



Univerzita Palackého Olomouc, Přírodovědecká fakulta
Katedra experimentální fyziky

Bakalářská práce

Charakterizace optického děliče a jeho vliv na
vizibilitu interferometrů

Autor: Lukáš Macek

Vedoucí práce: Mgr. Antonín Černocho, Ph.D.

Studijní obor: Nanotechnologie

Forma studia: prezenční

Rok: 2017

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora: Lukáš Macek

Název práce: Charakterizace optického děliče a jeho vliv na vizibilitu interferometrů

Typ práce: Bakalářská

Pracoviště: Katedra experimentální fyziky

Vedoucí práce: Mgr. Antonín Černocho, Ph.D.

Rok obhajoby práce: 2017

Počet stran: 36

Počet příloh: 0

Jazyk: český

Abstrakt:

Cílem této práce je zjistit chování děliče v různých podmínkách a jeho vliv na interferenci v interferometru.

Klíčová slova: optický dělič, dělicí poměr, polarizace, vizibilita

Author's first name and surname: Lukáš Macek

Title: Characterization of the beam-splitter and its influence on the visibility of interferometers

Type of thesis: Bachelor`s

Department: Department of Experimental Physics

Supervisor: Mgr. Antonín Černocho, Ph.D.

Year of presentation: 2017

Number of pages: 36

Number of appendices: 0

Language: czech

Abstract:

The aim of this work is to determine the behavior of beam splitter in different conditions and its influence on interference in interferometer.

Key words: beam splitter, splitting ratio, polarization, visibility

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou práci vypracoval samostatně pod vedením Mgr. Antonína Černocho, Ph.D., a že jsem použil zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použitých zdrojů.

V Olomouci dne:

Podpis:

Rád bych poděkoval svému vedoucímu bakalářské práce Mgr. Antonínu Černochovi PhD. Za poskytnuté rady, trpělivost při vysvětlování a za čas, který věnoval mým častým konzultacím.

1. Úvod	1
2. Teorie	2
2.1. Popis polarizace záření:	2
2.1.1. Popis polarizace pomocí koncového bodu vektoru elektrické intenzity	2
2.1.2. Popis pomocí Poincarého a Stokesových parametrů	6
2.2 Optické děliče	8
2.2.1. Dělení v závislosti na stavbě děliče:	9
2.2.2. Dělení v závislosti na způsobu dělení svazku:	10
2.3 Interferometry.....	14
3. Měření	18
3.1 Vlastnosti a charakterizace použitých zařízení:	18
3.2 Popis měření.....	19
3.3 Zpracování dat a diskuze výsledků.....	20
4. Závěr	34
5. Zdroje	35
DODATEK.....	36

1. Úvod

Optický dělič je optické zařízení, kterým můžeme rozdělit dopadající svazek na dva nebo více svazků, které mohou, ale také nemusí mít stejnou intenzitu. Optických děličů je mnoho druhů a jsou využívány v mnoha zařízeních např. interferometrech, kamerách, projektorech a nejrůznějších laserových systémech. Jakékoliv zrcadlo, které částečně odráží svazek, může být použito k dělení svazku. Důležitými vlastnostmi, které u děliče pozorujeme, jsou mimo dělicí poměr také optická ztrátovost a práh poškození.

Tato práce se zabývá charakterizací běžného, komerčně vyráběného optického děliče. Tyto děliče jsou totiž vyráběny tak, že požadovaný dělicí poměr, v tomto případě 50:50, mají pouze pro určitý úhel dopadu a danou polarizaci. Zjišťovali jsme tedy, jak se dělič chová pro úhly dopadu, na které není dělič stavěn, a jak dělicí poměr ovlivňuje změna polarizace dopadajícího světla. Také jsme se dívali, jak se změní polarizace prošlého a odraženého svazku z děliče. Potom jsme začali děličem otáčet a zkoumali jsme, jak rozdílné úhly dopadu ovlivňují dělicí poměr děliče a polarizaci prošlého a odraženého svazku.

Snažili jsme se tedy popsat chování optického děliče pro neideální podmínky a tedy i neideální dělicí poměr a následný vliv neideálního dělicího poměru optického děliče na kvalitu interference v různých interferometrech.

2. Teorie

Elektromagnetické záření, nebo také elektromagnetická vlna, je popisována jako oscilace elektromagnetického pole. Ve vakuu je nejčastěji popisována vektorem elektrické intenzity \vec{E} . Právě konkrétním směrem oscilace vektoru elektrické intenzity v rovině příčné na směr šíření ve směru osy z , se udává tzv. polarizace záření. U ideálního monochromatického světla musí elektrické pole oscilovat se stále stejnou frekvencí. Ale jelikož složky intenzity ve směru os x a y oscilují nezávisle na sobě, musíme se podívat, co vznikne superpozicí těchto dvou nezávislých na sebe kolmých složek a jestli jsou nebo nejsou ve fázi. Výsledkem sečtení složek x a y bude nový směr kmitání v rovině xy . Pokud je pohyb koncového bodu vektoru elektrické intenzity v prostoru a čase snadno definovatelný, je záření nazýváno jako polarizované [1].

2.1. Popis polarizace záření:

2.1.1. Popis polarizace pomocí koncového bodu vektoru elektrické intenzity

Uvažujme monochromatickou rovinnou vlnu o frekvenci ν šířící se ve směru osy z rychlostí c . Vektor elektrického pole bude ležet v rovině xy a je popsán vztahem

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left\{ A \exp \left[i 2 \pi \nu \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

s komplexní obálkou

$$A = A_x \hat{x} + A_y \hat{y}, \quad (2)$$

kterou je vektor s komplexními složkami A_x , A_y a normovanými kvadraturními složkami \hat{x} a \hat{y} [2]. K popsání polarizace této vlny najdeme koncový bod vektoru $E(z, t)$ v každém místě z jako funkci času.

Vyjádřením A_x , A_y pomocí jejich velikosti a fáze

$$A_x = a_x \exp(i\delta_x),$$

$$A_y = a_y \exp(i\delta_y)$$

a jejich následným dosazením nejdříve do rovnice (2) a poté do rovnice (1) dostáváme

$$E(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}, \quad (3)$$

kde složky E_x a E_y vektoru $E(z, t)$ jsou vyjádřeny jako

$$E_x = e_x \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta_x \right], \quad (4)$$

$$E_y = e_y \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta_y \right]. \quad (5)$$

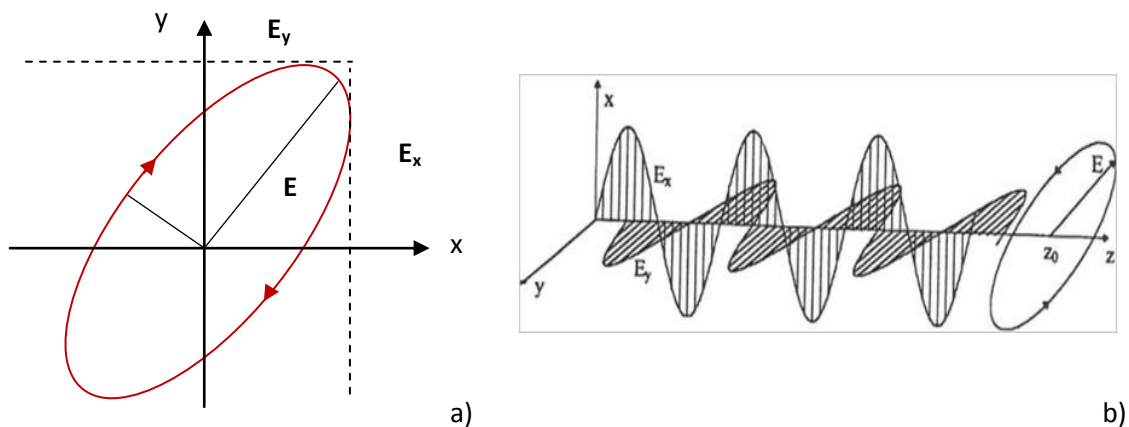
Rovnice (4) a (5) jsou parametrickými rovnicemi elipsy

$$\frac{E_x^2}{e_x^2} + \frac{E_y^2}{e_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{e_x e_y} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (6)$$

kde $\delta = \delta_y - \delta_x$ je fázový rozdíl.

V místě z koncový bod vektoru elektrické intenzity \vec{E} rotuje v rovině xy a periodicky opisuje elipsu popsanou rovnicí (6) (viz obr. 1a). V daném okamžiku se koncové body vektoru elektrické intenzity nacházejí na šroubovici ve tvaru elipsy (viz obr. 1b). Tvar elipsy (směr hlavní poloosy, poměr hlavní a vedlejší poloosy), a to jestli je elipsa levotočivá nebo pravotočivá, určuje polarizační stav vlny. Tvar elipsy tedy závisí na amplitudách e_x , e_y a fázovém rozdílu $\delta = \delta_y - \delta_x$. Amplitudy také určují intenzitu vlny, a tím tedy i velikost elipsy, podle $I = (e_x^2 + e_y^2)/2\eta$ (η je impedance prostředí). [2]

Hlavní a vedlejší osa elipsy se však zpravidla nenacházejí na souřadnicových osách x a y . Elipsa bývá otočena o úhel θ kde $0 \leq \theta \leq \pi$. Tento úhel nazveme orientace elipsy. Dalším parametrem je ϵ , tzv. elipticita, která udává poměr hlavní a vedlejší osy elipsy a také orientaci otáčení [6]. Těmito parametry se budeme více zabývat později.

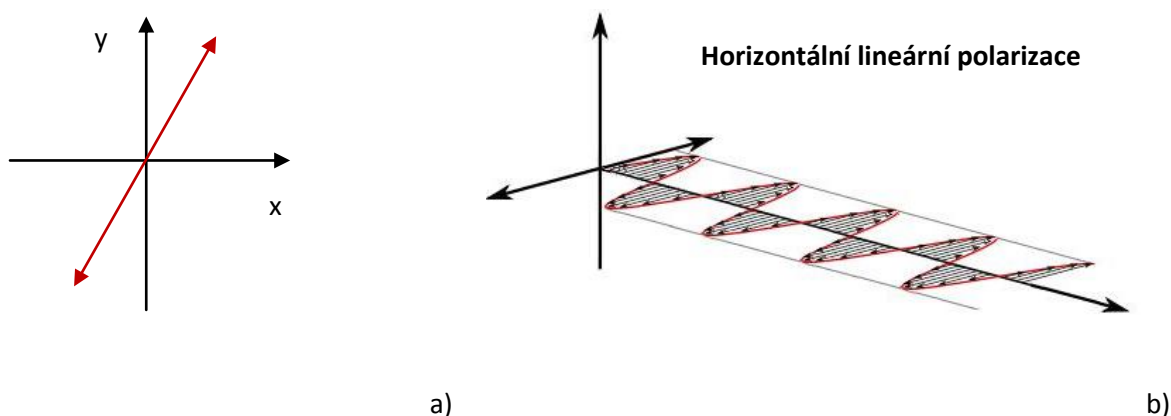


Obr. 1: a) Rotace koncového bodu vektoru elektrické intenzity v rovině xy v případě eliptické polarizace, b) trajektorie koncového bodu vektoru elektrické intenzity v prostoru při eliptické polarizaci (převzato z [4])

Existují také speciální případy polarizace. Je-li elipsa degenerovaná na přímku, je polarizace nazývána **lineární**, a pokud je elipsa degenerovaná na kružnici, hovoříme o polarizaci **kruhové**.

Lineární polarizace:

Světlo považujeme za lineárně polarizované, jestliže zcela vymizí jedna složka záření (e_x, e_y), nebo je-li fázový rozdíl složek e_x a e_y roven $\delta = n\pi$, kde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, tzn. kmity v rovinách x a y jsou ve fázi. Vektor elektrické intenzity tedy periodicky kmitá v jedné rovině, jak je znázorněno na obr. 2.

