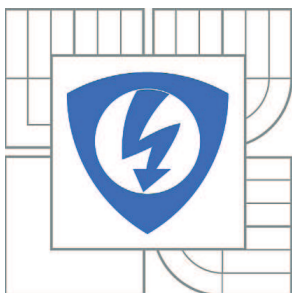


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

PMD - POLARIZAČNÍ VLIVY OPTICKÝCH VLÁKEN

OPTICAL FIBRES AND THEIR POLARIZATION EFFECT

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. ONDŘEJ KLESNIL

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. MILOSLAV FILKA, CSc.

BRNO 2010

Abstrakt

Tento projekt popisuje základní pojmy a základní teorie polarizační vidové disperze (PMD) v optických vláknech.

Jsou popsány základní vztahy mezi Jonese a Stokesse vektory, otáčení matic, definice a reprezentace vektorů polarizační vidové disperze (PMD) a zákony nekonečně malé rotace. Od zavedení prvních konceptů se základy polarizační vidové disperze (PMD) v optických vláknech staly důležitou součástí znalostí základů konstrukce vysokokapacitních optických komunikačních systémů. Efekty PMD jsou jevy lineárního elektromagnetického šíření vznikající v tzv. „jednorežimových“ vláknech. Navzdory svému jménu tyto vlákna podporují dva režimy šíření s charakteristickou polarizací. Kvůli dvojitému optickému lomu se ve vláknech tyto dva režimy pohybují dvěma různými rychlostmi a nahodilá změna tohoto dvojitého lomu po celé délce vlákna má za následek nahodilé párování mezi těmito dvěma režimy. V současných technologiích praktického přenosu vede výsledný jev PMD k deformaci pulsu a zhoršení systému, který omezuje kapacitu přenosu vlákna. Dále zde popisují známé metody měření optických vláken, způsoby kompenzace PMD a vyhodnocují naměřené hodnoty PMD na páteřní síti.

Klíčová slova

PMD, matice, Jonesův vektor, Stokesův vektor, optické vlákno

Abstract

This project describes the fundamental concepts and basic theory of polarization mode dispersion (PMD) in optical fibers.

There are described basic the relation between Jones vectors and Stokes vectors, rotation matrices, the definition and representation of PMD vectors, the laws of infinitesimal rotation.

After the introduction the first conception with bases of polarization mode dispersion (PMD) in optical fibers, they have become an important body of knowledge basic for the design of high-capacity optical communication systems. PMD effects are linear electromagnetic propagation phenomena occurring in so-called “single-mode“fibers. Despite their name, these fibers support two modes of propagation distinguished by their polarization. Because of

optical birefringence in the fiber, the two modes travel with different group velocities, and the random change of this birefringence along the fiber length results in random coupling between the modes. With current practical transmission technology the resulting PMD phenomena lead to pulse distortion and system impairments that limit the transmission capacity of the fiber. I describe different ways of measuring PMD in optical fibre, PMD compensation techniques and analyse PMD results in optical fibres.

Keywords

PMD, matrix, Jones vector, Stokes vector, optical fiber

KLESNIL, O. *PMD - polarizační vlivy optických vláken*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010. 61 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Miloslav Filka, CSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „*PMD – polarizační vlivy optických vláken.*“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové 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 diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce 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 vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Miloslav Filka, CSc. za velmi užitečnou metodickou pomoc a cenné rady při zpracování diplomové práce.

V Brně dne

.....
(podpis autora)

Obsah

ÚVOD:	13
1. PMD – POLARIZAČNÍ VIDOVÁ DISPERZE	15
IDEÁLNÍ VLÁKNO:	15
REÁLNÉ VLÁKNO:	16
2. JONESOVY A STOKESOVY VEKTORY	18
2.1. ZOBRAZENÍ OPERÁTORA	19
2.2. SKALÁRNÍ SOUČINY	20
2.3. SKLÁDÁNÍ VEKTORŮ	21
3. VÝRAZY MATICE OTÁČENÍ	22
3.1. VAZBA MEZI U A R.	22
3.2. OTÁČIVÉ TVARY JONESOVY MATICE	22
3.3. OTÁČIVÉ TVARY VE STOKESOVĚ PROSTORU	23
3.4. ZÁKLADNÍ ROTACE	24
4. VEKTORY PMD	25
4.1. ROZBOR VLASTNÍHO VEKTORU JONESOVY MATICE	26
4.2. VSTUP A VÝSTUP PMD VEKTORŮ	28
4.3. MOMENTY A STŘEDNÍ HODNOTY SIGNÁLU ZPOŽDĚNÍ.....	28
5. ZÁKONY NEKONEČNĚ MALÉ ROTACE	32
5.1. VEKTOR S DVOJITÝM ODRAZEM	32
5.2. PMD VEKTOR $\vec{\tau}$	34
5.3. DYNAMICKÁ ROVNICE PMD	35
6. PAULIHO MATICE OTÁČENÍ A VEKTORY OTÁČENÍ	36
7. MĚŘENÍ PMD	39
7.1 METODA SKENOVÁNÍ VLNOVÉ DÉLKY (METODA S FIXNÍM ANALYZÁTOREM).....	39
7.2 TRADIČNÍ INTERFEROMETRICKÁ METODA (TINTY)	40
7.3 OPTICKÝ REFLEKTOMETR OTDR.....	41
8. KOMPENZAČNÍ TECHNIKY PMD	42
8.1 OPTICKÝ KOMPENZÁTOR PMD	42
8.2 OPTOELEKTRONICKÝ KOMPENZÁTOR PMD	43
8.3 ELEKTRONICKÁ KOMPENZACE PMD	44
9. PMD – MEZINÁRODNÍ STANDARDY A DOPORUČENÍ	46
9.1 LIMITY PMD.....	47
10. MĚŘENÍ OPTICKÉ TRASY	48
11. ZÁVĚR	49
LITERATURA	50
SEZNAM PŘÍLOH	51

Seznam použitých zkratk

E, \tilde{E} : vektory elektrického pole, $\tilde{E}(\omega)$ je Fourierova transformace komplexního transversálního (x, y) a $E(t)$ má komplexní amplitudu e vektoru elektrického pole, jako např.

$$\tilde{E} = e|s\rangle. \quad [0.1]$$

Vektor skutečného elektrického pole je $RE (Ee^{j\omega t})$.

$e^{j(\omega t - \beta z)}$: nekonečná vlna jdoucí ve směru z , j je imaginární jednotka, ω je úhlový nosič frekvence, t je čas a β je konstanta šíření

I : 2x2 nebo 3x3 označuje matici. Rozdíl by měl vyplynout čistě z kontextu.

p, q, r : jednotka Stokesova vektoru, p a q se někdy používají k popisu polarizace pomalých a rychlých pohybů, zatímco r se používá pro popis osy otáčení.

R : 3x3 rotační matice ve Stokesově prostoru isomorfním k U . Uvádí do vztahu výstup a vstup přes vzorec

$$\hat{t} = R\hat{s} \quad [0.2]$$

\hat{S} : 3-D Stokesovy vektory jednotkové délky označující polarizaci pole a odpovídající $|s\rangle$.

Složka s jsou Stokesovy parametry.

$$\begin{aligned} s_1 &= s_x s_x^* - s_y s_y^* \\ s_2 &= s_x s_y^* + s_x^* s_y \\ s_3 &= j(s_x s_y^* - s_x^* s_y) \end{aligned} \quad [0.3]$$

Touto definicí $s_3 = 1$ pro pravotočivé polarizované světlo ($s_y = js_x$) vyhovuje tradiční optické definici. Avšak v literatuře se používají také levotočivé definice. Vždy se používají stejná písmena pro Jonesovy a Stokesovy vektory. Důležité je, že společná fáze posunu obou komponentů $|s\rangle$ nemění s .

$|s\rangle$: 2-D komplexní Jonesův (sloupcový) ket vektor, $|s\rangle = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix}$. Závorka $\langle s|$ označuje odpovídající komplexní sdružený řadový vektor – tj., $\langle s| = (s_x^*, s_y^*)$

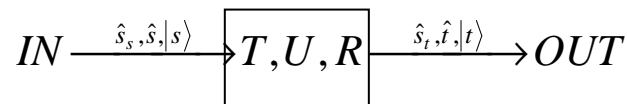
Citace závorka – ket se používá k odlišení Jonesových vektorů od vektorů Stokesových. Naše Jonesovi vektory jsou všechny jednotkovou veličinou – tj.

$$\langle s|s\rangle = s_x^* s_x + s_y^* s_y = 1 \quad [0.4]$$

T : 2x2 jednotkový přenos matice v Jonesově prostoru. Uvádí do vztahu výstup a vstup přes

$$|t\rangle T |s\rangle \quad [0.5]$$

Používám symboly s a t , pokud je to nutné pro objasnění, jak určit množství jednotlivých vstupů a výstupů. Dle schématu 1.



Obr. 0.1.

U : 2x2 Jonesova matice, s $\det(U) = 1$. Vztahuje se k T vzorcem

$$T = e^{-j\Phi_0} U \quad [0.6]$$

Kde Φ_0 je společná fáze.

x, y, z : souřadnice vlákna, z je směr šíření, x a y jsou příčné souřadnice – tj. ty z Jonesova prostoru.

$\vec{\beta}$: 3-D dvoj-zlomový vektor popisující místní vlastnosti vlákna.

$\vec{\beta} \cdot \vec{\sigma}$: 2x2 matice v Jonesově prostoru, $\vec{\beta} \cdot \vec{\sigma} = \beta_1 \sigma_1 + \beta_2 \sigma_2 + \beta_3 \sigma_3$.

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$: 2x2 Pauliho matice otáčení, pro tento účel se definuje jako:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{pmatrix}, \quad [0.7]$$

- $\vec{\sigma}$: Pauliho vektor otáčení ve Stokesově prostoru, $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$
- $\vec{\tau}$: výstup PMD vektoru ve Stokesově prostoru. Jeho délka τ je v jednotkách DGD a jeho směr je stejný se Stokesovým vektorem v pomalém stavu. V běžně uváděných citacích od Poola je výstup vektoru PMD označen Ω , jeho délka je také v DGD, je označena $\Delta\tau$. Dva vektory PMD τ a Ω jsou uváděny do vztahu převrácením přes osu s_3 .
- ω : odchylka od úhlové nosné frekvence ω_0 světla. Optická frekvence je $(\omega_0 + \omega)$.
- ω jako dolní index:
označuje derivování – tj. $ds/d\omega = s_\omega$.

Seznam obrázků

Obr. 0.1.	10
Obr. 1.1: Ideální vlákno	16
Obr. 1.2: Reálné vlákno	17
Obr. 7.1: Metoda skenování vlnové délky	40
Obr. 7.2. Tradiční interferometrická metoda.....	41
Obr. 7.3: Optický reflektometr OTDR	42
Obr. 8.1: Optický kompenzátor PMD.....	43
Obr. 8.2: Optoelektronický kompenzátor PMD	44
Obr. 8.3. Elektronický kompenzátor PMD	45

Seznam tabulek

tab.3.1.....	256
tab.9.1. Mezinárodní standardy a doporučení.....	25
tab.9.2. Limity PMD.....	48
tab.10.1. Naměřené hodnoty PMD.....	49

Úvod:

Základy polarizační vidové disperze (PMD) v optických vláknech se za více než 20 let staly důležitou znalostí v konstrukci vysokokapacitních optických komunikačních systémů. V poslední době stále větší potřeba zvyšování přenosové kapacity optických vláken zapříčinila nárůst zájmu o polarizační vidovou disperzi PMD, takže už při přenosu 10Gbit/s je nutné se tímto jevem zabývat. Parametr PMD je v zájmu prakticky každého, kdo se v této oblasti pohybuje – od výrobců vláken, instalační firmy, až po provozovatele a výrobce měřicí techniky. Všeobecně je již standardem, že se před nasazením systému 10Gbit/s na optickou trasu s jednovidovými vlákny měří také PMD. Od zavedení prvních konceptů se základy polarizační vidové disperze (PMD) v optických vláknech staly důležitou součástí znalostí základů konstrukce vysokokapacitních optických komunikačních systémů. Efekty PMD jsou jevy lineárního elektromagnetického šíření vznikající v tzv. „jednorežimových“ vláknech. Navzdory svému jménu tato vlákna podporují dva režimy šíření vynikající svou polarizací. Kvůli dvojitému optickému lomu se ve vláknech tyto dva režimy pohybují dvěma různými rychlostmi a nahodilá změna tohoto dvojitého lomu po celé délce vlákna má za následek nahodilé párování mezi těmito dvěma režimy. V současných technologiích praktického přenosu vede výsledný jev PMD k deformaci pulsu a zhoršení systému, který omezuje kapacitu přenosu vlákna.

