


# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINEERING


# VYUŽITÍ A POTLAČOVÁNÍ DVOJLOMNÝCH JEVŮ V OPTOVLÁKNOVÝCH SENZORICKÝCH APLIKACÍCH
UTILIZATION AND SUPPRESSION OF BIREFRINGENCE PHENOMENA IN OPTICAL FIBER SENSORY APPLICATIONS

**ZKRÁCENÁ VERZE DIZERTAČNÍ PRÁCE**
DOCTORAL THESIS


AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. Rastislav Motúz

VEDOUCÍ PRÁCE
ADVISOR

doc. Ing. Petr Drexler, Ph.D.



BRNO 2019

## ABSTRAKT

Práce se zabývá problematikou integrálních a distribuovaných optovláknových senzorů elektrického proudu. V oblasti integrálních senzorů je provedena analýza pomocí Jonesova maticového počtu a je zkoumán simultánní vliv indukovaného kruhového a nežádoucího lineárního dvojlomu při použití orto-konjugačního retroreflektoru. Dále je analyzována navržena varianta s konjugační smyčkou, která využívá půlvlnné fázové retardéry. Teoretické závěry jsou potvrzené simulací a experimentálním měřením.

Na poli distribuovaných optovláknových senzorů je provedena analýza a simulace pro detekci plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech, na bázi techniky POTDR. Pro reaktory kruhového průřezu výbojové vakuové komory je navržen postup pro zlepšení detekce plazmových proudů a pro reaktory divertorového typu je nově navržena a provedena simulace zkoumající vliv šumu detektoru OTDR na přesnost detekce plazmových proudů.

## KLÍČOVÁ SLOVA

Integrální optovláknový senzor, interferometr, OKR, HWP, dvojlom, polarizace, SOP, distribuovaný optovláknový senzor proudu, tokamak, simulace.

# Obsah

**Úvod** **4**

**Cíle dizertační práce** **5**

**1 Integrální optovláknové senzory** **7**
1.1 Dosavadní vývoj . . . . . 7
1.1.1 Kompenzace lineárního dvojlomu ortogonální konjugací . . . . 7
1.1.2 Další techniky potlačování nežádoucího dvojlomu . . . . . 9

**2 Příspěvek autora k problematice** **11**
2.1 Konjugační smyčka se dvěma HWP . . . . . 12
2.2 Analýza z pohledu dvojlomů – OKR . . . . . 13
2.2.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – OKR . . . . . 15
2.3 Analýza z pohledu dvojlomů + vyhodnocení
– systém s HWP . . . . . 16
2.3.1 Konjugační smyčka v optovláknové interferometrii . . . . . 17
2.4 Experimentální ověření . . . . . 19
2.4.1 Vyhodnocení experimentu . . . . . 19

**3 Distribuované senzory** **21**
3.1 Dosavadní vývoj . . . . . 21
3.2 Modelování distribuovaného senzoru . . . . . 22
3.3 Modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny . . . . . 23
3.4 Šumové pozadí OTDR měření . . . . . 23
3.5 Reaktory s rovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna . . . . . 24
3.5.1 Modelování senzoru pro reaktor kruhového průřezu . . . . . 24
3.5.2 Příspěvek autora k problematice – realizace simulace . . . . . 25
3.6 Příspěvek autora k problematice – Reaktory divertorového typu . . . 26
3.6.1 Modelování senzoru pro reaktor D-průřezu . . . . . 26
3.6.2 Efekty mající vliv na snímání plazmového proudu . . . . . 27
3.6.3 Simulace distribuovaného optovláknového senzoru . . . . . 28
3.6.4 Analýza vlivu šumu detektoru OTDR v případě reaktoru ITER 29

**Závěr** **33**

**Literatura** **34**

# Úvod

Přítomnost a vliv lineárního dvojlomu je často nejkritičtějším parametrem pro funkčnost senzoru v praktických aplikacích, proto mu musí být věnována patřičná pozornost. Doposud bylo vyvinuto několik postupů, které potlačují nebo kompenzují vliv lineárního dvojlomu. Výhody a nevýhody daných postupů budou prezentovány v další kapitole, přičemž výzkum v této oblasti není ukončen a jsou vyvíjena nová řešení.

Zajímavým se ukazuje využití optického vlákna jako senzoru plazmového proudu ve výbojových komorách termonukleárních fúzních reaktorů. Tato technologie, ať už se jedná o distribuované, anebo integrální senzory, představuje slibnou cestu měření proudů v řádech MA v podmínkách, kde stávající induktivní senzory narážejí na své limity. Časté je distribuované měření za pomoci metody POTDR, kdy se zkoumá vliv především indukovaného kruhového dvojlomu z důvodu jeho dominance a klíčového významu pro determinaci velikosti měřeného plazmového proudu. Nicméně vývoj v této specifické oblasti optovláknové senzoriky neustále postupuje a řeší nemalé výzvy, např. vliv radiačního útlumu RIA [1] na detekci plazmového proudu a další.

Jak již bylo zmíněno, významným jevem omezujícím citlivost magneto-optických senzorů je lineární dvojlom. Jeho vlivem klesá citlivost polarimetrického vyhodnocení signálu a tedy i výsledná citlivost až funkčnost celého senzoru. Lineární dvojlom je tak nutné potlačit resp. kompenzovat, a to především u integrálních senzorů.

Distribuované magneto-optické senzory jsou v současnosti typicky používány při měření plazmových proudů v experimentálních fúzních reaktorech (např. toroidní typ TOKAMAK[1]). V tomto případě dosahuje plazmový proud výboje v plazmatu hodnot jednotek až desítek MA. S tímto je spojen velmi výrazný kruhový dvojlom ve vlákně, přimčemž vliv lineárního dvojlomu tak může být zanedbán. Silný kruhový dvojlom způsobuje stáčení roviny polarizace vlny ve vlákně o vícenásobek jedné periody plného úhlu (360°), což způsobuje nejednoznačnost ve vyhodnocení snímaného polarimetrického signálu. Vyvstává tak otázka optimalizovaného výpočtu měřeného proudu z měřeného signálu.

V dizertační práci bude věnována pozornost oběma zmíněným variantám magneto-optických senzorů, teda integrálním a distribuovaným senzorům. V oblasti integrálních senzorů se zaměříme na metody kompenzace lineárního indukovaného dvojlomu a v oblasti distribuovaných senzorů na techniku detekce a vyhodnocení snímaného proudu.

[1] Rusky: „**TO**roidalnaja **KA**mera i **MA**gnitnyje **K**atuski“; dále uvedeno jako „tokamak“.

# Cíle dizertační práce

Cílem prvního tématického bloku dizertační práce, orientujícího se na problematiku integrálních senzorů, bude návrh a analýza nového přístupu kompenzace nežádoucího lineárního dvojlomu, který využívá půlvlnné fázové retardéry. Analýza spočívá v teoretickém rozboru prostřednictvím Jonesova počtu, dále v simulaci a experimentálním ověření.

Dalším cílem bude ověření funkce orto-konjugačního retroreflektoru OKR prostřednictvím Jonesova počtu, simulace a praktického měření. Pozornost bude zaměřena také na případ simultánního působení lineárního a indukovaného kruhového dvojlomu z hlediska vlivu na efektivitu kompenzace nežádoucího lineárního dvojlomu. Autoři publikace [2] uvádí, že kompenzace lineárního dvojlomu pomocí OKR je nedokonalá. Dané tvrzení je demonstrováno na případech použití optických vláken s různou hodnotou záznějové délky $L_{\mathrm{B}}$ jako snímacího vlákna plazmového proudu ve fúzním reaktoru ITER. Uvedené závěry značí nežádoucí vliv lineárního dvojlomu na přesnost detekce proudu navzdory zařazení kompenzačního prvku OKR do topologie.

Důvodem provedení simulace v této práci bude začlenění vlivu lineárního dvojlomu indukovaného ohybem vlákna, které chybí v publikaci [2] a následná vizualizace vlivu lineárního dvojlomu na poměr složek vektoru intenzity elektrického pole $\vec{E}$. Tato simulace uvažuje působení magnetického pole nižších úrovní, jak je prezentováno v uvedené publikaci pro případ reaktoru ITER, kde mj. autoři předpokládají v rámci zjednodušení konstantní magnetické pole podél snímacího vlákna. Jak bude uvedeno v rámci druhého tématického bloku, tvar vakuové komory reaktoru ITER a pozice plazmového proudu budou příčnou neuniformního rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna.

Cílem druhého tématického bloku dizertační práce bude stručně uvést metodu detekce plazmového proudu pro reaktory kruhového průřezu, konkrétně Tore Supra, která poskytuje náhled možnosti zlepšení přesnosti detekce plazmového proudu. Nově bude zkoumána možnost extrakce hodnoty plazmového proudu z POTDR náměru prostřednictvím celé POTDR křivky, nejen koncového bodu, jak tomu bylo v relevantní literatuře doposud.

Hlavním cílem této části práce bude uvedení řešení využívající POTDR přístup pro konfiguraci, která vykazuje neuniformní rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna (reaktory divertorového typu). Jako vzorový tvar průřezu vakuové komory bude zvolen D-průřez, coby aproximace případu pro ITER. Uvedené simulace mají za úlohu demonstrovat možnost rekonstrukce plazmového proudu z výsledného POTDR náměru, s přesností detekce plazmového proudu požadovanou pro reaktor ITER.

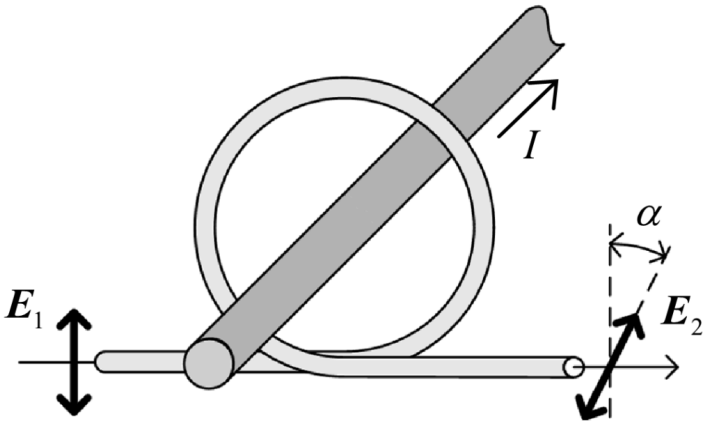
Simulace se zaměří na vliv šumového pozadí OTDR měření na přesnost detekce

plazmového proudu. Tento přístup, který představuje kvantitativní stanovení měření plazmového proudu jako funkce šumu detektoru OTDR, bude podle aktuálních a relevantních zdrojů uveden vůbec poprvé.

# 1 Integrální optovláknové senzory

## 1.1 Dosavadní vývoj

Na obrázku 1.1 je znázorněno obecné schéma uspořádání integrálního magnetooptického senzoru, resp. jeho snímací části.




Obr. 1.1: Obecné schéma uspořádání integrálního magnetooptického senzoru [3].

Z Ampérova zákona celkového proudu můžeme formulovat vztah popisující časovou závislost velikosti úhlu stočení roviny polarizace $\alpha(t)$, která je přímo úměrná časovému průběhu proudu $i(t)$:

$$\alpha(t) = \mu V K \int \vec{B}(t) \cdot \mathrm{d}\vec{\mathrm{l}} = \mu V K i(t), \tag{1.1}$$

kde $\mu \approx \mu_0$ je permeabilita materiálu jádra vlákna, $K$ je počet závitů a $V = 3{,}67\,\mathrm{rad} \cdot \mathrm{T}^{-1} \cdot \mathrm{m}^{-1}$ je Verdetova konstanta jádra vlákna, pro vlnovou délku $\lambda = 633\,\mathrm{nm}$. Citlivost senzoru je možné zvýšit navýšením počtu závitů $K$ [3].

### 1.1.1 Kompenzace lineárního dvojlomu ortogonální konjugací

Nežádoucí lineární dvojlom vzniká ve vlákně, pokud se jeden z vidů šíří podél tzv. pomalé osy vlákna (index lomu $n_\mathrm{x}$) a druhý podél rychlé osy vlákna (index lomu $n_\mathrm{y}$), jak je naznačeno na obrázku 1.2. Mezi vidy tak vzniká fázový posuv. Ortogonální konjugace vidů představuje záměnu vidů vlny ve smyslu orientace jejich polarizace a zajištění zpětného šíření optické vlny stejným úsekem optického vlákna. Jak již plyne z názvu kompenzační metody, aby se docílila ortogonální konjugace vidů, je nutné stočit rovinu polarizace o úhel $\alpha = 90°$ [4].

Autoři v [5] uvádí zajímavý, ne příliš často využívaný přístup kompenzace lineárního dvojlomu. Je to metoda kompenzace ortogonální konjugací a využívá polarizační dělič PBS[1], jehož výstupy jsou spojeny do smyčky. PBS jasně definuje, že ve smyčce se vyskytují pouze lineární polarizace světla. Pro zachování polarizačních stavů světla ve smyčce je vhodné použít na tomto úseku polarizaci-zachovávající vlákno PMF[2]. Ve smyčce je jako prvek, zabezpečující ortogonální konjugaci vidů, umístěn Faradayův rotátor 90° (FR 90°). Situaci znázorňuje obrázek 1.3.

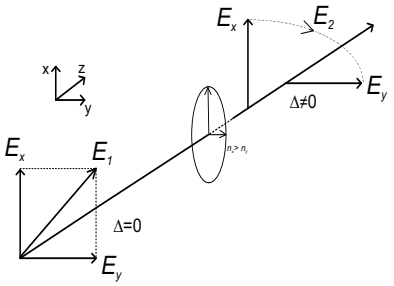



Figure 1.2: Superpozice vidů s nulovým a nenulovým celkovým fázovým posuvem Δ [3].

