VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

VLIV SVĚTELNÉ POLARIZACE NA PŘENOS V OPTOVLÁKNOVÝCH SPOJÍCH

EFFECT OF LIGHT POLARIZATION ON OPTICAL FIBRE LINKS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE AUTHOR ONDŘEJ OBRUČNÍK

VEDOUCÍ PRÁCE SUPERVISOR Ing. MARTIN KYSELÁK

BRNO 2008



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav telekomunikací

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor Teleinformatika

Student:Obručník OndřejRočník:3

ID: 78619 *Akademický rok:* 2007/2008

NÁZEV TÉMATU:

Vliv světelné polarizace na přenos v optovláknových spojích

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte teorii světelné polarizace, její příčiny a důsledky vzhledem k optovláknovému komunikačnímu systému. Zajistěte matematický aparát nutný k vyjádření polarizační vidové disperze. Na základě získaných zkušeností vyberte soubor matematických operací jednoznačně definujících vznik a působení polarizace světla na optický komunikační kanál.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] Agrawal, G. P.: Fiber-Optic Communication Systems - second edition, ISBN 0-471-21571-b John Wiley&Sons

[2] Galtarossa, A.: Polarization Mode Dispersion, ISBN: 0387231935, Springer 2005

Termín zadání: 11.2.2008

Termín odevzdání: 4.6.2008

Vedoucí práce: Ing. Martin Kyselák

prof. Ing. Kamil Vrba, CSc. předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práve třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

LICENČNÍ SMLOUVA

POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení:	Ondřej Obručník
Bytem:	Na Sídlišti 292, 78349, Lutín
Narozen/a (datum a místo):	31.12.1985, Prostějov
(dále jen "autor")	

а

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií se sídlem Údolní 244/53, 60200 Brno 2 jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty: prof. Ing. Kamil Vrba, CSc.

(dále jen "nabyvatel")

Článek 1 Specifikace školního díla

- 1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):
 - □ disertační práce
 - □ diplomová práce
 - bakalářská práce

jiná práce, jejíž druh je specifikován jako

(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP:	Vliv světelné polarizace na přenos v optovláknových spojích
Vedoucí/školitel VŠKP:	Ing. Martin Kyselák
Ústav:	Ústav telekomunikací
Datum obhajoby VŠKP:	

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v:

- tištěné formě počet exemplářů 1
- elektronické formě počet exemplářů 1
- Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
- 3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
- 4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

Článek 2 Udělení licenčního oprávnění

- Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizovaní výpisů, opisů a rozmnoženin.
- Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
- 3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ☑ ihned po uzavření této smlouvy
 - □ 1 rok po uzavření této smlouvy
 - □ 3 roky po uzavření této smlouvy
 - □ 5 let po uzavření této smlouvy
 - □ 10 let po uzavření této smlouvy
 - (z důvodu utajení v něm obsažených informací)
- 4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona
 č. 111/1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen
 - a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

- 1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
- Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
- 3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísni a za nápadně nevýhodných podmínek.
- 4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne:

.....

.....

Nabyvatel

Autor

ABSTRAKT

Bakalářská práce se zabývá vznikem polarizační vidové disperze, jejím matematickým vyjádřením a také vlivem, který má na optický komunikační kanál. Nejprve se v kapitolách dvojlom ve vláknech a polarizace obecně probírá její vznik a základní vlastnosti, poté jsou uvedeny dvě možnosti matematického vyjádření polarizační vidové disperze a to ve Stokesově a Jonesově prostoru, z čehož je podrobněji probrán hlavně Jonesův prostor. Konec práce se zmiňuje o závislosti vlnové délky a dvojlomu na různém skupinovém šíření, také o použití vláknových Braggových mřížek v optických vláknech a dopadu vlastností mřížky na různé skupinové šíření.

KLÍČOVÁ SLOVA

PMD, DGD, FBG, dvojlom, polarizace, optický komunikační systém.

ABSTRACT

The bachelor thesis deals with the emergence of polarization mode dispersion, its mathematical expression and also the influence, which polarization mode dispersion has on the optical communication channel. First, the chapters birefringence in fibers and polarization debate its emergence and basic characteristics, then are introduced two possibilities of mathematical expression polarization mode dispersion namely in Stokes and Jones space, whence is more closely examine Jones space. End work adverts about dependencies wavelength and birefringence on differential group delay, also about using fibre bragg gratings in optical fibres and fall of characteristics grating on differential group delay.

KEY WORDS

PMD, DGD, FBG, Birefringence, Polarization, Optical Communications System.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma "Vliv světelné polarizace na přenos v optovláknových spojích" jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením tohoto projektu jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji svému vedoucímu bakalářské práce Ing. Martinu Kyselákovi za odbornou pomoc a velmi cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně

Podpis autora

SEZNAM POUŽITÝCH VELIČIN, SYMBOLŮ A ZKRATEK

ZKRATKY

- DGD (Differential Group Delay) různá (rozdílná) skupinová rychlost
- FBG (Fibre Bragg Grating) vláknová Braggova mřížka
- Hi-Bi (fibre) vysoce dvojlomné (vlákno)
- PMD (Polarization Mode Dispersion) polarizační vidová disperze
- SOP (State Of Polarization) stav polarizace
- TEM Transversální elektromagnetické vlny
- WDM (Wavelength Division Multiplex) vlnový multiplex

VELIČINY A SYMBOLY

Α	anti-Hermitovská matice
A_{max}	poměr krátké a dlouhé osy elipsy (amplitudy elektrického pole)
A, B	amplitudy elektrického pole ve směrech x, y (osy elipsy)
а	Lefevrova konstanta
а	sloupcová matice popisující vstup v Jonesově matici
b	sloupcová matice popisující výstup v Jonesově matici
С	rychlost světla
е	Eulerovo číslo
E	elektrické pole
$E_{T, \text{ total}}$	energie přeneseného signálu
G	Gaussův okenní parametr
н	Hermitovská matice
J	Jonesova matice
K	Jonesova matice
L	kombinovaná Jonesova matice
L	délka mřížky (vlákna)
$M_{x,(y)}$	amplituda <i>x(y)</i> složky elektrického pole
n	index lomu
n _{eff}	efektivní index lomu

Q	matice vektoru
R	lineární zpoždění – kapitola 1
R	délka oblouku – kapitola 2
r	poloměr vlákna – kapitola 2
r, θ, ψ, φ	nezávislé parametry Jonesovy matice – kapitola 3
Sa	vstupní polarizační vektor ve Stokesově prostoru
S _b	výstupní polarizační vektor ve Stokesově prostoru
т	Jonesova matice
Т	činitel prostupu (celkový)
$t_{x,(y)}$	činitel prostupu jednotné Braggovy mřížky korespondující s videm x(y)
V	kontrast interferenčního vzoru (moaré)
х, у	ortogonální polarizační vidy
$\Delta \beta$	rozdíl rychlostí šíření dvou možných lineárních polarizací
$\Delta \tau$	různé skupinové zpoždění
Λ	lineární fázová délka – kapitola 1
Λ	mřížková perioda u FBG – kapitola 5
Ω	Stokesův PMD vektor
α	úhel mezi rovinou lineární polarizace na vstupu a "rychlou" osou krystalu
β	lineární zpoždění na jednotku délky
β _{x, y}	konstanty šíření
δn	index modulace FBG
ϕ	fázové zpoždění
λ	vlnová délka
λ_{B}	Braggova vlnová délka
λ_{max}	maximální vlnová délka
π	Ludolfovo číslo
θ	orientace analyzéru
$ heta_{a}$	úhel, který svírá hlavní osa elipsy s osou <i>x</i>
$\theta_{X,(Y)}$	fázové úhly x(y) složky elektrického pole
$\tau_{x,(y)}$	skupinové zpoždění
ω	úhlová frekvence

OBSAH

ÚVOD.		11
1 DV	OJLOM VE VLÁKNECH (Birefringence in fibers)	12
1.1	ŠUM DVOJLOMU (Birefringence Noise)	15
1.2	ZPOŽĎOVACÍ DESKA (Retardation Plate)	15
2 PO	LARIZACE (Polarization)	17
2.1	ŘÍZENÍ POLARIZACE (Polarization Control)	21
3 JO	NESŮV POČET (Jones Calculus)	24
4 ST	OKESŮV A JONESŮV PROSTOR	
5 VLI	V NA OPTICKÝ KOMUNIKAČNÍ KANÁL	32
5.1	PŘEDMLUVA	32
5.2	VLÁKNOVÉ BRAGGOVY MŘÍŽKY	32
5.3	DEFINICE	33
5.4	ROZBOR RŮZNÉ SKUPINOVÉ RYCHLOSTI	34
5.5	FBG V HI-BI VLÁKNĚ	35
5.6	FBG V JEDNOVIDOVÉM VLÁKNĚ	
ZÁVĚR		41

ÚVOD

Polarizační vidová disperze (Polarization Mode Dispersion - PMD) vlákna se obvykle popisuje ve Stokesově prostoru. Průsečík Poincarovy sféry s přímkou jdoucí podél PMD vektoru Ω definuje dvě hlavní ortogonální polarizace. Velikost vektoru je definována rozdílem zpoždění těchto dvou hlavních polarizací. N-tý řád PMD je charakterizovaný n-tou derivací PMD vektoru v závislosti na frekvenci. Ale jak dobře víme, Stokesův prostor vynechává izotropní disperzní účinky.