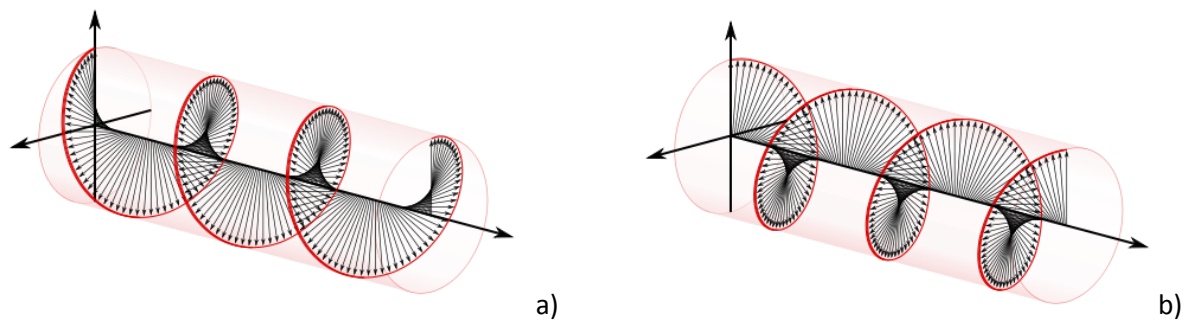


Obr. 2: a) Pohyb koncového bodu vektoru elektrické intenzity v rovině xy v případě lineární polarizace. b) trajektorie koncového bodu vektoru elektrické intenzity v čase v případě horizontální lineární polarizace (převzato z [5])

Kruhov polarizace:

Světlo považujeme za kruhov polarizované, je-li fzov rozdíl složek roven $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ a zároveň platí, že $e_x = e_y = e_0$. Rovnice elipsy (6) se tedy zredukuje na tvar $E_x^2 + E_y^2 = e_0^2$. Tato rovnice je rovnicí kružnice a vektor elektrické intenzity periodicky opisuje kružnici. V čase tedy vektor elektrické intenzity opisuje šroubovici na vlcov ploše, jak je znázorněno na obr. 3.

Kruhovou polarizaci lze také rozdělit na **pravotočivou** a **levotočivou**, a to podle toho, je-li fzov rozdíl kladn nebo zporn. Pro fzov rozdíl $\delta = +\frac{\pi}{2}$ se vektor elektrické polarizace pohybuje po pravotoiv šroubovici a pro fzov rozdíl $\delta = -\frac{\pi}{2}$ se vektor elektrické polarizace pohybuje po šroubovici levotoiv, jak je znázorněno na obr. 3.



Obr. 3: Pohyb koncového bodu vektoru elektrické intenzity pri a) pravotoiv kruhov polarizaci, b) levotoiv kruhov polarizaci (prevzato z [3])

Nepolarizovan zren:

Pokud rozdíl fází v osách x a y není stejn, vektor elektrické intenzity mn směr kmitání a tím i polarizaci zren. Pokud se polarizace mn rychleji, než jsme schopni zaznamenat, potom takov zren nazýváme nepolarizované, protože v prumeru se všechny jevy polarizace vru [1].

Označení „nepolarizované“ však není zcela přesné. Většinou totiž existuje více energie v jednom směru polarizace než v ostatních. Takové záření pak nazýváme částečně polarizované. Proto musíme zavést nový popis polarizace, který mimo druh polarizace (lineární, kruhová, eliptická...) zahrnuje také stupeň polarizace.

2.1.2. Popis pomocí Poincarého a Stokesových parametrů

Pro úplný popis polarizačního stavu potřebujeme znát čtyři tzv. Poincarého parametry [6].

$$P_0 = e_x^2 + e_y^2 \quad (7)$$

$$P_1 = e_x^2 - e_y^2 \quad (8)$$

$$P_2 = 2e_x e_y \cos\delta \quad (9)$$

$$P_3 = 2e_x e_y \sin\delta \quad (10)$$

Pro úplně polarizované světlo platí vztah mezi parametry:

$$P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2 = 1 \quad (11)$$

Pro světlo nepolarizované nebo částečně polarizované musíme zahrnout i stupeň polarizace p , který lze vyjádřit jako:

$$p = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}}{P_0}, \quad (12)$$

a nabývá hodnot $0 \leq p \leq 1$, kdy $p = 1$ značí úplně polarizované světlo a $p = 0$ značí světlo nepolarizované.

První Poincarého parametr (7) popisuje intenzitu záření. Druhý Poincarého parametr (8) popisuje míru horizontální a vertikální polarizace. Třetí parametr (9) popisuje míru lineární diagonální a antidiagonální polarizace a čtvrtý parametr (10) popisuje míru pravotočivé nebo levotočivé polarizace [6]. Poincarého parametry jsou často využívány pro jejich jednoduché měření a ke zjednodušení výpočtů.

Tyto čtyři parametry můžeme napsat do jedné matice a dostaneme tzv. Stokesův vektor, který zahrnuje nepolarizované, částečně polarizované i úplně polarizované záření.

Pak píšeme Stokesův vektor ve tvaru $\vec{S} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix}$

Zde jsou uvedeny tvary Stokesova vektoru pro nejběžnější druhy polarizací:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

a)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

b)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

c)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

d)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

e)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

f)

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

g)

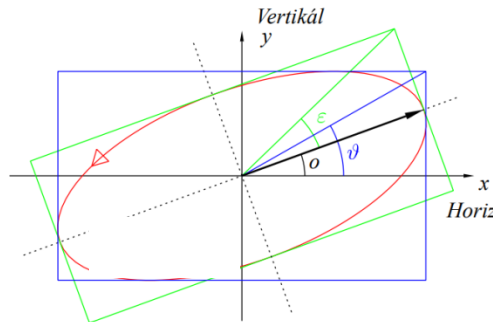
- a) nepolarizované záření
- b) lineárně polarizované (horizontálně)
- c) lineárně polarizované (vertikálně)
- d) lineárně diagonálně polarizované
- e) lineárně antidiagonálně polarizované
- f) pravotočivě kruhově polarizované
- g) levotočivě kruhově polarizované

Poincarého sféra:

Jak již bylo řečeno v kapitole dříve, polarizační stav úplně polarizovaného záření můžeme popsat také pomocí dvou úhlů. Úhel σ , kde $0 \leq \sigma \leq \pi$, je tzv. orientace elipsy a ϵ je tzv. elipticita, která udává poměr hlavní a vedlejší osy elipsy. Těmito úhly pak můžeme popsat kulovou plochu v kartézských souřadnicích. Tato kulová plocha se nazývá Poincarého sféra. Pro výpočet úhlů σ a ϵ pak použijeme následující vztahy (odvození v dodatku):

$$o = \frac{\arccos \left[\frac{\cos(2\theta)}{\cos(2\varepsilon)} \right]}{2} \quad (13)$$

$$\varepsilon = \frac{\arcsin [\sin(2\theta)\sin(\delta)]}{2}. \quad (14)$$



Obr. 4: polarizační elipsa se zvýrazněnou elipticitou (ε) a orientací (o) (zdroj [7])

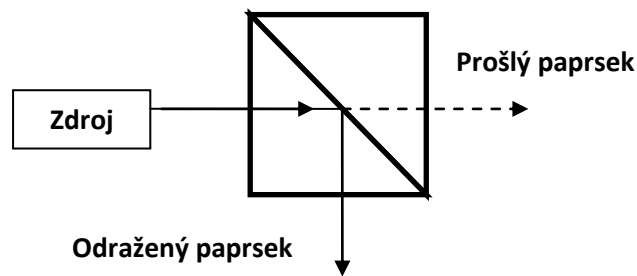
2.2 Optické děliče

Jak jsme řekli již v úvodu, optické děliče jsou zařízení, kterými můžeme rozdělovat paprsek na dva nebo více svazků a jako takové mají široké uplatnění v mnoha optických zařízeních a systémech. Optické děliče se vyrábí mnoha způsoby, buď jako částečně pokovená zrcadla, dělicí kostky nebo jsou konstruovány z vláken. Optické děliče se však dají rozlišovat nejen podle jejich konstrukce ale také podle způsobu, jakým optický svazek dělí. Například v závislosti na polarizaci nebo vlnové délce dopadajícího svazku. Je tedy velmi mnoho druhů optických děličů a tudíž i metod, podle kterých můžeme jednotlivé děliče rozlišovat. Uvedeme tedy alespoň některé z možných způsobů dělení a nejznámější děliče spadající do jednotlivých kategorií.

2.2.1. Dělení v závislosti na stavbě děliče:

Dělicí kostky

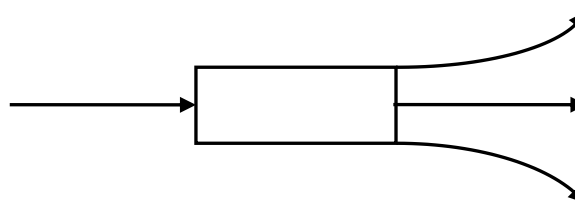
Mnoho děličů má tvar kostky, kde dělení paprsku probíhá uvnitř kostky. Kostka je tvořena dvěma hranoly z průhledného materiálu, které jsou k sobě slepeny průhledným lepidlem. Tloušťka vrstvy lepidla může být použita k ovlivnění vlastností děliče jako je třeba dělicí poměr. Je také možné použít více vrstev lepidla uvnitř kostky. To umožňuje ještě více manipulovat s dělicím poměrem nebo polarizačními schopnostmi děliče. Dělicí kostky se nemusí používat jen pro jednoduché svazky ale i svazky nesoucí obraz, proto jsou používány ve fotoaparátech nebo kamerách.



Obr.5: Schéma dělicí kostky

Vláknové optické děliče

Různé druhy optických spojek mohou být použity jako děliče. Optické spojky jsou jednoduše vyráběny spojováním jednotlivých vláken a mají dva nebo více výstupů. Jako u všech děličů dělicí poměr může, ale nemusí záviset na vlnové délce a polarizaci svazku. Vláknové děliče jsou používány v interferometrech používaných například pro optickou koherenční tomografii. Děliče s mnoha výstupy jsou používány zejména k rozdělování informací z jednoho zdroje do jednotlivých připojených zařízení v optické síti, jako je tomu například u kabelové televize. [8]



Obr.6: Schéma vláknového děliče

2.2.2. Dělení v závislosti na způsobu dělení svazku:

a) Polarizační děliče:

Děliče závislé na polarizaci se běžně nazývají polarizátory. Obvykle projde lineárně polarizované světlo ve vodorovném směru a světlo polarizované svisle je buď absorbováno, nebo odraženo. Lze vyrobit i děliče, které propouští pouze světlo kruhově polarizované. Polarizátor tedy mění polarizaci dopadajícího světla tím, že filtruje světlo s "nechtěnou" polarizací.

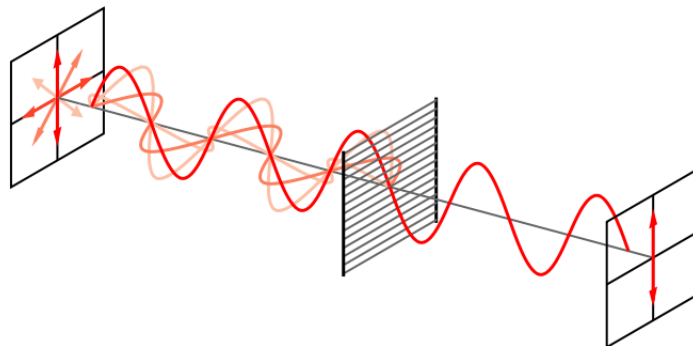
Ideální polarizátor by měl splňovat tyto podmínky:

- měl by propouštět světlo s danou polarizací bez ztráty optického výkonu a světlo s nechtěnou polarizací úplně pohltit nebo odrazit
- měl by fungovat pro libovolné vlnové délky a optické výkony

Typy optických polarizátorů:

Absorpční polarizátor:

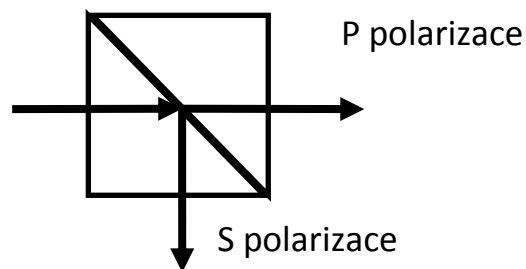
Nejjednodušším takovým polarizátorem je mřížkový polarizátor, který je tvořen kovovou mřížkou kolmou na dopadající paprsek. Pro praktické použití musí být mezery v mřížce menší než vlnová délka dopadajícího paprsku. Výhodou takového polarizátoru je jeho odolnost vůči záření s vysokým výkonem.