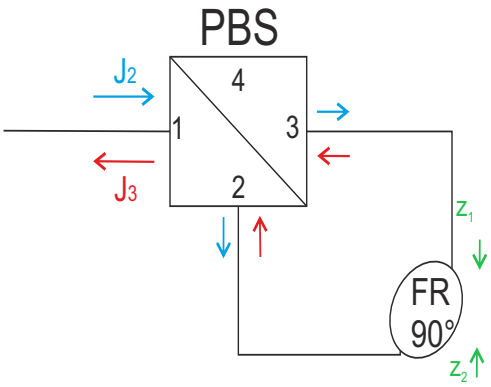


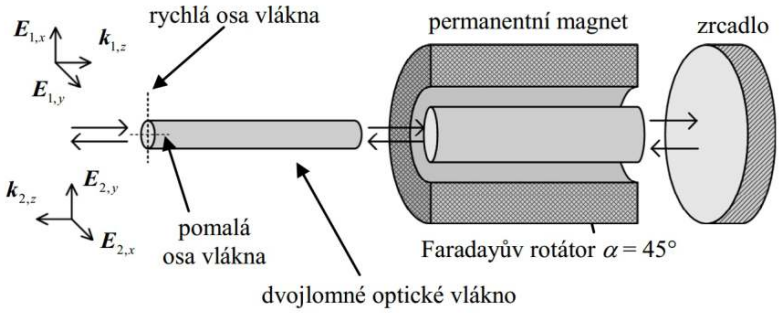

Figure 1.3: Varianta kompenzace lineárního dvojlomu [5].

Další a častější přístup ke kompenzaci parazitního lineárního (latentního i indukovaného) dvojlomu využívá také ortogonální konjugaci vidů. Jedná o nereciproční prvek – orto-konjugační retroreflektor, OKR (anglicky FRM[3]). OKR je tvořen magnetooptickým rotátorem s definovaným úhlem stočení roviny polarizace $\alpha = 45°$ a rovinným zrcadlem, viz. obr. 1.4. Úhel rotace je nastaven jak délkou rotátoru, tak integrální velikostí magnetické indukce v délce rotátoru [2].

Na vstupu OKR bude vstupní polarizační stav optické vlny obecně eliptický. Po prvním průchodu vlny OKR bude rovina polarizace stočena o úhel $\alpha = 45°$ a nastává odraz od zrcadla. Na výstupu OKR bude rovina polarizace stočena o úhel $\alpha = 90°$ vůči vstupní. Světelná vlna je následně navázána do vlákna a šíří se ve zpětném směru, kdy vidy nabudou fázového posuvu stejné velikosti, ale opačného znaménka. Výsledný fázový posuv bude tedy nulový.

Výhodou uvedených uspořádání je skutečnost, že indukovaný kruhový dvojlom

[1] Polarizing Beam Splitter
[2] Polarization Maintaining Fiber
[3] Faraday Rotation Mirror




Obr. 1.4: Princip OKR [3].

vlivem magnetooptického jevu nebude kompenzován, protože je nereciprocního charakteru [6].

Nevýhodou použití OKR je nutnost nastavení velikosti jeho rotace v závislosti na použité vlnové délce. Další nevýhodou je teplotní závislost rotátoru a jeho citlivost na vnější magnetické pole. Dále rozměry OKR, které jsou kompaktního charakteru dostupné pouze pro telekomunikační vlnové délky (1310; 1550) nm. Vyšší cena spolu s dalšími nevýhodami způsobuje nepříliš časté nasazení v senzorických aplikacích [3, 4].

### 1.1.2 Další techniky potlačování nežádoucího dvojlomu

Vlákna typu HB[4] – vhodné pro oblast vysokorychlostních optických datových přenosů, mají vytvořený silný latentní lineární dvojlom a umožňují přenášet vlnu na velké vzdálenosti bez ztráty polarizačního stavu. Obchodní označení tohoto typu vlákna je „Panda“ nebo „Bow-Tie“.

Použití krouceného jednovidového vlákna poskytuje možnosti potlačení nežádoucích dvojlomů v senzorických aplikacích. Kroucení vlákna indukuje silný kruhový dvojlom, kterého vliv převyšuje vliv lineárního dvojlomu, který tak můžeme zanedbat. Kroucení vlákna však znamená riziko vzniku ruptury vlákna při jeho výrobě [3, 7].

Vlákna označována jako „Spun PM LB[5]“ jsou vlákna s nízkým dvojlomem. Tyto vlákna eliminují teplotní závislost, nevýhodou však zůstává problematická fabrikace a vykazují citlivost na ohyby malých poloměrů [8].

Další způsob potlačování dvojlomu spočívá v použití mikrostrukturních vláken. Nasazování mikrostrukturních vláken v senzorických aplikacích není stále příliš rozšířené a dosavadní vývoj je podpořen relativně nízkým počtem relevantních publikací [3, 9].

[4]Highly Birefringent

[5]Polarization Maintaining Low Birefringent

Autoři se v [10] věnují na bázi teoretického popisu a simulací vláknům s nízkým dvojlomem (LB) a spun vláknům pro nasazení k měření plazmového proudu v termonukleárním fúzním reaktoru ITER. Práce se zaměřuje na nalezení ideálního poměru mezi záznějovou délkou ($L_B$, charakterizující dvojlomnost optického vlákna) a periodou skrutu (spun period). Závěry dané práce uvádí, že pro vysoce dvojlomné vlákno typu spun o záznějové délce 3 mm je hledaný ideální poměr 4,4 (pro snímací vlákno délky 28 m). Tento poměr se však zvýší zařazením 100 m dlouhého vlákna propojujícího vyhodnocovací systém a snímací vlákno, na 10,14.

Literatura [11] prezentuje zajímavý způsob kompenzace lineárního dvojlomu indukovaného ohybem vlákna. Tento způsob spočívá v indukci kontrolované anizotropie ve směru kolmém na rovinu ohybu. Tato anizotropie může být vytvořena aplikací postranního tlaku vyvinutého na vlákno.

V současnosti je rozpracováno a ověřeno několik metod které snižují nežádoucí vliv lineárního dvojlomu v optovláknových polarimetrických senzorech. Každá z metod vykazuje jisté výhody, například odolnost vůči náhodným ohybům vlákna, časová a teplotní stabilita, odolnost proti vibracím a podobně. Výhody dílčích metod jsou ovšem často doprovázeny jejich náchylností vůči některému z jiných vlivů nebo spojenou technologickou náročností přípravy, resp. úpravy vlákna nebo senzorové vláknové cívky. Pro laboratorní a experimentální nasazení se jeví jako velmi výhodné metody využívající kompenzace dvojlomu konjugací vidů. Z principu funkce poskytují časově stálou účinnost, bez výrazné závislosti na teplotě vlákna, imunitu vůči náhodným ohybům a umožňují použití standardních jednovidových vláken bez technologických úprav.

Současné kompenzační metody ale používají polarizační rotátor, který vykazuje teplotní závislost a také citlivost na případná silnější vnější magnetická pole. S využitím nových konceptů na bázi dvojlomných optických komponentů by ale bylo možno vytvořit nové metody kompenzace lineárního dvojlomu, který některé zmíněné nevýhody řeší.

# 2 Příspěvek autora k problematice

Na obrázku 1.3 je uvedeno kompenzační uspořádání senzoru, které využívá FR 90°. Souhrnná Jonesova matice pro FR 90° a PBS podle [5] je:

$$\mathrm{FR}_{90^\circ;\mathrm{PBS}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.1}$$

Pro PBS platí Jonesova notace [5]:

$$\mathrm{P}_{12} = \mathrm{P}_{21} = \mathrm{P}_{34} = \mathrm{P}_{43} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ a } \mathrm{P}_{13} = \mathrm{P}_{31} = \mathrm{P}_{24} = \mathrm{P}_{42} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.2}$$

$\mathrm{P}_{mn}$ je označení pro port PBS, index $m$ značí vstupní a index $n$ výstupní port.

Pro vlastní analýzu byl použit jiný způsob. Z tzv. rotační matice (RM) (2.3) a (2.4) plyne Jonesův popis FR pro oba protichůdné směry, které do FR vstupují – (2.5) (FR pro 90° z pohledu směru $z_1$) a (2.6) (FR pro −90° z pohledu směru $z_2$).

$$\mathrm{RM}_{\mathrm{z}_1} = \begin{bmatrix} \cos\theta^\circ & \sin\theta^\circ \\ -\sin\theta^\circ & \cos\theta^\circ \end{bmatrix} \tag{2.3}$$

$$\mathrm{RM}_{\mathrm{z}_2} = \begin{bmatrix} \cos(-\theta^\circ) & \sin(-\theta^\circ) \\ -\sin(-\theta^\circ) & \cos(-\theta^\circ) \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

$$\mathrm{FR}_{90^\circ_{\mathrm{z}_1}} = \begin{bmatrix} \cos 90^\circ & \sin 90^\circ \\ -\sin 90^\circ & \cos 90^\circ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.5}$$

$$\mathrm{FR}_{-90^\circ_{\mathrm{z}_2}} = \begin{bmatrix} \cos(-90^\circ) & \sin(-90^\circ) \\ -\sin(-90^\circ) & \cos(-90^\circ) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.6}$$

V tomto bodě je možné si povšimnout, že matice (2.5) a (2.6) se liší od (2.1), kde je zahrnut i vliv PBS.

Hlavní myšlenkou byla náhrada FR 90° jinou, především levnější alternativou. Jako možnost se nabízí využití fázových retardérů – konkrétně $\frac{\lambda}{2}$ retardéry (dále jako HWP[1]). Tyto dokáží manipulovat s lineární polarizací, resp. stočit ji o definovaný úhel.

[1] Half Wave Plate

## 2.1 Konjugační smyčka se dvěma HWP

V tomto řešení se jedná o použití dvou HWP, které jsou vzájemně pootočeny o specifický úhel $\theta$. Pro dosažení ortogonální konjugace vidů bude tento úhel definovat vzájemné pootočení HWP, konkrétně $-45°$ [12]. Graficky je situace uvedena na obrázku 2.1.

Vztažnou rovinu (0°), představuje vertikální, neboli pomalá osa vlákna. Pomalá osa fázového retardéru, který je pootočen o 0°, odpovídá orientaci pomalé osy vztažné soustavy.

Pro směr $z_1$ je varianta se dvěma HWP popsána následující konstrukcí:

$$[\mathrm{OUT}] = [45°] \cdot [\mathrm{HWP}_2] \cdot [-45°] \cdot [\mathrm{HWP}_1] \cdot [\mathrm{IN}]\,, \tag{2.7}$$

kde $[-45°]$ označuje úhel mezi dvěma HWP, přičemž element $[+45°]$ je uveden kvůli tzv. kompenzaci rotace souřadnicového systému ke vztažné soustavě. Obecné označení [IN] a [OUT] představují vstupní a výstupní polarizační stavy.

Jonesův popis uvedené konstrukce:

$$[\mathrm{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot [\mathrm{IN}]\,. \tag{2.8}$$

Zjednodušený zápis:

$$[\mathrm{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\mathrm{IN}]\,. \tag{2.9}$$

Notace (2.9) je totožná jako matice pro FR (směr $z_1$) – (2.5).

Pro **opačný** směr **($z_2$)** je $\mathrm{HWP}_2$ pootočena o 45° a zápis vypadá následovně:

$$[\mathrm{OUT}] = [+45°] \cdot [-45°] \cdot [\mathrm{HWP}_1] \cdot [-45°] \cdot [\mathrm{HWP}_2] \cdot [45°] \cdot [\mathrm{IN}]\,. \tag{2.10}$$

Jonesův počet:

$$[\mathrm{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot [\mathrm{IN}]\,. \tag{2.11}$$

Zjednodušený zápis:

$$[\mathrm{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\mathrm{IN}]\,. \tag{2.12}$$

Notace (2.12) je totožná jako (2.9) (směr $z_1$), což je zapříčiněno vzájemným úhlem mezi HWP ($-45°$), platným pro oba směry přenosu konjugační smyčky.

Neplatí tak totožnost výsledných matic varianty se dvěma HWP s maticemi pro $FR_{+90°_{z_1}}$ – (2.5) $FR_{-90°_{z_2}}$ – (2.6).

Obrázek 2.2 naznačuje graficky charakter kombinace dvou HWP v konjugační smyčce, přičemž pozorovatel sleduje rovinu polarizace světla ve směru šíření optické vlny.

Z výše uvedené analýzy plyne, že k záměně vidů skutečně dochází, nikoliv však ve smyslu orientace jejich polarizace, jak je tomu v případě OKR. Výstupní polarizace konjugačního systému s HWP je orientována pod úhlem 0°, resp. 180°, u OKR pod úhlem 90°. Další závěry plynou z analýzy z pohledu dvojlomů, které budou zkoumány z pohledu OKR a systému s HWP.

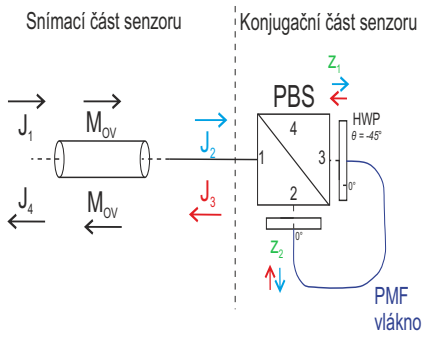



Figure 2.1: Snímací a konjugační část senzoru obsahující 2 x HWP.

