu vlákna. To způsobuje další pokles pevnosti a zároveň zvýšení absorpce na infračervených vlnových délkách. Při vyšších působících teplotách v okolí 1000 $^\circ\text{C}$ se difúze OH iontů do vlákna urychluje. Při teplotách nad 1000 $^\circ\text{C}$ se ale proces nárůstu koncentrace OH iontů reverzuje a dochází k dehydroxylaci prostředí vlákna. Dalším efektem, ke kterému při teplotách blízkých 1000 $^\circ\text{C}$ může dojít, je krystalizace, kdy materiál vlákna ztrácí amorfní charakter. Krystalizace jádra pak vede k depolarizaci šířící se vlny a značnému snížení citlivosti v případné sensorové aplikaci.

Pro značnou teplotní stabilitu je metoda vychlazování vlákna používána pro fabrikaci senzorů instalovaných ve venkovním prostředí s širokým rozmezím pracovních teplot. Typickou aplikací jsou proudové senzory v systémech rozvodu velmi vysokého napětí. Potřeba dobrého galvanického oddělení bez nákladných izolátorů převažuje nad technologickými obtížemi, které doprovázejí fabrikaci cívek. Pro instalaci na venkovních rozvodech velmi vysokého napětí jsou dostupné polarimetrické senzory na bázi vychlazovaného vlákna s nestabilitou citlivosti pod 0,2 % v rozmezí teplot -20 až 80 $^\circ\text{C}$ a dynamickým rozsahem 80 dB.

4.4 RECIPROČNÍ KOMPENZACE LINEÁRNÍHO DVOJLOMU

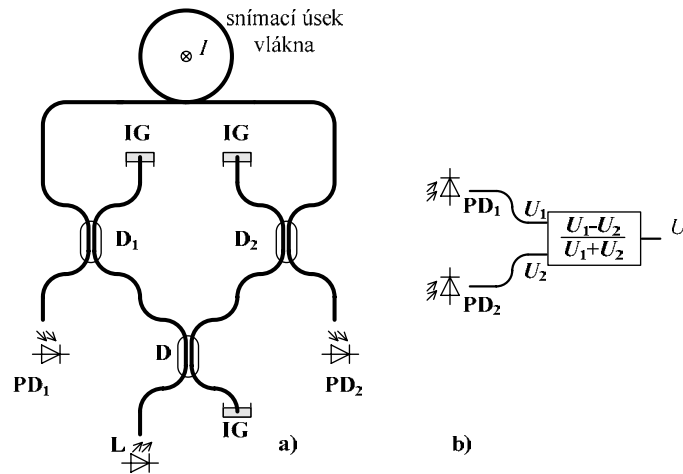
V kombinaci s výše popsanými typy vláken lze pro dokonalejší potlačení nežádoucích dvojlomných jevů v sensorových aplikacích dále využít reciprocity latentního lineárního a kruhového dvojlomu. V polarimetrických proudových senzorech je současně využito nereciprocity magnetooptického jevu coby snímacího principu.

Jednou z možností je kompenzace na signálové úrovni. Latentní lineární i kruhový dvojlom jsou recipročního charakteru. Znamená to, že jejich vliv na polarizační stav vlny šířící se ve vlákně definovaným směrem je nezávislý na směru šíření a bude způsobovat stejnou změnu polarizačního stavu stejné velikosti i orientace. Pokud označíme Jonesovu matici recipročně dvojlomného optického vlákna T_{ov}^+ pro šíření vlny jedním směrem, pak Jonesova matice vlákna pro šíření opačným směrem bude označena T_{ov}^- a bude platit

$$T_{ov}^+ = T_{ov}^- \quad (4.2)$$

Klíčová je skutečnost, že kruhový dvojlom způsobený magnetooptickým jevem je nerecipročního charakteru. Jeho vliv na změnu polarizačního stavu je závislý na směru šíření vlny ve vlákně vůči orientaci působícího magnetického pole. Změna úhlu hlavní polarizační roviny vlny šířící se ve zpětném směru bude stejné velikosti, ale opačné orientace vůči změně, ke které došlo ve směru přímém. V případě lineární polarizace bude úhel stočení roviny polarizace vůči vnější souřadné soustavě dvojnásobný při šíření prostředí oběma směry.

Metody využívající reciprocity nežádoucích dvojlomů a reciprocity magnetooptického jevu byly navrženy pro aplikaci v senzorech s obousměrným šířením světelné vlny a s oddělenou detekcí signálů. Typické uspořádání ukazuje obr. 4.4.1 [13].



obr. 4.4.1 Schéma metody kompenzace recipročních dvojlomů dvojlomu na signálové úrovni: a) zapojení optické části, b) zpracování signálů z fotodetektorů.

Ve schématu je optický svazek o výkonu P_o z polovodičového laseru L navázán do vlákna. Po průchodu vstupním děličem D je rozdělen do dvou optovláknových kanálů. Optické signály se po průchodu děliči D_1 a D_2 šíří snímacím úsekem vlákna v navzájem opačném směru. Druhé výstupy z děličů jsou utlumeny pomocí imerzního gelu IG. Přenosové vlastnosti celé optovláknové trasy ve významu polarizačního přenosu jsou definovány přenosovými funkcemi T_{ov}^+ a T_{ov}^- . Signály opět procházejí děliči D_2 a D_1 a jsou detekovány fotodetektory PD_1 , PD_2 s responzivitami $R_{U,1}$ a $R_{U,2}$. Pro výstupní signály fotodetektorů platí

$$\begin{aligned} U_1 &= R_{U,1} \cdot D_1 \cdot T_{ov}^- \cdot D_2 \cdot D \cdot P_o, \\ U_2 &= R_{U,2} \cdot D_2 \cdot T_{ov}^+ \cdot D_1 \cdot D \cdot P_o. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Z výstupních signálů fotodetektorů v elektrické podobě U_1 a U_2 je v bloku zpracování signálu odvozen normovaný rozdíl