Obr. č.7: Schéma mřížkového polarizátoru, převzato z [9]

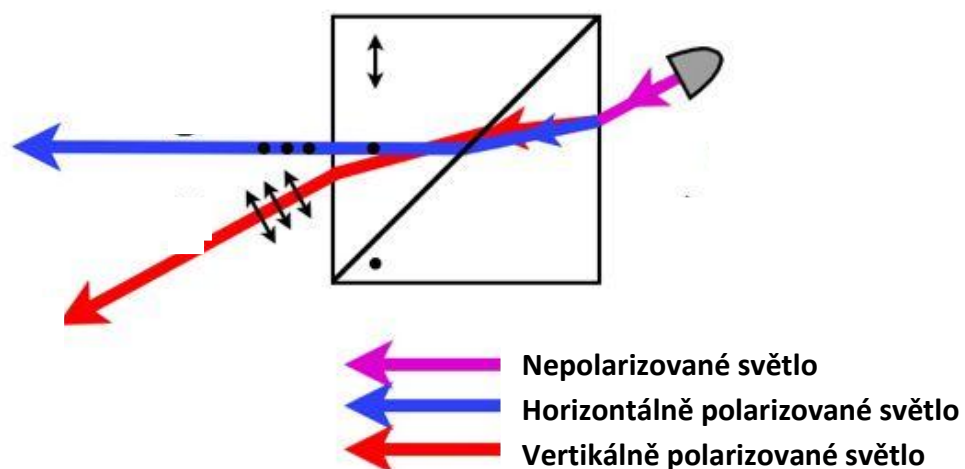
Polarizační děliče svazku na základě dvojlomu:

Tyto optické děliče zvládají mnohem vyšší optické výkony tak, že světlo s “nechtěnou” polarizací není pohlceno, ale je pouze odkloněno jiným směrem. Nejběžnější takové děliče využívají dvojlomu průhledných krystalických materiálů jako křemen (SiO_2), kalcit (CaCO_3) nebo fluorid hořečnatý (MgF_2). Většinou jsou tyto děliče konstruovány tak, že jsou dva hranoly z těchto materiálů přilepeny k sobě (viz obr. č.2).



Obr. č. 8: Schéma polarizačního děliče zkonstruovaného slepením dvou hranolů, převzato z [10]

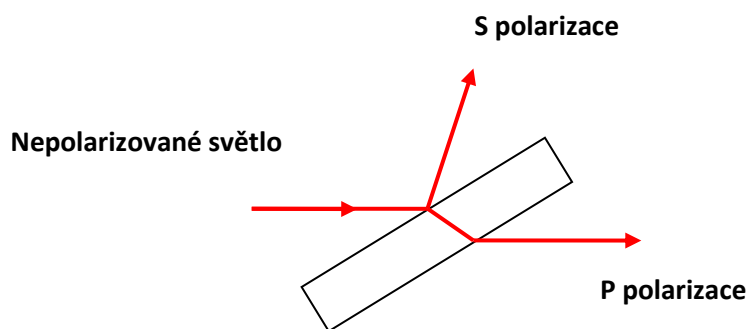
U dvojlomných polarizátorů se využívá různých fyzikálních principů. Například u polarizátorů jako jsou Glan-Thompsonův nebo Glan-Taylorův hranol nastane úplný odraz pouze pro jeden polarizační stav, takže ostatní polarizační stavy získají zcela jiný směr oproti odraženému svazku. Polarizátory jako je třeba Wollastonův hranol nebo Normanského hranol zase využívají rozdílných refrakčních úhlů způsobených dvojlomem a nic neodráží (viz obr. č.9). U těchto polarizátorů jsou paprsky méně separovány.



Obr.č.9: Wollastonův hranol, upraveno z [11]

Tenkvrstvé polarizátory:

Tenkvrstvé polarizátory jsou založeny na interferenčních jevech na dielektrické vrstvě. Tato vrstva je obvykle nanášena na skleněné destičce. Není potřeba dvojlomného materiálu jako u předchozích polarizátorů. Odrazivosti silně závislé na polarizaci je dosaženo pouze pro určité rozmezí úhlů dopadu. Velmi často jsou konstruovány tak, aby toto rozmezí úhlů zahrnovalo i Brewsterův úhel. Tímto způsobem se dá snadno vyhnout ztrátám průchozího světla způsobeným odrazem na zadní straně bez použití antireflexní vrstvy. Je výhodné navrhnout polarizátor tak, aby byl použitelný pro úhel dopadu 45° . Tím totiž získáme odražený paprsek s úhlovou změnou 90° . Největší výhodou tenkvrstevných polarizátorů je to, že mohou být konstruovány ve velkých rozměrech, což je třeba s dvojlomnými krystalickými polarizátory obtížné. Dají se tedy použít i pro záření o velmi vysoké energii. Nevýhodou je omezený rozsah vlnových délek a úhlů, pro které budou tenkvrstvé polarizátory fungovat, protože interferenční jevy na tenkých vrstvách jsou na vlnové délce a úhlu dopadu závislé. Nicméně je možné zkonstruovat polarizátory s rozsahem i několik desítek až stovek nanometrů.



Obr.č.10: Schéma tenkvrstvého polarizátoru

b) Děliče závislé na vlnové délce:

Mezi tyto děliče patří tzv. dichroická zrcadla. Jsou to děliče s rozdílnou odrazivostí a propustností pro různé oblasti spektra. Obvykle se vyrábí s propustností pro jednu oblast spektra, ale mohou být vyrobeny i pro několik na sebe nenavazujících oblastí spektra. Dělí se na tzv. horká a studená dichroická zrcadla, podle toho jaké vlnové délky odrážejí a propouštějí.

Horká zrcadla jsou specializována na odrazení infračerveného světla zpět do zdroje, kdežto viditelné světlo propouštějí. Používají se pro úhly dopadu mezi 0° - 45° . Jsou velmi užitečná v optických systémech, kde hromadění přebytečného tepla způsobeného infračerveným zářením může poškodit jednotlivé komponenty [12].

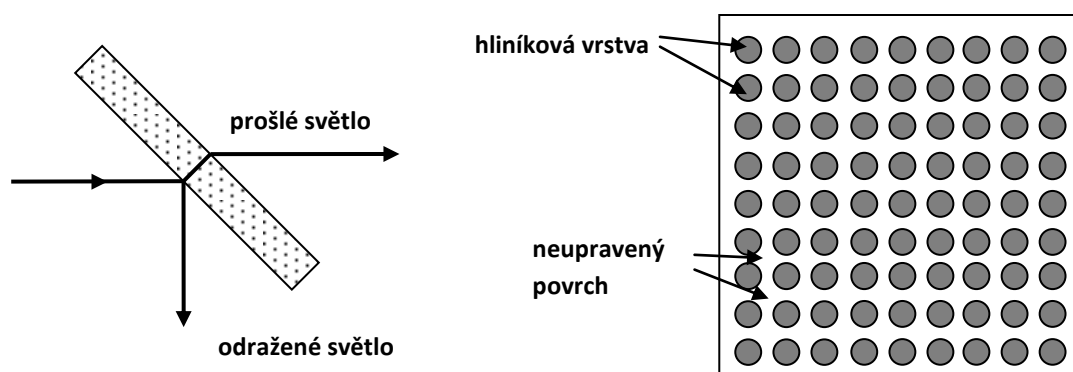
Studená zrcadla jsou opakem zrcadel horkých, tedy odrážejí světlo viditelné a světlo infračervené propouštějí. Stejně jako u horkých zrcadel jsou studená zrcadla konstruována pro úhly dopadu mezi 0° - 45° a také jsou používána pro odklonění infračerveného záření od součástí náchylných na teplo.

c) Velikosti a tvaru svazku:

Polka-dot dělič:

Polka-dot děliče mají velkou výhodu oproti standardním dielektrickým děličům, mají totiž konstantní dělicí poměr 50:50 ve velmi velkém spektrálním rozsahu. Jsou ideální pro použití v širokopásmových zdrojích jako třeba halogenové nebo xenonové lampy, nebo třeba v monochromátorech, spektrofotometrech a jiných optických systémech.

Tento dělič má na povrchu vrstvu hliníkových teček. Povrch s potaženými a nepotaženými oblastmi připomíná vzor tzv. polka-dot neboli puntíků. Dopadající paprsek je rozdělen rovnoměrně: 50% dopadajícího světla je odraženo „puntíky“ hliníku a 50% je projde neupraveným skleněným povrchem, jak je ukázáno na obr. č. 11. Protože polka-dot děliče nejsou citlivé na úhel dopadu, vlnovou délku nebo polarizaci, jsou ideální pro rozdělování energie ze zářivých zdrojů.

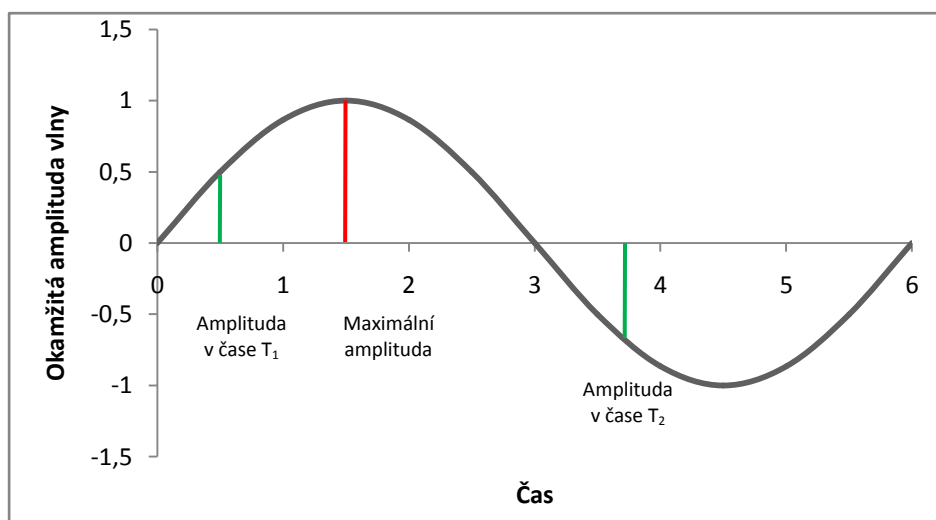


Obr. č. 11: Polka-dot dělič, upraveno z [13]

2.3. Interferometry

Interference

Interference je jev, který nastává při střetu dvou a více vln. Velmi důležitým pojmem pro pochopení interference je tzv. okamžitá amplituda vlny, která je proměnná v čase. Její maximální výchylka se pak nazývá maximální amplituda vlny (viz obr. 12). Interference se rozděluje podle počtu vstupujících vln. Rozlišují se dva hlavní případy, a to interference dvou vln nebo mnohonásobná interference, u které můžeme uvažovat nekonečné množství vln. [2]. Pro další popis budeme uvažovat interferenci dvou vln. Při skládání okamžitých amplitud dvou interferujících vln rozlišujeme konstruktivní interferenci, kdy je výsledná amplituda větší než kterákoliv z maximálních amplitud vstupních vln, a destruktivní interferenci, kdy je výsledná amplituda menší než kterákoliv z minimálních amplitud vstupních vln. Interference je tedy závislá na součtu nebo rozdílu okamžitých amplitud nikoliv amplitud maximálních. Aby spolu mohli vlny interferovat, musí být tzv. koherentní. To znamená, že musí mít stejnou frekvenci, fázi (nebo fázový rozdíl) a směr kmitání. Interference se hojně využívá například v radioastronomii, při zpracovávání snímků z teleskopů, pro kontrolu kvality povrchů (hledání kazů a prasklin v materiálu) nebo při velmi přesném seřizování čoček třeba ve fotoaparátech, kamerách nebo dalekohledech.



