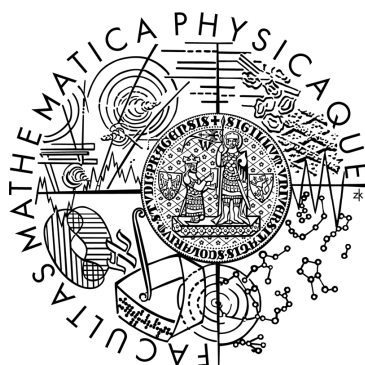


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Robert Čerňanský

## Modelování optické bistability

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Aplikovaná fyzika

2013



Rád by som poďakoval vedúcemu bakalárskej práce doc. RNDr. Františkovi Trojánkovi, Ph.D. za poskytnutie potrebnej literatury k predmetnej problematike, za odborné vedenie mojej práce a rady, ktoré mi poskytol, bez ktorých by táto práca nebola realizovaná.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 15.4.2013

Robert Čerňanský

Názov práce: Modelování optické bistability

Autor: Robert Čerňanský

Katedra / Ústav: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedúcí bakalárskej práce: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.

Abstrakt: Práca sa zaoberá nelineárnym optickým javom zvaný optická bistabilita resp. multistabilita, ktorá sa prejavuje počas interakcie vysokoenergetického laserového zväzku s látkou. Optická nelinearita sa môže prejaviť v absorpčnom koeficiente alebo v indexe lomu (alebo v oboch prípadoch). Práca je viac zameraná ako teoretický experiment, kde som pomocou vopred zadefinovaných začiatočných podmienok a pomocou programu Microsoft Office Excel 2007 namodeloval disperznú optickú bistabilitu pre kryštalický oxid kremičitý a nanokryštalický selenid kademnatý.

Kľúčové slová: optická bistabilita, absorpčný koeficient, index lomu, nelineárne optické javy

Title: Modeling of optical bistability

Author: Robert Čerňanský

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.

Abstract: My work is dealing with nonlinear optical phenomena called optical bistability or multistability which is expressed during an interaction of high-energetic laser beam with material. Optical bistability may occur in absorptive coefficient or in refractive index (or both). My work is more-less aimed as a theoretical experiment where I had predefined initial conditions and by the help of Microsoft Office Excel 2007 programm I have modeled the dispersive optical bistability for nanocrystalic form of silicon dioxide and cadmium selenid.

Keywords: optical bistability, absorptive coefficient, refractive indice, nonlinear optical phenomena.



# Obsah

Úvod.....	1
<b>1. Teória optickej bistability.....</b>	<b>2</b>
1.1. Absopčná bistabilita.....	2
1.2. Disperzná bistabilita.....	6
1.3. Aplikácia optickej bistability.....	8
<b>2. Modelovanie optickej bistability.....</b>	<b>10</b>
2.1. Szökeho experimentálne výsledky.....	10
2.2. Gibbsove experimentálne výsledky.....	12
<b>3. Analýza optickej bistability oxidu kremičitého a selenidu</b>	
<b>kademnatého.....</b>	<b>14</b>
3.1. Disperzná optická bistabilita oxidu kremičitého.....	14
3.2. Disperzná optická bistabilita selenidu kademnatého.....	17
<b>4. Záver.....</b>	<b>20</b>
<b>Zoznam použitej literatury.....</b>	<b>22</b>

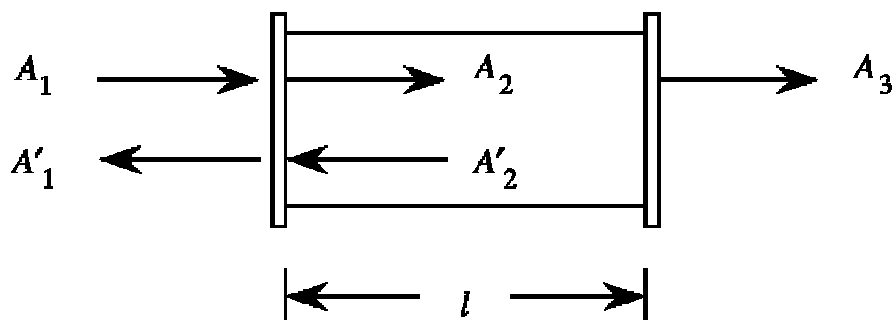
## Úvod

Optická bistabilita alebo multistabilita, sa prejavuje pri interakcii laserového zväzku s optickým prostredím, ktoré v dôsledku jeho nelinearity môže vykazovať jeden alebo viacero východných stavov pre daný vstupný stav. Rozdiel medzi optickou bistabilitou a multistabilitou je v množstve výstupných stavov. Pre optickú bistabilitu máme dve východzie intenzity pre danú vstupnú intenzitu. Termín multistabilita je všeobecnejší a popisuje prípad, keď tieto možné východzie stavy sú dva alebo viacero. Optická bistabilita má veľký potenciál aplikovať sa ako spínač v optickej komunikácii alebo v optických počítačoch.



# Kapitola 1

## Teória optickej bistability



Obrázok č. 1- Bistabilné optické zariadenie

Na obrázku 1 [1] je zobrazené zariadenie vykazujúce optickú bistabilitu, ktoré sa skladá z Fabry-Perotovho rezonátoru, v ktorom je umiestnené nelineárne médium. Na obrázku je znázornená amplitúda vstupnej vlny  $A_1$ , amplitúda odrazenej vlny  $A'_1$ , amplitúda vlny v interferometri  $A_2$ , amplitúda odrazená v interferometri  $A'_2$  a amplitúda výstupnej vlny  $A_3$ . Predpokladáme, že zrkadlá v rezonátore sú identické a bezstratové, s odrazivosťou  $\rho$  a priepustnosťou  $\tau$  amplitúdy, ktoré súvisia s odrazivosťou  $R$  a priepustnosťou  $T$  intenzity nasledujúcimi vzťahmi [1]

$$R = |\rho|^2, \quad (1.1)$$

$$T = |\tau|^2, \quad (1.2)$$

$$R + T = 1. \quad (1.3)$$

Pole dopadajúcej vlny a vlny v interferometri sú viazané cez hraničné podmienky podľa vzťahu

$$A'_2 = \rho A_2 e^{2ikl - \alpha l}, \quad (1.4)$$

$$A_2 = \tau A_1 + \rho A'_2. \quad (1.5)$$

Konštanta  $k = n\omega/c$  a koeficient absorpcie  $\alpha$  vnímame ako reálne veličiny s lineárnymi a nelineárnymi vlastnosťami. V rovniciach (1.4) a (1.5) predpokladáme, že veličiny  $\alpha$  a  $k$  sú nezávislé na priestore. V opačnom prípade by sme exponent nahradili  $\int_0^l dz [2ik(z) - \alpha(z)]$ . Pre jednoduchosť ešte predpokladáme, že nelineárny materiál a médium, ktoré obklopuje rezonátor, majú rovnaký lineárny index lomu.

Odstránením  $A_2$  nájdeme riešenie rovníc (4) a (5) vo forme

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2ikl - \alpha l}}, \quad (1.6)$$

Rovnica (1.6) je Airyho rovnica, ktorá popisuje vlastnosti Fabry-Perotovho interferometru. V prípade, keď sú veličiny  $k$  alebo  $\alpha$  nelineárne závislé funkcie na intenzite svetla vo vnútri interferometru, tak prostredie bude vykazovať bistabilitu prepustenej vlny. Vo všeobecnosti obe fyzikálne veličiny môžu vykazovať nelineárny stav, avšak môžeme lepšie porozumieť pôvodu optickej bistability v prípade keď budeme uvažovať dominantú prevahu buď absočného koeficientu alebo indexu lomu.