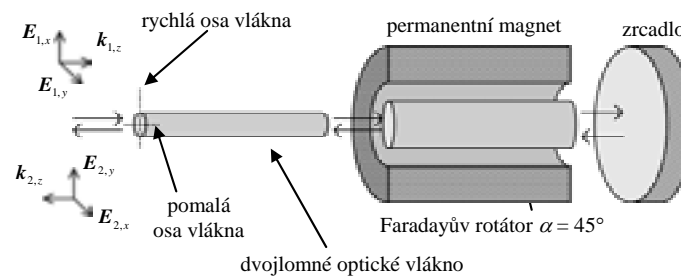
$$U = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} = \frac{R_U \cdot D^3 \cdot (T_{ov}^- - T_{ov}^+)}{R_U \cdot D^3 \cdot (T_{ov}^- + T_{ov}^+)} = \frac{T_{ov}^- - T_{ov}^+}{T_{ov}^- + T_{ov}^+} \quad (4.4)$$

Za předpokladu přítomnosti pouze recipročních dvojlomných jevů, latentního lineárního a kruhového bude platit podmínka (4.2) a výstupní signál senzoru bude nulový. Kolísání optického výkonu zdroje je potlačeno normováním, dělením diference součtovým signálem v (4.4). Kruhový dvojlom způsobený vlivem magnetického pole indukovaného proudem I nebude potlačen z důvodu jeho nerekiprocity.

Aplikací výše uvedeného schématu byly realizovány proudové senzory dosahující vysoké linearity pro proudy až do jednotek kiloampérů. Vysoká linearita je zachována i v oblasti malých proudů, kde existuje možnost rapidního snížení citlivosti vlivem latentního dvojlomu [13]. Pro komplikovanější konfiguraci využívající děličů není ale metoda reciproční kompenzace na signálové úrovni široce využívána.

Reciprocita nežádoucích dvojlomů v optickém vlákně může být dále využita pro jejich kompenzaci metodou ortogonální konjugace vidů. Princip metody předpokládá zpětné šíření vlny s ortogonálně konjugovanými vidy identickým úsekem optického vlákna. Ortogonální konjugace vidů představuje záměnu vidů vlny ve smyslu orientace jejich polarizace. Pro kompenzaci je třeba polarizační směry vidů zaměnit a zajistit zpětné šíření vlny stejným úsekem dvojlomného vlákna. Polarizační záměně vidů odpovídá stočení roviny polarizace odpovídající vlny o úhel $\alpha = 90^\circ$ a lze ji realizovat vhodným polarizačním rotátorem.

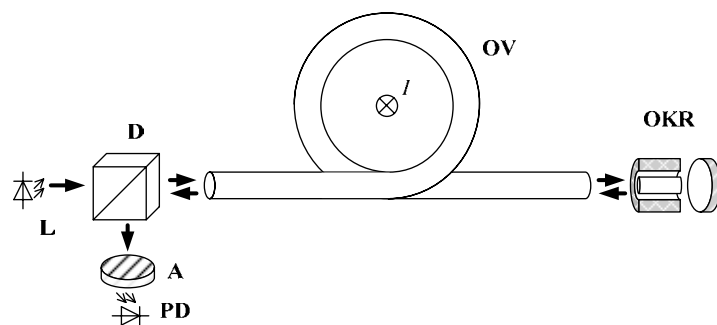
Pro realizaci polarizační konjugace vlny je nutno využít nerekipročního prvku, jímž je ortokonjugační reflektor (OKR). OKR využívá nerekiprocity Faradayova magnetooptického jevu. Sestává z magnetooptického rotátoru v poli permanentního magnetu s úhlem stočení roviny polarizace $\alpha = 45^\circ$ a z rovinného zrcadla. Pro zajištění navázání na optické vlákno je OKR vybaven optovláknovým kolimátorem. Principiální uspořádání OKR ukazují obr. 4.4.2.



obr. 4.4.2 Princip ortokonjugačního reflektoru.

Lineárně polarizovaná vlna na vstupu obecně dvojlomného optického vlákna je představována superpozicí dvou degenerovaných ortogonálních vidů popsaných vektory elektrické intenzity $E_{1,x}$ a $E_{1,y}$. Dvojlomné optické vlákno je charakterizováno přítomností rychlé a pomalé osy, které vykazují rozdílný index lomu. Dochází ke ztrátě degenerace vidů, vidy se začnou šířit různými rychlostmi a nabývají fázového posuvu. Polarizační stav vlny na pravém vzdáleném konci vlákna bude obecně eliptický. Vlna vstupuje do OKR. Po prvním průchodu rotátorem je orientace její polarizace stočena o úhel $\alpha = 45^\circ$. Následně se odráží od zrcadla a prochází opět rotátorem, tentokrát v opačném směru. Vlivem reciprocity bude výsledný úhel stočení roviny polarizace $\alpha = 90^\circ$. Vlna je poté navázána do vlákna a šíří se v něm ve zpětném směru. Orientace vektorů vidů $E_{2,x}$ a $E_{2,y}$ vůči dvojlomným osám je stočena o úhel $\alpha = 90^\circ$. Vid popsaný na výstupu vlákna vektorem $E_{2,y}$ původně orientovaný ve směru pomalé osy je nyní orientován ve směru rychlé osy. Naopak vid popsaný vektorem $E_{2,x}$ je orientován ve směru osy pomalé. Při zpětném průchodu vlny dvojlomným vláknem nabudou vidy fázového posuvu stejné velikosti, ale opačného znaménka. Výsledný fázový posuv je tak vyrovnán a je nulový. Výstupní polarizační stav vlny je stejného charakteru jako původní vstupní a jeho orientace je stočena o úhel $\alpha = 90^\circ$. Popsaným mechanismem může být potlačen latentní i indukovaný lineární dvojlom vlákna. Výhodou kompenzace je také z principu reciprocity potlačení vlivu teplotní závislosti lineárního dvojlomu.

Typické uspořádání senzoru využívajícího OKR je na obr. 4.4.3. Svazek z laserového zdroje L prochází nepolarizujícím děličem svazku D a je navázána do snímacího úseku vlákna OV tvořícího jeden nebo více závitů kolem vodiče se snímaným proudem I . Vlivem magnetooptického jevu je rovina polarizace stáčena. Zároveň se vlivem lineárního dvojlomu mění polarizační stav. Po průchodu vláknem je pomocí OKR realizována polarizační konjugace vidů a vlna je navázána zpět do vlákna, kterým se šíří ve zpětném směru. Dochází ke kompenzaci recipročního dvojlomu a dalšímu stočení polarizace vlivem magnetooptického jevu. Vlna dále dopadá na dělič svazku D, kterým je směřována na analyzátor A a dále na fotodetektor PD.



obr. 4.4.3 Princip optovláknového polarimetrického senzoru proudu s OKR.