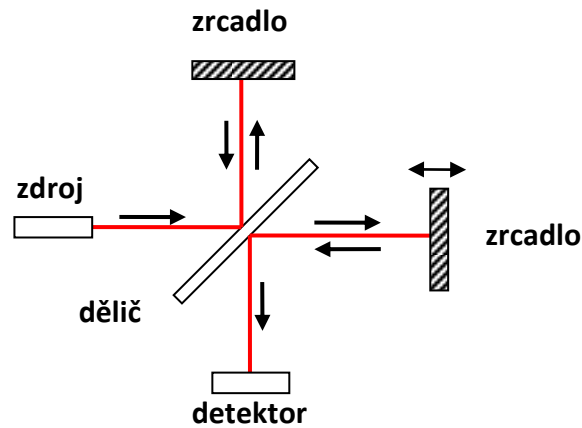
Obr. č. 12: maximální a okamžitá amplituda vlny

Interferometry:

Interferometry jsou měřicí přístroje, které využívají interference světla k velmi přesným měřením. Obvykle se dělí na 3 druhy: interferenční komparátory (měření délek), interferenční refraktometry (měření povrchů, tlaků a teploty plynů a kapalin) a interferenční spektroskopy (měření struktury spektrálních čar) [14]. Dnes existuje celá řada interferometrů využívajících k interferenci různých optických jevů a součástí. My se budeme věnovat především interferometrům, které mají ve své konstrukci obsažen optický dělič, jako jsou Michelsonův interferometr, Sagnacův interferometr a Machův-Zehnderův interferometr

Michelsonův interferometr:

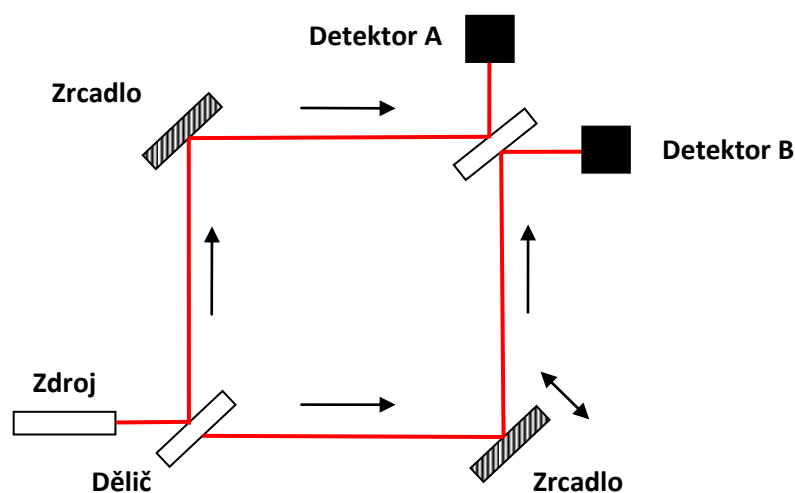
Mezi nejběžněji používaný interferenční komparátor patří **Michelsonův interferometr**. Ten se skládá z optického děliče, dvou zrcadel a detektoru (viz obr. 13). Paprsek dopadá pod úhlem 45° na optický dělič. Poté se paprsek rozdělí na dva samostatné paprsky, které se odrazí kolmo od zrcadel zpátky na dělič, kde spolu interferují a projdou do detektoru. Tyto paprsky musí mít prakticky stejnou dráhu. Proto se dá Michelsonův interferometr využít pouze pro omezený rozsah vlnových délek a to z důvodu chromatické disperze, která má za následek rozdíl optických drah odraženého a prošlého paprsku. Tomu je možné částečně zabránit vložením tzv. kompenzační destičky do cesty odraženému paprsku. Michelsonův interferometr má největší výhodu ve své jednoduchosti a také má největší zorné pole a nízkou tepelnou senzitivitu. Mezi hlavní nevýhody patří omezený rozsah vlnových délek, které lze měřit, a to především z důvodu chromatické disperze. Ta má za následek změnu délky dráhy paprsků. To způsobí, že odražený a prošlý paprsek budou nekoherentní a tudíž nemohou interferovat. Nejčastěji se Michelsonův interferometr používá v astronomii a optické koherenční tomografi. [8]



Obr. 13: Schéma Michelsonova interferometru

Mach-Zehnderův interferometr:

Mach-Zehnderův interferometr, známý také jako interferometr Rožděstvenského-Machův, je velmi jednoduché zařízení pro demonstrování interference pomocí rozdělení amplitud. Skládá se ze dvou optických děličů a dvou zrcadel (viz obr. 14). Paprsek je nejdříve rozdělen pomocí děliče na dva svazky, poté jsou tyto dva svazky pomocí zrcadel nasměrovány do druhého děliče, kde jsou opět spojeny. V závislosti na obdržené fázi podél těchto dvou cest má pak interferometr proměnný dělicí poměr. Fázi paprsek obdrží úpravou délky ramen interferometru [15].

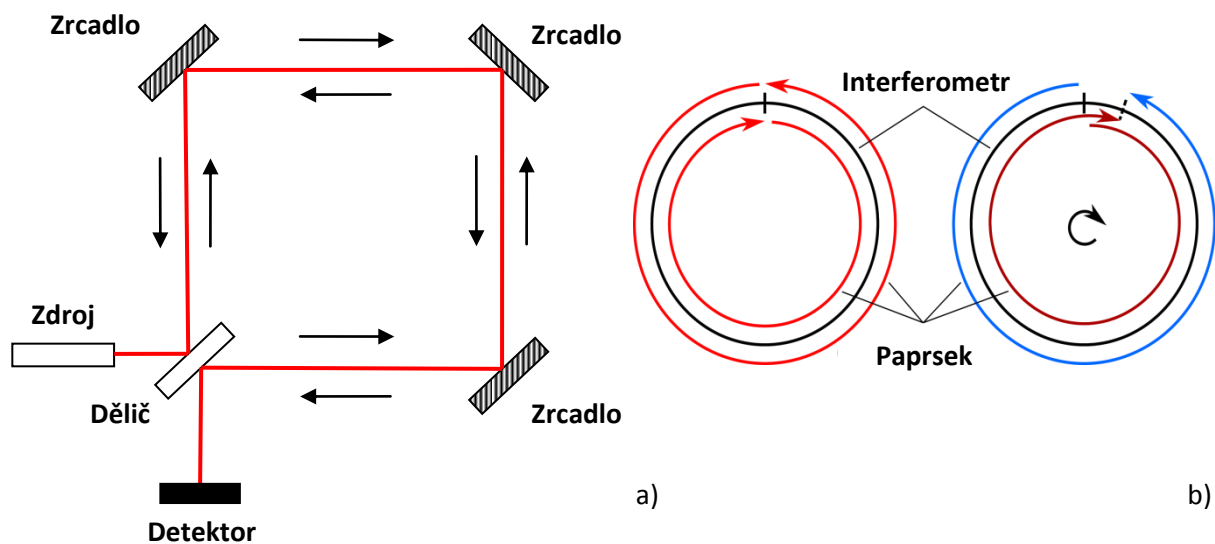


Obr. 14: Mach-Zehnderův interferometr

Mach-Zehnderův interferometr se nejčastěji používá k měření hustotních a teplotních změn v plynech, protože má poměrně velký pracovní prostor. Z tohoto důvodu se také používá v aerodynamice a ke studování fyziky plazmatu.

Sagnacův interferometr:

Sagnacův interferometr je založen na tzv. Sagnacovu efektu, pojmenovaném po francouzském fyzikovi Georgesu Sagnacovi. Je to jev, při kterém je interference dosaženo pomocí rotace. Sagnacův efekt se projevuje na tzv. kruhovém, nebo také Sagnacovu interferometru jak je ukázáno na obrázku č. 15. Paprsek je rozdělen děličem na dva samostatné paprsky tak, aby paprsky opisovaly stejnou dráhu ale v opačných směrech. Při návratu do vstupního děliče paprsky opouštějí kruhovou dráhu a interferují. Relativní fáze obou vystupujících paprsků, a tudíž i poloha interferenčních proužků, se posunují podle úhlové rychlosti aparatury. Jinými slovy, když je interferometr v klidu, světlo se pohybuje konstantní rychlostí. Nicméně když se interferometr začne otáčet, jeden paprsek světla se zpomalí vzhledem k druhému paprsku světla. [8]



Obrázek č. 15: a) schéma Sagnacova interferometru b) znázornění Sagnacova efektu (převzato z [16])

3. Měření

3.1 Vlastnosti a charakterizace použitých zařízení:

Laserové Diody:

Použili jsme polovodičové diody o vlnové délce 816nm, 833nm a 684nm od výrobce OZ optics.

PIN dioda:

Tu jsme použili jako detektor intenzity záření. Je to fotodioda S120C od výrobce Thorlabs, s měřicím rozsahem 200 – 1100nm. Dioda se používá s **měřičem výkonu PM100**, také od Thorlabs.

Polarizátor:

Použili jsme hranolový polarizátor **Glan – Laser GL10B**, což je Glan-Taylorův polarizátor z dvojlomného vápence s dělicím poměrem 100000 : 1, kdy je vysoce polarizován pouze průchozí paprsek.

Optický dělič:

Jako optický dělič, který jsme zkoumali, jsme použili **Economy Beamsplitter EBS1** od Thorlabs. Je to destičkový optický dělič s dělicím poměrem 50:50 pro nepolarizované světlo s úhlem dopadu 45% a vlnovou délkou mezi 450nm - 650nm.

Kolimátor:

HPUCO-23-830-5-11-AS s ohniskovou vzdáleností 11mm a asférickou čočkou. Od výrobce OZ optics.

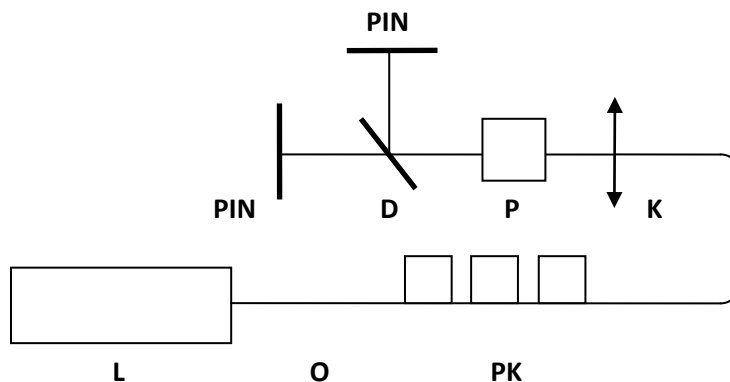


Schéma č. 1: Uspořádání experimentu pro měření dělicího poměru. Jednotlivé zkratky: L=laser, O=optické vlákno, PK=polarizační kontroler, K=kolimátor, P=polarizátor, D=optický dělič, PIN= PIN dioda sloužící jako detektor.

3.2. Popis měření:

Ideální dělicí poměr, kterého chceme u děliče dosáhnout je 50:50. Tento poměr je však závislý na úhlu dopadu, proto výrobce vždy udává, při jakém úhlu dopadu má dělič požadované vlastnosti. Požadovaný dělicí poměr má dělič nejčastěji při úhlu dopadu 45°. Dělič ale můžeme použít i pro jiné úhly dopadu, to má však za následek změnu chování děliče, například se změní dělicí poměr nebo polarizace odraženého a průchozího svazku. Jak již bylo zmíněno dříve, dělič má rozdílné vlastnosti i pro různé polarizace dopadajícího světla. Zjišťovali jsme tedy chování děliče mimo ideální podmínky, tedy pro různé úhly dopadu, polarizace dopadajícího svazku a různé vlnové délky.