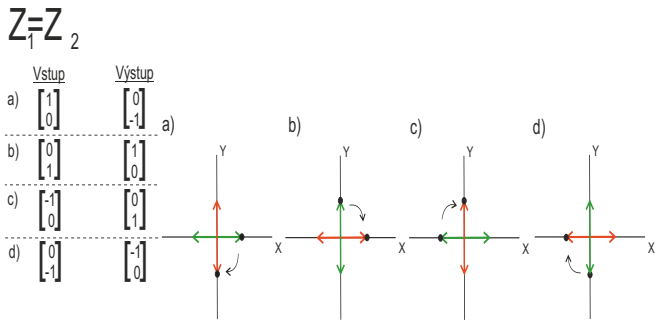



Figure 2.2: Změny SOP při použití dvou HWP v konjugační smyčce.

## 2.2 Analýza z pohledu dvojlomů – OKR

Pro teoretické ověření snímací a kompenzační funkce senzoru byla provedena analýza s využitím Jonesova počtu. Prezentovaný postup vychází z literatury [13] a je v této práci uveden pro přehlednost a kontinuitu autorem řešené problematiky. Následně je teoretická analýza doplněna o grafické výstupy simulací. Po zpětném průchodu vlny optickým vláknem, za přítomnosti působícího magnetického pole, je výstupní vektor $\vec{J}_4$:

$$\vec{J}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 + 2\alpha\gamma + j2\beta\gamma \\ -\alpha^2 - \beta^2 + \gamma^2 + 2\alpha\gamma - j2\beta\gamma \end{bmatrix}. \tag{2.13}$$

Vektor (2.13) je obtížné analyzovat z hlediska vlivu dvojlomů, avšak tuto úlohu je možné řešit separátně, jak uvádí zdroj [2]. Tento přístup je postaven na zanedbání vlivu kruhového dvojlomu $\rho = 0\,\mathrm{rad} \cdot \mathrm{m}^{-1}$, následně lineárního dvojlomu

$\delta = 0\,\mathrm{rad} \cdot \mathrm{m}^{-1}$. Finální polarizační stav se následně určí superpozicí polarizačních stavů.

**1)** V případě, že zanedbáme kruhový dvojlom a uvažujeme jen přítomnost lineárního dvojlomu $\delta$, nabývá vztah (2.13) tvaru:

$$\vec{J}_4{}' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \tag{2.14}$$

Jak je vidět z (2.14), výsledná polarizace optické vlny je lineární a ortogonální vůči vstupní polarizaci $\vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$. Tento výsledek je získán pro jakoukoliv kombinaci $\delta = \delta_o + \delta_{\mathrm{ind}}$, kde $\delta_o$ označuje latentní lineární dvojlom vlákna a $\delta_{\mathrm{ind}}$ indukovaný lineární dvojlom. Byl vytvořen počítačový skript, který simuluje danou situaci. Obrázek 2.3 uvádí příklad.

**2)** V případě, že se uvažuje potlačení lineárního dvojlomu ($\delta = 0\,\mathrm{rad} \cdot \mathrm{m}^{-1}$), působí pouze kruhový dvojlom, indukovaný magnetickým polem měřeného proudu. Vztah (2.13) přechází na tvar:

$$\vec{J}_4{}'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) + \sin(2\rho) \\ -(\cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) - \sin(2\rho)) \end{bmatrix}. \tag{2.15}$$

Vektor (2.15) obsahuje člen $\sin(2\rho)$, který reprezentuje indukovaný kruhový dvojlom. Protože vlna prochází senzorem v dopředném i zpětném směru, úhel stočení roviny polarizace nabývá dvojnásobku.

Obrázek 2.4 naznačuje grafický výstup simulace, kdy byl zanedbán lineární dvojlom a indukovaný kruhový dvojlom zapříčinil stočení roviny polarizace o $45°, 90°, 135°$ a $180°$, pro jeden průchod optické vlny snímacím vláknem.

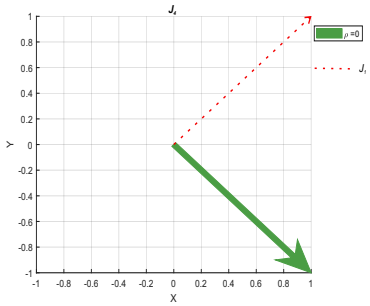



Figure 2.3: Vektor polarizace $\vec{J}_4$, bez působení magnetického pole.

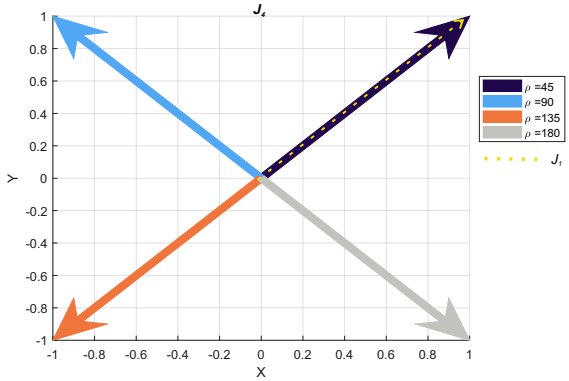



Figure 2.4: Vektory polarizace $\vec{J}_4$; lineární dvojlom zanedbán; kladný směr $\rho$.

### 2.2.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – OKR

Provedené úvahy a kalkulace se však nejeví jako dostatečné, protože v [13] nebyl uveden případ, kdy působí lineární i kruhový dvojlom současně. V tomto případě vyvstává důvodná pochybnost, že samotná superpozice polarizačních stavů nevede k očekávanému výsledku, jak je i naznačeno v [2]. Jak již bylo v cílech dizertační práce uvedeno, autoři této publikace uvádí, že v případě současného působení dvojlomů je ortogonální kompenzace lineárního dvojlomu, při použití OKR, nedokonalá. Pro ověření uvedené situace byl použit opět počítačový skript.

Obrázek 2.5 ilustruje situaci simultánního působení kruhového a lineárního dvojlomu ve vztahu k výstupnímu polarizačnímu stavu $\vec{J}_4$ a obrázek 2.6 uvádí rozložení normované intenzity optické vlny do polarizačních složek $\vec{E}_\mathrm{x}$ a $\vec{E}_\mathrm{y}$.

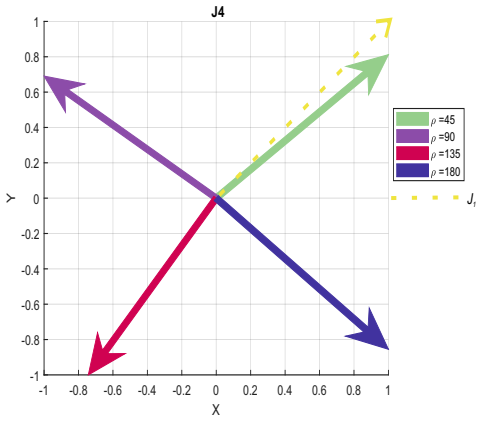



Figure 2.5: Vektory polarizace $\vec{J}_4$; $\delta = 1\,\mathrm{rad}\cdot\mathrm{m}^{-1}$.

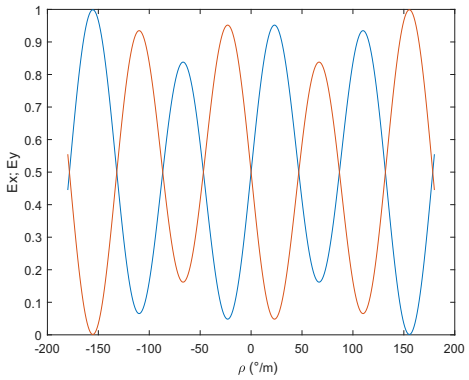



Figure 2.6: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení proměnlivého magnetického pole a lineárního dvojlomu: $\delta = 0{,}8378\,\mathrm{rad}\cdot\mathrm{m}^{-1}$.

Při pohledu na uvedené grafické výstupy je možné konstatovat, že simultánní působení dvojlomů má za následek nedokonalou kompenzaci lineárního dvojlomu kompenzačním systémem s OKR.

Při zahrnutí lineárního dvojlomu do simulace ztrácí křivky na daném intervalu periodicitu, dochází k posuvu bodů znamenajících rovnoměrné rozdělení intenzity mezi složky $\vec{E}_\mathrm{x}$ a $\vec{E}_\mathrm{y}$ na jiné úhly stočení roviny polarizace a mění se poměr intenzit v těchto složkách. Jinak řečeno, senzor ztrácí dynamiku a klesá schopnost jeho reakce na změny magnetického pole.

Výstupní Jonesův vektor polarizace světelné vlny nese závislost na lineárním dvojlomu. V případě integrálních senzorů je nutné, aby byla vláknová topologie tvořena vláknem s nízkým vlastním dvojlomem a aby byla zabezpečena dostatečně velká integrální smyčka, která zamezí velkému lineárnímu dvojlomu indukovaného ohybem vlákna.

## 2.3 Analýza z pohledu dvojlomů + vyhodnocení – systém s HWP

Uvedená analýza se odvolává na obrázek 2.1, který se liší od předešlého postupu tvarem vektorů $\vec{J}_3$ a $\vec{J}_4$. Po provedení Jonesova počtu je možné psát vektor $\vec{J}_4$:

$$\vec{J}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} -\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2 \\ -\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix} \tag{2.16}$$

V tomto bodě je zřejmé, že SOP vektoru $\vec{J}_4$ je orientován o 180° vůči polarizaci vstupní ($\vec{J}_1$) a nenese žádnou závislost na lineárním, ani indukovaném kruhovém dvojlomu. Obrázek 2.7 uvádí příklad výstupu simulace, kdy působil lineární dvojlom $\delta = 120\,\frac{\text{rad}}{\text{m}}$ a magnetické pole stáčející rovinu polarizace o 0° a 45°, pro jeden průchod optické vlny snímacím vláknem. Totožný výstup by nastal, pokud by působil lineární dvojlom o velikosti například $\delta = 0{,}5\,\frac{\text{rad}}{\text{m}}$. Čistě vertikální anebo horizontální polarizační stavy otáčí systém s HWP o $|\pm 90°|$, taktéž bez ohledu na velikost působících dvojlomů. Obrázek 2.8 souhrnně uvádí evoluci polarizačních stavů v systémech s OKR a HWP.

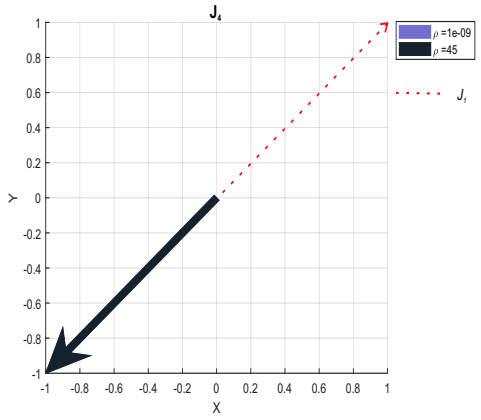



Figure 2.7: Vektory polarizace $\vec{J}_4$ systému s HWP.

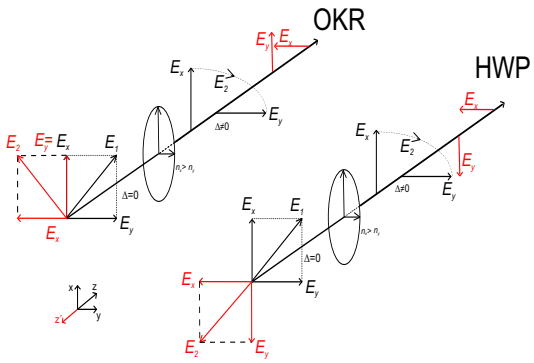
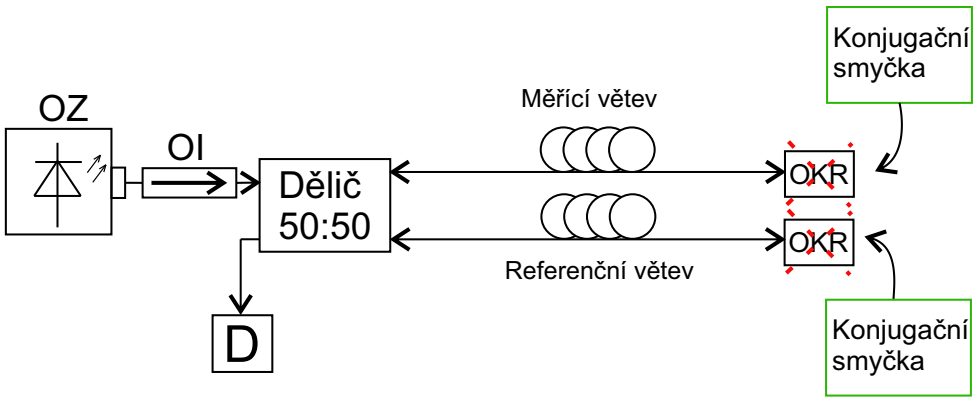



Figure 2.8: Evoluce polarizačních stavů systémů s OKR a HWP.

Hlavní závěr z výše uvedené analýzy spočívá v tom, že systém s HWP není vhodný jako kompenzační prvek lineárního dvojlomu optovláknových senzorů proudu kvůli kompenzaci indukovaného kruhového dvojlomu. Nicméně, své využití nachází například v optovláknové interferometrii, konkrétně v senzorických aplikacích, které pro svou správnou funkci eliminují lineární a v případě výskytu i kruhový dvojlom. Danou využitelnost systému s HWP stručně uvádí následující podkapitola dizertační práce.