Nevýhodou použití OKR je nutnost nastavení velikosti rotace konkrétního magnetooptického elementu podle použité vlnové délky. Rotátor musí být stíněn před vnějšími magnetickými poli. To vede na jeho umístění ve vzdáleném samostatném bloku senzoru, který je oddělen od snímacího úseku vlákna. V optovláknovém systému je dalším klíčovým faktorem přesná vzájemná konfigurace OKR a kolimátoru vzhledem k apertuře vlákna. Technologická náročnost výroby OKR určuje jeho relativně vysokou cenu. Komerčně jsou OKR vyráběny v kompaktním provedení pouze několika světovými výrobci. Jsou určeny pro telekomunikační vlnové délky 1310 nm nebo 1550 nm. Ty umožňují konstrukci malých rotátorů z důvodu existence materiálů s vysokou hodnotou Verdetovy konstanty na uvedených vlnových délkách. Pro kratší vlnové délky se již nejedná o kompaktní zařízení. Dosahují větších rozměrů a hmotností a jsou obvykle vyráběny zakázkově. Zmíněné skutečnosti jsou příčinou nepopularity OKR metody v sériových sensorových aplikacích. Ty se soustředí na využití snadněji sériově vyrobitelných modifikovaných vláken s potlačenou citlivostí na ohyb a na doplnění metodou potlačení tepelné nestability. Podle stavu publikované literatury je širší využití OKR v sensorových aplikacích minimální. Publikovány jsou většinou teoretické analýzy a experimentální realizace pro ověření vlastností [14].

5. PŘÍSPĚVEK AUTORA K PROBLEMATICE

V předchozích kapitolách uvedená problematika potlačování dvojlomných jevů v optických vláknech byla autorem habilitační práce studována v souvislosti se zadaným požadavkem nalezení vhodné metody pro měření proudových průběhů dosahujících vysokých úrovní a krátkých časových relací. Pro své zajímavé teoretické výhody byla zvolena metoda ortokonjugančního reflektoru. Metoda OKR byla aplikována v realizaci experimentálního senzoru a byly ověřeny její výhodné vlastnosti. Pro použití v cílové aplikaci bylo nutno ověřit i možnosti dosažitelné šířky pásma, která je omezena tranzitní dobou vlny ve snímacím úseku vlákna. Objevil se tak nový požadavek na návrh a realizaci testovacího generátoru impulzních proudových průběhů s vysoce strmou náběžnou hranou.

5.1 MAGNETOOPTICKÉ SNÍMÁNÍ IMPULZNÍCH PROUDOVÝCH PRŮBĚHŮ

Při autorově spolupráci na vývoji a ověřování funkce a parametrů výkonového impulzního mikrovlnného zdroje [15] byly stanoveny požadavky na nalezení vhodné měřicí metody, která by umožňovala měření impulzního proudu mikrovlnného zdroje. Napájecí proud zdroje dosahuje špičkové hodnoty $I_p = 40$ kA a náběžná doba hrany impulzu dosahuje hodnot v desítkách nanosekund [16]. Při vývoji byly používány indukční senzory na principu Rogowského cívky.

Pro ověření údajů z indukčních senzorů byla navržena metoda využívající magnetooptického jevu. Aplikace magnetooptické metody pro měření impulzních proudových průběhů byla ověřena na úloze využívající soustavu dvou souosých cívek jako zdroje magnetického pole. Cívky byly napájeny impulzním proudovým harmonickým tlumeným průběhem se špičkovou hodnotou $I_p = 775$ A a vytvářely magnetické pole odpovídajícího průběhu.

Jako zdroj nosného optického signálu byl použit He-Ne plynový laser s vlnovou délkou $\lambda = 633$ nm. Rotátor ve tvaru válečku byl vyroben ze skla typu FR-5 firmy Hoya Optics. Pro vyhodnocení změny polarizačního stavu laserového svazku bylo využito diferenční ortogonální polarimetrické metody s polarizačním děličem svazku. Polarizační dělič Wollastonova typu dělí laserový svazek na dva svazky s navzájem kolmými polarizacemi. Podle polarizačního stavu vstupního svazku je jeho výkon rozdělen do polarizačně ortogonálních svazků, které jsou detekovány nezávislými fotodetektory. Výstupní signály detekčních kanálů jsou zpracovány jako normovaná diference, obdobně vztahu (4.4). Signály změřené popsanou metodou odpovídaly průběhu impulzního proudu cívkami. Díky využití polarizačně ortogonální detekce s diferencí signálů bylo účinně potlačeno elektromagnetické rušení jež bylo vyzařováno jiskřištěm coby spínacím prvkem proudového okruhu [18].

5.2 OPTOVLÁKNOVÝ SENZOR S OKR

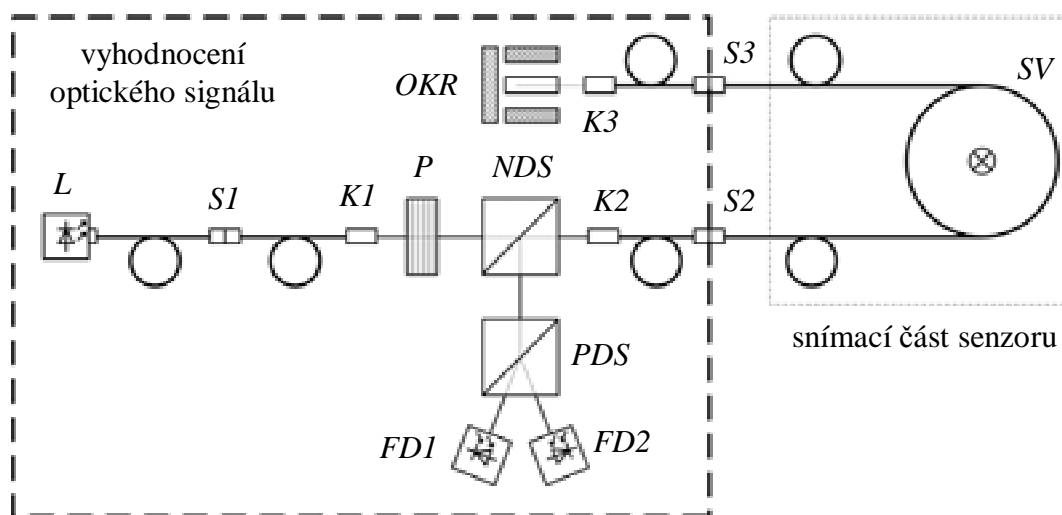
Realizovaný experiment prokázal možnost použití magnetooptické metody pro snímání impulzních proudových průběhů. Pro další vývoj bylo jako rotátor zvoleno optické vlákno obtáčené vodičem s měřeným proudem. Podle Ampérova zákona celkového proudu tvoří závit vlákna integrační smyčku pro cirkulující vektor magnetické indukce \mathbf{B} vytvářené proudy, které smyčkou procházejí. Aplikací Ampérova zákona můžeme získat vztah pro časovou závislost velikosti úhlu stočení roviny polarizace $\alpha(t)$, která je přímo úměrná časovému průběhu proudu $i(t)$

$$\alpha(t) = \mu V N \oint_l \mathbf{B}(t) \cdot d\mathbf{l} = \mu V N i(t), \quad (5.1)$$