Vstupnímu svazku z laserové diody jsme pomocí polarizátoru změnili polarizaci. Nejdříve na horizontální, poté vertikální a diagonální. Tento svazek jsme poté nechali dopadnout na optický dělič a detektorem jsme měřili intenzitu prošlého a odraženého svazku z děliče. Toto měření jsme provedli vždy pro každou polarizaci zvlášť.

Dále jsme zkoumali vliv různých úhlů dopadů na dělicí poměr a to pro horizontální a vertikální polarizaci. Pro různé úhly dopadu jsme měření prováděli tak, že jsme děličem otáčeli v rozmezí 5°- 55° a to vždy po intervalech 10°. Poté jsme opět měřili hodnoty intenzit

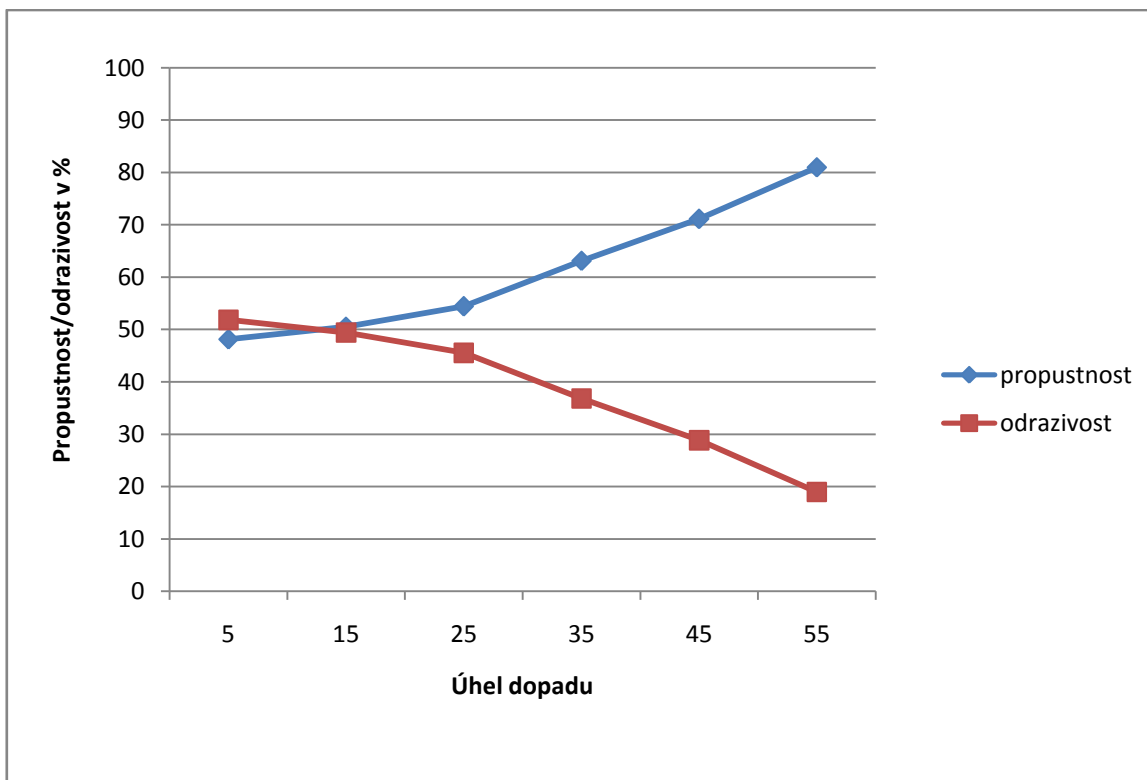
prošlého a odraženého paprsku. Toto rozmezí úhlů jsme zvolili proto, že pro úhly menší než 5° byl odražený paprsek příliš blízko kolimátoru, tudíž se k němu nevezla PIN dioda tak, abychom s ní mohli měřit. Pro úhly vyšší než 55° dopadal odražený paprsek částečně na rám, ve kterém byl optický dělič, tudíž byly tyto výsledky nevěrohodné.

Nakonec jsme zkoumali závislost děliče na vlnové délce. Použili jsme tedy laserové diody s rozdílnou vlnovou délkou, konkrétně 816nm, 833nm a 684nm.

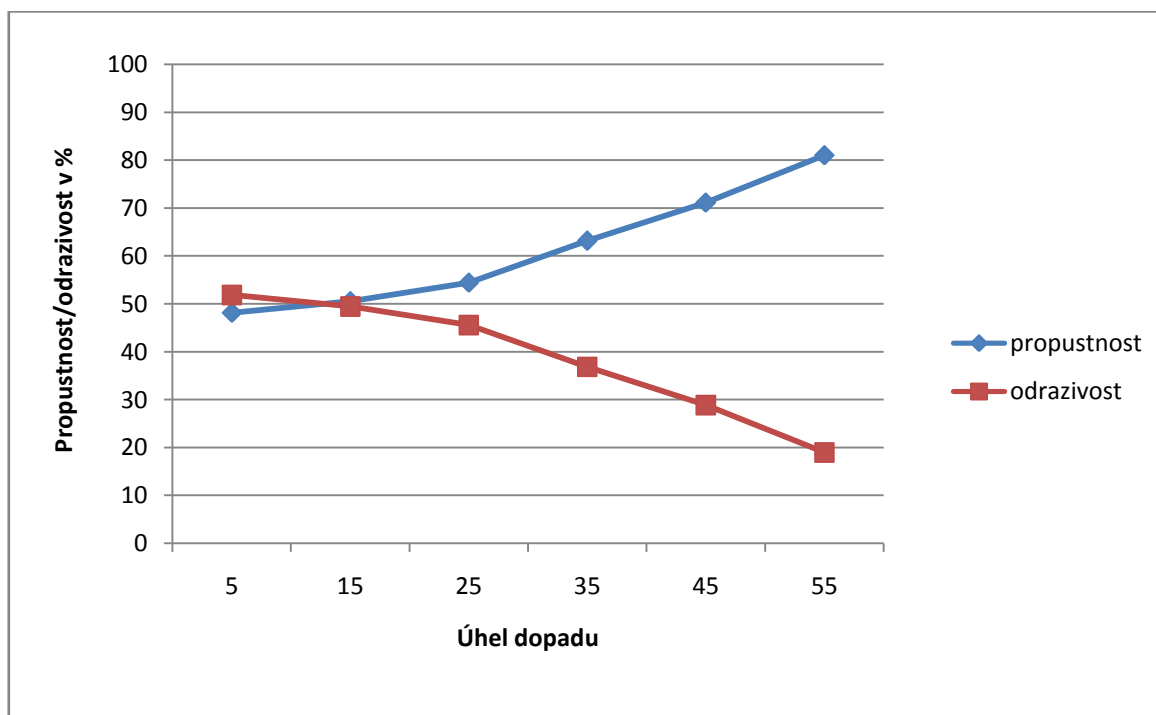
Při každé změně vstupních podmínek (rozdílná polarizace, úhel dopadu, vlnová délka) jsme detektorem zvlášť změřili intenzitu prošlého a zvlášť intenzitu odraženého paprsku z děliče. Z těchto naměřených hodnot jsme pak počítali různé vlastnosti děliče, a jak dělič ovlivňuje průchozí a odražený paprsek.

3.3. Zpracování dat a diskuze výsledků

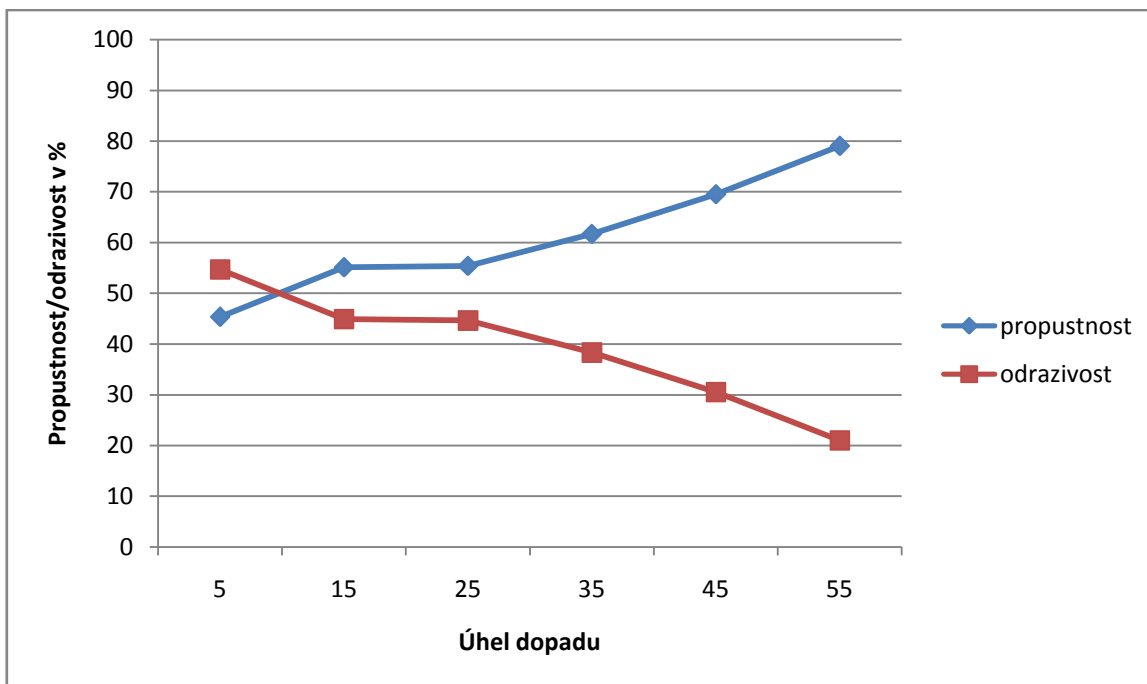
Jako první jsme měřili dělicí poměr našeho optického děliče. Nejdříve jsme nastavili polarizátor tak aby propouštěl pouze požadovanou polarizaci. V tomto případě jsme dělicí poměr měřili pouze pro horizontální a vertikální polarizaci. Poté jsme detektorem měřili intenzitu prošlého a odraženého paprsku z děliče. Toto měření jsme prováděli pro různé vlnové délky a úhly dopadu. Cílem bylo najít podmínky, při kterých bude mít dělič ideální dělicí poměr 50:50. Chyba přístroje byla minimální a v grafu by byla chybová úsečka menší než velikost bodu. Do výpočtu ani grafu tedy chybu nezahrnujeme.