### 2.3.1 Konjugační smyčka v optovláknové interferometrii

V oblasti interferometrických senzorů existuje několik známých konfigurací, typicky Mach-Zehnderův, Michelsonův, Sagnacův a Fabry-Perotův Interferometr [14]. Jako zástupce interferometrických senzorů byl pro názornost zvolen balancovaný Michelsonův interferometr, který byl modifikován v kompenzační části měřící a referenční větve – viz. obrázek 2.9. Balancovaný interferometr je charakterizován totožnou délkou obou větví. Rozdíl délek referenční a měřící větve výrazně ovlivňuje detekční schopnost interferometru. Citlivost optovláknového interferometru se při měření změny fáze pohybuje v řádech až $10^{-6}$ rad [15].




Obr. 2.9: Balancovaný Michelsonův interferometr.

OZ značí použitý optický zdroj, OI je dále označení optického izolátoru, použitého k zamezení destabilizace optického zdroje a D je detektor. Referenční větev je chráněna před vnějšími vlivy, přičemž měřící větev je vystavena měřeným jevům.

OKR se používá k eliminování polarizačního poklesu, způsobeného vnějším rušením ramen interferometru. Pro tento účel byla v minulosti snaha konstruovat větve interferometru jako PMF vlákna v kombinaci s polarizačním kontrolérem a odrazným zrcadlem, přičemž se toto řešení ukázalo jako příliš finančně nákladné [16]. Použitím OKR se tak eliminovali změny citlivosti senzoru v závislosti na změnách dvojlomu měřícího vlákna vzhledem k prostředí.

Fázový rozdíl mezi měřící a referenční větví interferometru možno vyjádřit jako:

$$\Delta\phi = 2\pi\frac{n\Delta L}{\lambda}, \tag{2.17}$$

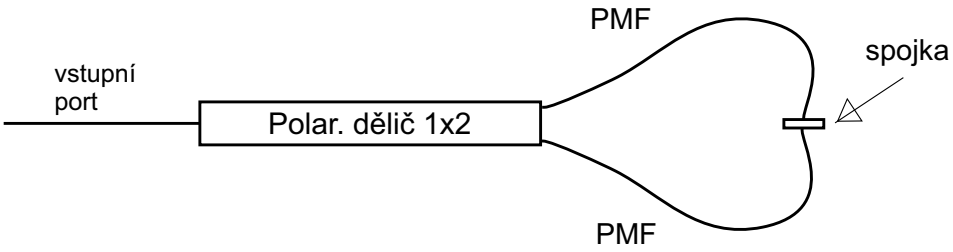
kde $n$ je index lomu optického vlákna, $\Delta L$ představuje rozdíl délek ramen interferometru a $\lambda$ je vlnová délka optické vlny [17].

Tedy například po aplikaci tlaku na měřící vlákno se změní optická dráha dané větve interferometru a vzniká tak fázový rozdíl mezi větvemi.

Použití konjugační smyčky v této aplikaci plní totožnou funkci jako OKR s výhodou kompenzace případného indukovaného kruhového dvojlomu. **Návrh praktické**

**realizace v budoucích aplikacích**

V rámci praktického nasazení konjugační smyčky v optovláknových interferometrických senzorech by bylo žádoucí tzv. in–line provedení interferometru. Konjugační smyčku lze tvořit polarizačním vláknovým děličem 1x2, tedy s jedním vstupním portem a dvěma výstupními porty, přičemž optické vlákno vstupního portu je standardní jednovidové vlákno s nízkým dvojlomem a výstupní porty představují PMF vlákna spojená do smyčky (viz. obrázek 2.10). Vhodné propojení PMF vláken je důležité z hlediska zajištění ortogonální konjugace vidů, proto je potřebné před propojením vláken spojkou pootočit konektor jednoho z nich o 90°.




Obr. 2.10: In-line podoba konjugační smyčky.

Další výzkum by se mohl zaměřit na možnosti využití konjugační smyčky v rámci referenční větve Michelsonova interferometru, kdy by jeho měřící větev byla zakončena OKR. Tento interferometr by byl testován jako senzor elektrického proudu, přičemž by obě jeho větve byly vedeny souhlasně a tvořily by integrační smyčku. Referenční větev by tak byla odolná vůči indukovanému kruhovému dvojlomu i vůči lineárnímu dvojlomu.

Efektivita tohoto řešení oproti současným metodám, například v oblasti citlivosti senzoru, je pak otázkou závěrů z post–processingu vzniklého referenčního obrazce.

Potenciální oblasti nasazení konjugační smyčky spadá například do oblasti průmyslu s výskytem silných magnetických polí. Další oblast může být experimentální

výzkum zaměřený na interferometrické snímání mechanických veličin (tah, tlak), nebo teplotních variací v okolí měřící větve interferometru, vždy při výskytu silných magnetických polí. Popsané prostředí nabízí například výzkum fyziky elementárních částic (urychlovače částic) nebo výzkum termojaderné fúze (měření fyzikálních veličin na výbojových komorách fúzních reaktorů).

## 2.4 Experimentální ověření

V této kapitole je pozornost zaměřena na praktické ověření funkce konjugačního systému s HWP, ve srovnání se systémem využívající OKR.

Obrázek 2.11 ilustruje měřící topologii, která se pro oba případy liší pouze v posledním úseku. Dále je na obrázku 2.12 uvedeno reálné měřící pracoviště s konjugační smyčkou, přičemž při měření systému s OKR byla tato smyčka nahrazena OKR a nebylo zapotřebí použití osciloskopu. Polarimetr byl v obou případech po nastavení vstupní polarizace přesunut do pozice $\mathbf{P}'$, což v praxi znamená změnu souřadnicového systému oproti pozici $\mathbf{P}$: x $\longrightarrow -$x a z $\longrightarrow -$z.

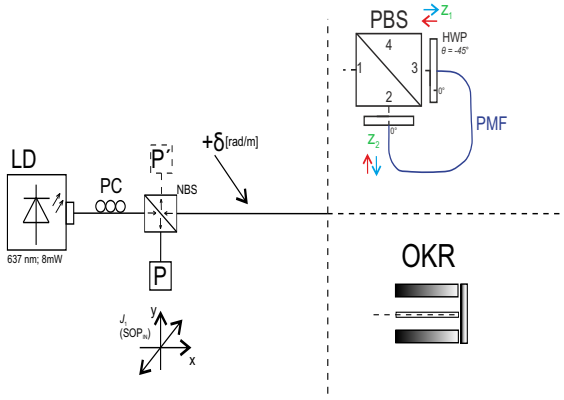



Figure 2.11: Měřící topologie pro ověření funkce systému s HWP a OKR.

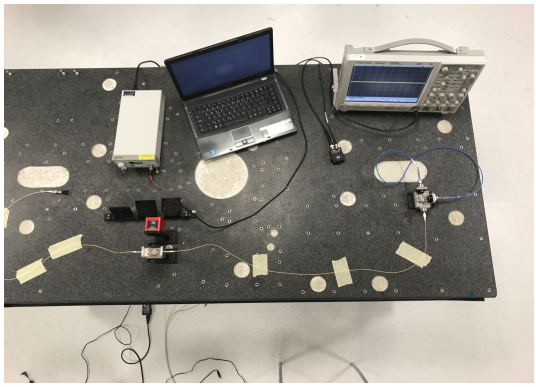


Figure 2.12: Měření funkce konjugačního systému s HWP.

LD je stolní Fabry-Perot zdroj (S1FC637) s laserovou diodou 637 nm, 8 mW; PC je polarizační kontrolér určený k nastavování a vyladění vstupní polarizace. P značí umístění polarimetru (PAX1000IR1\M) 600-1080 nm.

### 2.4.1 Vyhodnocení experimentu

Vstupní polarizační stav $\vec{J}_1$ byl nastaven pro oba systémy na lineární polarizaci, stočenou o 45° vůči horizontální ose souřadnicového systému, tedy: $\vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$.

Dále je na obrázku 2.13 uvedena detekovaná výstupní polarizace systému s OKR. Podle předpokladů se po změně souřadnicového systému (pozice P´, viz. obrázek 2.11) jeví výstupní polarizace stejná jako vstupní, avšak reálně je výstupní SOP detekované optické vlny natočen pod úhlem 90° vůči vstupnímu.

Výstupní SOP detekovaný polarimetrem při měření systému s HWP je uveden na obrázku 2.14.

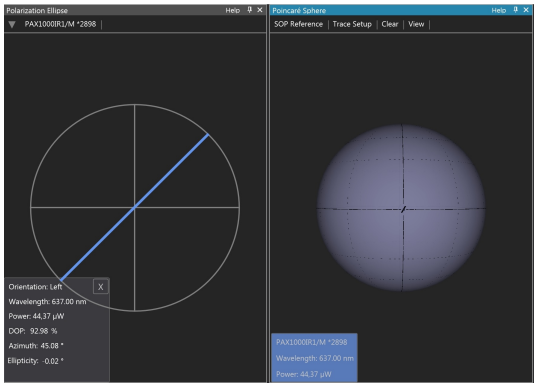



Figure 2.13: Výstupní polarizace systému s OKR.

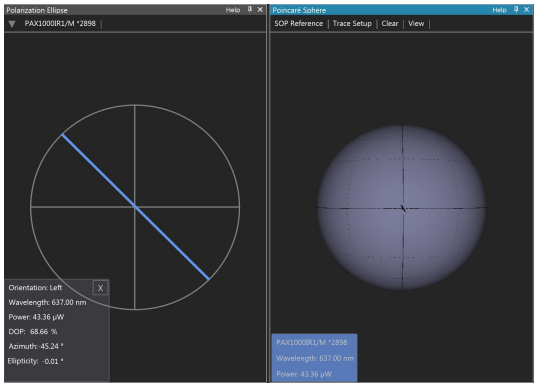



Figure 2.14: Výstupní polarizace systému s HWP.

Měření systému s HWP potvrdilo, že SOP detekované optické vlny má totožnou orientaci a charakter jako SOP vlny dopředné. Působící lineární dvojlom $\delta$ byl vykompenzován, avšak v případě působení magnetického pole na snímací vlákno by se vykompenzoval i indukovaný kruhový dvojlom $\rho$, jak naznačuje vztah (2.16). Navzdory provedené konjugace vidů je nutné konstatovat, že daná konfigurace není vhodná pro senzorické aplikace elektrického proudu.

Z pozorovaných výsledků měření bylo dále zjištěno, že s klesajícím detekovaným výkonem optické vlny klesá i hodnota parametru DOP, tedy stupně polarizace optické vlny. Tento jev je nejmarkantnější, pokud hodnota detekovaného výkonu klesne pod $1\mu$W. Parametr DOP potom klesá k 20 %. Navzdory uvedenému je však použitý polarimetr schopen vyhodnotit SOP detekované optické vlny, který může být znázorněn na povrchu Poincarého koule, coby koncový bod vektoru směřujícího ze středu Poincarého koule. Vektor 100 % polarizovaného světla (DOP=100 %) opisuje hrotem povrch koule a má délku 1, naopak vektor nepolarizovaného světla (DOP=0 %) má délku 0.

# 3 Distribuované senzory

## 3.1 Dosavadní vývoj

V zařízeních typu tokamak je velice důležité přesná znalost velikosti plazmového proudu z hlediska zajištění stability a bezpečnosti zařízení a probíhajících procesů. V současnosti se měření plazmového proudu provádí za pomoci induktivních senzorů, mezi které patří například Rogowskiho cívky [18]. Použití induktivních senzorů v budoucích termonukleárních fúzních instalacích, jako je ITER a později DEMO, je však sporné. Možnosti zlepšení činnosti integrátorů pro operace ve stacionárních podmínkách naráží na jistá omezení [19].

Další problém způsobuje přítomnost silné radiace v kombinaci s ustáleným stavem operace reaktoru. Užitečný signál může být fatálně ovlivněn integrací šumu ve spojitosti s vodivostí, elektromotorickou silou nebo elektrickou degradací, indukovaných radiačním zářením [20, 21]. V důsledku toho by měla být k existujícím přístupům doplněna doplňková technologie, která by zvýšila účinnost diagnostiky.

Atraktivní příležitost spočívá v použití optovláknových senzorů elektrického proudu (FOCS), jejichž funkčnost je založena na monitorování polarizačních stavů (SOP) na výstupu optovláknové smyčky kolem vodiče elektrického proudu [22, 23]. Popisu funkce integrálních senzorů se tato práce věnuje v první části. Operace integrace není v tomto případě nutná, protože rotace polarizačního stavu je přímo úměrná snímanému proudu, nikoliv derivaci proudu podle času jako v případě induktivních senzorů [24].

Další přístup spočívá ve využití systému laserové polarimetrie, který je založený na Faradayově efektu a používá se v tokamaku EAST pro získání údajů o profilu prostorové hustoty plazmatu. Pro snížení degradace přesnosti měření v důsledku nesouososti, rušení z více odrazů a rozptýleného světla z jiných zdrojů jsou nutná zvláštní opatření [25, 26].

Senzory FOCS jsou oproštěny od uvedených problémů, avšak jejich nasazení na budoucí fúzní zařízení, jako ITER nebo DEMO, předznamenává též nemalé výzvy. Jedná se například o velikost plazmového proudu, který bude dostatečný pro vygenerování magnetického pole, stáčející polarizační stav vlny o více jak $2\pi$ rad. Výsledkem je nejistota měření globálního úhlu rotace SOP [10, 27]. Navíc v případě použití konvenčních FOCS vnáší předřadné vlákno, umístěné mezi detektor a snímací vlákno, dodatečnou nejistotu měření [10].