V této práci se Vám pokusím vysvětlit základní vztahy mezi vektory Jonese a Stokese, otáčení matic, definice a zástupce vektorů PMD, zákony nekonečně malého otáčení PMD, způsoby měření PMD a objasnění možnosti potlačení PMD. Objevíme spojitost mezi analýzami v oblasti frekvence a času a isomorfní vztah mezi 3-rozměrným pohledem (3-D) používajícím Stokesovy vektory s 3-D reálnými čísly a dvojrozměrným pohledem (2-D) používajícím Jonesovy vektory s 2-D komplexními čísly. Nejdříve si vyzkoušíme popis polarizace světla v 3-D prostoru Stokesových vektorů (Stokesův prostor) a ve 2-D prostoru Jonesových vektorů (Jonesův prostor, definovaný průsečíkem os x a y v laboratorních podmínkách).

Pauliho rotační matice a rotace vektorů jsou klíčem ke spojení těchto dvou prostorů, které pak budou diskutovány společně s matematickými vektory otáčení. Pak se věnuji vektorům PMD a základním stavům polarizace (PSP) používaným k popisu šíření světla ve vláknech s nahodilým dvojitým lomem a s tím spojené různé skupiny

zpoždění (DGD). Pro vizualizace PMD efektů ve Stokesově prostoru bylo použito několik pravidel nekonečně malého otáčení.

Popíšu možné metody měření optických vláken, způsoby kompenzace PMD a nakonec analyzuji naměřené hodnoty PMD na páteřní síti pro možnost navýšení její přenosové rychlosti.

1. PMD – Polarizační vidová disperze

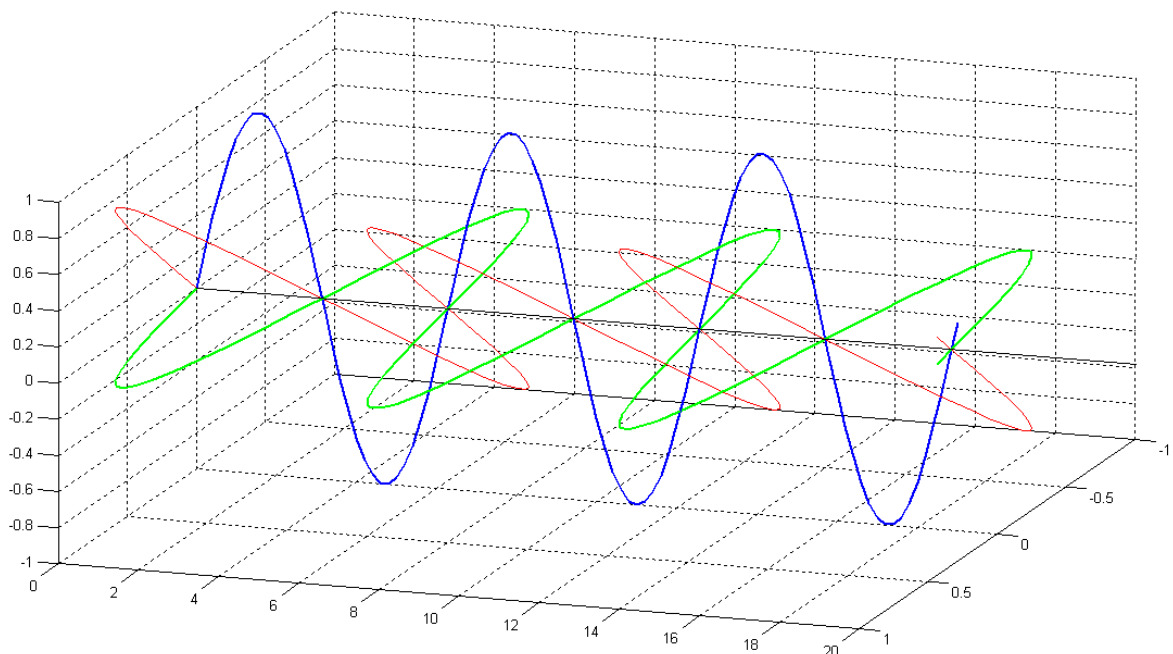
Jev PMD v optických vláknech používaných pro komunikaci nastane z důvodu přítomnosti dvojitého lomu ve vlákně. Toto zdvojené lomení se mění náhodně po celé délce vlákna. Pokud by vlákno bylo po celé své délce homogenní a dokonale kruhové, podmínky pro šíření obou těchto vidů budou stejné, ale to není možné, žádné optické vlákno není homogenní a dokonale kruhové a proto šíření obou těchto vidů bude různé a velice nahodilé.

Ideální vlákno:

Toto vlákno je ideální a nevzniká na něm jev PMD, ale takové vlákno není možné vyrobit. Na obr.1.1 je zobrazen model průběhu v ideálním optickém vláknu. Z obrázku je vidět, že se oba dva vidy šíří naprosto stejně.

Vysvětlivky:

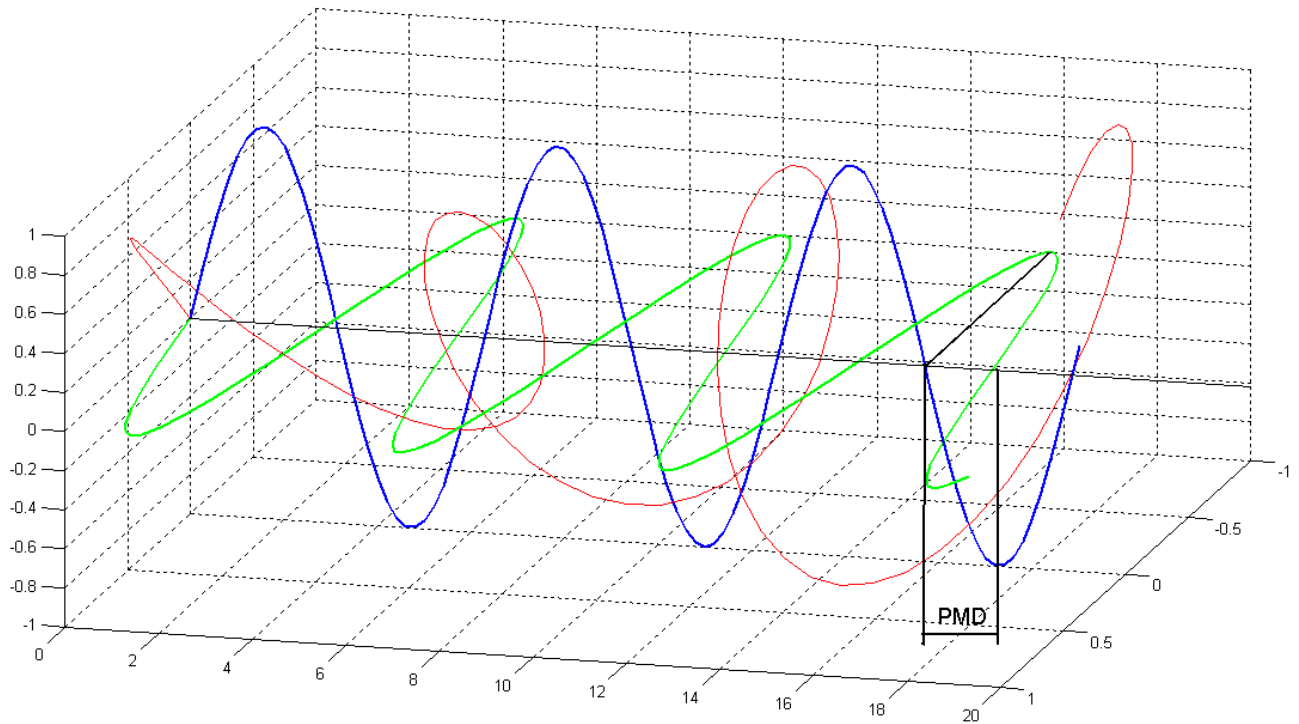
- průběh jednoho vidu
- průběh druhého (zpožděného) vidu
- vektorový součet dvou vidů



Obr. 1.1: Ideální vlákno

Reálné vlákno:

Toto vlákno je reálné a vzniká na něm jev PMD, který ovlivňuje přenosovou rychlost optickým vláknem. Zde je zobrazen model průběhu v reálném optickém vláknem. Velice dobře je vidět, jak se změnil vektorový součet dvou vidů, který vypadá jako spirála.



Obr. 1.2: Reálné vlákno

Koeficient polarizační vidové disperze D_{PMD} udává velikost PMD optického vlákna.

Rozlišujeme PMD pro krátká vlákna a pro dlouhá.

a) dlouhá vlákna

$$D_{PMD}(\lambda) = \frac{\Delta t_{PMD}}{\sqrt{L}} \quad [ps \cdot \sqrt{km^{-1}}] \quad [1.1]$$

PMD u dlouhých vláken se mění nahodile a podmínky po celé trase vlákna jsou různé.

Závislost na délce proto není lineární a délka trasy se musí odmocnit.

b) krátká vlákna

$$D_{PMD}(\lambda) = \frac{\Delta t_{PMD}}{L} \quad [ps \cdot km^{-1}] \quad \mathbf{[1.2]}$$

PMD u krátkých vláken (přibližně do 10 kilometrů) má přibližně lineární závislost na vzdálenosti.

2. Jonesovy a Stokesovy vektory

Tato část se zabývá znázorněním polarizace v Jonesově a Stokesově prostoru a vazbou mezi nimi. Celý tento dokument předpokládá, že neexistuje žádná nelineárnost vlákna a žádné ztráty polarizace a že obvyklá podmínka ztráty vlákna se vytvoří tak, že můžeme počítat s jednotkovými maticemi přenosu, T a U , a s 3-D maticemi otáčení, R ,

$$TT^\dagger = I, \quad UU^\dagger, \quad RR^\dagger = I, \quad [2.1]$$

kde křížek označuje Hermitianské sloučení. R obsahuje reálné prvky, zatímco R s křížkem je určeno k převádění R . Prvky vstupního a výstupního pole $E_s(\omega)$ a $E_t(\omega)$ při frekvenci ω jsou ve vztahu

$$\tilde{E}_t = T_{(\omega)} \tilde{E}_s \quad [2.2]$$

Po poklesu veličin pole a za použití jednotkových Jonesových vektorů k popisu, stav polarizace se bude řídit vzorcem

$$|t\rangle = T|s\rangle \quad [2.3]$$

Kde s a t zahrnují informace o fázi a polarizaci. Pauliho matice otáčení nám dovolí popsat jednotky s_i Stokesova vektoru ve shodě s kompaktním vzorcem.

$$s_i = \langle s | \sigma_i | s \rangle \quad [2.4]$$

Stokesův vektor je pak jednoduše s vektorem $\vec{\sigma}$

$$\hat{s} = \langle \vec{s} | \sigma | s \rangle \quad [2.5]$$

Dále zde bude několik užitečných vazeb mezi Jonesovými a Stokesovými vektory, hlavně zobrazení operátora, skalárních součinů a skládání vektorů.

Na začátku bych připomněl, že skalární obrazec dvou Jonesových vektorů p a q je

$$\langle q | p \rangle = q_x^* p_x + q_y^* p_y \quad [2.6]$$

a že jejich dyadický operátor je

$$|p\rangle\langle q| = \begin{pmatrix} p_x & q_x^* & p_x & q_y^* \\ p_y & q_x^* & p_y & q_y^* \end{pmatrix} \quad [2.7]$$

Porovnáním 2.6 a 2.7 potom vidíte

$$\text{Tr}(|p\rangle\langle q|) = \langle q|p\rangle \quad [2.8]$$

2.1. Zobrazení operátora

Tak, jak uvádí kapitola 6., jakýkoliv komplex 2x2 matice se může rozšířit do podmínek jednotkové matice I a tří matic otáčení. Pro Hermitianské matice jsou koeficienty reálné. Budeme mít několik příležitostí tyto techniky použít, snad nejpoužívanější je zkouška projekce $|s\rangle\langle s|$ Jonesova vektoru $|s\rangle$. Výsledek takového rozpětí je překvapivě jednoduchý vztah

$$|s\rangle\langle s| = \frac{1}{2}(I + \hat{s} \cdot \vec{\sigma}) \quad [2.9]$$

Kde s je Stokesův vektor odpovídající $|s\rangle$ a kde používám vzorce 6.8, 6.9 a 2.8 ve tvaru $\text{Tr}(\sigma_i |s\rangle\langle s|) = \langle s|\sigma_i|s\rangle = s_i$.

Po vynásobení $|s\rangle$ se z 2.9 stává

$$|s\rangle = \hat{s} \cdot \vec{\sigma} |s\rangle. \quad [2.10]$$

Vzorec 2.10 ukazuje jinou důležitou vazbu mezi Jonesovými a Stokesovými vektory. Jonesův vektor $|s\rangle$ je vlastní vektor $\hat{s} \cdot \vec{\sigma}$ s jednotkovou vlastní hodnotou.