### 1.1. Absorpčná bistabilita

V prípade absorpčnej bistability predpokladáme dominanciu absorpčného koeficientu, ktorý je nelineárne závislý na intenzite poľa vo vnútri interferometra a vlnový vektor predpokladáme konštantný. Taktiež predpokladáme, že vzdialenosť jednotlivých zrkadiel  $l$  je nastavená tak, že vnútorné pole aplikované v dutine vykazuje rezonanciu. V takom prípade môžeme v rovnici (1.6) faktor  $\rho^2 e^{2ikl}$  nahradiť reálnou veličinou  $R$  a taktiež predpokladáme, že  $\alpha l \ll 1$ , aby sme mohli zanedbať priestorovú závislosť intenzity poľa vo vnútri dutiny. Za týchto podmienok má Airyho rovnica (1.6) tvar

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - R(1 - \alpha l)}. \quad (1.7)$$

Jednotlivé intenzity môžeme vyjadriť pomocou vzťahu  $I_i = 2n\varepsilon_0 |A_i|^2$  takže z rovnice dostaneme vzťah

$$I_2 = \frac{TI_1}{[1 - R(1 - \alpha l)]^2}. \quad (1.8)$$

Rovnicu (8) zjednodušíme, keď aplikujeme bezrozmerný parameter  $C$

$$C = \frac{R\alpha l}{1 - R}, \quad (1.9)$$

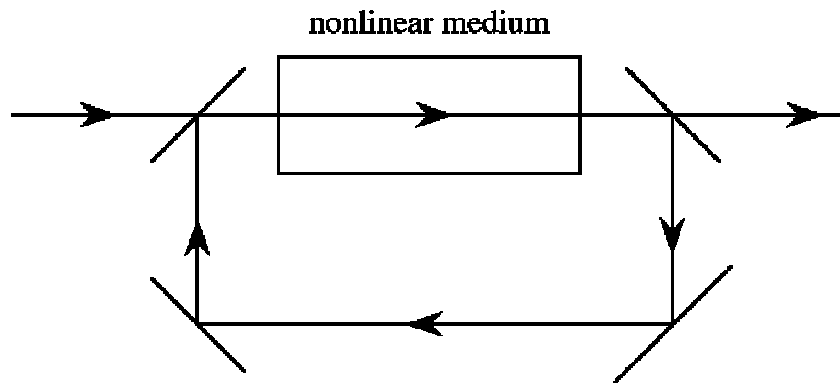
a dostaneme vzťah

$$I_2 = \frac{1}{T} \frac{I_1}{(1+C)^2}. \quad (1.10)$$

Zadefinujeme si ďalšie dva predpoklady pre absorpčný koeficient  $\alpha$ . Jeden predpoklad bude ten, že absorpčný koeficient závislý na intenzite svetla vo vnútri interferometra a ďalší predpoklad bude ten, že sa riadi vzťahom prijateľný pre dvojhľadínový saturačný absorbér,

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 - I/I_s}, \quad (1.11)$$

kde  $\alpha_0$  je nesaturovaný absorpčný koeficient,  $I$  je hodnota intenzity a  $I_s$  je hodnota saturovanej intenzity. Pre jednoduchosť predpokladáme, že intenzita vo vnútri interferometra, ktorá bola prepustená prvým zrkadlom, je ekvivalentná intenzite odrazenej od druhého zrkadla. Na obrázku 1 ignorujeme efekty stojatej vlny, pričom tento predpoklad je iba aproximáciou. Na obrázku 2 [1] pre pohyblivú vlnu, musíme tieto efekty ignorovať. Za predpokladu, že platí vzťah  $I = 2I_2$ , pričom absorpčný koeficient závisí na intenzite poľa vo vnútri interferometra, môžeme vzťah pre bezrozmerný parameter  $C$  prepísať na vzťah



**Obr. 2 – Bistabilné optické zariadenie v tvare pohyblivej vlny v interferometri**

$$C = \frac{C_0}{1 + 2I/I_s}, \quad (1.12)$$

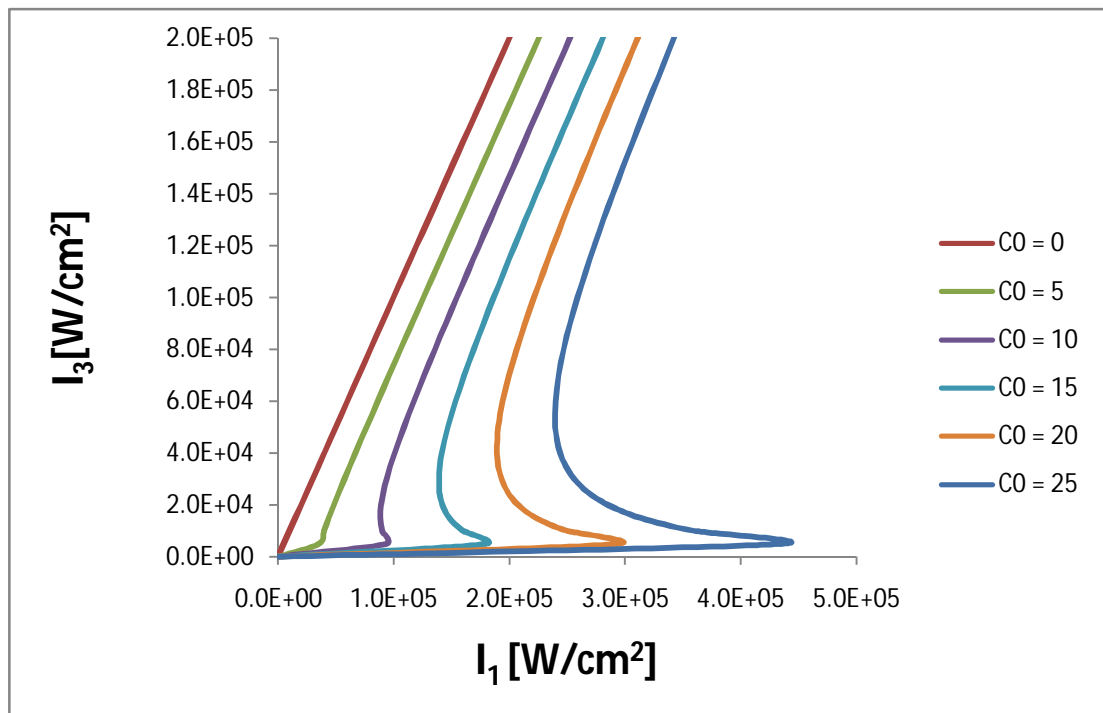
kde  $C_0 = R\alpha_0 l / (1 - R)$ . Pomocou rovnice (1.12) môžeme prepísať vzťah medzi  $I_1$  a  $I_2$  ako

$$I_1 = TI_2 \left( 1 + \frac{C_0}{1 + \frac{2I_2}{I_s}} \right). \quad (1.13)$$

Nakoniec dostaneme pre výstupnú intenzitu  $I_3$  vzťah

$$I_3 = TI_2. \quad (1.14)$$

Pomocou vzťahov (1.13) a (1.14), som na grafe 1 namodeloval závislosť medzi intenzitou vstupnej vlny  $I_1$  a intenzitou výstupnej  $I_3$  vlny pre rôzne hodnoty bezrozmerného parametru  $C_0$ . Odrazivosť zrkadiel som uvažoval 95%, saturačnú intenzitu materialu  $I_s = 0,1 \text{ MW/cm}^2$  a bezrozmerné parametre  $C_0$  v hodnotách 0, 5, 10, 15, 20 a 25. Pokiaľ zadefinujeme hodnoty pre parameter  $C_0$  menšie ako približne 8, prostredie nevykazuje absorpčnú bistabilitu a systém nie je schopný generovať viac ako jednu výstupnú intenzitu. Pre hodnoty väčšie ako 8 naopak systém prejavuje bistabilitu a systém vykazuje viacero riešení.



**Graf č.1: Vzťah medzi vstupnou a výstupnou intenzitou pre absorpčnú bistabilitu**

## 1.2. Disperzná bistabilita

V prípade disperznej bistability zanedbáme absorpčný koeficient a index lomu nech bude nelineárne závislý na intenzite svetla. Pre  $\alpha = 0$ , bude mať Airyho rovnica (1.6) tvar

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2ikl}} = \frac{\tau A_1}{1 - \text{Re}^{i\delta}}. \quad (1.15)$$

Aby sme mohli pokračovať v odvodení, tak si prepíšeme  $\rho^2$  v tvare fázy a amplitúdy vlny v zmysle

$$\rho^2 = \text{Re}^{i\phi}. \quad (1.16)$$

V rovnici (1.15)  $\delta$  je celkový fázový posun nadobudnutý pri uzavretom prechode cez rezonátor. Fázový posun má tvar

$$\delta = \delta_0 + \delta_2 \quad (1.17)$$

pričom sa skladá z lineárnej časti

$$\delta_0 = \phi + 2n_0 \frac{\omega}{c} l \quad (1.18)$$

a nelineárnej časti

$$\delta_2 = 2n_2 I \frac{\omega}{c} l, \quad (1.19)$$

kde

$$I = I_2 + I_2' \cong 2I_2. \quad (1.20)$$

Pomocou vzťahu (1.15) môžeme vyjadriť vzťah medzi vstupnou intenzitou  $I_1$  a intenzitou v rezonátore  $I_2$

$$\begin{aligned}
I_2 &= \frac{TI_1}{(1 - \operatorname{Re}^{i\delta})(1 - \operatorname{Re}^{-i\delta})} = \frac{TI_1}{1 + R^2 - 2R \cos(\delta)} \\
&= \frac{TI_1}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{1}{2}\delta\right)} = \frac{TI_1}{T^2 + 4R \sin^2\left(\frac{1}{2}\delta\right)} \quad (1.21) \\
&= \frac{\frac{I_1}{T}}{1 + \left(\frac{4R}{T^2}\right) \sin^2\left(\frac{1}{2}\delta\right)},
\end{aligned}$$

