



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

## VYUŽITÍ OPTICKÉHO VLÁKNA JAKO SENZORU PRO MĚŘENÍ TEPLoty

USE OF OPTICAL FIBER AS A TEMPERATURE SENSOR

### DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Jakub Procházka

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.

BRNO 2016



# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Telekomunikační a informační technika**

Ústav telekomunikací

**Student:** Bc. Jakub Procházka

**ID:** 128554

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2015/16

## NÁZEV TÉMATU:

### Využití optického vlákna jako senzoru pro měření teploty

#### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Úkolem diplomové práce je analýza způsobu šíření světla optickým vláknem dvěma polarizačními rovinami s důrazem na jejich matematický popis pomocí Jonesových a Stokesových vektorů a způsoby zobrazení okamžitého stavu polarizovaného světla na Poincarého kouli. Práce se zabývá fyzikálními principy přenosu tepla a jejich aplikaci na použití optického vlákna zachovávajícího polarizaci jako tepelného senzoru a zahrnuje možná uspořádání měřicího pracoviště a jejich realizaci. Cílem práce je realizace funkčního teplotního senzoru pracujícího na dvou vlnových délkách (635 a 1550 nm).

#### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] COLLETT, E. Field Guide to Polarization, SPIE Vol. FG05, 2005, ISBN: 9780819458681.

[2] FILKA, M. Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku, Brno, CENTA 2009 ISBN: 9788086785141

[3] COLLETT, E. Polarized Light in fiber optics, SPIE, New Jersey 2003, ISBN: 9780819457615.

**Termín zadání:** 1.2.2016

**Termín odevzdání:** 25.5.2016

**Vedoucí práce:** prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.

**Konzultant diplomové práce:** Ing. Martin Kyselák, Ph.D.

**doc. Ing. Jiří Mišurec, CSc., předseda oborové rady**

#### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva 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 části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

## **ABSTRAKT**

Tato diplomová práce se zabývá využitím polarizační disperze pro měření teploty. Dále se zabývá zobrazením polarizační vidové disperze v Poincarého kouli a dále matematickým popisem polarizační vidové disperze pomocí Stokesových a Jonesových vektorů. Jsou zde popsány základní varianty uspořádání, vybrané teplotní vztahy a závislosti a vztah mezi koherencí a polarizací. V praktické části se zkoumá chování senzoru teploty při různých teplotách pro vlnové délky 1550 nm a 633 nm.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

Optické vlákno, polarizační vidová disperze, dvojlom, Poincarého koule, polarizační elipsa, senzor teploty

## **ABSTRACT**

This diploma thesis is focused on use of polarization mode dispersion for measurement of temperature. It also deals with representation of polarization mode dispersion in Poincaré sphere and a mathematical description of polarization mode dispersion by using Stokes and Jones vectors. Here are described basic alternatives of settings, selected temperature relationships and dependence and relationship between coherency and polarization. The practical portion of the diploma thesis examines behavior of the temperature sensor at different temperatures for wavelength 1550 nm and 633 nm.

## **KEYWORDS**

Fiber optics, polarization mode dispersion, birefringent, Poincare sphere, polarization ellipse, temperature sensor

PROCHÁZKA, J. *Využití optického vlákna jako senzoru pro měření teploty*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 94 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Miloslav Filka, CSc..

## PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Využití optického vlákna jako senzoru pro měření teploty“ jsem vypracoval samostatně pod vedení 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/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne .....

.....  
(podpis autora)

Výzkum popsáný v této diplomové práci byl realizován v laboratořích podpořených projektem Centrum sensorických, informačních a komunikačních systémů (SIX); registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operačního programu Výzkum a vývoj pro inovace.

## **PODĚKOVÁNÍ**

Děkuji vedoucímu práce prof. Ing. Miloslavu Filkovi, CSc. a mému konzultantovi Ing. Martinu Kyselákovi, Ph. D. za cenné rady, metodickou, odbornou a trpělivou pomoc při zpracování diplomové práce.

# OBSAH

<b>OBSAH</b> .....	<b>8</b>
<b>Úvod</b> .....	<b>9</b>
<b>1. Vlákná zachovávající polarizaci</b> .....	<b>10</b>
<b>2. Polarizační vidová disperze</b> .....	<b>12</b>
2.1. <i>Matematický popis polarizační vidové disperze</i> .....	12
2.1.1. Stupeň polarizace .....	13
2.1.2. Speciální stavy polarizace .....	14
2.1.3. Poincarého koule .....	14
2.1.4. Stokesův prostor .....	16
2.1.5. Jonesův prostor .....	17
2.2. <i>Muellerova matice dvojlomného krystalu</i> .....	20
2.2.1. Muellerova matice .....	20
2.2.2. Muellerova matice pro vlákno zachovávající polarizaci .....	20
<b>3. Princip senzoru teploty</b> .....	<b>22</b>
3.1. <i>Stávající řešení</i> .....	22
3.1.1. Měření pomocí Braggovy mřížky .....	22
3.1.2. Měření pomocí Ramanova OTDR .....	22
3.1.3. Měření pomocí fluorescenční vrstvy .....	23
3.2. <i>Návrh senzoru teploty</i> .....	24
3.2.1. Řešení modelu sensorového uspořádání .....	25
3.2.2. Odchylka nastavení vstupní polarizace nastavení polarizátoru od hodnoty $\pi/4$ .....	26
3.2.3. Varianta uspořádání 1 .....	26
3.2.4. Varianta uspořádání 2 .....	28
3.2.5. Vliv koherence zdroje záření na intenzitu výstupního záření .....	30
3.2.5.1. Základní relace .....	30
3.2.5.2. Model pro výpočet stupně koherence a polarizace .....	31
3.2.6. Vybrané vztahy a parametry teplotních závislostí .....	35
3.2.6.1. Teplotní roztažnost .....	35
3.2.6.2. Tepelná kapacita .....	36
3.2.6.3. Tepelný tok .....	36
<b>4. Praktická část</b> .....	<b>38</b>
4.1. <i>Laboratorní zapojení a programové vybavení</i> .....	38
4.2. <i>Vlastní měření</i> .....	41
4.3. <i>Příklady využití v praxi</i> .....	57
<b>5. Závěr</b> .....	<b>59</b>
<b>LITERATURA</b> .....	<b>61</b>
<b>SEZNAM ZKRATEK, VELIČIN A SYMBOLŮ</b> .....	<b>63</b>
<b>SEZNAM PŘÍLOH</b> .....	<b>64</b>
<b>PŘÍLOHA A</b> .....	<b>65</b>
<b>PŘÍLOHA B</b> .....	<b>87</b>
<b>PŘÍLOHA C</b> .....	<b>92</b>

## Úvod

Hlavním cíle této diplomové práce je seznámení s polarizační vidovou disperzí a jejím využitím jako senzor teploty. Dále si klade za cíl porozumění zobrazování v Poincarého kouli, která se často využívá pro zobrazení aktuálního polarizačního stavu optického záření.

V první části se čtenář seznámí s vlákny zachovávající polarizaci a získá přehled, jaké typy vláken zachovávající polarizaci se vyrábí.

Druhá část je věnována polarizační vidové disperzi a možnostem jejího zobrazování. V této části se čtenář seznámí s polarizační elipsou, zobrazováním v Poincarého kouli a s výpočtem polarizační vidové disperze pomocí Stokesova prostoru nebo pomocí Jonesova prostoru. Dále je tu zmíněna i Muellerova matice, která nám popisuje změnu polarizačního stavu při průchodu optického záření přenosovým systémem.

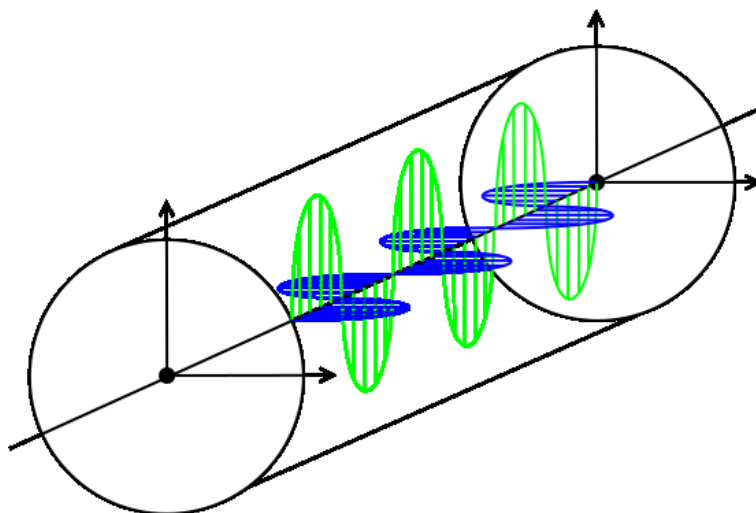
V třetí části jsou uvedeny některé stávající optické senzory teploty a dále je tu rozepsán princip senzoru teploty využívající změnu polarizačního stavu. Čtenář se zde také dočte, jaké jsou možné varianty uspořádání pro nový senzor teploty. Dále jaký je vztah mezi koherencí optického záření a polarizací. Dále jsou zde vypsány vybrané vztahy a parametry teplotních závislostí.

V předposlední části je provedeno měření námi navrženého senzoru teploty. Měření probíhalo pro vlnovou délku 1550 nm a 633 nm.

Poslední kapitolou je závěr, celkové shrnutí diplomové práce.

## 1. Vlákna zachovávající polarizaci

Ve volném prostoru stejně jako v optickém vlákně se optický svazek šíří ve dvou rovinách. [3] Toto šíření je zobrazeno na Obr. 1.1.



Obr. 1.1.: Šíření optického záření vláknem

Díky dvojlomu mezi jádrem a pláštěm a také díky vnějším vlivům dochází k otáčení polarizačního vektoru, a tím k předávání optického výkonu mezi horizontální a vertikální složkou signálu [4]. Polarizaci dále ovlivňují tyto faktory: [2]

- a) Vnější vlivy
  - a. Tlak na vlákno
  - b. Kroucení vlákna
  - c. Ohyb vlákna
  - d. Zahřívání vlákna
- b) Vnitřní vlivy
  - a. Tlak na jádro
  - b. Eliptický tvar jádra
  - c. Nesouměrný plášť
  - d. Vzduchová kapsle ve skle
  - e. Nesouměrná sekundární ochrana

Ve speciálních případech (např. v optických modulátorech, EDFA zesilovačích, interferometrech, v gyroskopech využívajících optická vlákna atd.) je potřeba zachovat polarizaci vstupního optického svazku. K tomu se používá několik způsobů. Jedním z nich je použití vlákna zachovávajícího polarizaci.

Jelikož se tato vlákna využívají pouze v několika případech, není pro ně definováno žádné doporučení ani standard. Zpravidla ale splňují normy pro jednovláknová vlákna, díky čemuž by tato vlákna mohla být použita i do optického přenosového systému. V optickém

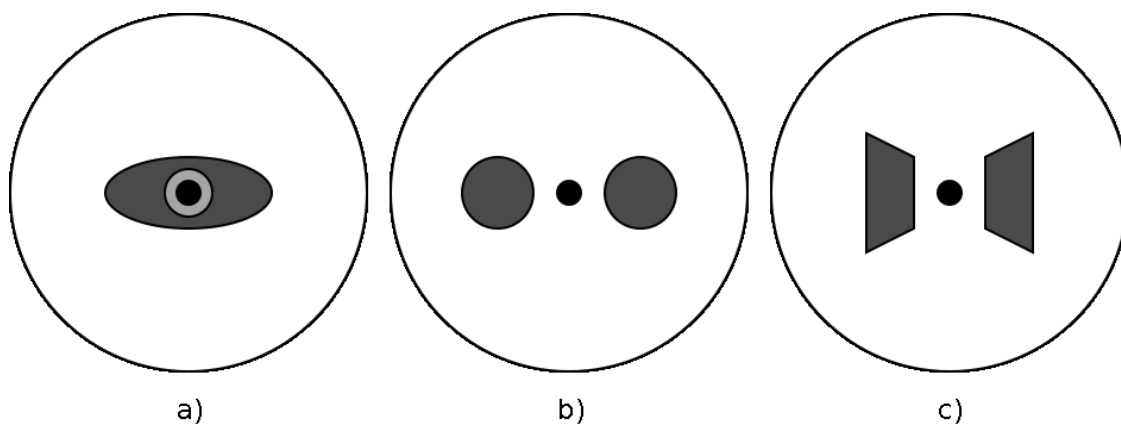
přenosovém systému se však jednovídná vlákna neuchytila z důvodu vyšší pořizovací ceny a složitějšího spojování.

U vláken zachovávajících polarizaci nedochází k předávání optického výkonu mezi horizontální a vertikální složkou pouze při správném navázání optického svazku do jádra. Do těchto vláken se navazuje lineárně polarizovaný optický svazek.

Vlákna zachovávající polarizaci se nejčastěji vyrábí v těchto profilech, jak je zobrazeno na Obr. 1.2:

- a) Elipsovité (Elliptical-clad)
- b) Panda (Panda)
- c) Motýlek (Bow-tie)

Polarizace zůstává v těchto vláknech zachována díky stejné rychlosti šíření v rychlé a pomalé ose a také pomocí vložení výztuží do pláště optického vlákna, čímž je vlákno méně náchylné na působení vnějších sil.



Obr. 1.2.: Typy vláken zachovávajících polarizaci a) Eliptické, b) Panda a c) Motýlek

Jedním ze způsobů, jak ovlivnit polarizační vektor u vlákna zachovávající polarizaci, je zahřívání nebo ochlazování vlákna. Tento způsob je využit pro senzor teploty v této diplomové práci.

## 2. Polarizační vidová disperze

Polarizační vidová disperze je způsobena polarizací světla a má obdobný efekt na přenos optického signálu jako disperze chromatická. Vede k nežádoucímu časovému posunu mezi rychlou a pomalou osou směru šíření optického impulsu.

V optickém přenosovém systému se nejčastěji vyskytuje elipticky polarizované světlo. Jedná se o náhodný jev, jelikož polarizační vidovou disperzi ovlivňuje výroba vlákn, tlak na jádro optického vlákna důsledkem kabeláže nebo tlak na jádro, který je způsobený okolním prostředím. Dále je polarizační vidová disperze značně závislá na teplotě.

Pojem polarizace představuje vektor popisující kroužení elektrického pole v závislosti na čase, přičemž vektor se nachází v rovině  $x$ - $y$  kolmé na směr šíření  $z$  v daném čase  $t$ .

### 2.1. Matematický popis polarizační vidové disperze

Ve volném prostoru se jednotlivé složky optického záření šíří kolmo k směru šíření  $z$ , díky čemuž lze postupující záření popsat pomocí rovnice

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, t) = e^{j(\omega_0 t - \beta z)} \quad (2.1.)$$

kde  $\omega_0$  je úhlový kmitočet nosné,  $t$  je čas,  $\beta$  je konstanta šíření a  $z$  je směr šíření. Tuto rovnici lze rozepsat na dvě rovnice popisující šíření vlny v ose  $x$  a v ose  $y$ .

$$E_x(\mathbf{z}, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \quad (2.2.)$$

$$E_y(\mathbf{z}, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \quad (2.3.)$$

kde  $k = 2\pi/\lambda$  je vlnové číslo,  $E_0$  je maximální amplituda v ose  $x$  nebo  $y$  a  $\delta_x$  a  $\delta_y$  je fázový posun.

V případě, že jsou rovnice (2.2.) a (2.3.) upraveny pomocí rozdílu fázového posunu, kdy  $\delta = \delta_y - \delta_x$  a fázový rozdíl  $\delta_x$  v rovnici (2.2.) je roven 0, dostáváme následující zápis [6]:

$$E_x(\mathbf{z}, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz) = E_{0x} \cos(\alpha) \quad (2.4.)$$

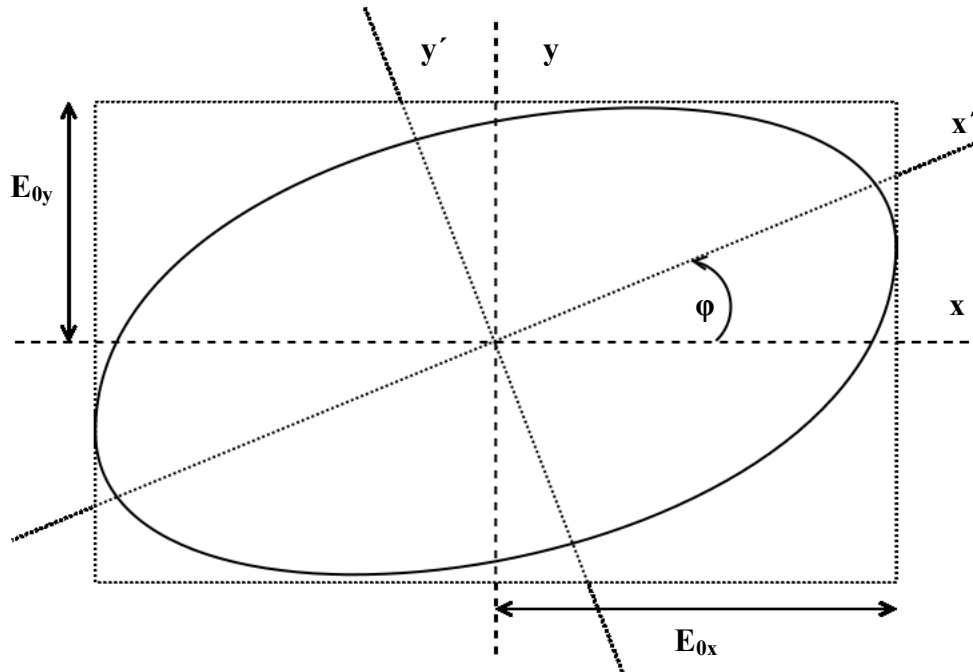
$$E_y(\mathbf{z}, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta) \\ = E_{0y} (\cos(\alpha) \cos(\delta) - \sin(\alpha) \sin(\delta)) \quad (2.5.)$$

Tento zápis je závislý na parametru  $\alpha$  a na fázovém posunu  $\delta$  mezi jednotlivými složkami optického signálu. Díky tomu, že v optickém vlákne se vlivem polarizační disperze světelný paprsek otáčí, je nutné určitým způsobem zobrazit stav jeho polarizace. Nejjednodušším zobrazením je tzv. polarizační elipsa.

Pro zobrazení pomocí polarizační elipsy je ale zapotřebí vyjádření pomocí jednoho parametru a to fázového posunu  $\delta$ . Pomocí substituce následně dostáváme analytické vyjádření polarizační elipsy.

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}\sin(\delta)}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}\sin(\delta)}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y} \sin^2(\delta)} \cos(\delta) = 1 \quad (2.6.)$$

Toto vyjádření je základním popisem polarizační elipsy [6], která rotuje se zachováním osy x a y jak je vidět na Obr. 2.2



Obr. 2.1.: Polarizační elipsa

Z obrázku je patrné, že rovina x-y otáčí o úhel  $\varphi$ . Tento úhel se dá vypočítat z amplitudy  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  a z fázového posunu  $\delta$ . Tento úhel odpovídá úhlu  $\Psi$  uvedeném v rovnici (2.11.).

### 2.1.1. Stupeň polarizace

Vzhledem k tomu, že světelný paprsek se dá rozložit na polarizovanou část  $I_p$  a nepolarizovanou část  $I_n$ , byla zavedena veličina stupeň polarizace DOP (Degree of Polarization), která udává jak moc je světlo polarizované. Tato veličina je definována jako poměr intenzity polarizované části vlny  $I_p$  a celkové intenzity  $I$

$$DOP = \frac{I_p}{I} \leq 1 \quad (2.7.)$$

Veličina DOP nám pouze říká, jak moc je světlo polarizováno, neříká nám ale nic o tom jak moc je lineárně polarizováno a jak moc je kruhově polarizováno. Z tohoto důvodu se zavedly ještě pomocné veličiny a to stupeň lineární polarizace DOLP (Degree of Linear

Polarization) a stupeň kruhové polarizace DOCP (Degree of Circular Polarization). Tyto veličiny jsou definovány obdobně jako DOP

$$DOLP = \frac{I_{Lp}}{I} \leq 1 \quad (2.8.)$$

$$DOCP = \frac{I_{cp}}{I} \leq 1 \quad (2.9.)$$

Kde  $I_{Lp}$  označuje intenzitu lineárně polarizovaného světla a  $I_{cp}$  označuje intenzitu kruhově polarizovaného světla.

Dále lze odvodit, že stupeň polarizace DOP je roven

$$DOP = \sqrt{DOLP^2 + DOCP^2} \quad (2.10.)$$

### 2.1.2. Speciální stavy polarizace

Speciálními stavy polarizace jsou horizontální lineární polarizace (LHP), vertikální lineární polarizace (LVP), lineární polarizace o  $+45^\circ$  (L+45P), lineární polarizace o  $-45^\circ$  (L-45P), pravotočivá kruhová polarizace (RCP) a levotočivá kruhová polarizace (LCP).

K horizontální lineární polarizaci dochází, když amplituda  $E_{0y}$  je rovna 0. K vertikální horizontální polarizaci dochází, když  $E_{0x}$  je rovna 0.

K lineární polarizaci o  $+45^\circ$  dochází v případě, že  $E_{0x}$  je rovno  $E_{0y}$  a zároveň fázový rozdíl  $\delta$  je 0. K lineární polarizaci o  $-45^\circ$  dochází v případě, že  $E_{0x}$  je rovno  $E_{0y}$  a zároveň fázový rozdíl  $\delta$  je  $\pi$ .

K pravotočivé kruhové polarizaci dochází v případě, že  $E_{0x}$  je rovno  $E_{0y}$  a fázový posun  $\delta$  je roven  $\pi/2$ , k levotočivé kruhové polarizaci dochází v případě, že  $E_{0x}$  je rovno  $E_{0y}$  a fázový posun  $\delta$  je  $-\pi/2$ . [3]

Speciální stavy polarizace jsou dobře viditelné v Poincarého kouli.

### 2.1.3. Poincarého koule

Pro zobrazení jakéhokoliv stavu polarizace se využívá Poincarého koule. Jedná se o kouli, ve které vektor se středem v počátku a koncovým bodem na povrchu koule, zobrazuje aktuální stav polarizace, viz Obr. 2.2.

Pro zobrazení jakéhokoliv stavu polarizace je potřeba znát orientační úhel  $\Psi$  ( $0 < \Psi < \pi$ ) a úhel eliptičnosti  $\chi$  ( $-\pi/4 < \chi \leq \pi/4$ ), které se dají dopočítat pomocí rovnic (2.11.) a (2.12.)

$$\tan 2\Psi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos(\delta), \quad 0 < \Psi < \pi \quad (2.11.)$$

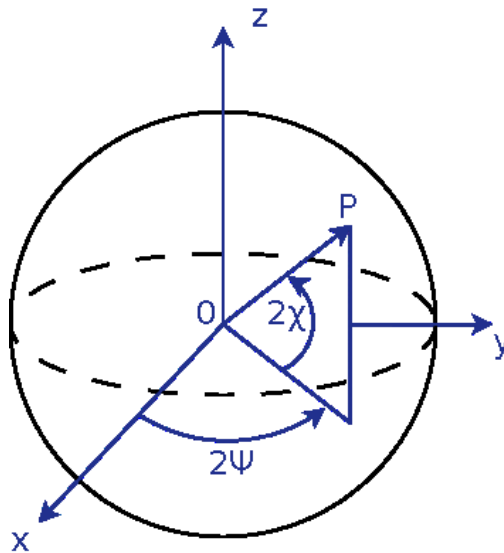
$$\sin 2\chi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin(\delta), \quad -\pi/4 < \chi \leq \pi/4 \quad (2.12.)$$

Tyto rovnice můžou být přepsány do trigonometrického stavu pomocí substituce  $\tan \alpha = E_{0y}/E_{0x}$  do tvaru:

$$\tan 2\Psi = (\tan 2\alpha) \cos(\delta) \quad (2.13.)$$

$$\sin 2\chi = (\sin 2\alpha) \sin(\delta), \quad (2.14.)$$

podmínky pro tyto dvě rovnice jsou  $0 \leq \alpha \leq \pi/2$  a  $0 \leq \delta \leq 2\pi$ . [3]

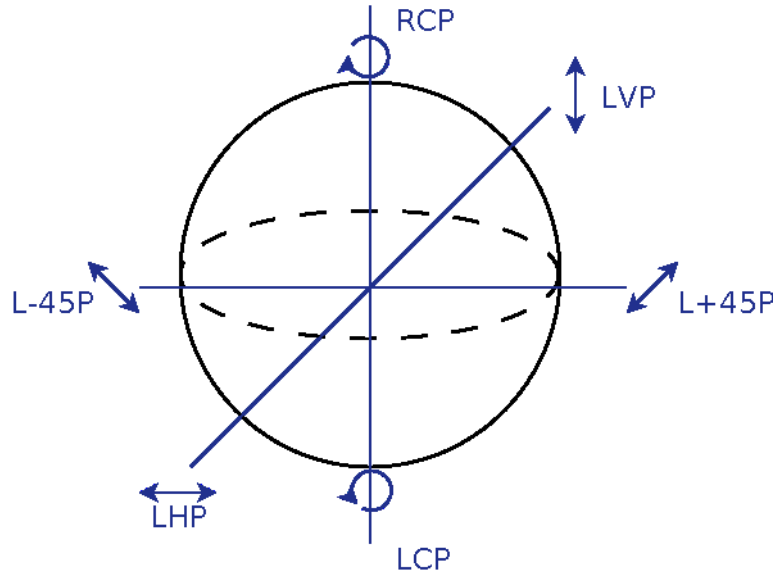


Obr. 2.2.: Zobrazení obecného stavu polarizace v Poincarého kouli

Vzhledem k tomu, že osy  $x$ ,  $y$  a  $z$  jsou kartézským systémem souřadnic, je vhodné přepočítat polarizační vektor daný úhly  $\Psi$  a  $\chi$  do kartézského systému. K tomuto se používají následující rovnice:

$$\begin{aligned} x &= \cos(2\chi) \cos(2\Psi) \\ y &= \cos(2\chi) \sin(2\Psi) \\ z &= \sin(2\chi) \end{aligned} \quad (2.15.)$$

dále nesmíme zapomenout, že Poincarého koule je jednotková neboli že platí vztah  $x^2 + y^2 + z^2 = 1$ . Pomocí rovnic (2.13.) a (2.14.) dostáváme zobrazení pro speciální stavy v Poincarého kouli, které jsou vidět na obrázku Obr. 2.3.



Obr. 2.3.: Speciální stavy polarizace zobrazené v Poincarého kouli

Největším omezením polarizační elipsy a jejím zobrazením v Poincarého kouli je, že orientační úhel  $\Psi$  a úhel eliptičnosti  $\chi$  nejsou přímo měřitelné. Proto se pomocí průměrování hodnot stavu polarizace přesouváme do tzv. Stokesova prostoru. [1]

#### 2.1.4. Stokesův prostor

Jedním ze způsobů, kterým lze matematicky popsat polarizační vidová disperze jsou Stokesův prostor. V tomto prostoru se ze vstupního polarizačního vektoru  $s_a$  a Stokesova vektoru  $\Omega$  dopočítává výstupní polarizační vektor  $s_b$ . V případě, že frekvence roste do  $\omega + d\omega$  a vektor  $s_a$  je považován za frekvenčně nezávislý pak výstupní vektor  $s_b$  získáme pomocí rovnice [8]

$$\frac{d}{d\omega} s_b = \Omega \times s_b \quad (2.16.)$$

kde Stokesův vektor  $\Omega$  je funkcí frekvence  $\omega$ . N-tý řád polarizační vidové disperze je definovaný jako N-tá derivace vektoru  $\Omega$  podle frekvence  $\omega$ .

Jakýkoliv polarizační stav lze v tomto prostoru vyjádřit pomocí Stokesových parametrů [7] viz (2.17.):

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 &= 2E_{0x}E_{0y}\cos \delta \\ S_3 &= 2E_{0x}E_{0y}\sin \delta, \delta = \delta_y - \delta_x \end{aligned} \quad (2.17.)$$

Výše uvedené rovnice vycházejí z rovnic (2.2.) a (2.3.), které popisují šíření elektromagnetické vlny v prostoru. V případě, že postupující vlnu popíšeme pomocí komplexních čísel (2.18.) a (2.19.) dostáváme pro Stokesovy parametry rovnice (2.20.).

$$E_x(t) = E_{0x} \exp(i\delta_x) \quad (2.18.)$$

$$E_y(t) = E_{0y} \exp(\delta_y) \quad (2.19.)$$

$$\begin{aligned} S_0 &= E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ S_1 &= E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ S_2 &= E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ S_3 &= i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{aligned} \quad (2.20.)$$

kde  $i$  je rovno  $\sqrt{-1}$  a  $*$  znamená komplexně sdružené číslo. Parametr  $S_0$  popisuje intenzitu optického záření, parametr  $S_1$  popisuje polarizaci LHP a LVP, parametr  $S_2$  popisuje polarizaci L+45P a L-45P a parametr  $S_3$  popisuje polarizaci RCP nebo LCP.

Pro převod do zobrazení v Poincarého kouli je potřeba přepočítat Stokesovy parametry na orientační úhel  $\Psi$  a úhel eliptičnosti  $\chi$ . Přepočet se provádí pomocí rovnic (2.21.) a (2.22.)

$$\Psi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{S_2}{S_1} \right), 0 \leq \Psi \leq \pi \quad (2.21.)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{S_3}{S_0} \right), -\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4} \quad (2.22.)$$

Nyní jsme také schopni vyjádřit stupeň polarizace DOP [5], stupeň lineární polarizace DOLP a stupeň kruhové polarizace DOCP pomocí následujících rovnic

$$\begin{aligned} DOP &= \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \\ DOLP &= \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \\ DOCP &= \left| \frac{S_3}{S_0} \right| \end{aligned} \quad (2.23.)$$

### 2.1.5. Jonesův prostor

Pro popis polarizačních komponent se v tomto prostoru používá matice 2x2 a pro popis složek optického pole se využívá Jonesův vektor (2.24.) o rozměru 2x1, kde se stav polarizace určuje z amplitudy a z fáze.

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{0x} e^{i\delta_x} \\ \mathbf{E}_{0y} e^{i\delta_y} \end{pmatrix} \quad (2.24.)$$

Šíření optického paprsku se popisuje pomocí Jonesovy matice  $J$  o rozměru  $2 \times 2$ , s využitím transformace Jonesova vektoru  $E$  následovně:

$$J = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \quad (2.25.)$$

$$\mathbf{E}^T = J \cdot \mathbf{E} \quad (2.26.)$$

Pro šíření dvou kolmých módů můžeme Jonesovu matici napsat ve tvaru:

$$J = T \begin{bmatrix} g_1 & 0 \\ 0 & g_2 \end{bmatrix} T^{-1} \quad (2.27.)$$

kde  $g_1$  a  $g_2$  jsou komplexní čísla udávající změnu amplitudy a fáze daného módu a  $T$  je matice popisující změnu báze z námi zvolené báze šíření záření na bázi danou vlastnostmi prostředí.

Pro popis lineární optické přenosové soustavy dá využít Jonesova matice. U lineární soustavy platí principi superpozice. Vztah mezi vstupní komplexní obálkou  $E$  a výstupní komplexní obálkou  $E'$  se dá popsat pomocí soustavy rovnic

$$\mathbf{E}'_x = t_{11}\mathbf{E}_x + t_{12}\mathbf{E}_y \quad (2.28.)$$

$$\mathbf{E}'_y = t_{21}\mathbf{E}_x + t_{22}\mathbf{E}_y$$

Maticově se tato soustava dá zapsat následovně:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}'_x \\ \mathbf{E}'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \end{bmatrix} \quad (2.29.)$$

Tento zápis odpovídá zápisu uvedenému v rovnici (2.26.).

V případě, že potřebujeme převést Jonesův vektor na Stokesův vektor, můžeme hodnoty přepočítat pomocí rovnic odvozené ze vzorců (2.20.) a (2.17.)

$$\begin{aligned}
S_0 &= E_x E_x^* + E_y E_y^* = |E_x|^2 + |E_y|^2 \\
S_1 &= E_x E_x^* - E_y E_y^* = |E_x|^2 - |E_y|^2 \\
S_2 &= E_x E_y^* + E_x^* E_y = 2|E_x||E_y|\cos\delta \\
S_3 &= -i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) = 2|E_x||E_y|\sin\delta, \delta = \delta_y - \delta_x
\end{aligned}
\tag{2.30.}$$

Při převodu ze Stokesova prostoru do Jonesova prostoru může nastat problém, v případě že vlna není zcela polarizovaná, tedy  $DOP < 1$ . Z tohoto důvodu nutné kromě Jonesova vektoru uvést také stupeň polarizace DOP

$$\begin{aligned}
DOP &= \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \\
E_{0x} &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_1 \right)} \\
E_{0y} &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_1 \right)} \\
\delta &= \delta_y - \delta_x = \pm \arctg\left(\frac{S_3}{S_2}\right) \\
\mathbf{E} &= \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i0} \\ E_{0y} e^{i\delta} \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{2.31.}$$

S využitím rovnic (2.20.), (2.23.) a (2.31.) můžeme jednoduše popsat speciální polarizační stavy. Nesmíme zapomenout, že v Jonesově prostoru nemůžeme popsat nepolarizovanou vlnu. Přehled některých polarizačních stavu popsány ve Stokesově prostoru a v Jonesově prostoru je uveden v Tab. 2.1. [1]

Tab. 2.1: Některé Stokesovy a Jonesovy vektory

Charakter polarizace	Stokesův prostor	Jonesův prostor
Lineárně polarizovaná vlna, polarizační rovina v ose $x$	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$E = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Lineárně polarizovaná vlna, polarizační rovina v ose $y$	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$E = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Lineárně polarizovaná vlna, polarizační rovina svírá s osou $x$ úhel $\alpha$	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) \\ 0 \end{bmatrix}$	$E = \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix}$

Charakter polarizace	Stokesův prostor	Jonesův prostor
Kruhově polarizovaná vlna, pravotočivá	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$E = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Kruhově polarizovaná vlna, levotočivá	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$E = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
Elipticky polarizovaná vlna	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\chi)\cos(2\Psi) \\ \cos(2\chi)\sin(2\Psi) \\ \sin(2\chi) \end{bmatrix}$	$E = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{-j\delta/2}\cos(\Psi) \\ e^{-j\delta/2}\sin(\Psi) \end{bmatrix}$
Nepolarizovaná vlna	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	neexistuje

## 2.2. Muellerova matice dvojlomného krystalu

### 2.2.1. Muellerova matice

Pro popis změny polarizační vidové disperze po průchodu optický přenosovým systémem se používá Muellerova matice. Dále se využívá při popisu vlastností lineárních polarizérů, rotátorů a rotačních polarizérů. Tato matice má následující obecný tvar (2.32.).