Další způsob popisu PMD je v Jonesově prostoru. Stokesovy vektory vychází z Jonesových vektorů (sloupcové matice). Vztah mezi vstupem a výstupem se zapisuje do přenosové matice typu 2x2. N-tý řád disperze popisuje derivace n+1 matice.

Vznik PMD je dán rozdílnou skupinovou rychlostí vidů (Differential Group Delay - DGD) ve dvou hlavních polarizacích. Z toho důvodu je pojem skupinové rychlosti základní pro teorii PMD. Skupinová rychlost je rychlost energetického šíření. Proto očekáváme blízké spojení mezi charakteristikou energie a PMD vektorem.

1 DVOJLOM VE VLÁKNECH (Birefringence in fibers)

Mnoho moderních optických součástí, zvláště pak ty, které jsou používané v koherentní optické komunikaci, se spoléhají na pevný stav polarizace. Avšak nestabilní dvojlom ve standardních jednovidových vláknech způsobuje změny stavu polarizace nepředvídatelným způsobem. Ve všech jednovidových vláknech jsou dvě kolmé orientace (příčného) elektrického pole, což vede k maximálnímu rozdílu ve fázových rychlostech: vlákno vykazuje lineární dvojlom. Výše uvedené orientace jsou pojmenovány jako rychlé a pomalé osy. Navázáním lineárně polarizovaného světla do jedné z os se získá lineárně polarizované světlo na výstupu vlákna.



Obr. 1.1: Čistě lineární dvojlom v jednovidovém vlákně (Délka vlákna = 1 fázová délka, lineární vstupní polarizace navázána pod úhlem 45° k osám) [1].

Výstupní stav mnohavidového vlákna je obvykle zcela depolarizován, protože optický výkon je přenášen přes mnoho vlnovodových vidů, které mají rozdílné polarizační charakteristiky. Proto se zde nezmiňuji o dvojlomu v mnohavidových vláknech.

Nyní se budu bavit o charakteristikách jednovidového vlákna s čistě lineárním dvojlomem, bez rotace os podél celého vlákna. Jak už bylo řečeno, lineární stav polarizace navázaný do jedné z hlavních vláknových os zůstává lineární. Jestliže je lineární stav navázán pod úhlem 45° vůči hlavním osám, pak se polarizace postupně mění z lineární přes eliptickou na kruhovou atd., jak je ilustrováno na obr. 1.1.

Po jedné fázové délce se vlna vrací do původního stavu. Fázová délka je délka vlákna, po které je vlna na pomalé ose zpožděna přesně o jednu optickou vlnovou délku.

Za účelem analytického vysvětlení lineárního dvojlomu je předpokládáno jednovidové vlákno s rychlou osou orientovanou ve směru *x* a pomalou osou orientovanou ve směru *y*. Pak jakýkoliv stav polarizace v tomto vlákně může být popsán následujícími elektrickými poli [1]:

$$\boldsymbol{E}_{x} = \boldsymbol{A}\cos(\omega t - \beta_{x}\boldsymbol{z}), \boldsymbol{E}_{y} = \boldsymbol{B}\cos(\omega t - \beta_{y}\boldsymbol{z} - \phi), \tag{1.1}$$

když:

$$\beta_x = \frac{2\pi n_x}{\lambda}, \beta_y = \frac{2\pi n_y}{\lambda}$$
[rad/m],kde (1.2)

- A, B amplitudy elektrického pole ve směrech x, y
- ω 2π x optická frekvence
- $\beta_{x, y}$ konstanty šíření
- ϕ fáze zpoždění E_y ku E_x na vláknovém vstupu (z = 0)
- n_{x, y}- efektivní indexy lomu ve směru x, y
- λ optická vlnová délka ve vzduchu

Vzhledem k předcházejícímu, lineární dvojlom vlákna s délkou *L* může být charakterizován jedním z následujících způsobů [1]:

Rozdíl lineárních indexů:	$\Delta \boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_x - \boldsymbol{n}_y$	[bezrozměrný]	
Lineární zpoždění na jednotku délky:	$\Delta\beta=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n$	[rad/m]	
Lineární zpoždění:	$R = \Delta \beta \times L$	[rad]	(1.3)
Lineární fázová délka:	$\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{\Delta n}$	[m]	
Lineární dvojlom:	$B = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\lambda \Delta \beta}{2\pi} = \Delta n$	[bezrozměrný]	

Fázová délka Λ (velké lambda) moderních jednovidových vláken je obvykle několik metrů, pokud je vlákno rovné. Navíjení vlákna na válec drasticky sníží fázovou délku.

I když je lineárně polarizovaná vlna navázána do jedné z hlavních os, orientace pole na výstupu může být oproti vstupu otočená: to může být popsáno pomocí dodatečného kruhového dvojlomu. Kruhový dvojlom produkuje čistě otočení jakéhokoliv vstupního stavu polarizace. Naproti tomu definice kruhového zpoždění je obvykle založena na rozdílu konstant šíření mezi kruhovou polarizací proti směru hodinových ručiček a kruhovou polarizací ve směru hodinových ručiček.

Kruhový dvojlom může být také generován kroucením vlákna. Měření na přístrojích Hewlett-Packard ukázalo rotace řádově 16° na 360° zakroucení standardního jednovidového vlákna o délce 1 m. Směr otáčení je identický se směrem kroucení.

Další příčina pro kruhový dvojlom je tato: sériové spojení dvou nebo více lineárních zpožďovačů, které jsou orientovány pod různými úhly může být vždycky nahrazeno sériovým spojením jednoho lineárního zpožďovače a jednoho kruhového zpožďovače. V tomto případě zde jsou dvě (kolmé) lineárně polarizované vstupní vlny, což má za následek lineární, ale rotované výstupní stavy. Tato situace se týká většiny jednovidových vláken, protože orientace hlavních os se mění podél délky vlákna.



Obr. 1.2: Jednovidový vláknový model (Po sobě jdoucí části lineárního dvojlomu vytváří součást kruhového dvojlomu) [1].

Polarizační charakteristiky jakékoliv délky jednovidového vlákna můžou být vždy popsány jedním lineárním zpožďovačem a jedním kruhovým zpožďovačem. Problémem je, že nejnepatrnější pohyb vlákna způsobí změnu těchto elementů. Toto střídavě mění výstupní stavy polarizace.

Silný lineární dvojlom způsobuje, že je zachována lineární polarizace.

1.1 ŠUM DVOJLOMU (Birefringence Noise)

Tento jev je způsoben dvěma možnými orientacemi základního vidu v jednovidových vláknech.

1.2 ZPOŽĎOVACÍ DESKA (Retardation Plate)

Zpožďovací desky jsou vyráběny z materiálů, ve kterých dochází k dvojlomu, jako je třeba vápenec. Dvojlom zapříčiňuje odlišné orientace polarizace, šířící se krystalem vždy, když je směr šíření světla kolmý na optickou osu krystalu.

Čtvrtvlný zpožďovač převádí lineární polarizaci na točivou. Paprsky vstupního pole musí být orientovány pod úhlem 45° oproti rychlé (pomalé) ose krystalu. Tímto způsobem mohou být matematicky rozděleny do dvou elektrických polí, které mají stejné amplitudy, ale rozdílné ortogonální polarizace - jednu v pomalém směru (obyčejně paprsky v kalcitu) a druhou v rychlém směru (pouze výjimečně paprsky v kalcitu).



Obr. 1.2.1: Funkce čtvrtvlného zpožďovače [1].

Obr. 1.2.1 znázorňuje, jak jsou dvě vstupní pole časově oddělené. Na konci desky je mezi nimi rozdíl čtvrtvlny. To je pro točivou polarizaci typické. Čtvrtvlný zpožďovač může být použit pro sestavení jednoduchého izolátoru.

Půlvlný zpožďovač natáčí rovinu polarizace o 2α , přičemž α je úhel mezi rovinou lineární polarizace na vstupu a "rychlou" osou krystalu.