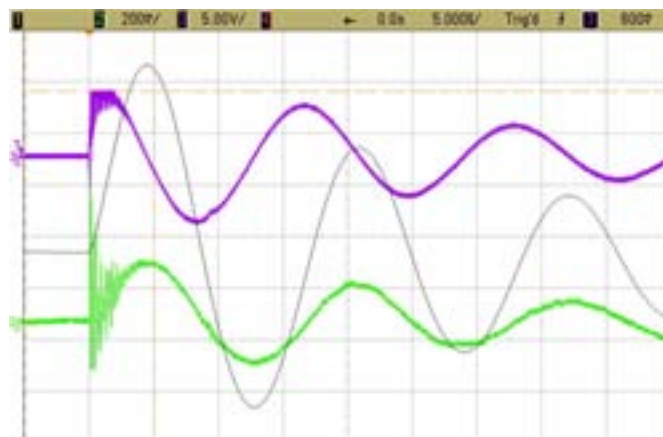
kde $V = 3,67 \text{ rad} \cdot \text{T}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ je Verdetova konstanta jádra vlákna, $\mu \approx \mu_0$ je permeabilita materiálu jádra a N je počet závitů vlákna.

První experimenty s aplikací vlákna na místě rotátoru v předchozím experimentu prokázaly silné snížení citlivosti snímání proudu vlivem ohybem indukovaného dvojlomu. Pro řešení snížení citlivosti vlivem ohybu vlákna bylo zvoleno použití ortokonjugačního reflektoru (OKR). Celkový návrh senzoru je ukázán na obr. 5.2.1 [18]. Zdrojem nosného optického signálu je laserová dioda *L* s integrovaným úsekem vlákna. Pomocí optovláknové konektorové spojky *S1* je spojena s úsekem vlákna s integrovaným kolimátorem *K1*. Výstupní kolimovaný svazek je obecně elipticky polarizovaný, prochází lineárním polarizátorem *P*. Po průchodu nepolarizujícím děličem svazku *NDS* je pomocí kolimátoru *K2* opět navázán do vlákna a pomocí konektorové spojky *S2* je vyveden z hlavního bloku senzoru. Pomocí spojky *S2* je připojena část snímací, která obsahuje úsek snímacího vlákna *SV*. Vzdálený konec snímacího vlákna je pomocí konektorové spojky *S3* zaveden zpět do hlavního bloku. Kolimátor *K3* usměrňuje svazek do ortokonjugačního reflektoru *OKR*. Zpětně odražený svazek je pomocí *K3* opět navázán do snímací části senzoru a šíří se zpět vláknem *SV*. Po zpětném průchodu dopadá kolimovaný svazek na nepolarizující dělič svazku *NDS*. Odražená část svazku je vedena do polarizujícího děliče svazku *PDS*. Polarizačně ortogonální laserové svazky na výstupu *PDS* jsou snímány fotodetektory *FD1* a *FD2*. Zvolené uspořádání zabraňuje navázání zpětně se šířícího svazku do vlákna laserové diody. Zpětně se šířící svazek má polarizační rovinu stočenou o úhel $\alpha = 90^\circ$ vlivem *OKR*. Po přímém průchodu *NDS* je proto polarizátorem *P* potlačen. Zamezí se tak nestabilitě laserového zdroje způsobené zpětnou optickou vazbou.

Navržený senzor byl ověřován ve stejném experimentálním uspořádání jako v předchozím případě. Získané výsledky tak mohly být přímo porovnány a mohla být stanovena účinnost potlačení vlivu nežádoucího dvojlomu. Příklad průběhů získaných při měření s *OKR* jsou ukázány na obr. 5.2.2. Při měření nebylo použito druhého polarizačně ortogonálního kanálu.



obr. 5.2.1 Navržené uspořádání optovláknového senzoru s *OKR*.



obr. 5.2.2 Průběhy získané při optovláknovém snímání impulzního proudu s využitím OKR.
Signály shora: 1. napětí indukčního senzoru, 2. integrál napětí indukčního senzoru,
3. výstupní napětí optického přijímače.

Ze srovnání sejmutých průběhů vyplynula podstatně vyšší citlivost senzoru využívajícího OKR. Oproti senzoru bez OKR bylo dosaženo vyšší citlivosti s násobným koeficientem $A_S = 179$. Získané výsledky dávají dobrou představu o výhodách aplikace OKR v optovláknovém senzoru.

V souvislosti s požadavkem měření impulzních proudových průběhů se strmou náběžnou hranou vznikla otázka ověření dosažitelné šířky pásma optovláknového senzoru. Z principu je omezení dáno rychlostí šíření vlny ve snímacím úseku vlákna. Daná tranzitní doba průchodu musí být mnohem menší než perioda nejvyšší harmonické složky měřeného signálu. Mezní kmitočet senzoru daný rozměry optovláknové cívky a rychlostí šíření světla v jádře je

$$f_h = \frac{0,44c}{2\pi R_z n_j N}, \quad (5.2)$$

kde R_z je poloměr optovláknové cívky a N je počet závitů. Pro cívku s $N = 2$ a $R_z = 25$ mm použitou při experimentu je mezní kmitočet $f_h = 280$ MHz. Při obousměrném šíření bude mezní kmitočet poloviční $f_h = 140$ MHz. V uvedené konfiguraci senzoru je situace komplikovanější z důvodu šíření nosného optického signálu úsekem vlákna k OKR a zpět ke snímací cívce. Úsek vlákna mezi cívkou a OKR navíc nepřispívá k vyhodnocovanému stáčení roviny polarizace a jeho vliv je tak těžko odhadnutelný.