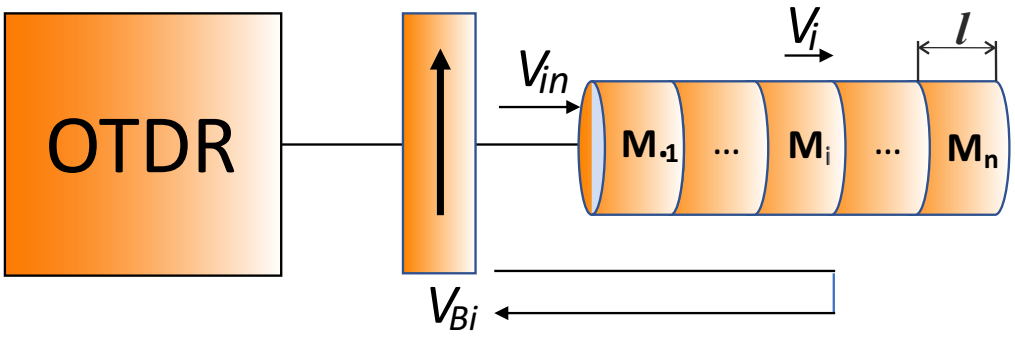
Literatura [28] uvádí využití techniky POFDR v kombinaci s distribuovaným optovláknovým senzorem za účelem měření stejnosměrných proudů do 2,5 kA.

Autoři v [29] představují metodu měření založenou na systému POTDR. Jedná se o distribuovaný senzor využívající optické vlákno s nízkým lineárním dvojlomem, který

byl experimentálně testován na reaktoru Tore Supra pro proudový rozsah 0,6−1,5 MA, s maximální relativní chybou detekce plazmového proudu 13,5 %. Uvedená práce však uvádí skutečnost, že rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna je konstantní. Nicméně, pro reaktory divertorového typu (např. WEST, nebo ITER) platí, že se intenzita magnetického pole podél snímacího vlákna mění. V konečném důsledku není možné aplikovat přístup uvedený v literatuře [29].

## 3.2 Modelování distribuovaného senzoru

Optické vlákno je modelováno jako zřetězení elementárních délek $l$, kde je možno uvažovat vlastní lineární dvojlom a indukovaný kruhový dvojlom magnetickým polem, za konstantní. Situace je znázorněna na obrázku 3.1. Každá elementární sekce $i$ je reprezentována Jonesovou maticí $\vec{M}_i$, která definuje vztah mezi vstupním $\vec{V}_{\text{in}}$ a výstupním $\vec{V}_{\text{Bi}}$ Jonesovým vektorem následovně [30]:




Obr. 3.1: Modelování distribuovanéhooptovláknového senzoru [31].

$$\vec{M}_i = \begin{pmatrix} \alpha_i + j\beta_i \cos(2q_i) & -\gamma_i + j\beta_i \sin(2q_i) \\ \gamma_i + j\beta_i \sin(2q_i) & \alpha_i - j\beta_i \cos(2q_i) \end{pmatrix}, \tag{3.1}$$

kde

$$\alpha_i = \cos(\Delta_i l) \qquad \beta_i = \frac{\delta_i}{2} \frac{\sin(\Delta_i l)}{\Delta_i}$$

$$\gamma_i = \rho_i \frac{\sin(\Delta_i l)}{\Delta_i} \qquad \Delta_i = \sqrt{\rho_i^2 + \frac{\delta_i^2}{4}}$$

Předpokládá se, že optické vlákno není zkroucené a nevykazuje přítomnost recipročního kruhového dvojlomu, indukovaného torzním působením na vlákno. $\rho_i$ proto vzniká pouze působením Faradayova jevu a závisí na složce magnetického pole $B_i$, která je rovnoběžná s osou šíření světelné vlny elementární sekcí $i$. Situace je popsána vztahem $\rho_i = VB_i$, kdy $V$ představuje Verdetovu konstantu [10].

## 3.3 Modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny

Za účelem modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny byly hranice mezi jednotlivými elementárními sekcemi, kde se uplatňuje Rayleighův rozptyl, modelovány jako odrazné plochy reprezentované Jonesovou maticí pro zrcadlo, $\vec{M}_m$.

Pro polarizační stav SOP zpětně odraženého záření, které ještě neprochází polarizátorem (viz. obrázek 3.1) , tak platí vztah:

$$\vec{V}_{B_j} = \left(\prod_{i=j}^{1} \vec{M}_i\right) \vec{M}_m \left(\prod_{i=1}^{j} \vec{M}_i\right) \vec{V}_{\text{in}}, \tag{3.2}$$

kde $\vec{V}_{B_j}$ je Jonesův vektor popisující záření vstupující do polarizátoru po jeho zpětném odrazu od rozptylového bodu, tedy od konce každé elementární sekce optického vlákna. Úhel natočení lineárního polarizátoru může být například 0°, v Jonesově notaci $\vec{V}_{in} = (1\ 0)^T$.

Jonesův vektor popisující zpětně odražené záření vstupující do OTDR detektoru po průchodu polarizátorem, je dán vztahem $\vec{V}_{P_j} = \vec{M}_P \vec{V}_{B_j}$, kde $\vec{M}_P$ je Jonesova matice pro lineární polarizátor: $\vec{M}_P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$.

OTDR signál je úměrný normalizovanému výkonu zpětně odraženého záření $P_{B_j}$, který je roven $\left|\vec{V}_{P_j}\right|^2$. Výpočtem $P_{B_j}$ pro každou elementární sekci $j$ je možné získat normalizovanou POTDR trasu $P_B(z)$, pro daný plazmový proud $I_P$ a konkrétní tvar vakuové komory reaktoru, přičemž tyto aspekty ovlivňují tvar POTDR křivky. Nejvíc se zde uplatňuje indukovaný kruhový dvojlom $\rho_i$, který je s plazmovým proudem $I_P$ svázán vztahem:

$$\rho_i = \frac{V \mu_0 I_{\text{p}}}{2\pi\,|r|} \cos(\phi_i), \tag{3.3}$$

kde $\mu_0$ je permeabilita vakua, $|r|$ je obecně velikost poloměru vakuové komory reaktoru a $\phi_i$ je úhel, který svírá vektor intenzity magnetického pole s vektorem tečny na poloměr vakuové komory reaktoru, v každém rozptylovém bodě optického vlákna.

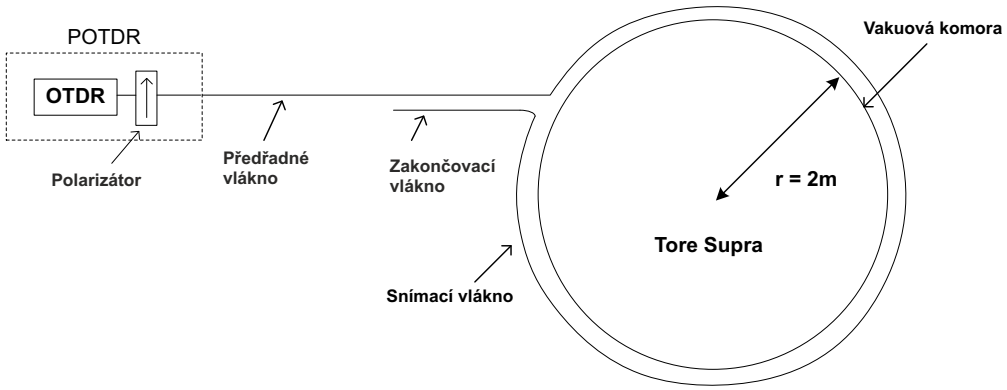
## 3.4 Šumové pozadí OTDR měření

V případě OTDR křivky je odstup signál – šum ($N$) obvykle definován jako rozdíl mezi maximální úrovní zpětně odraženého výkonu záření a šumovým pozadím $n$, které je v lineárním měřítku vyjádřeno jako: $n = \frac{\max(P_B(z))}{10^{\frac{N}{5}} - 1}$.

Faktor 5 vyplývá ze skutečnosti, že OTDR detektor zobrazuje 5–krát logaritmus zpětně rozptýleného výkonu. Typická hodnota $N$ pro POTDR je 6 dB.

## 3.5 Reaktory s rovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna

Zástupce této kategorie tokamaků byl do roku 2016 reaktor Tore Supra, který je situován v CEA Cadarche, Francie. Tento fúzní reaktor se vyznačoval kruhovým průřezem výbojové vakuové komory a do roku 2003 držel prvenství v nejdelší době trvání plazmového výboje vygenerovaného zařízením typu tokamak, a to 6,5 minuty. V roce 2016 byla zahájena přestavba reaktoru spočívající v instalaci divertoru z wolframu, kdy byl tokamak Tore Supra přejmenován na WEST. Toto vylepšení mění kruhový průřez vakuové komory reaktoru na tzv. D-průřez, a má tak za úkol přiblížit svými parametry původní reaktor Tore Supra k reaktoru ITER [32]. Obrázek 3.2 znázorňuje měřící uspořádání s využitím techniky POTDR.




Obr. 3.2: POTDR měření plazmového proudu v reaktoru Tore Supra.

### 3.5.1 Modelování senzoru pro reaktor kruhového průřezu

OTDR měří normalizovaný výkon zpětně rozptýleného záření $P_{B_j}$, který koresponduje s $\left|\vec{V_{P_j}}\right|^2$, z čehož plyne tvar: $P_{B_j} = r_1 + r_2\cos(4\Delta z) + r_3\sin(4\Delta z)$, kde $r_1$, $r_2$ a $r_3$ jsou reálné čísla, v tomto momentě neznámé parametry.

Skutečně významnou informaci však nese pouze parametr $\Delta$. Jak je možné vidět ze vztahu (3.1), při nízké hodnotě lineárního dvojlomu $\delta_i$ je parametr $\Delta_i$ téměř roven indukovanému kruhovému dvojlomu $\rho_i$. V případě zanedbání parametru $\delta_i$ v důsledku

jeho nepatrné hodnoty vůči $\rho_i$, je možné psát vztah pro výpočet velikosti plazmového proudu $I_p$:

$$I_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi\,|r|}{\mathrm{V}\mu_0 \cos\phi}\rho \wedge \rho = \sqrt{\Delta^2 - \frac{\delta^2}{4}}; \frac{\delta^2}{4} \to 0 \Rightarrow I_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi\,|r|}{\mathrm{V}\mu_0 \cos\phi}\Delta. \tag{3.4}$$

Jak je zřejmé z obrázku 3.2, v případě kruhového průřezu vakuové komory reaktoru je úhel $\phi_i$ nulový a člen $\cos(\phi_i)$ se ve vztahu (3.3), resp. (3.4) neuplatní. Velikost poloměru $r$ je v tomto případě konstantní, což značí konstantní velikost indukovaného kruhového dvojlomu ve všech rozptylových bodech snímacího optického vlákna. Vztah (3.4) tak přechází na tvar: $I_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi r}{V\mu_0}\Delta$.

### 3.5.2 Příspěvek autora k problematice – realizace simulace

Účelem uvedeného postupu je aproximace celé POTDR křivky pro determinaci informace o velikosti měřeného plazmového proudu. Literatura [33] navrhuje určení velikosti plazmového proudu v závislosti na dvou případech, tj. koncový bod POTDR křivky je situován přímo za jejím maximem, anebo minimem. Tento přístup je v konečném důsledku citlivější na vliv šumu křivky POTDR.

Po aproximaci celé POTDR křivky je cílem získat hodnotu parametru $\Delta$, jak plyne z předchozí kapitoly. Výraz pro normalizovaný výkon zpětně rozptýleného záření $P_{B_j}$ byl přepsán do programu MATLAB formou funkce fun:
$\mathrm{fun} = @(\mathrm{x}, \mathrm{xdata})\mathrm{x}(1) + \mathrm{x}(2)\cos(4\,\mathrm{x}(3)\,\mathrm{dz}\,\mathrm{xdata}) + \mathrm{x}(4)\sin(4\,\mathrm{x}(3)\,\mathrm{dz}\,\mathrm{xdata})$,
kde člen xdata je délka snímacího vlákna v metrech vydělena elementární délkou dz (sekce $\vec{M}_i$, viz. obrázek 3.1), tedy počet rozptylových bodů snímacího vlákna. x(1) až x(4) jsou neznámé parametry.

Pro aproximaci zkoumané funkce se testováním jevila nejpřesnější funkce programu MATLAB s názvem lsqcurvefit. Výstupní parametry funkce jsou x(1) až x(4), přičemž parametr $\mathrm{x}(3) = \Delta$.

$$I_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi r}{V\mu_0}\mathrm{x}(3). \tag{3.5}$$

Vzhledem k uniformnímu rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna je hodnota parametru x(3), v každém rozptylovém bode vlákna, konstantní.

Uvedený postup byl následně prakticky realizován autory [29] na tokamaku Tore Supra.