Vzhledem k pevnému bodu paprsku poznamenejme, že pole *B* je posunuto o 180°, kdežto pole *A* svou orientaci nemění. To odpovídá zmíněnému natočení polarizace o 2*α*. Natáčení krystalu má za následek dvakrát větší natáčení polarizace. Rotace není omezena lineárními stavy polarizace na vstupu.



Obr. 1.2.3: Stav polarizace v půlvlném zpožďovači [1].

Nakonec se zmíním o účincích zpožďovací desky libovolné délky. Podle obr. 1.2.3 se lineární polarizace spojuje v dvojlomném krystalu na azimutovém úhlu 45°. Krystal je tedy plnovlným zpožďovačem. Zatímco se polarizované světlo šíří krystalem, prochází polarizace těmito stavy: lineární, eliptická, točivá, eliptická a natočená o 90°, lineární a natočená o 90° atd. Po půlvlném zpoždění nastává původní stav. Eliptické zpoždění může být vytvářeno navázáním pod jiným úhlem, než 45° do čtvrtvlného zpožďovače.

2 POLARIZACE (Polarization)

Elektromagnetická teorie požaduje vektory elektrického a magnetického pole volné vlny v rovině kolmé (transversální) na směr šíření. Což může platit jak ve volném vyzařovacím prostoru daleko od zdroje, tak na výstupu jednovidových vláken. Transversální elektromagnetické (TEM) vlny mohou být rozděleny na nepolarizované a polarizované. U nepolarizovaných TEM vln se elektrická pole šíří rovnoměrně všemi směry transversální (azimutální) roviny. A poměr fáze se mezi nimi mění staticky. U polarizovaných TEM vln jsou všechny součásti pole v transversální rovině svázány pevným rozdílem fází.

Emise při nulové spektrální šířce musí být polarizovaná, neboť v tomto případě se mohou do výsledného vektoru přičíst všechny vektory pole. Příkladem je emise z laserové diody s úzkou šířkou čáry. Zdroje s velkou spektrální čárou, jako LED, jsou nepolarizované. Mohou být polarizovány průchodem jejich výstupu polarizátorem.

Termín lineární polarizace se užívá při orientaci elektrického pole pouze jedním směrem transversální roviny. Projekcí vektoru pole na rovinu je přímka. Moderní laserové diody generují téměř 100% lineárně polarizované záření. Termín kruhová polarizace je užíván pro vlnu, jejíž vektory elektrického pole rotují o 360° na jedné vlnové délce. V tomto případě projekce vektorů tvoří kruh. Obr. 2.1 znázorňuje vektory polí obou druhů v konstantním čase. V obou případech se komplex vektorů ve volném prostoru šíří rychlostí světla c.



Obr. 2.1: Druhy polarizace (lineární polarizace a kruhová polarizace rotující ve směru hodinových ručiček) [1].

Na výstupu běžných jednovidových vláken je obvykle pozorována eliptická polarizace. To znamená, že projekce vektorů polí tvoří elipsu. Eliptická a kruhová polarizace může být většinou tvořena dvěmi lineárně polarizovanými vlnami, které jsou orientovány v *x* a *y* směru soustavy souřadnic.

Nyní matematicky rozdělím eliptický stav polarizace do dvou dílčích vln E_x a E_y , které mají posunutou fázi o 90°. Čtvrtvlnový zpožďovač (quarter-wave retarder) může být orientován tak, že E_y se šíří rychleji než E_x . Pak jsou dvě dílčí vlny na výstupu zpožďovače ve fázi. Tímto způsobem může být obnovena lineární polarizace, jak je znázorněno na obr. 2.2.



Obr. 2.2: Eliptická polarizace a její převod na lineární polarizaci [1].

Pokud se hlavní osy se shodují s osami systému (jak je znázorněno na obr. 2.2), pak fázový posun mezi dvěmi vlnami činí 90°. Obecně svírá hlavní osa elipsy úhel θ_a s osou *x*. Také lineární polarizaci lze obnovit čtvrtvlnovým zpožďovačem: v té chvíli musí být jedna z os retardéru nastavena v úhlu θ_a .

V případě, že θ_a není roven nule, pak je fázový posun ϕ mezi E_x a E_y jiný než 90°. Správnou hodnotu ϕ lze získat z nákresu elipsy, viz obr. 2.3.

Tab. 2.1: vztany mezi zpozdením taze a elipsou	zi zpožděním fáze a elipsou [1]
--	---------------------------------

Poměr os, <i>b/a</i>	Směr hlavních os	Fázové zpoždění ϕ	Stav polarizace
0	všechny směry	neuplatňuje se	lineární
1	neuplatňuje se	90°	kruhová
< 1	horizontální či vertikální	90°	eliptická
< 1	ne horizontální či vertikální	> 90° <	eliptická

Diagram byl vytvořen s předpokladem, že elektrická pole jsou čistě sinusové vlny. Eliminace časové závislosti dává analytický tvar elipsy. Na neštěstí rovnice elipsy nedovede přesně nahradit grafické údaje A, B, θ_a .

Vektory pole [1]:

$$E_{x}(t) = A\cos\omega t, E_{y}(t) = B\cos(\omega t - \phi).$$
(2.1)

Elipsa [1]:

$$\frac{E_x^2}{A_2} + \frac{E_y^2}{B_2} - \frac{2E_x E_y \cos\phi}{AB} = \sin^2 \phi.$$
(2.2)



Obr. 2.3: Vztahy mezi elektrickými poli [1].

Vše předchozí muže být aplikováno pouze na polarizované vlny. Otázka polarizace záření může být vysvětlena pomocí čtvrtvlnového zpožďovače a polarizátoru. Při příslušné polarizaci zpožďovače zůstává lineární polarizace nezměněna a kruhová polarizace se převede na lineární polarizaci. Polarizér (analyzér) poté zjistí lineární stav průchodem elektrického pole jednou rovinou a potlačením pole v transversální rovině. V ideálním případě je nulový výstup, když jsou osy analyzéru a elektrického pole navzájem kolmé. Částečně polarizovaná vlna získá nejmenší pozici. Nepolarizovaná vlna způsobí konstantní výstup ve všech azimutálních pozicích, jak u čtvrtvlnového zpožďovače, tak i u analyzéru.

Zde jsou jiné možnosti celkového popisu stavu polarizace:

- 1. Vektory pole s parametry A, B, ϕ
- Polarizační elipsa v analytickém tvaru za užití parametrů A, B, φ, a smyslu (směru) otáčení (CW nebo CCW – pravotočivý nebo levotočivý)
- 3. Polarizační elipsa v grafickém tvaru za užití parametrů a, b, 9A a smyslu rotace
- 4. Jonesův vektor
- 5. Poincarého sféra

Mnoho pasivních optických součástek je založeno na polarizovaných vlnách, např. polarizátory, zařízení pro řízení polarizace, zpožďovací destičky, izolátory, modulátory, děliče paprsků a vlákna zachovávající polarizaci.

2.1 ŘÍZENÍ POLARIZACE (Polarization Control)

Řízení stavu polarizace je důležité, neboť mnoho moderních optických součástek vyžaduje správný stav polarizace. Pro spojité komunikace je zařízení pro řízení polarizace klíčovou součástkou. Proto tedy budou vysvětleny nejdůležitější způsoby řízení polarizace. Samozřejmě, že pro řízení polarizace mohou být použity zpožďovací destičky. Mnohem elegantnější je řízení polarizace bez nutnosti přerušení vlákna.

První zařízení pro řízení polarizace (PC) sestávající ze 3 cívek jednovidového vlákna vytvořil H.C. Lefevre. Základní myšlenka je, že smyčka jednovidového vlákna může nahradit zpožďovací destičku. To může být vysvětleno "efektem vodní hadice": Ohýbání vodní hadice mění její průřez na elipsu. U vlákna způsobuje ohýbání nárůst materiálové hustoty v rovině, která je kolmá na rovinu cívky. Což zvyšuje index lomu v této rovině. Změna v rovině cívky je mnohem menší, neboť tlak a tah se vzájemně ruší. Lefevre spočítal rozdíl indexů lomu [1]:

$$\Delta n = a \left(\frac{r}{R}\right)^2, \qquad (2.1.1)$$

kde a = 0,133 (konstanta), r - poloměr vlákna (běžná hodnota: 2r = 125 μ m), R - poloměr oblouku



Obr. 2.1.1: Polarizační kontrola pomocí vláken [1].

