



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Adam Gindl

Nelineární optické vlastnosti kovů

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Kozák, Ph.D

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FOF

Praha 2021

Veľmi ďakujem pánovi RNDr. Martinovi Kozákovi, Ph.D za poskytnuté materiály ako aj za všetky odborné rady a pomoc pri experimentoch v laboratóriu aj mimo neho.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval 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 má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

podpis

Název práce: *Nelineární optické vlastnosti kovů*

Autor: *Adam Gindl*

Katedra / Ústav: *Katedra chemické fyziky a optiky*

Vedoucí bakalářské práce: *RNDr. Martin Kozák, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky*

Abstrakt: *V této práci představíme základní nelineární optické jevy a metody jejich pozorování pro různé materiály. Detailněji se zaměříme na generaci druhé harmonické frekvence z povrchu kovů, přičemž popíšeme teoretické základy spojené s tímto jevem a v experimentu budeme tento efekt pozorovat na stříbrném a hliníkovém zrcátku. Dále popíšeme metodu Z-scan, při které budeme schopni z naměřené transmittance vzorky při dopadajícím gaussovském svazku určit nelineární index lomu daného vzorku spolu s nelineárním absorpčním koeficientem pro materiály propouštějící světlo ve viditelné oblasti. Modifikací této metody a měřením reflektance vzorku budeme schopni určit tyto parametry i pro materiály, které světlo nepropouští. V experimentu se zaměříme na využití této metody při určení nelineárních optických parametrů křemenného sklička, stříbrného, hliníkového, dielektrického a křemíkového zrcátka a optického filtru OD 0,5.*

Klíčová slova: *nelineární optika, femtosekundové pulzy, kovy, Z-scan, generace druhé harmonické frekvence*

Title: *Nonlinear optical properties of metals*

Author: *Adam Gindl*

Department: *Department of Chemical Physics and Optics*

Supervisor: *RNDr. Martin Kozák, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics*

Abstract: *We introduce fundamental nonlinear optical effects and various methods of their observation. Firstly we describe the essential theory of second-harmonic generation from a metallic boundary in detail. In the experiment, we observe this effect on silver and aluminium mirror. Then we introduce the Z-scan method, which allows us to determine the nonlinear refraction index and absorption coefficient from the measurement of the transmittance of the sample if this transmits light in the visible spectrum. A simple modification of this method permits the measurement of nonlinear optical parameters from the sample's reflectance also for materials that reflect light in the visible region. We focus on applying this method in the experiment for siliceous glass, silver, aluminium, dielectric and siliceous mirrors and optical filter OD 0,5.*

Keywords: *nonlinear optics, femtosecond laser pulses, metals, Z-scan, second harmonic generation*

Názov práce: *Nelineárne optické vlastnosti kovov*

Autor: *Adam Gindl*

Katedra / Ústav: *Katedra chemickej fyziky a optiky*

Vedúci bakalárskej práce: *RNDr. Martin Kozák, Ph.D., Katedra chemickej fyziky a optiky*

Abstrakt: *V tejto práci predstavíme základné nelineárne optické javy a metódy ich pozorovania pre rôzne materiály. Detailnejšie sa zameriame na generáciu druhej harmonickej frekvencie z povrchu kovov, pričom popíšeme teoretické základy spojené s týmto javom a v experimente budeme tento efekt pozorovať na striebornom a hliníkovom zrkadle. Ďalej popíšeme metódu Z-scan, pri ktorej budeme schopný z nameranej transmitancie vzorky pri dopadajúcom gaussovskom zväzku určiť nelineárny index lomu daného materiálu spolu s nelineárnym absorpčným koeficientom pre materiály prepúšťajúce svetlo vo viditeľnej oblasti. Modifikáciou tejto metódy a meraním reflektancie vzorky budeme schopný určiť tieto parametre aj pre materiály, ktoré svetlo neprepúšťajú. V experimente sa zameriame na využitie tejto metódy pri určení nelineárnych optických parametrov kremenného sklíčka, strieborného, hliníkového, dielektrického a kremíkového zrkadla a optického filtru OD 0,5.*

Kľúčové slová: *nelineárna optika, femtosekundové laserové pulzy, kovy, Z-scan, generácia druhej harmonickej frekvencie*

Obsah

Úvod.....	1
1 Úvod do nelineárnej optiky	3
1.1 Nelineárne optické javy druhého rádu.....	4
1.1.1 Generácia druhej harmonickej frekvencie	4
1.1.2 Generácia súčtovej a rozdielovej frekvencie.....	6
1.2 Nelineárne optické javy tretieho rádu.....	7
2 Z-scan	10
2.1 Teoretické základy Z-scanu.....	11
2.1.1 Transmitancia pri zanedbaní nelineárnej absorpcie	12
2.1.2 Transmitancia pri nelineárnej absorpcii s otvorenou apertúrou.....	17
2.2 Experimentálne určenie nelineárnych parametrov	19
2.3 Z-scan na odraz (RZ-scan)	19
3 Výsledky a spracovanie merania	21
3.1 Parametre pulzného laseru.....	21
3.2 Polomer zväzku	22
3.3 Experimentálne výsledky Z-scanu	23
3.3.1 Podložné sklíčko	25
3.3.2 Strieborné zrkadlo	29
3.3.3 Hliníkové zrkadlo.....	32
3.3.4 Dielektrické zrkadlo BB1-E03	36
3.3.5 Filter OD 0,5	37
3.3.6 Kremíkové zrkadlo.....	46
3.4 Výsledky merania generácie druhej harmonickej frekvencie	49
3.4.1 Generácia z povrchu strieborného zrkadla.....	50
3.4.2 Generácia z povrchu hliníkového zrkadla.....	54
4 Diskusia	58

5	Záver	61
6	Zoznam použitej literatúry	62

Úvod

V tejto bakalárskej práci sa budeme zaoberať problematikou nelineárnych optických javov spôsobovaných vysokou intenzitou dopadajúceho svetla. V bežných prípadoch, kedy intenzita svetla dosahuje len nízkych hodnôt, postačuje na popis optických javov lineárna optika. Pri práci v optických laboratóriách, kde sú zdrojom svetla prevažne pulzné lasery, sa ale stretávame s omnoho vyššími intenzitami žiarenia, kedy už dochádza k pozorovateľným zmenám optických vlastností látok. Postupne predstavíme teoretické základy popisujúce tieto javy ako aj rôzne experimentálne usporiadania, pri ktorých sme schopní efektívne tieto javy pozorovať.