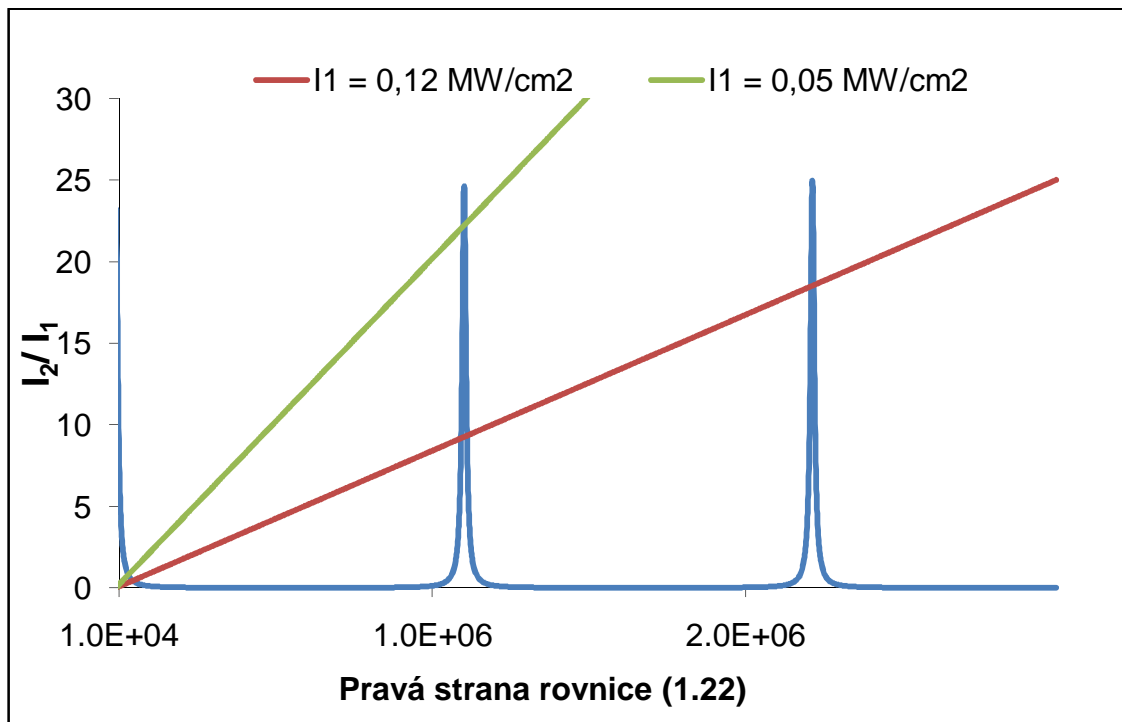
z čoho dostaneme

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\frac{1}{T}}{1 + \left(\frac{4R}{T^2}\right) \sin^2\left(\frac{1}{2}\delta\right)}, \quad (1.22)$$

pričom fázový posun má tvar

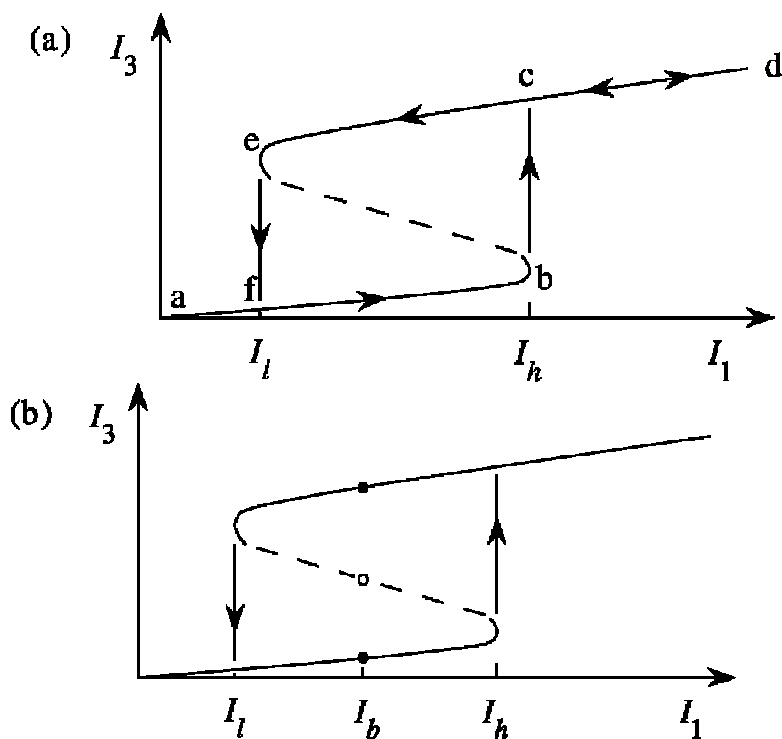
$$\delta = \delta_0 + \frac{4n_2\omega l}{c} I_2. \quad (1.23)$$

Pomocou vzťahov (1.22) a (1.23) som namodeloval prípady, v ktorých môže bistabilita nastať. Na grafe č.2 je znázornená disperzná optická bistabilita, ktorú som namodeloval zakreslením oboch strán rovnice (1.22), ako závislosť na intenzite v rezonátore  $I_2$ . Dĺžka rezonátoru bola  $l = 3 \text{ cm}$ , odrazivosť zrkadiel som uvažoval 96%, nelineárny index lomu mal hodnotu  $n_2 = 6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$ , vlnová dĺžka dopadajúceho žiarenia mala hodnotu  $\lambda = 800 \text{ nm}$  a fázový posun vo vzťahu (1.23) som aproximoval takým spôsobom, že lineárny fázový posun som zvolil  $\delta_0 = 0$ . Dopadajúce intenzity žiarenia  $I_1$  som uvažoval v hodnotách  $0,12 \text{ MW/cm}^2$  a  $0,05 \text{ MW/cm}^2$ . Z obrázku je vidno, že systém vykazuje tri, päť alebo viacero riešení v závislosti na vstupnej intenzite  $I_1$ . V prípade, keď existujú tri riešenia pre charakteristický interval vstupných intenzít  $I_1$ , graf závislostí výstupnej intenzity  $I_3$  v závislosti na hodnote vstupnej intenzity  $I_1$  má podobný charakter ako graf č.1.



Graf č.2: Disperzná optická bistabilita

### 1.3. Aplikácia optickej bistability



Obrázok 3: Charakteristická závislosť výstupnej intenzity na hodnote vstupnej intenzity.

Na obrázku 3 [1] je zúčimavá oblasť označená čiarkovanou čiárou. Táto oblasť sa vyznačuje tým, že riešenie rovnice (1.13), pri zvyšovaní hodnoty vstupnej intenzity, klesá výstupná intenzita. Táto oblasť je charakterizovaná nestabilitou prostredím. V prípade, že sa systém nachádza v takomto nestabilnom stave, okamžite sa prepne do jedného zo stabilných riešení v dôsledku nárastu malých porúch.

Ďalej popíšeme hysterézu v nasledujúcom zmysle: Na vodorovnej škále je znázornená vstupná intenzita  $I_l$ , jej hodnotu budeme postupne zvyšovať až pokým nedosiahne prahovú intenzitu  $I_h$  ( tkz. bod vysokého skoku ). So zvyšujúcou sa vstupnou intenzitou  $I_l$  rastie aj hodnota výstupnej intenzity  $I_3$ . Tento priebeh je znázornený oblasťou  $a - b$ . Pokiaľ budeme vstupnú intenzitu naďalej zvyšovať, musí hodnota výstupnej intenzity preskočiť do bodu  $c$  a pokračuje na vykreslenej oblasti  $c - d$ . Ak teraz začneme postupne znižovať vstupnú intenzitu, tak výstupná intenzita bude charakterizovaná oblasťou  $e - d$ . Keď vstupná intenzita pri jej znižovaní dosiahne hodnotu  $I_l$  ( bod nízkeho skoku ), systém preskočí do bodu  $f$  a pri znižovaní intenzity opisuje oblasť  $f - a$ , až kým nedosiahne vstupná intenzita nulovú hodnotu.