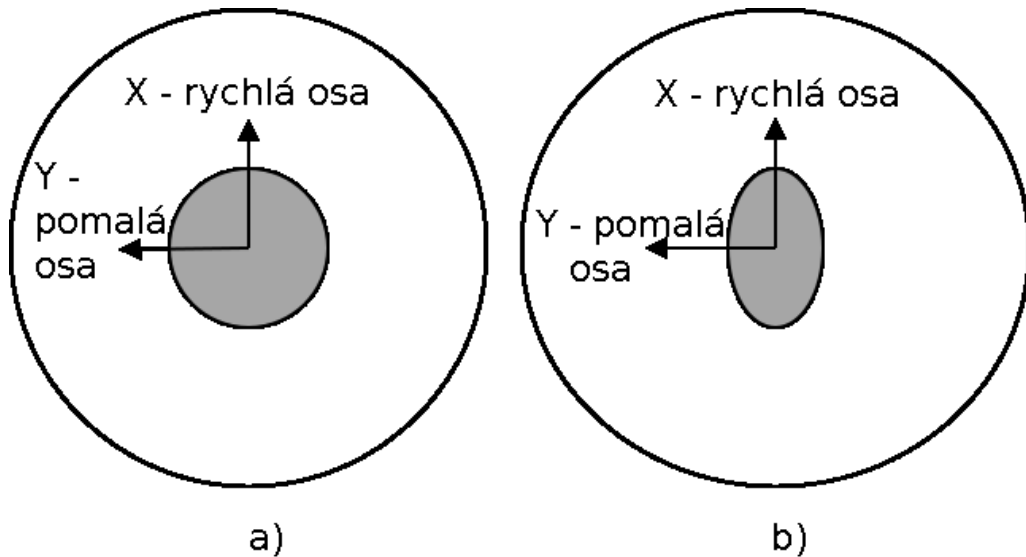
$$M = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \quad (2.32.)$$

Výslednou polarizaci po průchodu optickým přenosovým systémem dostaneme po vynásobení Muellerovy matice a polarizačního stavu vstupního optického záření viz (2.33.).

$$S' = M \cdot S \quad (2.33.)$$

### 2.2.2. Muellerova matice pro vlákno zachovávající polarizaci

Optické vlákno je vyráběno z dvojlomného krystalu. Při výrobě se velice těžko daří udržet symetričnost jádra vlákna. I když je vlákno symetrické, ve většině případů se při uložení optického díky vnějším vlivům vytváří menší nesymetrie (Obr. 2.4.) a tím vzniká polarizační vidová disperze. Toto je způsobeno díky rozdílnému indexu lomu v rychlé a pomalé ose šíření.



Obr. 2.4.: a) vlákno se symetrickým jádrem a b) vlákno s nesymetrickým jádrem

V případě, kdy je jádro symetrické, je index lomu v ose x a v ose y stejný ( $n_x = n_y$ ), tedy i rychlost šíření jednotlivých složek optického signálu je stejná. V druhém případě index lomu v ose x je větší než index lomu v ose y ( $n_x > n_y$ ) a tím pádem rychlost jednotlivých složek v ose x a y je rozdílná. Díky tomu dochází k fázovému posunu mezi rychlou a pomalou osou.

Pro dvojlomný krystal je rychlost v jednotlivých osách závislá na odmocnině permitivity použitého krystalu (2.34.).

$$v_x = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}} ; v_y = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}} ; v_z = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}} \quad (2.34.)$$

Pro jednoosý krystal je rychlost šíření v ose x a v ose y ( $v_x = v_y$ ) stejná a tuto osu nazýváme ordinární. V ose z je rychlost šíření odlišná a tato osa se nazývá extraordinární. Tímto dostáváme i dva rozdílné indexy lomu, které nám způsobují fázový posun. Rovnice pro výpočet fázového posunu je následující

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d \quad (2.35.)$$

kde  $\lambda$  je použitá vlnová délka,  $n_o$  je index lomu ordinární osy,  $n_e$  je index lomu extraordinární osy a  $d$  je délka použitého vlákna. Z tohoto můžeme určit Muellerovu matici pro dvojlomný kdypak, která má tvar:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (2.36.)$$

### 3. Princip senzoru teploty

#### 3.1. Stávající řešení

V dnešní době existuje několik způsobů jak měřit teplotu pomocí optického vlákna. Jedná se například od měření pomocí Braggovy mřížky, měření pomocí Ramanova OTDR nebo pomocí fluorescenční vrstvy nanesené na konci vlákna. Tyto senzory se využívají například jako detektor poruch elektrického vedení, teplovodního vedení atd.

##### 3.1.1. Měření pomocí Braggovy mřížky

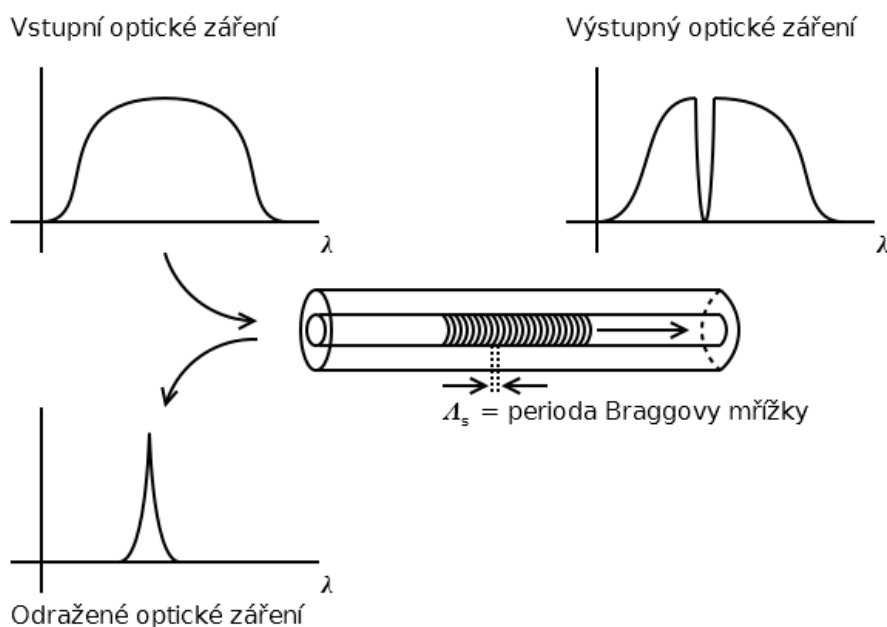
Princip této metody spočívá v měření Rayleighova rozptylu od struktury v jádře, která je podobná Braggově mřížce. Touto strukturou zajišťujeme odraz vlnové délky  $\lambda_B$ , která splňuje podmínku

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_B \quad (3.1.)$$

kde  $\Lambda_B$  je perioda Braggovy mřížky a  $n_{eff}$  je efektivní úhel odrazu. V případě, že na tuto strukturu tepelně působíme, mění se nám odražená vlnová délka. Velikost posunu vlnové délky  $\lambda_B$  je dán vztahem:

$$\Delta\lambda_B = 2(n_{eff} \frac{\delta\Lambda_B}{\delta T} + \Lambda_B \frac{\delta n_{eff}}{\delta T})\Delta T \quad (3.2.)$$

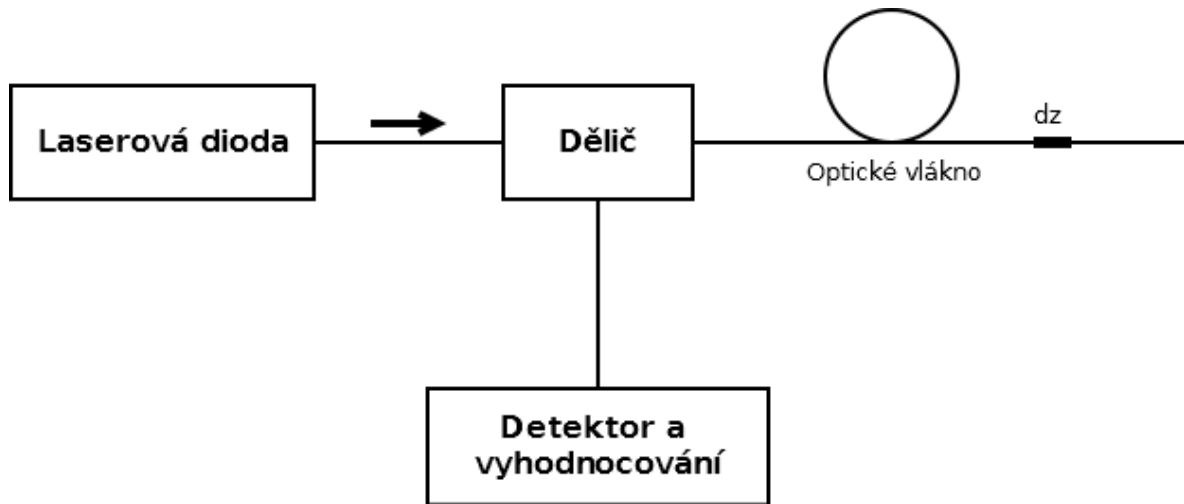
kde T je teplota. Princip je znázorněn i na Obr. 3.1.



Obr. 3.1.: Princip měření teploty pomocí Braggovy mřížky

##### 3.1.2. Měření pomocí Ramanova OTDR

U této metody se využívá měření pomocí OTDR, kdy se neměří Rayleighův rozptyl, ale Ramanův popřípadě Brillouinyho rozptyl. Ramanův OTDR systém využívá krátkých laserových pulsů navázaných do optického vlákna přes dělič, který nám současně zajišťuje odklonění odražené vlny do vyhodnocovací jednotky. Schéma zapojení je vidět na Obr. 3.2.



Obr. 3.2.: Schéma zapojení Ramanova OTDR

Při vyhodnocování se měří intenzita Ramanovy odražené vlny. Výsledná teplota se vypočítá dle vztahu:

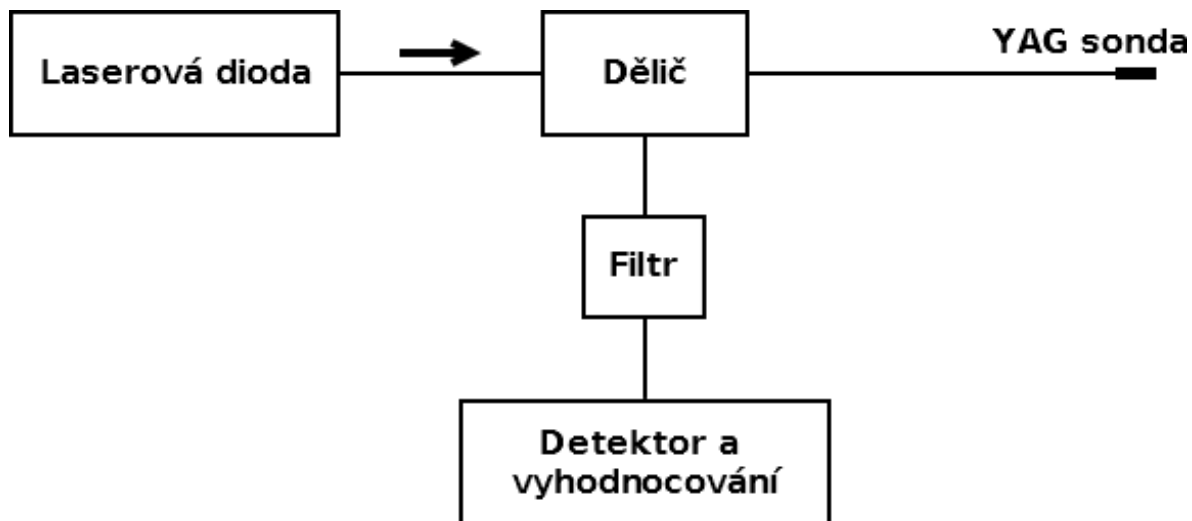
$$R(z, T) = \left( \frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 e^{-\frac{h\Delta\nu}{k \cdot T(z)}} \int_0^z (\alpha_{AS}(\xi) - \alpha_S(\xi)) \delta\xi \quad (3.3.)$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta,  $h$  je Planckova konstanta,  $R$  je šířka stokesovy a anti-stokesovy intenzity,  $\lambda_S$  a  $\lambda_{AS}$  je vlnová délka stokesovy a anti-stokesovy vlny,  $\Delta\nu$  je rozdíl frekvence mezi vlnovou délkou vyslaného pulzu a vlnovou délkou anti-stokesovy vlny a  $\alpha_S$  a  $\alpha_{AS}$  je koeficient útlumu optického vlákna. Rovnice pro popis teploty v bodě je následující

$$T(z) = \left( -\frac{h\Delta V}{K} \right)^4 \frac{1}{\ln \left( R \cdot \left( \frac{v_0 + \frac{z}{t \cdot f}}{v_0 - \frac{z}{t \cdot f}} \right)^4 \right)} \quad (3.4.)$$

### 3.1.3. Měření pomocí fluorescentní vrstvy

Další metodou, se kterou je možné se setkat, je bodové měření pomocí nanesené fluorescenční vrstvy na konci vlákna. Princip je jednoduchý. Do optického vlákna je navázáno záření, které nám osvětlí fluorescenční vrstvu. Díky zpětnému záření je možné dopočítat teplotu, jelikož rychlost poklesu fluorescence je závislá na teplotě. [9] Schéma zapojení je zobrazeno na Obr. 3.3.



Obr. 3.3.: Schéma zapojení fluorescenční sondy YAG

### 3.2. Návrh senzoru teploty

Tento senzor je určen pro lokální měření teploty, ať už se jedná o teplotu v místnosti nebo o teplotu lidského těla. Pro tento senzor využíváme optická vlákna s vysokým dvojlomem, která se používají tam, kde požadujeme zachování stavu polarizace při šíření optické vlny optickým vláknem. Při zavedení lineární polarizace do jedné z polarizačních os zůstává stav polarizace zachován díky zanedbatelné vazbě do druhé polarizační osy. Uplatnění nachází tato vlákna například v interferometrických senzorech, kde snímaná fyzikální veličina je vyhodnocována na základě fázového posunu optický vln, šířících se dvěma různými drahami. Vyhodnocování fázového posunu u interferometrů vede k myšlence využít rozdílného fázového posunu vlivem vnějších fyzikálních veličin u optických vláken s vysokým dvojlomem. Při vybuzení obou polarizačních os (obou polarizačních vidů) dochází vlivem vnějšího působení ke vzniku fázového rozdílu mezi oběma polarizačními vidy. Vyhodnocení fázového rozdílu lze provést na základě vyhodnocení stavu polarizace na výstupu optického vlákna. Výhodou a současně nevýhodou může být vysoká citlivost na vnější vlivy, zejména teplotu a mechanické namáhání vlivem ohybu a mechanické deformace tlakovou silou. Na jedné straně to umožňuje realizovat sensorový prvek, na druhé straně při detekci jednoho vlivu je třeba eliminovat, a to nejednoduchým způsobem, ostatní vlivy.

Při využití dvojlomného optického vlákna jako teplotního senzoru dochází vlivem změn teploty k rozdílné rychlosti šíření v polarizačních osách a tím ke vzniku fázového rozdílu mezi oběma polarizačními složkami. Jedná se o principiální fyzikální vliv, způsobený vytvořeným rozdílem indexů lomu vlivem sil, působících na jádro vlákna vlivem rozdílné teplotní roztažnosti oblastí, vložených do pláště. Vzhledem k tomu, že se jedná o laboratorní uspořádání, nebyly zcela vyloučeny vnější vlivy, které je třeba eliminovat konstrukčním uspořádáním včetně uložení vlákna, konektorového spojení apod. Některé experimentální výsledky jsou uvedeny v kapitole 4.

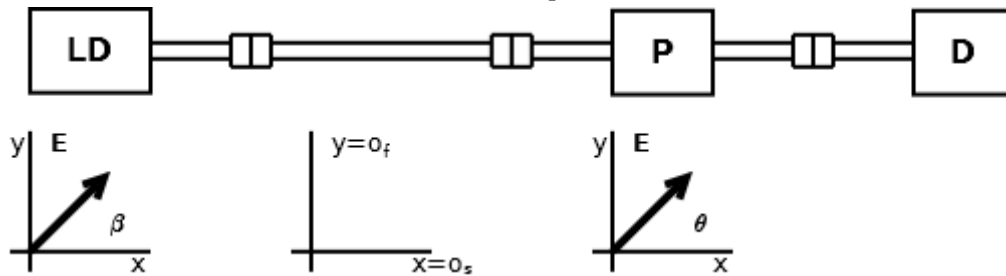
Pro dosažení maximální reakce sensorového prvku je třeba vybudit shodně obě polarizační osy. Toho lze dosáhnout a) buzením kruhovou polarizací, b) buzením os

lineární polarizací pod úhlem  $\pi/4$ . První řešení má výhodu v tom, že optické osy vlákna mohou mít libovolnou orientaci vzhledem k natočení, nevýhodou je, nutnost zařazení fázového retardéru  $\pi/4$  za výstup laseru s předpokládanou lineární polarizací na výstupu. Výhodou druhého řešení je možnost přímého zavedení optického výkonu z laseru do vlákna, nevýhodou nutnost přesné orientace os optického vlákna vzhledem k polarizaci laseru. Vzhledem k tomu, že senzor by měl tvořit kompaktní celek, zdá se výhodnější druhá varianta, kde vzájemné natočení vstupní lineární polarizace vůči polarizačním osám lze dosáhnout vhodnou orientací konektorů a optického vlákna.

Modelové uspořádání při buzení lineární polarizací pod úhlem  $\pi/4$  k polarizačním osám na obr. 1 a odpovídající první variantě uspořádání. V druhé variantě uspořádání je změna v natočení optického vlákna o úhel  $\pi/4$ . Obě úlohy jsou za předpokladu ideálního monochromatického záření. Ověření je možné výpočtem nulových hodnot determinantů koherentních matic.

V části 3.2.5 jsou popsány vlivy koherence vstupního optického záření vlivem nenulové šířky frekvenčního pásma zdroje.

### 3.2.1. Řešení modelu senzorového uspořádání



Obr. 3.4.: Nastavení polarizace laseru a osy polarizátoru k polarizačním osám optického vlákna souhlasným s osami systému

Přenos soustavy na obr. 1 pro předpokládané hodnoty  $\beta = \pi/4$  a  $\theta = \pi/4$  určíme pomocí Jonesových vektorů a matic. Platí

$$\begin{bmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{4} (e^{i\delta} + 1) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.5.)$$

kde ve vztahu (3.5.) jsou zleva Jonesovy matice polarizátoru  $\pi/4$ , fázového retardéru, popisujícího dvojlomné optické vlákno a Jonesův vektor popisující buzení lineární polarizací pod úhlem  $\pi/4$  k polarizačním osám. Všechny uvedené vektory a matice jsou normovány.

Intenzita optického záření na výstupu polarizátoru bude

$$I = E_x E_x^* + E_y E_y^* = \frac{1}{2} (1 + \cos \delta) \quad (3.6.)$$

Vzhledem k normování Jonesových vektorů a matic dostáváme intenzitu optické vlny v rozsahu  $[0,1]$ .

Výpočet (3.5.) je jen demonstrativní vzhledem k modelovému uspořádání. Předpokládá se zde, že buzení optického vlákna i nastavení polarizátoru je přesně pod úhly  $\pi/4$ , na vlákno nepůsobí žádné parazitní vlivy jako je mechanické namáhání, měnící se teplota apod. V reálném uspořádání je třeba počítat s nepřesnostmi a reálnými vlastnostmi jednotlivých komponentů uspořádání. Výstupní signál uvažovaného senzoru, tj. detekovanou výstupní intenzitu může narušit:

- nepřesnost v nastavení vstupní polarizace a výstupního polarizátoru vzhledem k polarizačním osám optického vlákna;
- rozdílným rychlostem a tím i drahám optické vlny v optickém vlákne;
- parazitním mechanickým vlivům, narušujícím zabudovaný dvojlom v optickém vlákne.

### **3.2.2. Odchylka nastavení vstupní polarizace nastavení polarizátoru od hodnoty $\pi/4$**

Při sledování vlivu nastavení vstupní polarizace a výstupního polarizátoru budou uváženy dvě, konfigurace, popsané v částech 3.2.3 a 3.2.4 a to:

3.2.3. Konfigurace odpovídající obr. 2.1, kdy osy optického vlákna jsou shodné s osami souřadné soustavy. Ideálnímu případu buzení a analýzy polarizace odpovídají úhly  $\beta$  a  $\theta$  rovny  $\pi/4$ .

3.2.4. Konfigurace odpovídající obr. 2.2, kdy osy optického vlákna jsou natočeny o úhel  $\pi/4$  a ideálnímu případu odpovídá stav, kdy úhly  $\beta$  a  $\theta$  mají hodnotu 0.

Pro Jonesův vektor vstupní polarizace, odchýlený o úhel  $\beta$  od osy  $x$

$$\begin{bmatrix} E_{xI} \\ E_{yI} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\beta \\ \sin\beta \end{bmatrix} \quad (3.7.)$$

Pro polarizátor s obecnou orientací  $\theta$  [1], kde  $\theta$  je úhel ve vztahu k polarizačním osám platí

$$P(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (3.8.)$$

### **3.2.3. Varianta uspořádání 1**

Optické vlákno v základní poloze, tj. polarizační osy  $o_f$ ,  $o_s$  jsou totožné s osami souřadné soustavy  $x$ ,  $y$ . Jonesova matice má tvar

$$L(\delta) = \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.9.)$$

Pro uspořádání na Obr. 3.4., s uvážením případných odchylek od ideálního buzení pod úhlem  $\pi/4$ , pak lze Jonesův vektor intenzity elektrického pole vyjádřit

Jonesův vektor  $E_L$  za optickým vláknem má tvar

$$\mathbf{E}_L = \begin{bmatrix} E_{xL} \\ E_{yL} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\delta} \cos\beta \\ \sin\beta \end{bmatrix} \quad (3.10.)$$

Odpovídající koherentní matice má  $J_L$  tvar

$$J_L = \begin{bmatrix} \cos^2\beta & e^{i\delta} \cos\beta \sin\beta \\ e^{-i\delta} \cos\beta \sin\beta & \sin^2\beta \end{bmatrix} \quad (3.11.)$$

Odpovídající Stokesovy parametry jsou

$$\begin{aligned} S_{L1} &= \cos 2\beta \\ S_{L2} &= \sin 2\beta \cos \delta \\ S_{L3} &= \sin 2\beta \sin \delta \end{aligned} \quad (3.12.)$$

Pro  $\beta = \pi/4$  jsou hodnoty  $(0, \cos \delta, \sin \delta)$ .

Za polarizátorem budou intenzity elektrického pole, popsané Jonesovým vektorem pomocí rovnic (3.7.), (3.8.) a (3.9.) následovně:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta \sin\theta \\ \cos\theta \sin\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\beta \\ \sin\beta \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos\theta(e^{i\delta} \cos\theta \cos\beta + \sin\theta \sin\beta) \\ \sin\theta(e^{i\delta} \cos\theta \cos\beta + \sin\theta \sin\beta) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.13.)$$

Pro intenzitu na výstupu, vypočtenou ze vztahu (3.13.) platí

$$I = (\cos^2\theta \cos^2\beta + \sin^2\theta \sin^2\beta + 2\sin\theta \cos\theta \sin\beta \cos\beta \cos\delta) \quad (3.14.)$$

Jiný tvar vztahu (3.14.)

$$I = \left( \cos^2\beta + \sin^2\theta - 2\sin^2\beta \cos^2\theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin 2\beta \cos \delta \right) \quad (3.15.)$$

Vzhledem k normování Jonesových vektorů a matic je hodnota intenzity  $I$  normovaná.

Ze vztahu (3.13.) určíme koherentní matici  $J_O$

$$J_O = \begin{bmatrix} E_x E_x^* & E_x^* E_y \\ E_x E_y^* & E_y E_y^* \end{bmatrix} = I \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta \sin\theta \\ \cos\theta \sin\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix} \quad (3.16.)$$

kde  $I$  je intenzita definovaná vztahem (3.14.)

Na základě koherentní matice lze stanovit normované Stokesovy parametry

$$\begin{aligned}
S_1 &= I \cos 2\theta \\
S_2 &= I \sin 2\theta \\
S_3 &= 0
\end{aligned}
\tag{3.17.}$$

V ideálním případě  $\beta=\pi/4$ ,  $\theta=\pi/4$  a normované hodnoty intenzity ( $I=1$ ) je hodnota Stokesových parametrů (0;1;0)

Za stejného předpokladu  $\beta=\pi/4$ ,  $\theta=\pi/4$ ,

$$\begin{aligned}
S_2 &= \frac{1}{2}(1 + \cos\delta) \\
S_2 &= S_3 = 0
\end{aligned}
\tag{3.18.}$$

Na základě vztahu (3.11.) lze zhodnotit vliv úhlů buzení a polarizátoru na výslednou výstupní intenzitu záření. V ideálním případě, kdy jsou shodně vybuzeny obě osy, tj.  $\beta=\pi/4$  a polarizátor je nastaven na úhel  $\theta=\pi/4$  je výstupní intenzita rovna

$$I\left(\theta = \frac{\pi}{4}, \beta = \frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{2}(1 + \cos\delta)
\tag{3.19.}$$

Rozsah hodnot intenzity na výstupu odpovídá hodnotám  $\cos\delta=\pm 1$ . Po dosazení do (3.15.) platí:

pro  $\cos\delta=+1$

$$I_{max} = \left(\cos^2\beta + \sin^2\theta - 2\sin^2\beta\cos^2\theta + \frac{1}{2}\sin 2\theta\sin 2\beta\right)
\tag{3.20.}$$

pro  $\cos\delta=-1$

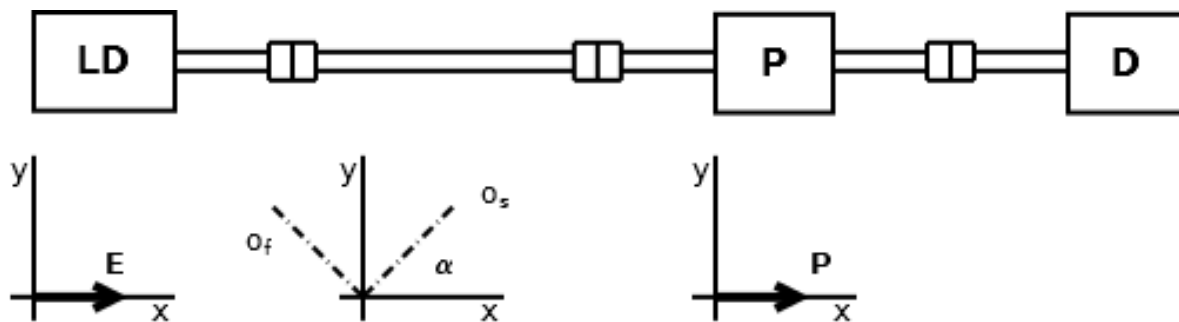
$$I_{min} = \left(\cos^2\beta + \sin^2\theta - 2\sin^2\beta\cos^2\theta - \frac{1}{2}\sin 2\theta\sin 2\beta\right)
\tag{3.21.}$$

Střední hodnota intenzity na výstupu se bude rovnat

$$I_c = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} = \cos^2\beta + \sin^2\theta - 2\sin^2\beta\cos^2\theta
\tag{3.22.}$$

### 3.2.4. Varianta uspořádání 2

Ve variantě 2.2 se uvažuje stejný souřadný systém a orientace úhlů, optické vlákno je ale natočeno o úhel  $\pi/4$  vzhledem k ose  $x$ . Uspořádání je na Obr. 3.5.



Obr. 3.5.: Nastavení polarizace laseru a osy polarizátoru v ose x, osy optického vlákna natočeny o úhel  $\alpha$ , ideálně  $45^\circ$

Soustavu popíšeme Jonesovými vektory a maticemi

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\delta} + 1 & e^{i\delta} - 1 \\ e^{i\delta} - 1 & e^{i\delta} + 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\delta}(\cos \beta + \sin \beta) + (\cos \beta - \sin \beta) \\ e^{i\delta}(\cos \beta + \sin \beta) - (\cos \beta - \sin \beta) \end{bmatrix} \quad (3.23.)$$

Koherentní matice za optickým vláknem (před polarizátorem) je

$$J_L = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \cos 2\beta \cos \delta & \sin 2\beta - i \cos 2\beta \sin \delta \\ \sin 2\beta + i \cos 2\beta \sin \delta & 1 - \cos 2\beta \cos \delta \end{bmatrix} \quad (3.24.)$$

Hodnota Stokesových parametrů je

$$\begin{aligned} S_1 &= \cos 2\beta \cos \delta \\ S_2 &= \sin 2\beta \\ S_3 &= \cos 2\beta \sin \delta \end{aligned} \quad (3.25.)$$

V případě přesného natočení vlákna a o  $\pi/4$  a úhlu vstupní intenzity  $\beta=0$  jsou Stokesovy parametry  $(\cos \delta, 0, \sin \delta)$ . Uvedený případ odpovídá uspořádání při měření optického vlákna polarimetrem.

Výsledná intenzita optické vlny na výstupu je

$$I = \frac{1}{2} (1 + \sin 2\theta \sin 2\beta + \cos 2\theta \cos 2\beta \cos \delta) \quad (3.26.)$$

Koherentní matice má v tomto případě tvar

$$J = I \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (3.27.)$$

Pro ideální případ  $\theta=0$  a  $\beta=0$  (tentokrát je vlákno natočeno o  $\pi/4$ ) je intenzita rovna

$$I\left(\theta = \frac{\pi}{4}, \beta = \pi/4\right) = \frac{1}{2}(1 + \cos\delta) \quad (3.28.)$$

kde  $I$  je intenzita, definovaná vztahem (2.20).

Hodnoty Stokesových parametrů jsou

$$\begin{aligned} S_1 &= I \cos 2\theta \\ S_2 &= 0 \\ S_3 &= 0 \end{aligned} \quad (3.29.)$$

Rozsah hodnot intenzity na výstupu odpovídá hodnotám  $\cos\delta = \pm 1$ . Po dosazení do (3.26.) a následné úpravě platí:

pro  $\cos\delta = +1$

$$I_{max} = \cos^2(\theta - \beta) \quad (3.30.)$$

pro  $\cos\delta = -1$

$$I_{min} = \cos^2(\theta + \beta) \quad (3.31.)$$

Střední hodnota intenzity na výstupu je rovna

$$I_c = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} = \frac{1}{2}(\cos^2(\theta - \beta) + \cos^2(\theta + \beta)) \quad (3.32.)$$

Dosazením numerických hodnot lze ukázat, že v rozsahu rozumných chyb nastavení, přibližně  $\pm 5^\circ$  je odchylka střední hodnoty přibližně 3%. Z hlediska vyhodnocení fáze nebude tato podstatná.

Při porovnání vztahů (3.22.) a (3.32.) pro střední hodnotu intenzity záření na výstupu vidíme, že výhodnější bude druhá varianta zapojení. Z toho důvodu se v praktické části budeme zabývat pouze tímto zapojením.

### **3.2.5. Vliv koherence zdroje záření na intenzitu výstupního záření**

#### **3.2.5.1. Základní relace**

Při šíření optické vlny dvojlomným optickým vláknem dochází k časovému a následně fázovému posunu mezi dvěma polarizačními vidy. Tento časový posun může způsobovat narušení koherence mezi oběma vidy vlivem šířky pásma laserového zdroje a následné konečné koherenční doby. Navíc vlivem změny rozdílu indexů lomu pomalé a rychlé osy například s teplotou se mění časový a následně fázový posun a tím i výstupní intenzita v uspořádání senzoru.

Dále jsou uvedeny některé základní vztahy, platné pro šíření ve dvojlomném optickém vlákně. Indexy „f“ a „s“ označují parametry pro rychlou a pomalou polarizační osu.

Základní relace:

rychlosti:  $v_f > v_s$

vlnové délky:  $\lambda_f > \lambda_s$  ( $\lambda_0$  vlnová délka ve vakuu)

vlnová čísla:  $\beta_f < \beta_s$  ( $\beta_i = 2\pi/\lambda_i$  kde  $i = f, s$ )

indexy lomu:  $n_f < n_s$  ( $n_i = c/v_i$  kde  $i = f, s$ )

Modální dvojlom:  $B = \frac{\beta_s - \beta_f}{k}$ , kde  $k = 2\pi/\lambda_0$

Záznějová délka:  $L_B = \frac{\lambda}{|B|}$

Fázové zpoždění  $\delta$  na dráze  $l$ :

$$\delta = (\beta_s - \beta_f)l = \frac{2\pi\nu}{c}(n_s - n_f)l = \frac{2\pi\nu}{c}\Delta n_{eff}l = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta n_{eff}l \quad (3.33.)$$

Časové zpoždění  $\tau$  na délce  $l$ :

$$\tau = (t_s - t_f) = \frac{l}{v_s} - \frac{l}{v_f} = \frac{l}{c}(n_s - n_f) = \frac{l}{c}\Delta n_{eff} \quad (3.34.)$$

Vztah mezi fázovým posunem  $\delta$  a dobou zpoždění  $\tau$  na délce  $l$ :

$$\delta = 2\pi\nu\tau = 2\pi\nu\frac{l}{c}\Delta n_{eff} \quad (3.35.)$$

### 3.2.5.2. Model pro výpočet stupně koherence a polarizace

V některých případech by se mohlo stát i přes skutečnost, že do optického vlákna svítíme polarizovaným optickým svazkem, na výstupu naměříme nepolarizované světlo. Z toho důvodu musíme ověřit stupeň koherence a závislost mezi koherencí a polarizací v námi uvažovaném zapojení.