Venovať sa budeme prevažne experimentálnemu pozorovaniu nelineárnych optických javov druhého rádu, konkrétne generácii druhej harmonickej frekvencie z povrchu kovov, kedy v prvej kapitole popíšeme základnú teóriu spájajúcu sa s týmto javom a v tretej kapitole sa budeme venovať interpretácii experimentálnych výsledkov z merania tohto javu pre strieborné a hliníkové zrkadlo. Pozornosť venujeme aj závislosti intenzity vlny druhej harmonickej frekvencie na uhle dopadu gaussovského zväzku na vzorku.

Ďalej v prvej kapitole popíšeme teoretické základy nelineárnych optických javov tretieho rádu, pričom sa zameriame na intenzitnú závislosť indexu lomu a absorpčného koeficientu kovov a polokovov. V súvislosti s tým si v druhej kapitole predstavíme metódu Z-scan, kde vďaka meraniu závislosti transmitancie vzorky na jej polohe voči ohnisku fokusačnej šošovky, budeme schopný určiť nelineárny index lomu a absorpčný koeficient. Predstavíme aj modifikáciu tejto metódy zvanú RZ-scan, kedy namiesto transmitancie budeme merať reflektanciu látky. V oboch prípadoch si ukážeme usporiadanie, pri ktorom budeme schopný separovať nelineárnu absorpciu od lomu, čo nám umožní nezávisle na sebe určiť nelineárny index lomu a absorpčný koeficient. V meraniach popísaných v tretej kapitole sa najprv sústredíme na určenie polomeru dopadajúceho gaussovského zväzku pomocou objektívu s vysokým rozlíšením, ako aj ďalších parametrov popisujúcich použité žiarenie. Tento parameter ďalej využijeme pri fitovaní nameranej závislosti transmitancie (resp. reflektancie) na polohe vzorky voči ohnisku fokusačnej šošovky. Metódu Z-scan a RZ-scan aplikujeme pri experimentoch s kremenným sklíčkom,

strieborným, hliníkovým, dielektrickým a kremíkovým zrkadlom a optickým filtrom OD 0,5.

Následne si v štvrtej kapitole zhrnieme získané experimentálne výsledky a ich využitie. Zameriame sa tiež na nepresnosti v určení jednotlivých parametrov a príčiny ich vzniku. Taktiež budeme diskutovať zhodu nameraných hodnôt s teoretickými predpokladmi.

1 Úvod do nelineárnej optiky

Nelineárna optika sa venuje popisu správania svetla v nelineárnom prostredí, t. j. prostredí, v ktorom vektor polarizácie závisí nelineárne na amplitúde elektrickej intenzity dopadajúceho svetla. V prípade látky, kedy sú vektor polarizácie a vektor elektrickej intenzity v priestore lineárne polarizované v rovnakom smere, môžeme namiesto vektorového zápisu užívať skalárny. V takom prípade je možné vyjadriť vektor polarizácie pomocou vzťahu:

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots], \quad (1.1)$$

kde symbolom ε_0 značíme permitivitu vákua a symbolom $\chi^{(m)}$ (pre $m = 1, 2, 3 \dots$) značíme elektrickú susceptibilitu m -tého rádu. Prvý člen vo vzťahu (1.1) predstavuje lineárnu odozvu materiálu a používa sa v aproximácii lineárnej optiky. Druhý člen je nelineárna polarizácia druhého rádu, ktorú budeme značiť $P^{(2)}(t)$. Analogicky označíme ďalšie členy ako nelineárne polarizácie vyšších rádov. Vzťah (1.1) potom môžeme prepísať do tvaru:

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (1.2)$$

V obecnom (anizotropnom) prípade je susceptibilita m -tého rádu tenzorom rádu $m+1$. Napríklad i -tú zložku vektoru polarizácie prvého rádu v takom prípade zapisujeme ako:

$$P_i^{(1)}(t) = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j(t), \quad (1.3)$$

kde $\chi_{ij}^{(1)}$ je tenzorom druhého rádu. Analogický zápis by sme použili pre vyššie rády vektoru polarizácie a susceptibility.

Vo vyššie uvedených vzťahoch predpokladáme závislosť vektoru polarizácie na okamžitej hodnote elektrickej intenzity v čase t . Uvažujeme teda nelineárny materiál bez strát a rozptylu. Problém môže taktiež nastať s konvergenciou rady (1.1) (resp. (1.2)). Tá obecně nekonverguje, pričom divergencia môže byť spôsobená rezonanciou, pri ktorej dochádza k excitácii veľkého množstva častíc materiálu z ich základného stavu, alebo pri veľmi vysokých intenzitách dopadajúceho žiarenia (rádovo $I \sim 10^{20}$ W/m² pozri [1]), pri ktorých dochádza k silnej fotoionizácii. Ďalšie podrobnosti o nelineárnej optike sú uvedené v [1], [2], [3] prípadne v [4].

1.1 Nelineárne optické javy druhého rádu

V tejto kapitole sa budeme zaoberať nelineárnym vektorom polarizácie druhého rádu a javmi s ním spojenými. Vektor polarizácie vyjadríme pomocou vzťahu:

$$P_i^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \sum_{j,k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j(t) E_k(t). \quad (1.4)$$

Z tvaru zápisu je vidieť, že vektor polarizácie druhého rádu je nulový v materiáloch so stredom symetrie (podrobnejší dôkaz pozri [4]). To znamená, že nižšie diskutované javy nemožno v takýchto látkach pozorovať.

V ďalšom texte budeme pre jednoduchosť uvažovať skalárny prípad ako vo vzťahu (1.1) (resp. (1.2)). Ďalej budeme predpokladať, že žiarenie dopadá na nelineárny izotropný materiál, elektrická susceptibilita je v takom prípade konštanta (t. j. môžeme zanedbať tenzorový charakter).