Na obrázku 3(b), vidíme ako môžeme použiť jav optickej bistability ako optický prepínač v elektronike. Nastavíme si hodnotu vstupnej intenzity na hodnotu  $I_b$ , systém tak bude v bistabilnom stave, a môžeme vybrať hodnotu výstupnej intenzity medzi hodnotou v hornej oblasti alebo hodnotou v dolnej oblasti, ako je to znázornené bodkami na obrázku. Aby sme dospeli k výberu intenzity z hornej oblasti, musíme priviesť taký svetelný pulz, aby vstupná intenzita presahovala hodnotu  $I_h$ . Naopak, ak chceme dospieť k výberu intenzity z dolnej oblasti, stačí ak po nejakú dobu budeme blokovať vstupný laserový zväzok.



# Kapitola 2

## Modelovanie optickej bistability

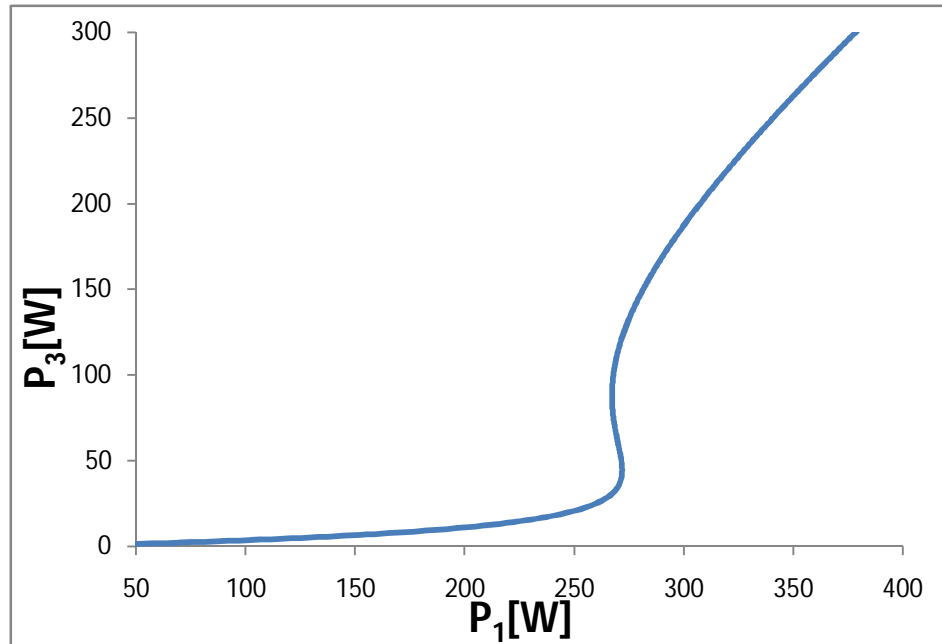
Nasledujúca kapitola sa zaoberá niektorými z prvých experimentov, ktoré sa zaoberali optickou bistabilitou. Medzi prvými, ktorý sa rozhodli študovať nelineárny optický jav, optickú bistabilitu, boli A. Szöke a H. M. Gibbs. V rámci svojej bakalárskej práce sme sa s vedúcim mojej práce dohodli, že namodelujem absorpčnú optickú bistabilitu od A. Szökeho [2] a disperznú bistabilitu od H. M. Gibbsa [3] a uvediem ich experimentálne výsledky.

### 2.1. Szökeho experimentálne výsledky

Szökeho experiment spočíval v interpretácii optickej bistability pomocou Fabry-Perotovho rezonátora naplneného nelineárnym médiom, ktorý je pasívny v takom zmysle, že jediný zdroj energie, ktorý mu je poskytnutý je zdroj energie vytvorený dopadajúcim laserovým žiarením.

Experiment bol predvedený nasledovne. Na saturačný rezonátor dopadalo výstupné žiarenie z Q-spínaceho jednomódového CO<sub>2</sub> laseru. Saturačný rezonátor, ktorého dĺžka bola 2 cm, bol naplnený silným absorbérom plynu SF<sub>6</sub>. Laser vyžaroval zväzok na vlnovej dĺžke  $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ . Rezonátor mal zrkadlá zhotovené z materiálu BaF<sub>2</sub>, pokrytého tenkou vrstvou Te, ktorých hrúbka bola 6328 Å a odrazivosť 90%. Teplota rezonátora bola stabilizovaná na izbovú teplotu, aby nedochádzalo k nepriaznivým vplyvom v priebehu experimentu. Rezonátor bol pripojený k vákuovej pumpe, aby ho bolo možné naplniť viacerými variantmi tlaku plynu SF<sub>6</sub>, pričom v priebehu experimentu bol tlak plynu 1,6 Torr. Experimentálne usporiadanie je znázornené na obrázku 4 (a) v literatúre [2].

Szökeho experiment prebiehal porovnávaním grafu na osciloskope v dvoch prípadoch. V prvom prípade sa v rezonátore nenachádzalo žiadne nelineárne médium a v druhom bolo naplnené plynom SF<sub>6</sub>. Analogickým spôsobom ako graf č.1 som namodeloval experimentálne výsledky absorpčnej optickej bistability plynu SF<sub>6</sub> ( $\alpha_0 l = 3,5$ ) podľa Szökeho začiatkových podmienok [2], ktoré sú zobrazené na grafe č.3.



**Graf č.3: Szökeho absorpčná bistabilita plynu SF<sub>6</sub>**

Z rezonátoru vychádzal laserový pulz o výkone 100 W, pričom na druhej strane rezonátoru intenzita evidentne klesá. Szökeho záver spočíval v porozumení prepínania medzi jednotlivými intenzitami východzieho stavu rezonátoru a experimentalnej interpretácii absorbčnej bistability, kde je absorpčný koeficient závisli na intenzite žiarenia.

## 2.2 Gibbsove experimentálne výsledky

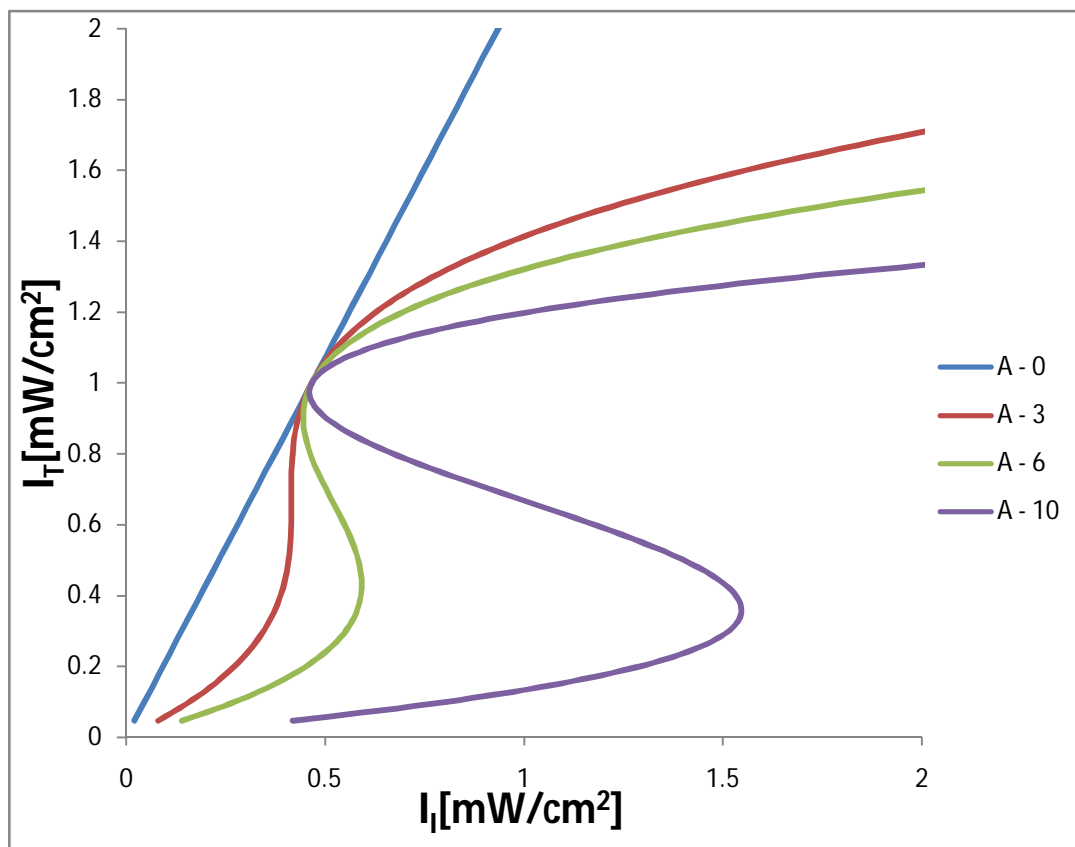
Gibbsov experiment bol zameraný na diferenciálny zisk a hysterézu, ktoré vznikli ako dôsledok rezonancie laserového zväzku s nelineárnym médiom vo vnútri Fabry-Perotovho interferometra. V Gibbsových experimentoch dominovala nelineárna disperzná bistabilita nad nelineárnou absorpčnou bistabilitou. Keďže v Szökeho experimentoch som interpretoval absorbčnú bistabilitu, v Gibbsovom experimente som sa rozhodol namodelovať nelineárnu disperznú optickú bistabilitu.