2.2. Skalární součiny

Okamžité použití vzorce projektoru 2.9. je určení vazby mezi skalárními součiny dvou Jonesových vektorů $|p\rangle$ a $|q\rangle$ a jejich přidružených Stokesových vektorů \hat{p} a \hat{q} . Používáme vzorec 2.9. se vztahem $s = p$ a násobíme ho $|q\rangle$ zprava a $\langle q|$ zleva, čímž dostaneme

$$\langle q|p\rangle\langle p|q\rangle = \frac{1}{2}(1 + \hat{p} \cdot \hat{q}) \quad [2.11]$$

Dobře známý speciální případ této vazby je pár pravoúhlých Jonesových vektorů se vztahem $\langle q|p\rangle = 0$. Jejich Stokesovy vektory jsou antiparalelní, tj. $\hat{q} = -\hat{p}$. V dalším textu si takové páry pravoúhlých Jonesových vektorů s antiparalelními Stokesovými vektory označíme např. $|p\rangle$ a $|p_-\rangle$. Jakýkoliv takový pár tvoří kompletní pravoúhlý komplex v Jonesově prostoru, protože máme vzorec

$$\langle p_-|p\rangle = 0 \quad \text{a} \quad |p\rangle\langle p| + |p_-\rangle\langle p_-| = 1 \quad [2.12]$$

kde druhý vztah vychází ze vzorce 2.9.

Teď se podívejme na pár vstupních Jonesových vektorů p_s, q_s a převedené vektory p_t, q_t na výstupu vlákna. Tyto jsou uvedeny vztahem 2.3. Použitím vztahu 2.1 a 2.3 je velmi jednoduché si ukázat, že skalární součiny na vstupu a výstupu zůstávají zachované – tj.

$$\langle p_t|q_t\rangle = \langle p_s|q_s\rangle \quad [2.13]$$

Když se 2.13 vloží do 2.11 vidíme, že veličina skalárních Stokesových součinů zůstane při přenosu také zachovaná: tj. přenos přes vlákno je představován otáčením Stokesových vektorů. Tato vlastnost otáčení je samozřejmě důsledkem pravoúhlého směru. 2.1. matice **R**.

2.3. Skládání vektorů

Zde vezmeme v úvahu Jonesův vektor $|s\rangle$, který zde představuje skládání (superpozici)

$$|s\rangle = a|p\rangle + b|p_-\rangle \quad [2.14]$$

jakýchkoliv dvou pravouhlých vektorů $|p\rangle$ a $|p_-\rangle$. Jaký bude zrcadlový obraz této skladby ve Stokesově prostoru? Pro komplexní konstanty a a b , použitím vzorce 2.12 a 2.14 dostaneme

$$a = \langle p|s\rangle, b = \langle p_-|s\rangle, \langle s|s\rangle = 1 = aa^* + bb^* \quad [2.15]$$

Stokesovy vektory $|s\rangle$, $|p\rangle$ a $|p_-\rangle$ jsou \hat{s} , \hat{p} a $-\hat{p}$. Vložením 2.14 do 2.5 pak dostaneme

$$\hat{s} = (aa^* - bb^*)\hat{p} + ab^*\langle p_-|\vec{\sigma}|p\rangle + a^*b\langle p|\vec{\sigma}|p_-\rangle \quad [2.16]$$

Kombinací vlastního vektorového vztahu 2.10 a vztahu otáčivého vektoru 6.3 zjistíme, že $\langle p_-|\vec{\sigma}|p\rangle = \langle p_-|\vec{\sigma}(\vec{p} \cdot \vec{\sigma})|p\rangle = j\hat{p} \times \langle p_-|\vec{\sigma}|p\rangle$ může být vyjádřeno dvěma Stokesovými vektory \hat{p}_2 a \hat{p}_3 s reálnou hodnotou ve tvaru $\langle p_-|\vec{\sigma}|p\rangle = \hat{p}_2 + j\hat{p}_3$ kde \hat{p}_2 , \hat{p}_3 jsou umístěna na pravé straně v Stokesově prostoru. A proto se ze 2.16 stává

$$\hat{s} = (aa^* - bb^*)\hat{p} + (ab^* + a^*b)\hat{p} + j(ab^* + a^*b)\hat{p} \quad [2.17]$$

představující trojrozměrné skládání ve Stokesově prostoru. Všimněte si podobnosti s rovnicí 0.3. Tyto dva Jonesovy vektory odpovídají polarizaci podél os x a y , které tvoří pouze takové pravouhlé páry. Všeobecně vektor p definuje osu na Poicareho kulovém prostoru. Jonesovy vektory se stejným rozdělením sil aa^*/bb^* mezi $|p\rangle$ a $|p_-\rangle$ se objevují na kruhové kolmici k této ose. Fázový rozdíl mezi koeficienty skladby a a b určují azimut na tomto kruhu.

3. Výrazy matice otáčení

Ve výše uvedeném textu jsem uvedl, že polarizace světla se při přenosu vláknem může popsat jako otáčení Stokesova vektoru. Existují zde vzorce matic, které vysvětlují tyto vlastnosti otáčení – tj. osu otáčení \hat{r} a úhel otáčení φ . Tyto matice jsou základem pro pochopení základů vektorů PMD v laboratoři.

Tato část se věnuje diskuzi několika výrazů pro takové matice jak ve Stokesově, tak v Jonesově prostoru. Nejdřív si musíme stanovit všeobecnou vazbu mezi maticemi \mathbf{U} a \mathbf{R} těchto dvou prostorů.

3.1. Vazba mezi \mathbf{U} a \mathbf{R} .

Pro odvození této vazby použijeme vzorce 0.5 až 0.2 a 2.5, abychom dostali 2 výrazy pro Stokesův vektor t na výstupu

$$\hat{t} = R\hat{s} = \langle s | R \vec{\sigma} | s \rangle; \hat{t} = \langle t | \vec{\sigma} | t \rangle = \langle s | U^\dagger \vec{\sigma} U | s \rangle. \quad [3.1]$$

Protože oba vztahy jsou platné pro jakoukoliv situaci na vstupu $|s\rangle$ můžeme z 3.1. odvodit rovnici

$$R \vec{\sigma} = U^\dagger \vec{\sigma} U, \quad [3.2]$$

která je požadovanou vazbou mezi maticí \mathbf{R} Stokesova prostoru a maticí \mathbf{U} Jonesova prostoru. Všimněte si, že ačkoliv $\det(U) = 1$, vzorec 3.2. neurčuje algebraický znak U , který způsobuje nějaké rozdíly v určení U z experimentálních výsledků.

3.2. Otáčivé tvary Jonesovy matice

Vstup Jonesova vektoru s , který je souběžný s osou otáčení r veličiny R se nebude otáčet při přenosu po celé délce vlákna. Jonesovy vektory odpovídající \hat{r} a $-\hat{r}$ jsou $|r\rangle$ a $|r_-\rangle$, které proto musí být vlastní vektory odpovídající U . Protože $|r\rangle$ a $|r_-\rangle$ tvoří kompletní pravouhlý komplex Jonesových vektorů, můžeme U vyjádřit ve tvaru $U = \lambda_1 |r\rangle\langle r| + \lambda_2 |r_-\rangle\langle r_-|$, kde λ_1 a λ_2 jsou jejich vlastní hodnoty. Protože $UU^\dagger = I$ a $\det(U) = 1$, vlastní hodnoty U musí být jednotkovou veličinou a jejich produkty musí být jednotkami. Proto můžeme napsat Jonesovu matici \mathbf{U} v otáčivém tvaru.

$$U = e^{-j\varphi/2} |r\rangle\langle r| + e^{j\varphi/2} |r_{-}\rangle\langle r_{-}|. \quad [3.3]$$

Použitím vzorce 2.9, kde r nahradíme s , můžeme vyjádřit vzorec 2.3 v náhradním tvaru

$$U = I \cos(\varphi/2) - j\hat{r} \cdot \vec{\sigma} \sin(\varphi/2), \quad [3.4]$$

kde φ je úhel otáčení ve Stokesově prostoru, jak můžeme vidět níže. Toto U má také stručný tvar

$$U = e^{-j(\varphi/2)\hat{r} \cdot \vec{\sigma}} \quad [3.5]$$

(viz vzorec 6.12). Abychom se dostali ze 3.5 na 3.4, bude to mít za následek rozvinutí tvaru energie exponentem v 3.5. následovaný použitím $(\hat{r} \cdot \vec{\sigma})^2 = I$ pro vykrácení výsledku v 3.4. Nezapomeňte, že $|r\rangle$ a $|r_{-}\rangle$ jsou vlastní pozice $\hat{r} \cdot \vec{\sigma}$ s vlastními hodnotami 1 a -1 .

3.3. Otáčivé tvary ve Stokesově prostoru

Zde použiji vztah 3.2 pro úpravu otáčivého tvaru 3.4 Jonesovy matice \mathbf{U} na isomorfní tvar pro matici \mathbf{R} ve Stokesově prostoru. Vložíme 3.4 na pravou stranu 3.2. a dostaneme

$$U^\dagger \vec{\sigma} U = (\cos \varphi) \vec{\sigma} + (1 - \cos \varphi) \hat{r} (\hat{r} \cdot \vec{\sigma}) + (\sin \varphi) \hat{r} \times \vec{\sigma}, \quad [3.6]$$

využitím pravidel vektoru otáčení 6.3, 6.4, 6.7 a 6.13 zjednodušíme výsledné vzorce. Porovnáním 3.6 a 3.2 nám vznikne otáčivý tvar \mathbf{R}

$$\begin{aligned} R &= (\cos \varphi) I + (1 - \cos \varphi) \hat{r} \hat{r} + (\sin \varphi) \hat{r} \times, \\ &= \hat{r} \hat{r} + (\sin \varphi) \hat{r} \times - (\cos \varphi) (\hat{r} \times) (\hat{r} \times), \end{aligned} \quad [3.7]$$

kde trojrozměrné $\hat{r} \hat{r}$ je projekčním operátorem a $\hat{r} \times$ je protiobrazem operátora

$$\hat{r} \hat{r} = \begin{pmatrix} r_1 r_1 & r_1 r_2 & r_1 r_3 \\ r_2 r_1 & r_2 r_2 & r_2 r_3 \\ r_3 r_1 & r_3 r_2 & r_3 r_3 \end{pmatrix}; \hat{r} \times = \begin{pmatrix} 0 & -r_3 & r_2 \\ r_3 & 0 & -r_1 \\ -r_2 & r_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad [3.8]$$

Ze vztahu 3.7 můžeme vidět, že pro jakýkoliv Stokesův vektor \hat{s} , $R\hat{s}$ představuje pravotočivé otáčení \hat{s} pod úhlem φ pravděpodobným směrem \hat{r} . Metoda Müllerovy matice pro měření vektorů PMD používá tento tvar pro vytýčení osy otáčení a úhlu z měřených údajů pro R .

Elegantní výraz pro U uvedený v rovnici 3.5 má isomorfní protikus ve Stokesově prostoru ve vzorci

$$R = e^{\varphi(\hat{r}\times)}. \quad [3.9]$$

Zde je nezávislá proměnná 3x3 matice operátora. K prokázání rovnocennosti tohoto tvaru a tvarem 3.7 můžeme použít rozvinutí proměnné energetickou řadou a identické rovnice

$$(\hat{r}\times)(\hat{r}\times) = -I + \hat{r}\hat{r}; (\hat{r}\times)(\hat{r}\times)(\hat{r}\times) = -\hat{r}\times \quad [3.10]$$

obsahují termíny objevující se v tomto rozvinutém tvaru.

3.4. Základní rotace

Základní rotace ve Stokesově prostoru jsou ty, které otáčí Stokesovými vektory kolem osy 1, 2 a 3 v Poitcareho kulovém prostoru. Matice popisující tyto děje jsou speciální případy vzorců 5.7 a 5.4. Nazýváme je U_1, U_2, U_3 a R_1, R_2, R_3 . Ve vztahu 3.4 se výraz $\hat{r} \cdot \vec{\sigma}$ zkrátí na σ_i , z čehož dostaneme

$$U_i = I \cos \varphi / 2 - j \sigma_i \sin \varphi / 2, i = 1, 2, 3, \quad [3.11]$$

Zatímco ve výrazu 3.7 je rozdílné od nuly pouze $r_i = I$. Prvky U_i a R_i jsou uvedeny v tab. 3.1.

Všimněte si, že U_i a R_i popisuje pomalou rotaci způsobenou lamelou dvojitého lomu kolem osy x v Jonesově prostoru. U_2 a R_2 odpovídají fázi, kdy lamela je nastavená pod úhlem 45° v Jonesově prostoru. U_3 a R_3 popisují otáčení kolem osy z pod úhlem $\varphi/2$.

osa	Jonesova matice	rotace Stokesova prostoru
1	$U_1 = \begin{pmatrix} e^{-j\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi/2} \end{pmatrix}$	$R_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi \\ 0 & \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}$
2	$U_2 = \begin{pmatrix} \cos \varphi/2 & -j \sin \varphi/2 \\ -j \sin \varphi/2 & \cos \varphi/2 \end{pmatrix}$	$R_2 = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix}$
3	$U_3 = \begin{pmatrix} \cos \varphi/2 & -\sin \varphi/2 \\ \sin \varphi/2 & \cos \varphi/2 \end{pmatrix}$	$R_3 = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

tab.3.1.