Uvažujeme uspořádání na obr. 2.1, kdy rychlá a pomalá osa jsou souhlasné s osami  $x$ ,  $y$ , fázový posun je  $\delta$ . Výstup z optického vlákna je zaveden na polarizátor, natočený pod úhlem  $\theta$ . Výstupní intenzita elektrického pole je

$$\mathbf{E} = E_x \cos\theta + E_y e^{i\delta} \sin\theta \quad (3.36.)$$

Intenzita je rovna

$$I(t, \delta, \theta) = \overline{E(t, \delta, \theta)E^*(t, \delta, \theta)} = J_{xx}\cos^2\theta + J_{yy}\sin^2\theta + J_{xy}\cos\theta\sin\theta e^{i\delta} + J_{yx}\cos\theta\sin\theta e^{-i\delta} \quad (3.37.)$$

Kde  $J_{xx}, J_{xy}, J_{yx}$  a  $J_{yy}$  jsou prvky koherentní matice  $J$ , která je rovna

$$J = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x^2 & E_x E_y e^{i\delta} \\ E_x E_y e^{-i\delta} & E_y^2 \end{bmatrix} \quad (3.38.)$$

Z koherentní matice  $J$  následně určíme komplexní stupeň koherence  $\mu_{xy}$ , která nám udává velikost korelace mezi elektrickým vektorem v ose  $x$  a  $y$  [11].

$$\mu_{xy} = |\mu_{xy}| e^{i\alpha_{xy}} = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx}}\sqrt{J_{yy}}} \quad (3.39.)$$

Úpravou vztahu (3.37.) platí pro intenzitu

$$I(\delta, \theta) = J_{xx}\cos^2\theta + J_{yy}\sin^2\theta + 2\cos\theta\sin\theta\operatorname{Re}(J_{xy}e^{i\delta}) \quad (3.40.)$$

Po dosazení z (3.39.) do (3.40.) je vztah pro intenzitu roven

$$I(\delta, \theta) = J_{xx}\cos^2\theta + J_{yy}\sin^2\theta + 2\cos\theta\sin\theta\sqrt{J_{xx}}\sqrt{J_{yy}}\operatorname{Re}(\mu_{xy}e^{i\delta}) = J_{xx}\cos^2\theta + J_{yy}\sin^2\theta + 2\cos\theta\sin\theta\sqrt{J_{xx}}\sqrt{J_{yy}}|\mu_{xy}|\cos(\alpha_{xy} - \delta) \quad (3.41.)$$

V případě, že  $I_1 = J_{xx}\cos^2\theta$  a  $I_2 = J_{yy}\sin^2\theta$  dostáváme rovnici odpovídající interferenčnímu zákonu pro quasi-monochromatické světlo. Z této rovnice je dále vidět, že pro optický svazek složený ze dvou paprsků se stejnou koherentní maticí má stejnou intenzitu jako jeden paprsek po průchodu polarizátorem a kompensátorem. Z tohoto důvodu je zapotřebí dále zkoumat vztah mezi koherencí a polarizací.

Za předpokladu, že v řešeném příkladu platí následující

$$J_{xx} = J_{yy}, \theta = \pi/4 \quad (3.42.)$$

Je intenzita rovna stopě koherentní matice

$$I_0 = J_{xx} + J_{yy} \quad (3.43.)$$

Za uvedených předpokladů dále platí, že výstupní intenzita optického záření je rovna

$$I = \frac{I_0}{2} [1 + |\mu_{xy}|\cos(\alpha_{xy} - \delta)] \quad (3.44.)$$

Kde  $|\mu_{xy}|$  je normovanou autokorelační funkcí,  $I_0$  je intenzita záření,  $\alpha_{xy}$  představuje určitou náhodnou fluktuaci fáze mezi jednotlivými složkami optického svazku. Fázový posun  $\delta$  je roven

$$\delta = 2\pi\nu\tau \quad (3.45.)$$

Proměnná  $J_{xy}$  ve vztazích pro intenzitu autokorelační funkcí se dá nahradit součinem funkcí  $E_x(t)$  a  $E_y(t + \tau)$  a vztah pro  $|\mu_{xy}|$  normovanou autokorelační funkcí

$$|\mu_{xy}| = \frac{\overline{E_x(t)E_y(t + \tau)}}{\sqrt{E_{xx}E_{xx}^*}\sqrt{E_{yy}E_{yy}^*}} \quad (3.46.)$$

Normovaná intenzita  $I_n$  je rovna

$$I_n = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 + |\mu_{xy}| \cos(\alpha_{xy} - \delta)] \quad (3.47.)$$

Podle Wiener-Chintchinova teorému platí mezi autokorelační funkcí a jejím spektrem vztah, na základě kterého určíme spektrum autokorelační funkce (3.13) [10]

$$Re(\mu_{xy}) = \frac{\int_0^\infty I(\nu) \cos(2\pi\nu\tau) d\nu}{\int_0^\infty I(\nu) d\nu} \quad (3.48.)$$

Pro Lorentzovo spektrální rozložení platí

$$I(\nu) = \frac{\Delta\nu^2}{4(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu^2} \quad (3.49.)$$

kde je  $\nu_0$  střední frekvence,  $\Delta\nu$  šířka spektra na úrovni polovičního výkonu (FWHM)

Po dosazení a integraci dostaneme

$$Re(\mu_{xy}) = e^{-\pi\Delta\nu\tau} \quad (3.50.)$$

kde uvažujeme střední hodnotu frekvence.

Po dosazení (3.45.) a (3.50.) do rovnice (3.47.) dostáváme vztah pro výslednou normovanou intenzitu v závislosti na frekvenci

$$I_n(\nu) = \frac{1}{2} [1 + e^{-\pi\Delta\nu\tau} \cos(\alpha_{xy} - 2\pi\nu\tau)] \quad (3.51.)$$

Stupeň polarizace je obecně definován

$$p_{xy} = \frac{I_{pol}}{I} = \sqrt{1 - \frac{4|J|}{(J_{xx} + J_{yy})^2}} \quad (3.52.)$$

Obecně platí následující vztah mezi polarizací a koherencí

$$p_{xy} > |\mu_{xy}| \quad (3.53.)$$

Za předpokladu, že  $J_{xx} = J_{yy}$  tj. při shodném vybuzení polarizačních os  $E_x = E_y$  platí

$$p_{xy} = \mu_{xy} \quad (3.54.)$$

Takže pro stupeň polarizace platí stejný vztah jako pro stupeň koherence.

Člen  $\alpha_{xy}$  představuje určitou náhodnou fluktuaci fáze a v další části jej zatím nebudeme uvažovat. Vztah (3.47.) pak lze zapsat po dosazení (3.50.) a za proměnnou  $\tau$  ze vztahu (3.34.) následovně

$$I_n(\nu) = \frac{1}{2} \left[ 1 + e^{-\pi \Delta \nu \Delta n_{eff} \frac{l}{c}} \cos \left( 2\pi \bar{\nu} n_{eff} \frac{l}{c} \right) \right] \quad (3.55.)$$

Délku optického vlákna  $l$  lze rozdělit na aktivní úsek  $l_a$ , kde působí snímaná fyzikální veličina, v našem případě teplota a celkovou délku  $l$ . V části  $l_a$  dochází vlivem působící fyzikální veličiny ke změně efektivního indexu lomu  $\Delta n_a$  na hodnotu  $\Delta n_{eff} + \Delta n_a$ . Vztah (3.22) pak lze díky tomu přepsat do tvaru přepsat

$$I_n(\nu) = \frac{1}{2} \left[ 1 + e^{-\frac{\pi \Delta \nu [\Delta n_a l_a + \Delta n_{eff} (l - l_a)]}{c}} \cos \left( \frac{2\pi \bar{\nu}}{c} [\Delta n_a l_a + \Delta n_{eff} (l - l_a)] \right) \right] \quad (3.56.)$$

a upravit na

$$I_n(\nu) = \frac{1}{2} \left[ 1 + e^{-\frac{\pi \Delta \nu [(\Delta n_a - \Delta n_{eff}) l_a + \Delta n_{eff} l]}{c}} \cos \left( \frac{2\pi \bar{\nu}}{c} [(\Delta n_a - \Delta n_{eff}) l_a + \Delta n_{eff} l] \right) \right] \quad (3.57.)$$

Z uvedeného je zřejmé, že vedle fázového posunu se mění také stupeň koherence a tím i stupeň polarizace.

Stupeň polarizace je roven

$$p_{xy} = e^{-\frac{\pi \Delta \nu [(\Delta n_a - \Delta n_{eff}) l_a + \Delta n_{eff} l]}{c}} = e^{-\frac{\pi \Delta \nu}{c} \Delta n_{eff} l} e^{-\frac{\pi \Delta \nu}{c} (\Delta n_a - \Delta n_{eff}) l_a} \quad (3.58.)$$

V dalším zvolíme označení  $\Delta n_{eff} = \Delta n_0$  pro základní teplotu  $\mathcal{G}_0$ , např. teplotu okolí.

Pro porovnání změny polarizace a změny fázového úhlu uvážíme při jakém rozdílu  $\Delta n_a - \Delta n_0$  dochází k fázovému posunu  $2\pi$ . Platí

$$\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n_a - \Delta n_0)l_a = 2\pi \quad (3.59.)$$

$$(\Delta n_a - \Delta n_0) = \frac{\bar{\lambda}}{l_a} \quad (3.60.)$$

Uvážíme-li délku aktivní části vlákna 1 m, je potřebná změna v efektivním indexu lomu z (3.60.) řádu  $10^{-6}$ .

Pro  $\Delta n_0$  platí

$$\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_0 L_{B0} = 2\pi \quad (3.61.)$$

$$\Delta n_0 = \frac{\bar{\lambda}}{L_{B0}} \quad (3.62.)$$

kde  $L_{B0}$  je vztažná záznejová délka pro vztažnou teplotu.

Po dosazení za  $\bar{\lambda} = 0,63 \cdot 10^{-6}$  a  $L_{B0} = 2 \cdot 10^{-3}$  dostaneme  $\Delta n_0 = 0,3 \cdot 10^{-3}$ . Parametry  $L_B$  i  $\Delta n_0$  jsou funkcí teploty a tím jsou tyto hodnoty jen orientační.

### 3.2.6. Vybrané vztahy a parametry teplotních závislostí

Pro ověření správné funkčnosti námi navrženého teplotního senzoru je dobré si ověřit závislost délkové roztažnosti na teplotě z důvodu správného uložení vlákna a kompenzace změny polarizačních vlastností. Dále je potřeba popsat tepelnou kapacitu námi použitého vlákna z důvodu citlivosti na změnu okolních teploty. Jako poslední je potřeba určit velikost tepelného toku z okolního prostředí do optického vlákna, v případě oteplování, nebo z optického vlákna do okolního prostředí v případě ochlazení.

#### 3.2.6.1. Teplotní roztažnost

Teplotní roztažnost je jev, při kterém se při dodání nebo odebrání tepla tělesu mění jeho rozměry. Teplotní součinitel délkové roztažnosti je definován následovně

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{dl}{d\vartheta} \quad (3.63.)$$

kde  $l$  je délka a  $\vartheta$  je teplota. Pomocí součinitele teplotní roztažnosti se dále dá určit změna délky námi použitého vlákna dle vzorce [12]

$$l = l_0(1 + \alpha\Delta\vartheta) \quad (3.64.)$$

V našem případě je teplotní součinitel teplotní roztažnosti pro tavený křemen roven  $\alpha_{Si} = 0,5 \cdot 10^{-6} [1/^\circ C]$ . Pro teoretický případ délky vlákna  $l_0 = 1 \text{ m}$  a změnu teploty  $\Delta\vartheta = 100 \text{ }^\circ C$ , je změna délky vlákna dle vzorce (3.64.) rovna 0,05 mm. Déle pro záznejovou délku  $L_B = 2 \text{ mm}$  je relativní změna  $\Delta l/L_B = 0,025$ . Jestliže na délce  $L_B$  dochází k fázovému posunu  $2\pi$ , v daném případě dochází k fázovému posunu  $\Delta\delta = 0,025 * 2\pi =$

$0,05\pi$ . Je zřejmé, že i v tomto, relativně přísně definovaném případě, je fázový posun vlivem změny délky vlákna zanedbatelný.

### 3.2.6.2. Tepelná kapacita

Tepelná kapacita vyjadřuje množství tepla, kterým se těleso ohřeje o  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Tepelná kapacita  $C_{\vartheta}$  je definována následovně

$$C_{\vartheta} = \frac{Q}{\Delta\vartheta} \quad (3.65.)$$

kde  $Q$  je teplo v joulech a  $\Delta\vartheta$  je změna teploty. Měrná tepelná kapacita  $c_{\vartheta}$  je poté definována jako

$$c_{\vartheta} = \frac{1}{m} \frac{Q}{\Delta\vartheta} \quad (3.66.)$$

kde  $m$  je hmotnost v kilogramech. Měrná tepelná kapacita dle tabulek je pro vodu rovna  $c_{\vartheta(\text{H}_2\text{O})} = 4,19 \cdot 10^3 \text{ [J/kg}\cdot^{\circ}\text{C]}$  a pro křemen je  $c_{\vartheta(\text{Si})} = 740 \text{ [J/kg}\cdot^{\circ}\text{C]}$ . Z uvedeného je vidět, že křemen má 6x menší měrnou tepelnou kapacitu než voda [12].

Pro náš experiment byla použita zkušební miska s vodou o hmotnosti 1 kg a exponované optické vlákno o hmotnosti 1g. Tepelná kapacita misky s vodou je rovna  $c_{\vartheta(\text{H}_2\text{O})} = 4,19 \cdot 10^3 \text{ [J/kg}\cdot^{\circ}\text{C]}$  a tepelná kapacita exponovaného vlákna je  $c_{\vartheta(\text{Si})} = 740 \cdot 10^3 \text{ [J/kg}\cdot^{\circ}\text{C]}$ .

Z uvedeného příkladu plyne, výrazně rozdílná změna teploty při shodné změně dodaného nebo vydaného tepla. Z toho lze usoudit rozdílné změny teploty a následné fázové posuny při dvou rozdílných konfiguracích:

- vyšší teplota misky (tepelný tok z misky do vlákna)
- vyšší teplota optického vlákna (tepelný tok z vlákna do misky).

### 3.2.6.3. Tepelný tok

Pro úplnost by bylo vhodně uvést, i jaký tepelný tok nastane mezi exponovaným vláknem a miskou s vodou. Tepelný tok je definován rovnicí

$$\Phi = \frac{Q}{\Delta t} \quad (3.67.)$$

kde  $Q$  je teplo prošlé plochou za dobu  $\Delta t$  neboli

$$\Phi = \lambda S \frac{\Delta\vartheta}{d} = S \frac{\Delta\vartheta}{R} \quad (3.68.)$$

kde  $\lambda$  je součinitel tepelné vodivosti,  $d$  je tloušťka stěny,  $S$  je plocha stěny a  $R$  je tepelný odpor.

Hustota tepelného toku  $q$  je definována pomocí rovnice

$$\mathbf{q} = \frac{1}{\Delta t} \frac{dQ}{dS} = \frac{d\Phi}{dS} = \lambda \frac{d\vartheta}{dx} \quad (3.69.)$$

kde  $d\vartheta/dx$  je gradient teploty.

Součinitel teplotní vodivosti je roven

$$\lambda = \frac{Qd}{S\Delta t\Delta\vartheta} \quad (3.70.)$$

Pro tepelný tok také platí

$$\Phi = KS\Delta\vartheta \quad (3.71.)$$

kde K je součinitel přenosu tepla.

Pro přestup tepla z tekutiny přes stěnu do tekutiny (v našem případě do optického vlákna) je charakterizovaný parametry  $\vartheta_1$  je teplota vody,  $\lambda$  je tepelná vodivost (pro vzduch je rovna  $\lambda_{\text{vzduch}} = 257 \cdot 10^{-4} [\text{W/m}^\circ\text{C}]$ ),  $\vartheta_2$  je teplota optického vlákna,  $h_1$  je tloušťka stěny misky,  $d$  je vzduchová mezera a  $h_2$  je tloušťka pláště jádra. Celkové přenesené teplo je rovno [12]

$$Q = KS\Delta t\Delta\vartheta \quad (3.72.)$$

Kde součinitel přenosu tepla je roven

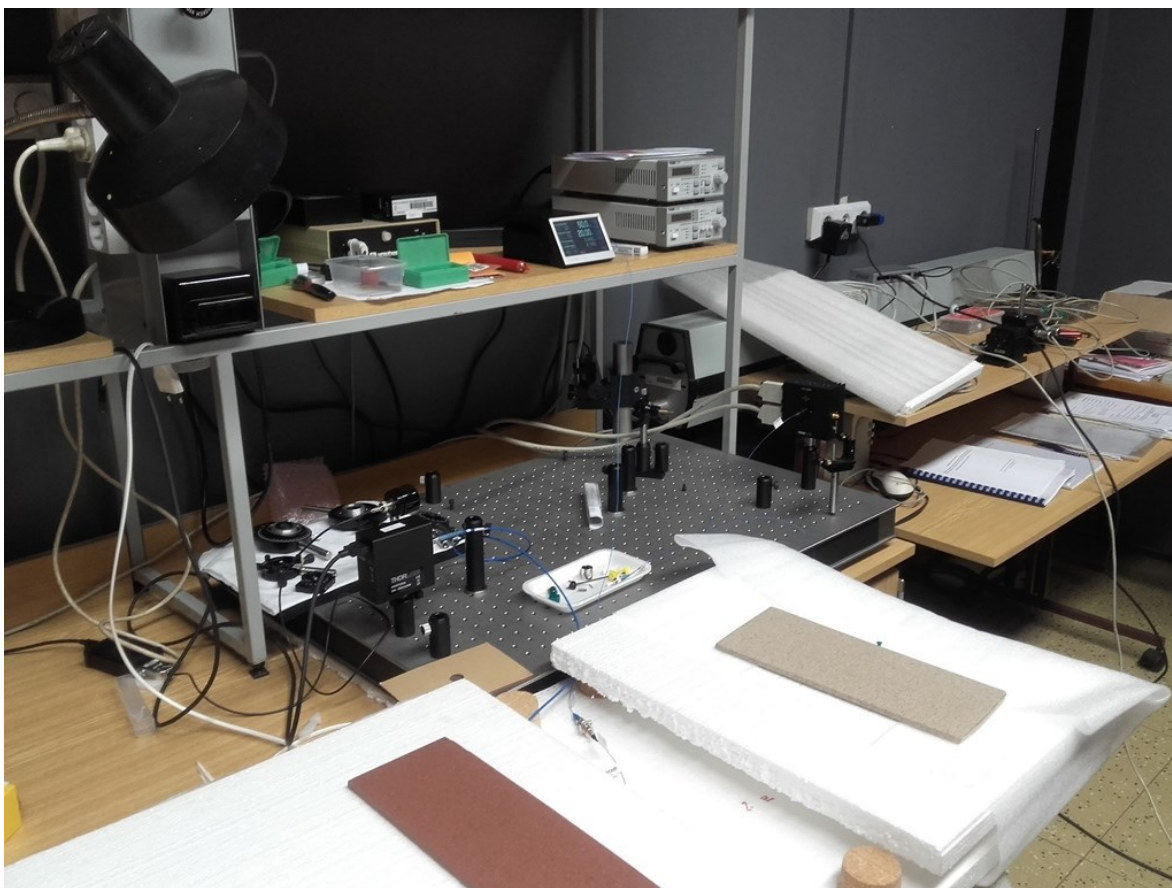
$$\frac{1}{K} = \frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_2} + \frac{d}{\lambda} \quad (3.73.)$$

## 4. Praktická část

V teoretické části této práce jsme si objasnili vliv teploty na výstupní intenzitu optického svazku a na stav výstupní polarizace. V praktické části jsme ověřovali chování polarizace optického svazku při přiložení misky s ledem, misky s vodou o teplotě okolí nebo misky s horkou vodou. Tato měření se prováděla pro vlnovou délku 1550 nm a 633 nm. Nejsledovanější Stokesovým parametrem je  $S_2$ , který určuje polarizaci L+45P a L-45P. V zapojení, které se bude využívat v praxi je tento parametr roven intenzitě optického svazku po průchodu lineárním polarizátorem.

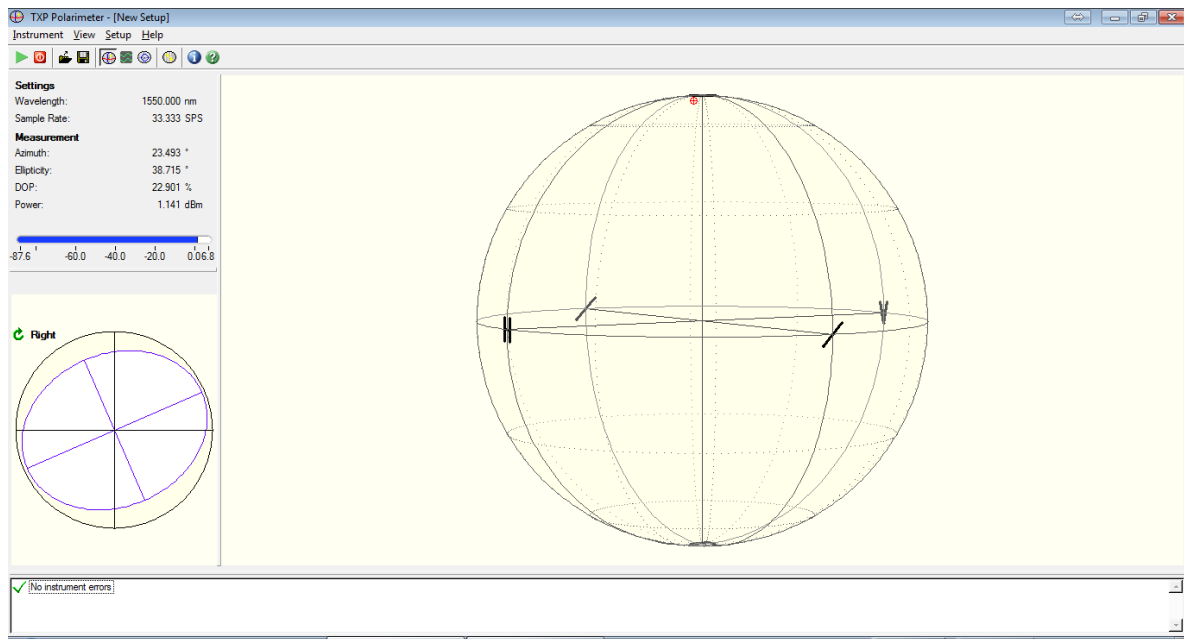
### 4.1. Laboratorní zapojení a programové vybavení

Měřící pracoviště je vidět na Obr. 4.1. V popředí jsou vidět polystyrénové desky, které slouží k odstranění vlivu proudění okolního vzduchu a teploty okolí na optický senzor při přiložení misky s vodou o hmotnosti 1 kilogram. V levém dolním rohu optické desky je vidět vstup polarimetru. V pravém dolním rohu optické desky je umístěna laserová dioda. Na horní polici vpravo je vidět zdroj proudu pro fotodiodu, vedle kterého je novější zdroj optického záření.

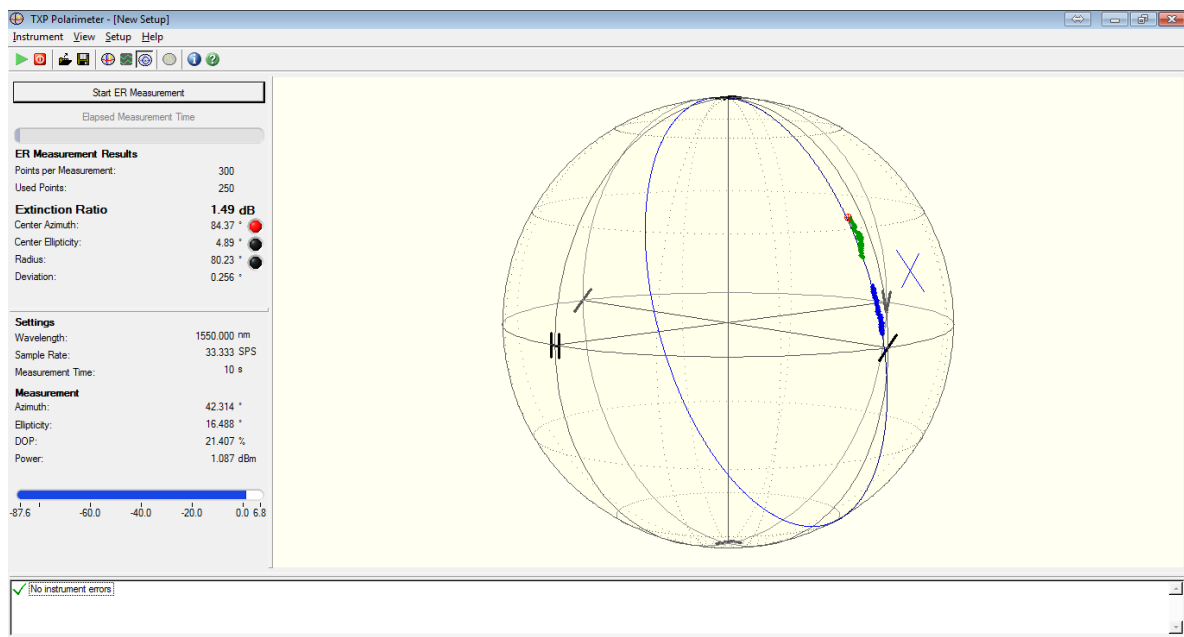


Obr. 4.1.: Měřící pracoviště

Vyhodnocování probíhalo pomocí polarimetru PAX5710. Grafické prostředí pro sledování okamžitého polarizačního stavu je vidět Obr. 4.2. a grafické prostředí pro trasování polarizačního stavu je vidět na Obr. 4.3.

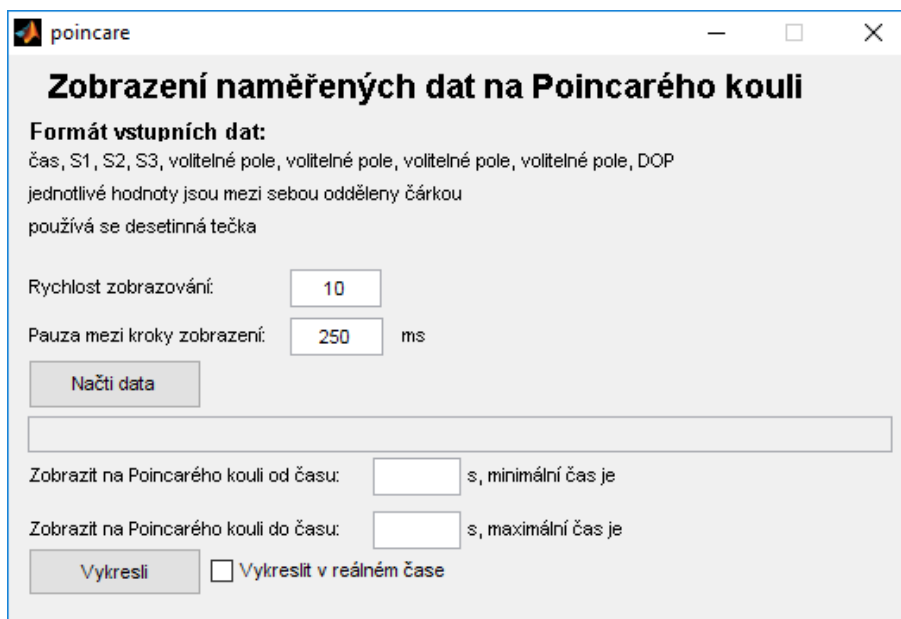


Obr. 4.2.: Grafické prostředí pro sledování okamžitého stavu polarizace



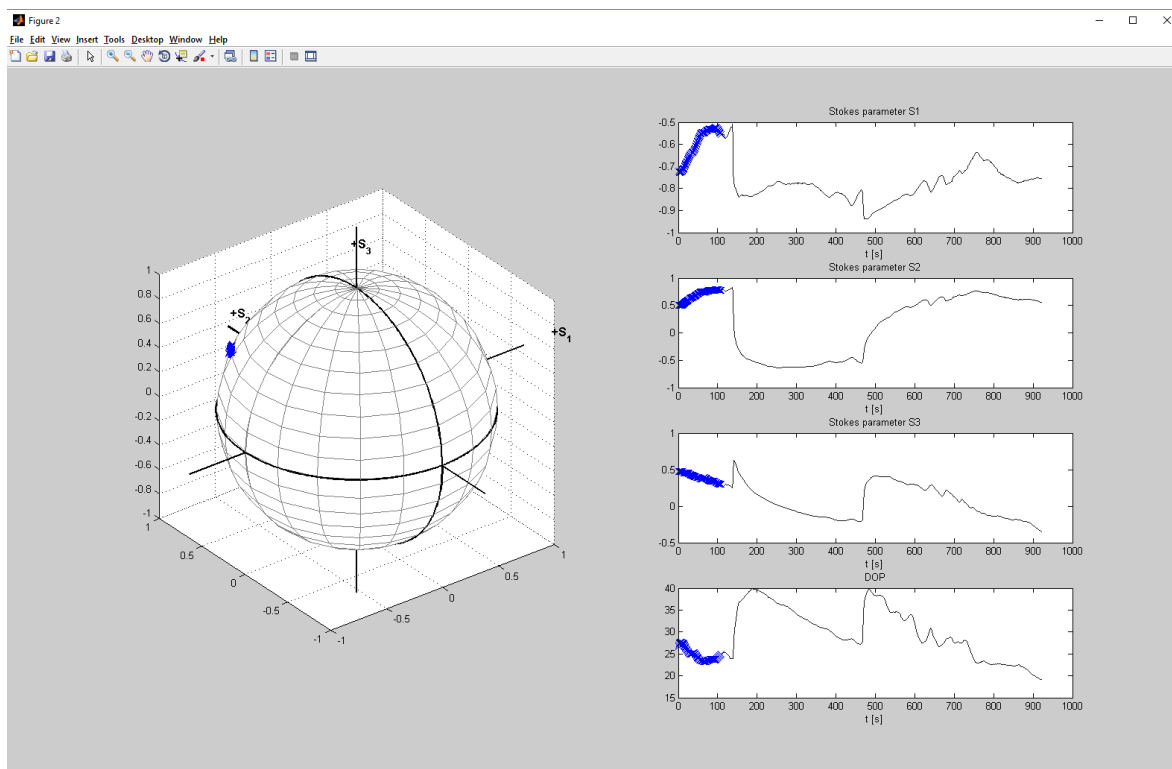
Obr. 4.3.: Grafické prostředí pro trasování polarizačního stavu

Pro zpětné zobrazení průběhu polarizace byl v Matlabu naprogramován skript pro vykreslování naměřených hodnot a polarizačního stavu na Poincarého kouli. V tomto skriptu si můžete vybírat, jaký úsek chcete vykreslit na Poincarého kouli. Vstupní data musí být bez hlavičky. Jednotlivé hodnoty jsou odděleny čárkou a používá se desetinná tečka. Ukázka prostředí je vidět na Obr. 4.4. Zdrojový kód je uveden v PŘÍLOZE B.



Obr. 4.4.: Grafické rozhraní pro zobrazení naměřených dat v Matlabu

Po načtení naměřených dat se vyplní do pole „Zobrazit na Poincarého kouli od času:“ hodnota 0 a do pole „Zobrazit na Poincarého kouli do času:“ čas posledního vzorku měření. Dále se nám zobrazí grafy pro jednotlivé Stokesovy parametry a DOP. Po stisknutí tlačítka „Vykreslit“ se zobrazí plocha s grafy jednotlivých parametrů a s Poincarého koulí. Tato plocha je vidět na Obr. 4.5. U vykreslování máme možnost zaškrtnout políčko „Vykreslit v reálném čase“ nebo si můžeme zadat, kolik bodů chceme vykreslit najednou mezi pauzou. Délku pauzy si můžeme zvolit dle vlastního uvážení.



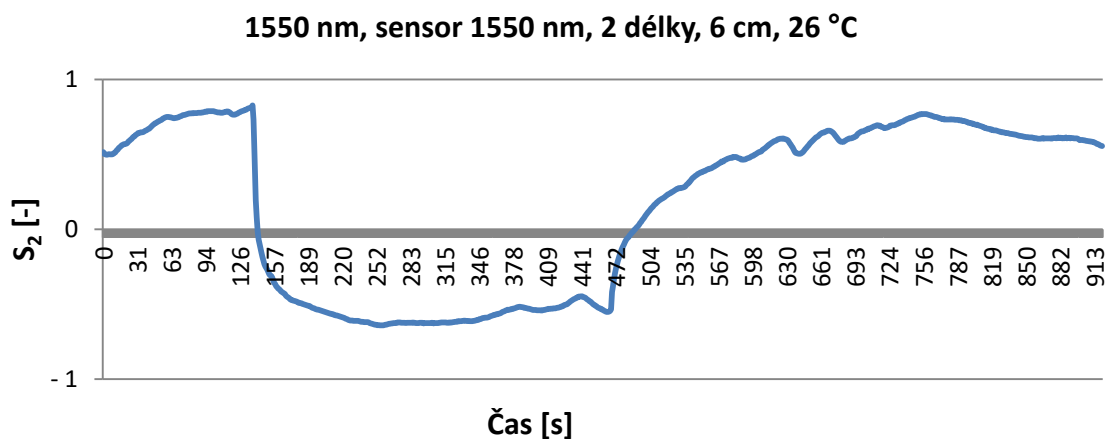
Obr. 4.5.: Ukázka plochy s grafy a s Poincarého koulí v Matlabu

## 4.2. Vlastní měření

V prvním kroku jsme měřili chování výstupního stavu polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a pro vlákno zachovávající polarizaci pro 1550 nm po přiložení misky s odstátou vodou o teplotě okolí pro vlnovou délku 1550 nm. V zapojení uvedeném na Obr. 4.6. byl jako zdroj proudu použit LDC202C připojený k držáku TCLDM9, na který byla připojena laserová dioda Thorlabs LPS-PM1550-FC pigtail LD, k držáku byl dále připojen i stabilizátor teploty TED200C. Pigtail byl spojen přes spojku FC/FC (ADAF3) k vláknovému senzoru. Jedná se o vlákno zachovávající polarizaci pro 1550 nm o délce 2 m od firmou Lightcom dodané společností Safibra, u kterého byla odstraněna primární ochrana. Za tímto vláknem následovala spojka FC/FC (ADAF3), na kterou je dále připojeno vlákno zachovávající polarizaci PMJP-FC-FC-1550-900-5-1, které je připojeno k polarimetru.

Celková doba měření byla 920 sekund. Laserová dioda byla buzena proudem 26,41 mA. V čase 140 sekund byla nad měřicí soustavu vložena zkušební miska s odstátou vodou o pokojové teplotě. V čase 470 sekund byla zkušební miska odebrána. Teplota v místnosti byla 26 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Z dat naměřených polarimetrem nás zajímají Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.