Gibbsov experiment optickej bistability a diferenciálneho zisku sa skladal z 11 cm širokého Fabry-Perotovho interferometra, ktorý obsahoval ako nelineárne médium sodík v plynnom stave. Plynný sodík bol lokalizovaný v 2,5cm oblasti v strede medzi zrkadlami a bol pod tlakom  $10^{-4} - 10^{-5}$  Torr. Gibbs použil ako zdroj žiarenia 50 mW jednomodový farbivový laser, ktorý bol laditeľný na hociktorú

frekvenciu dvoch  $D$  čiar. Absolutná frekvencia počas ktorej dochádza k saturácii sodikového plynu bola determinovaná pomocou spektroskopickkej analýzy plynu Na. Zrkadlá mali 90% odrazivosť, laser mal maximálny výkon  $13mW$  a bol fokusovaný na plochu o priemere  $1.65 mm$ . Meranie prebehlo na osciloskope, kde dopadajúca intenzita bola zaznamenaná ako horizontálna osa a výstupná intenzita ako vertikálna osa.

Dosiahnutie nelineárnej disperznej bistability nie je jednoduché, pretože disperzia nie je úplne spôsobená presne rezonančnými atómami. V prípade Gibbsovho experimentu sa nelineárne médium aproximuje pomocou indexu lomu ktorý je funkciou absolútnej hodnoty výstupnej intenzity so zadanou konštantou, ktorá korešponduje lineárnu závislosť indexu lomu na intenzite. Na grafe č.4 som namodeloval Gibbsov experiment disperznej optickej bistability spolu s diferenciálnym optickým ziskom pomocou vzťahu (5) v [3]. Kompletný postup, podľa ktorého som sa riadil, je rozpísaný v [3], pod obrázkom 3(a). V bode maximálneho zisku, charakterizovaný inflexným bodom, sa objavuje v prípade  $I_T=2P_0/3$ . Oblasti, kde je zaznamenaný negatívny pokles, sú nestabilné a vykazujú optickú bistabilitu.

Gibbs vo svojej práci, pomocou počítačovej simulácie, interpretuje tri rôzne frekvencie, pri ktorých disperzia plynného sodíka, pri optickom čerpaní, zostáva nemenná a teda nedochádza k bistabilite. Zatiaľ čo pri ostatných frekvenciách k nej dochádza.



**Graf č 4: Gibbsov diferenciálny zisk a disperzná optická bistabilita**

# Kapitola 3

## Analýza optickej bistability oxidu kremičitého a selenidu kademnatého

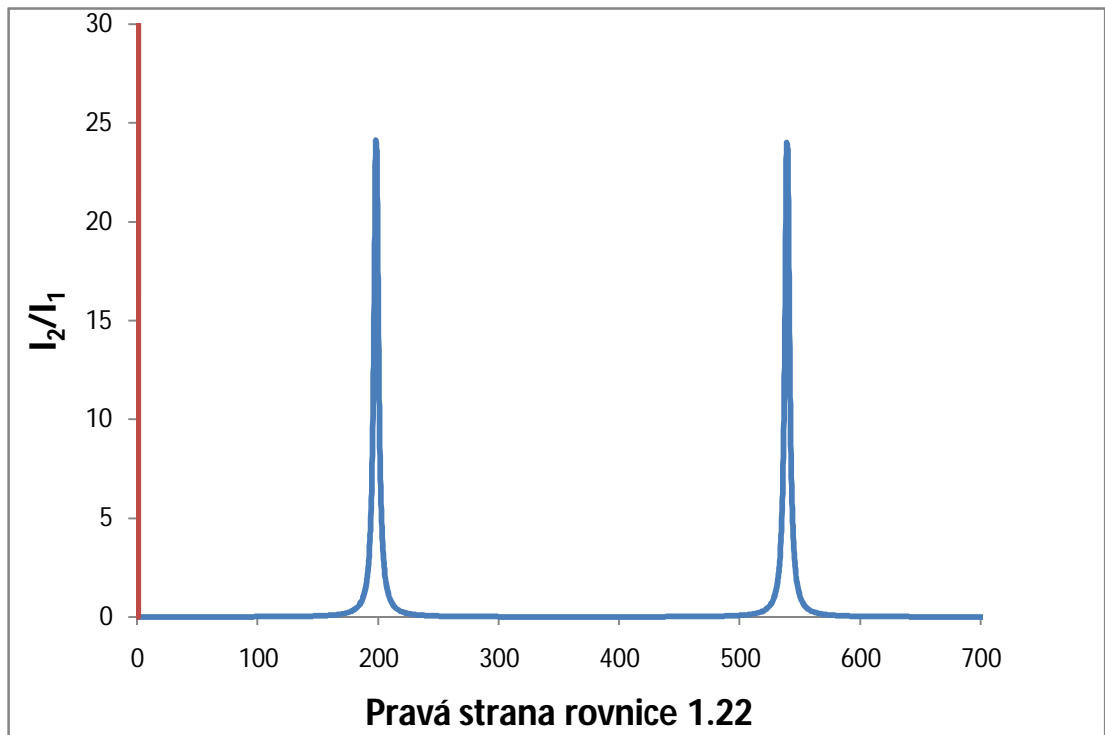
V tejto kapitole sa zamerám na analýzu optickej bistability  $\text{SiO}_2$  a  $\text{CdSe}$ . Po odskúšaní modelovania optickej bistability z literatúry Boyda, Gibbsa a Szökeho, sme sa s vedúcim bakalárskej práce rozhodli namodelovať kryštalický oxid kremičitý a nanokryštalický selenid kademnatý. Experiment prebiehal v teoretickej rovine, kde sme si zadefinovali hodnoty parametrov, ktoré musí experiment spĺňať nato, aby bol zrealizovateľný.

Na experiment sme použili Fabry-Perotov rezonátor, naplnený nelineárnym médiom ( $\text{SiO}_2/\text{CdSe}$ ), v ktorom dochádzalo k rezonancii systému za prítomnosti interakcie s koherentným laserovým zväzkom. Dĺžka FP rezonátoru bola  $l = 0,3 \text{ cm}$ . Najprv sme uvažovali za zdroj koherentného žiarenia femtosekundový laser, ale vzhľadom na dĺžku FP rezonátora, sme dospeli k presvedčeniu, že časová dĺžka laserových pulzov není dostatočná k tomu, aby dochádzalo k rezonancii a tak sme femtosekundový laser nahradili kontinuálnym laserom Millennia Prime o vlnovej dĺžke  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Odrazivosť oboch použitých zrkadiel  $R$  sme uvažovali 99% a 96%. Výkony kontinuálneho laserového zväzku  $P_1$  sme uvažovali  $1 \text{ W}$  a  $10 \text{ W}$ .