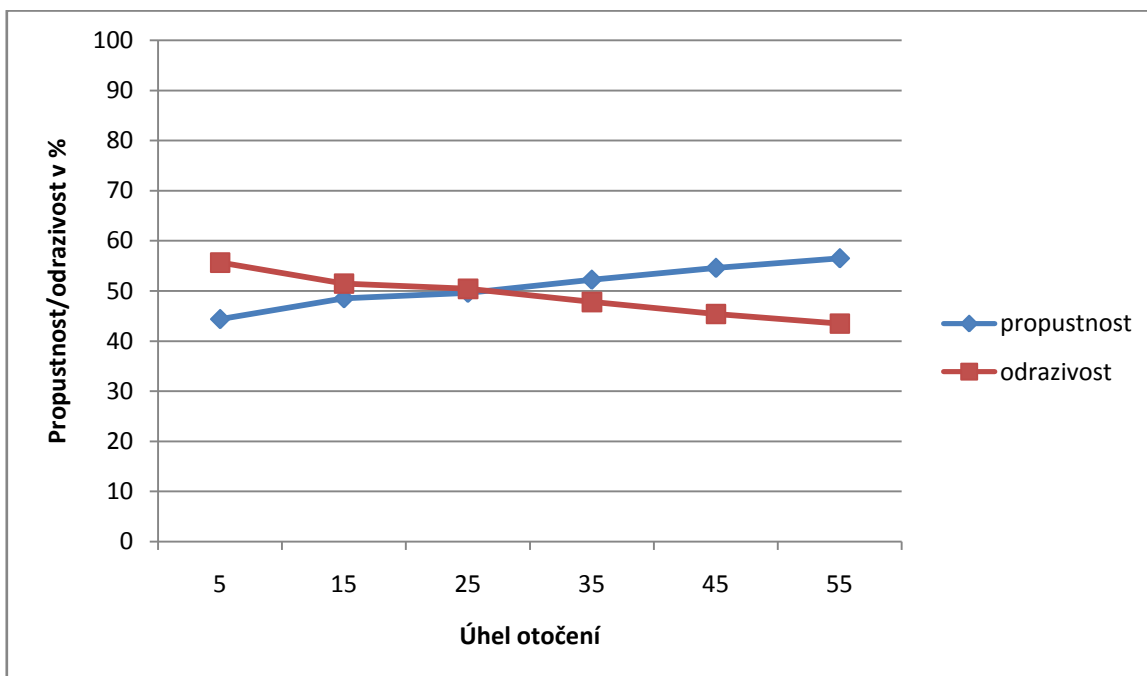
Graf č. 1: Vlnová délka 816nm, horizontální polarizace



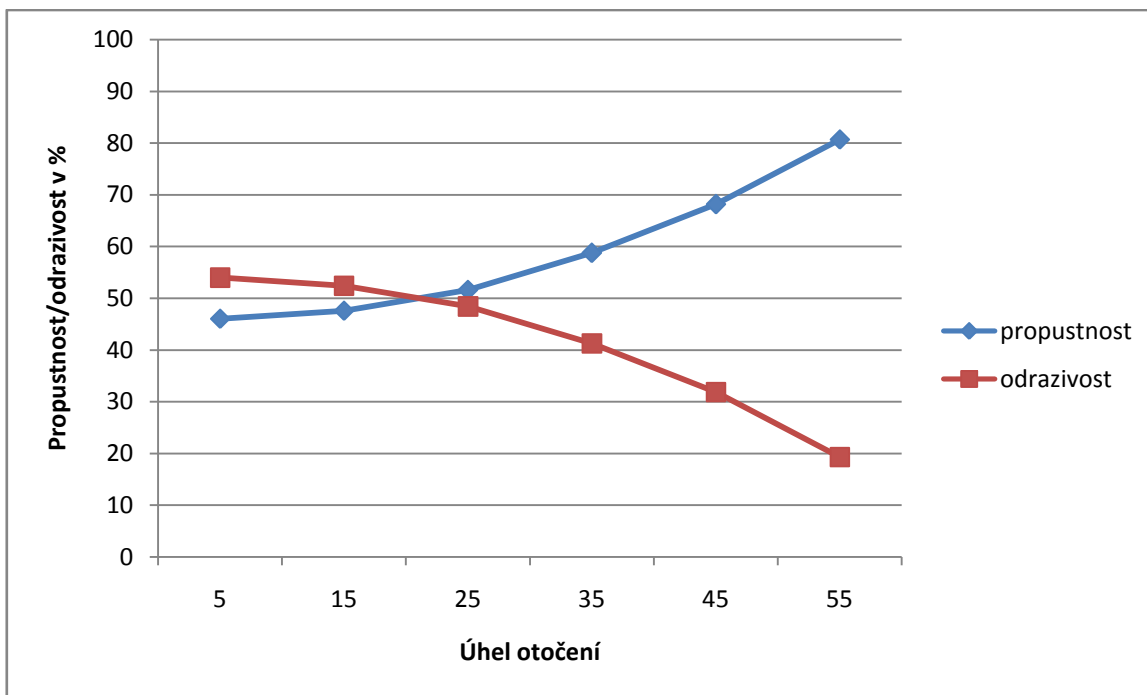
Graf č. 2: Vlnová délka 816nm, vertikální polarizace



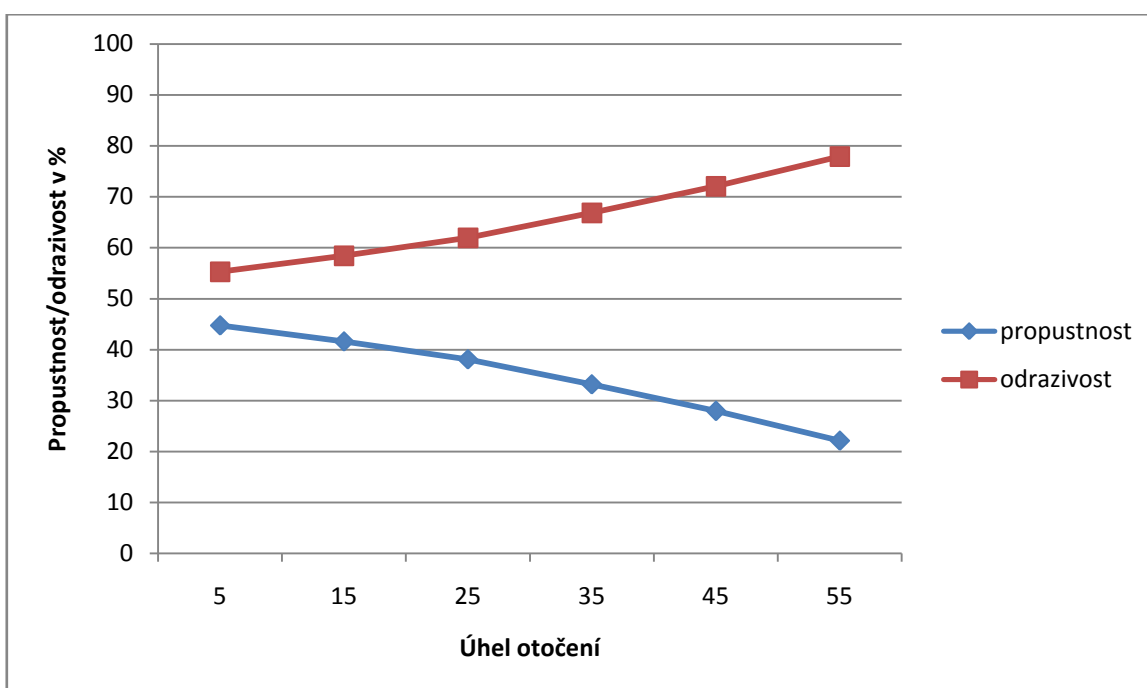
Graf č. 3: vlnová délka 833nm horizontální polarizace



Graf č. 4: vlnová délka 833nm vertikální polarizace



Grad č. 5: Vlnová délka 684nm, horizontální polarizace



Grad č. 6: Vlnová délka 684nm, vertikální polarizace

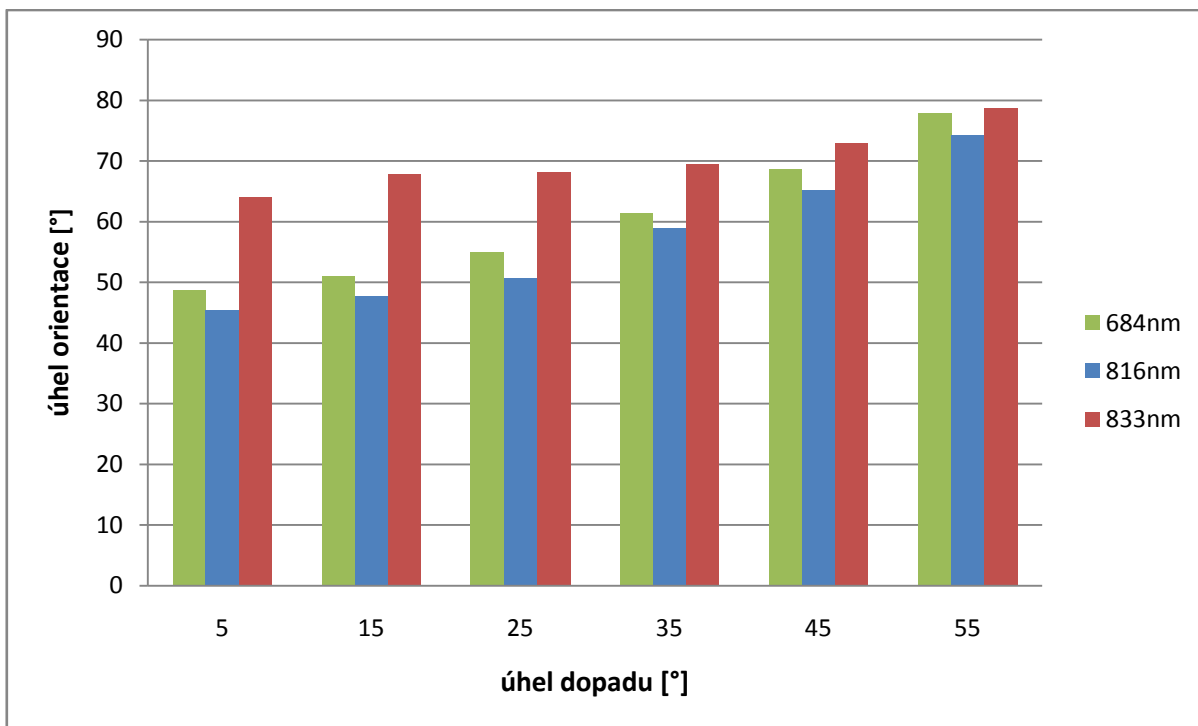
Z porovnání grafů můžeme jednoznačně říct, že rozdílná polarizace má vliv na dělicí poměr našeho děliče. Pro vlnovou délku 816nm v **grafu č. 1 a č. 2** vidíme, že pro horizontální polarizaci jsme dělicí poměr 50:50 našli při úhlu dopadu 12°, kdežto při vertikální polarizaci jsme tento poměr nenašli vůbec. Pro vlnovou délku 833nm v **grafu č. 3 a č. 4** vidíme, že dělicí poměr 50:50 při vertikální polarizaci jsme našli při úhlu dopadu 23° což je téměř o 20° více než u polarizace horizontální. Posunutí vidíme i u vlnové délky 684nm v **grafu č.5 a č.6**. Pro horizontální polarizaci jsme hledaný dělicí poměr našli při úhlu dopadu 21° a u vertikální polarizace jsme jej nenašli. Dále lze z grafů vyčíst, že při vertikální polarizaci se dělicí poměr mění mnohem ostřeji než při polarizaci horizontální. Výjimkou je pouze vlnová délka 684nm kde je změna dělicího poměru přibližně stejně ostrá u obou polarizací.