Nyní se vypočte poloměr *R* smyčky jednovidového vlákna, který vede ke změně fáze o 90°, což je požadavek na čtvrtvlnový zpožďovač. Stav fáze je v tomto případě [1]:

$$\Delta\beta 2\pi R = \frac{\pi}{2}$$
, kde $\Delta\beta = \frac{2\pi\Delta n}{\lambda}$. (2.1.2)

 $\Delta\beta$ - rozdíl rychlostí šíření dvou možných lineárních polarizací λ - vlnová délka ve vzduchu

Sloučením všech 3 rovnic se tedy získá potřebný poloměr smyčky R [1]:

$$R = \frac{8\pi a r^2}{\lambda} = 10,04 \text{ mm}$$
 (na 1300 nm). (2.1.3)

Experimenty se standardním jednovidovým vláknem na vlnové délce 1300 nm mají za následek poloměr přibližně 8 mm, který celkem odpovídá předchozím údajům. Údaj 8 mm byl získán pokusy s půlvlnovým zpožďovačem, který tvoří dvě smyčky o stejném poloměru. Půlvlnová zpožďovací destička jednoduše otáčí polarizační elipsu bez změny poměru os, při správném poloměru. Vzhledem k jejím vlastnostem je možné správný poloměr najít bez znalosti vstupního stavu polarizace.

Praktické použití PC s vláknem je velmi podobné: otočení závitu znamená rotaci rychlých a pomalých os cívky vzhledem ke vstupnímu elektrickému poli, přestože je pole v tom samém vlákně. Pokud je požadována přeměna libovolného vstupního pole na libovolné výstupní pole, je doporučena kombinace 3 cívek: čtvrtvlnové, půlvlnové a čtvrtvlnové. První cívka lineárně polarizuje libovolný vstupní stav, druhá cívka ho otočí a třetí cívka ho převede do požadovaného stavu. Může být předvedeno, že dvě půlvlnové cívky provedou totéž, nicméně jejich funkce není tak zřejmá.



Obr. 2.1.2: Příčný řez cívkou [1].

Rušivé zkroucení vlákna je způsobeno rotací závitů. Toto zkroucení způsobuje kruhový dvojlom ve vlákně, který vede ke snížení efektivní rotace závitu. Použitím půlvlnového zpožďovače naměřil Lefevre nutné otočení zavitu o 48,6° namísto ideálních 45° potřebných pro otočení vstupního pole o 90°. Pokusy fy. Hewlett-Packard vykázaly mnohem menší úchylku od ideálního chování, což naznačuje užití vlákna méně citlivého na kroucení.

Elektronické řízení stavu polarizace umožňují vláknové lisy (fiber squeezers). S pomocí piezoelektrického krystalu na vlákno působí laterální tlak. Tímto způsobem je možno dosahovat různého zpoždění v dané ose vlákna.



Obr. 2.1.3: Polarizace vláknovým lisem [1].

3 JONESŮV POČET (Jones Calculus)

Jonesův vektor je analytickým popisem stavu polarizace. Určuje informaci o geometrii, amplitudě a fázi. Na stejném principu je založena Jonesova matice, která popisuje polarizační vlastnosti optického prvku. Jonesovy vektory a matice umožňují analýzu optické sítě stejným způsobem jako u analýzy elektrické sítě. Tyto metody byly vyvinuty v roce 1941 R.C. Jonesem.

Zde je vztah mezi elektrickými poli a Jonesovým vektorem. Obvyklá časová závislost $exp(j\omega t)$ je vynechána [1]:

Elektrická pole:

$$E_{x}(t) = A\cos\omega t, E_{y}(t) = B\cos(\omega t - \phi), \qquad (3.1)$$

Jonesův vektor:

$$\boldsymbol{E} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{E}_{x} \\ \boldsymbol{E}_{y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{A} \\ \boldsymbol{B} \exp(-j\phi) \end{bmatrix}, \qquad (3.2)$$

Příklady:

Lineární polarizace: (*E_x* a *E_y* jsou ve fázi)

$$E = \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix},$$
 (3.3)

Kruhová polarizace (CCW): (E_y je opožděno o 90°)

$$\boldsymbol{E} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{A} \\ -\boldsymbol{j}\boldsymbol{A} \end{bmatrix},\tag{3.4}$$

Výstup optického prvku E_2 je násobkem jeho Jonesovy matice **J** a Jonesova vektoru na vstupu E_1 [1]:

$$E_{1} = \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix}, \mathbf{J} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{11} & \mathbf{J}_{12} \\ \mathbf{J}_{21} & \mathbf{J}_{22} \end{bmatrix},$$

$$E_{2} = \mathbf{J} \times E_{1} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{11}E_{1x} & + \mathbf{J}_{12}E_{1y} \\ \mathbf{J}_{21}E_{1x} & + \mathbf{J}_{22}E_{1y} \end{bmatrix}.$$
(3.5)

Polarizačně závislý optický prvek





Jako příklad použití Jonesovy matice je diskutována čtvrtvlná deska. Jestliže je pevná osa krystalu orientována rovnoběžně se směrem *x*, potom může být čtvrtvlná deska popsána následovně [1]:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix}. \tag{3.6}$$

Použitím různých vstupních stavů E_i se analyzují výstupní stavy čtvrtvlné desky. J se násobí s každým E_1 . Nejprve se aplikuje lineární polarizace orientovaná ve směru *y*. Složka *y* se objeví fázově posunuta o 90°, a složka *x* je stále 0. To znamená, že E_2 je stále lineární ve směru *y* [1]:

$$\boldsymbol{E}_{1} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{1} \end{bmatrix} \quad \text{dává} \quad \boldsymbol{E}_{2} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{0} \\ -j \end{bmatrix}. \tag{3.7}$$

Nyní je použita lineární polarizace orientovaná v úhlu θ = 45°. X-složka E_2 je stále 1 a *y*-složka je opožděna o 90°. Kruhový stav polarizace, ve kterém je smysl rotace CCW, je popsán následovně [1]:

$$\boldsymbol{E}_{1} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \operatorname{dává} \, \boldsymbol{E}_{2} = \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}.$$
(3.8)

Nakonec je použita kruhová polarizace (CW). Obě složky *x* a *y* E_2 jsou 1, což popisuje lineární polarizaci orientovanou v úhlu θ = 45° [1]:

$$E_{1} = \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} \text{ dává } E_{2} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}.$$
(3.9)

Čtvrtvlná deska je očividně velmi užitečný prvek, protože je schopná převádět lineární polarizaci na eliptickou nebo kruhovou a naopak. Zde je výpis Jonesových matic u nejdůležitějších optických prvků [1]:

Čtvrtvlná deska: je to speciální případ zpožďovací desky, viz další prvek.

Rychlá osa ve směru x:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix}. \tag{3.10}$$

Rychlá osa ve směru y:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} -j & 0\\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{3.11}$$

Obecná zpožďovací deska: jako čtvrtvlná deska, má i obecná zpožďovací deska rychlou osu (orientovanou ve směru θ příčné roviny) a pomalou osu. Fázové zpoždění pomalé roviny oproti rychlé rovině je ϕ (kde $\phi = \phi/2$):

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos\phi^{\circ} + j\sin\phi^{\circ}\cos2\theta & j\sin\phi^{\circ}\sin2\theta \\ j\sin\phi^{\circ}\sin2\theta & \cos\phi^{\circ} - j\sin\phi^{\circ}\cos2\theta \end{bmatrix}.$$
 (3.12)

Půlvlná deska: je to jiný speciální případ zpožďovací desky. Zde je fázové zpoždění 180°. V případě, že je vstup lineárně polarizován, je tento prvek schopný otočit rovinu polarizace v závislosti na úhlu mezi rovinou polarizace a rychlou osou desky. Rychlá osa ve směru θ je:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix}.$$
(3.13)

Rotátor: na rozdíl od půlvlné desky otáčí stav polarizace nezávisle na orientaci vstupujícího pole. Toto chování je charakteristické pro kruhový dvojlom, který může vyplývat z optické aktivity viz dvojlom nebo z Faradayovy rotace (Faraday rotation). Velikost rotace je dána součinem 2 θ , ve směru hodinových ručiček:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{bmatrix}.$$
(3.14)

Polarizátor: výstup ideálního polarizátoru obsahuje pouze ty složky elektrického pole, které jsou orientovány ve směru hlavni osy polarizátoru. Hlavní osa by měla být orientovaná ve směru θ .

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \text{ jestliže } \theta = 0.$$
(3.15)



Obr. 3.2: Sériové spojení dvou polarizačně závislých prvků [1].