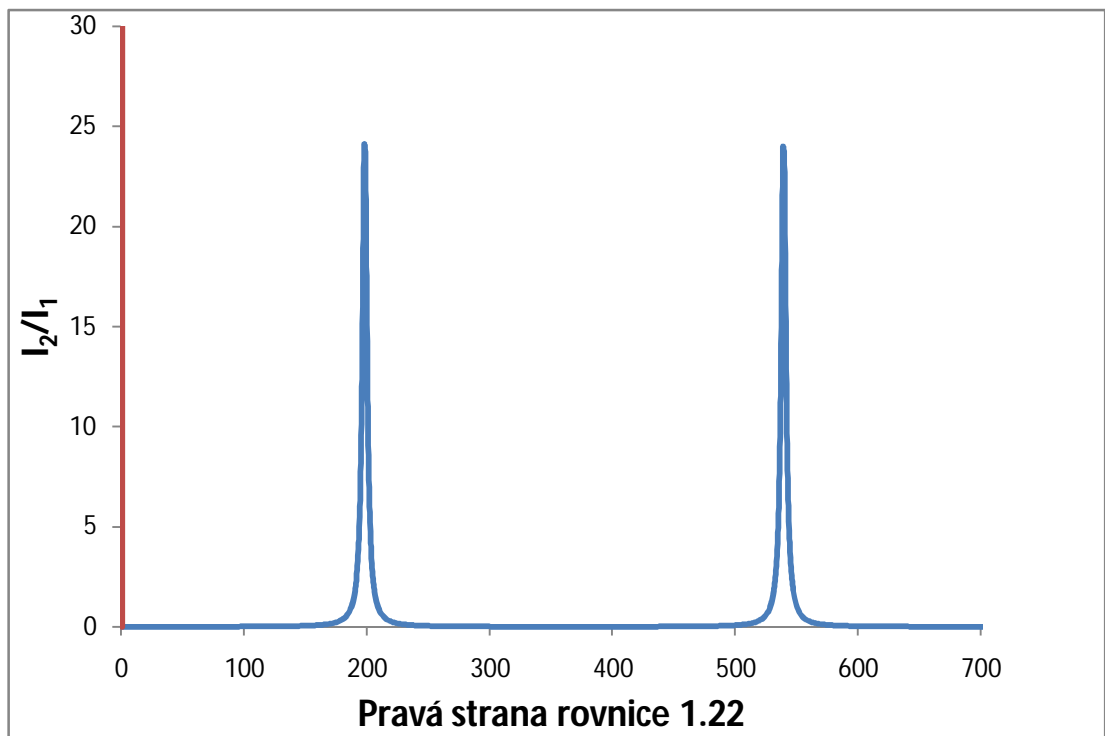
### 3.1 Disperzná optická bistabilita oxidu kremičitého

Experimentálne modelovanie disperznej bistability oxidu kremičitého prebehlo nasledujúcim spôsobom. Museli sme sa dopracovať ku vzťahu (1.22). Parametre výkonu dopadajúceho zväzku  $P_1$  a odrazivosti zrkadiel  $R$  boli dopredu zadefinované, takže neznáme boli parametre vnútornej intenzity  $I_2$  pri ktorej dochádza v  $\text{SiO}_2$  k bistabilite, priepusnosť zrkadiel  $T$  a fázový posun  $\delta$ , ktorý sa skladá z lineárnej a nelineárnej časti  $\delta_0$  a  $\delta_2$ . Určiť priepustnosť zrkadiel bolo triviálne podľa vzťahu  $T=1-R$ . Dopadajúcu intenzitu laserového zväzku  $I_1$ , sme určili pomocou vzťahu  $I_1=P_1/S$ , kde  $S$  je plocha dopadajúceho laserového zväzku o priemere  $d = 35 \mu\text{m}$ . Lineárnu a nelineárnu časť fázového posunu sme určili pomocou vzťahov (1.18) a (1.19), pričom hodnoty lineárneho a nelineárneho indexu lomu oxidu kremičitého sú  $n_L=1,54$ ,  $n_{NL}=2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  [5]. Po dosadení

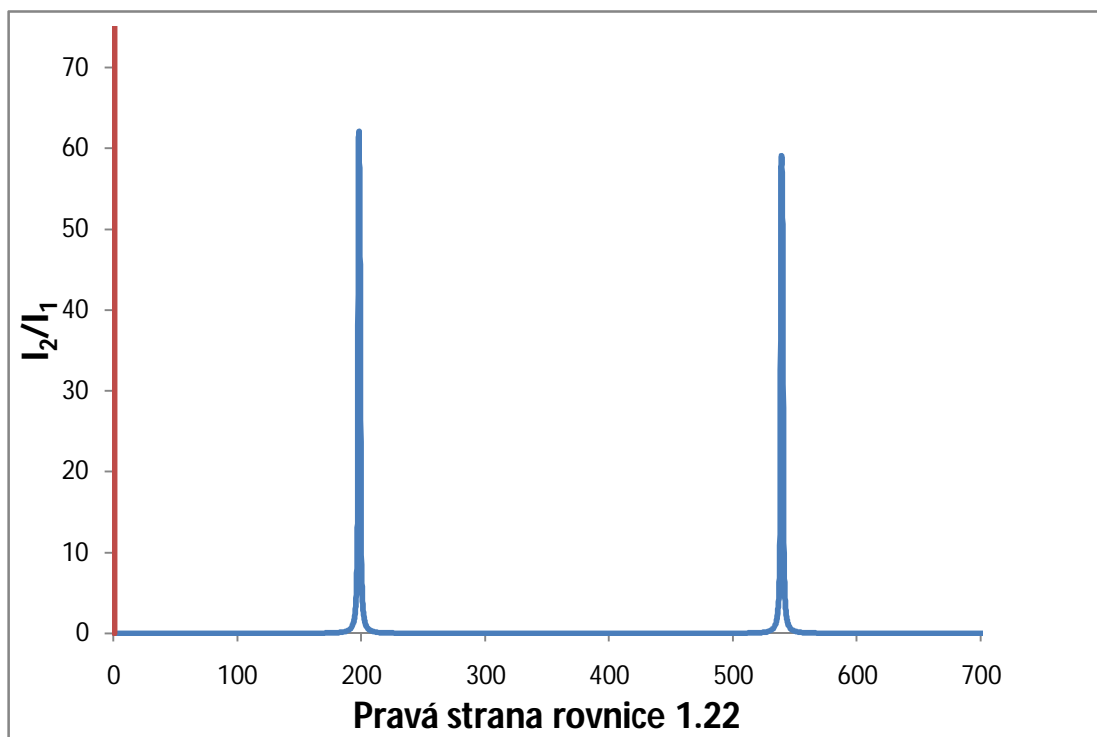
príslušných zadaných parametrov do vzťahu (1.22) sme získali disperznú závislosť oxidu kremičitého, ktorá je graficky znázornená na grafoch 5 – 8



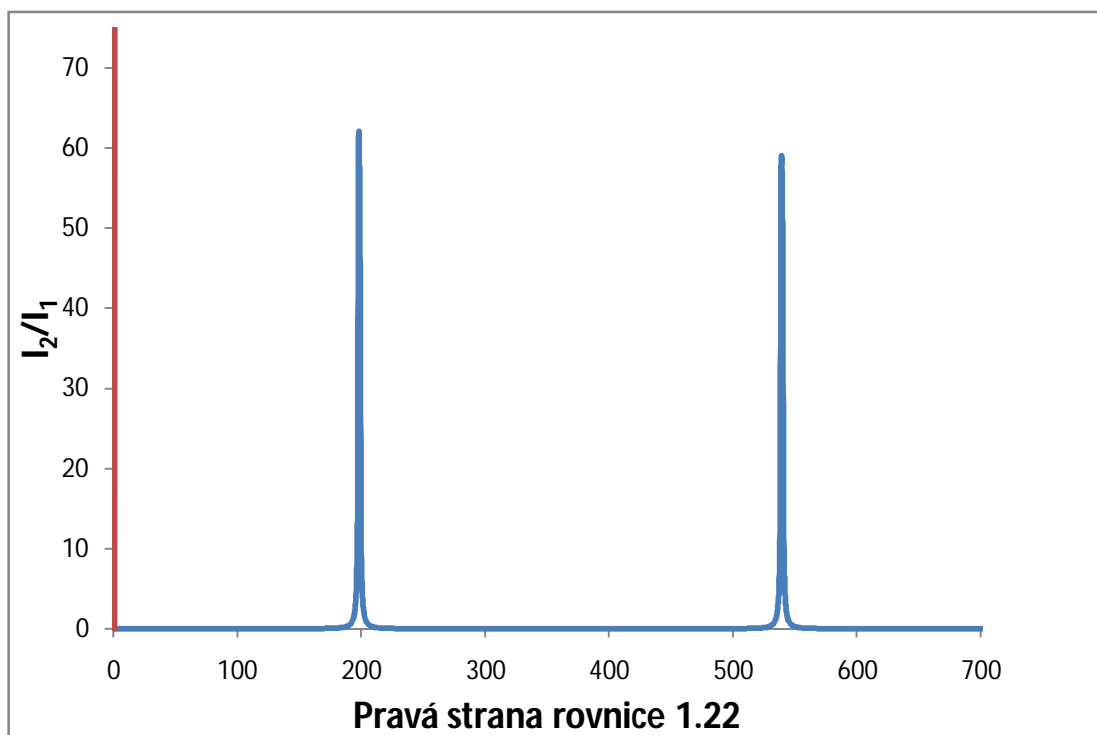
Graf č.5: Optická bistabilita SiO<sub>2</sub> pri R= 0,96 a P<sub>1</sub>= 1 W