4.Vektory PMD

Jev PMD v optických vláknech používaných pro komunikaci nastane z důvodu přítomnosti dvojitého lomu ve vlákne. Toto zdvojené lomení se mění náhodně po celé délce vlákna. Je možné jej přehradit asymetriemi v napětí vlákna a geometrií, jako např. eliptickým průřezem, mikroohybem nebo mikroprotočením. Často si takové vlákno můžeme představit jako nahodilé dvojlomové sekce jejichž osy dvojitého lomu a veličiny se nahodile mění podle osy z (po celé délce vlákna). PMD se může podle úhlů pohledu projevat různě. Z hlediska frekvence můžeme vidět, při pevném vstupu polarizace, změny ve frekvenci ω na výstupu polarizace. Po dobu tohoto druhu frekvence můžeme pozorovat dočasné zpoždění pulsu procházejícího vláknem, který je funkcí polarizace vstupního pulsu. Tyto dva jevy jsou dokonale propojené.

Existuje zde speciální pravoúhlý pár a vlastnost vlákna nazvaná PSP. Světlo vypuštěné za těchto podmínek nemění polarizaci na výstupu v první vrstvě ω . Tyto PSP mají skupinová zpoždění τ_g , které jsou maximálním a minimálním časovým zpožděním z pohledu času. Rozdíl mezi těmito dvěma zpožděními se nazývá DGD. Typickými hodnotami DGD jsou 1-50ps pro vlákno dlouhé 500 km, v závislosti na typu vlákna. Vektor PMD $\vec{\tau}$ popisuje jak jevy PSP, tak DGD v tomto vlákně. Je to Stokesův vektor mající směr pomalého PSP s délkou, která se rovná DGD.

Některé pohledy do problematiky PMD se mohou zdát jednoduché pozorováním kousku vlákna udržujícího polarizaci. Jeho PSP jsou polarizace podél hlavní osy dvojitého lomu tohoto vlákna. Pak můžeme zvažovat dvě samostatné osy a všeobecně pak máme různé fáze posunu ϕ a různá skupinová zpoždění $d\phi/d\omega$. Někomu se může zdát, že rozdílné hodnoty

$\phi(\omega)$ budou také vytvářet změny ve výstupním efektu polarizace jako funkce frekvence, dokud do jednoho z PSP není zaveden vektor. Může se zdát překvapivé, že PSP nastává ve vlákne, u kterého se projevuje nahodilý dvojitý lom jako funkce osy z . Avšak PSP nastává, jak objevili Pool a Wagner. DGD roste zhruba s druhou odmocninou délky vlákna. Tato část je věnována diskuzi o PMD vektorech.

4.1. Rozbor vlastního vektoru Jonesovy matice

Tento rozbor podle Poola a Wagnera je založen na Jonesově matici U a pohledu z hlediska frekvenční domény, určující skupinu zpoždění úzko-pásmového pulsu šířícího se po vlákne frekvencí odvozenou od fáze tohoto pole. Protože toto je případ pro vlákno udržující polarizaci, najdeme zde 2 polarizační výstupy t , které nemění v první řadě frekvenci. Tyto výstupy mají různé skupiny zpoždění a také ukazují maximální a minimální zpoždění pro úzko-pásmové pulsy libovolného vstupu polarizace. Všimněte si, že náš PMD vektor τ je definovaný pro pravotočivý Stokesův prostor, zatímco široce používaný PMD vektor Ω je definovaný pro levotočivý Stokesův prostor.

Podle rovnice 0.5 a 2.3 máme rovnici přenosu

$$|t\rangle = e^{-j\phi_0} U |s\rangle, \quad [4.1]$$

uvádějící do vztahu vstup a výstup Jonesových vektorů s a t . Protože jsou pulsy popsány množinami vln v omezeném frekvenčním pásmu, potřebujeme vzít v úvahu frekvenční závislost vektoru t . Vezměme v úvahu pevný vstup polarizace a fázi, tj. $|s\rangle_\omega = 0$ (protože $s_\omega = 0$), který je vhodný pro vstupy jednoduchých pulsů vláken v čase 0. Derivováním 4.1 a vyloučením $|s\rangle$ z rovnice dostaneme pro změnu výstup Jonesova vektoru

$$|t\rangle_\omega = -j(d\phi_0/d\omega + jU\omega U^\dagger)|t\rangle. \quad [4.2]$$

Rovnice 4.2 nám říká, že pro většinu vstupů polarizace se výstup polarizace bude měnit v první řadě s frekvencí. Frekvence odvozená ze společné fáze ϕ_0 identifikuje skupinu zpoždění τ_0 společnou pro všechny polarizace.

$$\tau_0 = d\phi_0/d\omega. \quad [4.3]$$

Jestliže $|t\rangle$ tvoří 2 pravoúhlé vlastní stavy operátora $jU_\omega U^\dagger$, potom $\hat{t}_\omega = 0$, pak $|t\rangle_\omega$ by mělo být vyjádřeno ve tvaru

$$|t\rangle_\omega = -j(d\phi/d\omega)|t\rangle, \quad [4.4]$$

kde ϕ je fáze $|t\rangle$. Níže v textu uvidíte, že operátor je Hermitianského typu a že jeho stopa je 0. Proto jeho vlastní hodnoty jsou reálné a přidáme nulu. Označíme je $\tau/2$ a $-\tau/2$. Porovnáním 4.2 s 4.4, identifikací $d\phi/d\omega$ v 4.4 ve skupině zpoždění τ_g a použitím 4.3 dostaneme dvě hodnoty skupiny zpoždění

$$\tau_g = \tau_0 \pm \tau/2. \quad [4.5]$$

vlastního stavu $jU_\omega U^\dagger$, spojenému s větší hodnotou skupinového zpoždění přiřadíme $|p\rangle$ tak, aby z pravoúhlého vlastního stavu majícího menší hodnotu skupinového zpoždění se stalo $|p_-\rangle$. Pomalý PSP $|p\rangle$ proto vyhovuje rovnici vlastního vektoru Jonesovy matice

$$\frac{1}{2}\tau|p\rangle = jU_\omega U^\dagger|p\rangle. \quad [4.6]$$

Podle 4.5 je DGD τ . Protože determinant Hermitianské matice je produktem své vlastní hodnoty, máme $\det(jU_\omega U^\dagger) = -\tau^2/4$. Z tohoto odvodíme, že $\det(U) = 1$ a můžeme vytknout výraz pro τ , a to

$$\tau = 2\sqrt{|\det U_\omega|}. \quad [4.7]$$

4.2 Vstup a výstup PMD vektorů

Výše diskutovaný problém byl zaměřený na výrazy pro PMD vektor na výstupu vlákna. Jsou zde praktické případy, kde je nutný odpovídající vektor PMD na vstupu. Ten se může získat jednoduchou transformací. Rozlišíme veličiny vstupu a výstupu vepsáním dolního indexu s a t . Vztah mezi PSPs $|p_s\rangle$ a $|p_t\rangle$ se řídí vztahem 2.3, který transformuje Jonesovy vektory PSPs do tvaru

$$|p_t\rangle = T|p_s\rangle. \quad [4.8]$$

Matice M_s působící na vektorech na vstupu se transformují na operátory matice výstupu $M_t = TM_s T^\dagger$. Použitím této transformace u matice $\vec{\tau} \cdot \vec{\sigma}$ dostaneme

$$\vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma} = U^\dagger \vec{\tau}_t \cdot \vec{\sigma} U = 2jU^\dagger U_\omega. \quad [4.9]$$

Proto, součástí vstupu vektoru PMD $\vec{\tau}_s$ jsou koeficienty σ - rozšíření produktu matice $U^\dagger U_\omega$. Protože PMD vektory jsou vektory Stokesovy, jsou transformovány Müllerovou maticí otáčení \mathbf{R} isomorfní k U (viz rovnice 3.2), protože

$$\vec{\tau}_t = R \vec{\tau}_s. \quad [4.10]$$

4.3. Momenty a střední hodnoty signálu zpoždění

Momenty se široce používají pro vyjádření přenosu pulsu a používají se také u jevu PMD. Zde je popsáno jejich použití pro určení a definici vektorů PMD. Momenty jsou velmi vhodné pro popis zpoždění signálu v systémech tvořících 2 nebo více režimů šíření, jako např. ty, které zahrnují PMD efekty, zatímco pojmy jako např. rychlostní skupina nebo skupina zpoždění mají přísnou definici pouze pro jednotlivé režimy. Jevy PMD mohou rozdělovat vstupní impuls na dva nebo více impulsů na výstupu vlákna vedoucí ke tvarům pulsu závislejícím na polarizaci.

Signál bude představovat v místě vlákna y komplex vektorů $E(z, t)$ v časové doméně a jeho transformací podle Fouriera $\tilde{E}(z, \omega)$ v frekvenční doméně.

$$E = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{E} e^{j\omega t}; \tilde{E} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt E e^{-j\omega t}, \quad [4.11]$$

kde všechny integrály mají hodnotu od mínus nekonečna do plus nekonečna. Standardizujeme tato pole tak, aby energie v tomto pulsu byla

$$W = \int dt E^\dagger E = \int d\omega \tilde{E}^\dagger \tilde{E}, \quad [4.12]$$

kde pravou stranu rovnice tvoří Parsevalova teorie.

Střední doba $t_g(z)$, při které signál prochází místem z se definuje svým těžištěm nebo prvním momentem W_1

$$t_g = W_1(z)/W. \quad [4.13]$$

Použitím teorie spirály se první moment může napsat buď jako časová doména nebo jako frekvenční doména

$$W_1 = \int dt \cdot t \cdot E^\dagger E = j \int d\omega \tilde{E}^\dagger \tilde{E}_\omega. \quad [4.14]$$

Nyní použijeme transformaci a Jonesovy matice k vyjádření výstupního pole \tilde{E}_t za podmíněk, že $\tilde{E}_s, \tilde{E}_t = T \tilde{E}_s$ a použijeme derivace

$$\tilde{E}_{t\omega} = T_\omega \tilde{E}_s + T \tilde{E}_{s\omega}, \quad [4.15]$$

$$T_\omega = (-j\tau_0 U + U_\omega) e^{-j\phi_0} = -jU \left(\tau_0 I + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma} \right) e^{-j\phi_0}, \quad [4.16]$$

abychom je nahradily v 4.13 a 4.14. Definicí středního zpoždění signálu τ_g jako rozdílu mezi středními dobami dorazu na výstupu(t) a vstupu (s) dostaneme

$$\tau_g = t_{gt} - t_{gs} = [W_{1t} - W_{1s}]/W = \frac{1}{W} \int d\omega \tilde{E}_s^\dagger (\tau_0 + jU^\dagger U_\omega) \tilde{E}_s, \quad [4.17]$$

kde $\tau_0 = d\phi_0/d\omega$ jako předtím. Nahrazením σ -rozšíření 4.9 pro $jU^\dagger U_\omega = 1/2 \vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma}$, se může střední zpoždění signálu napsat jako

$$\tau_g = \frac{1}{W} \int d\omega \tilde{E}_s^\dagger \left(\tau_0 + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma} \right) \tilde{E}_s. \quad [4.18]$$

Vytvořil jsem zástupce vstupního pole \tilde{E}_s jeho komplexní amplitudou e , jeho jednotkovým Jonesovým vektorem $|s\rangle$ a odpovídajícím Stokesovým vektorem \hat{s} (viz rovnice 2.5)

$$\tilde{E}_s = e(\omega)|s\rangle; \hat{s}(\omega) = \langle s|\vec{\sigma}|s\rangle, \quad [4.19]$$

kde se signální energie stává $W = \int d\omega \cdot e^* e$. Vložení tohoto výrazu do výše uvedeného vzorce dostaneme pro střední zpoždění signálu

$$\tau_g = \frac{1}{W} \int d\omega e(\omega)e^*(\omega) \left(\tau_0 + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \hat{s} \right) = \langle \tau_0(\omega) \rangle + \frac{1}{2} \langle \vec{\tau}_s(\omega) \cdot \hat{s}(\omega) \rangle. \quad [4.20]$$

kde je $\vec{\tau}_s$ vstup PMD vektoru, jako výše uvedené. Tato vyjadřuje τ_g jako spektrální střed (vymezeno hranatými závorkami) spektrální hustoty e^*e mající váhu $\tau_0(\omega)$ a skalární součin mezi vstupem vektoru PMD $\vec{\tau}_s(\omega)$ a vstupem Stokesova vektoru. Tento výraz pro střední signál zpoždění platí pro jakýkoliv tvar vstupního pulsu a spektrální rozdíl jeho polarizace.