1.1.1 Generácia druhej harmonickej frekvencie

Budeme uvažovať elektrickú intenzitu dopadajúcej vlny v komplexnej symbolike danú vzťahom:

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega t} + c. c., \quad (1.5)$$

kde E_0 je amplitúda vlny a ω je jej uhlová frekvencia. Po dosadení do vzťahu (1.4) potom dostávame výraz:

$$P^{(2)}(t) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0 E_0^* + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 e^{-i2\omega t}. \quad (1.6)$$

Vplyvom dopadajúcej vlny teda v látke vzniká mimo lineárnej polarizácie prvého rádu (o frekvencii ω) aj polarizácia druhého rádu, ktorá má dve zložky. Prvý člen z výrazu (1.6) je tzv. optické usmernenie, pri ktorom dopadajúca vlna vytvára v nelineárnej látke statické elektrické pole. Druhý člen kmitá o frekvencii 2ω a vyžaruje na tejto frekvencii aj elektromagnetické žiarenie, ktoré sa nazýva druhá harmonická frekvencia. Na výstupe z látky teda pozorujeme dve vlny: lineárny príspevok od polarizácie prvého rádu kmitajúci na frekvencii dopadajúcej vlny

a nelineárny príspevok od polarizácie druhého rádu kmitajúci na dvojnásobnej frekvencii oproti dopadajúcej vlne.

Generáciu druhej harmonickej je možné popísať absorpciou dvoch fotónov o frekvencii ω , čím v látke dochádza k excitácii na virtuálnu hladinu a následnej deexcitácii na základnú hladinu za vyžiarenia jedného fotónu o frekvencii 2ω .

Typickým problémom, s ktorým sa stretávame pri generácii druhej harmonickej frekvencie je frekvenčná závislosť indexu lomu materiálu $n(\omega)$, na ktorý vlna dopadá. Pri prechode generuje dopadajúca vlna stále ďalšie príspevky k druhej harmonickej frekvencii. Aby sme na výstupe mohli pozorovať vlnu druhej harmonickej o dostatočne silnej intenzite, musia sa tieto príspevky skladať konštruktívne, t. j. musí byť medzi nimi vhodný fázový rozdiel. Maximálnu intenzitu vlny druhej harmonickej frekvencie na výstupe z látky dostávame pri splnení tzv. podmienky sfázovania, pri splnení ktorej platí vzťah:

$$k_2 = 2k_1, \quad (1.7)$$

kde k_1 odpovedá vlnovému číslu vstupujúcej vlny a k_2 vlnovému číslu vystupujúcej vlny druhej harmonickej frekvencie. Pre dopadajúcu vlnu o frekvencii ω môžeme podmienku sfázovania prepísať do tvaru:

$$\frac{2\omega}{c} n(2\omega) = 2 \frac{\omega}{c} n(\omega), \quad (1.8)$$

kde c predstavuje rýchlosť svetla vo vákuu. To po úprave dáva vzťah:

$$n(2\omega) = n(\omega). \quad (1.9)$$

Túto podmienku ale zjavne nejde splniť v izotropnom materiály s normálnou disperziou, kedy sa index lomu obecné s frekvenciou mení. Naopak v anizotropnom prostredí je splnenie podmienky pri vhodnej polarizácii možné. Podrobnejšie je podmienka sfázovania diskutovaná v [1] a [4].

Generácia druhej harmonickej sa využíva napríklad k zmene frekvencie laseru, ktorý vyžaruje svetlo o fixnej vlnovej dĺžke.

1.1.2 Generácia súčtovej a rozdielovej frekvencie

Nech má dopadajúce žiarenie dve komponenty o frekvenciách ω_1 a ω_2 . Elektrickú intenzitu dopadajúcej vlny potom môžeme písať v tvare:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c. c., \quad (1.10)$$

kde E_1 a E_2 sú amplitúdy jednotlivých komponent. So zvyšujúcim sa počtom príspevkov k dopadajúcemu žiareniu sa výraz pre vektor polarizácie druhého (a vyššieho) rádu značne skomplikuje, výsledok sa preto konvenčne (pozri [1]) zapisuje v tvare:

$$P^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \quad (1.11)$$

Po dosadení z (1.10) do (1.4) dostávame päť členov pre sumu (1.11) s amplitúdami:

$$P(2\omega_1) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2,$$

$$P(2\omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2,$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2, \quad (1.12)$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^*,$$

$$P(0) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*).$$

V zápise pomocou vzťahu (1.11) by sa mali objaviť aj komplexne združené členy k výrazom z (1.12), tie ale odpovedajú záporným frekvenciám z uvedených výrazov, nie je ich preto nutné explicitne uvažovať. Prvé dva vzťahy z (1.12) odpovedajú zjavne generácii druhej harmonickej frekvencie ku obom dopadajúcim príspevkom. Posledný výraz odpovedá optickému usmerneniu. V druhom a treťom vzťahu sa nám miešajú frekvencie od oboch komponent a odpovedajú vlnám tzv. súčtovej a rozdielovej frekvencie. Pre vlny platí, rovnako ako pre generáciu druhej harmonickej frekvencie, podmienka sfázovania.

Pri popise generácie súčtovej frekvencie uvažujeme absorpciu dvoch fotónov o frekvenciách ω_1 a ω_2 , pričom dochádza k excitácii na virtuálnu hladinu a následnej

deexcitácii na základnú hladinu za vyžiarenia jedného fotónu o frekvencii ($\omega_1 + \omega_2$). Pri porovnaní s procesom generácie druhej harmonickej frekvencie dochádzame k záveru, že generácia druhej harmonickej je len degenerovanou generáciou súčtovej frekvencie, kedy $\omega_1 = \omega_2 \equiv \omega$.

Generácia rozdielovej frekvencie vzniká pri dopade dvoch vln o frekvenciách ω_1 a ω_2 na nelineárny materiál s nenulovou susceptibilitou druhého rádu. Bez ujmy na obecnosti uvažujeme $\omega_1 > \omega_2$. Vlna rozdielovej frekvencie vzniká absorpciou fotónu o frekvencii ω_1 , čím dôjde k excitácii na virtuálnu hladinu a následnej deexcitácii na základnú hladinu za vyžiarenia dvoch fotónov o frekvenciách ω_2 a ω_3 , pričom platí $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$. Dochádza tak k zosilneniu zložky o nižšej frekvencii, preto sa tomuto procesu niekedy hovorí optické parametrické zosilnenie. Tento proces sa využíva napríklad v optickom parametrickom oscilátore, v ktorom dochádza k ešte výraznejšiemu zosilneniu.

Generácia súčtovej a rozdielovej frekvencie sa využíva napríklad k ladeniu vlnovej dĺžky laserov a je detailnejšie popísaná napríklad v [1].