Dalším omezením, které bylo při vývoji senzoru uvažováno je mezní kmitočet použitého optického přijímače. V rámci vývoje byly realizovány práce [19], které teoreticky a experimentálně studovaly možnosti moderních operačních zesilovačů pro použití v optických přijímačích. Bylo zjištěno, že největší šířky pásma optického přijímače lze dosáhnout použitím specializovaných obvodů realizovaných jako transimpedanční zesilovače. S obvodem AD8015 a fotodiodou typu BPW43 bylo experimentálně dosaženo šířky pásma 175 MHz při testování impulzním optickým signálem [19].

Pro ověření reálné šířky pásma senzoru, jeho optické i elektronické části nebylo možné použít stávající rezonanční impulzní zdroj. Byly realizovány pokusy s výbojem kondenzátoru v sériovém okruhu bez použití cívek. Pro další vývoj a ověřování aplikace OKR v optovláknovém senzoru vznikl požadavek návrhu a konstrukce impulzního zdroje proudu s náběžnou hranou v jednotkách nanosekund a špičkovým proudem dosahujícím jednotek kiloampérů.

5.3 NÁVRH A REALIZACE TESTOVACÍHO ZDROJE

Související problematikou řešenou v rámci vývoje optovláknového senzoru byl návrh a realizace vhodného impulzního proudového zdroje. Prostřednictvím zdroje s dostatečně strmou náběžnou hranou generovaného proudu lze ověřit možnosti použití optovláknového senzoru v zamýšlené aplikaci. Možné koncepce impulzních zdrojů byly studovány v rámci práce [20].

Byla zvolena koncepce s kapacitní akumulací energie využívající koaxiálního kabelu. Vhodný koaxiální kabel má definovanou reálnou vlnovou impedanci a jeho dielektrikum má relativně vysokou elektrickou pevnost. Výhodou je, že může zároveň realizovat tvarování impulzu. Z důvodu definované reálné vlnové impedance zajišťuje i impedanční přizpůsobení k ohmické zátěži. Studium publikovaných prací byly hledány vhodné koaxiální kabely používané v pulzně výkonových aplikacích. Jako vhodný byl zvolen koaxiální kabel typu URM-67 s vlnovou impedancí $Z_0 = 50 \Omega$ a měrnou kapacitu $C_0 = 100 \text{ pF}\cdot\text{m}^{-1}$.

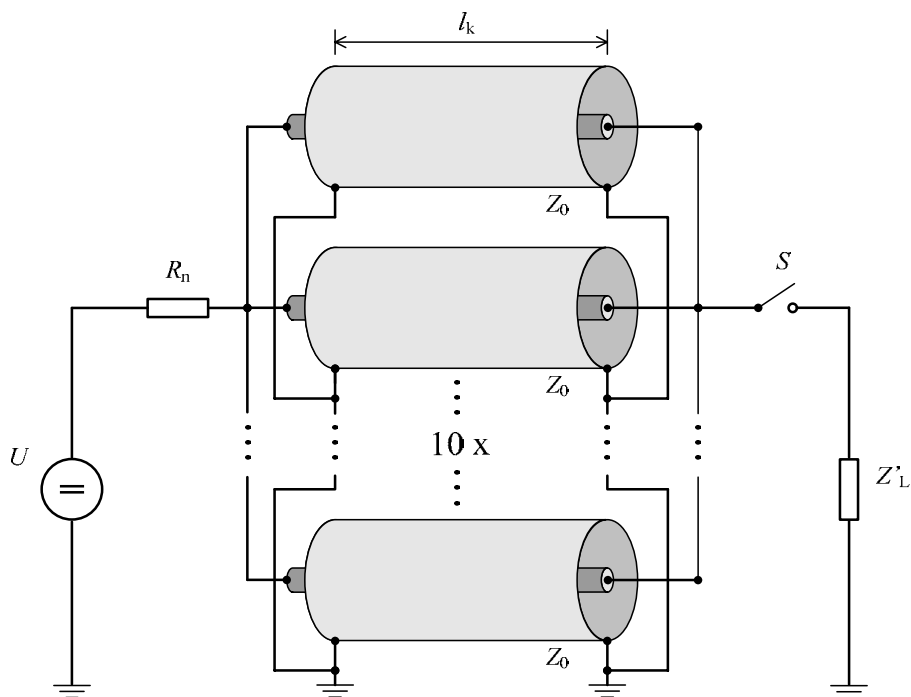
V základním uspořádání zdroje je koaxiální kabel nabíjen z vysokonapěťového zdroje přes rezistor $R_n \gg Z_0$ na napětí U . Po připojení zátěže $Z_L = Z_0$ ke střednímu vodiči kabelu se vlivem vytvořeného děliče napětí objeví na zátěži Z_L napětí $U/2$. Napěťový skok velikost $U/2$ se šíří koaxiálním kabelem směrem ke zdroji kde dojde k odrazu na vysoké impedanci nabíjecího odporu. Polarita napěťového skoku je invertována a šíří se zpět k zátěži. Na zátěži dojde k odečtení invertovaného napětí $U/2$ od napětí na zátěži $U/2$ a napětí na zátěži klesne na nulu. Na zátěži je tak vytvořen pravoúhlý napěťový impulz velikosti $U/2$ s dobou trvání určenou rychlostí šíření vlny kabelem danou vztahem. Pravoúhlý proudový impulz se strmou náběžnou a sestupnou hranou lze pak využít ke kalibraci optovláknového senzoru. Při použití limitního nabíjecího napětí kabelu $U = 40 \text{ kV}$ bude mít impulz proudu velikost

$$I_p = \frac{U/2}{Z_L} = \frac{20 \cdot 10^3}{50} = 400 \text{ A} . \quad (5.3)$$