Při zaměření na vstup polarizace \hat{s} závislé na frekvenci a na spektru úzkého pulsu, jako např. τ_0 a $\vec{\tau}_s$ se může vzít v úvahu konstanta signálního pásma, 4.20 se pak zjednoduší na

$$\tau_g = \tau_0 + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \hat{s}. \quad [4.21]$$

Toto souhlasí s 4.5, které se zderivovalo pro speciální případ vstupu polarizací vyrovnaných dle PSP. Rovnice 4.21 udává střední signál zpoždění pro jakoukoliv polarizaci vstupu. Zdá se, že vstupy na PSP vedou k max. a min. zpoždění τ_g . Ve skutečnosti střední signál zpoždění τ_g se může jednoduše interpretovat jako průměr zpoždění dvou PSP. Abychom si to lépe představili, vezměme v úvahu představitele vstupní polarizace jako překrytí 2.14 PSP $|s\rangle = a|p\rangle + b|p_-\rangle$. Tato zpoždění jsou ($\tau_0 \pm \tau/2$) a průměr zpoždění je

$$\tau_g = aa^*(\tau_0 + \tau/2) + bb^*(\tau_0 - \tau/2). \quad [4.22]$$

Můžeme použít pravidlo skalárního součinu obrazu 2.11, abychom si dokázali ekvivalence 4.21 a 4.22. Jednoduchý tvar 4.21 nám dovolí určení vektoru PMD $\vec{\tau}_s$ v časové doméně. Mohou se použít vyšší momenty $W_n = \int dt t^n E^\dagger E$ pro určení dalšího detailu vlastností přenášených pulsů. Druhý moment je

$$W_2(z) = \int dt t^2 E^\dagger E(z) = \int d\omega \tilde{E}_\omega^\dagger E_\omega \quad [4.23]$$

který zajišťuje informaci o šíření pulsu rms. Když budeme postupovat podél stejných pravidel jako výše a nahradíme 4.15, pak dostaneme

$$W_{2t} - W_{2s} = \int d\omega \left\{ \tilde{E}_s^\dagger T_\omega^\dagger T_\omega \tilde{E}_s + \left(\tilde{E}_s^\dagger T_\omega^\dagger T \tilde{E}_{s\omega} + cc \right) \right\} \quad [4.24]$$

Z 4.16 vyplyne, že

$$T_\omega^\dagger T_\omega = \left(\tau_0 I + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma} \right)^2 = \tau_0^2 I + \tau_0 \vec{\tau}_s \cdot \vec{\sigma} + \frac{1}{4} \tau_s^2 I, \quad [4.25]$$

kde jsme použili pravidlo vektoru otáčení 6.8. Pro zjednodušení 4.24 dále použijeme 4.19, vezmeme v úvahu polarizaci vstupu $|s\rangle$ v závislosti na frekvenci a budeme charakterizovat komplexní vstupní amplitudu $e(\omega)$ její reálnou amplitudou $a(\omega)$ a fází $\delta(\omega)$

$$e = a \cdot e^{-j\delta}. \quad [4.26]$$

Výsledek je pak

$$W_{2t} - W_{2s} = \int d\omega e^* e \left\{ \left(\tau_0 \hat{s} + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \right)^2 + 2\delta_\omega \left(\tau_0 + \frac{1}{2} \vec{\tau}_s \cdot \hat{s} \right) \right\}. \quad [4.27]$$

Při speciálních případech $\delta_\omega = 0$ tento tvar souhlasí s výsledkem podle Karlssona. Tento speciální případ bere na vědomí osvobození od frekvenčního šumu v optickém pulsu a symetrický tvar pulsu nebo, což je přesnější, $E^*(-t) = E_t$.

5. Zákony nekonečně malé rotace

Zákony rotace zahrnují hlavně jednoduchou rovnici, pokud jsou rotace nekonečně malé – např. při malých změnách v délce vlákna nebo frekvence. Tyto jsou dobře známé v mechanice a jsou široce používané v příbuzném jevu PMD, zpřažených režimech rozšiřování a systémech vedení dvojitě vlny. Existují zde zákony, které umožňují jednoduchý geometrický výklad ve Stokesově prostoru. Budeme se bavit o nekonečně malých zákonech u vektorů s dvojitým odrazem, PMD vektoru a dynamické rovnici PMD.

5.1. Vektor s dvojitým odrazem

Vezměme v úvahu změnu polarizace $|s\rangle$ (z) světla v místě osy z vlákna kvůli přidání vlákna o malé délce dz . Tato změna je ovlivněna místním dvojlomem vlákna charakterizovaným svým účinným relativním dielektrickým tensorem $\epsilon(z)$ – tj. charakteristika průměru režimu průřezu vlákna. Změna se řídí rovnicí vlny pro spektrální součást vektoru pravoúhlého pole $\tilde{E}(z)$ tohoto režimu.

$$\frac{d^2 \tilde{E}}{dz^2} + \epsilon k_0^2 \tilde{E} = 0, \quad [5.1]$$

kde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ je konstanta rozšíření pro volný prostor a λ_0 je vlnová délka volného prostoru. Pro výpočet používáme rozšíření σ tensoru ϵ tohoto tvaru

$$\epsilon k_0^2 = \beta_0^2 I + \beta_0 \vec{\beta} \cdot \vec{\sigma} = \beta_0^2 I + \beta_0 \begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 - j\beta_3 \\ \beta_2 + j\beta_3 & -\beta_1 \end{pmatrix}, \quad [5.2]$$

kde β_0 je společná konstanta rozšíření. Koeficienty β_i rozšíření jsou součástí místního dvojlomu vektoru $\vec{\beta}(z)$ ve Stokesově prostoru. Tento vektor má charakter konstanty rozšíření a je užitečným nástrojem při popisu dvojlomu v jevu PMD. Navíc k tomuto rozšíření používáme adiabatické přibližné hodnoty beroucí v úvahu, že polarizace, $|s\rangle$ (z) a $\epsilon(z)$ se všechny liší velmi pomalu od z a dosazením

$$\tilde{E} = e^{-j\beta_0 z} |s\rangle, \quad [5.3]$$

kde $|s\rangle$ zahrnuje fázi velmi pomalé změny. Budeme pokračovat vkládáním 5.2 a 5.3 do 5.1. Dosadíme tvar $d^2|s\rangle/dz^2$ podle adiabatického předpokladu a dostaneme rovnici adiabatické vlny pro Jonesovy vektory $|s\rangle(z)$

$$\frac{d|s\rangle}{dz} + \frac{1}{2} j\vec{\beta} \cdot \vec{\sigma}|s\rangle = 0. \quad [5.4]$$

Pravá strana rovnice 5.2. ukazuje tvar dielektrického tensoru vlákna vyjádřeného součastmi β_i vektoru dvojitého lomu $\vec{\beta}$. Zdá se, že optická aktivita (otáčivý dvojitý lom) je zahrnuta do tohoto popisu. Při speciálních případech lineárního dvojlomu vystředěného podle osy x vlákna máme $\beta_2 = \beta_3 = 0$, a $\beta_1 = \Delta n k_0$ kde se Δn liší od indexu lomu. Odpovídající pořadí a mimořádné indexy jsou

$$n = n_0 \pm \Delta n / 2. \quad [5.5]$$

Existuje zde úzký vztah mezi vektorem dvojitého lomu $\vec{\beta}$ a pojmem místního normálního režimu používaného v teorii optických vodičů vln pro analýzu vodičů, jejichž vlastnosti se mění s délkou z , jako např. náš $\varepsilon(z)$. V daném místě z_0 jsou místním normální režimy definovány jako režimy jednotného vodiče s vlastnosti místa z_0 – tj. v našem případě vodič s jednotným vzorcem $\varepsilon(z) = \varepsilon(z_0)$. Vložení tohoto vztahu do vzorce 5.1 dostaneme pole dvou místních normálních režimů $\vec{E}(z) = e^{-j\beta_M z} |s_M\rangle$, jejichž polarita $|s_M\rangle$ se nemění s délkou. Z 2.10 víme, že $|s_M\rangle$ musí být vlastním vektorem $\vec{\beta} \cdot \vec{\sigma}$. Polarita místních normálních režimů je proto popsána Stokesovými vektory $\pm \vec{\beta}$. Konstanta rozšíření β_M těchto režimů závisí na jejich polaritě ve tvaru

$$\beta_M = \beta_0 + \frac{1}{2} \vec{\beta} \cdot \hat{s}_M = \beta_0 \pm \beta, \quad [5.6]$$

které předpokládá, že $\beta_0 \gg \beta$.

Nyní obrátíme pozornost k případu, kde $\vec{\beta}(z)$ se mění s délkou vlákna z . K popisu této změny polarizace podél z musíme rozlišit Stokesovy vektory $\hat{s} = \langle s | \vec{\sigma} | s \rangle$. A dostaneme

$$\frac{d\hat{s}}{dz} = \frac{d\langle s |}{dz} \vec{\sigma} | s \rangle + \langle s | \vec{\sigma} \frac{d|s\rangle}{dz}. \quad [5.7]$$

Nakonec zkombinujeme 5.4. a 5.7 použitím pravidel otáčení vektoru 6.6, 6.7 a 6.13 a dostaneme zákon nekonečně malého otáčení pro dvojitý lom

$$\frac{d\hat{s}}{dz} = \vec{\beta} \times \hat{s}. \quad [5.8]$$

Integrováním výsledků 5.8 dostaneme formální vyjádření pro Müllerovu Matici \mathbf{R} vlákna jako ve tvaru 0.2.

5.2. PMD vektor $\vec{\tau}$

Zde vezmeme v úvahu změnu polarizace na výstupu vlákna vzhledem k malé změně ve frekvenci ω . Polarita na vstupu je stále konstantní. Začneme s rovnicí 6.2 napsanou jako

$$|s\rangle_\omega = -j(\tau_0 + jU_\omega U^\dagger)|s\rangle \quad [5.9]$$

pro změnu polarizace na výstupu $|s\rangle_\omega$, kde dolní index ω označuje rozdílnost. Rozdíl odpovídající Stokesově vektoru je

$$\hat{s}_\omega = \langle s |_\omega \vec{\sigma} | s \rangle_\omega + \langle s | \vec{\sigma} (|s\rangle_\omega)_\omega. \quad [5.10]$$

Nakonec zkombinujeme 5.9. a 5.10 použitím rozšíření σ 4.11 pro obrazce $U_\omega U^\dagger$ a použijeme pravidlo 6.6, 6.7 a dostaneme zákon nekonečně malé rotace

$$\hat{s}_\omega = \vec{\tau} \times \hat{s}. \quad [5.11]$$

Geometrický výklad tohoto jednoduchého zákona je otáčení na výstupu Stokesova vektoru v Poicareho kulovém prostoru vyjádřené jako změna ω . Osa otáčení je PSP \hat{p} a rychlost otáčení je DGD τ .

Zákon nekonečně malého otáčení 5.11 nám dovolí vyjádřit vektor PMD v termínech otáčení (Müllerovy) matice R , která uvádí do vztahu vstup a výstup Stokesových vektorů $\hat{s}(0)$ a $\hat{s}(z)$ vztahem $\hat{s}(z) = R \hat{s}(0)$. Zderivujeme tento vztah (zatímco $\hat{s}(0)$ na vstupu je stálé) a dostaneme

$$\hat{s}_\omega(z) = R_\omega \hat{s}(0) = R_\omega R^\dagger \hat{s}(z). \quad [5.12]$$

Porovnáním 5.11 a 5.12 získáme vztah operátora

$$\vec{r} \times = R_\omega R^\dagger, \quad [5.13]$$

5.3. Dynamická rovnice PMD

Dynamická rovnice PMD vychází z kombinace zákonů nekonečně malého otáčení pro PMD a dvojitého lomu. Je to základ pro statistickou teorii PMD. Derivace podle Poola začíná derivací 5.8 s ohledem na ω a 5.11 s ohledem na z . Výsledky se zkombinují odstraněním $\partial^2 \hat{s} / \partial z \partial \omega$ a vykrácením vztahem $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$, z čehož dostaneme

$$\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} \times \hat{s} = \vec{\beta}_\omega \times \hat{s} + (\vec{\beta} \times \vec{\tau}) \times \hat{s}. \quad [5.14]$$

Proto je tento vztah platný pro jakékoliv \hat{s} a můžeme odvodit následující rovnici

$$\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \omega} + \vec{\beta} \times \vec{\tau}. \quad [5.15]$$

Toto je dynamická rovnice PMD popisující vývoj vektoru PMD vzhledem ke vzdálenosti.