1.2 Nelineárne optické javy tretieho rádu

Pre popis nelinearít tretieho rádu budeme uvažovať skalárny prípad vektoru polarizácie tretieho rádu, ktorý budeme zapisovať v tvare:

$$P^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t). \quad (1.13)$$

Uvažujme monochromatickú vlnu o frekvencii ω a amplitúde E_0 dopadajúcu na materiál o nenulovej susceptibilite tretieho rádu. Elektrickú intenzitu dopadajúcej vlny budeme zapisovať v tvare:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t), \quad (1.14)$$

pričom po dosadení do vzťahu (1.13) dostávame výraz:

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t). \quad (1.15)$$

Prvý člen z predošlého vzťahu vyjadruje generáciu tretej harmonickej frekvencie. Druhý člen predstavuje nelineárny príspevok k vystupujúcej vlne o frekvencii ω , ktorá bola pôvodne tvorená len lineárnym príspevkom od vektoru polarizácie prvého

rádu. Tento člen vedie k závislosti indexu lomu a absorpčného koeficientu na intenzite dopadajúceho svetla. Intenzita svetla je daná vzťahom:

$$I = \frac{1}{2} n_0 \varepsilon_0 c E_0^2, \quad (1.16)$$

kde n_0 predstavuje lineárny index lomu. Vektor polarizácie o frekvencii ω je celkovo daný vzťahom:

$$P_\omega(t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E_0^2 \right) E(t). \quad (1.17)$$

Po dosadení za kvadrát amplitúdy elektrickej intenzity zo vzťahu (1.16) do (1.17) dostávame výraz:

$$P_\omega(t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} + \frac{3\chi^{(3)}I}{2n_0\varepsilon_0c} \right) E(t). \quad (1.18)$$

Po porovnaní predošlého vzťahu so vzťahom z lineárnej optiky môžeme označiť výraz v zátvorke ako novú susceptibilitu, ktorá sa oproti lineárnemu prípadu líši o člen:

$$\Delta\chi^{(1)} = \frac{3\chi^{(3)}I}{2n_0\varepsilon_0c}. \quad (1.19)$$

Za predpokladu nemagnetického prostredia (relatívna permeabilita $\mu_r \approx 1$), platí v lineárnom prípade vzťah:

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}, \quad (1.20)$$

kde ε_r je relatívna permitivita prostredia. Na rozdiel od lineárneho prípadu pozorujeme v našom prípade zmenu susceptibility o výraz (1.19). Na základe toho dochádza podľa vzťahu (1.20) aj k zmene indexu lomu:

$$\Delta n = \frac{\partial n_0}{\partial \chi^{(1)}} \Delta\chi^{(1)} = \frac{3\chi^{(3)}I}{4n_0^2\varepsilon_0c} = n_2 I, \quad (1.21)$$

kde sme symbolom n_2 označili nelineárny index lomu. Celkový index lomu je teda vplyvom vektoru polarizácie tretieho rádu závislí na intenzite dopadajúceho svetla podľa vzťahu:

$$n(I) = n_0 + n_2 I. \quad (1.22)$$

Intenzitná závislosť indexu lomu sa nazýva optický Kerrov jav.

V obecnom prípade, kedy je celková susceptibilita z výrazu (1.18) komplexná, je nutné brať do úvahy aj vplyv nelineárnych javov na absorpciu. V lineárnom prípade je možné absorpčný koeficient vyjadriť pomocou vzťahu:

$$\alpha_0 = \frac{\omega \varepsilon_{rI}}{cn_0}, \quad (1.23)$$

kde ε_{rI} je imaginárna časť obecné komplexnej relatívnej permitivity prostredia, na ktorú dopadá vlna o uhlovej frekvencii ω . Analogickým postupom ako pri indexe lomu dospejeme k intenzitnej závislosti absorpčného koeficientu podľa vzťahu:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I, \quad (1.24)$$

kde β je nelineárny absorpčný koeficient druhého rádu definovaný vzťahom:

$$\beta = \frac{3\omega\chi_I^{(3)}}{2c^2\varepsilon_0n_0^2}. \quad (1.25)$$

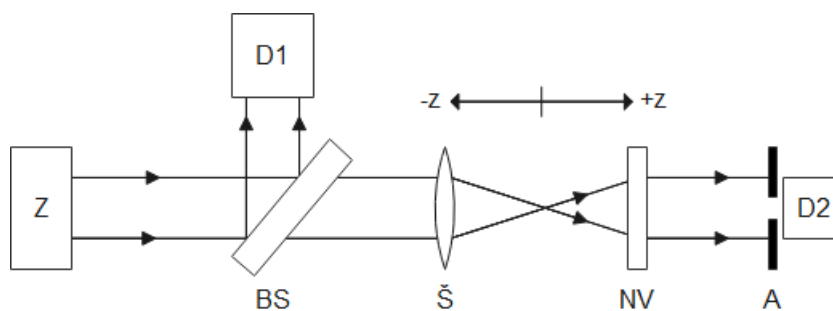
Intenzitná závislosť indexu lomu vedie k tzv. samofokusácii. Ak má dopadajúce žiarenie nehomogénne rozdelenie intenzity svetla, šíri sa vlna prostredím v každom mieste obecné inou rýchlosťou. Pre gaussovský zväzok, ktorý je typický pre lasery, sa tak vlna na krajoch zväzku šíri rýchlejšie ako v strede pre kladný nelineárny index lomu a pomalšie pre záporný. Nelineárne prostredie tak v prvom prípade pôsobí ako spojná šošovka a v druhom ako rozptylná.

Pre vyšší počet vstupujúcich vln budeme pozorovať podobne ako vo vzťahu (1.12) rôzne kombinácie súčtových a rozdielových frekvencií, pričom sa znova konvenčne používa zápis pomocou vzťahu (1.11). Tieto procesy sa v obecnom prípade nelinearít tretieho rádu nazývajú štvorvlnové zmiešavanie a uplatňujú sa napríklad v optickej spektroskopii s vysokým časovým rozlíšením.

2 Z-scan

V tejto kapitole popíšeme jednu z metód, používaných na určenie nelineárneho indexu lomu a absorpčného koeficientu, ktoré sme si predstavili v predošlej kapitole. Táto metóda nesie názov Z-scan, ktorý je odvodený od merania transmitancie vzorku pre jeho rôzne polohy na ose dopadajúceho paprsku. Základný popis fungovania Z-scanu je uvedený v [5] prípadne v [6].