## 3.6 Příspěvek autora k problematice – Reaktory divertorového typu

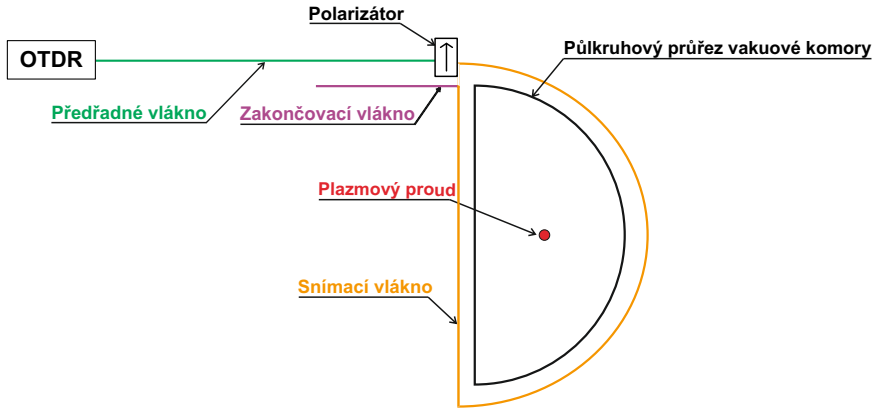
Mezi reaktory divertorového typu, tedy s tzv. D-průřezem vakuové komory, patří například reaktor WEST, nebo ITER.

Divertor je umístěn na dně vakuové komory reaktoru a odvádí teplo a popel produkovaný fúzní reakcí, minimalizuje kontaminaci plazmatu a chrání okolní stěny před tepelným a neutronovým zatížením [34].

Kvůli tvaru vakuové komory se vyznačují nerovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna senzoru. Simulace ukázaly, že přístup popsaný výše není aplikovatelný pro tento typ úlohy. V následujících kapitolách bude uvedena metoda pro extrakci plazmového proudu z POTDR náměru reaktorů divertorového typu.

### 3.6.1 Modelování senzoru pro reaktor D-průřezu

Na obrázku 3.3 je zobrazeno POTDR uspořádání pro obecný tvar vakuové komory, která se vyznačuje nerovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna. Byl zvolen půlkruhový tvar s vertikální sekcí.




Obr. 3.3: POTDR uspořádání pro měření plazmového proudu v reaktoru s D-průřezem vakuové komory [31].

Konfigurace 3.3 se liší od 3.2 nejenom tvarem vakuové komory, ale i pozicí lineárního polarizátoru, který byl přesunut za předřadné vlákno. Tento krok nemá vliv na POTDR náměr z oblasti snímacího vlákna a znamená značné snížení výpočetní náročnosti simulace. Bylo uvažováno předřadné vlákno o délce 100 m a snímací vlákno o délce 28 m. Zakončovací vlákno délky 40 m bylo zařazeno pouze formálně, protože

existuje možnost přebývající délky vlákna po instalaci optovláknového senzoru na vakuovou komoru reaktoru.

Pozice plazmového proudu byla zvolena pouze přibližně a plazmový proud byl modelován jako nekonečně tenký proudovodič. Toto zjednodušení je pro účel simulace postačující, avšak s nadcházejícími měřeními na reaktoru WEST a dostavbou reaktoru ITER bude nutná korekce. Obrázky 3.4 a 3.5 uvádí geometrii pro kruhovou a vertikální část vakuové komory reaktoru.

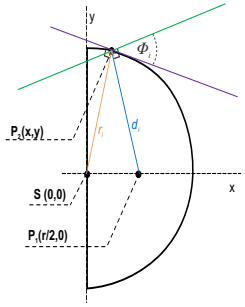



Figure 3.4: Geometrie pro analýzu kruhové části vakuové komory reaktoru [31].

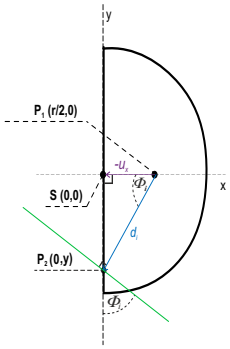



Figure 3.5: Geometrie pro analýzu vertikální části vakuové komory reaktoru [31].

Další analýza vychází ze vztahu (3.3), který obsahuje člen $\phi_i$. Podle obrázku 3.4 je úhel $\phi_i$ dán vztahem:

$$\phi_i = \arccos\left(\frac{\vec{d_i} \cdot \vec{r_i}}{\left|\vec{d_i}\right| \left|\vec{r_i}\right|}\right), \tag{3.6}$$

kde $\vec{d_i}\left(x - \frac{r}{2}, y\right)$ je vektor spojující $P_1$ a uvažovanou elementární sekci vlákna $P_2(x, y)$ a $\vec{r_i}(x, y)$ je vektor délky $r$ spojující S a $P_2$.

Výpočet indukovaného kruhového dvojlomu $\rho_i$ pro vertikální části vakuové komory reaktoru se řídí podle obrázku 3.5, kde pro $\phi_i$ platí vztah:

$$\phi_i = \arccos\left(\frac{\vec{d_i} \cdot \left(-\vec{u}_x\right)}{\left|\vec{d_i}\right| \left|-\vec{u}_x\right|}\right), \tag{3.7}$$

kde $\vec{u_x}$ je vektor rovnoběžný s osou $x$.

### 3.6.2 Efekty mající vliv na snímání plazmového proudu

Při programování simulace bylo nezbytné brát zřetel na další jevy, které by mohly negativně ovlivnit přesnost detekce plazmového proudu, anebo ji úplně znemožnit.

V dizertační práci byly stručně analyzovány dopady dvojlomu indukovaného ohybem optovláknového senzoru, útlumu vlákna a radiačního útlumu (RIA), akustických signálů a vibrací, teplotních variací (v případě reaktoru ITER) a mrtvých zón.

### 3.6.3 Simulace distribuovaného optovláknového senzoru

Ze znalosti geometrických rozměrů vakuové komory reaktoru a z pozice plazmového proudu, může být prostřednictvím výše uvedené analýzy extrahována POTDR křivka (trasa), která je však nezatížena šumem a její pracovní název je *ideální* POTDR křivka. Tato křivka je označena $P_B(z)$ a může být získána pro každý plazmový proud, který je objektem zájmu.

V případě známé hodnoty odstupu signál-šum ($N$) je následně možné vypočítat POTDR křivku označenou $P_{\mathrm{NF}}(z)$, která bere v úvahu šumové pozadí. $P_{\mathrm{NF}}$ křivky jsou následně uloženy do paměti, pro plazmové proudy z intervalu 1 kA až 20 MA, s krokem 1 kA. $P_{\mathrm{NF}}$ křivka se získá z $P_B(z)$ křivky tak, že se hodnota šumového pozadí $n$ přičte k $P_B(z)$ a výsledek je normalizován nejvyšší výslednou hodnotou. Tento proces se děje dynamicky, po každém nastavení nové hodnoty $N$. Vzniká tak jistý „slovník“ *ideálních* POTDR křivek, které slouží následně ke srovnání s takzvanou *reálnou* POTDR křivkou, označenou $P_{\mathrm{BN}}(z)$. Křivka $P_{\mathrm{BN}}(z)$ vzniká stejným způsobem jako $P_{\mathrm{NF}}$, ale je k ní navíc superponován šum podle Gaussova rozdělení pravděpodobnosti.

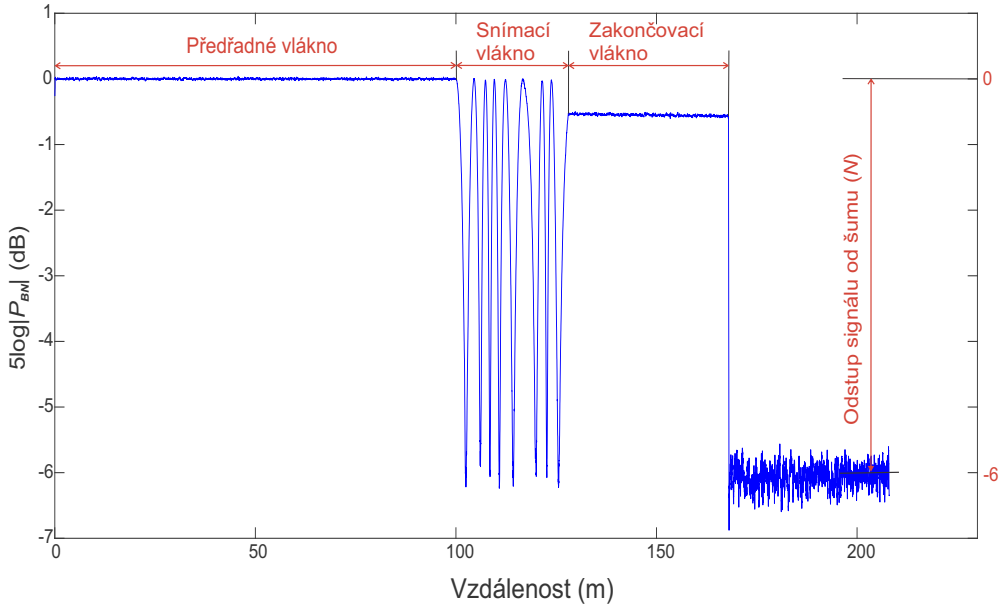
Úlohou této simulace je srovnáním *reálné* $P_{\mathrm{BN}}(z)$ POTDR křivky se slovníkem *ideálních* $P_{\mathrm{NF}}(z)$ POTDR křivek, kvantitativně stanovit chybu detekce plazmových proudů z daného rozsahu, v závislosti na různých hodnotách parametru $N$. Výsledky simulace následně konfrontovat s požadavky reaktoru ITER.

Pro účel simulace byly délky předřadného a snímacího vlákna stanoveny na 100 a 28 metrů, přičemž tyto hodnoty korespondují s konfigurací pro ITER. Délka zakončovacího vlákna je 40 m.

Na obrázku 3.6 je uvedena POTDR křivka získaná simulací popsané v předchozích kapitolách. Tato křivka koresponduje s plazmovým proudem 18,146 MA a odstupem signál-šum $N = 6$ dB.

Celková délka senzoru (168 m) byla dodatečně rozšířena o nulové hodnoty, kdy po zpracování simulací je možné pozorovat v grafickém výstupu hodnotu parametru $N$.

Plochý průběh křivky v oblasti předřadného vlákna je způsoben umístěním lineárního polarizátoru v topologii POTDR. Nejdůležitější je však snímací část senzoru, kde je možné pozorovat kosinový charakter průběhu křivky – v souladu s teoretickou analýzou (vztah (3.1)). Kvůli půlkruhovému tvaru vakuové komory




Obr. 3.6: POTDR trasa pro $I_\mathrm{p} = 18{,}146\,\mathrm{MA}$ a $N = 6\,\mathrm{dB}$ [31].

reaktoru není magnetické pole podél snímacího vlákna uniformní, což rezultuje v měnící se prostorovou frekvenci pozorovaného průběhu se vzdáleností.

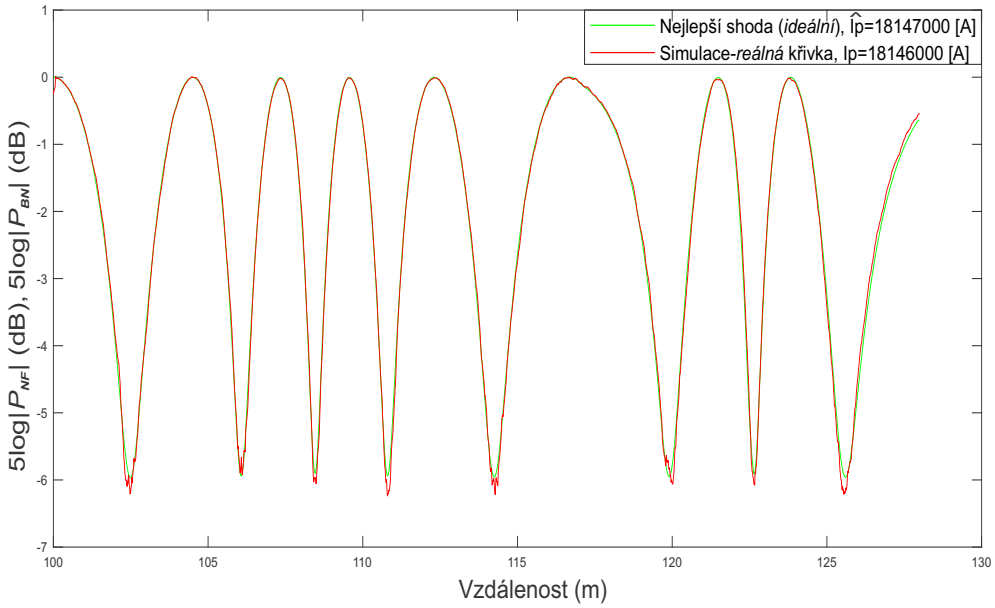
V případě dokonale kruhového průřezu vakuové komory reaktoru a centrální pozice plazmového proudu $I_p$ by se výsledný POTDR průběh vyznačoval konstantní prostorovou frekvencí, tak jako ukazují výsledky POTDR měření tokamaku Tore Supra.

### 3.6.4 Analýza vlivu šumu detektoru OTDR v případě reaktoru ITER

Plazmové proudy v reaktoru ITER se dělí na proudy z dolního rozsahu (0-1) MA a na proudy z horního rozsahu (1-17) MA [35]. Horní hranice $I_p$ v tokamaku ITER není v současné době přesně známá, avšak nepřesáhne hranici 20 MA [36]. Požadavky na přesnost detekce plazmového proudu pro reaktor ITER znamenají pro dolní rozsah dodržení absolutní chyby pod 10 kA, pro horní rozsah plazmových proudů dosažení relativní chyby max. 1%.

Na obrázku 3.7 je uveden příklad výstupu simulace. Červená křivka reprezentuje *reálný* POTDR průběh oblasti snímacího vlákna, pro $I_p = 18{,}146\,\mathrm{MA}$ a $N = 6\,\mathrm{dB}$. Zelená křivka reprezentuje *ideální* průběh (bez superponovaného šumu), tzv. nejlepší

shodu, která přísluší v tomto případě plazmovému proudu $\hat{I}_p$ o hodnotě 18,147 MA. Tato konkrétní aproximace se vyznačuje relativní chybou 0,0055 %.