6. Pauliho matice otáčení a vektory otáčení

V této části uvedu stručný přehled vlastností Pauliho matic otáčení definovaných v části 3 a některé klíčové vzorce pro vektory otáčení $\vec{\sigma}$. Matematická symbolika vektorů otáčení nám zajišťuje vhodný způsob zacházení s komplexními maticemi 2x2. Navíc nám usnadňuje propojení mezi komplexními 2-D Jonesovými vektory a jejich odpovídajícími reálnými 3-D Stokesovými vektory. Matice otáčení jsou hermitianské a jednotkové, tj.

$$\sigma_i = \sigma_i^\dagger \quad \text{a} \quad \sigma_i^\dagger = \sigma_i^{-1} \quad [6.1]$$

a má nulový zápis, $\text{Tr} \sigma_i = 0$. Tyto matice se řídí dobře známými pravidly násobení

$$\sigma_i^2 = I; \quad \sigma_i \sigma_j = -\sigma_j \sigma_i = j \sigma_k, \quad [6.2]$$

kde indexy (i, j, k) mohou mít jakoukoliv cyklickou změnu pořadí (1, 2, 3). Zápis vektoru otáčení se skládá z úpravy tří matic otáčení Jonesova prostoru jako tří součástí vektoru ve Stokesově prostoru. Např. skalární součin $\vec{a} \cdot \vec{\sigma} = a_1 \sigma_1 + a_2 \sigma_2 + a_3 \sigma_3$ je 2x2 matice v Jonesově prostoru. Proto vektor otáčení obsahuje prvky obou prostorů a je užitečný při zkoušce jejich propojení. Použitím pravidla 6.2, jakákoliv funkce σ matice, která se může rozvést o energii, se může redukovat na výraz lineární v σ maticích a jednotkových maticích **I**. Užitečnými příklady takovýchto redukcí, vyjádřených matematickou symbolikou vektorů otáčení, jsou

$$\begin{aligned} \vec{\sigma}(\vec{a} \cdot \vec{\sigma}) &= \vec{a}I + j\vec{a} \times \vec{\sigma}, \\ (\vec{a} \cdot \vec{\sigma})\vec{\sigma} &= \vec{a}I - j\vec{a} \times \vec{\sigma}, \\ (\vec{a} \cdot \vec{\sigma})(\vec{a} \cdot \vec{\sigma}) &= a^2 I, \\ (\vec{a} \cdot \vec{\sigma})(\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) &= (\vec{a} \cdot \vec{b})I + j(\vec{a} \times \vec{b}) \cdot \vec{\sigma}, \\ (\vec{a} \cdot \vec{\sigma})\vec{\sigma}(\vec{a} \cdot \vec{\sigma}) &= 2\vec{a}(\vec{a} \cdot \vec{\sigma}) - a^2 \vec{\sigma}, \end{aligned} \quad [6.3] \text{ až } [6.7]$$

kde \mathbf{I} je 2x2 jednotková matice \vec{a} a \vec{b} jsou jakékoliv vektory ve Stokesově prostoru, a je délka vektoru \vec{a} . Ačkoliv nám omezený prostor nedovoluje vyjádřit podrobné derivace pro výše uvedené vzorce, všimněte si, že 6.4 je komplexní řetězení 6.3 a že 6.5 je speciálním případem 6.6. Všimněte si také, že $\vec{a} \cdot \vec{\sigma}$ nekomunikuje s $\vec{b} \cdot \vec{\sigma}$ dokud $\vec{a} \times \vec{b} = 0$.

Všeobecně jakékoliv matice 2x2 \mathbf{M} mohou být rozšířeny do tvaru

$$\begin{aligned} M &= \begin{pmatrix} a_0 + a_1 & a_2 - ja_3 \\ a_2 + ja_3 & a_0 - a_1 \end{pmatrix} \\ &= a_0 I + a_1 \sigma_1 + a_2 \sigma_2 + a_3 \sigma_3 \\ &= a_0 I + \vec{a} \cdot \vec{\sigma} \end{aligned} \quad [6.8]$$

s koeficienty a_i danými vzorcem

$$a_0 = \frac{1}{2} \text{Tr}(M); \quad a_i = \frac{1}{2} \text{Tr}(\sigma_i M) \quad [6.9]$$

kde pro zobrazení 6.9 používám 6.2 při $\text{Tr}(I) = 2$ a $\text{Tr}(\sigma_i) = 0$. V 6.8 jsme používali vektor otáčení $\vec{\sigma}$ k vyjádření rozšíření v celistvém matematickém symbolu. Názorným příkladem 6.8 je

$$\begin{pmatrix} 0 & \alpha \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha}{2} (\sigma_2 + j\sigma_3), \quad [6.10]$$

který je určen pro předvedení universality. Všimněte si, že pravé strany rovnic 6.3 – 6.7 jsou maticemi tvaru 6.8.

Jestliže je M Hermitiánské ($M^\dagger = M$), potom koeficienty a v rozšíření 6.8 jsou reálné. Jestliže je M jednotkové ($M^\dagger = M^{-1}$), pak se může vyjádřit ve tvaru

$$M = \exp(-jH) = I + (-jH) + (1/2)(-jH)^2 + \dots \quad [6.11]$$

kde H je 2x2 Hermitiánská matice a pravá strana je obvykle rozšíření o energetickou řadu exponentu funkce. Jestliže vyjádříme matici H vzorce 6.11 ve tvaru 6.8 s reálnými koeficienty, dostaneme jednotkovou matici

$$\begin{aligned}
M &= \exp(-ja_0)\exp(-j\vec{a}\cdot\vec{\sigma}) \\
&= \exp(-ja_0)[I\cos(a)-j\hat{a}\cdot\vec{\sigma}\sin(a)],
\end{aligned}
\tag{6.12}$$

kde $a\hat{a} = \vec{a}$. Ve vzorci 6.12 první tvar je výsledek jednotkové matice \mathbf{I} komutované (spojené) s ostatními a poslední tvar je výsledkem rozšiřování $\exp(-j\vec{a}\cdot\vec{\sigma})$ v energetické řadě a použitím 6.5 pokrátíme výsledek na tvar lineární v \mathbf{I} a Pauliho matice. Je snadné přímo dokázat, že jestliže M má tvar 6.12, potom $M^\dagger M = I$. Všimněte si, že jestliže stopa jakékoliv matice M je nula, potom koeficient I musí být nula. Také není těžké dokázat z 6.12, že jestliže jednotková matice M , jako např. U v textu, vyhovuje $\det(M) = 1$, potom koeficient $\exp(-ja_0)$ je omezen na hodnoty 1 nebo -1 . Velkou praktickou výhodou matematické symboliky vektoru otáčení je, že $\vec{\sigma}$ se může konvertovat do jakéhokoliv Stokesova vektoru (\hat{s}) vytvořením kvadratické rovnice tak, jak je to v 2.5. Tato jednoduchost se komplexněji dá vyjádřit např. ve tvarech

$$\begin{aligned}
\langle s|\vec{a}\cdot\vec{\sigma}|s\rangle &= \vec{a}\cdot\langle s|\vec{\sigma}|s\rangle = \vec{a}\cdot\hat{s} \\
\langle s|\vec{a}\times\vec{\sigma}|s\rangle &= \vec{a}\times\langle s|\vec{\sigma}|s\rangle = \vec{a}\times\hat{s}, && \text{nebo} \\
\langle s|R\vec{\sigma}|s\rangle &= R\langle s|\vec{\sigma}|s\rangle = R\hat{s},
\end{aligned}
\tag{6.13}$$

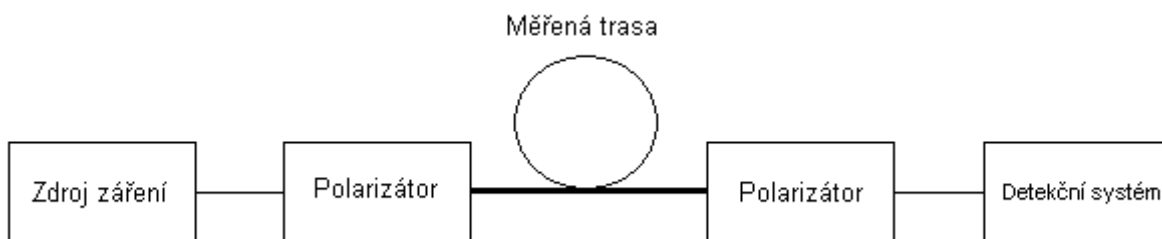
kde R je matice 3×3 . Ve smyslu 6.13 je často pojednávat o $\vec{\sigma}$ jako o doplňkovém vektoru ve Stokesově prostoru. Např. v textu se často používá skutečnost, že jestliže $\vec{a}\cdot\vec{\sigma} = \vec{b}\cdot\vec{\sigma}$, z toho plyne, že $\vec{a} = \vec{b}$. Tento výsledek také vychází z 6.8 a 6.9, protože komponent vektoru a_i se může znovu získat ze skalárního součinu $\vec{a}\cdot\vec{\sigma}$.

7. Měření PMD

Jev PMD je výrazně slabší než chromatická disperze, uplatňuje se až od přenosové rychlosti 10Gbit/s, ale jev PMD je náhodný a závisí i na montáži trasy, která je dále ovlivněna vlivy okolního prostředí. PMD není možné pro optickou trasu přesně spočítat a je potřeba ji měřit ve všech stádiích jejího života, tzn. I při výstavbě trasy.

7.1 Metoda skenování vlnové délky (metoda s fixním analyzátozem)

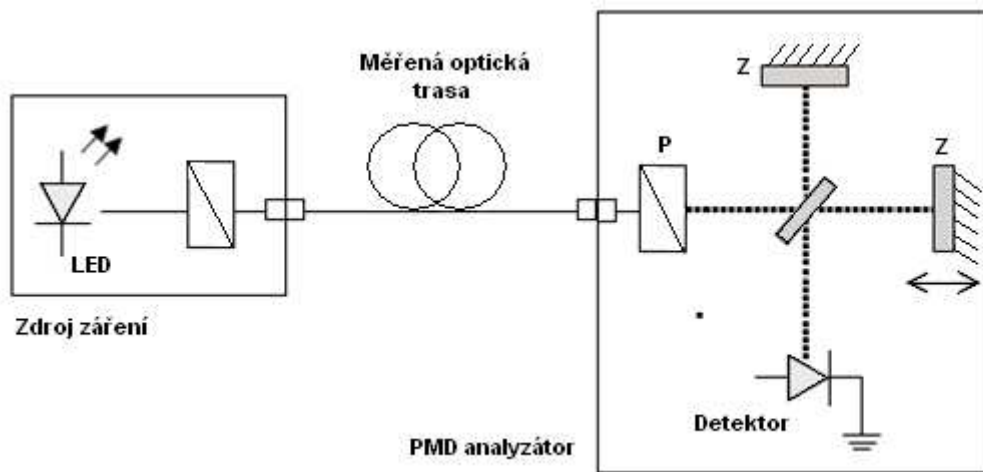
Podstatou této měřicí metody je měření výkonu procházející optickou trasou v závislosti na vlnové délce. Pro zdroj záření se používá širokospektrální LED dioda nebo laditelný laser. Za zdrojem je polarizátor a pak optická trasa. Na konci trasy jako detektor používáme pro zdroj záření z LED diod optický spektrální analyzátor OSA a pro laser postačuje měřidlo výkonu. U této metody se musí měřit ve dvou fázích. V první fázi měříme podle obr 6.1. , kde je zapojený před detektorem polarizátor. Tímto získáme spektrální závislost složky výkonu o určité polarizaci (dané polarizátorem) $P(l)$. Ve druhé fázi odstraníme polarizátor před přijímačem a změříme referenční hodnotu – spektrální závislost celkového výkonu $P_{tot}(l)$. Z poměru obou naměřených spektrálních průběhů $P(l)/P_{tot}(l)$ vyplývá spektrální závislost změny polarizace výstupního záření a z toho lze výpočtem stanovit hodnotu PMD dané optické trasy. Většinou se ke stanovení PMD používá rychlá Fourierova transformace (FFT), která umožňuje naměřené spektrální výsledky převést přímo do časové oblasti.



Obr. 7.1: Metoda skenování vlnové délky

7.2 Tradiční interferometrická metoda (TINTY)

Tato metoda používá širokospektrální zdroj záření (nizkokoherní zdroj, většinou se používá LED). Po průchodu polarizátorem P je polarizované záření navázáno do vlákna trasy a na druhém konci vlákna je PMD analyzátor. Analyzátor se skládá z interferometru (nejčastěji Michelsonův). V tomto interferometru je polarizované optické záření rozděleno do dvou částí. Jedna část je zakončena pohyblivým zrcadlem a druhá pevným zrcadlem. Záření se odráží od obou zrcadel zpět a na detektoru pak nastává interference signálu z obou částí. Posunováním pohyblivého zrcadla se mění vzájemný časový posun mezi signály obou částí a díky tomu se získá interferogram. Z interferogramu je možné zjistit zpoždění vlivem PMD.