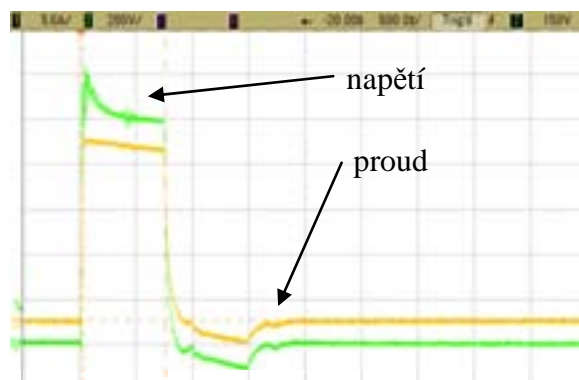
Tato hodnota byla pro stanovené požadavky nedostačující. Bylo proto navrženo modifikované uspořádání impulzního zdroje jako paralelní spojení deseti tvarovacích vedení vybíjených do společné zátěže. Dochází tak k multiplikaci proudu a výkonu dodaného do zátěže. Ekvivalentní vlnová impedance paralelního spojení tvarovacích vedení byla pak $Z_0' = Z_0/5 = 5 \Omega$. Při použití zátěže $Z_L = 5 \Omega$ bude velikost proudu desetinásobná $I_p = 4 \text{ kA}$, což je dostatečné. Uspořádání impulzního zdroje s paralelními tvarovacími vedeními ukazuje obr. 5.3.1.

Druhým požadavkem návrhu bylo dosažení krátkých náběžných a sestupných hran impulzu. Na základě řešerše [20] bylo zvoleno jednoduché jiskřiště, které je pro svou jednoduchou konstrukci a výkonovou zatížitelnost nejvyužívanějším typem spínače v impulzních aplikacích vysokého výkonu. Umožňují dosahovat jedny z nejkratších časů mezi současnými výkonovými spínači [21].

Navržená konfigurace zdroje podle obr. 5.3.1 byla nejdříve ověřována na zapojení s běžným koaxiálním kabelem typu RG-58. Jako zátěže bylo použito paralelního spojení sedmi odporů $R = 330 \Omega$ s nízkou indukčností. Proud do zátěže dosahoval hodnoty $I_p = 20 \text{ A}$ a výkon na zátěži $P_p = 20 \text{ kW}$. Příklady získaných průběhů napětí a proudu ukazuje obr. 5.3.2. Odečtená doba náběžné hrany proudu je $t_r = 6,2 \text{ ns}$.



obr. 5.3.1 Principiální schéma impulzního zdroje s paralelními tvarovacími vedeními.



obr. 5.3.2 Průběh napěťového a proudového impulzu zdroje s RG-58.

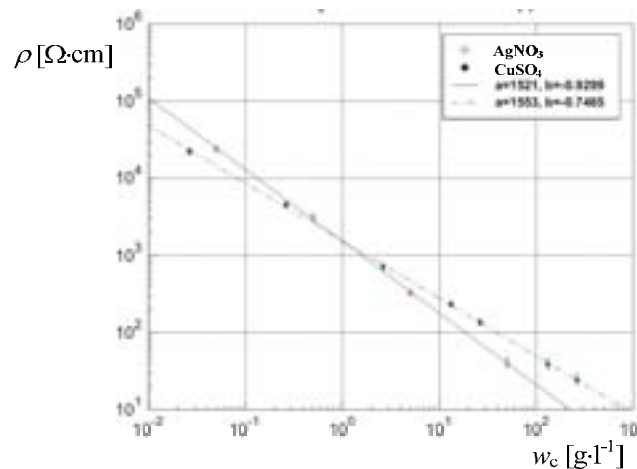
Další experimenty proběhly při použití deseti paralelních úseků kabelu RG-58. Zátěž o odporu $Z_L = 5 \Omega$ odpovídající výkonové odolnosti se na základě použití vrstevných odporů s nízkou indukčností nepodařilo zkonstruovat. Vytvořená zátěž vykazovala značnou indukčnost, neúměrně deformovala pravoúhlý impulz a prodlužovala náběžnou a sestupnou hranu. Bylo nutné navrhnout zátěž jiného uspořádání vykazující vysokou výkonovou zatížitelnost, elektrickou pevnost a nízkou indukčnost s uvažováním vlivu povrchového jevu. Bylo zvoleno koaxiální uspořádání zátěže s vnějším a vnitřním vodičem tvořenými vyhlazovanými měděnými trubkami o průměrech $d_1 = 35 \text{ mm}$ a $d_2 = 12 \text{ mm}$ a aktivní délce $l = 50 \text{ mm}$. Pro dané rozměry trubek bylo nutno najít vhodné složení a koncentraci elektrolytu. Složení elektrolytu muselo být zvoleno tak, aby nepůsobilo korozivním účinkem na materiál elektrod. Podle [22] byl zvolen vodní roztok síranu měďnatého CuSO_4 . Pro výpočet koncentrace bylo využito principu ekvivalence vztahů proudového pole a vztahů pro výpočet kapacity soustavy vodičů [23]

$$\frac{C}{G} = \frac{\varepsilon}{\gamma}. \quad (5.4)$$

Na základě vztahu pro výpočet kapacity soustavy dvou souosých dutých válcových vodičů o poloměrech d_1 a d_2 a byl odvozen vztah pro rezistivitu elektrolytu

$$\rho = 2\pi l \frac{R}{\ln \frac{d_1}{d_2}}. \quad (5.5)$$

Koncentrace elektrolytu byla určena na základě publikované odpovídající závislosti rezistivity vodního roztoku CuSO_4 , viz. obr. 5.3.3 [22].

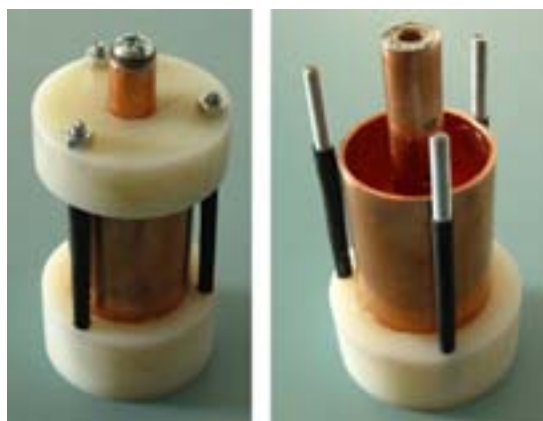


obr. 5.3.3 Závislost rezistivity vodního roztoku CuSO_4 a AgNO_3 na koncentraci [22].