Graf č.6: Optická bistabilita SiO<sub>2</sub> pri R= 0,96 a P<sub>1</sub>= 10 W



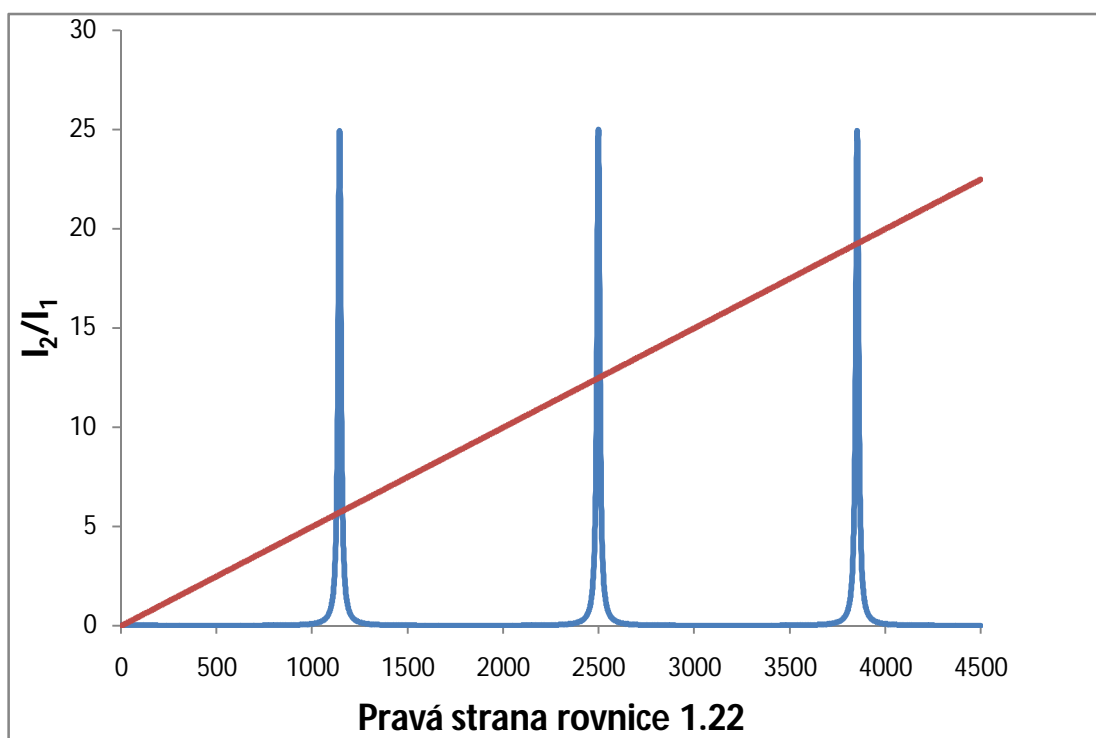
**Graf č.7: Optická bistabilita SiO<sub>2</sub> pri R= 0,99 a P<sub>1</sub>= 1 W**



**Graf č.8: Optická bistabilita SiO<sub>2</sub> pri R= 0,99 a P<sub>1</sub>= 10 W**

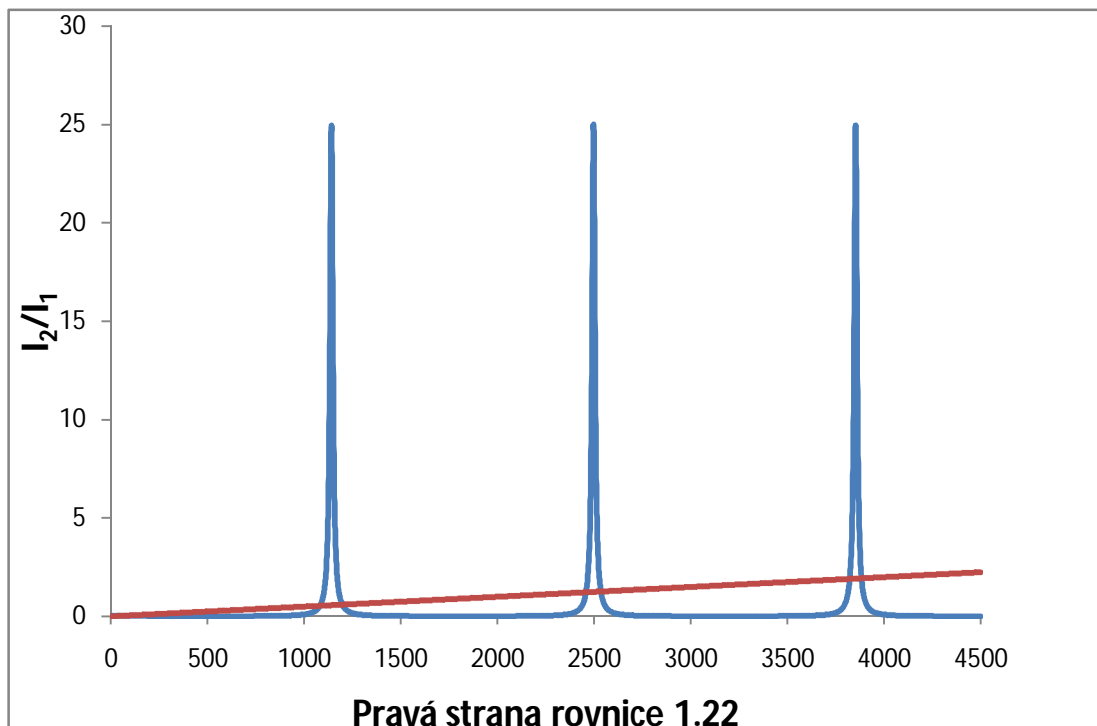
### 3.2 Disperzná optická bistabilita selenidu kademnatého

Experimentálne modelovanie disperznej bistability nanokryštálu selenidu kademnatého v sklenenej matici prebehlo analogickým spôsobom, ako to bolo v prípade modelovania disperznej optickej bistability oxidu kremičitého (ods.3.1). Dopadajúce výkony laserového zväzku  $P_1$ , odrazivosť zrkadiel  $R$ , typ použitého kontinuálneho laseru, dĺžka FP rezonátoru, zostali rovnaké. Zásadný rozdiel od  $\text{SiO}_2$  je v omnoho vyššej hodnote nelineárneho indexu lomu. Hodnotu lineárneho indexu lomu  $n_L=2,506$  sme prebrali z fyzikálnych tabuliek [5] a hodnotu nelineárneho indexu lomu  $n_{NL}=6,29 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{W}$  sme získali pomocou vzťahu (3) v literatúre [4], kde je nelineárny index lomu závislý na lineárnom indexe lomu a nelineárnej elektrickej susceptibilitate tretieho rádu, ktorej hodnota je  $\chi^{(3)}=1 \cdot 10^{-8}$  [5]. Grafická ilustrácia disperznej optickej bistability selenidu kademnatého je zaznamenaná na grafoch 9 – 12.