Druhou vlastností děliče, kterou jsme zkoumali, je vliv děliče na polarizaci odraženého a průchozího paprsku. Z naměřených hodnot jsme tedy spočítali orientaci θ pro odraženou a průchozí vlnu zvlášť, a jejich elipticitu ε . Hodnoty horizontální a vertikální složky jsme brali z předchozího měření. Zde jsme měli na vstupu diagonální polarizaci a točili jsme polarizátorem tak, abychom naměřili maximální a minimální intenzitu. Tím jsme získali velikost hlavní a vedlejší poloosy elipsy, ze kterých jsme následně počítali elipticitu. Pro tento výpočet jsme použili vzorce:

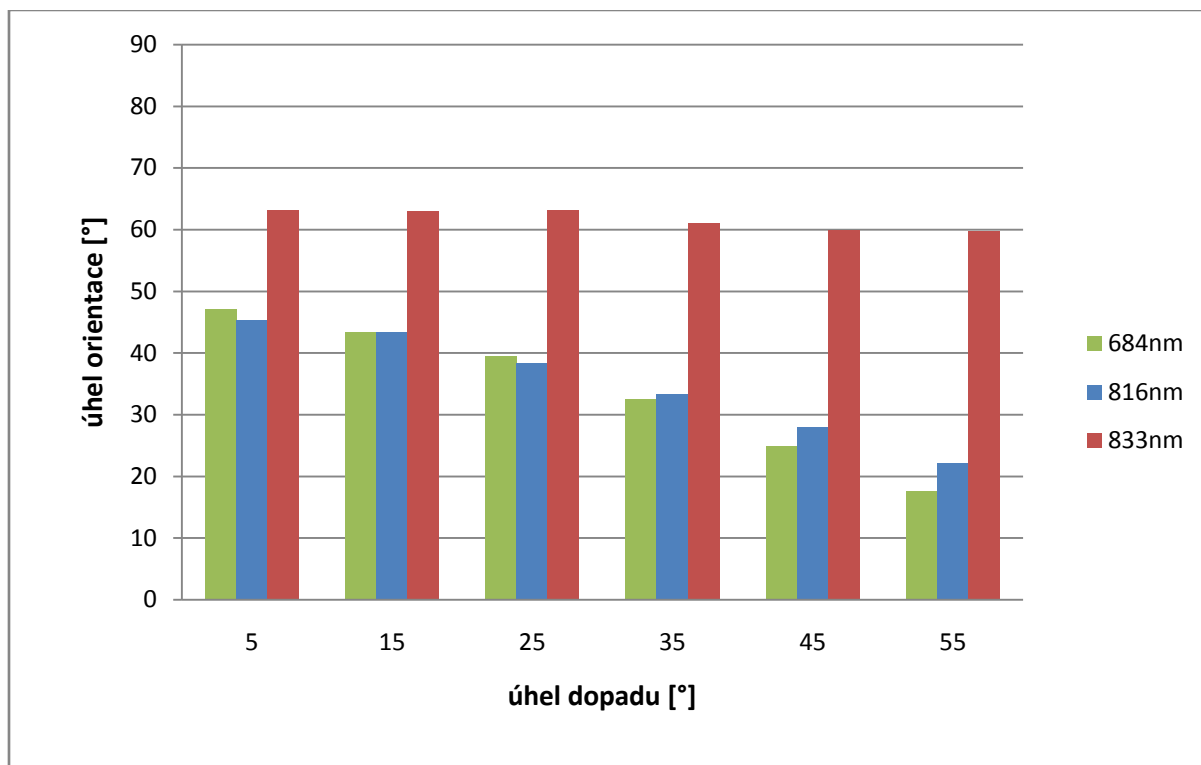
$$\operatorname{tg} \theta = \frac{r_v}{r_h} = \frac{t_v}{t_h} \quad (15)$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{e_{\min}}{e_{\max}} \quad (16)$$

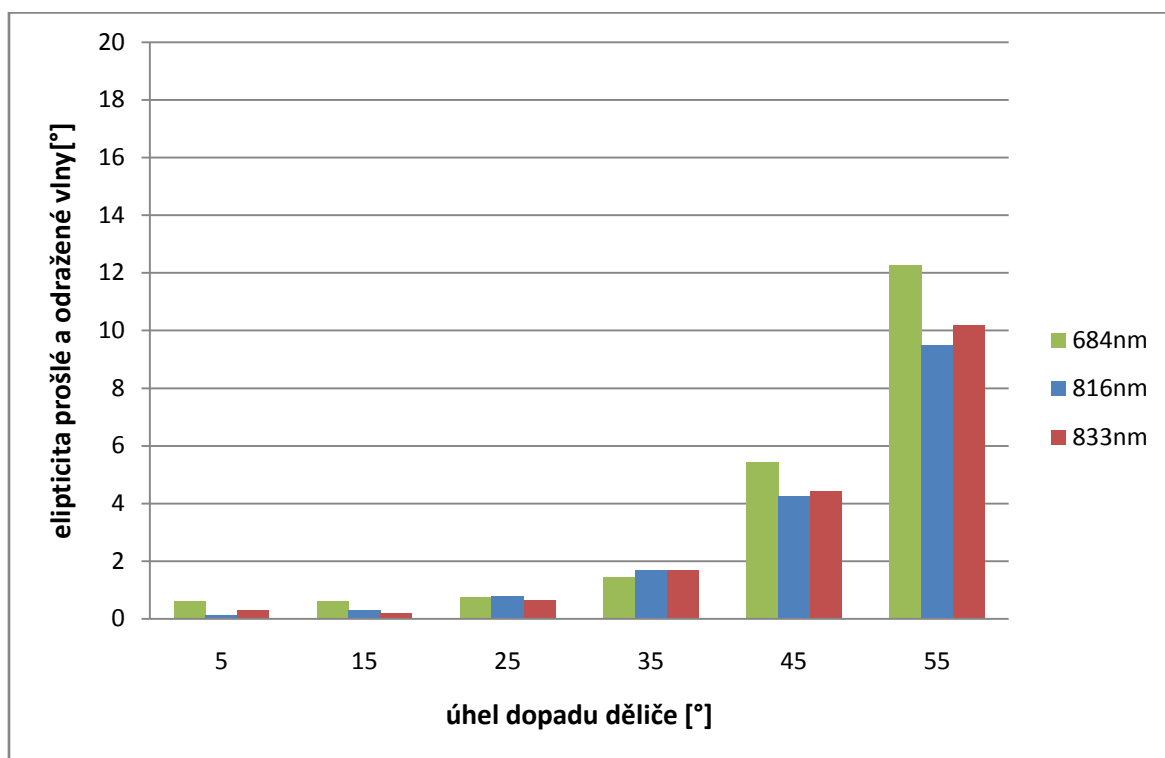
kde r_v a r_h jsou amplitudy odražené vlny při vertikální a horizontální polarizaci, t_v a t_h jsou amplitudy průchozí vlny při vertikální a horizontální polarizaci a e_{\min} a e_{\max} jsou velikosti poloos při diagonální polarizaci. Chyba přístroje byla v tomto případě zanedbatelná, do výpočtů jsme ji tedy nezahrnovali.



Graf č. 7: úhel orientace odražené vlny (orientace má v tomto případě záporné hodnoty, pro srovnání jsme však uvedli hodnoty kladné)



Graf č. 8: úhel orientace prošlé vlny



Graf č. 9: elipticita vlny

V grafu č. 7 vidíme, že se úhel orientace s rostoucím úhlem otočení zvyšuje. V grafu č. 8 pro prošlou vlnu vidíme opačné chování. S rostoucím úhlem otočení se úhel orientace zmenšuje. V grafu č. 9 vidíme, že elipticita se s rostoucím úhlem otočení zvyšuje a to pro všechny vlnové délky přibližně stejnou rychlostí.

Výpočet vizibility

Nakonec jsme počítali vliv neideálního optického děliče na tzv. **vizibilitu**. Vizibilita se dá chápat jako kvalita interference, udává totiž kontrast mezi jednotlivými interferenčními proužky. Vizibilita se udává na stupnici od 0 do 1, kde 1 znamená dokonalý kontrast a 0 kontrast žádný. Výpočet vizibility se liší pro různé interferometry. My jsme vizibilitu zkoumali pro interferometry Mach – Zehnderův, Sagnacův a Michelsonův.

Mach – Zehnderův interferometr

U Mach-Zehnderova interferometru jsme zkoumali jeho vizibilitu pro diagonální polarizaci. Jelikož je diagonální polarizace kombinací polarizace vertikální a horizontální, použili jsme ve výpočtech výsledky orientace a elipticity pro tyto dvě složky. Navíc se ale

Mach – Zehnderův interferometr se skládá ze dvou optických děličů a má dva výstupy, museli jsme tedy zohlednit tyto podmínky v našem výpočtu.

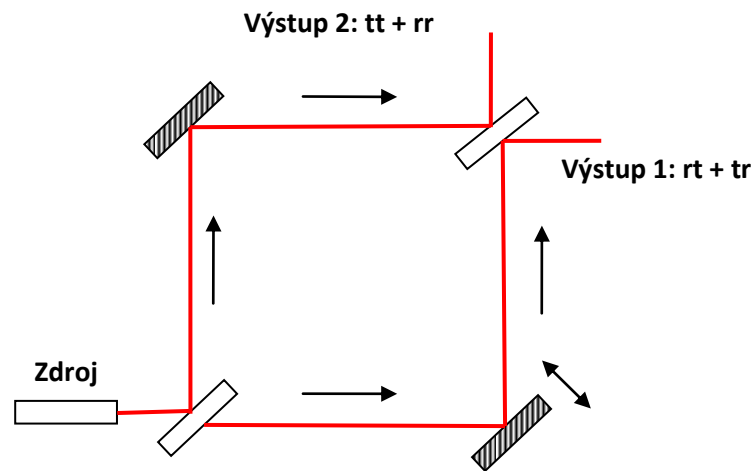


Schéma č. 2: výstupy Mach – Zehnderova interferometru (r = odražená, t = průchozí)

Na **schématu č. 2** vidíme výstupy Mach – Zehnderova interferometru. Na prvním výstupu interferuje vlna, která se od prvního děliče odrazila a druhým prošla s vlnou, která prvním děličem projde a od druhého se odrazí. Na druhém výstupu spolu interferuje vlna dvakrát odražená s dvakrát průchozí. Nesmíme zapomenout, že při odrazu se mění znaménko orientace. Tento výpočet jsme provedli pro 3 různé vlnové délky a to 833nm, 816nm a 684nm. Hodnoty orientací jsou uvedeny v následujících tabulkách.

°	rr	tr	rt	tt
5	45,9970	-44,8853	-44,8853	43,7738
15	52,7148	-45,2733	-45,2733	37,8135
25	51,9057	-45,3309	-45,3309	38,7388
35	57,2792	-46,5553	-46,5553	35,6114
45	65,6992	-49,4604	-49,4604	31,6859
55	76,8701	-55,9748	-55,9748	27,1000

Tabulka č. 1: hodnoty orientací jednotlivých interferujících svazků pro vlnovou délku 833nm

°	rr	tr	rt	tt
5	45,0211	-44,9992	-44,9992	44,9773
15	48,7500	-44,9136	-44,9136	41,0787
25	56,8032	-44,7636	-44,7636	32,7650
35	68,9996	-45,9981	-45,9981	22,3711
45	77,8404	-48,8625	-48,8625	15,7693
55	85,4335	-55,1132	-55,1132	9,3292

Tabulka č. 2: hodnoty orientací jednotlivých interferujících svazků pro vlnovou délku 816nm

°	rr	tr	rt	tt
5	46,3559	-44,8618	-44,8618	43,3682
15	51,1440	-44,2466	-44,2466	37,3924
25	58,5777	-43,349	-43,349	28,5635
35	69,1418	-42,4472	-42,4472	17,6798
45	78,9488	-42,8538	-42,8538	9,5427
55	86,4834	-47,8689	-47,8689	4,2952

Tabulka č. 3: hodnoty orientací jednotlivých interferujících svazků pro vlnovou délku 684nm

Elipticitu jsme počítali tak, že jsme nejdříve převedli parametry ρ a ε na parametry ϑ a δ pomocí vztahů:

$$\vartheta = \frac{\arccos [\cos(2\varepsilon) \cos(2\rho)]}{2} \quad (17)$$

$$\delta = \arcsin \left[\frac{\sin(2\varepsilon)}{\sin(2\vartheta)} \right] \quad (18)$$

Tyto převedené parametry jsme pak násobili mezi sebou podle toho, o jaké interferující svazky se jednalo a pomocí vzorce (14) spočítali elipticitu.