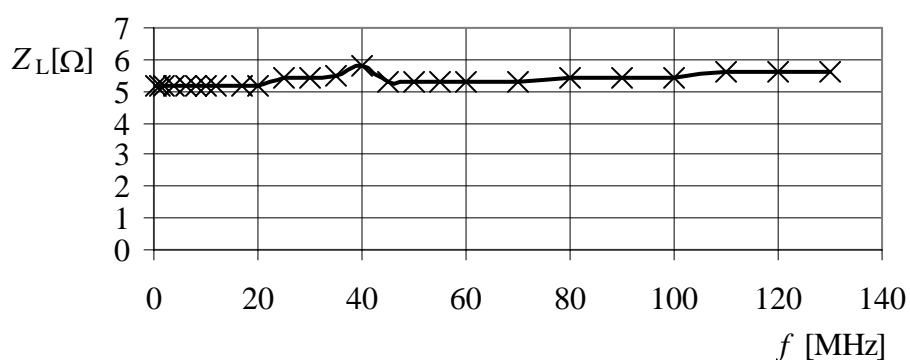
Realizace koaxiální zátěže je ukázána na obr. 5.3.4. Na obr. 5.3.5 je znázorněna kmitočtová charakteristika absolutní hodnoty impedance vodní zátěže měřená v kmitočtovém rozsahu od 500 kHz do 130 MHz.

Vodní zátěž byla aplikována při měření zdroje s deseti paralelními tvarovacími vedeními RG-58. Na obr. 5.3.6 jsou zobrazeny příklady průběhu proudu a napětí na vodní zátěži. Náběžná hrana napěťového průběhu dosahovala hodnot jednotek nanosekund. Náběžná hrana proudu dosáhla změřené hodnoty $t_r = 17$ ns. Očekává se, že její reálná hodnota bude menší. Použitá proudová sonda je určena pro měření pulzních průběhů se špičkovou hodnotou maximálně $I_{p,\max} = 50$ A. Odečtený špičkový proud z obr. 5.3.6 dosahuje hodnoty $I_p = 187$ A. Docházelo tedy zřejmě k přesycování magnetického obvodu sondy a ke zkreslení měřeného průběhu. Je proto třeba použít vhodnější sondy.

Po návrhu a konstrukci vodní zátěže byla započata realizace impulzního zdroje sestávajícího z deseti paralelních tvarovacích vedení z kabelu URM-67. Pro úseky kabelu byla zvolena délka $l_k = 10$ m, což určuje šířku generovaného impulzu $t_p = 100$ ns. Při nabíjecím napětí $U = 40$ kV bude impulzní napětí na zátěži dosahovat hodnoty $U_p = 20$ kV a impulzní proud hodnoty $I_p = 4$ kA. Celkový výkon na zátěži dosáhne hodnoty $P_p = 80$ MW.



obr. 5.3.4 Realizovaná koaxiální vodní zátěž.

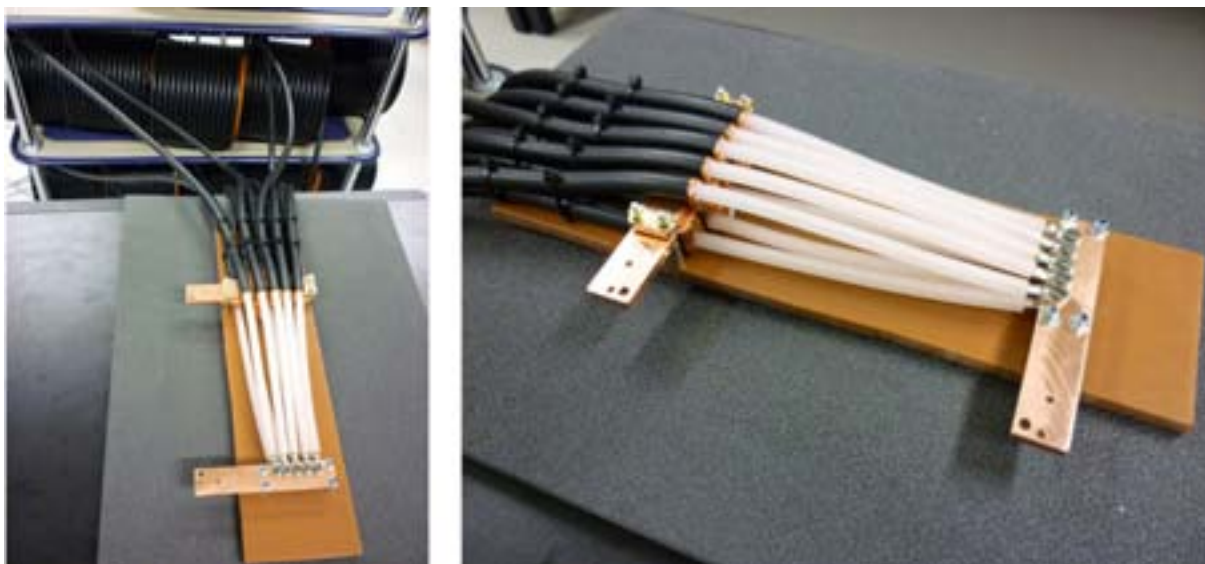


obr. 5.3.5 Kmitočtová charakteristika absolutní hodnoty impedance vodní zátěže.



obr. 5.3.6 Průběh napětového a proudového impulsu zdroje s paralelními tvarovacími vedeními a vodní zátěží.

Na obr. 5.3.7 je ukázána vývojová realizace impulzního zdroje. Koaxiální kabely jsou vinuty na cívkách. V elektrodové části jsou kabely zbaveny ochrany a oplety kabelů jsou svorníkem přichyceny k masivní měděné elektrodě. Střední vodiče jsou přichyceny k druhé elektrodě. Elektrody jsou rozměrově uspořádány pro připojení vodní zátěže spolu s jiskříštěm.



obr. 5.3.7 Vyvíjený impulzní proudový zdroj. Vlevo cívky s vinutým koaxiálním kabelem a elektrodová část zdroje pro připojení zátěže a spínače. Vpravo detail elektrodové části.

V době vzniku této práce je dokončováno jiskřiště typu „rail-gap“, které umožní snížit indukčnost plazmového kanálu při výboji. Indukčnost plazmového kanálu v jiskřišti může být limitující pro dosažení strmých náběžných hran proudu v impulzních generátorech. V rámci studentských projektů je řešen projekt pro návrh impulzního zdroje ultrafialového záření a jeho obvodového řešení pro spouštění jiskřiště pomocí fotoionizace.