Obr. 3.7: Snímací část senzoru, aproximace *reálné* křivky *ideální* POTDR křivkou [31].

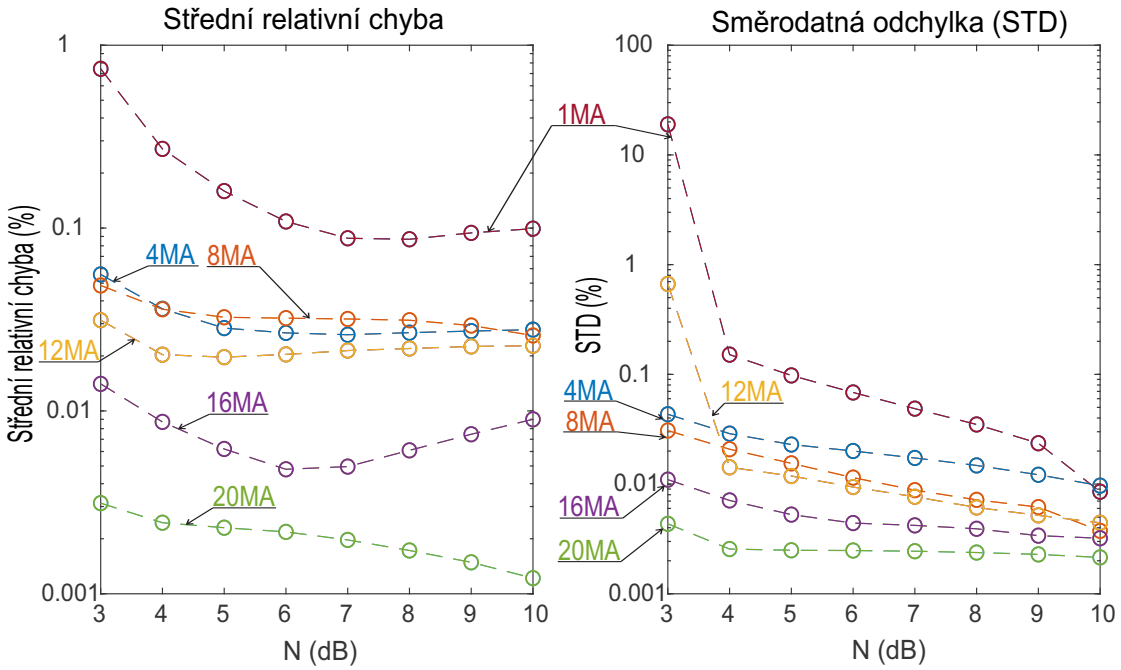
Na obrázku 3.8 je uvedena střední relativní chyba a korespondující směrodatná odchylka pro vybrané plazmové proudy z horního rozsahu. Obrázek 3.9 dále uvádí střední absolutní chybu a směrodatnou odchylku pro plazmové proudy z dolního rozsahu.

Na obrázku 3.10 je přiblížena oblast zájmu směrodatné odchylky z předchozího grafu.

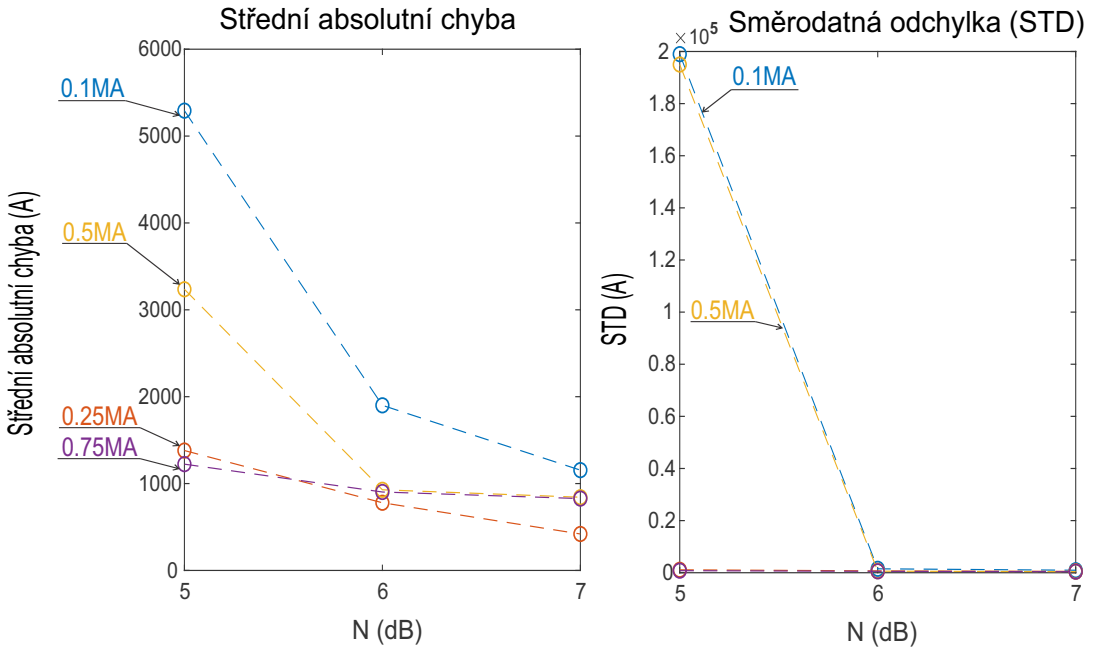
Zobrazené výstupní data ukazují dva hlavní trendy. Jak se předpokládalo, se zvýšením odstupu signálu od šumu ($N$) klesají střední hodnoty chyby a směrodatné odchylky díky lepší aproximace křivek. Vliv šumu je tak menší.

Druhý trend odkazuje na pokles středních hodnot chyb a STD v závislosti na nárůstu velikosti plazmového proudu. Vyšší hodnota plazmového proudu se projeví silnějším magnetickým polem, tedy vyšší hodnotou Faradayova indukovaného kruhového dvojlomu – vztah (3.3), což znamená, že vliv šumového pozadí $n$ je méně značný.

Z obrázků 3.8, 3.9 a 3.10 je možné pozorovat, že plazmové proudy z rozsahu 1 MA až 20 MA splňují požadavky tokamaku ITER v souvislosti se šumem detektoru OTDR. Nicméně, výsledné údaje poukazují na jisté výjimky, konkrétně $I_p = 1$ MA při $N = 3$ dB, pro které relativní chyba překračuje limit reaktoru ITER. Další výjimka přísluší plazmovému proudu $I_p = 12$ MA, kde se hodnota STD při $N = 3$ dB vymyká

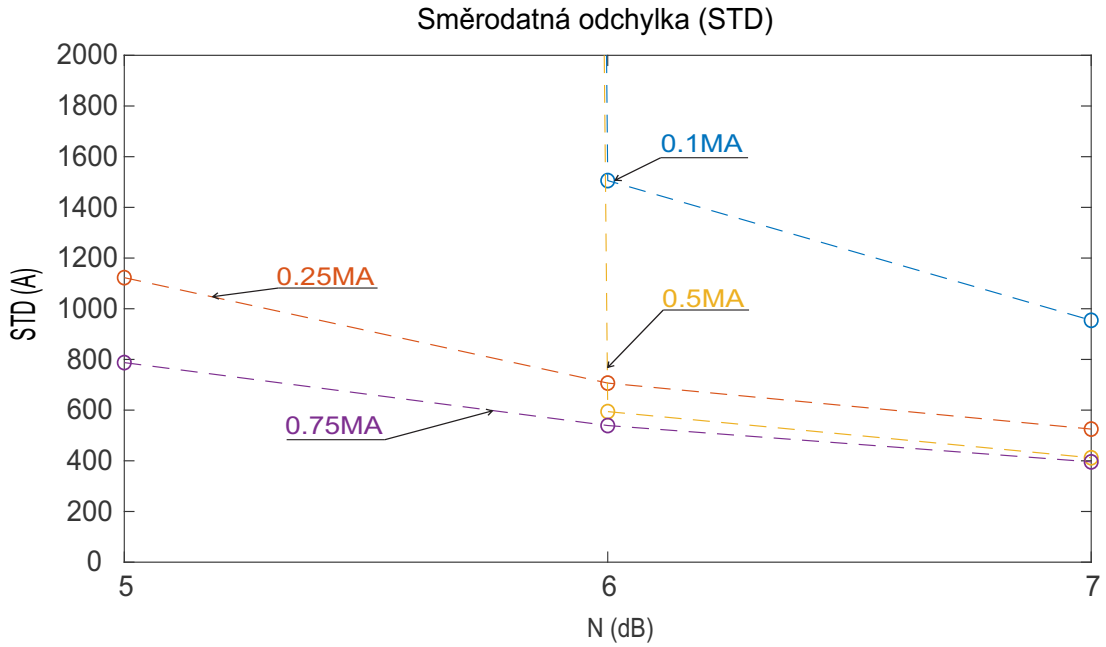



Obr. 3.8: Střední relativní chyba a STD pro vybrané $I_p$ a $N$ – horní rozsah $I_p$ [31].




Obr. 3.9: Střední absolutní chyba a STD pro vybrané $I_p$ a $N$ – dolní rozsah $I_p$ [31].

trendu poklesu relativní chyby s nárůstem hodnot $I_p$. Příčina by mohla tkvět v horší aproximaci, která rezultuje z tvaru *reálné* křivky, na kterou je superponován šum při $N = 3\,\mathrm{dB}$.




Obr. 3.10: STD pro vybrané $I_p$ a $N$ – přiblížení obrázku 3.9 [31].

Simulace pro dolní rozsah plazmových proudů ukázala, že $I_p = 0{,}1\,\mathrm{MA}$ a $I_p = 0{,}5\,\mathrm{MA}$ splňují požadavky tokamaku ITER při $N = 6\,\mathrm{dB}$ (absolutní chyba do $10\,\mathrm{kA}$). Uvedené taktéž platí pro ostatní proudy z daného rozsahu.

Výsledky simulace obecně ukázaly, že odstup signálu od šumu o hodnotě 6 dB umožňuje naplnit požadavky tokamaku ITER pro detekci plazmových proudů. Jak již bylo uvedeno, typická hodnota konvenčních OTDR detektorů je právě 6 dB. Tento závěr je důležitý z pohledu dalšího výzkumu v oblasti optovláknové senzoriky plazmových proudů, protože se ukazuje, že šum detektoru OTDR není kritickou překážkou a že výzkum nových, speciálních typů vláken pro tuto aplikaci, případně dokončení iradiačních testů, má svůj význam [31].

# Závěr

V dizertační práci bylo pojednáno o problematice integrálních senzorů z pohledu dvojlomů, kdy byla nejprve zkoumána funkčnost orto-konjugačního retroreflektoru OKR. Bylo potvrzeno, že v případě simultánního působení nežádoucího lineárního dvojlomu $\delta$ a indukovaného kruhového dvojlomu $\rho$ je kompenzace $\delta$ nedokonalá.

Dále byla zkoumána funkčnost navržené konjugační smyčky s využitím fázových retardérů (HWP). Bylo zjištěno, že k záměně vidů dochází, nikoliv však ve smyslu orientace jejich polarizace. To má za následek kompenzaci lineárního i kruhového dvojlomu. Tento systém není proto vhodný pro aplikaci integrálního optovláknového senzoru elektrického proudu, nicméně může najít účinné využití v oblasti interferometrických senzorů jako alternativní metoda kompenzace lineárního, případně indukovaného kruhového dvojlomu.

Další část práce se věnovala studii distribuovaných optovláknových senzorů, které poskytují vhodnou alternativu k integrálním senzorům, především pro měření proudů v řádu MA. Jednalo se konkrétně o aplikaci distribuovaných optovláknových senzorů pro měření plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech.

Tato část práce byla rozdělena na aplikaci senzoru pro fúzní reaktory kruhového průřezu vakuové komory reaktoru a pro fúzní reaktory, které se vyznačují nekruhovým průřezem výbojové vakuové komory – tzv. D-průřezem (reaktory divertorového typu).

V případě reaktorů kruhového průřezu vakuové komory (např. Tore Supra) byla autorem práce navržena a realizována simulace na bázi techniky POTDR, obsahující vylepšení stávající realizace, které vedlo k zlepšení přesnosti detekce plazmového proudu. Tento postup byl experimentálně ověřen na reaktoru Tore Supra.

Postup platný pro reaktory kruhového průřezu vakuové komory však není aplikovatelný na reaktory divertorového typu kvůli nerovnoměrného rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna. Zástupce reaktorů divertorového typu je ITER – experimentální fúzní zařízení typu tokamak, momentálně ve výstavbě.

Pro reaktory divertorového typu byl navržen nový postup, který umožnil na bázi simulací pomocí techniky POTDR vytvořit analýzu vlivu šumu detektoru OTDR na přesnost detekce plazmových proudů. Díky tomuto postupu bylo zjištěno, že odstup signálu od šumu o hodnotě 6 dB je realizovatelný a umožňuje splnění požadavků na přesnost detekce plazmových proudů reaktoru ITER.

Uvedená studie je vyústěním mezinárodní spolupráce vyplývající ze studijní stáže autora na Université de Mons v Belgii, přináší nové vědecké poznatky v oblasti distribuovaného snímání plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech a byla publikována v zahraničním impaktovaném periodiku.