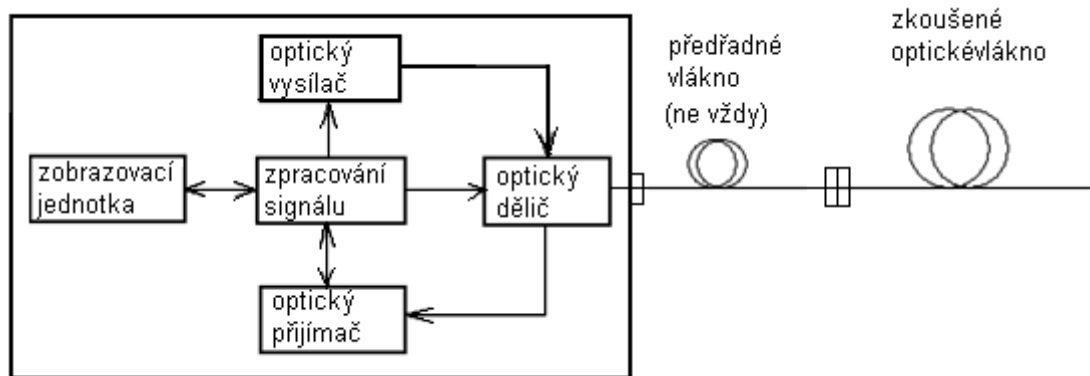
Obr. 7.2: Tradiční interferometrická metoda

Tato měřicí metoda je velmi rychlá a dostatečně přesná pro měření PMD optických tras. Je možné měřit hodnoty zpoždění PMD od 0,1 ps až po stovky ps, což je pro měření optických kabelových tras naprosto postačující. Tato metoda je vhodná pro měření v terénu pro svou rychlost, odolnost vůči vibracím optického vlákna a nepotřebě stanovování referenční hodnoty.

7.3 Optický reflektometr OTDR

Tato metoda měření je v dnešní době nejpoužívanější při montáži a provozování optických tras. Optický reflektometr využívá metodu zpětného rozptylu, vyhodnocuje závislost zpětně rozptýleného optického výkonu při šíření úzkého optického impulsu měřeným vláknem. Pro měření útlumu využívá Fresnelovy odrazy nebo Rayleighova rozptylu. Pomocí OTDR je možné měřit délku vlákna, homogenitu vlákna, útlum svárů, útlum optických konektorových spojek a lokalizaci poruch.

Výhody OTDR jsou, že se při měření přistupuje pouze z jedné strany a poskytuje informace o určitých částech optického vlákna oproti přímým metodám.



Obr. 7.3: Optický reflektometr OTDR

8. Kompenzační techniky PMD

Je opravdu velice obtížné snížit hodnoty PMD, protože vlastnost a kolísání PMD během celého úseku optické trasy je velice náhodné. Snižování hodnoty PMD nutně neznamená kompletní odstranění efektu, ale redukce pravděpodobných výpadků způsobených PMD.

Až v posledních několika letech bylo navrženo několik metod kompenzace PMD.

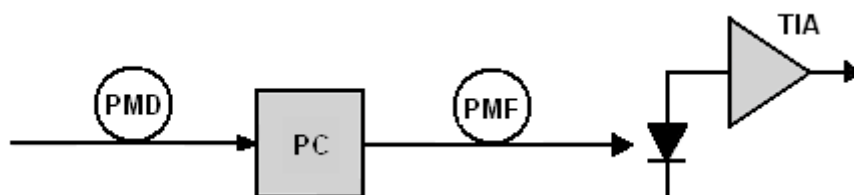
Můžou být rozděleny do tří základních kategorií:

- Optický kompenzátor PMD
- Optoelektronický kompenzátor PMD
- Elektronický kompenzátor PMD

8.1 Optický kompenzátor PMD

Jeden z mnoha běžných optických kompenzátorů PMD vyžaduje polarizační kontrolor (PC) a délku PMF (polarization-maintaining fiber) na obr 2. PC se používá k vyrovnaní polarizace světelného signálu, který tímto vyrovnává PSPs v PMF. PMF je vlákno, které bylo úmyslně vyrobené dlouhé, ale s řízeným dvojlomem a proto může být použito ke generování specifických velikostí DGD. Tímto způsobem může být rychlé SOP zpožděno stejně velkými DGD v PMF, mající za následek celkové snížení DGD. Více složité kompenzátory mohou být vyrobeny vyměňující pevnou délkou PMF s proměnným zpožděním umožňující zrušení libovolných velikostí DGD nebo vícenásobného PC-PMF stupně, zvyšující stupeň volnosti a z toho důvodu přesnost kompenzace.

Navzdory jasných výhod optické kompenzace má i pár nevýhod. Za prve, optické návrhy vyžadují drahé a poměrně velké optické komponenty. Ale protože PMD má dynamickou povahu, tak kompenzátory musí být přizpůsobivé. Přizpůsobování kompenzátorů v optické oblasti není jednoduše dosažitelná, protože optické komponenty nejsou tak flexibilní.

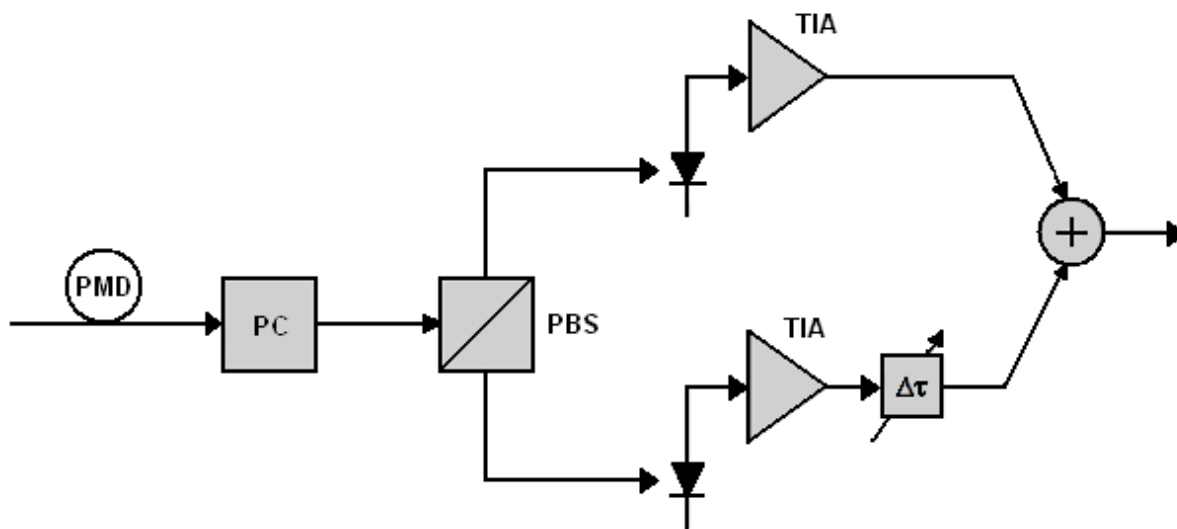


Obr. 8.1: Optický kompenzátor PMD

8.2 Optoelektronický kompenzátor PMD

Další možností je optoelektronický kompenzátor PMD, který má optickou a elektronickou část. Toto schéma je zobrazeno na obr.. Schéma obsahuje rozdělovač přijímaného světelného signálu z PC a PBS (polarization beam splitter). Výsledné světelné signály jsou pak převedeny na elektrické signály dvěma oddělenými TIA (photodiode-transimpedance amplifier). Elektrický signál odpovídající světelnému v rychlé SOP je pak zpožděn intervalem stejných DGD. Nakonec jsou oba signály spojeny do podoby přijímaného signálu, který je ale bez PMD.

Hlavní výhodou optoelektronické kompenzace PMD je, že některý kompenzační hardware je přenositelný z optické do elektrické oblasti, tím pádem roste integrace. Nicméně, optoelektronická kompenzace PMD stále ještě vyžaduje optické komponenty PC a PBS. Proto větší integrace dosáhneme použitím elektronického kompenzátoru. Avšak u optoelektronické kompenzace zůstává vysoká cena.

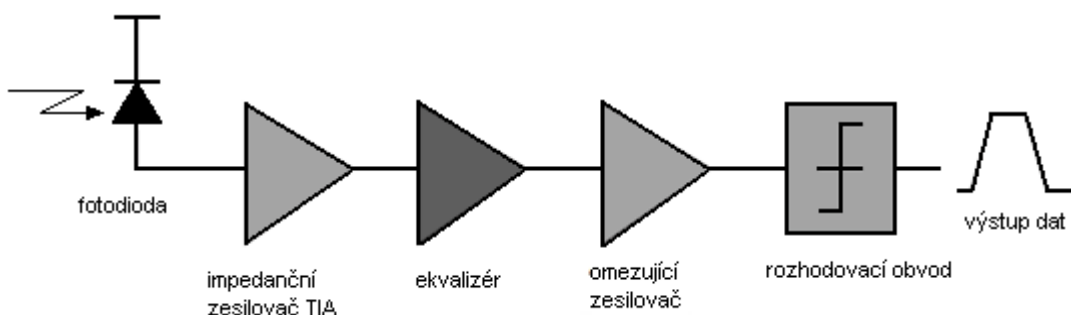


Obr. 8.2: Optoelektronický kompenzátor PMD

8.3 Elektronická kompenzace PMD

Elektronická kompenzace PMD se provádí vyrovnáním přijímaného signálu a potom je to převedeno ze světla na elektřinu pomocí fotodiody a TIA. Elektronická kompenzace je atraktivní, protože nabízí vyšší úroveň integrace a díky tomu i nižší cenu oproti optické a optoelektrické kompenzaci. Vyšší úroveň integrace je obzvláště důležitá u WDM systémů, ve kterých je kompenzace PMD požadována pro každý kanál. Přizpůsobení ke změnám PMD je jednodušší a se zavedením učícího se algoritmu LMS rychle dostupné. Elektrická kompenzace může být implementována několika způsoby: Transversální filtr (TF), Nelineární zpětnovazební kompenzace (DFE), rozdílná fázová detekce, atd.

Elektrické kompenzace jsou obecně velké a dokážou zlepšit signál. Na druhou stranu to nevykonávají tak dobře jako optická kompenzace a požadují vysokorychlostní elektroniku pro lepší výkon.



Obr. 8.3: Elektronický kompenzátor PMD

Výše popsané kompenzace se používají a testují v posledních několika letech a na každou optickou trasu musí být speciálně uzpůsobeny. Další možnosti kompenzace bez přidání kompenzační části jsou následující:

Použití jiné vlnové délky.

Pokud nevyhovuje přenosová cesta pro konkrétní vlnovou délku, je možné vyzkoušet jiný rozsah použité frekvence. Je to velmi jednoduchý způsob, ale často těžko realizovatelný a účinnost je jen v malém procentu případů.

Použití jiného vlákna optického kabelu.

Optická cesta bývá zpravidla zajištěna i několika rezervními, servisními vlákny, nebo vlákny určenými pro přenos pouze režijních informací. Pro nejnižší hodnotu PMD zpravidla zkoušíme všechna vlákna v kabelu a ta použijeme pro nejdůležitější přenosovou cestu. Pokud nemáme k dispozici měřicí přístroj, je to spolu se způsobem změny vlnové délky jediný způsob jak se vyhnout nákladné změně celého kabelu.

Výměna celé optické trasy.

Tento způsob patří ke krajním způsobům řešení. Zpravidla ji však doporučuji pro optické trasy se starými optickými vlákny vyrobenými v devadesátých letech a pro trasy s vlákny poškozenými. Výměna optických kabelů je výhodná zejména na trasách se staršími optickými kabely a tam, kde se kabely zatahují či zafukují a jejich výměna tudíž není tak nákladná.

Výměna úseku vlákna.

Tato metoda vyžaduje proměření optické trasy reflektometrickým přístrojem POTDR. Tento způsob je nejefektivnější a lze jej použít na všech druzích optických tras. V současné době je měření disperze (zejména PMD) standardem a tak většina nově postavených optických tras i tras upgradovaných na vyšší přenosovou rychlost (STM-64) je proměřena.