Sériové spojení dvou nebo více prvků může být modelováno pomocí násobení jejich matic. Nechť jsou J a K Jonesovy matice s kombinovanou maticí L. Potom matice L musí být vypočítána pomocí J a K v obráceném pořadí [1]:

 $\mathbf{L} = \mathbf{K} \times \mathbf{J} \text{ ne } \mathbf{L} = \mathbf{J} \times \mathbf{K},$ $\mathbf{K} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11} & \mathbf{K}_{12} \\ \mathbf{K}_{21} & \mathbf{K}_{22} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{11} & \mathbf{J}_{12} \\ \mathbf{J}_{21} & \mathbf{J}_{22} \end{bmatrix},$ $\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{11} \mathbf{J}_{11} + \mathbf{K}_{12} \mathbf{J}_{21} & \mathbf{K}_{11} \mathbf{J}_{12} + \mathbf{K}_{12} \mathbf{J}_{22} \\ \mathbf{K}_{21} \mathbf{J}_{11} + \mathbf{K}_{22} \mathbf{J}_{21} & \mathbf{K}_{21} \mathbf{J}_{12} + \mathbf{K}_{22} \mathbf{J}_{22} \end{bmatrix}.$ (3.16)

Kombinovaná matice L může být poté ošetřena, jak je odvozeno výše.

4 STOKESŮV A JONESŮV PROSTOR

Ve Stokesově prostoru vstupní polarizační vektor s_a vytváří výstupní polarizační vektor s_b . Když se frekven*ce* zvýší na (ω + d ω) a vstupní polarizační vektor převezme hlavní frekvenci, pak změna výstupního polarizačního vektoru je [29]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega}\mathbf{s}_{\mathrm{b}} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{s}_{\mathrm{b}}. \tag{4.1}$$

Stokesův PMD vektor Ω je funkcí frekvence. N-tý řád disperze je určený n-tou derivací vektoru v závislosti na frekvenci.

Další popis PMD je v Jonesově prostoru. Označíme-li sloupcovou matici popisující výstup **b** a sloupcovou matici vstupu **a**, pak Jonesova matice **T** popisující vstup a výstup je [29]:

$$\mathbf{b} = \mathbf{T}\mathbf{a}.\tag{4.2}$$

To je běžné k přizpůsobení vstupu k jednotce energie. Uvažuje se jen volně ztracená část, ve které je energie zachovaná. Z toho se dostane [29]:

$$\mathbf{T}^{\mathsf{T}}\mathbf{T} = \mathbf{T}\mathbf{T}^{\mathsf{T}} = \mathbf{1}.$$
 (4.3)

T je unitární. Unitarita **T**, podle vztahu (4.3), dává čtyři reálné skalární rovnice jako omezení pro osm reálných skalárů potřebných k určení komplexní matice typu 2x2. Takže zbývají ještě čtyři reálné parametry. Nejhlavnější tvar matice je [29]:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} r e^{-j\theta} & jt e^{j\psi} \\ -jt e^{-i\psi} & r e^{j\theta} \end{bmatrix} exp(-j\phi), \qquad (4.4)$$

kde $t = \sqrt{1 - r^2}$. Matice má 4 nezávislé parametry *r*, θ , ψ , ϕ . Běžný fázový faktor $\exp(-j\phi)$ je v charakterizaci PMD ve Stokesově prostoru potlačený a zajímavé je v něm pouze relativní časové zpoždění. Zachování energie dává [29]:

$$\mathbf{T}^{\mathsf{T}} \frac{\mathrm{d}\mathbf{T}}{\mathrm{d}\omega} = -\frac{\mathrm{d}\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{\mathrm{d}\omega} \mathbf{T}.$$
 (4.5)

Matice $\mathbf{T}^{\mathsf{T}} \frac{d\mathbf{T}}{d\omega}$ je anti-Hermitovská. Hermitovská i anti-Hermitovská matice typu 2x2 je také složená ze 4 reálných skalárů.

Pro Hermitovskou matici H a anti-Hermitovskou matici A platí vztahy [29]:

$$\mathbf{H}^{\mathsf{T}} = \mathbf{H}; \mathbf{A}^{\mathsf{T}} = -\mathbf{A}. \tag{4.6}$$

Vztah mezi Stokesovými prostorovými vektory a Jonesovými prostorovými maticemi je znázorněný v "matici vektoru" Q. Q je definovaná v Pauliho maticích [29]:

$$\mathbf{Q} = i_{x} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + i_{y} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} + i_{z} \begin{bmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{bmatrix} = i_{x} \sigma_{x} + i_{y} \sigma_{y} + i_{z} \sigma_{z}.$$
(4.7)

Pro Pauliho matice platí komutativní vztahy [29]:

$$\left[\sigma_{x},\sigma_{y}\right]=2j\sigma_{z},\tag{4.8a}$$

$$\left[\sigma_{y},\sigma_{z}\right]=2j\sigma_{x},\tag{4.8b}$$

$$[\sigma_z, \sigma_x] = 2j\sigma_y. \tag{4.8c}$$

Teď je možné vyjádřit Hermitovskou matici **H** v Jonesově prostoru pomocí čtyř reálných skalárů *X*, *Y*, *Z*, *U* následovně [29]:

$$\vec{\mathbf{H}} = Xi_x\sigma_x + Yi_y\sigma_y + Zi_z\sigma_z + U\mathbf{1}, \tag{4.9}$$

kde

$$X = \frac{1}{2} (H_{11} - H_{22}), \tag{4.10a}$$

$$Y = Re(H_{12}) = Re(H_{21}),$$
 (4.10b)

$$Z = Im(H_{12}), (4.10c)$$

$$U = \frac{1}{2} (H_{11} + H_{22}). \tag{4.10d}$$

Z anti-Hermitovské matice se Hermitovská matice dostane násobkem *j*, nebo jejím analogickým rozložením. Písmena *X*, *Y*, *Z* znázorňují 3 složky vektoru. Transformace z Jonesovýho prostoru na Stokesův prostor se dosáhne přes matici vektoru Q [29]:

$$\boldsymbol{s}_{\mathrm{b}} = \boldsymbol{b}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{Q} \boldsymbol{b}. \tag{4.11}$$

Rovnice (4.1) je získána z rovnice (4.11) [29]:

$$\frac{d\mathbf{s}_{b}}{d\omega} = \frac{d\mathbf{b}^{\mathsf{T}}}{d\omega}\mathbf{Q}\mathbf{b} + \mathbf{b}^{\mathsf{T}}\mathbf{Q}\frac{d\mathbf{b}}{d\omega} = \mathbf{a}^{\mathsf{T}}\frac{d\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{d\omega}\mathbf{Q}\mathbf{T}\mathbf{a} + \mathbf{a}^{\mathsf{T}}\mathbf{T}^{\mathsf{T}}\mathbf{Q}\frac{d\mathbf{T}}{d\omega}\mathbf{a}$$

$$= \mathbf{b}^{\mathsf{T}}\mathbf{T}\frac{d\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{d\omega}\mathbf{Q}\mathbf{b} + \mathbf{b}^{\mathsf{T}}\mathbf{Q}\frac{d\mathbf{T}}{d\omega}\mathbf{T}^{\mathsf{T}}\mathbf{b} = \mathbf{b}^{\mathsf{T}}\left[\mathbf{T}\frac{d\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{d\omega},\mathbf{Q}\right]\mathbf{b}.$$
(4.12)

Symbol [,] značí komutátory. Tady se bere v úvahu skutečnost, že $\frac{d\mathbf{a}}{d\omega} = 0$. Teď je $d\mathbf{T}^{\mathsf{T}}$

možné psát Hermitovskou matici – $\int T \frac{dT^{T}}{d\omega}$ ve tvaru [29]

$$- \mathbf{J}\mathbf{T}\frac{\mathbf{d}\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{\mathbf{d}\omega} = \mathbf{j}\frac{\mathbf{d}\mathbf{T}}{\mathbf{d}\omega}\mathbf{T}^{\mathsf{T}} = \frac{1}{2} [\Omega_{x}\sigma_{x} + \Omega_{y}\sigma_{y} + \Omega_{z}\sigma_{z}] + U1.$$
(4.13)

Kde Ω_x , Ω_y , Ω_z jsou složky dosud neurčeného vektoru a určením *x*-složky ze vztahu (4.13) se dostane [29]:

$$i_{x} \cdot \mathbf{b}^{\mathsf{T}} \left[\mathbf{T} \frac{\mathrm{d} \mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{\mathrm{d} \omega}, \vec{\mathbf{Q}} \right] \mathbf{b} = \mathbf{b}^{\mathsf{T}} \left[\mathbf{T} \frac{\mathrm{d} \mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{\mathrm{d} \omega}, \sigma_{x} \right] \mathbf{b} = \frac{1}{2} j \mathbf{b}^{\mathsf{T}} \left[\left(\Omega_{y} \sigma_{y} + \Omega_{z} \sigma_{z} \right), \sigma_{x} \right] \mathbf{b}$$

$$= -\mathbf{b}^{\mathsf{T}} \left(\Omega_{y} \sigma_{y} - \Omega_{z} \sigma_{z} \right) \mathbf{b} = \Omega_{y} \mathbf{s}_{z}^{(b)} - \Omega_{z} \mathbf{s}_{y}^{(b)} = i_{x} \cdot (\Omega \times \mathbf{s}_{b}).$$
(4.14)

Takže *x*-složka vektoru (4.12) je trojitým skalárním součinem složeného z *i_x*, Ω, *s*_b. Součin je jednou ze složek vztahu (4.1), čímž je dokázáno, že tři koeficienty Pauliho matic skládající matici $- \int \mathbf{T} \frac{d\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{d\omega}$ jsou součástmi vektoru Ω. Proto je vhodné psát tuto matici v Jonesově představení ve formě [29]:

$$- J\mathbf{T} \frac{\mathrm{d}\mathbf{T}^{\mathsf{T}}}{\mathrm{d}\omega} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \Omega_{x} & \Omega_{y} - j\Omega_{z} \\ \Omega_{y} + j\Omega_{z} & -\Omega_{x} \end{bmatrix} + U\mathbf{1} = \frac{1}{2}\Omega + U\mathbf{1}.$$
(4.15)

Toto definuje matici Ω v Jonesově prostoru. Výraz násobící jednotkovou matici ve vztahu (4.15) se ztratí v trojitém skalárním součinu. Toto je část, která popisuje izotropní část přenosu.