# Literatura


[1] MOISEENKO, Alexander N., Igor M. MARKEVTSEV, Olga M. TATSENKO, Vadim V. PLATONOV, Alexey V. FILIPPOV, Ekaterina A. BYCHKOVA, Ivan V. VICTOROV a Alexander Yu. KOPKIN. Optical Absorption of Quartz Fibers at Pulsed Irradiation With High-Energy $gamma $ -Quanta. *IEEE Transactions on Plasma Science* [online]. 2017, **45**(6), 990-996 [cit. 2019-08-26]. DOI: 10.1109/TPS.2017.2696039. ISSN 0093-3813. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/7917273/

[2] AERSSENS, Matthieu, Andrei GUSAROV, Benoit BRICHARD, Vincent MASSAUT, Patrice MEGRET a Marc WUILPART. *Faraday effect based optical fiber current sensor for tokamaks.* In: 2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications [online]. IEEE, 2011, s. 1-6 [cit. 2017-04-19]. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172868. ISBN 978-1-4577-0927-2. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/6172868/

[3] DREXLER, Petr. *Techniky potlačování dvojlomných jevů v optických vláknech: Techniques for optical fiber birefringence suppression :* teze habilitační práce. Brno: VUTIUM, 2010. ISBN 978-80-214-4164-4.

[4] DREXLER, Petr a Pavel FIALA. *Suppression of polarimetric birefringence effect in optical fiber and its application for pulsed current sensing.* In: 2009 International Waveform Diversity and Design Conference [online]. IEEE, 2009, s. 173-177 [cit. 2017-04-19]. DOI: 10.1109/WDDC.2009.4800339. ISBN 978-1-4244-2970-7. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/4800339/

[5] ESMAN, R.D. a M.J. MARRONE. *Passive elimination of polarization sensitivity of fiber-optic microwave modulators.* IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [online]. 43(9), 2208-2213 [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1109/22.414566. ISSN 00189480. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/414566/

[6] YOSHINO, Toshihiko. *Theory for the Faraday effect in optical fiber.* Journal of the Optical Society of America B [online]. 2005, 22(9), 1856- [cit. 2017-04-21]. DOI: 10.1364/JOSAB.22.001856. ISSN 0740-3224. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-22-9-1856

[7] ULRICH, R. a A. SIMON. *Polarization optics of twisted single-mode fibers.* Applied Optics [online]. 1979, 18(13), 2241- [cit. 2017-

04-26]. DOI: 10.1364/AO.18.002241. ISSN 0003-6935. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-18-13-2241

[8] PENG, Nai, Yong HUANG, Shuangbao WANG, Tao WEN, Wen LIU, Qiang ZUO a Lei WANG. *Fiber Optic Current Sensor Based on Special Spun Highly Birefringent Fiber.* IEEE Photonics Technology Letters [online]. 2013, 25(17), 1668-1671 [cit. 2017-04-20]. DOI: 10.1109/LPT.2013.2272974. ISSN 1041-1135. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/6557059/

[9] PAYNE, D.N., A.J. BARLOW a J.J. RAMSKOV HANSEN. Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [online]. 1982, 30(4), 323-334 [cit. 2017-04-26]. DOI: 10.1109/TMTT.1982.1131072. ISSN 0018-9480. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/1131072/

[10] AERSSENS, Matthieu, Frédéric DESCAMPS, Andrei GUSAROV, Patrice MÉGRET, Philippe MOREAU a Marc WUILPART. *Influence of the optical fiber type on the performances of fiber-optics current sensor dedicated to plasma current measurement in ITER.* Applied Optics [online]. 2015, 54(19), 5983- [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1364/AO.54.005983. ISSN 0003-6935. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-54-19-5983

[11] PERCIANTE, César D. a José A. FERRARI. Cancellation of bending-induced birefringence in single-mode fibers: application to Faraday sensors. Applied Optics [online]. 2006, 45(9) [cit. 2019-07-05]. DOI: 10.1364/AO.45.001951. ISSN 0003-6935. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-45-9-1951

[12] MOTÚZ, R.; DREXLER, P. The novel technique of linear birefringence compensation in optical fiber sensors using phase retarders. In Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL), 2017. Singapore: IEEE, 2017. p. 2013-2018. ISBN: 978-1-5386-1211-8.

[13] DREXLER, Petr. *Metody měření ultrakrátkých neperiodických elektromagnetických impulsů: Methods for measurement of ultra-short single-shot electromagnetic impulses : zkrácená verze Ph.D. Thesis.* [V Brně: Vysoké učení technické], c2007. ISBN 978-80-214-3528-5.

[14] SMITH, Martin Dignan. *Fibre Interferometry for Differential Measurements.* Edinburgh, Scotland, 2015. Dissertation. Heriot-Watt University. Vedoucí práce Robert Maier.

[15] SZUSTAKOWSKI, M., B. KIZLIK a M. CHOJNACKI. Interference contrast function in unbalanced fibre optic Michelson interferometer [distributed fibre sensor]. In: *Experience of Designing and Applications of CAD Systems in Microelectronics. Proceedings of the VI-th International Conference. CADSM 2001 (IEEE Cat. No.01 EX473)* [online]. Lviv Polytechnic Nat. Univ, 2001, s. 202-203 [cit. 2019-08-21]. DOI: 10.1109/CADSM.2001.975808. ISBN 966-553-079-8. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/975808/

[16] GARTLAND, Peter Lanier. *Fiber-Optic Michelson Interferometer with Faraday Mirrors for Acoustic Sensing using a 3 × 3 Coupler and Symmetric Demodulation Scheme*. Blacksburg, Virginia, 2016. Master of Science. Virginia Polytechnic Institute and State University.

[17] WANG, Lutang a Nian FANG. Applications of Fiber-Optic Interferometry Technology in Sensor Fields. BANISHEV, Alexandr A., Mithun BHOWMICK a Jue WANG, ed. *Optical Interferometry* [online]. InTech, 2017, 2017-02-15 [cit. 2019-08-21]. DOI: 10.5772/66276. ISBN 978-953-51-2955-4. Dostupné z: http://www.intechopen.com/books/optical-interferometry/applications-of-fiber-optic-interferometry-technology-in-sensor-fields

[18] DONNÉ, A.J.H, A.E COSTLEY, R BARNSLEY, et al. Chapter 7: Diagnostics. *Nuclear Fusion* [online]. 2007, **47**(6), S337-S384 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S07. ISSN 0029-5515. Dostupné z: http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S07?key=crossref.7bc16f08971965dc56c3d4faea0af115

[19] SPUIG, Pascal, P. DEFRASNE, G. MARTIN, M. MOREAU, Ph. MOREAU a F. SAINT-LAURENT. An analog integrator for thousand second long pulses in Tore Supra. *Fusion Engineering and Design* [online]. 2003, **66-68**, 953-957 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1016/S0920-3796(03)00382-X. ISSN 09203796. Dostupné z: https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S092037960300382X

[20] HODGSON, E.R. General radiation problems for insulating materials in future fusion devices. *Journal of Nuclear Materials* [online]. 1998, **258-263**, 226-233 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1016/S0022-3115(98)00347-X. ISSN 00223115. Dostupné z: https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002231159800347X

[21] VAYAKIS, G., System Design Description (DDD) 55.A0 Magnetic Diagnostics. ITER IDM 3UYQGX (ITER Organization, 2016).

[22] KOZHEVNIKOV, N. M., Eric UDD a Ramon P. DEPAULA. Fiber-optic sensor for plasma current diagnostics in tokamaks. In: *Fiber*

*Optic and Laser Sensors IX* [online]. SPIE, 1991, 1991-12-1, s. 18- [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1117/12.2321908. ISBN 9780819407153. Dostupné z: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1584/2321908/Fiberoptic-sensor-for-plasma-current-diagnostics-in-tokamaks/10.1117/12.2321908.full

[23] BARMENKOV, Y. a F. MENDOZA-SANTOYO. Faraday plasma current sensor with compensation for reciprocal birefringence induced by mechanical perturbations. *Journal of Applied Research and Technology* 1, 157–163 (2003).

[24] MOREAU, Ph., I. BOLSHAKOVA, B. BRICHARD, et al. Development of a magnetic diagnostic suitable for the ITER radiation environment. In: *2009 1st International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications* [online]. IEEE, 2009, 2009, s. 1-8 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/ANIMMA.2009.5503812. ISBN 978-1-4244-5207-1. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/5503812/

[25] BROWER, D. L., W. X. DING, S. D. TERRY, et al. Laser polarimetric measurement of equilibrium and fluctuating magnetic fields in a reversed field pinch (invited). *Review of Scientific Instruments* [online]. 2003, **74**(3), 1534-1540 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1063/1.1526927. ISSN 0034-6748. Dostupné z: http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1526927

[26] ZOU, Z. Y., H. Q. LIU, W. X. DING, et al. Effects of stray lights on Faraday rotation measurement for polarimeter-interferometer system on EAST. *Review of Scientific Instruments* [online]. 2018, **89**(1) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1063/1.5012820. ISSN 0034-6748. Dostupné z: http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5012820

[27] DREXLER, P. a P. FIALA. Utilization of Faraday Mirror in Fiber Optic Current Sensors. *Radioengineering* [online]. Společnost pro radioelektronické inženýrství, 2008, 17(4), 101-107 [cit. 2019-08-13]. ISSN 1210-2512. Dostupné z: http://hdl.handle.net/11012/57256

[28] PALMIERI, Luca, Davide SARCHI a Andrea GALTAROSSA. Distributed measurement of high electric current by means of polarimetric optical fiber sensor. *Optics Express* [online]. 2015, **23**(9) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1364/OE.23.011073. ISSN 1094-4087. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-23-9-11073

[29] WUILPART, Marc, Matthieu AERSSENS, Andrei GUSAROV, Philippe MOREAU a Patrice MEGRET. Plasma Current Measurement in Thermonuclear Fusion Reactors Using a Photon-Counting POTDR. *IEEE*

*Photonics Technology Letters* [online]. 2017, **29**(6), 547-550 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/LPT.2017.2668765. ISSN 1041-1135. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/document/7852505/

[30] ROGERS, A. J., Y. R. ZHOU a V. A. HANDEREK, *Computational Polarization-optical time domain reflectometry for measurement of the spatial distribution of PMD in optical fibres*, Proc. OFMC'97, 126–129 (1997).

[31] MOTUZ, Rastislav, Willem LEYSEN, Philippe MOREAU, Andrei GUSAROV, Petr DREXLER a Marc WUILPART. Theoretical assessment of the OTDR detector noise on plasma current measurement in tokamaks. *Applied Optics* [online]. 2019, **58**(11) [cit. 2019-07-06]. DOI: 10.1364/AO.58.002795. ISSN 1559-128X. Dostupné z: https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-58-11-2795

[32] ARNOUX, Robert. *Tore Supra ready to go WEST*. ITER Organization [online]. France: ITER Organization, 2018 [cit. 2018-08-27]. Dostupné z: <`https://www.iter.org/newsline/243/1326`>.

[33] AERSSENS, M., A. GUSAROV, P. MOREAU, et al. *Development of a Jones vector based model for the measurement of a plasma current in a thermonuclear fusion reactor with a POTDR setup* [online]. In: 84390D- [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1117/12.922714. Dostupné z: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.922714

[34] DIVERTOR. *ITER* [online]. France: © 2019, ITER ORGANIZATION, 2019 [cit. 2019-08-30]. Dostupné z: https://www.iter.org/mach/Divertor

[35] ITER Physics Expert Group on Diagnostics and ITER Physics Basis Editors, "Measurement of plasma parameters," Nucl. Fusion 39, 2541–2575 (1999).

[36] VAYAKIS, G., E. R. HODGSON, V. VOITSENYA a C. I. WALKER. Chapter 12: Generic Diagnostic Issues for a Burning Plasma Experiment. *Fusion Science and Technology* [online]. 2017, **53**(2), 699-750 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.13182/FST08-A1684. ISSN 1536-1055. Dostupné z: https://www.tandfonline.com/doi/full/10.13182/FST08-A1684

*Seznam vybraných publikací autora vztahujících se k tématu dizertační práce*


1. MOTÚZ, R. The Fixed Analyzer Method in PMD Measurement. In *2016 Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*. Shanghai, CHINA: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., 2016. p. 1794-1799. ISBN: 978-1-5090-6093-1.
2. MOTÚZ, R.; MÜNSTER, P.; FILKA, M. PMD Study & Measurement – Fixed Analyzer Method. *Journal of Communications Software and Systems*, 2016, vol. 11, no. 4, p. 199-203. ISSN: 1845-6421.
3. MOTÚZ, R.; DREXLER, P. The novel technique of linear birefringence compensation in optical fiber sensors using phase retarders. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL), 2017*. Singapore: IEEE, 2017. p. 2013-2018. ISBN: 978-1-5386-1211-8.
4. MOTÚZ, R.; LEYSEN, W.; MOREAU, P.; GUSAROV, A.; DREXLER, P.; WUILPART, M. Theoretical assessment of the OTDR detector noise on plasma current measurement in tokamaks. *Applied Optics*, 2019, vol. 58, no. 11, p. 2795-2802. ISSN: 2155-3165. IF(2018)=1,973
5. MOTÚZ, R.; GESCHEIDTOVÁ, E.; LEYSEN, W.; MOREAU, P.; GUSAROV, A.; DREXLER, P.; WUILPART, M. Theoretical assessment of plasma current measurement in tokamaks in relation with the OTDR detector noise. *In 2019 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Rome)*. Progress In Electromagnetics. Rome, Italy: IEEE, 2019. p. 1-5.