Princípom tejto techniky je meranie transmitancie v ďalekom poli nelineárnej vzorky ako funkcie polohy vzorky voči ohnisku šošovky (pozri Obr. 2.1). V ďalšom texte budeme uvažovať vzorku dostatočne tenkú, aby v rámci jej objemu boli zmeny priemeru zväzku zanedbateľné. Ak je vzorka tesne pri šošovke tak nameriame približne konštantnú transmitanciu. Posúvaním vzorky smerom k ohnisku šošovky sa zvyšuje intenzita dopadajúceho žiarenia, čím sa začínajú prejavovať nelineárne optické vlastnosti materiálu. S narastajúcou intenzitou dochádza vo vzorke k samofokusácii zväzku, pre záporný nelineárny index lomu teda dochádza ku kolimácii zväzku v ďalekom poli (vzorka sa správa ako rozptylka) a pre kladný naopak rastie divergencia zväzku (vzorka sa správa ako spojka). Ďalším posunutím vzorky sa dostaneme až do ohniska, kedy prepustené svetlo prejde vzorkou bezo zmeny. Prechodom ku kladnému z pozorujeme opačný efekt, kedy sa zväzok kolimuje pre kladný nelineárny index lomu. Následným vzd'alovaním sa od ohniska sa intenzita žiarenia na vzorke znižuje a prestávajú sa prejavovať nelineárne optické efekty. Nameraná transmitancia je opäť približne konštantná.



Obr. 2.1: Schéma usporiadania Z-scanu. Zo zdroja Z dopadá lúč na polopriepustné zrkadlo BS, z ktorého sa časť žiarenia odrazí do detektoru D1 a časť prejde do šošovky Š. Vzhľadom k ohnisku šošovky meníme polohu nelineárnej vzorky NV. Prechádzajúce svetlo následne dopadá na apertúru A v ďalekom poli, za ktorým je druhý detektor D2.

Apertúra pred druhým detektorom slúži pre štúdium rozloženia profilu paprsku, ktoré závisí od nelineárneho indexu lomu. V detektore takto zachytíme iba časť prepusteného výkonu, ktorý prejde apertúrou. Ak by sme apertúru odstránili, v detektore by sme namerali celkový prepustený výkon, čím by sme ale stratili informáciu o priestorovom rozložení paprsku a tak aj o nelineárnom indexe lomu. Takéto usporiadanie nám ale umožní študovať nelineárnu absorpciu vo vzorke.

Z predošlej diskusie je možné urobiť kvalitatívny odhad priebehu transmitancie ako funkcie polohy vzorky voči ohnisku šošovky. S apertúrou umiestnenou pred detektor budeme pozorovať pre záporný nelineárny index lomu maximum transmitancie pred ohniskom. V ohnisku bude mať závislosť inflexný bod a za ohniskom naopak minimum transmitancie. Pre kladný nelineárny index lomu budú extrémny prehodené. Pri meraní bez apertúry môžeme pozorovať dva prípady. Pre kladný nelineárny absorpčný koeficient absorpcia s intenzitou rastie, v ohnisku preto pozorujeme minimum transmitancie. V prípade záporného nelineárneho absorpčného koeficientu by sme v ohnisku pozorovali maximum (saturácia absorpcie).

2.1 Teoretické základy Z-scanu

V tejto podkapitole sa budeme venovať odvodeniu teoretickej závislosti transmitancie na polohe vzorky voči ohnisku, pričom budeme vychádzať z usporiadania v predošlej sekcii. Pri odvodzovaní použijeme postup z článku [5]. Ako zdroj svetla budeme uvažovať gaussovský zväzok, ktorý je podľa [7] definovaný elektrickou intenzitou v tvare:

$$E(z, r, t) = E_0(t) \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - i \left(\frac{kr^2}{2R(z)} + \varphi(z) \right) \right], \quad (2.1)$$

kde E_0 značí amplitudu zväzku, w_0 je polomer zväzku v ohnisku, $w(z)$ je polomer zväzku vo vzdialenosti z od ohniska, r je radiálna vzdialenosť od osi zväzku, k je veľkosť vlnového vektoru, $R(z)$ je polomer zakrivenia vlnoplochy v mieste z a $\varphi(z)$ je fáza v mieste z . Jednotlivé parametre ďalej definujeme nasledujúcimi vzťahmi:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

$$\varphi(z) = kz - \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (2.4)$$

$$z_0 = \frac{kw_0^2}{2}, \quad (2.5)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.6)$$

kde sme zaviedli tzv. Rayleighova vzdialenosť z_0 a vlnovú dĺžku λ . Na hrúbku vzorky L kladieme rovnako ako v úvode kapitoly predpoklad, že L je dostatočne malé, čím môžeme zanedbať zmeny v polomere zväzku vplyvom difrakcie alebo nelineárneho lomu. Pre difrakciu to znamená splnenie podmienky $L \ll z_0$ a pre nelineárny lom splnenie $L \ll \frac{z_0}{\Delta\varphi(0)}$, kde $\Delta\varphi(r)$ predstavuje zmenu fáze po prechode zväzku vzorkou vo vzdialenosti r od osi zväzku. Vo väčšine prípadov je pri Z-scane druhá podmienka splnená automaticky, keďže zmena fáze je malá. Po prechode zväzku nelineárnym prostredím teda pozorujeme iba zmenu fáze a amplitúdy pôvodnej vlny. Za týchto predpokladov dostávame z vlnovej rovnice pri aproximácii pomaly sa meniacej obálky sadu diferenciálnych rovníc:

$$\frac{d\varphi}{dz'} = k \cdot n(I), \quad (2.7)$$

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha(I) \cdot I, \quad (2.8)$$

kde z' je vzdialenosť prejdená zväzkom v nelineárnej vzorke. Index lomu a absorpčný koeficient sú dané rovnicami (1.22) a (1.24).