9. PMD – Mezinárodní standardy a doporučení

STANDARDY	POPIS
ITU-T G.650.2	<i>Definice a testovací metody pro statistické a nelineární vlastnosti jednovláknového vlákna a kabelu</i>
ITU-T G.652	<i>Charakteristiky optických kabelů s jednovláknovým vláknem</i>
ITU-T G.653	<i>Charakteristiky jednovláknových optických kabelů s vláknem s posunutou disperzní charakteristikou</i>
ITU-T G.654	<i>Charakteristiky jednovláknových optických kabelů s vláknem s minimálním útlumem</i>
ITU-T G.655	<i>Charakteristiky jednovláknových optických kabelů s vláknem s posunutou nenulovou chromatickou disperzí</i>
ITU-T G.656	<i>Charakteristiky vlákna a kabelu s nenulovou disperzí pro širokopásmový přenos</i>
IEC/TS 61941	<i>Technické specifikace měřící techniky PMD pro jednovláknové optické vlákna</i>
IEC 60793-1-48	<i>Měřicí metody a testovací procedury – PMD</i>
GR-2947-CORE	<i>Obecné požadavky pro mobilní testovací set PMD</i>
TIA/EIA-455 FOTP-113	<i>Měření PMD pro jednovláknové optické vlákna pomocí metody pevného analyzátoru</i>
TIA/EIA -455- FOTP-122A	<i>Měření PMD pro jednovláknové optické vlákna pomocí vyhodnocení Stokesova parametru</i>
TIA/EIA -455- FOTP-124A	<i>Měření PMD pro jednovláknové optické vlákna pomocí interferometrie</i>
TIA/EIA TSB 107	<i>Pravidla pro statistickou specifikaci PMD na vlákně optického kabelu</i>

Tab. 9.1: Mezinárodní standardy a doporučení

9.1 Limity PMD

Přenosová rychlost na kanál	SDH	SONET	Odpovídající timeslot	Limit zpoždění PMD	Koeficient PMD na 400 km
55 Mb/s	----	OC-1	19.3 ns	2 ns	$<100 \text{ ps}/\sqrt{km}$
155 Mb/s	STM-1	OC-3	6.43 ns	640 ps	$<32 \text{ ps}/\sqrt{km}$
622 Mb/s	STM-4	OC-12	1.61 ns	160 ps	$<8 \text{ ps}/\sqrt{km}$
1.2 Gb/s	---	OC-24	803 ps	80 ps	$<4 \text{ ps}/\sqrt{km}$
2.5 Gb/s	STM-16	OC-48	401 ps	40 ps	$<2 \text{ ps}/\sqrt{km}$
10 Gb/s	STM-64	OC-192	100 ps	10 ps	$<0.5 \text{ ps}/\sqrt{km}$
40 Gb/s	STM-256	OC-768	25.12 ps	2.5 ps	$<0.125 \text{ ps}/\sqrt{km}$

Tab. 9.2: Limity PMD

10. Měření optické trasy

Měření bylo provedeno na páteřní síti Masarykovy univerzity. Cílem bylo zjistit, zda je možné navýšit přenosovou kapacitu této sítě. Pro měření byl použit analyzátor FTB 5700. Přístroj je vhodný pro měření na kratších až středně dlouhých optických trasách (do 140 km) bez zesilovačů. Měření se provádí tzv. jednosměrnou metodou (reflektometrickou), kdy odpadá nutnost použití zdroje záření na druhém konci.

Měření probíhalo na vlnové délce 1478nm až 1624nm a vzdálenost optické trasy byla 8427m. Výsledky měření PMD a jejich maximální limity pro přenosovou rychlost 40Gb/s jsou zobrazeny v tabulce 10.1.

vlákno	Naměřené		Limitní hodnoty	
	zpoždění PMD [ps]	koeficient PMD [ps/√km]	limit zpoždění PMD pro 40Gb/s [ps]	koeficient PMD pro 40Gb/s [ps/√km]
1.	0.04	0.0123	2.5	<0.125
2.	0.03	0.0117	2.5	<0.125
3.	0.08	0.0278	2.5	<0.125
4.	0.08	0.0270	2.5	<0.125
5.	0.03	0.0111	2.5	<0.125
6.	0.08	0.0264	2.5	<0.125
7.	0.15	0.0520	2.5	<0.125
8.	0.03	0.0110	2.5	<0.125
9.	0.06	0.0219	2.5	<0.125

Tab. 10.1: Naměřené hodnoty PMD

Z naměřených výsledků vyplývá, že hodnoty PMD všech devíti optických vláken jsou nízké oproti limitním hodnotám. Proto z hlediska PMD je možné nasazení vyšší přenosové rychlosti na optické trase. Kompenzace PMD není v této situaci nutná a doporučil bych vyzkoušení přenosové rychlosti 40Gb/s.

11. Závěr

V této práci jsem popsal jev zvaný polarizační vidová disperze (PMD). Zabýval jsem se vlivem PMD na optický přenos. Potřebou dnešní doby je stále více navyšovat přenosovou kapacitu optických tras, roste tedy i potřeba měřit hodnoty PMD, které jsou od rychlostí 10Gbit/s již nutností. Dále jsem popsal používané metody měření optických tras. Pokud jsou naměřené hodnoty vyšší, než je doporučený standard, znemožňuje to nasadit vyšší přenosové rychlosti. Tuto problematiku je pak nutné řešit použitím kompenzačních prvků, které jsou velice obtížně realizovatelné, proto se musí vyměnit celé nebo části optického vlákna.

Měření PMD probíhalo na páteřní síti Masarykovy univerzity o délce 8427m. Z výsledků měření vyplývá, že hodnoty PMD na všech devíti optických vláknech vykazují velmi nízké hodnoty zpoždění PMD a proto je možné z hlediska PMD použít i přenosovou rychlost 40Gb/s.

Literatura

- [1] GALTAROSSA, A. *Polarization Mode Dispersion*, Springer 2005, ISBN: 0387231935.
- [2] J. P. GORDON AND H. KOGELNIK. *PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers*, PNAS 2000, ISBN: 45414550.
- [3] Ing. FRANTIŠEK DUŠEK, CSc. *Matlab a Simulink*, Univerzita Pardubice 2000, ISBN: 80-7194-273-1.
- [4] HÁJEK M., HOLOMEČEK P.: Měření chromatické a polarizační vidové disperze jednovidových optických tras, MIKROKOM, Praha 2002
- [5] JONATHAN SEWTER: Electronic equalization of polarization-mode dispersion in 40Gbit/s optical systems, 2005

Seznam příloh

Příloha A	53
-----------------	----

Příloha A

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar023 2000-02-08 01-05-10.CdPmc
Test date: 7.2.2000
Test time: 0:56(GMT+01:00);0:59(GMT+01:00)
Job ID:
Comments:

Cable ID:
Fiber ID: camp_komar023
Customer: MUNI
Company: Profiber

Location A

Location: campus
Operator: Reichert
Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI
Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov
Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 143,65 ps/nm
Maximum dispersion: 177,78 ps/nm
Measured fiber length: 8428 m

PMD Results

PMD: 0,04 ps
Coefficient: 0,0123 ps/km^{1/2}
Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1475 nm
To: 1626 nm

Test Parameters

From: 1471 nm
To: 1621 nm
Fiber type: Telecom

Test Settings

Results from: 1475 nm
Results to: 1626 nm
Fiber type: G.652 NDSF
RGD data fit: 3-Term Sellmeier

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	105.76	12.55
1496.57	117.15	13.90
1518.14	128.13	15.20
1539.71	138.72	16.46
1561.28	148.96	17.68
1582.86	158.87	18.85
1604.43	168.47	19.99
1626.00	177.78	21.09

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar025 2000-02-08 01-14-23.CdPmc
Test date: 8.2.2000
Test time: 1:10(GMT+01:00);1:11(GMT+01:00)
Job ID:
Comments:

Cable ID:
Fiber ID: camp_komar025
Customer: MUNI
Company: Profiber

Location A

Location: campus
Operator: Reichert
Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI
Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov
Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 141,07 ps/nm
Maximum dispersion: 178,43 ps/nm
Measured fiber length: 8429 m

PMD Results

PMD: 0,03 ps
Coefficient: 0,0117 ps/km^{1/2}
Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1475 nm
To: 1626 nm

Test Parameters

From: 1478 nm
To: 1624 nm
Fiber type: Telecom

Test Settings

Results from: 1475 nm
Results to: 1626 nm
Fiber type: G.652 NDSF
RGD data fit: 3-Term Sellmeier

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	99.47	11.80
1496.57	111.99	13.29
1518.14	124.05	14.72
1539.71	135.67	16.10
1561.29	146.90	17.43
1582.86	157.75	18.71
1604.43	168.25	19.96
1626.00	178.43	21.17

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_17.CdPmd

Test date: 7.2.2000

Test time: 23:52(GMT+01:00);23:54(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar017

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 141,61 ps/nm

Maximum dispersion: 176,30 ps/nm

Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,08 ps

Coefficient: 0,0278 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1469 nm

To: 1618 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	103.05	12.23
1496.57	114.65	13.60
1518.15	125.82	14.93
1539.71	136.60	16.21
1561.28	147.01	17.44
1582.86	157.09	18.64
1604.43	166.84	19.80
1626.00	176.30	20.92

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_18.CdPmd

Test date: 7.2.2000

Test time: 0:02(GMT+01:00);0:03(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar018

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 143,07 ps/nm

Maximum dispersion: 176,60 ps/nm

Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,08 ps

Coefficient: 0,0270 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1471 nm

To: 1618 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	105.86	12.56
1496.57	117.05	13.89
1518.14	127.83	15.17
1539.71	138.23	16.40
1561.29	148.29	17.60
1582.86	158.02	18.75
1604.43	167.45	19.87
1626.00	176.60	20.95

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_19.CdPmd

Test date: 7.2.2000

Test time: 0:27(GMT+01:00);0:28(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar019

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 141,67 ps/nm

Maximum dispersion: 177,82 ps/nm

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,03 ps

Coefficient: 0,0111 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1469 nm

To: 1618 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	101.45	12.04
1496.57	113.55	13.47
1518.15	125.21	14.86
1539.71	136.45	16.19
1561.29	147.31	17.48
1582.86	157.80	18.72
1604.43	167.97	19.93
1626.00	177.82	21.10

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_20.CdPmd

Test date: 7.2.2000

Test time: 0:36(GMT+01:00);0:38(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar020

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 137,48 ps/nm

Maximum dispersion: 174,38 ps/nm

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,08 ps

Coefficient: 0,0264 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1471 nm

To: 1621 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	96.39	11.44
1496.57	108.76	12.90
1518.14	120.67	14.32
1539.72	132.15	15.68
1561.29	143.24	16.99
1582.86	153.95	18.27
1604.43	164.33	19.50
1626.00	174.37	20.69

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_21.CdPmd
Test date: 7.2.2000
Test time: 0:44(GMT+01:00);0:45(GMT+01:00)
Job ID:
Comments:

Cable ID:
Fiber ID: camp_komar021
Customer: MUNI
Company: Profiber

Location A

Location: campus
Operator: Reichert
Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI
Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov
Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 141,08 ps/nm
Maximum dispersion: 180,84 ps/nm
Measured fiber length: 8428 m

PMD Results

PMD: 0,15 ps
Coefficient: 0,0520 ps/km^{1/2}
Measured fiber length: 8428 m

Test Parameters

From: 1475 nm
To: 1626 nm

Test Parameters

From: 1478 nm
To: 1624 nm
Fiber type: Telecom

Test Settings

Results from: 1475 nm
Results to: 1626 nm
Fiber type: G.652 NDSF
RGD data fit: 3-Term Sellmeier

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	96.74	11.48
1496.57	110.09	13.06
1518.14	122.94	14.59
1539.71	135.33	16.06
1561.28	147.29	17.48
1582.86	158.84	18.85
1604.43	170.02	20.17
1626.00	180.84	21.46

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_22.CdPmd

Test date: 7.2.2000

Test time: 0:50(GMT+01:00);0:51(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar022

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 142,91 ps/nm

Maximum dispersion: 178,94 ps/nm

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,03 ps

Coefficient: 0,0110 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8429 m

Test Parameters

From: 1478 nm

To: 1624 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	102.84	12.20
1496.57	114.89	13.63
1518.14	126.50	15.01
1539.71	137.70	16.34
1561.28	148.52	17.62
1582.86	158.99	18.86
1604.43	169.12	20.07
1626.00	178.94	21.23

CD + PMD Report

General Information

Filename: camp_komar_23.CdPmd

Test date: 8.2.2000

Test time: 1:05(GMT+01:00);1:06(GMT+01:00)

Job ID:

Comments:

Cable ID:

Fiber ID: camp_komar025

Customer: MUNI

Company: Profiber

Location A

Location: campus

Operator: Reichert

Unit's model: FTB-5700-CD-PMD-EA-EUI

Unit's s/n: 457049

Location B

Location: comarov

Operator:

CD Results

Dispersion @ 1550 nm: 141,82 ps/nm

Maximum dispersion: 178,26 ps/nm

Measured fiber length: 8427 m

Test Parameters

From: 1475 nm

To: 1626 nm

Test Settings

Results from: 1475 nm

Results to: 1626 nm

Fiber type: G.652 NDSF

RGD data fit: 3-Term Sellmeier

PMD Results

PMD: 0,06 ps

Coefficient: 0,0219 ps/km^{1/2}

Measured fiber length: 8427 m

Test Parameters

From: 1478 nm

To: 1624 nm

Fiber type: Telecom

CD Table

Wavelength (nm)	Dispersion (ps/nm)	Dispersion Coef. (ps/nm*km)
1475.00	101.28	12.02
1496.57	113.47	13.47
1518.15	125.22	14.86
1539.71	136.55	16.20
1561.29	147.50	17.50
1582.86	158.08	18.76
1604.43	168.33	19.97
1626.00	178.26	21.15