5 VLIV NA OPTICKÝ KOMUNIKAČNÍ KANÁL

5.1 PŘEDMLUVA

Vláknové Braggovy mřížky (Fibre Bragg Gratings - FBG) se stávají klíčovými součástmi v optických komunikačních systémech, a zároveň přenosy světelných vln jsou stále více netolerantní k polarizační vidové disperzi (PMD). Následkem toho mají vlastnosti polarizace FBG nejdůležitější význam. Zde je rozebrána závislost vlnové délky na různém skupinovém zpoždění (Differential Group Delay - DGD) v určitém případu jednotné Braggovy mřížky použité ve vysoce dvojlomném vlákně (Hi-Bi Fibre). Teoretický výraz pro DGD je odvozený od teorie navázání vidu. Také jsou zde ukázány experimentální výsledky získány z Jonesovy matice pomocí vlastní analýzy této metody. Analyzuje se dopad parametrů mřížky (fyzická délka, index modulace a profil apodizace) na závislost vlnové délky na DGD. Dojde se k dobré shodě s teorií. Při zpracování této kapitoly bylo čerpáno z dlouholetých výzkumů expertů: Bette, S., Caucheter, C., Wuilpart, M., Blondel, M., Mágret, P. – Faculté Polytechnique de Mons, Belgium; Garcia-Olcina, R., Sales, S., Capmany, J. – Universidad Politécnica de Valencia, Spain.

5.2 VLÁKNOVÉ BRAGGOVY MŘÍŽKY

V dnešní době může být mnoho různých optických komunikačních zařízení založeno na FBG, například: laditelné optické filtry, laserové diody, vláknové lasery, kompenzátory chromatické disperze nebo kompenzátory polarizační vidové disperze. V části vysokorychlostních WDM optických komunikačních systémů je technologie FBG opravdu atraktivní z důvodu laditelnosti nebo vícekanálových zařízení. Navíc se můžou získat specifické funkce použitím FBG v nestandardních vláknech, jako jsou vysoce dvojlomná vlákna (Hi-Bi vlákna). Proto jsou složky FBG široce užívané. Současně jsou, kvůli rostoucí přenosové rychlosti, přenosy světelných vln stále více netolerantní k polarizační vidové disperzi. V této kapitole jsou prostudovány polarizační vlastnosti FBG. Klasickým parametrem používaným k charakterizaci polarizačních vlastností v optických komunikačních systémech je různé skupinové zpoždění (DGD). Je zde rozebrána závislost vlnové délky na DGD ve specifickém případu jednotné FBG použitém v Hi-Bi vláknech (Hi-Bi FBG). Dále je ukázáno, že

vývoj DGD s vlnovou délkou silně závisí na dvojlomu, fyzické délce mřížky, modulačním indexu a profilu apodizace. Pro kompletní studium jsou přiložena měření DGD na Braggových mřížkách popsaných v jednovidovém vlákně.

5.3 DEFINICE

Dvojlom v optických vláknech je definovaný jako rozdíl indexu lomu Δn mezi určitým párem ortogonálních polarizačních vidů (zvané také jako vlastní vidy nebo vidy *x* a *y*), což vzniká z kruhové asymetrie ve vláknovém řezu. Index lomu pro oba vidy *x* a *y* je definovaný jako [27], [28]:

$$n_{\rm eff,x} = n_{\rm eff} + \frac{\Delta n}{2} \, \mathrm{a} \, n_{\rm eff,y} = n_{\rm eff} - \frac{\Delta n}{2},$$
 (5.3.1)

kde n_{eff} je vláknový efektivní index lomu. V případě Hi-Bi vláken je řádová velikost dvojlomu $\Delta n = 4.10^{-4}$. Když se jednotné FBG použije v Hi-Bi vláknu, tak je činitel prostupu různý pro oba vlastní vidy, což je zapříčiněno dvojlomem vlákna. Přenesený signál je pak kombinací přenesených signálů, které korespondují s polarizačními vidy *x* a *y*. Komplexní Jonesův vektor je použitý pro určení stavu polarizace (State Of Polarization – SOP) ze vstupního signálu takto [27], [28]:

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{i,x} \\ \boldsymbol{E}_{i,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{M}_{x} \boldsymbol{e}^{j\theta_{x}} \\ \boldsymbol{M}_{y} \boldsymbol{e}^{j\theta_{y}} \end{pmatrix},$$
 (5.3.2)

kde $M_{x(y)}$ a $\theta_{x(y)}$ jsou amplituda a fázové úhly x(y) složky elektrického pole, v tomto pořadí. Když vlastní vidy odpovídají osám *x* a *y*, pak jsou přenosové vlastnosti Hi-Bi FBG popsány diagonálou Jonesovy matice **J** (žádné vazby vidů) a Jonesův vektor odpovídající přeneseným *E*_t signálům se může psát [27], [28]:

$$\boldsymbol{E}_{t} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{t,x} \\ \boldsymbol{E}_{t,y} \end{pmatrix} = \mathbf{J} \begin{pmatrix} \boldsymbol{E}_{i,x} \\ \boldsymbol{E}_{i,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{t}_{x} \boldsymbol{M}_{x} \boldsymbol{e}^{j\theta_{x}} \\ \boldsymbol{t}_{y} \boldsymbol{M}_{y} \boldsymbol{e}^{j\theta_{y}} \end{pmatrix} \mathbf{s} \mathbf{J} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{t}_{x} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \boldsymbol{t}_{y} \end{pmatrix},$$
(5.3.3)

kde $t_{x(y)}$ značí příslušné činitele prostupu jednotné Braggovy mřížky, kteří korespondují s videm x(y). Teorie o navázání vidu je použita k odvození komplexního přenosu *t* a výkonových činitelů prostupu ($T = |t^2|$) z jednotné FBG. Odkazem na [21] se dostane:

$$t = \frac{i\alpha}{\sigma \sinh(\alpha L) + i\alpha \cosh(\alpha L)} \text{ a } T = \frac{\alpha^2}{k^2 \cosh^2(\alpha L) - \sigma^2}, \text{ kde}$$
(5.3.4)

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \sigma^2}; \sigma = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\text{B}}}\right) + \frac{2\pi}{\lambda} \delta n; k = \frac{\pi v \delta n}{\lambda}.$$
 (5.3.5)

 δn je index modulace FBG, λ je vlnová délka, L je délka mřížky, $\lambda_{\rm B}$ je Braggova vlnová délka definovaná jako $\lambda_{\rm B} = 2n_{\rm eff}A$, kde Λ je mřížková perioda a v je kontrast interferenčního vzoru (moaré). Přenesené spektrum se vyznačuje hlavním vrcholem vlnové délky definovaného jako: $\lambda_{\rm max} = 2(n_{\rm eff} + \delta n)A$. V případě FBG použité v Hi-Bi vlákně se můžou definovat dva činitele prostupu t_x a t_y příslušné vidům x a y a dvě vlnové délky ($\lambda_{\max,x}$ a $\lambda_{\max,y}$) pro odpovídající hlavní vrcholy [27], [28]:

$$t_{x(y)} = \frac{i\alpha_{x(y)}}{\sigma_{x(y)}\sinh(\alpha_{x(y)}L) + i\alpha_{x(y)}\cosh(\alpha_{x(y)}L)},$$

$$\lambda_{\max,x(y)} = 2(n_{\text{eff},x(y)} + \delta n)\Lambda,$$
(5.3.6)

kde parametry $\alpha_{x(y)}$ a $\sigma_{x(y)}$ závisí na $n_{\text{eff},x(y)}$. Přesná hodnota dvojlomu vlákna lze zjistit měřením dvou vlnových délek $\lambda_{\max,x}$ a $\lambda_{\max,y}$.