2.1.1 Transmittancia pri zanedbaní nelineárnej absorpcie

Zanedbaním nelineárnej absorpcie ($\beta = 0$) dostávame riešením rovnice (2.8) známy vzťah pre Lambert-Beerov zákon:

$$I(z, r, L, t) \equiv I_e(z, r, t) = I_0(z, r, t) e^{-\alpha_0 L} \quad (2.9)$$

kde sme použili označenie $I(z, r, 0, t) = I_0(z, r, t)$ pre intenzitu žiarenia dopadajúceho na vzorku. Vzťah (2.9) nám teda popisuje intenzitu žiarenia vo vzdialenosti r od osi zväzku po prejení vzdialenosti L nelineárnym materiálom (teda na výstupe zo vzorky) umiestneným vo vzdialenosti z od ohniska šošovky v čase t . Z rovnice (2.7) nás zaujíma iba zmena fáze φ vplyvom nelineárneho lomu na výstupe zo vzorky. Použitím vzťahu (1.22) môžeme rovnicu prepísať do tvaru:

$$\frac{d\Delta\varphi}{dz'} = n_2 I(z, r, z', t) k. \quad (2.10)$$

Rovnicu vyriešime dosadením zo vzťahu (2.9), separáciou premenných a integráciou cez celú hrúbku vzorky L , pričom budeme uvažovať rovnakú priestorovú závislosť ako pri intenzite dopadajúceho paprsku podľa [7]. Výsledná zmena fáze po prechode vzorkou je daná vzťahom:

$$\Delta\varphi(z, r, t) = \Delta\varphi_0(z, t) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}}, \quad (2.11)$$

kde sme zaviedli:

$$\Delta\varphi_0(z, t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (2.12)$$

pričom pre fázový posun na ose zväzku v ohnisku sme použili označenie $\Delta\Phi_0$. Tento posun je daný vzťahom:

$$\Delta\Phi_0(t) = kn_2 I_0(t) L_{eff}, \quad (2.13)$$

kde sme označili $I(0,0,0, t) \equiv I_0(t)$ ako intenzita žiarenia na osi zväzku v ohnisku a ďalej:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_0 L}}{\alpha_0}. \quad (2.14)$$

Vlna vystupujúca zo vzorky sa teraz líši od dopadajúcej vlny vplyvom absorpcie a fázového posunu od nelineárneho lomu. Elektrickú intenzitu vlny na výstupe zo vzorky preto popíšeme vzťahom:

$$E_e(z, r, t) = E(z, r, t) \cdot e^{-\frac{\alpha_0 L}{2}} \cdot e^{i\Delta\varphi(z, r, t)}. \quad (2.15)$$

Pre odvedenie elektrickej intenzity vlny na apertúre vo vzdialenosti d od vzorky použijeme Fourierovu transformáciu a prenosovú funkciu voľného priestoru podľa [7]. Najprv ale budeme musieť upraviť exponenciálu s fázovým posunom

v argumente. Fázový posun obsahuje ďalšiu exponenciálu závislú na priestorových súradniciach, čím by sme dostávali zložitý výraz na integrovanie. Exponenciálu rozložíme do Taylorovej rady čím dostaneme výraz:

$$e^{i\Delta\varphi(z,r,t)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\varphi_0(z,t)]^m}{m!} \cdot e^{-\frac{2mr^2}{w^2(z)}}. \quad (2.16)$$

Výraz (2.15) teraz môžeme prepísať do tvaru:

$$E_e(z,r,t) = E(z,r=0,t) \cdot e^{-\frac{\alpha_0 L}{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\varphi_0(z,t)]^m}{m!} \cdot e^{-\frac{r^2}{w_{m0}^2} - i\frac{kr^2}{2R(z)}}, \quad (2.17)$$

kde sme použili označenie:

$$w_{m0}^2 = \frac{w^2(z)}{2m+1}. \quad (2.18)$$

Teraz je potrebné spočítať Fourierovu transformáciu výrazu (2.17). Pre jednoduchosť si zavedieme výraz:

$$f_{m,e}(z,r) = e^{-\frac{r^2}{w_{m0}^2} - i\frac{kr^2}{2R(z)}}, \quad (2.19)$$

ktorý predstavuje radiálnu závislosť m -tého členu z výrazu (2.17). Keďže pri Fourierovej transformácii integrujeme iba cez priestorové premenné x a y ($r^2 = x^2 + y^2$), stačí nám previesť Fourierovu transformáciu predošlého výrazu. Tá je daná vzťahom:

$$\mathcal{F}\{f_{m,e}\}(v_x, v_y) = \frac{\pi}{\frac{1}{w_{m0}^2} + i\frac{k}{2R(z)}} \exp\left[-\frac{\pi^2(v_x^2 + v_y^2)}{\frac{1}{w_{m0}^2} + i\frac{k}{2R(z)}}\right], \quad (2.20)$$

kde v_x a v_y sú priestorové frekvencie. V našom usporiadaní je možné použiť Fresnelovu aproximáciu prenosovej funkcie, keďže sa ľahko overí, že je splnená podmienka $\frac{N_F \theta_m^2}{4} \ll 1$, kde $N_F = \frac{a^2}{\lambda d}$ a $\theta_m = \frac{a}{d}$, pričom a je najväčšia radiálna vzdialenosť vo výstupnej rovine, teda na apertúre. V takom prípade má prenosová funkcia tvar:

$$H(v_x, v_y) = e^{-ikd} e^{i\pi\lambda d(v_x^2 + v_y^2)}. \quad (2.21)$$

Po vynásobení výrazu (2.20) vzťahom (2.21) a prevedením inverznej Fourierovej transformácie dostávame radiálny m -tý člen sumy z výrazu pre elektrickú intenzitu v mieste apertúry ako:

$$f_{m,a}(z, r) = \frac{\exp \left[-ikd - r^2 \frac{\frac{1}{w_{m0}^2} + i \frac{k}{2R(z)}}{1 - i \frac{2d}{k} \left(\frac{1}{w_{m0}^2} + i \frac{k}{2R(z)} \right)} \right]}{1 - i \frac{2d}{k} \left(\frac{1}{w_{m0}^2} + i \frac{k}{2R(z)} \right)} \quad (2.22)$$

Výraz upravíme do vhodnejšieho tvaru. Najprv sa budeme zaoberať menovateľom, ktorý prevedieme na komplexnú exponenciálu. Výsledný výraz má tvar:

$$\left[1 - i \frac{2d}{k} \left(\frac{1}{w_{m0}^2} + i \frac{k}{2R(z)} \right) \right]^{-1} = \frac{w_{m0}}{w_m} e^{i\vartheta_m}, \quad (2.23)$$

kde sme zaviedli označenie:

$$\begin{aligned} w_m^2 &= w_{m0}^2 \left[g^2 + \left(\frac{d}{d_m} \right)^2 \right], \\ d_m &= \frac{k w_{m0}^2}{2}, \\ \vartheta_m &= \arctan \left(\frac{d}{d_m g} \right), \\ g &= 1 + \frac{d}{R(z)} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Argument exponenciály upravíme analogicky menovateľu. Výsledný výraz je potom daný vzťahom:

$$f_{m,a}(z, r) = e^{-ikd} \frac{w_{m0}}{w_m} e^{i\vartheta_m} e^{-\frac{r^2}{w_m^2} - i \frac{kr^2}{2R_m}} \quad (2.25)$$

kde sme zaviedli:

$$R_m = d \left[1 - \frac{g}{g^2 + \left(\frac{d}{d_m} \right)^2} \right]^{-1}. \quad (2.26)$$