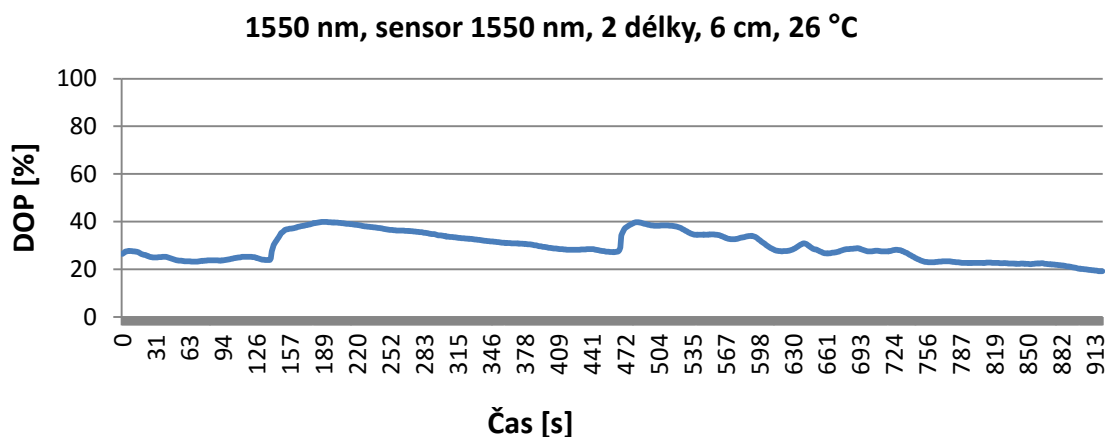


Graf 4.1.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 1550 nm a misku s odstátou vodou

Jak je vidět z grafu pro Stokesův parametr  $S_2$ , tak i přes skutečnost že optický svazek budíme lineárně polarizovaným světlem, kterým teoreticky vybudíme v optickém vlákně zachovávající polarizaci rychlou a pomalou osu šíření, stále se nám z dlouhodobého hlediska mění stav polarizace. Toto je způsobeno právě nepřesností ve vybudění rychlé a pomalé osy šíření, které je zapříčiněno tolerancí ve spojce. Dále díky použití spojek typu FC/FC, u kterých dochází díky rovné hraně použitých konektorů k minimálním odrazům ve vzduchové mezeře mezi nimi a tím k interferenci mezi vyslaným optickým svazkem a odraženým svazkem. Dále samotné vlákno není vyrobeno dokonale a díky nepřesnostem

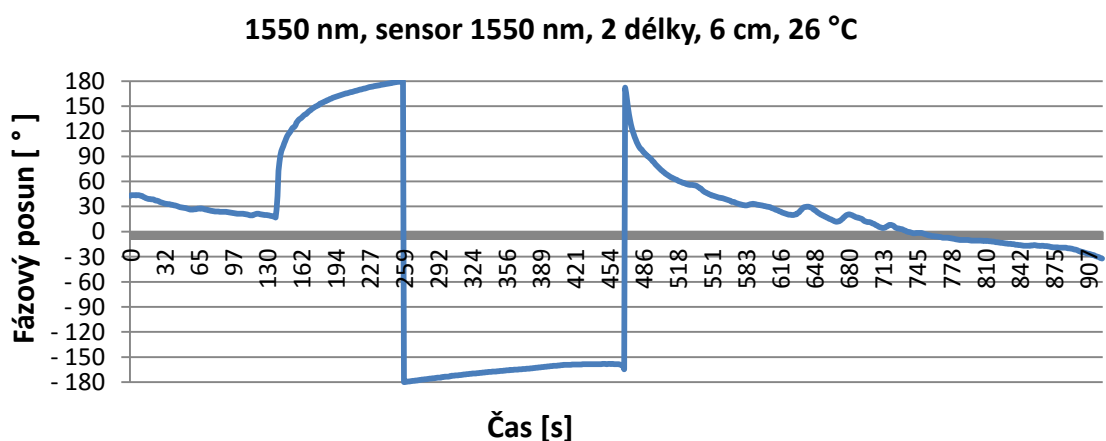
při výrobě také dochází k malému fázovému posunu a tím ke změně polarizace. Další příčinou může být i nečistota na konektoru v optické spojce. Díky těmto vlivům se nám za konstantních podmínek parametr  $S_2$  chová jako funkce sinus.

V grafu dále vidíme skokovou změnu polarizace v čase 120 s, kdy byla přiložena zkušební miska s vodou. Samotné přiložení nám změnilo proudění vzduchu kolem optického senzoru. Po ustálení se stav polarizace opětovně vrátí na původní dráhu. Další skokovou změnu vidíme v čase 470 s, kdy jsme z měřicí aparatury odebrali experimentální misku. Opět po ustálení se nám stav polarizace vrací na původní dráhu.

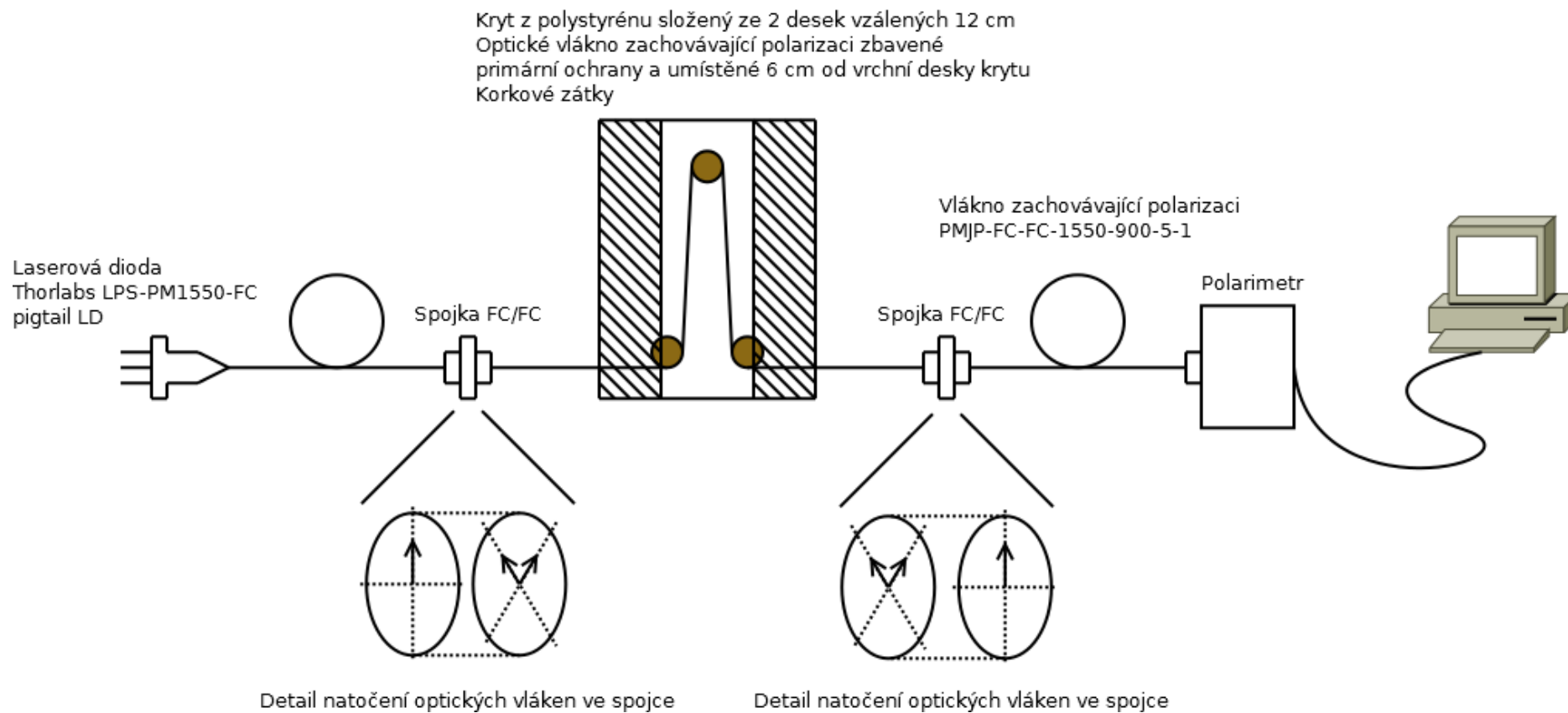


Graf 4.2.: Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a misku s odstátou vodou

V grafu pro stupně polarizace vidíme určité nárůsty v časech 120 s a 470 s kdy jsme přiložili, popřípadě odebrali misku s vodou. Tyto nárůsty jsou pravděpodobně způsobeny interferencí optického svazku a odraženého optického svazku ve vzduchové mezeře optické spojky. Dále si z toho grafu můžeme všimnout tendence návratu k původní hodnotě stupně polarizace, s tím jak se nám ustaluje Stokesův parametr  $S_2$ .



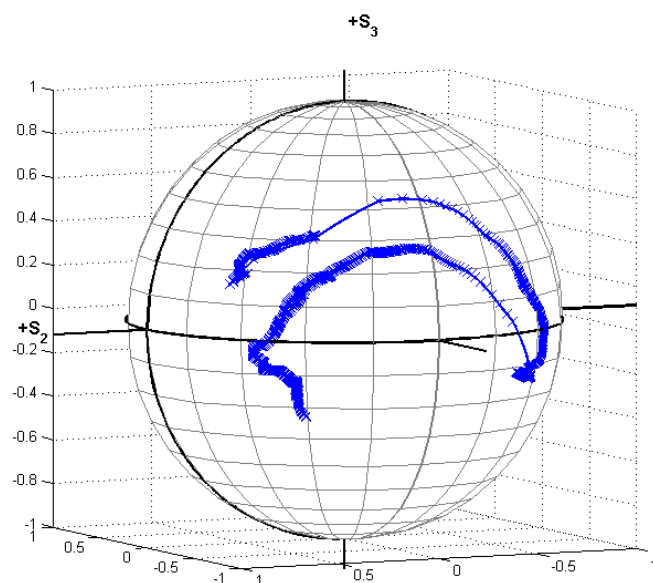
Graf 4.3.: Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 1550 nm a misku s odstátou vodou



**Obr. 4.6.: Schéma zapojení pracoviště pro měření vlnové délky 1550 nm**

Posledním zkoumaným parametrem je fázový posun. V čase 120 s vidíme výraznou změnu fázového posunu. V čase 265. Dokonce vidíme fázový posun větší než  $180^\circ$ . Další výraznou změnu fázového posunu vidíme v čase 470 s. Fázový posun má klesající tendenci, díky měnícímu se Stokesově parametru  $S_2$ . V případě ideálního vlákna zachovávající polarizaci by tento průběh byl konstantní. Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

Celý průběh na Poincarého kouli je vidět na Obr. 4.7.



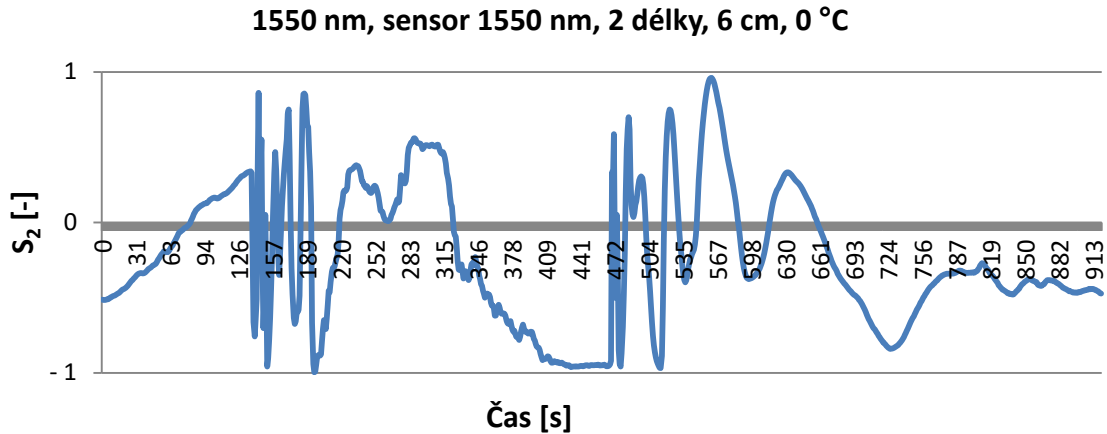
**Obr. 4.7.:** Zobrazení na Poincarého kouli měření pro misku s vodou o pokojové teplotě

Z toho průběhu je patrná eliptičnost průběhu polarizace.

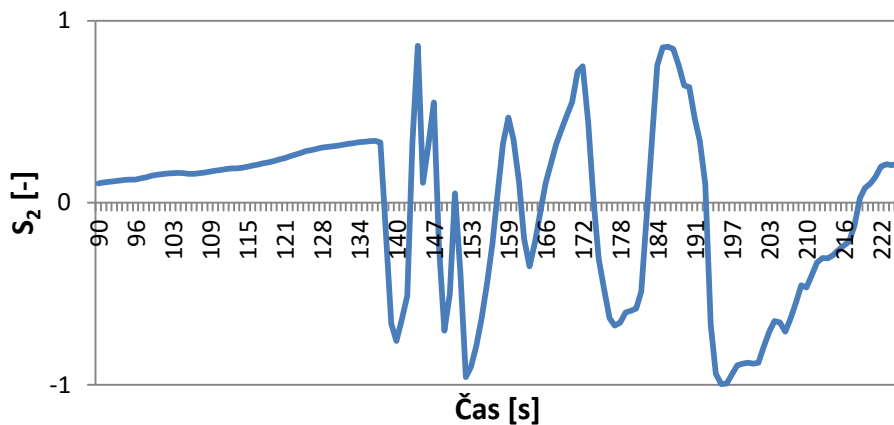
Jako další jsme měřili chování výstupního stavu polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a vlákno zachovávající polarizaci pro 1550 nm po přiložení misky s ledem. Pro měření bylo použito stejné schéma zapojení jako pro první případ měření, které je vidět na Obr. 4.6.

Celková doba měření byla 920 s. Laserová dioda byla vybuzena proudem 27,87 mA. V čase 140s jsme přiložili misku s ledem. Teplota v prostoru teplotního čidla byla  $-1^\circ\text{C}$ . V čase 470 s jsme misku s ledem odebrali a teplota v prostoru teplotního čidla  $-1,5^\circ\text{C}$ . Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Stejně jako v prvním případě jsou sledované parametry z dat naměřených polarimetrem Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.

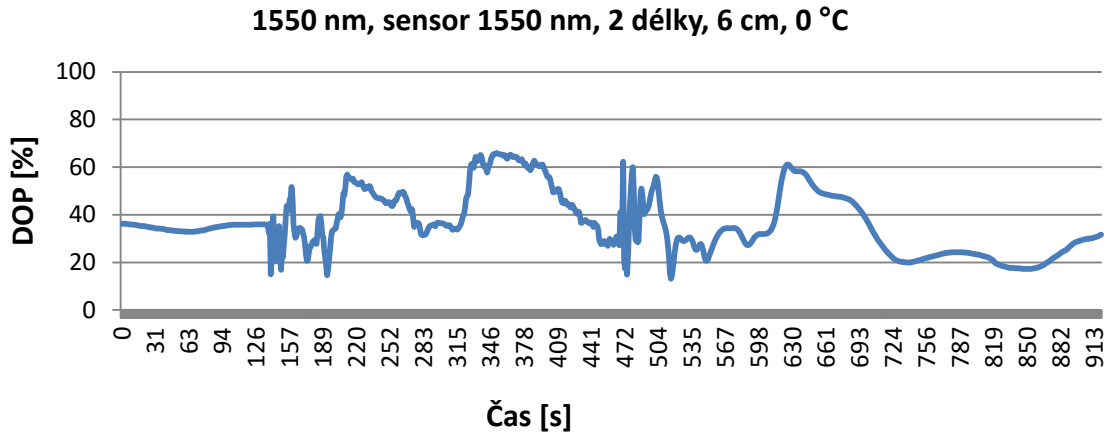


**Graf 4.4.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 1550 nm a miskou o teplotě 0 °C**



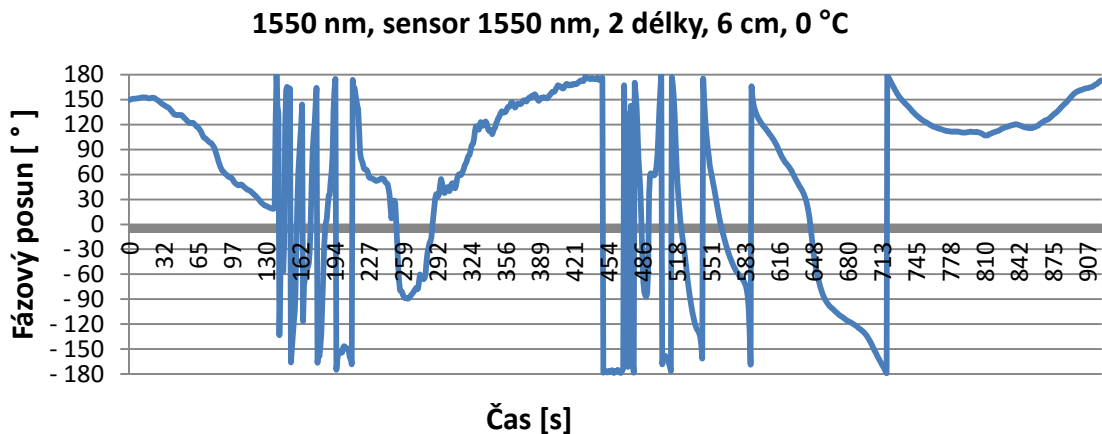
**Graf 4.5.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 1550 nm po přiložení misky o teplotě 0 °C**

Z grafu vidíme, že v čase 140 s se nám vlivem přiložení misky s ledem velice výrazně mění stav polarizace díky změně dvojlomu jádra. Tato změna je způsobena změnou fázového posunu díky náhlé změně teploty jádra optického vlákna. Skokové změny tohoto parametru jsou způsobeny natáčením stavu polarizace. Díky neustálé cirkulaci studeného vzduchu z misky s ledem a původního teplejšího vzduchu dochází ke skokovým změnám stavu parametru  $S_2$ . Toto střídání probíhalo až do času 280 s, kdy vidíme, jak se průběh ustaluje zpět na svojí původní trasu. To samé platí i pro čas 470 s kdy jsme odebrali misku s ledem z prostoru nad senzorem teploty. Díky cirkulaci zbylého studeného vzduchu a okolního vzduchu vidíme skokové změny polarizačního stavu až do času 770 s, kdy se polarizační stav vrátil na původní dráhu.



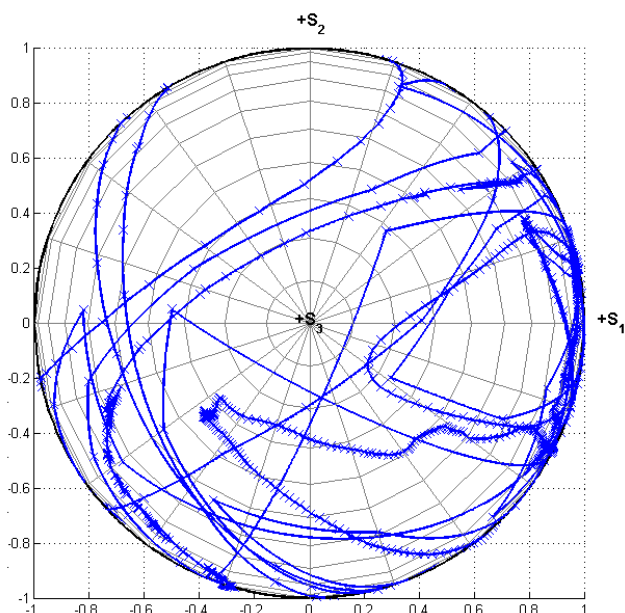
**Graf 4.6.: Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a miskou o teplotě 0 °C**

V grafu pro stupně polarizace vidíme skokové změny. Tyto změny jsou částečně způsobeny interferencí optického svazku s odraženým optickým svazkem od hrany konektoru ve spojce, dále jsou způsobeny i nečistotami na konektorech. Z grafu je zřejmé, že stupeň polarizace je závislý na teplotě, díky změně dvojlomu v jádře optického vlákna. Dále si z toho grafu můžeme všimnout tendence návratu k původní hodnotě stupně polarizace, s tím jak se nám ustaluje Stokesův parametr  $S_2$ .



**Graf 4.7.: Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 1550 nm a miskou o teplotě 0 °C**

Posledním grafem je graf fázového posunu. Po přiložení misky s ledem je vidět několikanásobně přetočení fáze díky změně dvojlomu v jádře optického vlákna. Po odebrání misky dochází k podobné situaci. V následujícím obrázku je vidět pohyb polarizace na Poincarého kouli. Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

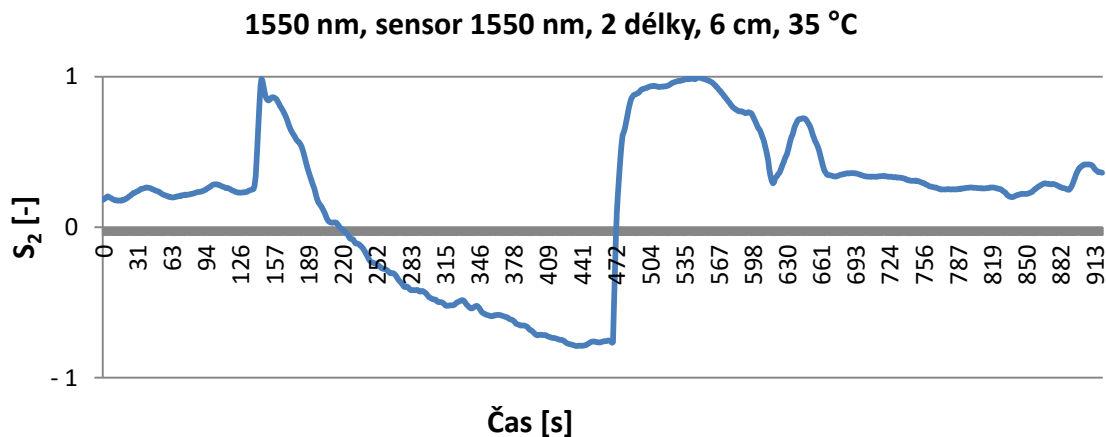


Obr. 4.8.: Zobrazení na Poincarého kouli měření pro misku s ledem

Ve třetím měření jsme měřili chování výstupního stavu polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a vlákno zachovávající polarizaci pro 1550 nm po přiložení misky s vodou o teplotě 35 °C. Pro měření bylo použito stejné schéma zapojení jako pro první případ měření, které je vidět na Obr. 4.6.

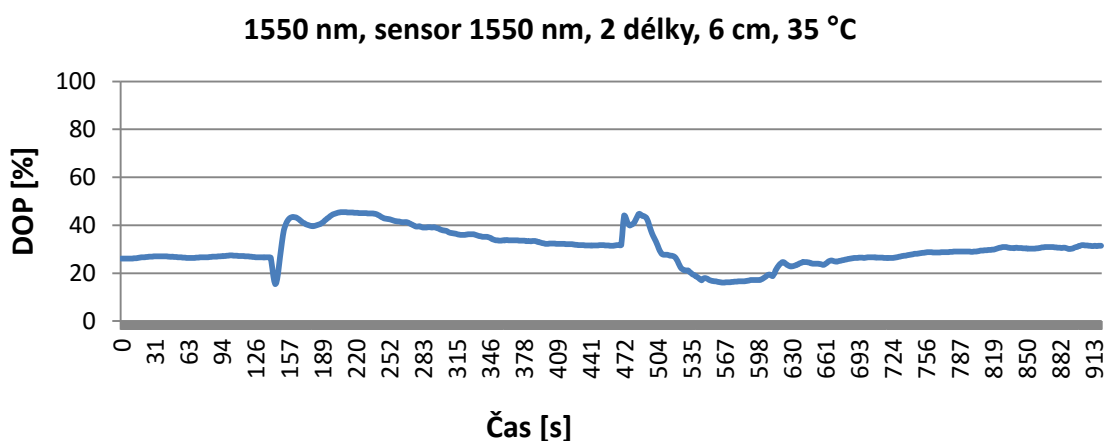
Celková doba měření byla 920 s. Laserová dioda byla vybuzena proudem 27,87 mA. Při přiložení misky v čase 140 s byla teplota v prostoru se senzorem 35 °C. Po odebrání misky s vodou v čase 470 s byla teplota v prostoru se senzorem 34,5 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Stejně jako v přecházejících případech jsou sledované parametry z dat naměřených polarimetrem Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.



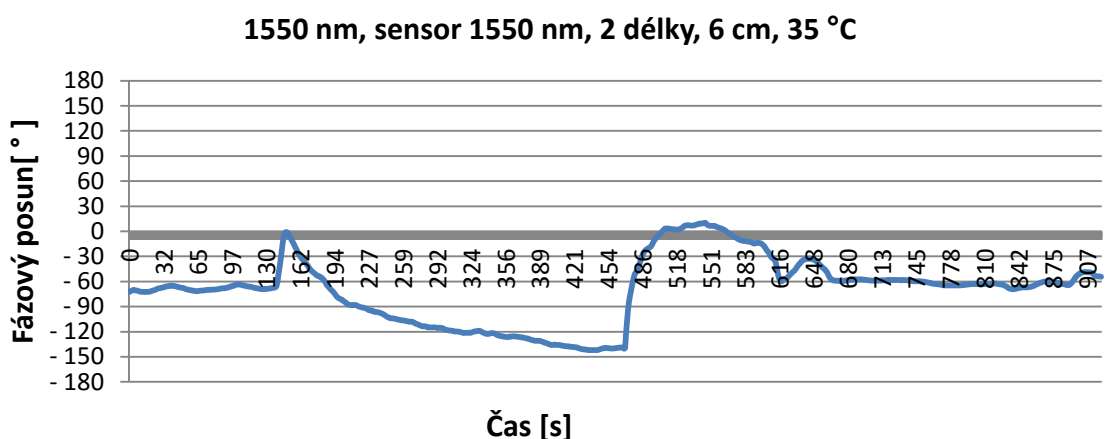
Graf 4.8.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

Z grafu je vidět skoková změna stavu polarizace při přiložení misky s teplou vodou. Jak už bylo zmíněno výše, je tato změna způsobena náhlou změnou teploty v prostoru optického senzoru. Oproti měření s miskou s ledem vidíme méně skokových změn. U misky s teplou vodou na vlákno působí tepelné záření, jelikož většina tepelného toku směřuje nahoru a ne směrem dolů k optickému senzoru, jak je tomu u misky s ledem. Díky tomuto dochází k menší změně dvojlomu v jádře optického vlákna a následně k tomuto mírnějšímu průběhu změny. Ta samé platí i u situace při odebrání misky s teplou vodou. Díky menšímu pozůstatku teplejšího vzduchu v prostoru s optickým senzorem dochází k mírnější změně polarizačního stavu.



Graf 4.9.: Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

V grafu pro stupně polarizace vidíme určité nárůsty v časech 120 s a 470 s kdy jsme přiložili, popřípadě odebrali misku s vodou. Tyto nárůsty jsou pravděpodobně způsobeny interferencí optického svazku a odraženého optického svazku ve vzduchové mezeře optické spojky. Dále si z toho grafu můžeme všimnout tendence návratu k původní hodnotě stupně polarizace, s tím jak se nám ustaluje Stokesův parametr  $S_2$ .



Graf 4.10.: Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

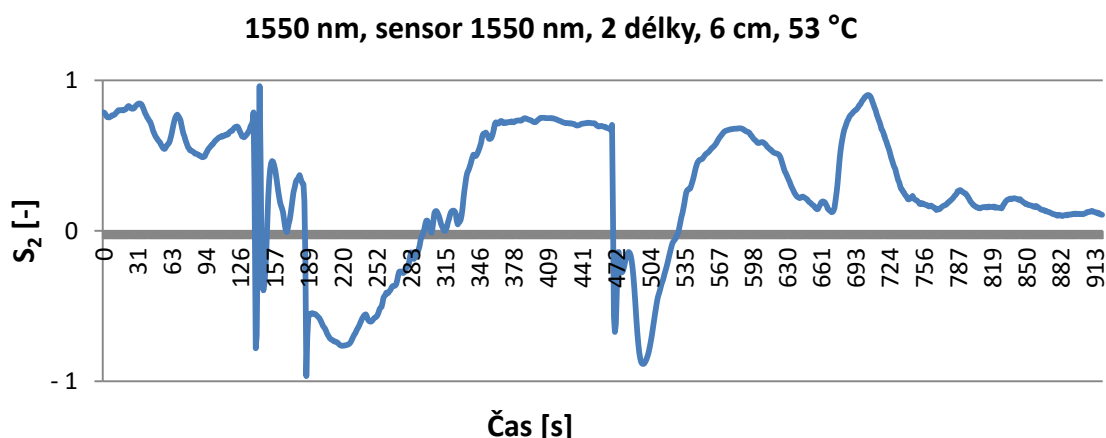
Posledním zkoumaným parametrem je fázový posun. V čase 120 s vidíme výraznou změnu fázového posunu. Další výraznou změnou fázového posunu vidíme v čase 470 s.

Fázový posun má klesající tendenci, díky měnícímu se Stokesově parametru  $S_2$ . Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

Čtvrté měření probíhalo pro vlnovou délku 1550 nm a vlákno zachovávající polarizaci pro 1550 nm po přiložení misky s vodou o teplotě 35 °C. Pro měření bylo použito stejné schéma zapojení jako pro první případ měření, které je vidět na Obr. 4.6.

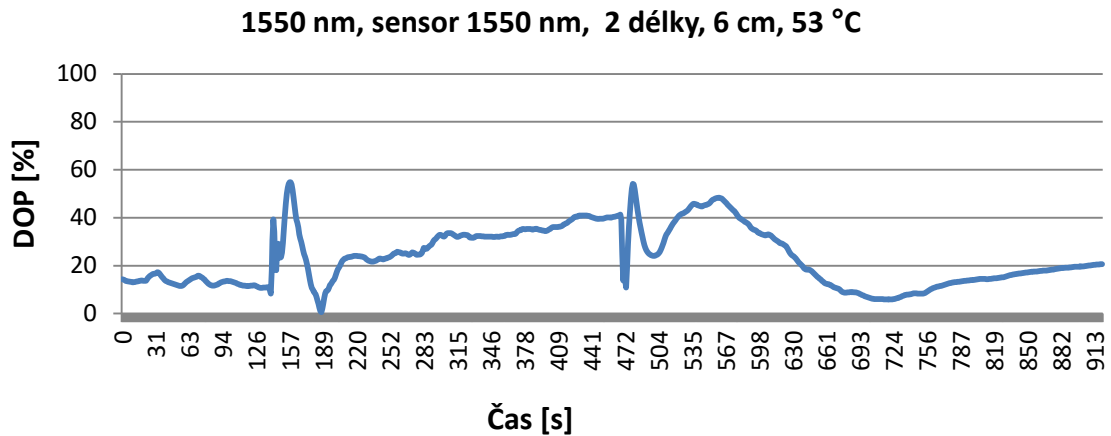
Celková doba měření byla 920 s. Laserová dioda byla vybudena proudem 27,87 mA. Při přiložení misky v čase 140 s byla teplota v prostoru se senzorem 53 °C. Po odebrání misky s vodou v čase 470 s byla teplota v prostoru se senzorem 49,5 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Stejně jako v přecházejících případech jsou sledované parametry z dat naměřených polarimetrem Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.



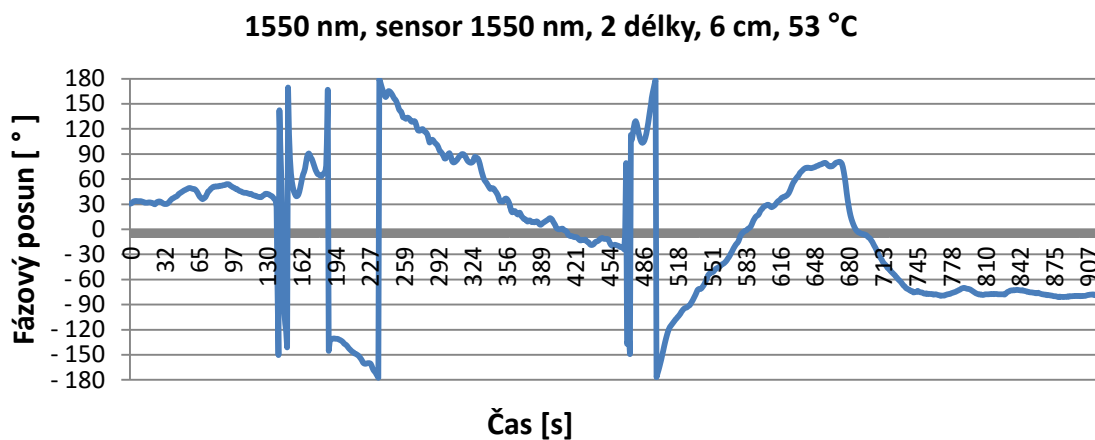
Graf 4.11.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C

Z grafu je vidět skoková změna při přiložení misky s horkou vodou v čase 120 s a následné prudké změny polarizace díky proudění teplého vzduchu v prostoru s optickým senzorem. V čase 350 s vidíme ustálení stavu polarizace na původní dráze. Další skokovou změnu můžeme vidět po odebrání misky s horkou vodou v čase 470 s. Následné skokové změny jsou způsobeny ochlazováním prostoru s optickým senzorem. V čase 680 s vidíme ještě jednu skokovou změnu která je pravděpodobně způsobena uvolněním kapsy teplého vzduchu z prostoru s optickým senzorem.



**Graf 4.12.: Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C**

Z grafu pro stupeň polarizace vidíme skokové změny při přiložení a při odebrání misky s horkou vodou. Tyto změny jsou částečně způsobeny interferencí optického svazku s odraženým optickým svazkem od hrany konektoru ve spojce, dále jsou způsobeny i nečistotami na konektorech. Z grafu je zřejmé, že stupeň polarizace je závislý na teplotě, díky změně dvojlomu v jádře optického vlákna. Dále si z toho grafu můžeme všimnout tendence návratu k původní hodnotě stupně polarizace, s tím jak se ustaluje Stokesův parametr  $S_2$ .