$^{\circ}$	2δ	2ϑ	ε
5	0,0256	2,2328	-0,7100
15	0,0199	2,3642	-0,5711
25	0,0633	2,3769	-1,8130
35	0,1753	2,4208	-4,9792
45	0,5385	2,5291	-14,4249
55	1,5263	2,6151	-30,1173

Tabulka č. 4: převedené parametry (v radiánech) a elipticita (ve stupních) po průchodu dvěma děliči pro vlnovou délku 833nm

$^{\circ}$	2δ	2ϑ	ε
5	0,0075	1,5845	-0,0059
15	0,0188	1,6636	-0,0993
25	0,0561	1,7665	-0,6125
35	0,1329	2,0530	-3,1254
45	0,3854	2,2622	-10,8359
55	1,1640	2,5081	-30,6025

Tabulka č. 5: převedené parametry (v radiánech) a elipticita (ve stupních) po průchodu dvěma děliči pro vlnovou délku 816nm

$^{\circ}$	2δ	2ϑ	ε
5	0,0423	1,6980	-0,3052
15	0,0437	1,7813	-0,5115
25	0,0549	1,9189	-1,0086
35	0,1182	2,1392	-3,0719
45	0,5500	2,3782	-15,7391
55	1,6770	2,5499	-33,5141

Tabulka č. 6: převedené parametry (v radiánech) a elipticita (ve stupních) po průchodu dvěma děliči pro vlnovou délku 684nm

Z tabulek pro elipticitu vidíme, že bude pro oba výstupy stejná, vizibilitu tedy neovlivní, protože dělič zavádí stejný fázový posuv mezi polarizační složky jak na odraz, tak na průchod. Z **tabulky č. 1, č. 2 a č. 3** ale můžeme vyčíst, že orientace se liší. Pro **výstup 1** budou interferující vlny totožné a vizibilita tedy bude maximální. Pro **výstup 2** vidíme

zvyšující se rozdíl v orientaci s rostoucím úhlem otočení děliče. Čím je tedy otočení děliče větší, tím menší bude vizibilita.

Sagnacův interferometr

U Sagnacova interferometru jsme postupovali stejně jako u Mach – Zehnderova interferometru s tím rozdílem, že Sagnacův interferometr obsahuje dělič pouze jeden a má jeden výstup jak je znázorněno na **schématu č. 3**. U Mach – Zehnderova interferometru jsme zjistili, že elipticita jednotlivých vln je stejná, počítali jsme tedy pouze orientaci jednotlivých vln.

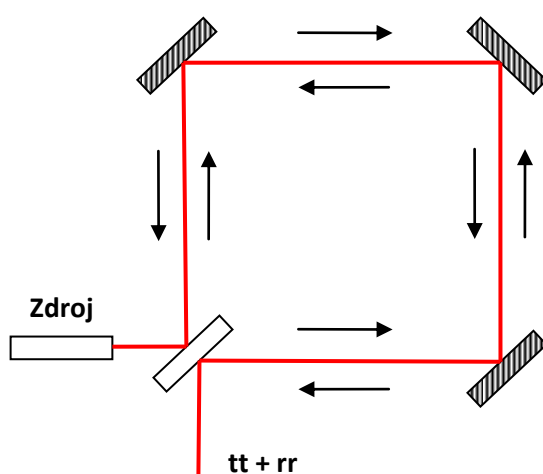


Schéma č. 3: výstup Sagnacova interferometru (r = odražená, t = průchozí)

°	rr	tt
5	45,9970	43,7738
15	52,7148	37,8135
25	51,9057	38,7388
35	57,2792	35,6114
45	65,6992	31,6859
55	76,8701	27,1000

Tabulka č. 7: hodnoty orientací pro vlnovou délku 833nm

°	rr	tt
5	45,0211	44,9773
15	48,7500	41,0787
25	56,8032	32,7650
35	68,9996	22,3711
45	77,8404	15,7693
55	85,4335	9,3292

Tabulka č. 8: hodnoty orientací pro vlnovou délku 816nm

°	rr	tt
5	46,3559	43,3682
15	51,1440	37,3924
25	58,5777	28,5635
35	69,1418	17,6798
45	78,9488	9,5427
55	86,4834	4,2952

Tabulka č. 9: hodnoty orientací pro vlnovou délku 684nm

Jak vidíme z tabulek č. 7, č. 8 a č. 9 Sagnacův interferometr má stejné chování vizibility jako výstup 2 Mach – Zehnderova interferometru. Má tedy relativně dobrou vizibilitu pro nízké úhly natočení děliče. Naopak pro vyšší úhly natočení vizibilita prudce klesá.

Michelsonův interferometr

Tak jako u předchozích interferometrů elipticita neovlivní vizibilitu na výstupu. Počítáme tedy pouze orientaci pro jednotlivé vlnové délky. Na **schématu č. 4** je znázorněn výstup interferometru, podle kterého jsme počítali.

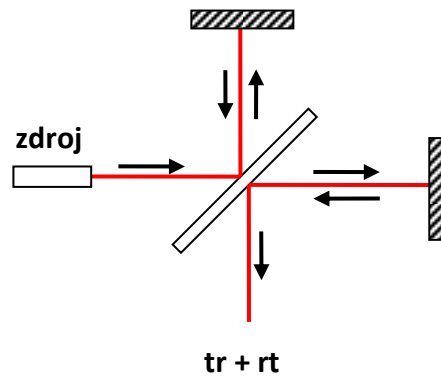


Schéma č. 4: výstup Michelsonova interferometru (r = odražená, t = průchozí)

°	tr	rt
5	-44,8853	-44,8853
15	-45,2733	-45,2733
25	-45,3309	-45,3309
35	-46,5553	-46,5553
45	-49,4604	-49,4604
55	-55,9748	-55,9748

Tabulka č. 10: hodnoty orientací pro vlnovou délku 833nm

°	tr	rt
5	-44,9992	-44,9992
15	-44,9136	-44,9136
25	-44,7636	-44,7636
35	-45,9981	-45,9981
45	-48,8625	-48,8625
55	76,8701	27,1000

Tabulka č. 11: hodnoty orientací pro vlnovou délku 816nm

°	tr	rt
5	-44,8618	-44,8618
15	-44,2466	-44,2466
25	-43,3490	-43,3490
35	-42,4472	-42,4472
45	-42,8538	-42,8538
55	-47,8689	-47,8689

Tabulka č. 12: hodnoty orientací pro vlnovou délku 684nm

Z **tabulek č. 10, č. 11 a č. 12** jasně vidíme, že vizibilita Michelsonova interferometru je na výstupu maximální, interferující vlny totiž mají stejnou orientaci i elipticitu.

4. Závěr

První měřenou vlastností byl dělicí poměr. Cílem bylo najít pro jaký úhel, vlnovou délku a polarizaci má optický dělič ideální dělicí poměr 50:50. Pro vlnovou délku **816nm** se nám tento poměr podařilo najít pouze pro horizontální polarizaci a to při úhlu otočení 12° . Pro vlnovou délku **833nm** jsme ideální dělicí poměr našli pro vertikální polarizaci při úhlu dopadu 23° a pro horizontální polarizaci při úhlu 5° . Pro vlnovou délku **684nm** jsme ideální dělicí poměr našli pouze pro horizontální polarizaci při úhlu otočení 21° .

Dále jsme zkoumali vliv děliče na polarizaci prošlé a odražené vlny. Z **grafu č. 7** je zřejmé, že čím větší byl úhel dopadu, tím větší byla změna úhlu orientace, a to pro všechny vlnové délky. U vlnových délek 684nm a 816nm se úhel orientace mění o něco strměji než u vlnové délky 833nm. V **grafu č. 8** lze vidět patrný rozdíl v chování úhlu orientace pro vlnovou délku 833nm. Oproti ostatním vlnovým délkám, které mají se zvyšujícím se otočením děliče klesající tendenci úhlu orientace, se úhel orientace pro vlnovou délku 833nm téměř nezměnil. V **grafu č. 9** lze jasně vidět zvyšující se elipticitu vlny s rostoucím úhlem dopadu a to pro všechny vlnové délky.

Jako poslední jsme zkoumali vliv děliče na vizibilitu interferometru. Zjistili jsme, že v našem případě nemá elipticita vliv. Velký vliv má ovšem orientace. U **Mach – Zehnderova** interferometru vidíme, že na **výstupu 1** jsou vlny prakticky totožné, vizibilita tedy bude maximální. Na **výstupu 2** však vidíme ostře se měnící orientaci polarizační elipsy, která je ovlivněna různým dělicím poměrem pro obě polarizace, v závislosti na úhlu otočení. Pro malé úhly je tedy vizibilita dobrá, ale se zvyšujícím se úhlem otočení prudce klesá. **Sagnacův interferometr** má relativně dobrou vizibilitu pro nízké úhly natočení děliče. Pro úhel natočení 5° nebude vizibilita příliš ovlivněna. Naopak pro vyšší úhly natočení vizibilita prudce klesá. Naopak **Michelsonův interferometr** má dokonalou vizibilitu pro všechny úhly natočení děliče.

5. Zdroje

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, „The Feynman lectures on physics 1,“ 6. vydání (1977)
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, „Základy fotoniky svazek 2,“ vydavatelství matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy (1994)
- [3] https://en.wikipedia.org/wiki/Circular_polarization
- [4] http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI_ang_M06_C04/co/Contenu_13.html
- [5] <http://arnoldsat.com/polarizations.jpg>
- [6] D. Goldstein, E. Collet, „Polarized light: Second Edition“, New York (2003)
- [7] https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/BEM3_polarizace_text.pdf
- [8] R. Paschotta, “Encyclopedia of laser physics and technology,” RP Photonics Consulting Zürich (2005)
- [9] <https://en.wikipedia.org/wiki/Polarizer#/media/File:Wire-grid-polarizer.svg>
- [10] <https://www.rp-photonics.com/polarizers.html>
- [11] <http://elwave.org/wp-content/uploads/2011/10/WP-prism-2A-550.jpg>
- [12] <https://www.edmundoptics.com/microscopy/microscopy-filters/shortpass-edge-filters/hot-mirrors/#resources>
- [13] A. Al-Azzawi, “Photonics principles and practices”, CRC press (2006)
- [14] http://optics.fjfi.cvut.cz/files/pdf/ZPOP_03.pdf
- [15] https://www.cs.princeton.edu/courses/archive/fall06/cos576/papers/zetie_et_al_mach_zehnder00.pdf
- [16] <http://call4sounds.neuesatelier.org/2013/09/sagnac-interferometer.html>

DODATEK

$$s = \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(2\vartheta) \\ \sin(2\vartheta) \cos(\delta) \\ \sin(2\vartheta) \sin(\delta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(2\varepsilon) \cos(2\sigma) \\ \cos(2\varepsilon) \sin(2\sigma) \\ \sin(2\varepsilon) \end{bmatrix}$$

Odvození vztahu pro ϑ :

$$\cos(2\vartheta) = \cos(2\varepsilon) \cos(2\sigma)$$

$$2\vartheta = \arccos[\cos(2\varepsilon) \cos(2\sigma)]$$

$$\vartheta = \frac{\arccos[\cos(2\varepsilon) \cos(2\sigma)]}{2}$$

Odvození vztahu pro δ :

$$\sin(2\vartheta) \sin(\delta) = \sin(2\varepsilon)$$

$$\sin(\delta) = \frac{\sin(2\varepsilon)}{\sin(2\vartheta)}$$

$$\delta = \arcsin \left[\frac{\sin(2\varepsilon)}{\sin(2\vartheta)} \right]$$

Odvození vztahu pro ε :

$$\sin(2\vartheta) \sin(\delta) = \sin(2\varepsilon)$$

$$\arcsin[\sin(2\vartheta) \sin(\delta)] = 2\varepsilon$$

$$\varepsilon = \frac{\arcsin[\sin(2\vartheta) \sin(\delta)]}{2}$$

Odvození vztahu pro σ :

$$\cos(2\vartheta) = \cos(2\varepsilon) \cos(2\sigma)$$

$$\cos(2\sigma) = \frac{\cos(2\vartheta)}{\cos(2\varepsilon)}$$

$$2\sigma = \arccos \left[\frac{\cos(2\vartheta)}{\cos(2\varepsilon)} \right]$$

$$\sigma = \frac{\arccos \left[\frac{\cos(2\vartheta)}{\cos(2\varepsilon)} \right]}{2}$$