Výsledná elektrická intenzita vlny dopadajúcej na apertúru je daná vzťahom:

$$E_a(z, r, t) = E(z, r = 0, t) e^{-\frac{\alpha_0 L}{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i \Delta \varphi_0(z, t)]^m}{m!} f_{m,a}(z, r). \quad (2.27)$$

Transmitanciu uvažujeme ako pomer prepusteného výkonu vzorkou k výkonu dopadajúcemu na vzorku, obe merané v mieste apertúry. V tomto prípade uvažujeme čiastočne uzavretú apertúru pred detektorom, v opačnom prípade by bola meraná transmitancia identicky rovná jednej, keďže sme zanedbali nelineárnu absorpciu. Pri výpočte stačí uvažovať elektrickú intenzitu na ose zväzku ($r = 0$). Za predpokladu

tenkej vzorky je zmena fáze malá, stačí preto uvažovať iba prvé dva členy zo sumy vo vzťahu (2.27). Výsledná transmitancia je teda závislá iba na vzdialenosti vzorky od ohniska a fázovom posune, pričom je daná vzťahom:

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \frac{|E_a(z, r = 0, \Delta\varphi_0)|^2}{|E_a(z, r = 0, \Delta\varphi_0 = 0)|^2}, \quad (2.28)$$

čo po dosadení zo vzťahu (2.27) dáva výraz:

$$T(z, \Delta\Phi_0) = \frac{\left| \left(g - i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} + i \Delta\varphi_0 \left(g - i \frac{d}{d_1} \right)^{-1} \right|^2}{\left| \left(g - i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} \right|^2}. \quad (2.29)$$

Za splnenia podmienky ďalekého poľa ($d \gg z_0$), môžeme predošlý výraz s dostatočnou presnosťou upraviť do tvaru:

$$T(z, \Delta\Phi_0) = 1 - \frac{4\Delta\Phi_0 x}{(x^2 + 1)(x^2 + 9)}, \quad (2.30)$$

kde sme označili $x = z/z_0$. Dostávame vzťah pre transmitanciu nelineárnej vzorky, ktorá je závislá iba na parametroch laseru a nelineárneho materiálu. Z tohto vzťahu sme schopný spočítať približnú polohu maxima a minima transmitancie v okolí ohniska. Riešením rovnice:

$$\frac{dT(z, \Delta\Phi_0)}{dz} = 0 \quad (2.31)$$

dostávame približnú polohu extrémov voči ohnisku v tvare:

$$x_{min,max} \cong \pm 0,859. \quad (2.32)$$

Vzájomná vzdialenosť extrémov je teda:

$$\Delta z_{min-max} \cong 1,7z_0. \quad (2.33)$$

Po dosadení zo vzťahu (2.32) do (2.30) dostaneme približný rozdiel transmitancie v maximum a minimumu ako:

$$\Delta T_{min-max} \cong 0,406\Delta\Phi_0. \quad (2.34)$$

2.1.2 Transmitancia pri nelineárnej absorpcii s otvorenou apertúrou

Pokiaľ by sme vzali do úvahy taktiež nelineárnu absorpciu, dostali by sme riešením diferenciálnych rovníc (2.7) a (2.8) vzťahy pre fázový posun a intenzitu žiarenia na výstupe zo vzorky. Riešením prvej rovnice dostávame vzťah:

$$I(z, r, L, t) \equiv I_e(z, r, t) = \frac{I_0(z, r, t)e^{-\alpha_0 L}}{1 + q(z, r, t)}. \quad (2.35)$$

kde:

$$q(z, r, t) = \beta I_0(z, r, t) L_{eff}. \quad (2.36)$$

Po dosadení z výrazu (2.35) do (2.10) dostávame vzťah pre fázový posun za vzorkou v tvare:

$$\Delta\varphi(z, r, t) = \frac{kn_2}{\beta} \ln[1 + q(z, r, t)]. \quad (2.37)$$

Analogicky výrazu (2.15) dostávame výraz pre elektrickú intenzitu vlny za vzorkou v tvare:

$$E_e(z, r, t) = E(z, r, t)e^{-\frac{\alpha_0 L}{2}} (1 + q(z, r, t))^{i\frac{kn_2}{\beta} - \frac{1}{2}}. \quad (2.38)$$

Limitou $\beta \rightarrow 0$ prechádza predošlý vzťah na výraz (2.15), teda na vzťah pri zanedbanej nelineárnej absorpcii. Ďalej postupujeme analogicky článku [5] prípadne [8]. Zátvorku z predošlého výrazu rozvínieme do binomickej rady:

$$(1 + q(z, r, t))^{i\frac{kn_2}{\beta} - \frac{1}{2}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[q(z, r, t)]^m}{m!} \prod_{n=1}^m \left[i\frac{kn_2}{\beta} + \frac{1}{2} - n \right]. \quad (2.39)$$

Po dosadení predošlého výrazu do vzťahu (2.38) a po úprave dostaneme výraz podobný vzťahu (2.17). Jediný rozdiel od tohto vzťahu je, že je každý člen sumy násobený ešte produktom v tvare:

$$P_m = \prod_{n=1}^m \left[1 + i(2n - 1) \frac{\beta}{2kn_2} \right]. \quad (2.40)$$

Výsledná elektrická intenzita vlny na apertúre je vďaka rovnakej radiálnej závislosti ako v prípade bez nelineárnej absorpcie, opäť daná vzťahom (2.27), pričom každý člen v sume je ešte násobený produktom z (2.39).