**Graf 4.13.: Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 1550 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C**

Z grafu pro fázový posun vidíme skokové změny fázového posunu. Výrazně změny jsou při přiložení a odebrání misky s horkou vodou. V čase 180 s je vidět přetočení fáze. Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

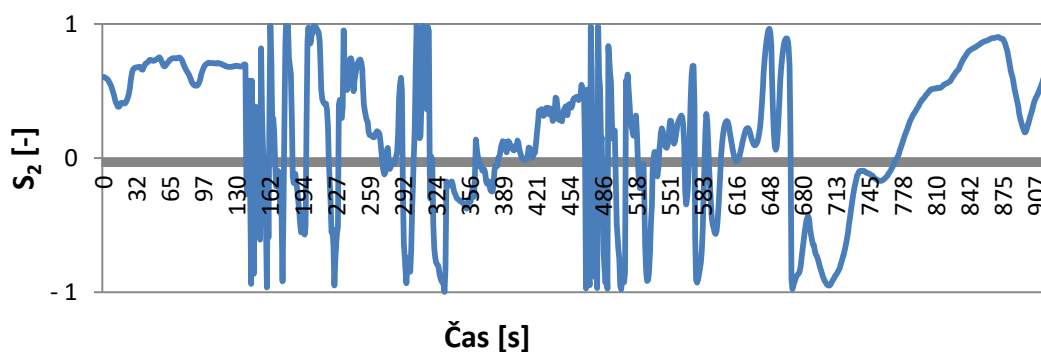
V dalším jsme měřili chování výstupního stavu polarizace po přiložení misky s ledovou tříští pro vlnovou délku 633 nm. V zapojení uvedeném na Obr. 4.9. byl jako zdroj proudu použit LDC202C připojený k držáku TCLDM9, na který byla připojena laserová dioda Thorlabs LPS-PM633-FC pigtail LD, K držáku byl dále připojen i stabilizátor teploty

TED200C. Pigtail byl spojen přes spojku FC/FC (ADAFC3) k vláknovému senzoru. Jedná se o vlákno zachovávající polarizaci pro 633 nm o délce 2 m od firmou Lightcom dodané společností Safibra. Za tímto vláknem následovala spojka FC/FC (ADAFC3), na kterou je dále připojeno vlákno zachovávající polarizaci PMJP-FC-FC-633-900-5-1, které je připojeno k polarimetru.

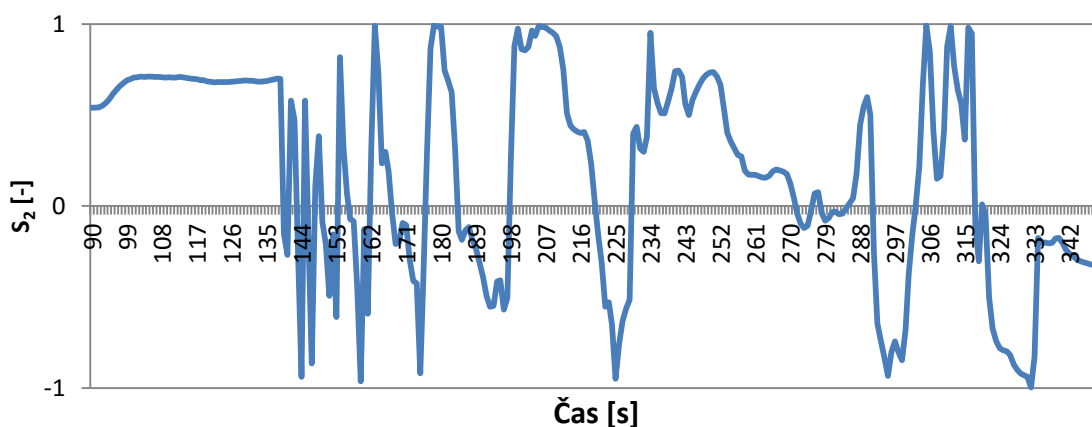
Celé toto měření trvalo 920 sekund. Laserová dioda byla vybuzena operačním proudem 50,07 mA. V čase 140 sekund byla nad dvě délky vlákna (jedna délka odpovídá 40 cm) přiložena miska s ledovou tříští o teplotě 0,5 °C. Tento zdroj byl odebrán v čase 470 sekund a teplota byla 1,5 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Z dat naměřených polarimetrem nás zajímají Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.

LD 635 nm, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



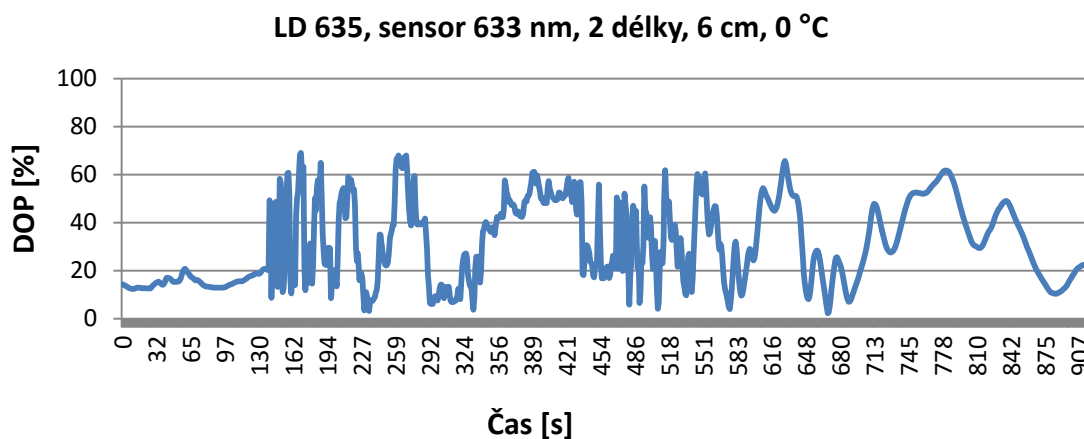
Graf 4.14.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 0 °C



Graf 4.15.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 633 nm po přiložení misky o teplotě 0 °C

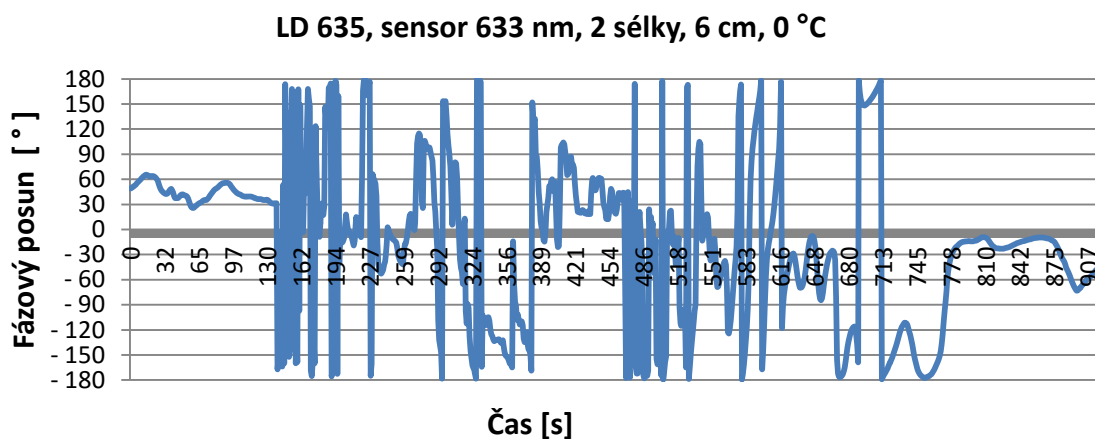
Jak je vidět z grafu pro Stokesův parametr  $S_2$  při přiložení misky s ledovou tříští se nám ihned skokově mění stav polarizace. V čase 360 s vidíme ustalování polarizačního

stavu. Po odebrání misky s ledovou tříští se nám díky pronikání teplejšího vzduchu z okolí do prostoru s optickým senzorem skokově mění polarizační stav. Ke konci měření si už můžeme pozorovat ustalování průběhu polarizace. Propad v čase 880 s může být způsoben uvolněním kapsy studeného vzduchu z prostoru s optickým senzorem.



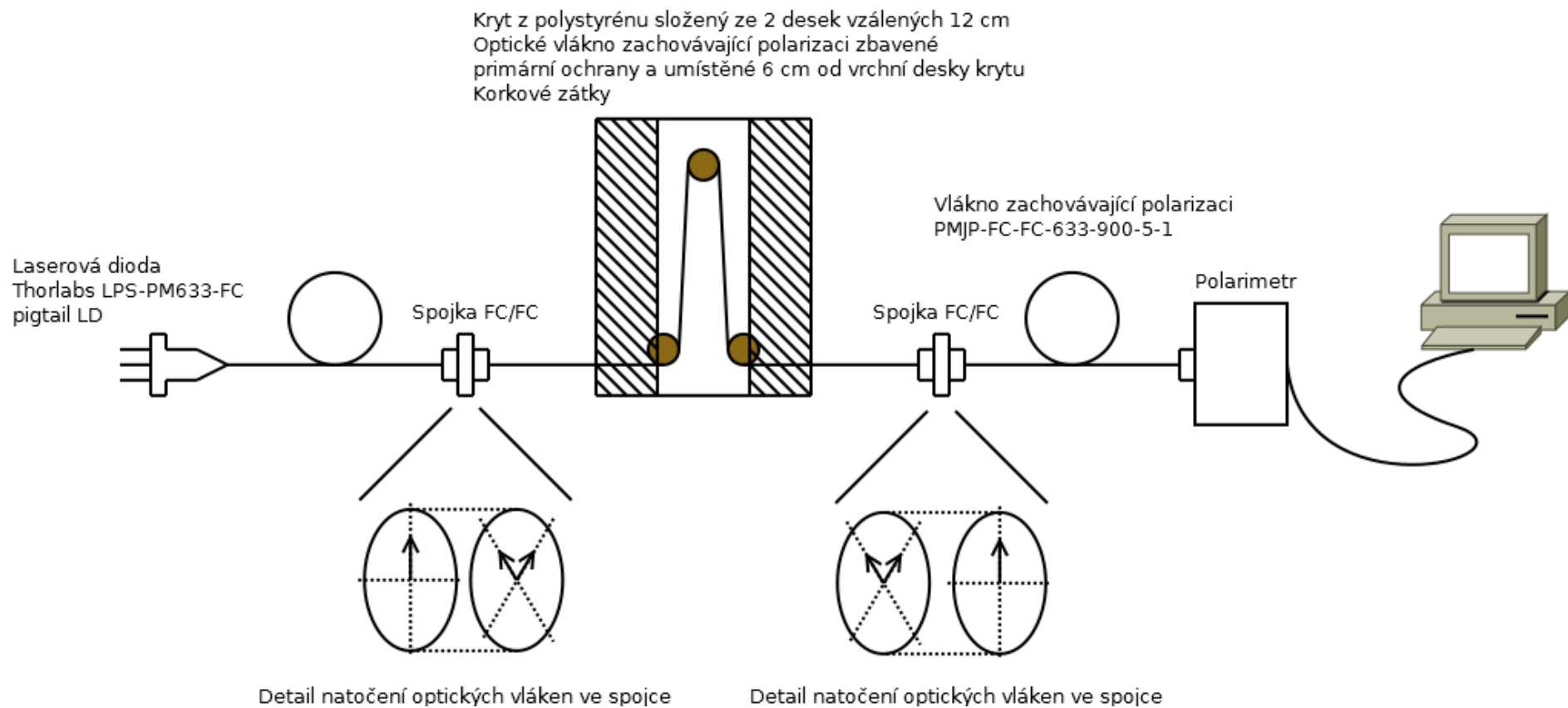
**Graf 4.16.:** Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 0 °C

Co se týče stupně polarizace po přiložení, a po odebrání misky s ledovou tříští vidíme nárůsty stupně polarizace. Tyto nárůsty jsou pravděpodobně způsobeny interferencí optického svazku ve vzduchové mezeře spojky FC/FC. V čase 440 s můžeme vidět návrat k původní hodnotě stupně polarizace.



**Graf 4.17.:** Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 0 °C

Posledním sledovaným parametrem je fázový posun. Opět vidíme skokové změny fázového posunu po přiložení nebo po odebrání misky s ledem. V čase 380 s si můžeme všimnout návratu k původní hodnotě fázového posunu. Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

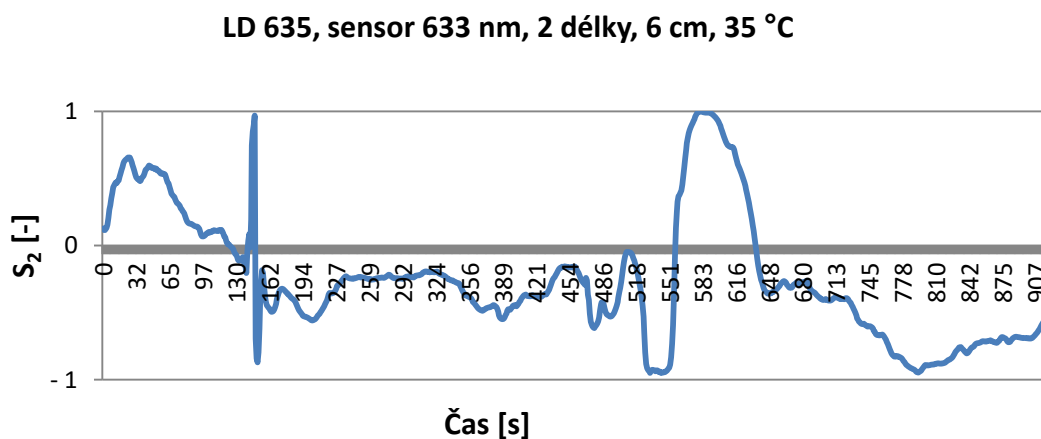


**Obr. 4.9.: Schéma zapojení pracoviště pro měření vlnové délky 633 nm**

Šesté měření probíhalo pro vlnovou délku 633 nm a vlákno zachovávající polarizaci pro 633 nm po přiložení misky s vodou o teplotě 35 °C. Pro měření bylo použito stejné schéma zapojení jako pro první případ měření, které je vidět na Obr. 4.9.

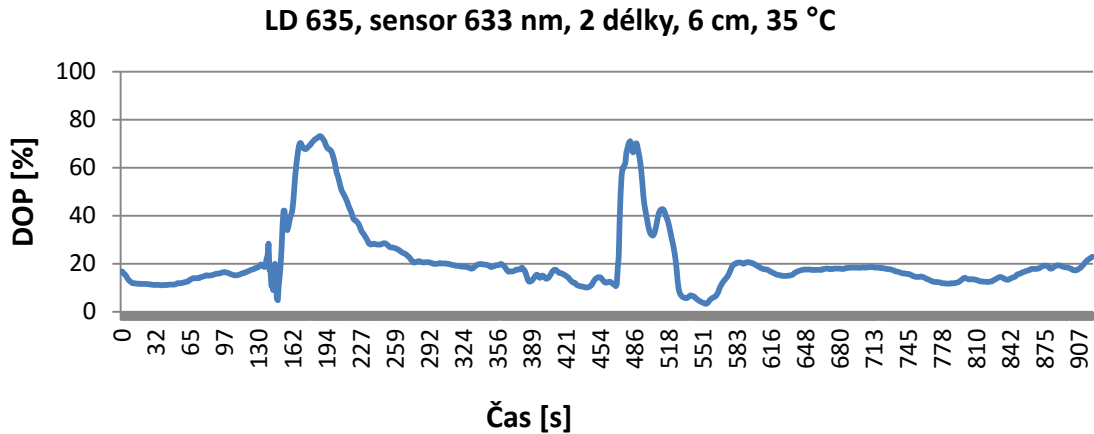
Celé toto měření trvalo 920 sekund. Laserová dioda byla vybuzena operačním proudem 50,07 mA. V čase 140 sekund byla nad dvě délky vlákna (jedna délka odpovídá 40 cm) přiložena miska s vodou o teplotě 35 °C. Tento zdroj byl odebrán v čase 491 sekund a teplota zdroje byla 35 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

Stejně jako v přecházejících případech jsou sledované parametry z dat naměřených polarimetrem Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.



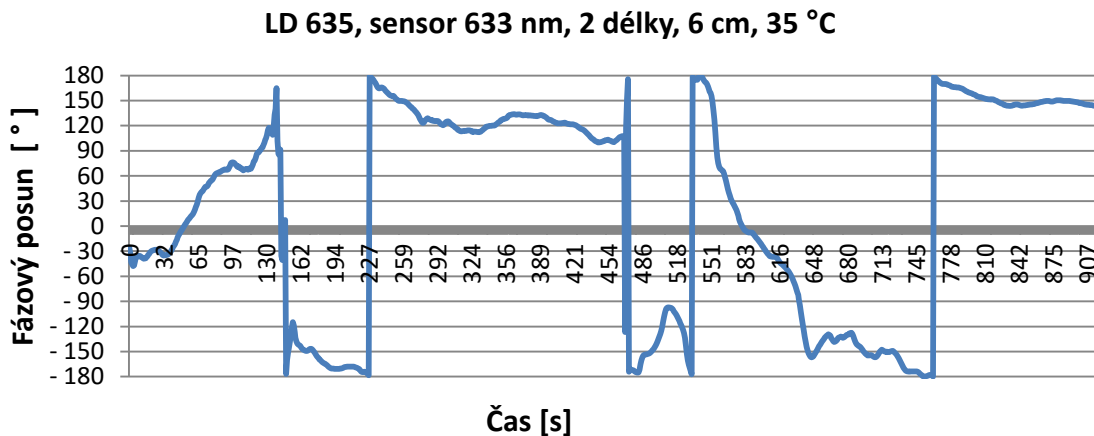
Graf 4.18.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

Z grafu pro Stokesův parametr  $S_2$  vidíme po přiložení misky s vodou okamžitou změnu polarizačního stavu. V tomto případě není tak proměnlivá jako při přiložení misky s ledovou tříští. Je to díky menšímu rozdílu teploty a také díky tomu že většina tepelného toku z misky s vodou směřuje do místnosti a ne do prostoru s optickým senzorem. Na vlákno tak působí pouze tepelné záření z misky. V čase 470 s si můžeme všimnout náhlé skokové změny stavu polarizace. Tato změna byla pravděpodobně způsobena proniknutím studenějšího vzduchu z místnosti do prostoru s optickým senzorem. Po odebrání misky s vodou z prostoru nad optickým senzorem v čase 491 sekund vidíme menší skokovou změnu polarizačního stavu. V čase 550 sekund je pak vidět velká skoková změna, která je způsobena pronikáním studenějšího vzduchu z místnosti do prostoru s optickým senzorem. V čase 650 s poté dochází k ustálení polarizačního stavu na původní dráze.



**Graf 4.19.:** Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

U stupně polarizace si můžeme všimnout skokové změny v čase 140 sekund, kdy jsme přiložili misku s vodou. Další skoková změna nastává v čase 470 sekund, kdy se do prostoru s optickým senzorem dostal chladnější vzduch z místnosti. Po odebrání zdroje v čase 491 sekund je vidět třetí skoková změna stupně polarizace. Jak už bylo řečeno, k těmto skokům dochází díky interferenci optického záření s odraženým optickým zářením od hrany konektoru ve spojení FC/FC.



**Graf 4.20.:** Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 35 °C

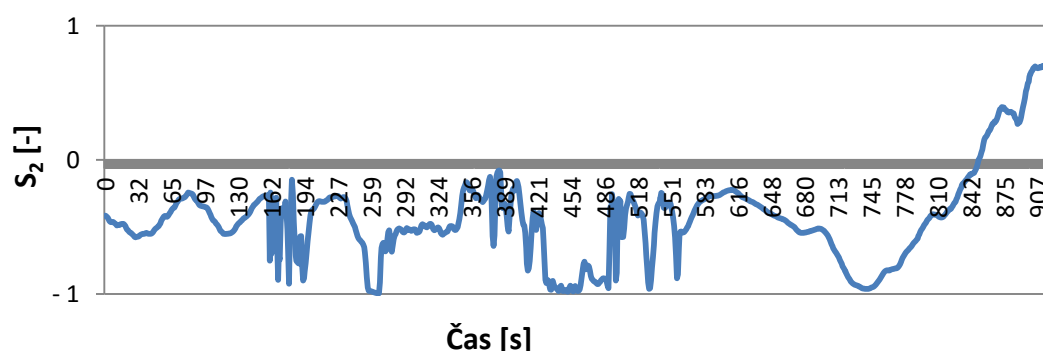
Posledním sledovaným parametrem je fázový posun. Po přiložení misky s teplou vodou vidíme změnu fázového posunu až na hodnotu 245°. Další změna fázového posunu byla v čase 470 sekund, kdy se do prostoru s optickým senzorem dostal chladnější vzduch z místnosti. Poslední změna nastala v čase 491 sekund, kdy vidíme zlom v průběhu fázového posunu.

Posledním měřením bylo měření pro misku s horkou vodou o teplotě 53 °C pro vlnovou délku 633 nm. Pro měření bylo použito stejné schéma zapojení jako pro první případ měření, které je vidět na Obr. 4.9.

Celé toto měření trvalo 920 sekund. Laserová dioda byla vybudena operačním proudem 50,07 mA. V čase 140 sekund byla nad dvě délky vlákna (jedna délka odpovídá 40 cm) přiložena miska horkou vodou o teplotě 53 °C. Tento zdroj byl odebrán v čase 470 sekund a teplota byla 49,5 °C. Vzdálenost teplotního zdroje od vlákna je 6 cm a vzduchová mezera mezi polystyreny je 12 cm.

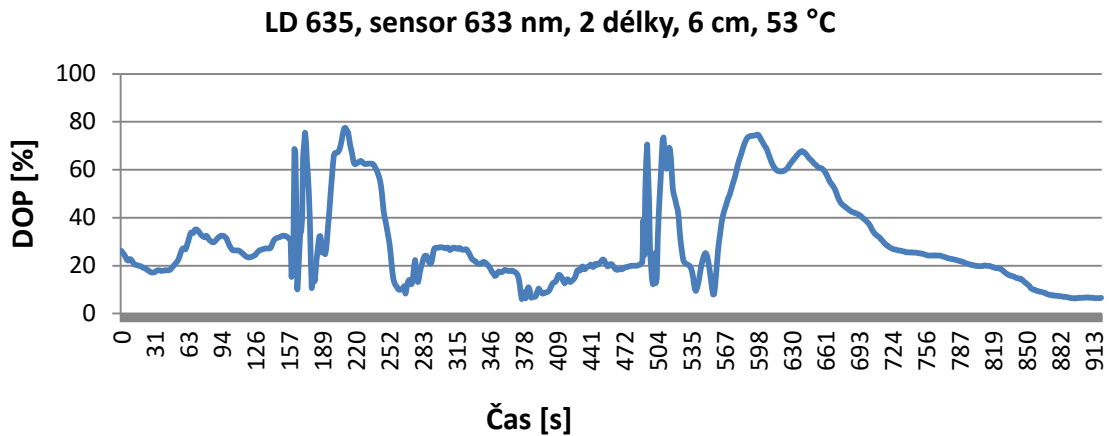
Stejně jako v přecházejících případech jsou sledované parametry z dat naměřených polarimetrem Stokesův parametr  $S_2$ . Dále budeme zkoumat chování stupně polarizace (DOP) a v neposlední řadě i fázový rozdíl, který ale polarimetr dopočítává z naměřených parametrů.

**LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C**



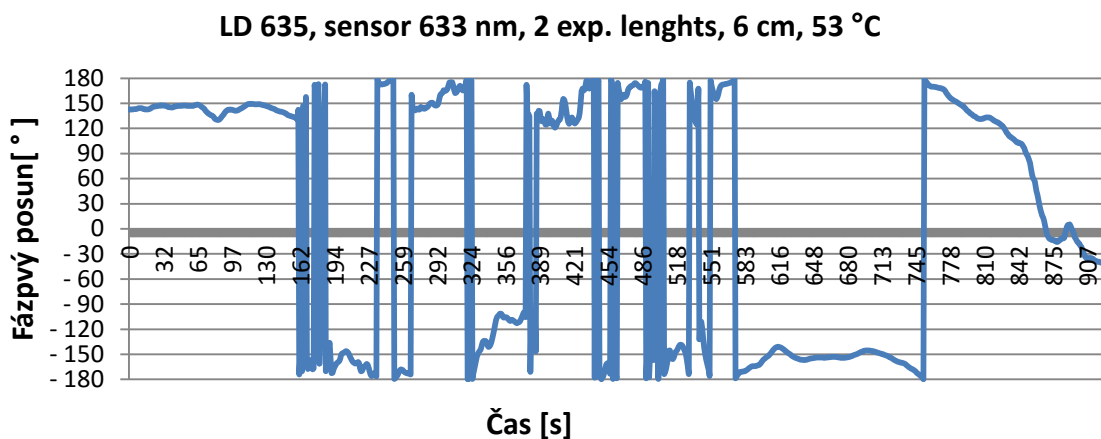
**Graf 4.21.: Průběh parametru  $S_2$  pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C**

U parametru  $S_2$  při přiložení misky s horkou vodou vidíme v čase 140 sekund až 220 sekund velice výrazné kolísání hodnoty parametru  $S_2$ . Toto kolísání je způsobeno náhlou změnou teploty v prostoru s optickým senzorem. Oproti tomu je například změna v čase 70 sekund způsobena pohybem osob v místnosti. Náhle změny v čase 350 až 420 sekund jsou způsobeny nekonstantním tepelným tokem z misky do vlákna, který je narušován uvolňováním chladnějšího vzduchu z prostoru s optickým vláknem. V čase 470 sekund jsme odebrali misku s horkou vodou a v grafu je patrný propad hodnoty parametru  $S_2$ , který je následován skokovými změnami hodnoty parametru  $S_2$ . Tyto změny jsou způsobeny chladnějším vzduchem v místnosti, který nám po odebrání misky s horkou vodou proniká do prostoru s optickým senzorem.



Graf 4.22.: Průběh stupně polarizace pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C

Z grafu pro stupeň polarizace vidíme skokové změny při přiložení a při odebrání misky s horkou vodou. Tyto změny jsou částečně způsobeny interferencí optického svazku s odraženým optickým svazkem od hrany konektoru ve spojce, dále jsou způsobeny i nečistotami na konektorech. Z grafu je zřejmé, že stupeň polarizace je závislý na teplotě, díky změně dvojlomu v jádře optického vlákna.

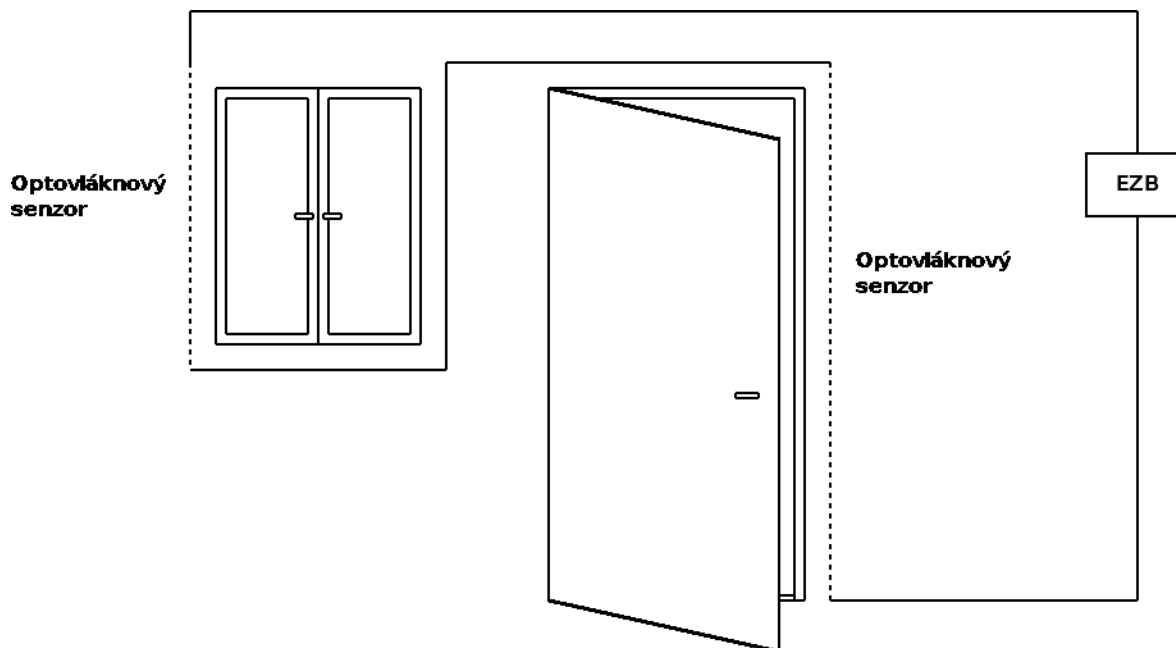


Graf 4.23.: Průběh fázového posunu pro vlnovou délku 633 nm a misku s vodou o teplotě 53 °C

Posledním sledovaným parametrem je fázový posun. Opět vidíme skokové změny fázového posunu po přiložení nebo po odebrání misky s ledem. V čase 380 s si můžeme všimnout návratu k původní hodnotě fázového posunu. Vlivem interferencí optického svazku a odraženého optického svazku od hrany konektoru ve vzduchové mezeře spojky vidíme, že fázový posun není konstantní ani při ustáleném stavu.

### 4.3. Příklady využití v praxi

Ověřené poznatky o vlivu teploty na průběh polarizační vidově disperze se v praxi dají například využít v zabezpečovací technice. Tento sensor může velice dobře sloužit při zabezpečení objektů. Jedna z možností jak a kam umístit tento sensor je vidět na Obr. 4.10.



Obr. 4.10.: Zapojení optovláknového senzoru v zabezpečovací technice

Z důvodu možné změny teploty pouze v určité výšce je v tomto zapojení volena vertikální poloha optického senzoru.

Díky veliké citlivosti senzoru hlídá otevření dveří nebo okna a to díky změně proudění vzduchu v místnosti. Při otevření totiž do místnosti začne proudit teple, popřípadě studený vzduch. Tento rozdíl teploty nám následně ovlivňuje polarizaci optického svazku. Případně se tento senzor dá použít i pro sledování pohybu v místnosti. Při pohybu v místnosti se začne vířit vzduch, který nám následně ovlivní polarizaci optického svazku. Dále lidské tělo funguje jako zdroj tepla, což nám také ovlivňuje polarizaci optického svazku.

Dalším příkladem využití tohoto senzoru v praxi může být i sledování náhlých změn teploty u novorozenců, kdy se do čepičky zaplete optovláknový senzor. V tomto případě jsme schopni sledovat náhlé změny teploty, popřípadě sundání čepičky z hlavičky novorozence.

V obou praktických příkladech lze jako zdroj optického záření pro vlnovou délku 1550 nm použít diodu Thorlabs LPS-PM1550-FC-pigtail LD. Za optovláknový senzor se připojí lineární polarizátor Thorlabs ILP1550PM-FC, díky kterému bude průběh intenzity výstupního optického záření roven Stokesově parametru  $S_2$ . Pro měření výstupní intenzity optického záření lze použít fotodiodu Thorlabs FGA01FC.

Pro vlnovou délku 633 nm lze jako zdroj optického záření použít diodu Thorlabs LPS-PM633-FC-pigtail LD. Za optovláknový senzor je potřeba připojit lineární polarizátor. Standardně se lineární polarizátory pro vlnovou délku 633 nm nevyrábí a proto je potřeba tento polarizátor vyrobit na zakázku např. od firmy Chiral Photonics. Pro měření výstupní intenzity optického záření lze použít fotodiodu Thorlabs FDS02.

## 5. Závěr

Tato diplomová práce se skládá z pěti částí. V první části jsem se snažil vysvětlit šíření optického svazku optickým vláknem, jaké vlivy způsobují polarizaci optického svazku při přenosu vláknem, a dále jsem se snažil popsat základní princip fungování vláken zachovávající polarizaci.

Ve druhé kapitole jsem se snažil ukázat různé možnosti matematického popisu polarizační vidové disperze. Jedná se o popis pomocí Jonesových matic a Stokesových vektorů. Dále jsem zde uvedl i převod mezi těmito dvěma prostory. Dále jsem se snažil popsat stupeň polarizace a zobrazování na Poincarého kouli. Dále jsem nastínil možnost popisu změny polarizační vidové disperze pomocí Muellerovy matice.

V další části jsem nastínil několik stávajících řešení senzorů teploty. Dále jsem se zde zabýval návrhem zapojení našeho senzoru. Navrhl jsem 2 možná zapojení, která se od sebe liší počáteční polarizací optického svazku a dále natočením pomalé a rychlé osy vlákna zachovávajícího polarizaci, které slouží jako teplotní senzor, vůči celému systému. Dále jsem v této kapitole rozebíral vztah mezi koherencí a polarizací optického záření. Dále jsem tu popsal vybrané vztahy a parametry teplotní závislosti. Například jsme zjistili, že teplotní roztažnost nemá téměř žádný vliv na fázový posun. Dále je tu definována tepelná kapacita vlákna a model pro výpočet tepelného toku do nebo z optického senzoru.

V praktické části jsem měřil vliv teploty na stav polarizace. V první fázi měření probíhala pro vlnovou délku 1550 nm. První měření probíhalo pro misku s vodou o pokojové teplotě. Z tohoto měření je zřejmý vliv změny proudění vzduchu na polarizační stav. Druhé měření probíhalo misku s ledovou tříští o teplotě 0 °C. Zde byla vidět rapidní změna polarizace po přiložení nebo odebrání misky díky rychlému ochlazení vlákna. Další měření probíhalo pro misku s vodou o teplotě 35 °C. Zde byla vidět skokové změna polarizace díky teplotnímu záření z misky. Tepelný tok v tomto případě směřoval spíše do místnosti. Čtvrté měření probíhalo pro misku s vodou o teplotě 53 °C. Zde už byly vidět skokové změny polarizace, jelikož teplotní záření je v tomto případě větší než pro misku s vodou o teplotě 35 °C.

Ve druhé fázi měření probíhalo pro vlnovou délku 633 nm. První měření v této fázi probíhalo pro misku s ledovou tříští o teplotě 0 °C. Zde jsme viděli skokové změny polarizačního stavu po přiložení nebo odebrání misky. Druhé měření probíhalo pro misku s vodou o teplotě 35 °C. Zde jsme viděli skokovou změnu polarizace a následné ustálení polarizace na původní dráze. Poslední měření probíhalo pro misku s vodou o teplotě 53 °C. Zde byly vidět skokové změny teploty po přiložení misky s vodou.

V praxi lze tento senzor teploty využít v oblasti zabezpečení. Jako zdroj optického záření pro vlnovou délku 1550 nm lze použít dioda Thorlabs LPS-PM1550-FC-pigtail LD. Za senzor teploty se připojí lineární polarizátor Thorlabs ILP1550PM-FC, díky kterému bude průběh intenzity výstupního optického záření roven Stokesově parametru  $S_2$ . Na výstup polarizátoru se připojí například fotodioda Thorlabs FGA01FC.

Pro vlnovou délku 633 nm lze jako zdroj optického záření použít diodu Thorlabs LPS-PM633-FC-pigtail LD. Za senzor teploty je potřeba připojit lineární polarizátor. Standardně se lineární polarizátory pro vlnovou délku 633 nm nevyrábí a proto je potřeba tento polarizátor vyrobit na zakázku např. od firmy Chiral Photonics. Na výstup polarizátoru se připojí například fotodioda Thorlabs FDS02.