5.4 ROZBOR RŮZNÉ SKUPINOVÉ RYCHLOSTI

Jsou uvažovány dva vlastní vidy, které jsou při 0⁰ a 90⁰ v lineárně polarizovaném stavu. Když je stav polarizace vstupního signálu lineární při 45⁰ mezi dvěma vlastními vidy (v tomto případě, $M_x = M_y = \frac{1}{\sqrt{2}}$ a $\theta_x = \theta_y = 0$ ve (5.3.2)), pak se vstupní signál rovnoměrně rozdělí mezi dva vlastní vidy. Energie přeneseného

signálu $E_{T, \text{ total}}$ je kombinací přenesených signálů obou vidů *x* a *y* (rovnice (5.4.1)) a celkový činitel prostupu je definovaný podle (5.4.2) [27], [28].

$$\boldsymbol{E}_{T,\text{total}} = \left(\boldsymbol{E}_{i,x} \cdot \boldsymbol{t}_{x}\right)^{2} + \left(\boldsymbol{E}_{i,y} \cdot \boldsymbol{t}_{y}\right)^{2}, \tag{5.4.1}$$

$$T_{\text{total}} = \frac{(E_{i,x}.t_x)^2 + (E_{i,y}.t_y)^2}{(E_{i,x})^2 + (E_{i,y})^2} = (E_{i,x}.t_x)^2 + (E_{i,y}.t_y)^2 = \frac{1}{2}T_x + \frac{1}{2}T_y.$$
 (5.4.2)

Různé skupinové zpoždění $\Delta \tau$ je definováno jako rozdíl doby přechodu signálu mezi vlastními vidy: $\Delta \tau = |\tau_{t,x} - \tau_{t,y}|$. Skupinové zpoždění $\tau_{t,x(y)}$ je odvozeno, v závislosti na *w*, z fáze komplexního činitele prostupu $t_{x(y)}$. Po úpravách a zjednodušení zanedbatelných podmínek se může $\tau_{t,x(y)}$ vyjádřit jako (5.4.3). To může být použito k získání vyjádření DGD, jak je definováno předtím [27], [28]:

$$\tau_{t,x(y)} = \frac{n_{\text{eff},x(y)}}{c} \cdot \frac{\frac{k^2}{\alpha_{x(y)}\hat{\sigma}_{x(y)}^2} \sinh(\alpha_{x(y)}L)\cosh(\alpha_{x(y)}L) - L}{\frac{k^2}{\hat{\sigma}_{x(y)}^2}\cosh^2(\alpha_{x(y)}L) - 1}.$$
(5.4.3)

5.5 FBG V HI-BI VLÁKNĚ

Vývoj vlnové délky činitele prostupu T_{total} je znázorněn na obr. 5.5.1. FBG, použité zde, byly použity v hydrogenujícím vlákně využívající metodu fázové masky s Argonovým laserem následovaným zdvojovačem frekvence a vyzařováním na 244 nm. Šířka laserového paprsku byla ± 6 mm a optický výkon na fázové masce byl ± 50 mW. Laditelný laserový zdroj a wattmetr byl použitý pro měření činitele prostupu v závislosti na vlnové délce, zobrazené na obr. 5.5.1 (křivka tečkované čáry). Stav polarizace vstupního signálu je přizpůsobený použitému kontroléru polarizace tak, že vstupní SOP je při 45⁰ mezi dvěma vlastními vidy. V tomto případě činitel prostupu zahrnuje dvě hlavní potlačená pásma se stejným příspěvkem, jak je vidět na obr. 5.5.1. Podle tohoto změřeného spektra byla použita metoda popsaná v [26] k nastavení FBG parametrů k tomu, aby se hodila k teoretické křivce definované

podle (5.4.2). Pro měření vývoje DGD s vlnovou délkou je použita vlastní analýza Jonesovy matice (popsané v [25]). V tomto pokusu je laserový zdroj laděný od 1533,5 nm do 1536 nm vlnové délky a krokem 5 pm. Výsledky měření jsou znázorněny na obr. 5.5.2 (křivka tečkované čáry). Teoretická křivka DGD (červená tučná čára na obr. 5.5.2) je získána použitím rovnice (5.4.3) s odvozenými hodnotami FBG parametrů [27].



Obr. 5.5.1: Činitel prostupu *T* v závislosti na vlnové délce: Měřená křivka (tečkovaná čára) a teoretická křivka (červená tučná čára), n_{eff} = 1,4521, *L* = 4,23 mm, Λ = 528,392 nm, δn = 1,55.10⁻⁴, Δn = 3,7.10⁻⁴ [27].



Obr. 5.5.2: Vývoj DGD s vlnovou délkou: Měřená křivka (tečkovaná čára) a teoretická křivka (červená tučná čára), n_{eff} = 1,4521, L = 4,23 mm, Λ = 528,392 nm, δn = 1,55.10⁻⁴, Δn = 3,7.10⁻⁴ [27].

Teď je možné zřetelně vidět dobrou shodu mezi experimentem a teorií vztahující se k závislosti DGD na vlnové délce. Tato analýza také ukazuje, že DGD znázorňuje důležité hodnoty (až do 10 ps) v užitečné šířce pásma (ve dvou hlavních šířkách pásem). Proto musí být tato informace brána v potaz při použití FBG v telekomunikačních systémech. Teoretický vzorec uvedený v této kapitole může být užitečný pro předurčení vlnové délky v závislosti na DGD u FBG použitých v Hi-Bi vlákně [27].

5.6 FBG V JEDNOVIDOVÉM VLÁKNĚ

V této sekci je analyzovaný dopad parametrů mřížky a dvojlomu na vývoji DGD s vlnovou délkou v případě jednotné FBG popsané v jednovidovém vlákně. První jsou efekty dvojlomu na přenosovém spektru. Obr. 5.6.1 znázorňuje činitele prostupu

pro typické hodnoty parametrů mřížky a pro různé hodnoty klasického dvojlomu ∆*n* získaných po zapsání procesu. V tomto případě obr. 5.6.1 ukazuje tři křivky navrstvené tak, že vliv tohoto množství dvojlomu není vidět v přeneseném spektru. Proto, v rozporu s mřížkami popsaných ve vláknech udržující polarizaci, dvojlom nevede do spektrálního oddělení mezi dvěma příslušnými maximy všech polarizačních stavů. Nicméně vede ke spektru DGD.

Ke snadnějšímu srovnání různých křivek je vývoj DGD dán v závislost na normalizované vlnové délce $\frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$, kde λ_{\max} je definovaná podle $\frac{\lambda_{\max,x} + \lambda_{\max,y}}{2}$. To také odpovídá rezonantní vlnové délce mřížky bez dvojlomu.

Pro získání DGD jednotných mřížek je použitý vztah (5.4.3). Všechny křivky byly odsimulovány s n_{eff} = 1,4514 a Λ = 530 nm. Všechny další hodnoty parametrů použitých při simulaci jsou zapsané v obrázcích. Závislosti vlnové délky na DGD pro jednotné mřížky ve funkci Δn , *L* a δn jsou zobrazeny na obr. 5.6.1, obr. 5.6.2(a) a obr. 5.6.2(b) [28].



Obr. 5.6.1: Závislost vlnové délky na DGD a činiteli prostupu ve funkci Δn [28].

Všechny odsimulované vývoje jsou symetrické. Jak se očekávalo, zvýšení hodnoty Δn vede ke zvýšení amplitud DGD. Avšak hodnota Δn nemá relativně dopad na tvaru vývoje DGD.

Odchylky *L* a δn mají stejné účinky na vývoj DGD. Silné mřížky jsou získány rostoucím *L* nebo δn . V tomto případě je přenosové spektrum nasycené a představuje strmé odchylky na okrajích hlavního potlačeného pásma. Stejný účinek je možné pozorovat ve vývoji DGD (obr. 5.6.2(a) a obr. 5.6.2(b)): pro vysoké hodnoty *L* a δn ukazuje DGD větší odchylky na okrajích hlavního přenosového pásma. Navíc velmi vysokých hodnot DGD (desítky ps) může být dosaženo, když se *L* a δn zvyšuje, hodnota δn zůstává konstantní. Tato analýza ukazuje, že vývoj DGD s vlnovou délkou velice závisí na dvojlomu a fyzických parametrech mřížky [28].



Obr. 5.6.2: Závislost vlnové délky na DGD ve funkci L (a) a δn (b) [28].