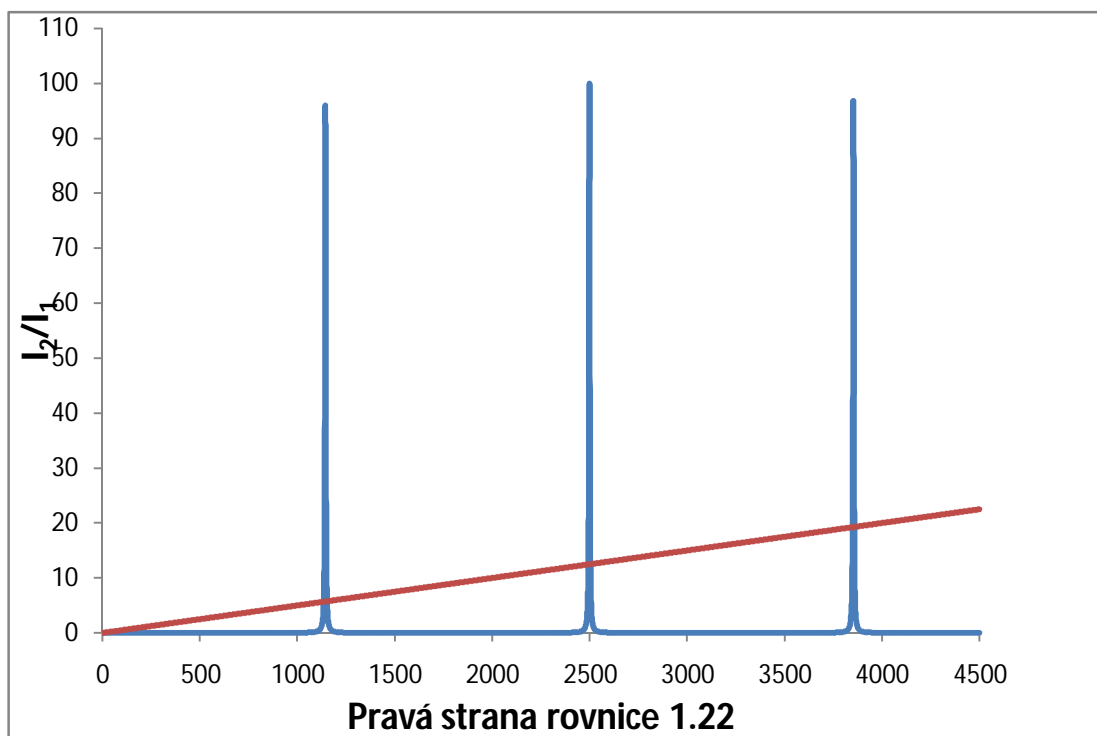


Graf č.9: Optická bistabilita CdSe pri  $R=0,96$  a  $P_1=1 \text{ W}$

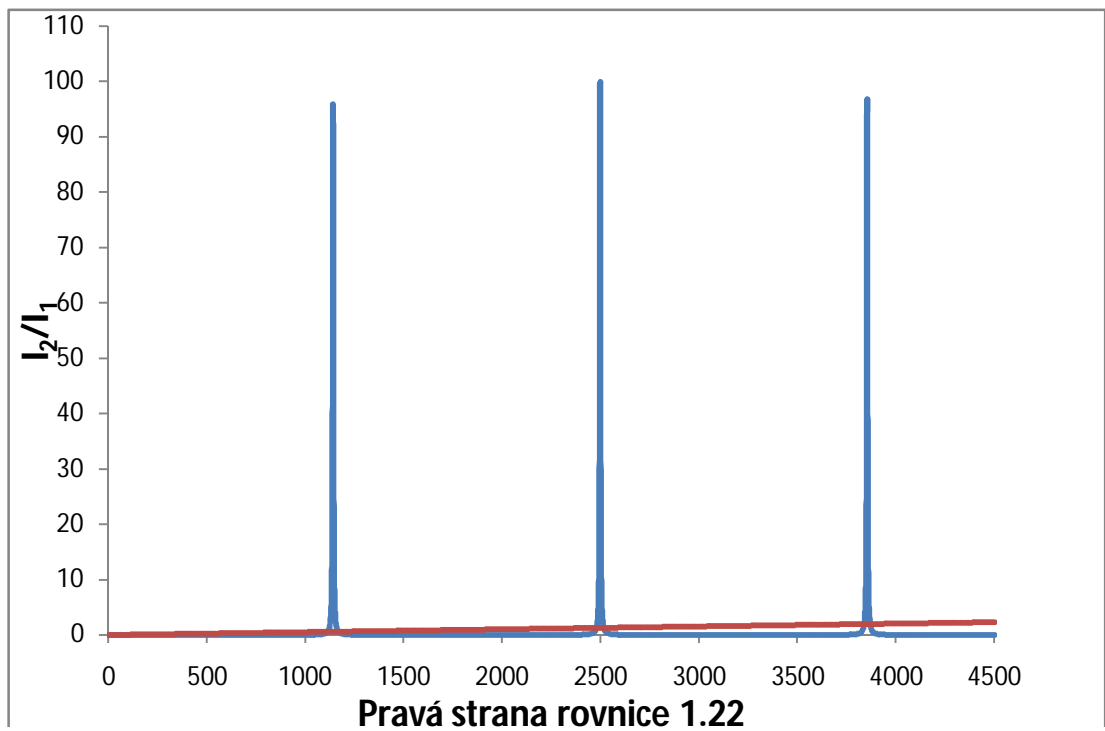




Graf č.10: Optická bistabilita CdSe pri R= 0,96 a  $P_1= 10$  W



Graf č.11: Optická bistabilita CdSe pri R= 0,99 a  $P_1= 1$  W



**Graf č.12: Optická bistabilita CdSe pri R= 0,99 a  $P_1= 10$  W**

# Kapitola 4

## Záver

Ako z názvu vyplýva, práca sa zaoberá modelovaním prevažne disperznej optickej bistability kryštalického oxidu kremičitého a nanokryštalického selenidu kademnatého, ktorá sa prejaví počas interakcie nelineárneho média s vysokoenergetickým svetelným zväzkom, ktorého zdrojom je laser Millennia Prime o vlnovej dĺžke 532 nm.

V experimente sme uvažovali o dvoch zrkadlách s rôznou odrazivosťou a priepustnosťou, rôznych výkonoch dopadajúceho laserového zväzku a samozrejme o dvoch rôznych nelineárnych médiach. Na grafe 5 – 8 je zaznamenaná disperzná optická bistabilita SiO<sub>2</sub>. A na grafe 9 – 12 je zaznamenaná disperzná optická bistabilita CdSe.

Z grafov 5,6,7,8 je možné vyčítať, že v prípade kryštalického SiO<sub>2</sub>, nedochádza k prejavu disperznej bistability ani v jednej z uvažovaných prípadoch kombinácii oboch zrkadiel a oboch uvažovaných výkonoch. Z teórie nelineárnej optiky vyplýva, že k tomu aby sa prejavili nelineárne optické javy, čím optická bistabilita rozhodne je, musí sa intenzita dopadajúceho žiarenia približovať intenzite elektromagnetického poľa atómov, ktoré na seba v materiáli coulombicky pôsobia, čo v prípade nanokryštalického SiO<sub>2</sub> nie je. Pri vyšších intenzitách už dochádza k poškodeniu materiálu. Z týchto dvoch argumentov vyplýva, že kryštalický SiO<sub>2</sub> nie je vhodný materiál, pre aplikáciu optickej bistability. Preto musíme použiť materiál s vyšším nelineárnym indexom lomu.

Naopak v prípade nanokryštalického CdSe v skle sa prejavuje disperzná optická bistabilita a multistabilita pri oboch typov zrkadiel a pri oboch dopadajúcich výkonoch laserového zväzku. Grafická ilustrácia je znázornená na grafe 9 – 12. Ako je vidieť z jednotlivých grafov, pri vyšších výkonoch dochádza k multistabilite systému a pri nižších zasa iba k bistabilite systému. Z čoho môžeme vyvodit' záver, že za takýchto podmienok môžeme použiť nanokryštalický CdSe, ako optoelektronický materiál vykazujúci optickú bistabilitu a multistabilitu. Využit' ho môžeme ako optický prepínač v optických komunikáciach, optických počítačoch, bistabilných

zosilovačoch a iných optoelektronických súčiastkach, ktoré majú vykazovať optickú bistabilitu resp. multistabilitu.

## Zoznam použitej literatúry

- [1] R. Boyd: *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2008.
- [2] Szoke A., Daneu V., Goldhar J., Kurnit N. A. (1969): *Bistable optical element and its applications*, Cambridge, Massachusetts 02139
- [3] Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. (1976): *Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer*, Murray Hill, New Jersey 07974
- [4]<http://www.optics.rochester.edu/workgroups/boyd/assets/pdf/publications/nlomater.pdf>
- [5] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a matematické tabulky*, SNTL, Praha 1980
- [6] P. Malý: *Optika*, Karolinum, Praha 2008
- [7] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Základy fotoniky*, Matfyzpress, Praha 1994–96.