## LITERATURA

- [1] COLLETT, E. Field Guide to Polarization, SPIE Vol. FG05, 2005, ISBN: 9780819458681.
- [2] FILKA, Miloslav. *Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku*. Vyd. 1. Brno: Miloslav Filka, 2009, 369 s. ISBN 978-80-86785-14-1.
- [3] EDWARD COLLETT. *Polarized light in fiber optics*. Lincroft: The PolaWave Group, 2003. ISBN 08-194-5761-2.
- [4] SHTAIF, Mark a Antonio MECOZZI. Modelling of polarization mode dispersion in optical communications systems. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports* [online]. 2004, **1**(3): 248-265 [cit. 2015-12-12]. DOI: 10.1007/s10297-004-0002-4. ISSN 1619-8638. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/s10297-004-0002-4>
- [5] NELSON, L. E. a R. M. JOPSON. Introduction to polarization mode dispersion in optical systems. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports* [online]. 2004, **1**(4): 312-344 [cit. 2015-12-12]. DOI: 10.1007/s10297-004-0001-5. ISSN 1619-8638. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/s10297-004-0001-5>
- [6] *Springer handbook of lasers and optics: Polarization*. 2nd ed. Dordecht: Springer, c2012, s. 104-110. ISBN 978-3-642-19408-5.
- [7] SANTOS, Adler G., Quirino M. SUGON, JR. a Daniel J. MCNAMARA. Polarization ellipse and Stokes parameters in geometric algebra: Optics, Image Science, and Vision. *Journal of the Optical Society of America A* [online]. 2012, **29**(1): 89- [cit. 2015-12-12]. DOI: 10.1364/JOSAA.29.000089. ISSN 1084-7529. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/josaa/abstract.cfm?uri=josaa-29-1-89>
- [8] HAUS, H. A. a P. B. PHUA. Three Representations of Polarization Mode Dispersion. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports* [online]. 2004, **1**(4): 345-354 [cit. 2015-12-12]. DOI: 10.1007/s10297-004-0004-2. ISSN 1619-8638. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/s10297-004-0004-2>
- [9] DUŠEK, Martin a Michal MAZANEC. *Fyzikální principy optických a optovláknových snímačů* [online]. 2012 [cit. 2015-12-13]. Dostupné z: [http://www.crr.vutbr.cz/system/files/brozura\\_06\\_1206.pdf](http://www.crr.vutbr.cz/system/files/brozura_06_1206.pdf)

- [10] GOODMAN, Joseph W. Statistical optics. Wiley classics library ed. New York: Wiley, 2000. ISBN 04-710-1502-4.
- [11] BORN, Max a Emil. WOLF. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th expanded ed. New York: Cambridge University Press, 1999. ISBN 05-216-3921-2.
- [12] HALLIDAY, David, Robert RESNICK a JEARL WALKER, DUB, Petr (ed.). *Fyzika. 2., přeprac. vyd.* Překlad Miroslav Černý. Brno: VUTIUM, c2013. Překlady vysokoškolských učebnic. ISBN 978-80-214-4123-1.

## SEZNAM ZKRATEK, VELIČIN A SYMBOLŮ

EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier
$E_{0x}$	maximální amplituda v ose x
$E_{0y}$	maximální amplituda v ose y
$\omega$	úhlová frekvence
$\delta$	fázový posun mezi osou x a y
$\lambda$	vlnová délka
DOP	Degree Of Polarization
DOLP	Degree Of Linear Polarization
DOCP	Degree Of Circular Polarization
$\Psi$	úhel natočení
$\chi$	úhel eliptičnosti
S	Stokesův vektor
$S_i$	parametr Stokesova vektoru
J	Jonesova matice
M	Muellerova matice
v	rychlost
$\varphi$	fázový posun
$n_o$	index lomu v ordinární ose
$n_e$	index lomu v extraordinární ose
d	délka vlákna
v	rychlost šíření
$L_B$	záznějová délka
l	délka
$C_9$	tepelná kapacita
$\Phi$	tepelný tok
Q	teplo

# **SEZNAM PŘÍLOH**

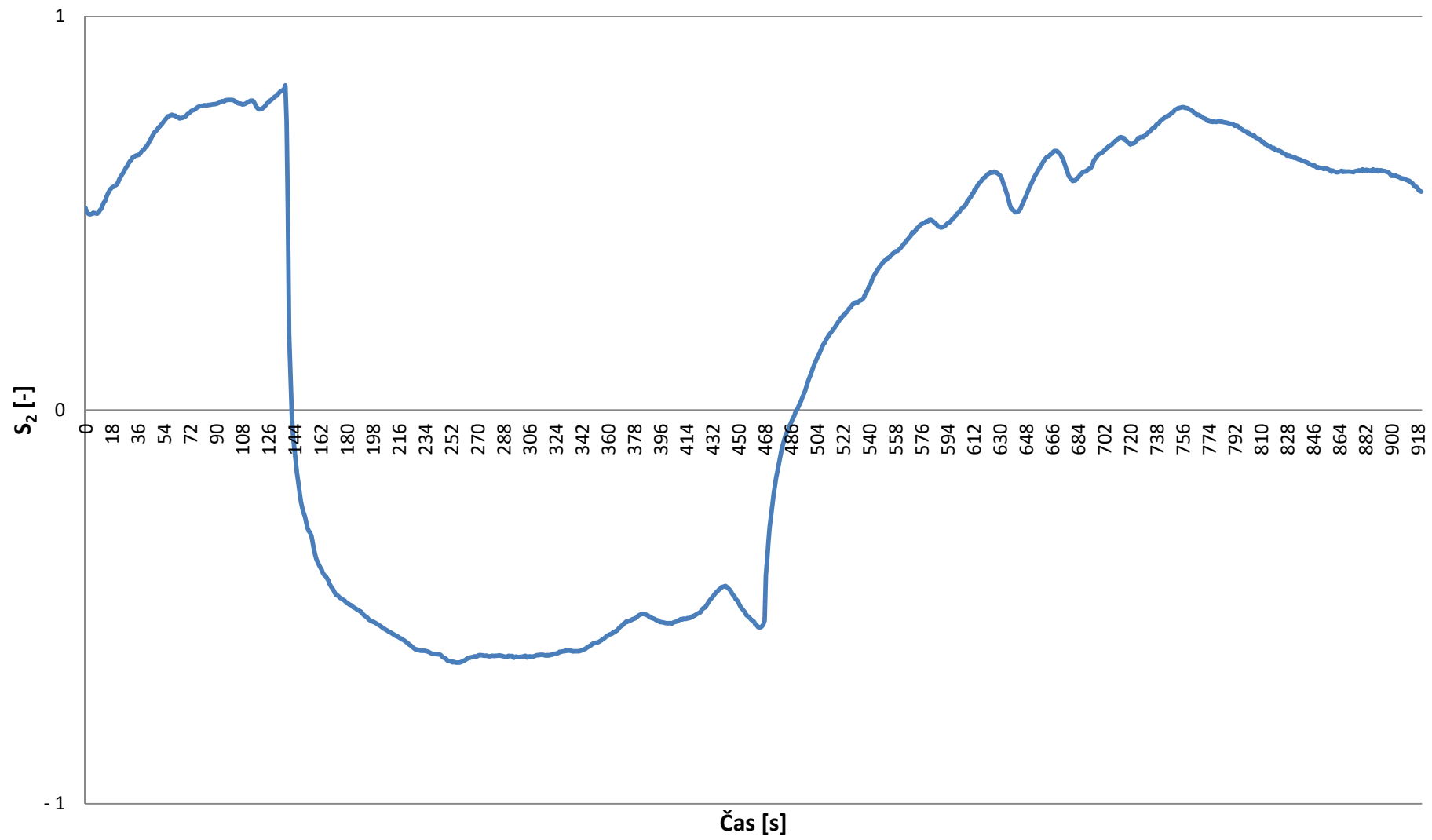
**PŘÍLOHA A – Grafy**

**PŘÍLOHA B – Zdrojový kód skriptu v Matlabu**

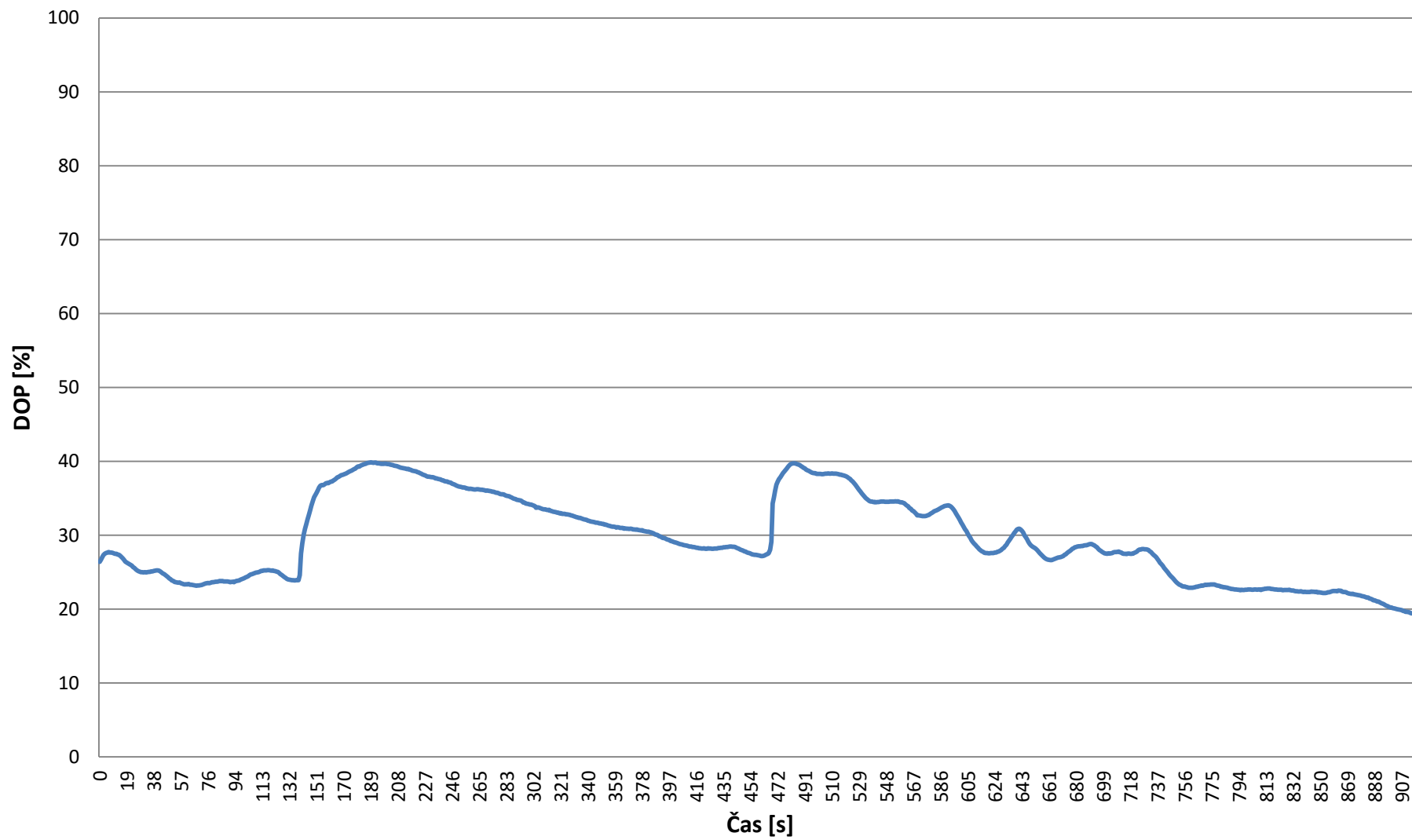
**PŘÍLOHA C – Fotografie laboratorního zapojení**

# PŘÍLOHA A

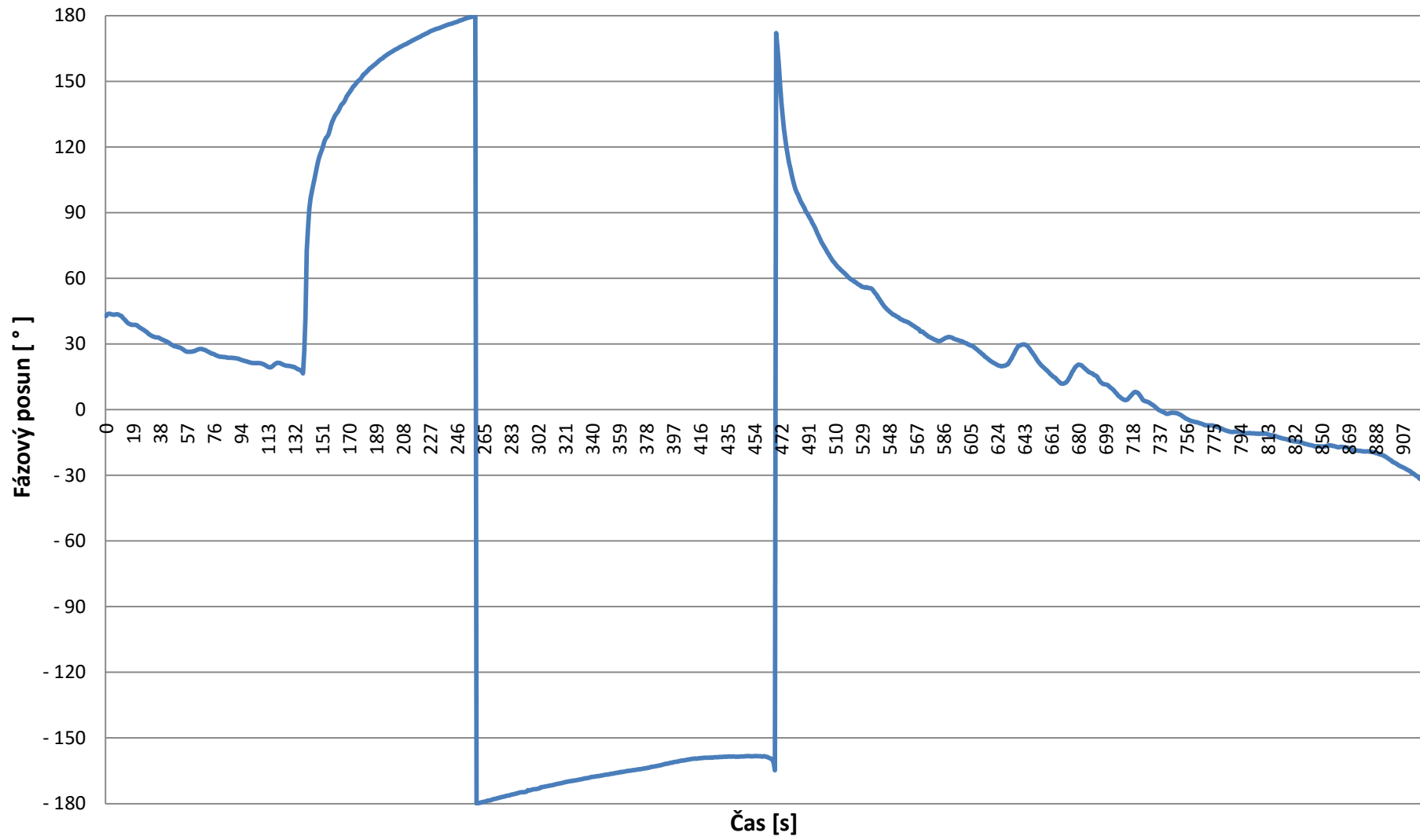
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 26 °C



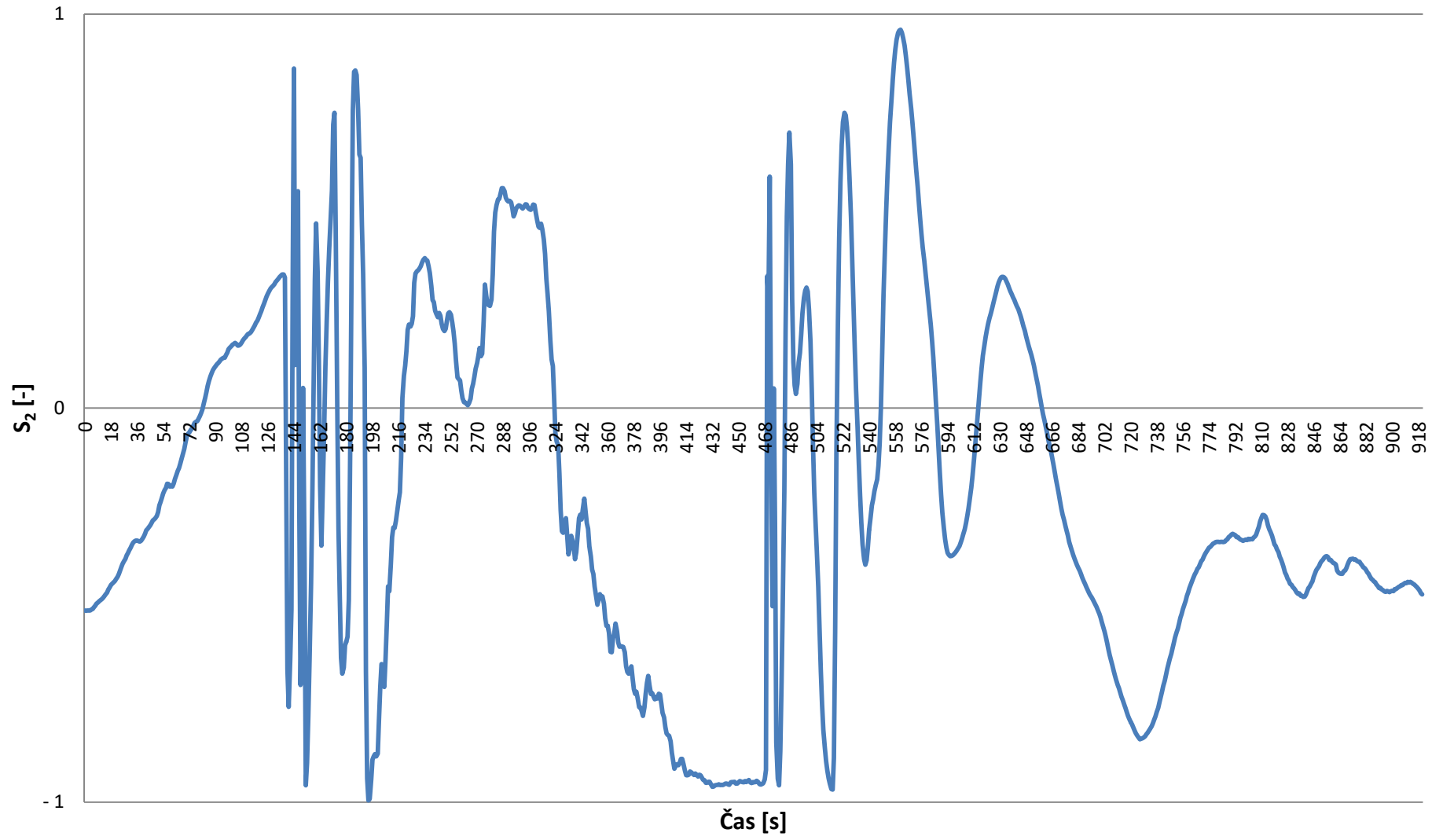
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 26 °C



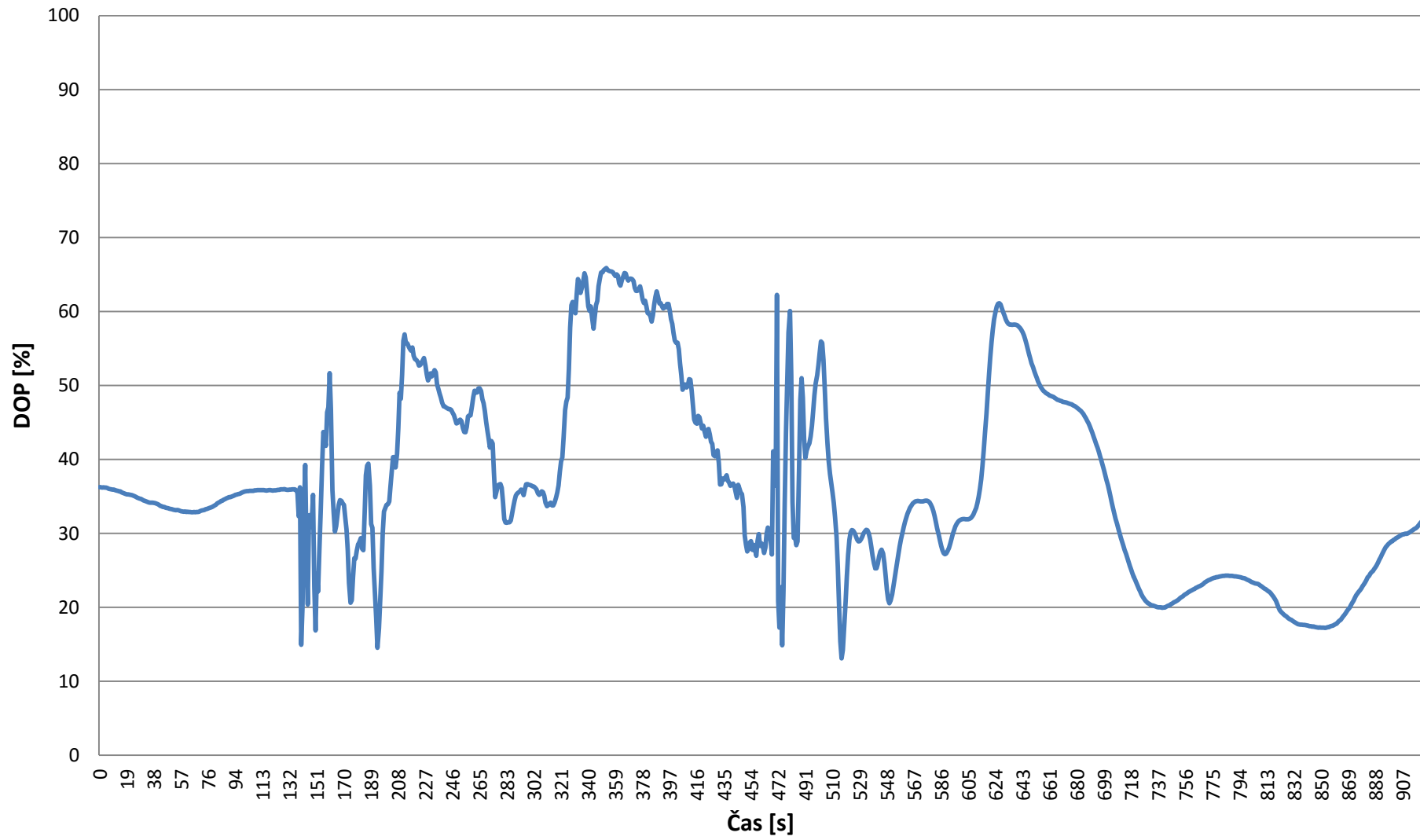
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 26 °C



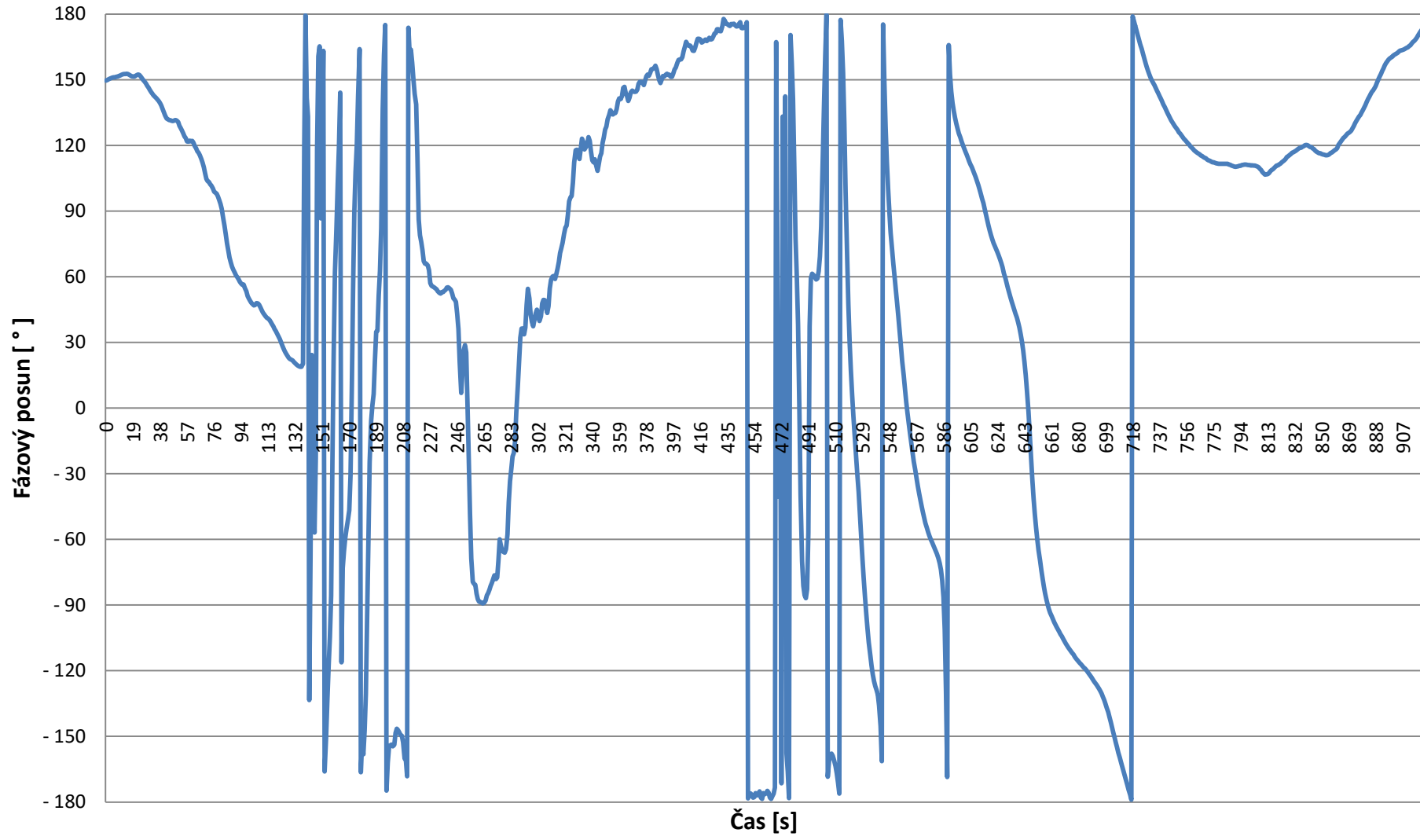
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



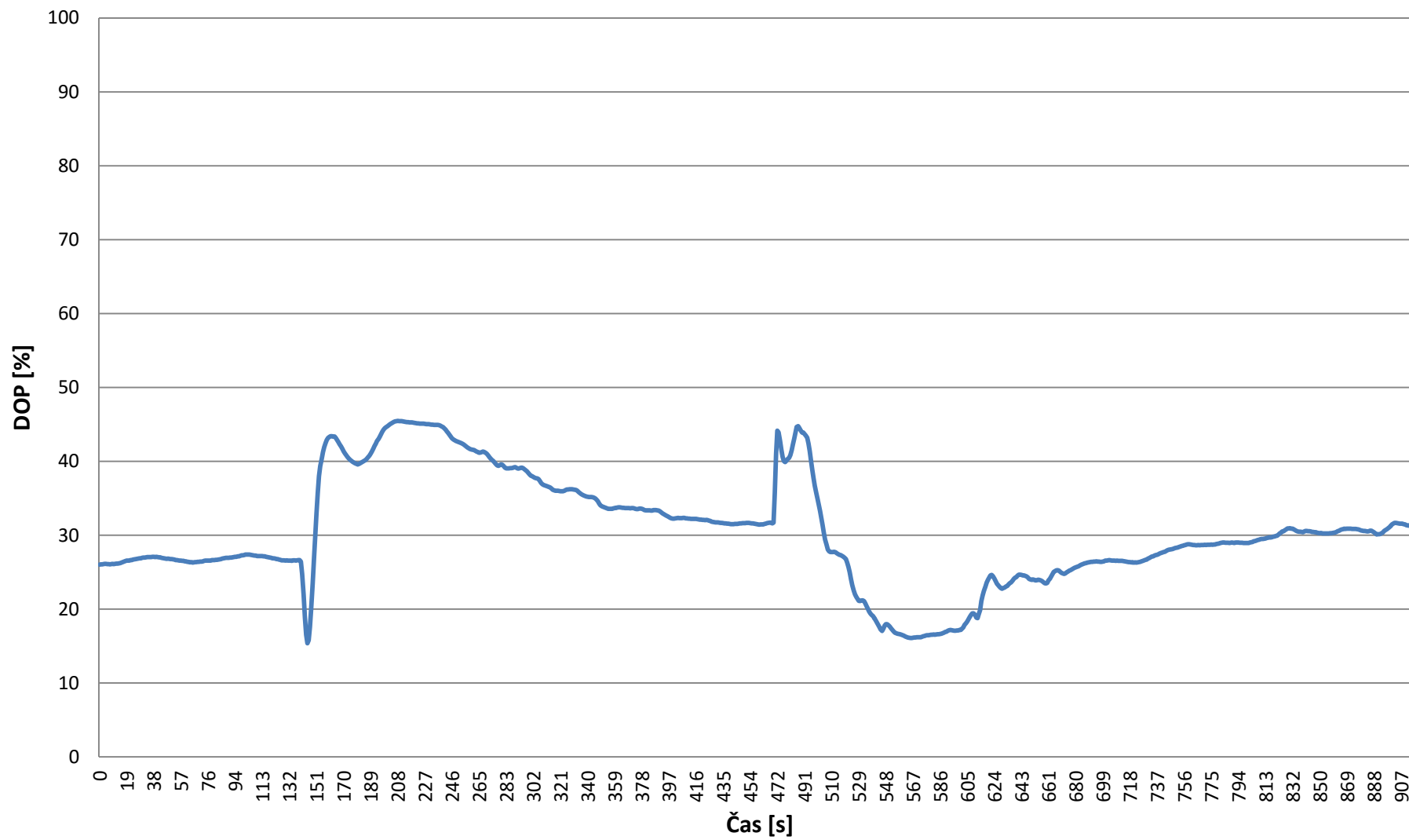
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



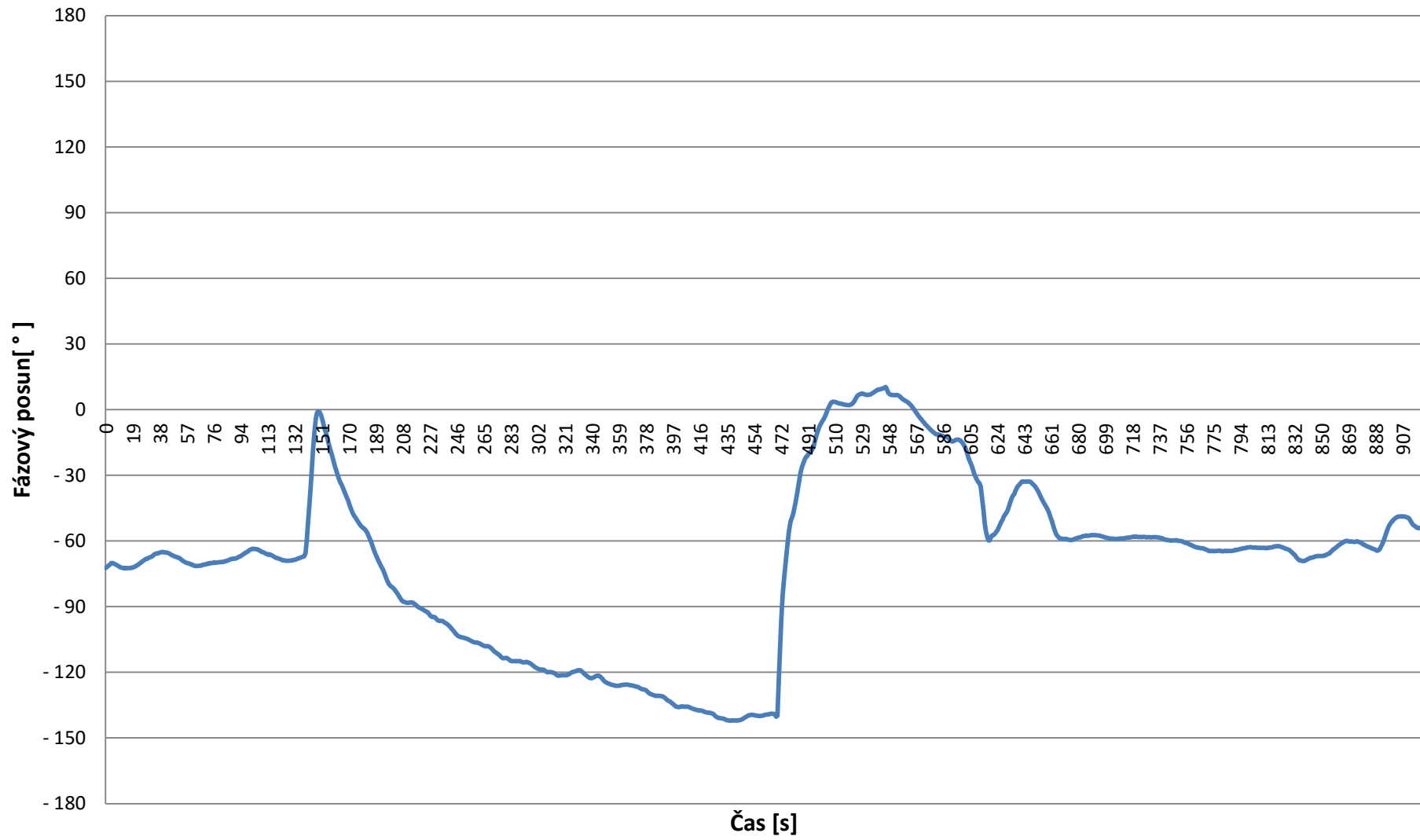
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