Dokončovaný impulzní generátor osazený vodní zátěží a spouštěným jiskřištěm bude využit jako zdroj proudového impulsu se strmou náběžnou hranou pro testování výše popsaného optovláknového senzoru. Bude tak možno experimentálně ověřovat vliv vzdáleného ortokonjugačního reflektoru na omezení šířky pásma senzoru. Zároveň bude zdroj vhodným prostředkem pro kalibraci indukčních senzorů elektrického proudu.

6. ZÁVĚR

Cílem práce je uvedení do problematiky metod potlačování nežádoucích dvojlomných jevů v optických vláknech. Existence dvojlomných jevů se během vývoje optovláknové techniky ukázala jako zásadní problém při použití vláken v některých aplikacích. Doposud vyvinuté a používané metody potlačování dvojlomů tyto problémy více či méně úspěšně řeší podle oblasti, kde byly aplikovány. Pro získání přehledu o vlastnostech, přednostech a nevýhodách různých přístupů byly popsány principy nejvýznamnějších vyvinutých metod potlačování nežádoucích dvojlomů.

Autorem práce byla řešena související problematika návrhu a realizace optovláknového senzoru impulzního proudu využívajícího ortokonjugačního reflektoru (OKR). Na základě stavu publikované literatury bylo zjištěno, že senzory využívající OKR metody nebyly pro konkrétní aplikaci dosud prakticky realizovány. Zkušenosti a výsledky aplikace OKR metody v navrhovaném senzoru tak lze považovat za přínosné oboru, jemuž se tato práce věnovala. Jeden z bodů vývoje experimentálního senzoru, ověření vlivu OKR na šířku pásma, si vyžádal návrhnutí a zrealizování vhodného testovacího zdroje impulzního proudu. Vývojové kroky týkající se návrhu a realizace impulzního zdroje jsou také zahrnuty do obsahu práce a rozšiřují tak mezioborovost řešené problematiky.

LITERATURA

- [1] Senior, J.M. *Optical Fiber Communication: Principles and Practice*. Harlow: Pearson Education, 2009. 1128 p. ISBN 978-0-13-032681.
- [2] Huard, S. *Polarization of Light*. Paris: Masson, John Wiley & Sons, 1997. 592 p. ISBN 2-225-85327-X.
- [3] Saleh, B. A., Teich, M. C. *Fundamentals of Photonics*. New York: John Wiley & Sons, 1991. 992 p. ISBN 978-0471839651.
- [4] Ulrich, R., Rashleigh, S. C., Eickhoff, W. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Optical Letters*, 1980, vol. 5, p. 273 - 275. ISSN 1539-4794.
- [5] Namihira, Y. Opto-elastic constants in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*. 1983, vol. 3, no. 5, p. 1078-1083. ISSN 0733-8724.
- [6] Drexler, P., Fiala, P. Kompenzace lineárního dvojlomu v magneto-optických vláknových senzorech. *Jemná mechanika a optika*, 2009, roč. 2008, č. 6, s. 166-171. ISSN 0447-6441.
- [7] Ripka, P. *Magnetic sensors and magnetometers*. London: IEEE, Artech House, 2001. 467 p. ISBN 1-58053-057-5.
- [8] Tabor, W. J., Chen, F. S. Electromagnetic Propagation Through Materials Processing both Faraday Rotation and Birefringence: Experiments with Ytterbium Orthoferrite. *Journal of Applied Physics*, 1968, vol. 10, p. 2760-2765. ISSN 0021-8979.
- [9] Barlow, A. J., Hansen, J. J. R., Payne, D. N. Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers. *Applied Optics*, 1981, vol. 20, p. 2962-2968. ISSN 0003-6935.
- [10] Laming, R. I., Payne, D. N. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1989, vol. 7, no. 12, p. 2084-2094. ISSN 0733-8724.
- [11] NIKITOV, S., CHAMOROVSKIY, Y., STAROSTIN, N., RYABKO, M., MORSHNEV, S., MORSHNEV, V., VOROB'EV, I. Microstructured optical fibers for the fiber optics sensors. In *Proceedings of International Conference on Materials for Advanced Technologies*. Singapore: Singapore, 2009.
- [12] Rose, A. H. Annealing Optical Fiber: Application and Properties. *The American Ceramic Society Bulletin*, 2000, vol. 79, no. 3, p. 40-43. ISSN 0002-7820.
- [13] Claus, R. O., Fang, X. Optimal Design of IRIS-Based Polarimetric Intrinsic Optic Current Sensor. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, vol. 14, no. 7, p. 1664-1673. ISSN 0733-8724.
- [14] Santoyo-Mendoza, F., Barmenkov, Y. O. Faraday plasma current sensor with compensation for reciprocal birefringence induced mechanical perturbations. *Journal of Applied Research and Technology*, 2003, vol. 1, no. 2, p. 157 - 163.
- [15] Fiala, P., Drexler, P. *Optimální návrh měřicích systémů pulsních zdrojů pro volný prostor: výzkumná zpráva*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, FEKT, 2007.
- [16] Drexler, P., Fiala, P. Methods for HP EM pulse measurement. *IEEE Sensor Journal*, 2007, vol. 7, no. 7, p. 1006-1011. ISSN: 1530- 437X.
- [17] Fiala, P., Drexler, P., Steinbauer, M., Jirků, T. Optical Methods for Identifying of the Special Purpose Generator Pulses. *PIERS Online*, 2008, no. 4. ISSN 193-7360.
- [18] Drexler, P., Fiala, P. Suppression of polarimetric birefringence effect in optical fiber and its application for pulsed current sensing. In *Proceedings of 2009 Waveform Diversity & Design Conference*. USA: Orlando, 2009, p. 173-177. ISBN: 978-1-4244-2971- 4.
- [19] Matyáš, P. *Optické přijímače s moderními obvody: bakalářská práce*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, FEKT, 2008.

- [20] Myška, R. *Zdroj proudového impulsu vysoké úrovně: bakalářská práce*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, FEKT, 2009.
- [21] Mesyats, G. A. *Pulsed Power*. New York: Springer, 2005. 568 s. ISBN 0-306-48653-9.
- [22] Beverly, R. E. Application Notes for Aqueous-Electrolyte Resistors. *Application note*, R. E. Beverly III and Associates, USA: Lewis Center, 2004.
- [23] Dědek, L., Dědková, J. *Elektromagnetismus*. Brno: VUTIUM, 1998. 229 s., ISBN 80-214-1106-6.