Dalším důležitým parametrem je profil apodizace mřížky. K odsimulování účinku apodizace na vlnové délce v závislosti na DGD je implementována do přenosové matice metoda [22] analýzou DGD uvedené v sekcích 5.3 a 5.4. Jsou použity dva Gaussovy profily apodizace se dvěma různými Gaussovými okenními parametry *G* (jak je definováno v [23]). Slabé a silné profily apodizace odpovídají G = 1 a G = 3, v tomto pořadí. Amplituda a odezva DGD dvou apodizovaných mřížek jsou na obr. 5.6.3(a) a obr. 5.6.3(b), v tomto pořadí.

Na přenosovém spektru je možné sledovat dobře známý dopad dvou profilů apodizace: slabý profil apodizace vede k malé nesouměrnosti postranních laloků, zatímco silný profil apodizace postranní laloky redukuje. Teď k vývoji DGD,

apodizace vede k nesouměrnosti oproti jednotných mřížek (obr. 5.6.3(b)). Navíc apodizace redukuje počet postranních laloků vně potlačeného pásma stejně jako maximálních dosažených hodnot. Všechny tyto účinky mají větší význam pro silnou apodizaci [28].



Obr. 5.6.3: Přenosové spektrum (a) a závislost vlnové délky na DGD (b) ve funkci apodizace [28].

ZÁVĚR

V této bakalářské práci je vyjádřena polarizační vidová disperze (Polarization Mode Dispersion - PMD) ve Stokesově a Jonesově prostoru. Formulace ve Stokesově prostoru popisuje jen PMD ve stoupajících řádech, ale ignoruje izotropní disperzi. Takže neposkytuje úplnou informaci. Formulace v Jonesově prostoru obsahuje úplnou informaci a to v Jonesově matici, která je funkcí frekvence.

Protože je vznik polarizační vidové disperze dán rozdílnou skupinovou rychlostí (Differential Group Delay - DGD) vidů ve dvou hlavních polarizacích, a zároveň se DGD používá k charakterizaci polarizačních vlastností optických komunikačních systémů, zaměřuji se zde převážně na DGD.

V kapitole 5 je analyzována závislost vlnové délky na různém skupinovém šíření (Differential Group Delay - DGD) v určitém případu jednotné Braggovy mřížky použité ve vysoce dvojlomném (Hi-Bi) vlákně. Podle teorie o návaznosti vidu byl odvozený výraz pro DGD. Měření prováděna na skutečné FBG (Fibre Bragg Grating - vláknová Braggova mřížka) použité v Hi-Bi vlákně poukazovala na to, že hodnota DGD může dosáhnout významných hodnot (až do 10 ps), proto se nemůže zanedbat v optických telekomunikačních systémech.

Dále došlo k ověření vývoje vlnové délky s DGD, která je způsobena dvojlomem v jednotné FBG popsané v jednovidovém vlákně. Zatímco DGD ve FBG je způsobena dvojlomem, v této práci je ukázáno, že spektrální vývoj DGD přímo souvisí s parametry mřížky. Analýza, vzhledem ke konstantním hodnotám dvojlomu, ukázala, že fyzická délka, index modulace a profil apodizace mřížky má důležitý dopad na tvar spektra a maximální hodnotu DGD. Dvojlom po zaznamenání procesu s amplitudové charakteristiky obecně získat nelze, protože je poměrně slabý.

Navíc je zde ukázána dobrá shoda mezi teorií a experimentem. Následkem toho může být vzorec, ukázaný v 5. kapitole, užitečný k určení hodnoty DGD pro FBG použité v Hi-Bi vlákně i v jednovidovém vlákně.

POUŽITÁ LITERATURA

[1] HENTSCHNEL, CH.: Fibre optics handbook, Hewlett-Packard, 1988.

[2] KUCHARSKI, M., DUBSKÝ, P.: *Měření přenosových parametrů optických vláken, kabelů a tras*, Mikrokom Praha, 1998.

[3] Optická vlákna a telekomunikace, Elcom Education, 1991.

[4] Optické komunikace '98, Techmarket Praha, 1998.

[5] KARÁSEK, M., ZAHRÁDKA, T.: Disperze signálu v optických vláknových vlnovodech, ČSAV, 1990.

[6] POSPÍŠIL, J.: Základy vlnové optiky, UP Olomouc, 1990.

[7] ŠVEC, M.: Aplikovaná optika, VUT Brno, 1995.

[8] CUCHÝ, Z., KRCHŇÁK, P., OBADÁLEK, J.: *Krystaly pro optiku a optoelektroniku*, UP Olomouc, 1996.

[9] PONEC, J.: Úvod do vláknové optiky a paprskové optiky, UP Olomouc, 1991.

[10] VÁCLAVÍK, P.: Technická optika II, ČVUT Praha, 1991.

[11] SOCHOR, V.: Optické, elektrodynamické a nelineární vlastnosti optických vláken, Academia, Praha, 1986.

[12] OTHONOS, A., KALLI, K.: *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*, Artech House, Norwood, MA, 1999.

[13] GISIN, N., HUTTNE, B.: *Combined effects of polarization mode dispersion and polarization dependent losses in optical fibers*, Opt. Commun. 142, 119-125, 1997.

[14] OH, S.T., HAN, W.T., PAEK, U.C., CHUNG, Y.: *Discrimination of temperature and strain with a single FBG based on the birefringence effect*, Opt. Express 12, 724-729, 2004.

[15] YIHONG, Z., SIMOVA, E., BERINI, P., GROVER, C., P.: A comparison of wavelength dependent polarization dependent loss measurements in fiber gratings, IEEE Trans. Instrum. Meas. 49, 1231-1239, 2000.

[16] CIARAMELLA, E., RICCARDI, E., SCHIANO, M.: *System penalties due to polarisation mode dispersion of chirped gratings*, in Prooceedings of 24th European Conference on Optical Communication 1, 20-24 September, Madrid, Spain, 515 – 516, 1998.

[17] RIANT, I., GOURHANT, J., SANSONETTI, P.: *Polarization mode dispersion analysis in fibre chromatic dispersion compensators*, in Prooceedings of Optical Fiber Communication Conference 1, 21-26 February, 269-271, 1999.

[18] SCHIANO, M. and ZAFFIRO, G.: *Polarisation mode dispersion in chirped fiber gratings*, in Proceedings of the 24th European Conference on Optical Communication 1, 20-24 September, Madrid, Spain, 403-404, 1998.

[19] BONINO, S., NORGIA, M., RICCARDI, E., SCHIANO, M.: *Measurement of polarization properties of chirped fiber gratings*, in Proceedings of 1997 Optical Fiber Measurement Conference, 29 September - 1 October, Teddington, UK, 10-13, 1997.
[20] BETTE, S., CAUCHETER, C., WUIILPART, M., DEPARIS, O., BLONDEL, M., MÉGRET, P.: *Relationship between group delay and Stokes parameters in fiber Bragg gratings*, in Proceedings of Conference on Bragg gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides, Sydney, AU, 4-6 July, paper on CD ROM, 2005.
[21] ERDOGAN, T.: *Fiber Grating Spectra*, J. Lightwave Technol. 15, 1277-1294, 1997.

[22] YAMADA, M., SAKUDA, K.: *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*, Appl. Opt. 26, 3474-3478, 1987.

[23] PASTOR, D., CAPMANY, J., ORTEGA, D., TATAY, V., MARTI, J.: *Design of apodized linearly chirped fiber gratings for dispersion compensation*, J. Lightwave Technol. 14, 2581-2588, 1996.

[24] LHOMMÉ, F., CAUCHETER, C., CHAH, K., BLONDEL, M., MÉGRET, P.: Synthesis of fiber Bragg grating parameters from experimental reflectivity: a simplex approach and its application to the determination of temperaturedependent properties, Appl. Opt. 44, 493-497, 2005.

[25] DERIKSON, *Fiber optic test and measurement*, Prentice Hall PTR, New Jersey, 1998.

[26] CAUCHETER, C., LHOMMÉ, F., CHAH, K., BLONDEL, M. and MÉGRET, P.: *Fiber Bragg grating sensor demodulation technique by synthesis of grating parameters from its reflection spectrum*, Optics Com., vol. 240, pp. 329-336, 2004.

[27] BETTE, S., CAUCHETER, C., WUILPART, M., BLONDEL, M., MÁGRET, P.: Differential group delay analysis of uniform Bragg gratings written in Hi-Bi optical fibers, Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, Ghent, 2004. [28] BETTE, S., CAUCHETER, C., WUILPART, M., BLONDEL, M., MÁGRET, P., GARCIA-OLCINA, R., SALES, S. and CAPMANY, J.: *Spectral characterization of differential group delay in uniform fiber Bragg gratings*, Optical Society of America, 2005.

[29] GALTAROSSA, A.: *Polarization Mode Dispersion*, ISBN: 0387231935, Springer 2005.