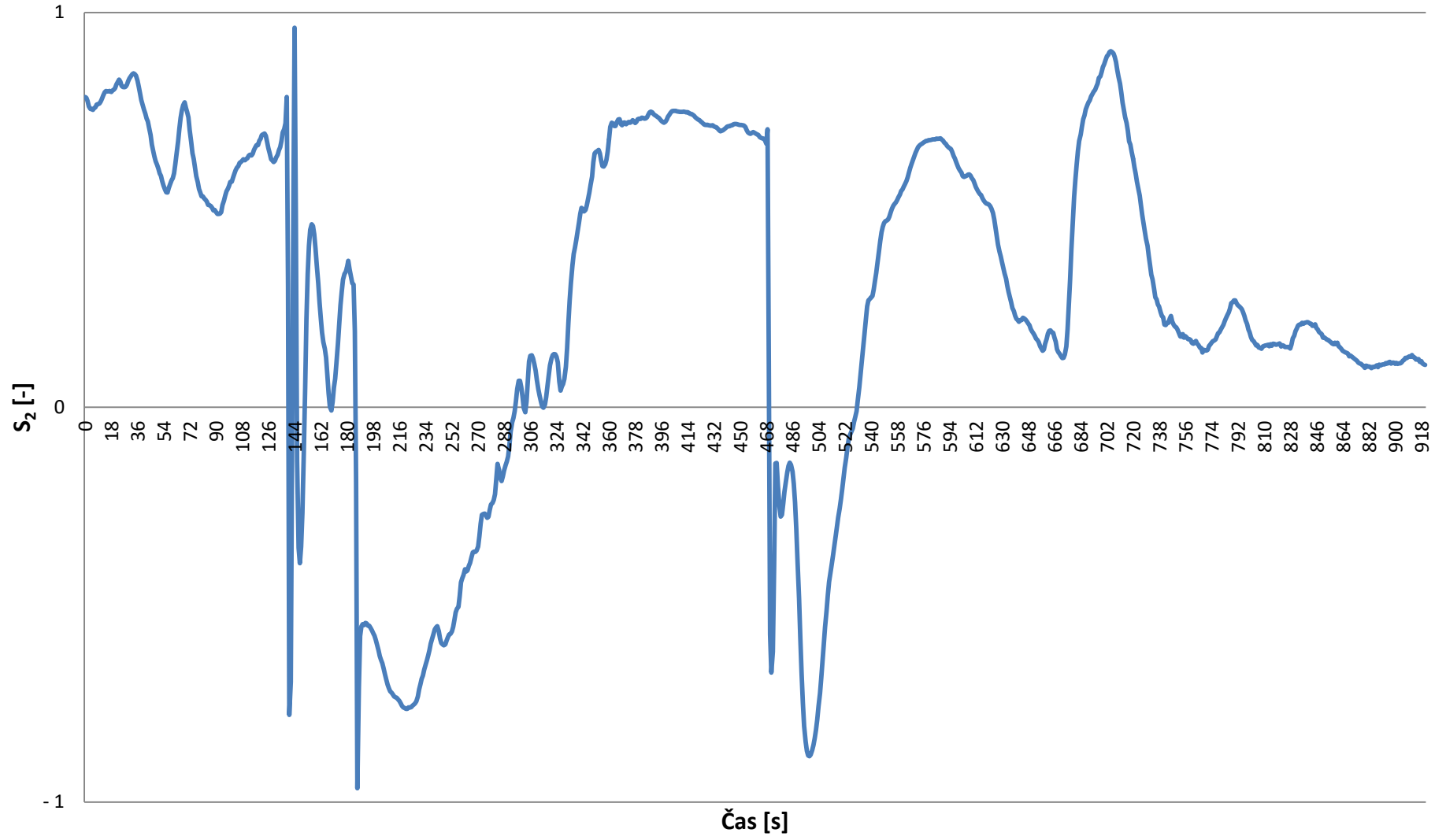
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



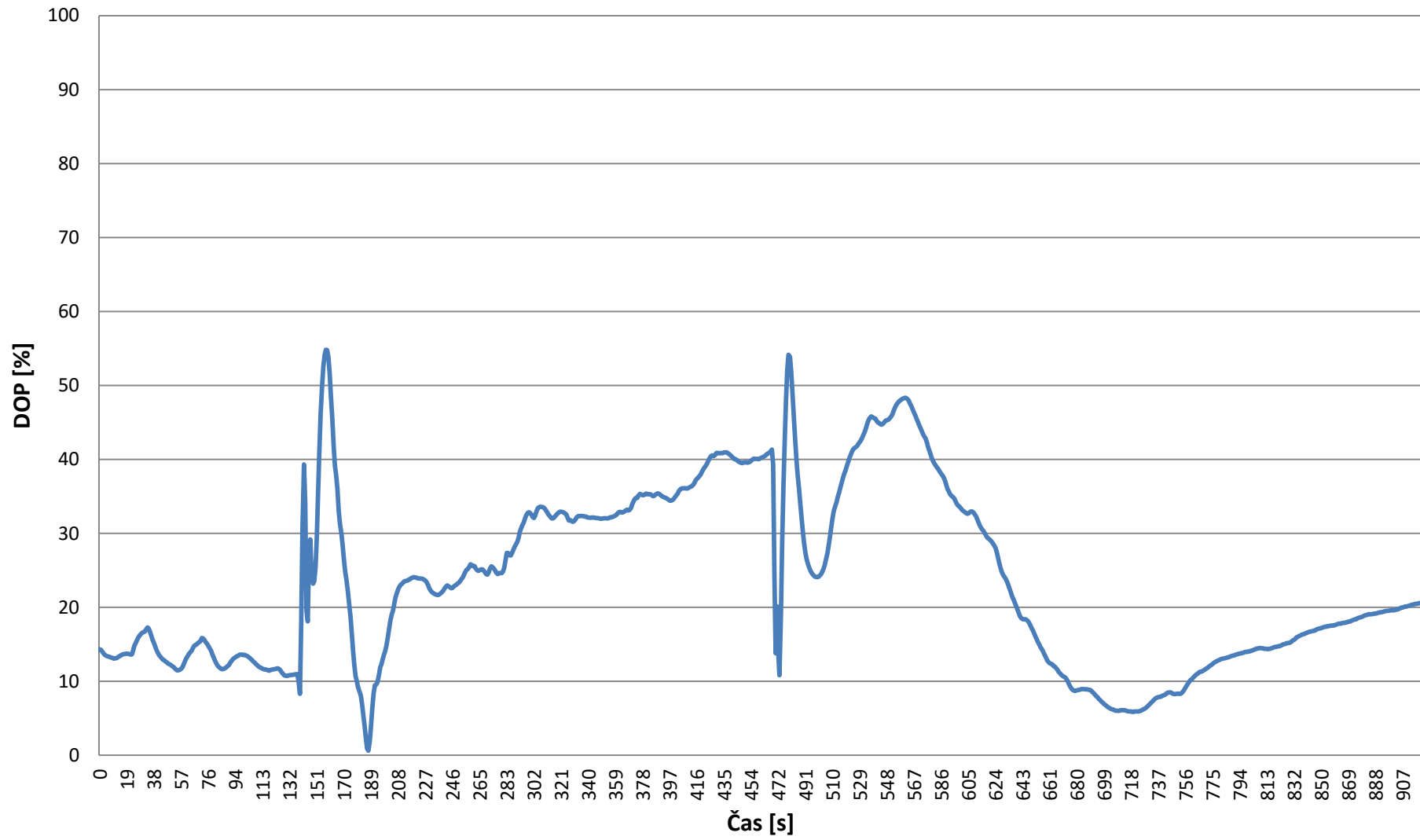
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



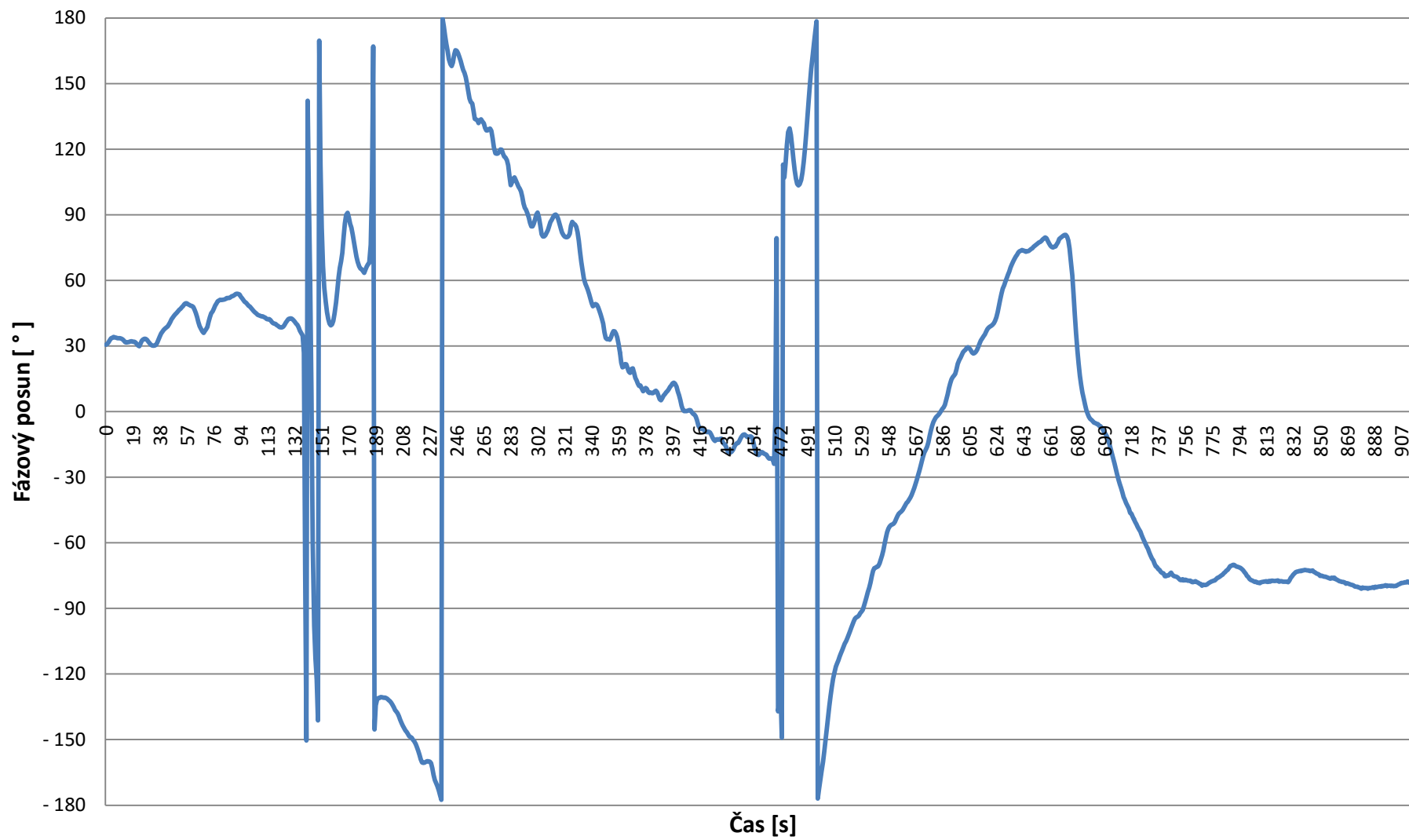
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C



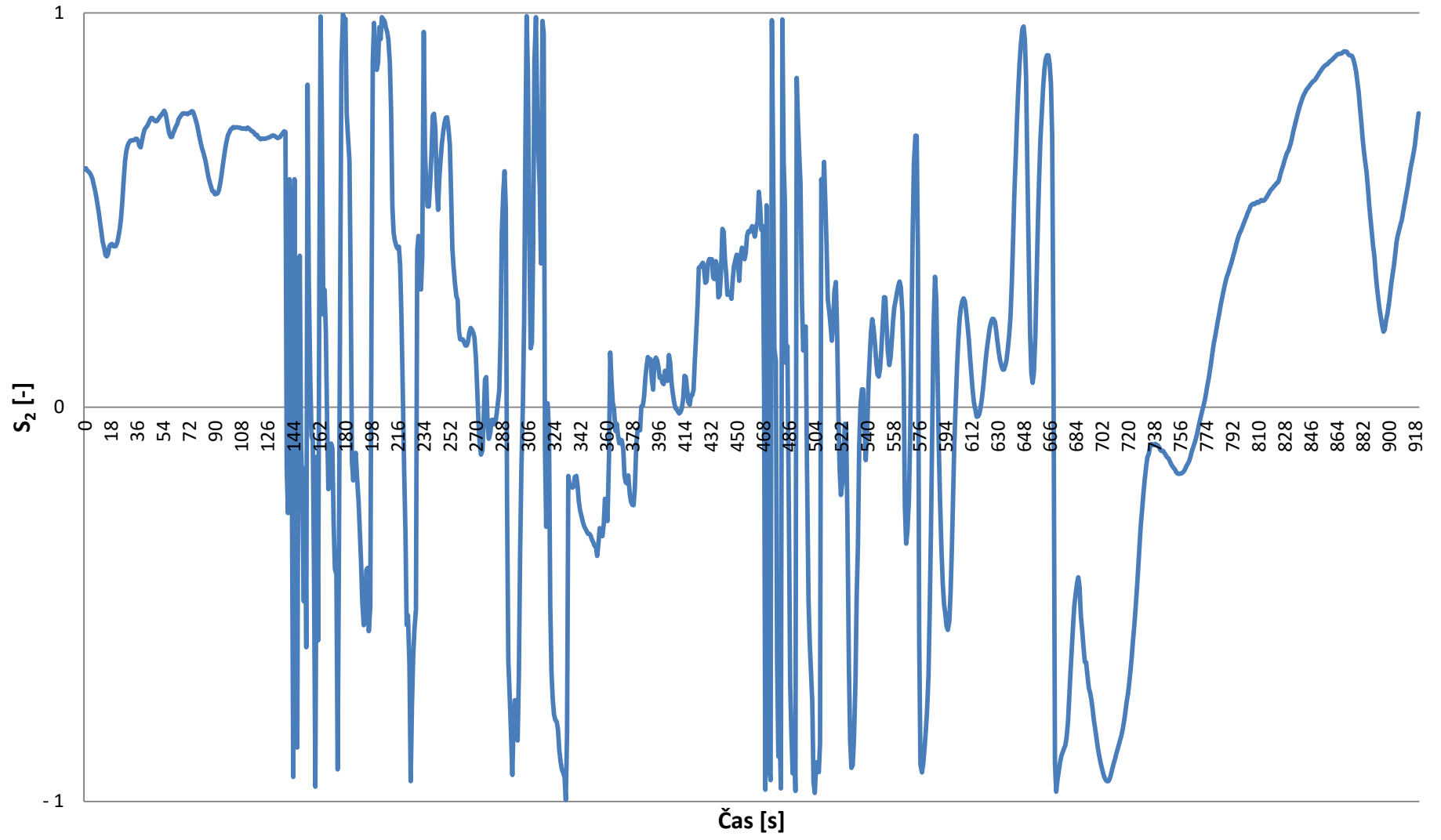
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C



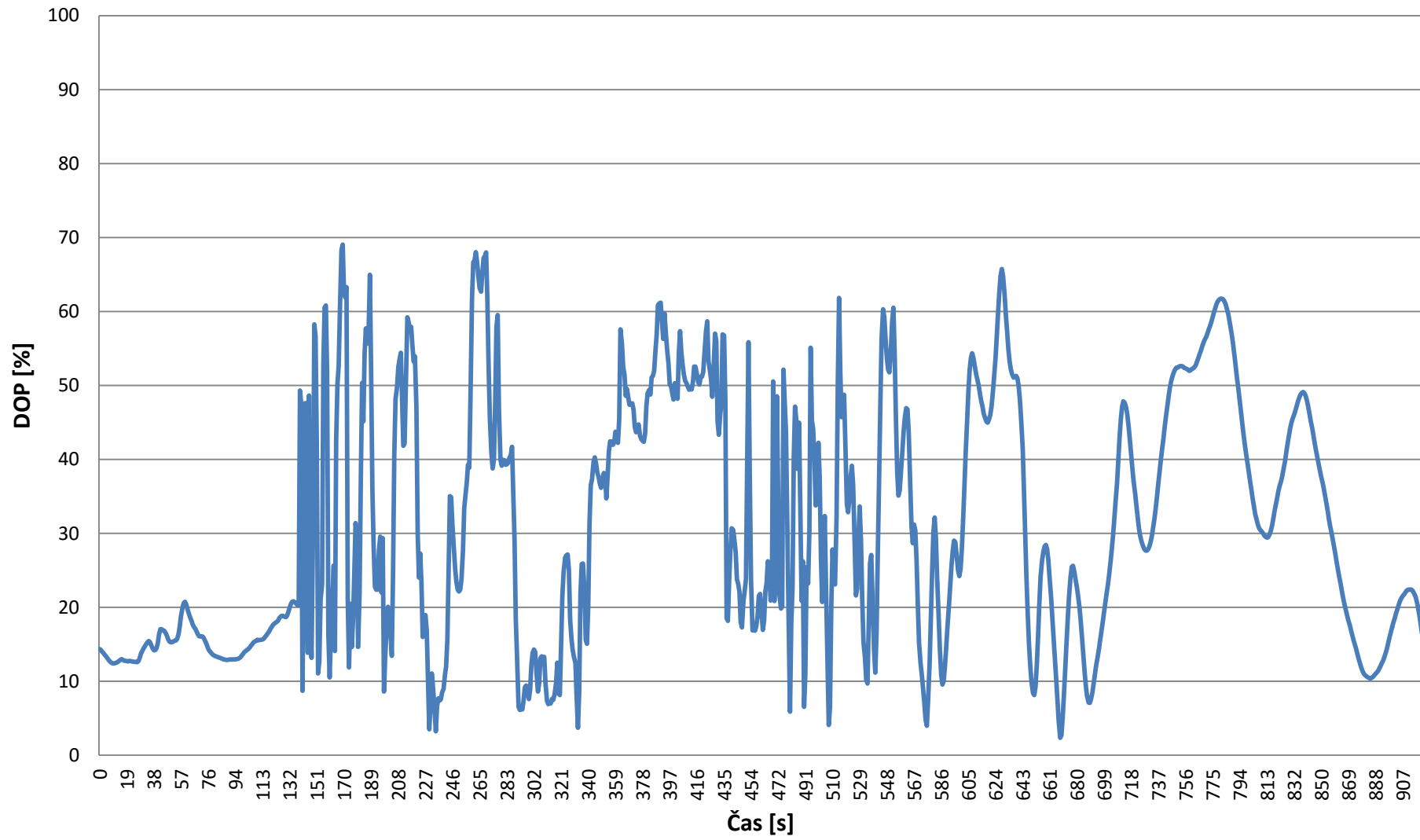
1550 nm, sensor 1550 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C



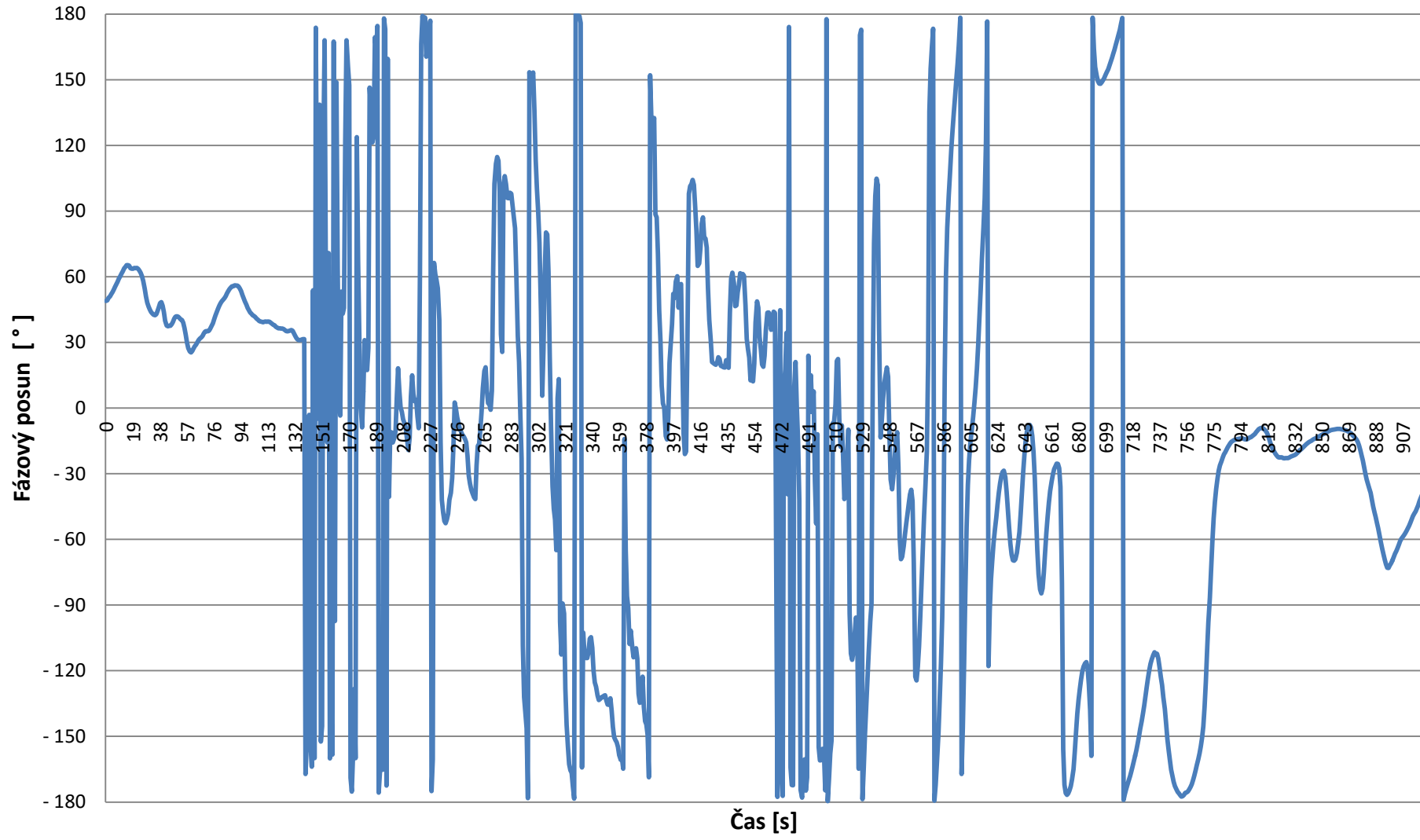
LD 635 nm, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



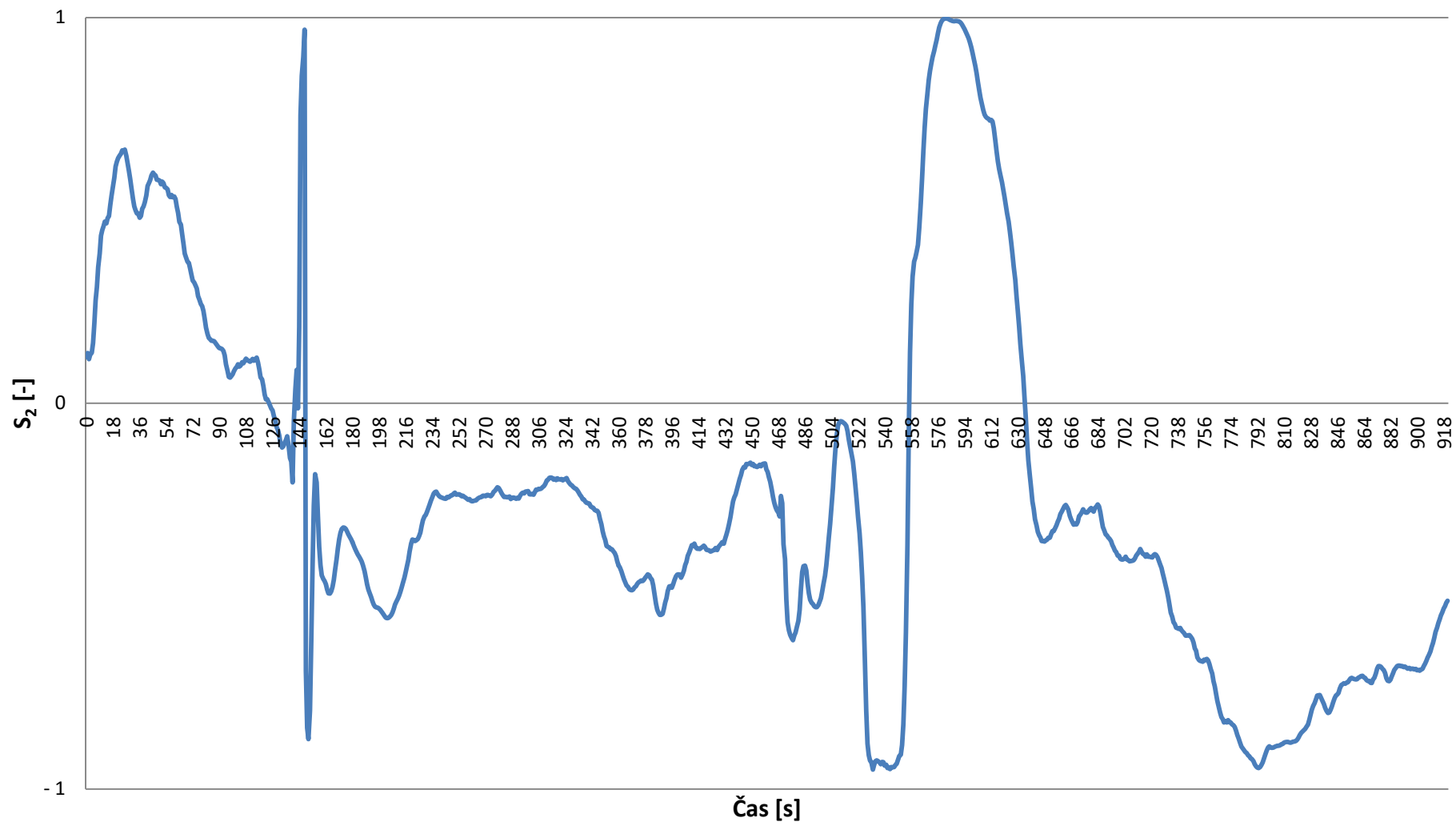
LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 0 °C



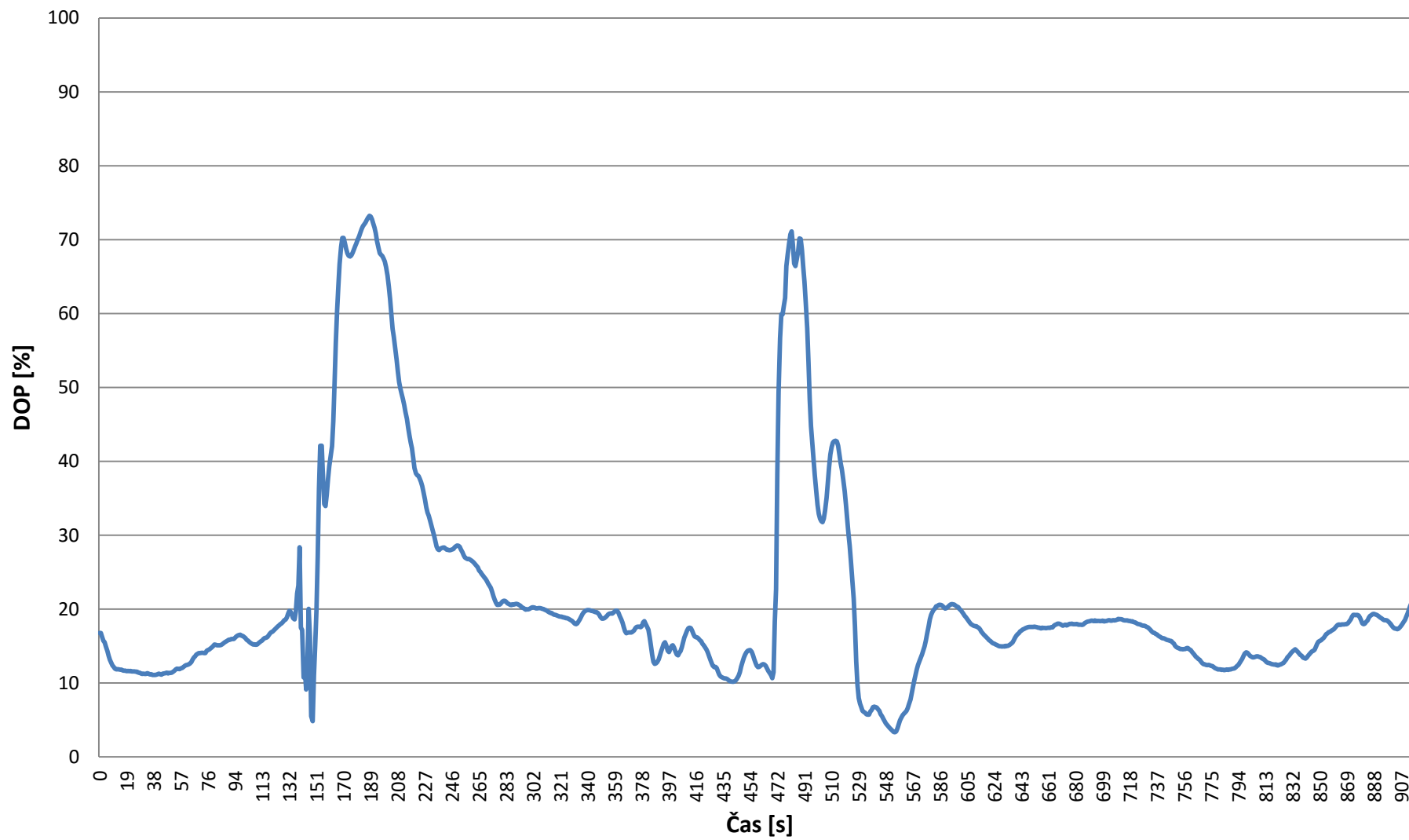
LD 635, sensor 633 nm, 2 sélky, 6 cm, 0 °C



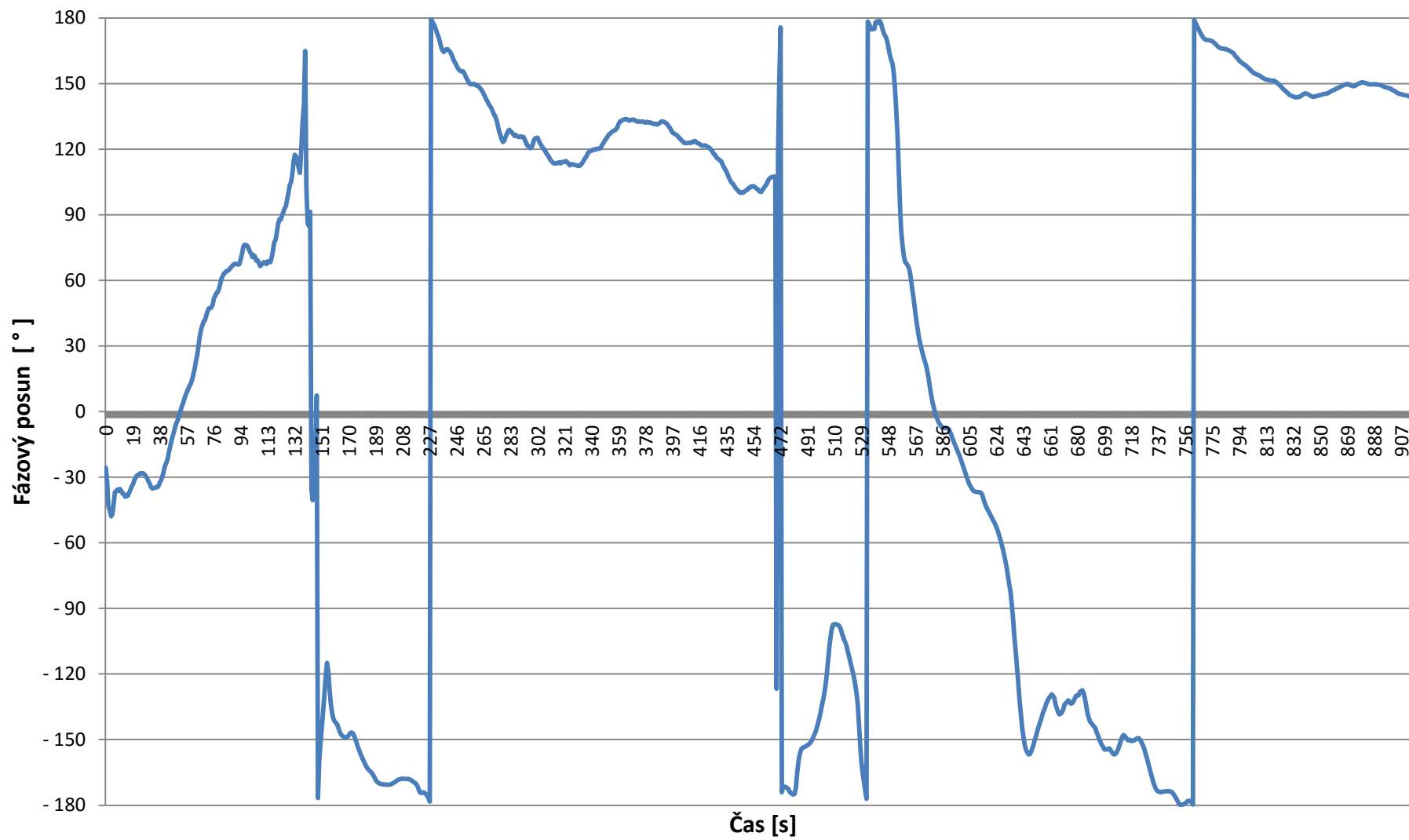
LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



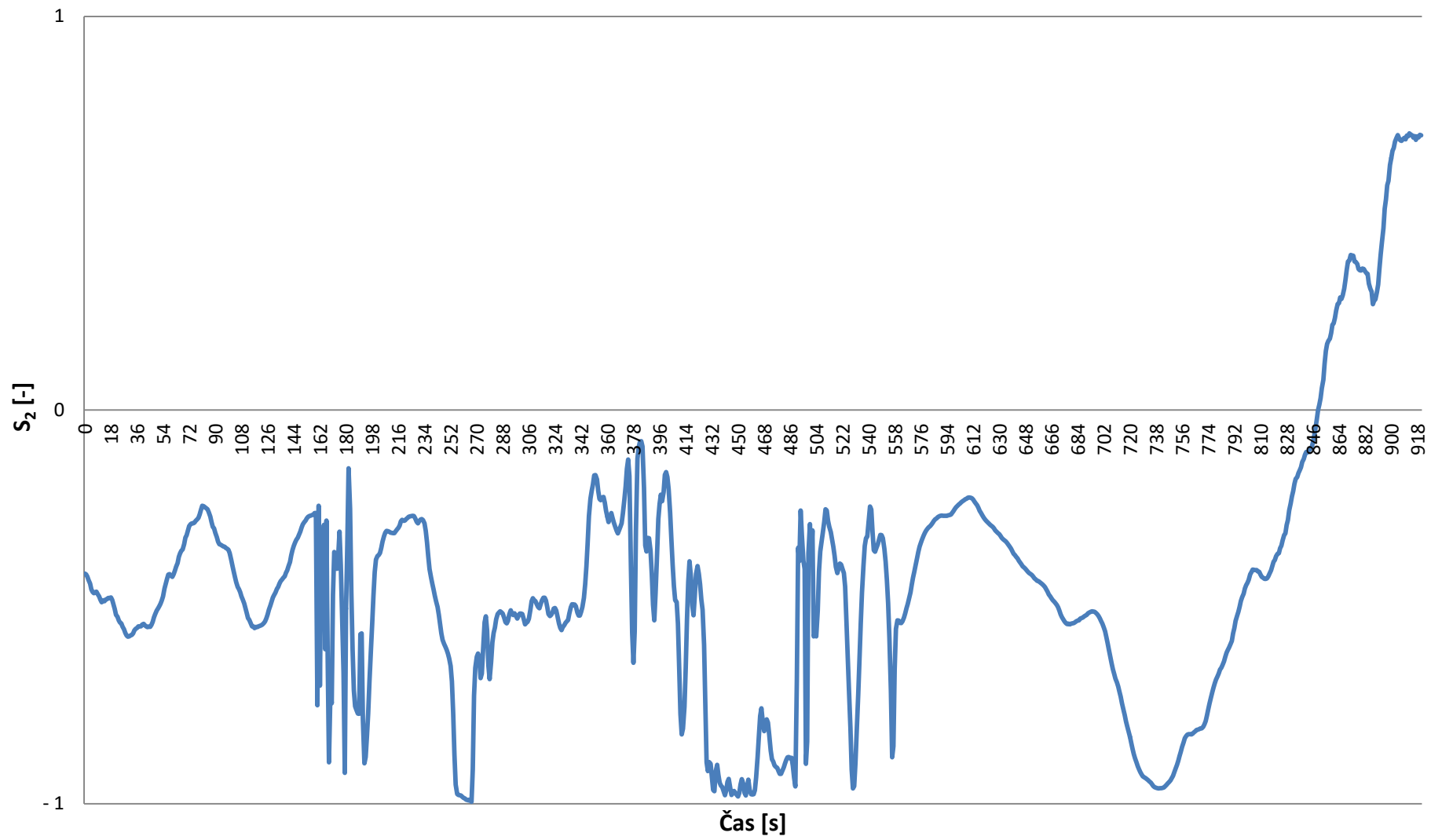
LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



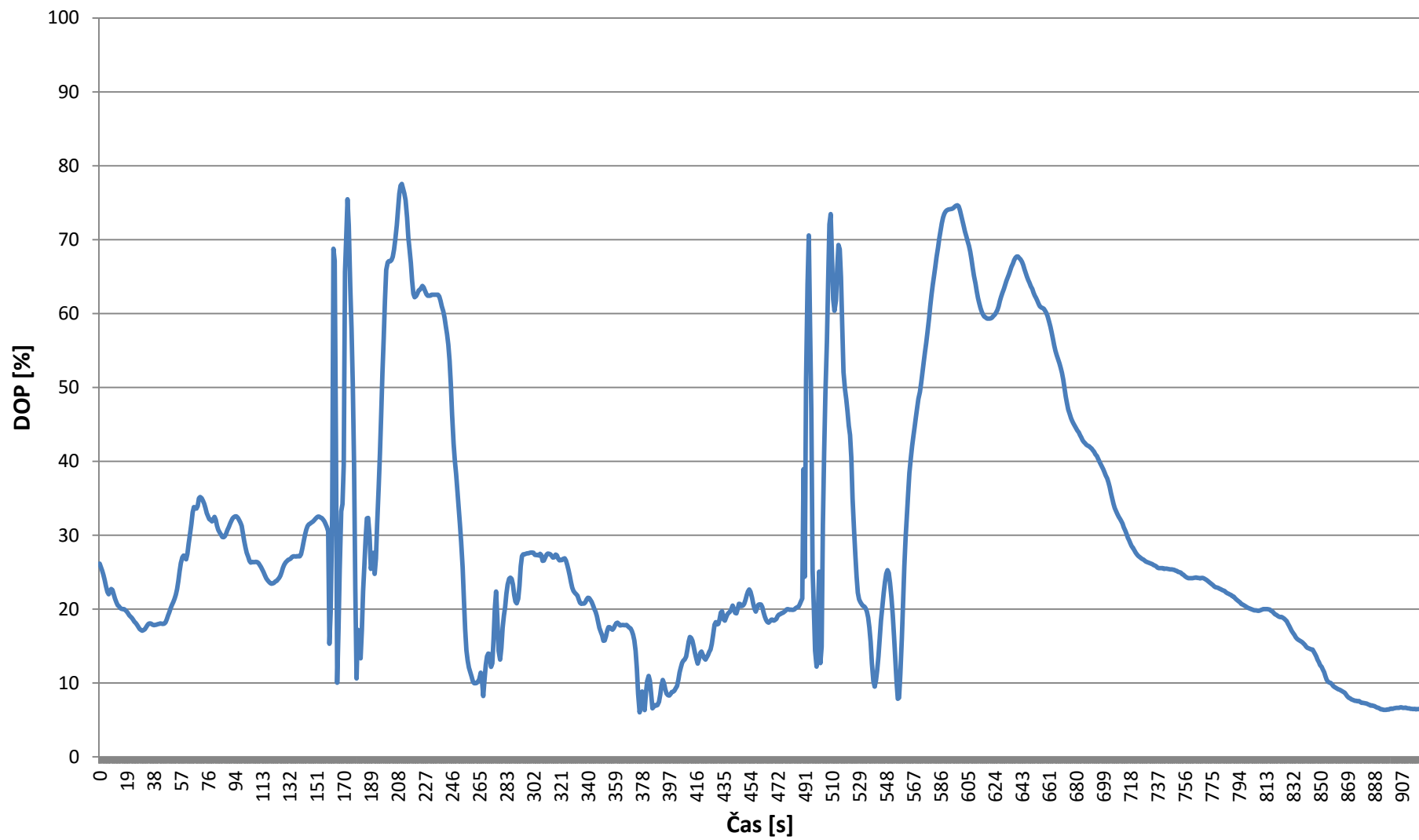
LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 35 °C



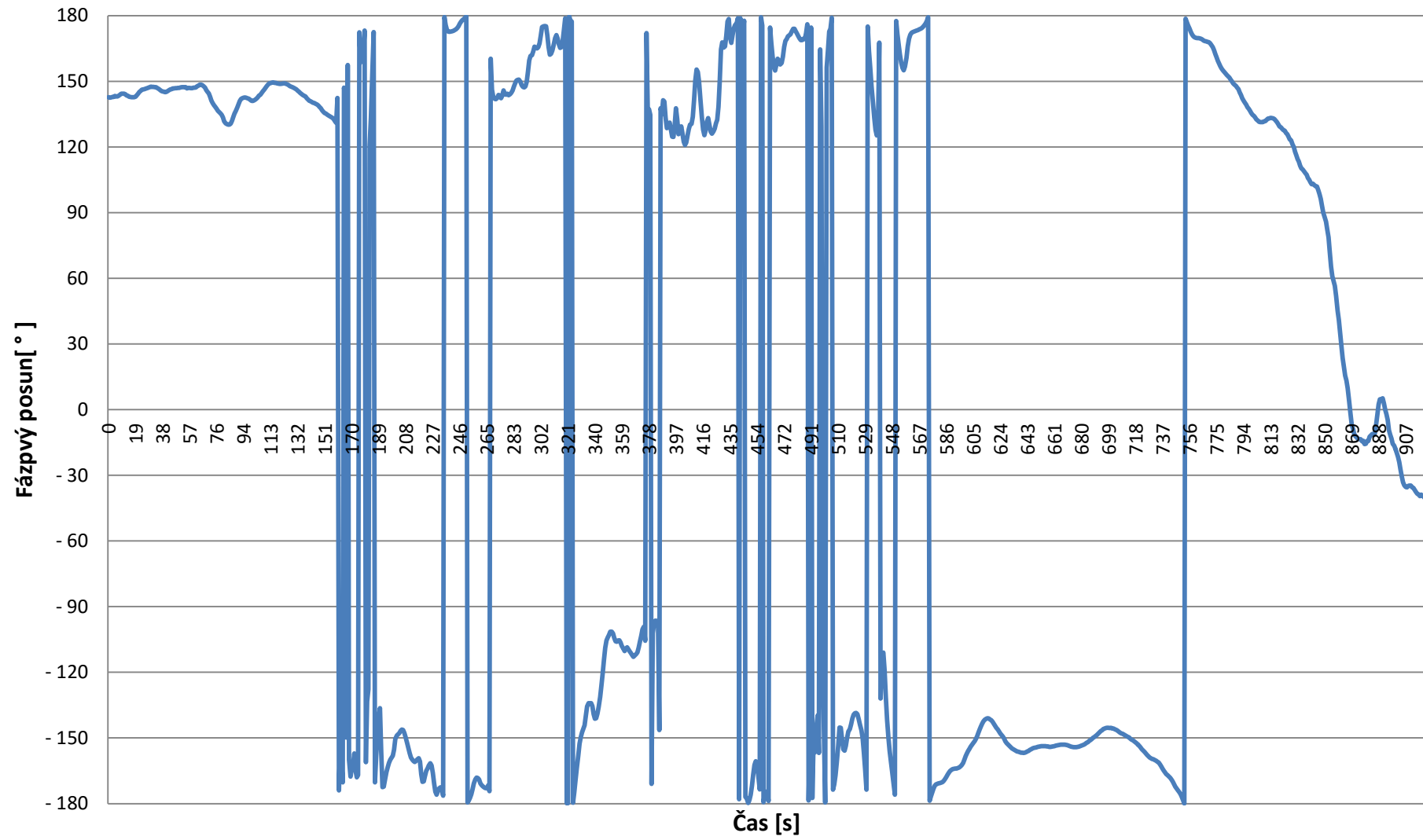
LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C



LD 635, sensor 633 nm, 2 délky, 6 cm, 53 °C



LD 635, sensor 633 nm, 2 exp. lengths, 6 cm, 53 °C



## PŘÍLOHA B

```
function varargout = poincare(varargin)
% Begin initialization code - DO NOT EDIT
if nargin == 0 % START GUI
%   zavře vše
    fig = openfig(mfilename,'reuse');

    % generování struktury a funkci
    handles = guihandles(fig);
    guidata(fig, handles);

    if nargin > 0
        varargout{1} = fig;
    end
elseif ischar(varargin{1})

    try
        if (nargout)
            [varargout{1:nargout}] = feval(varargin{:});
        else
            feval(varargin{:});
        end
    catch
        disp(lasterr);
    end

end
end
% End initialization code - DO NOT EDIT

% -----
function varargout = pushbutton1_Callback(h, eventdata, handles,
varargin)
format long
% Default input file
def_input_file = get(handles.edit12,'string'); % default input data
filename plus path
% Specify input file
[filename1, pathname1]=uigetfile({'*.*','All files (*.*)'},'Import data
[must conform to correct format]',def_input_file);
% opens dialog in present working directory (pwd)
myfile1=fullfile(pathname1, filename1);
handles.filename1 = filename1; % filename only
handles.myfile1 = myfile1; % filename plus path
set(handles.edit11,'string',[handles.filename1]) % filename only
guidata(gcbo,handles) % store the changes
set(handles.edit12,'string',[handles.myfile1]) % filename including path
guidata(gcbo,handles) % store the changes

M= csvread(get(handles.edit12,'string'));
dat_t = M(:,1); % time
dat_1 = M(:,2); % Stokes vector S1
dat_2 = M(:,3); % Stokes vector S2
dat_3 = M(:,4); % Stokes vector S3
```

```

dat_4 = M(:,9); % DOP

set(handles.edit6,'string',0)
guidata(gcbo,handles)
set(handles.edit7,'string',[dat_t(length(dat_t))])
guidata(gcbo,handles)
set(handles.text9,'string',0)
guidata(gcbo,handles)
set(handles.text10,'string',[dat_t(length(dat_t))])
guidata(gcbo,handles)

x=dat_1;
y=dat_2;
z=dat_3;
%Stokes
figure('Position',[0 0 750 750]);
ax1=subplot(4,1,1);
ax2=subplot(4,1,2);
ax3=subplot(4,1,3);
ax4=subplot(4,1,4);
plot(ax1,dat_t,x)
title(ax1,'Stokes parameter S1')
xlabel(ax1,'t [s]')
plot(ax2,dat_t,y)
title(ax2,'Stokes parameter S2')
xlabel(ax2,'t [s]')
plot(ax3,dat_t,z)
title(ax3,'Stokes parameter S3')
xlabel(ax3,'t [s]')
plot(ax4,dat_t,dat_4)
title(ax4,'DOP')
xlabel(ax4,'t [s]')

end

% --- Executes on button press in pushbutton2.
function pushbutton2_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject      handle to pushbutton2 (see GCBO)
% eventdata    reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles      structure with handles and user data (see GUIDATA)
input_filename = get(handles.edit11,'string'); % input data filename
input_file = get(handles.edit12,'string'); % input data filename plus
path

% load data from file
M = csvread(input_file);
% Extract data from file
dat_t = M(:,1); % time
dat_1 = M(:,2); % Stokes vector S1
dat_2 = M(:,3); % Stokes vector S2
dat_3 = M(:,4); % Stokes vector S3
dat_4 = M(:,9); % DOP

%Poincare
krok = str2double(get(handles.edit3,'string'));
pauza = str2double(get(handles.edit4,'string'));
if (str2double(get(handles.edit6,'string'))>dat_t(length(dat_t)))
    prvni_cas=dat_t(length(dat_t));
else

```

```

    prvni_cas=str2double(get(handles.edit6,'string'));
end

if (str2double(get(handles.edit7,'string'))>dat_t(length(dat_t)))
    posledni_cas=dat_t(length(dat_t));
else
    posledni_cas=str2double(get(handles.edit7,'string'));
end

if (prvni_cas<posledni_cas)
scrsz = get(0, 'ScreenSize');
figure('Position', [1 1 scrsz(3)-100 scrsz(4)-100]);
bx1=subplot(4,2,[1,3,5,7]);
[X,Y,Z] = sphere(20);
X = X;
Y = Y;
Z = Z;
Hs = mesh(X,Y,Z,'facecolor','white','edgecolor',[0.5 0.5 0.5]); % set
grid facecolor to white
caxis([1.0 1.01]); % set grid to appear like all one color
alpha(0.70); % set opacity of sphere to 70%
axis equal; % make the three axes equal so the ellipsoid looks like a
sphere
%set(gcf,'Renderer','opengl');
set(gcf,'Renderer','Zbuffer');
hold on;
% Draw x- and y- and z-axes
Hx = plot3(bx1,[-1.5 1.5], [0 0], [0 0],'k-');
set(Hx,'linewidth',2,'linestyle','-','color','k');
ht_x =
text(1.75,0,0,'+S_1','fontweight','bold','fontsize',12,'fontname','arial'
);
Hy = plot3(bx1,[0 0], [-1.5 1.5], [0 0],'k-');
set(Hy,'linewidth',2,'linestyle','-','color','k');
ht_y =
text(0.1,1.6,0,'+S_2','fontweight','bold','fontsize',12,'fontname','arial
');
Hz = plot3(bx1,[0 0], [0 0], [-1.5 1.5],'k-');
set(Hz,'linewidth',2,'linestyle','-','color','k');
ht_z = text(-
0.05,0,1.35,'+S_3','fontweight','bold','fontsize',12,'fontname','arial');
% Draw a bold circle about the equator (2*epsilon = 0)
x_e = (-1:.01:1);
for i = 1:length(x_e)
z_e(i) = 0;
y_e_p(i) = +sqrt(1 - x_e(i)^2);
y_e_n(i) = -sqrt(1 - x_e(i)^2);
end
He = plot3(bx1,x_e,y_e_p,z_e,'k-',x_e,y_e_n,z_e,'k-');
set(He,'linewidth',2,'color','k');
% Draw a bold circle about the prime meridian (2*theta = 0, 180)
y_pm = (-1:.01:1);
for i = 1:length(x_e)
x_pm(i) = 0;
z_pm_p(i) = +sqrt(1 - y_pm(i)^2);
z_pm_n(i) = -sqrt(1 - y_pm(i)^2);
end
Hpm = plot3(bx1,x_pm,y_pm,z_pm_p,'k-',x_pm,y_pm,z_pm_n,'k-');
set(Hpm,'linewidth',2,'color','k');
%find first and last time of sample

```

```

for k=1:length(dat_t)
    if (abs(dat_t(k)-prvni_cas)<1)
        zac=k;
    end
    if (abs(dat_t(k)-posledni_cas)<1)
        konec=k;
    end
end
l=1;
for k=zac:konec
    tpp(l)=dat_t(k);
    xpp(l)=dat_1(k);
    ypp(l)=dat_2(k);
    zpp(l)=dat_3(k);
    dop(l)=dat_4(k);
    l=l+1;
end
by1=subplot(4,2,2);
plot(by1,tpp,xpp,'Color',[0.1 0.1 0.1])
title(by1,'Stokes parameter S1')
xlabel(by1,'t [s]')
hold on;
by2=subplot(4,2,4);
plot(by2,tpp,ypp,'Color',[0.1 0.1 0.1])
title(by2,'Stokes parameter S2')
xlabel(by2,'t [s]')
hold on;
by3=subplot(4,2,6);
plot(by3,tpp,zpp,'Color',[0.1 0.1 0.1])
title(by3,'Stokes parameter S3')
xlabel(by3,'t [s]')
hold on;
by4=subplot(4,2,8);
plot(by4,tpp,dop,'Color',[0.1 0.1 0.1])
title(by4,'DOP')
xlabel(by4,'t [s]')
hold on;
i=1;
for k=zac:konec
    xp(i)=dat_1(k);
    yp(i)=dat_2(k);
    zp(i)=dat_3(k);
    tp(i)=dat_t(k);
    dopp(i)=dat_4(k);
    if i==1
        plot3(bx1,xp,yp,zp,'bx','MarkerSize',10)
        plot(by1,tp,xp,'b')
        plot(by2,tp,yp,'b')
        plot(by3,tp,zp,'b')
        plot(by4,tp,dopp,'b')
    end
end
if (get(handles.checkbox1,'value')==get(handles.checkbox1,'Max'))
    if i>1
        pause(dat_t(k+1)-dat_t(k))
        v1 = [xp(i-1),yp(i-1),zp(i-1)];
        r = norm(v1);
        v2 = [xp(i),yp(i),zp(i)];
        v3 = cross(cross(v1,v2),v1);
        v3 = r*v3/norm(v3);
        t = linspace(0,atan2(norm(cross(v1,v2)),dot(v1,v2)),1000);
    end
end

```

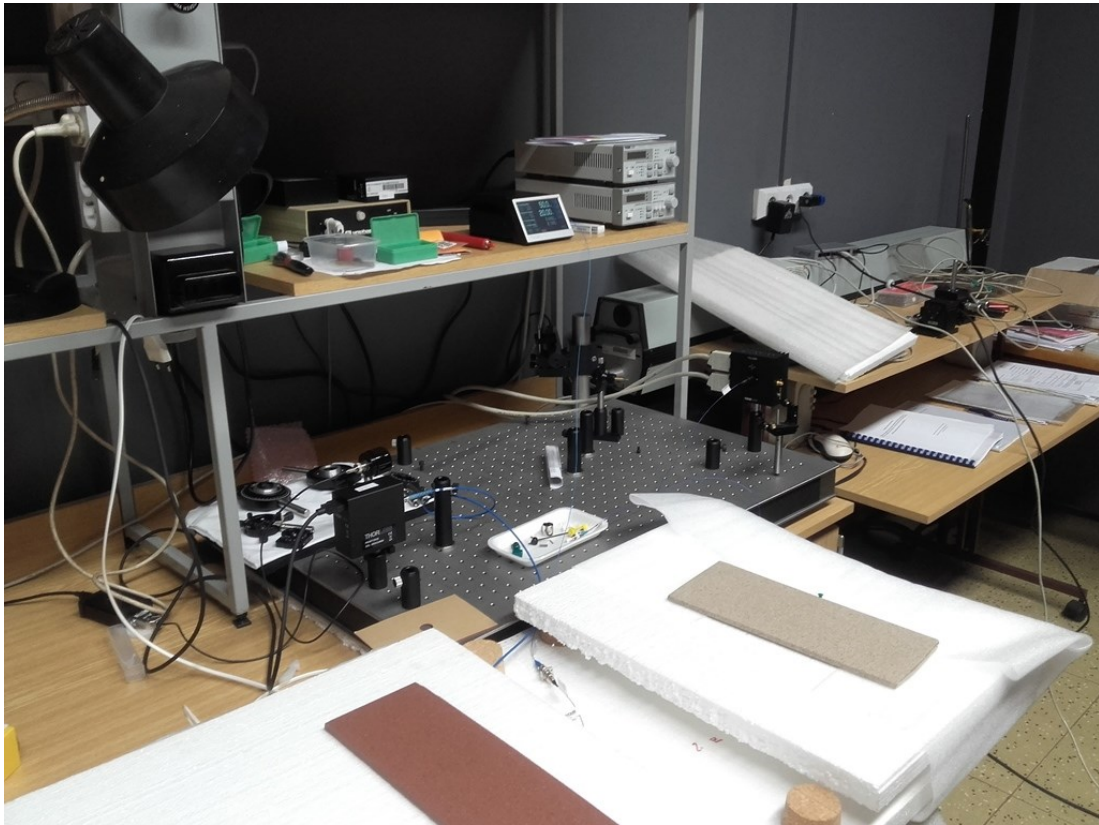
```

vx = v1(1)*cos(t)+v3(1)*sin(t);
vy = v1(2)*cos(t)+v3(2)*sin(t);
vz = v1(3)*cos(t)+v3(3)*sin(t);
plot3(bx1,vx,vy,vz,'b','LineWidth',2)
plot3(bx1,yp,yp,zp,'bx','MarkerSize',10)
plot(by1,tp,yp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by2,tp,yp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by3,tp,zp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by4,tp,dopp,'-xb','MarkerSize',10)
end
else
if i>1
v1 = [xp(i-1),yp(i-1),zp(i-1)];
r = norm(v1);
v2 = [xp(i),yp(i),zp(i)];
v3 = cross(cross(v1,v2),v1);
v3 = r*v3/norm(v3);
t = linspace(0,atan2(norm(cross(v1,v2)),dot(v1,v2)),1000);
vx = v1(1)*cos(t)+v3(1)*sin(t);
vy = v1(2)*cos(t)+v3(2)*sin(t);
vz = v1(3)*cos(t)+v3(3)*sin(t);
plot3(bx1,vx,vy,vz,'b','LineWidth',2)
plot3(bx1,yp,yp,zp,'bx','MarkerSize',10)
plot(by1,tp,yp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by2,tp,yp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by3,tp,zp,'-xb','MarkerSize',10)
plot(by4,tp,dopp,'-xb','MarkerSize',10)
end
if (mod(i,krok)==0)
pause(pauza/1000)
end
end
end
i=i+1;
end

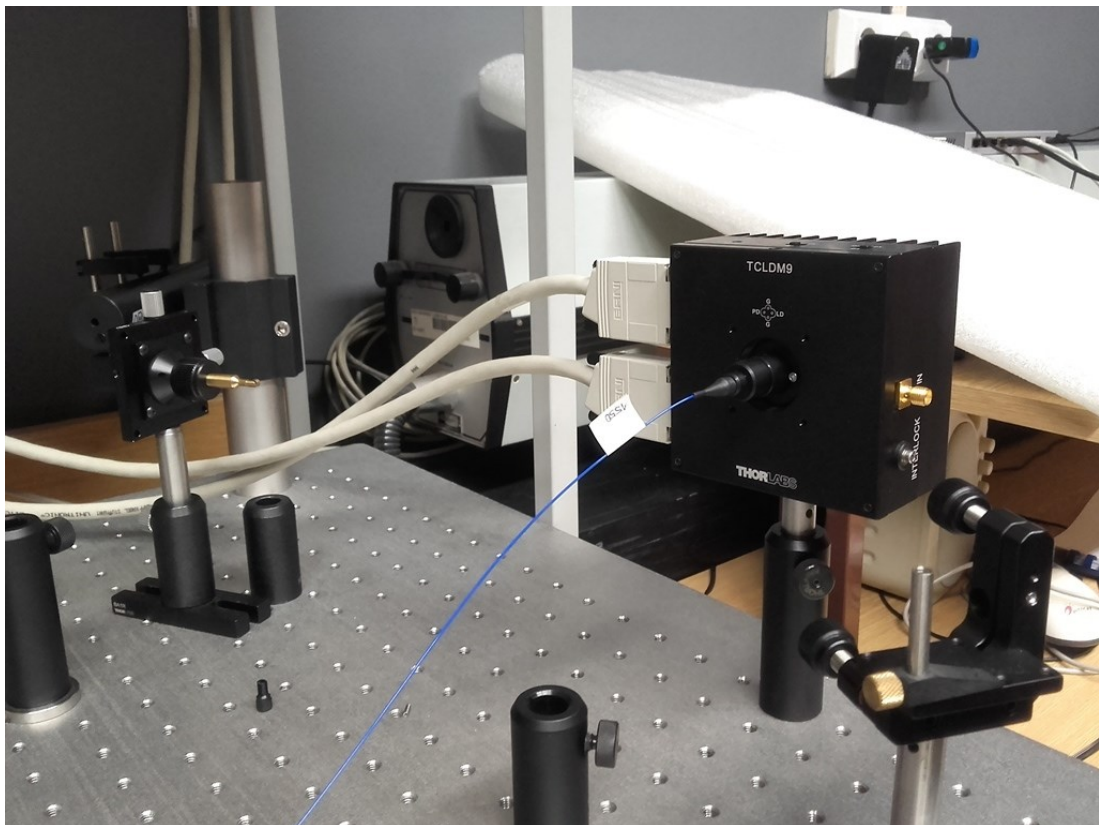
else
msgbox('Počáteční čas je větší nebo roven koncovému času', 'Chyba')
end
end

```

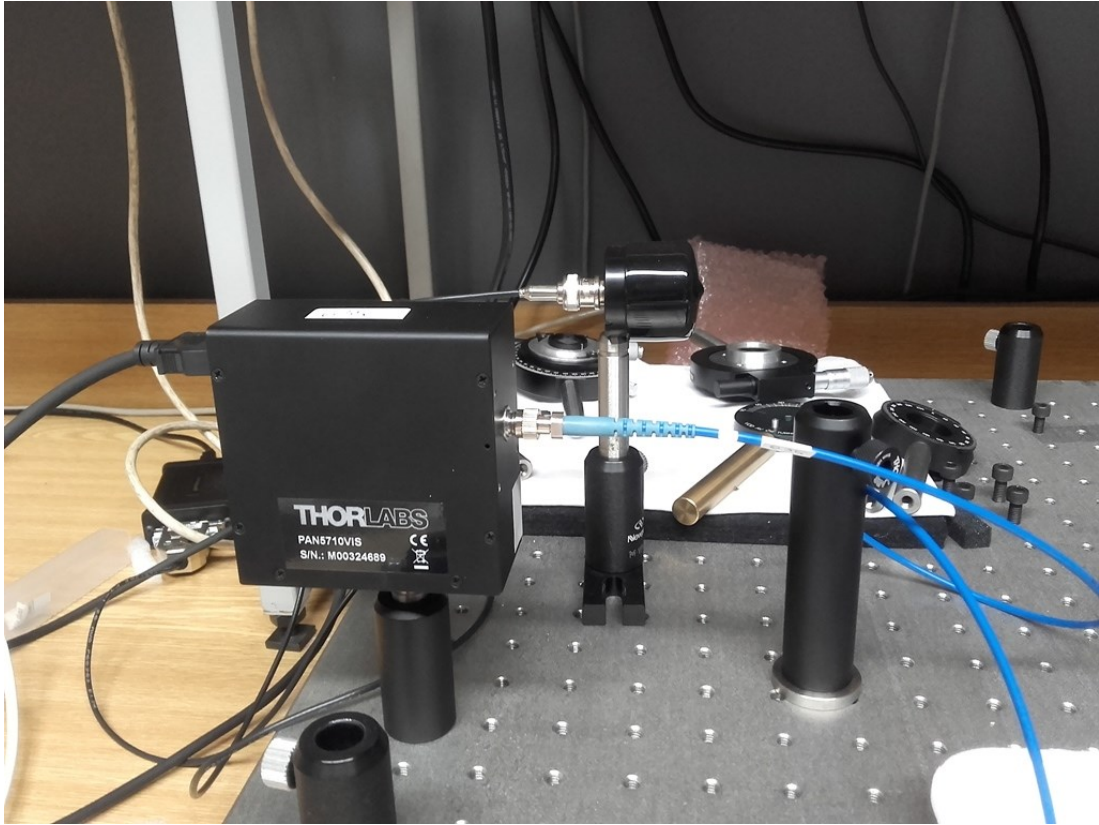
## PŘÍLOHA C



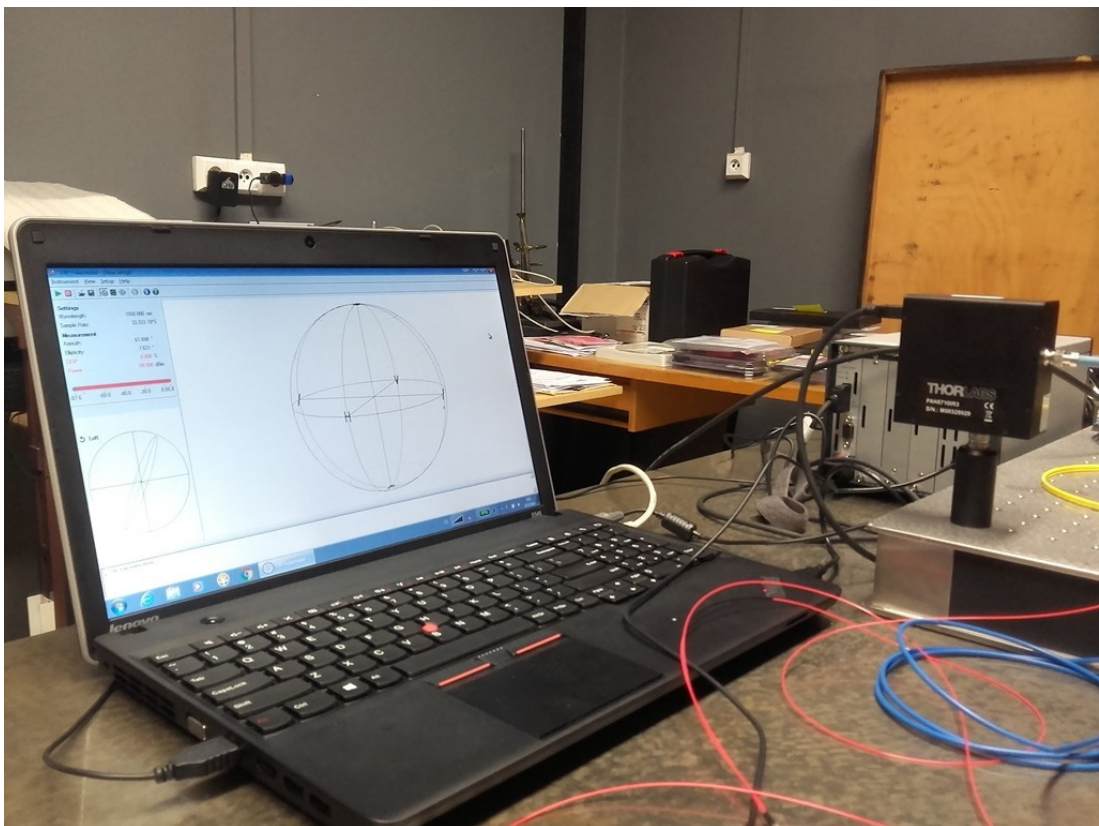
Měřicí pracoviště



Laserová dioda 1550 nm



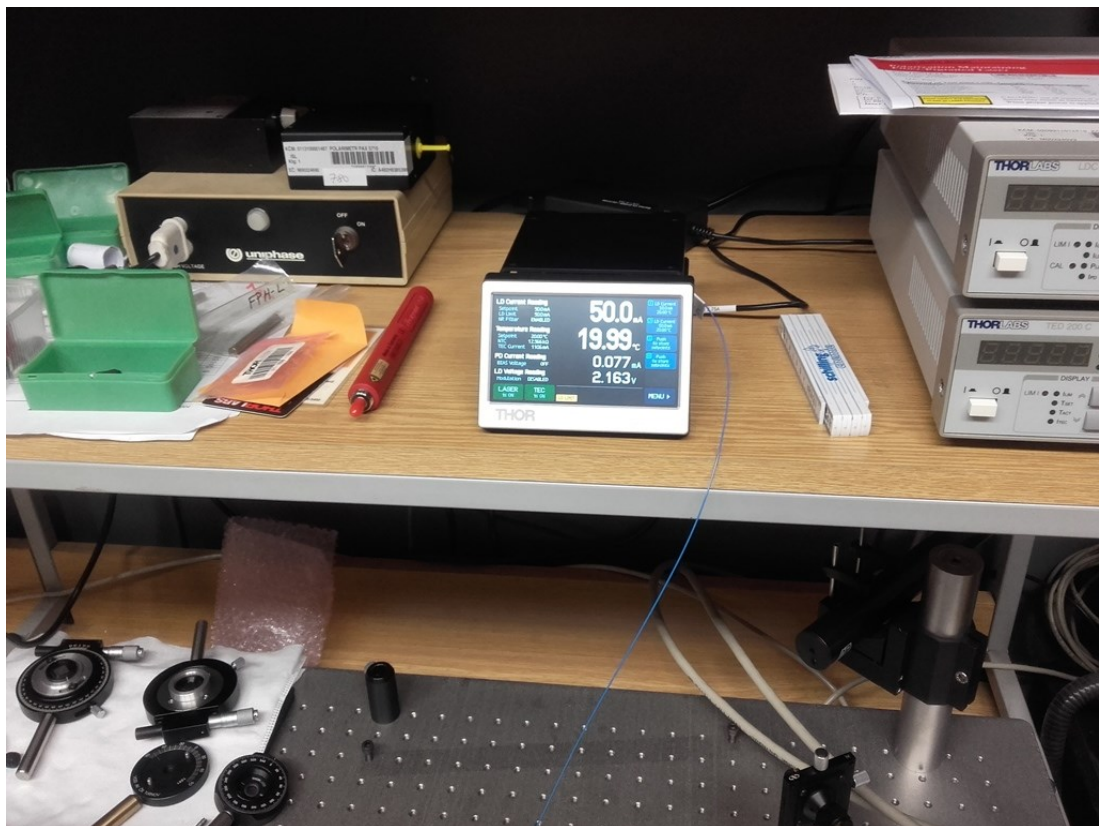
**Vstup polarimetru**



**Polarimetr PAX5710 a obslužný program polarimetru**



Prostor s optickým senzorem



Zdroj optického záření a zdroj proudu (vpravo)