Transmitanciu pri uvažovaní nelineárnej absorpcie by sme vypočítali rovnako ako v predošlej kapitole. Nás ale bude v tomto prípade zaujímať transmitancia pri

otvorenej apertúre. V takom prípade je možné dostať vzťah pre prepustený výkon nelineárnou vzorkou integráciou výrazu (2.35) podľa priestorových súradníc pri zafixovanom z . Dostávame tak vzťah:

$$P(z, t) = P_i(t)e^{-\alpha_0 L} \frac{\ln[1 + q_0(z, t)]}{q_0(z, t)}, \quad (2.41)$$

kde sme použili označenie:

$$q_0(z, t) = \frac{\beta I_0(t) L_{eff}}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (2.42)$$

a ďalej pre okamžitý výkon dopadajúci na vzorku:

$$P_i(t) = \frac{1}{2} \pi w_0^2 I_0(t). \quad (2.43)$$

Časovú závislosť v intenzite žiarenia na ose gaussovského zväzku v ohnisku môžeme vyjadriť vzťahom $I_0(t) \approx I_0 e^{-pt^2}$, kde p odpovedá prevrátenej hodnote kvadrátu dĺžky pulzu. Transmitanciu pri otvorenej apertúre potom získame zo vzťahu:

$$T(z, S = 1) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + q_0(z, 0) e^{-pt^2}] dt}{\int_{-\infty}^{\infty} q_0(z, 0) e^{-pt^2} dt}. \quad (2.44)$$

Spočítame zvlášť čitateľ a menovateľ. V menovateli dostávame po jednoduchej integrácii:

$$\int_{-\infty}^{\infty} q_0(z, 0) e^{-pt^2} dt = \sqrt{\frac{\pi}{p}} q_0(z, 0). \quad (2.45)$$

Prirodzený logaritmus v čitateli rozvineme do Taylorovej rady (pri predpoklade $|q_0(z, t)| < 1$) a zintegrujeme z čoho dostávame vzťah:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \ln[1 + q_0(z, 0) e^{-pt^2}] dt = \sqrt{\frac{\pi}{p}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{[q_0(z, 0)]^{n+1}}{(n+1)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.46)$$

Po dosadení predošlých dvoch vzťahov do výrazu (2.44) dostávame vzťah pre transmitanciu vzorky pri otvorenej apertúre v tvare:

$$T(z, S = 1) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z, 0)]^n}{(n+1)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.47)$$

Pre malé $q_0(z, 0)$ stačí uvažovať prvých pár členov. Vidíme, že predošlý výraz nezávisí na nelineárnom indexe lomu. Tým sme skutočne dostali metódu, pri ktorej sme schopný určiť nelineárny absorpčný koeficient, nezávisle na nelineárnom lome.

2.2 Experimentálne určenie nelineárnych parametrov

Pri meraní môžeme naraziť na efekty podobné nelineárnym optickým javom, ktoré ale majú v skutočnosti iný pôvod, ako napríklad nerovnosti či poškodenie povrchu vzorky. Tieto parazitické efekty je ale možné z experimentálnych dát jednoducho odstrániť. Pri korekcii je nutné previesť namiesto jedného merania dve, prvé pri malej intenzite dopadajúceho žiarenia a druhé pri vysokej intenzite, pri ktorej sa už prejavajú aj nelineárne optické javy. Dáta bez nežiaduceho pozadia dostaneme odčítaním nameraných hodnôt pri malej intenzite od hodnôt nameraných pri veľkej intenzite. Detailnejšie vysvetlenie je možné nájsť v [5].

Pre určenie nelineárneho indexu lomu a absorpčného koeficientu je potrebné previesť Z-scan pri otvorenej aj čiastočne uzavretej apertúre. Na nameraných hodnotách prevedieme korekciu popísanú v predošlom odseku, čím odstránime nežiaduce odchýlky spôsobené chybami povrchu vzorky. Z hodnôt nameraných pri otvorenej apertúre získame nelineárny absorpčný koeficient fitovaním podľa vzťahu (2.47). Pre získanie nelineárneho indexu lomu vzorky je nutné vydeliť hodnoty získané pri čiastočne uzavretej apertúre hodnotami pri otvorenej apertúre. Takáto korekcia odstráni z hodnôt nameraných pri čiastočne otvorenej apertúre vplyvy od nelineárnej absorpcie s chybou menej ako 10%, pri predpoklade $q_0(0,0) \leq 1$ a $\beta/2kn_2 \leq 1$ (pozri [5]). Takto opravené hodnoty je už možné fitovať vzťahom (2.30), čím získame fázový posun na ose zväzku v ohnisku, z ktorého už jednoducho pomocou vzťahu (2.13) dostaneme hodnotu nelineárneho indexu lomu danej vzorky.

2.3 Z-scan na odraz (RZ-scan)

Pre niektoré materiály nie je metóda Z-scanu na priechod vzorkou vhodná. Sú to hlavne látky, ktoré majú veľmi malú priepustnosť svetla vo viditeľnej oblasti, alebo svetlo v tejto oblasti neprepúšťajú vôbec (jedná sa napríklad o kovy). Na detektore by sme preto namerali príliš malý, alebo dokonca žiaden signál. V takýchto prípadoch je zjavne usporiadanie uvedené vyššie (pozri Obr. 2.1) nevhodné. Tento nedostatok je ale možné drobnou modifikáciou usporiadania odstrániť. Namiesto prepusteného paprsku sa v takomto prípade detekuje paprsok odrazený. Usporiadanie Z-scanu na odraz (pozri Obr. 2.2) budeme nazývať RZ-scan. Táto metóda je detailne

popísaná v článku [9]. Namiesto transmitancie nás preto teraz bude zaujímať reflektancia vzorky. Pri spracovaní nameraných dát je možné použiť rovnaký postup ako pri Z-scane na priechod zväzku, pričom budeme uvažovať vzťahy pre reflektanciu v tvare vzorcov (2.30) a (2.47).

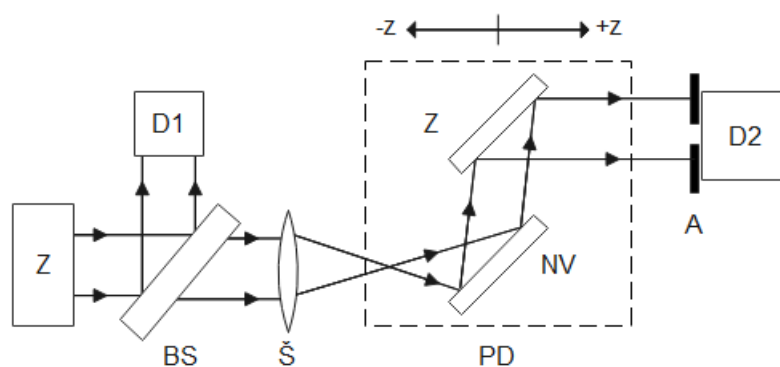
Vo vzťahoch (2.13) a (2.42) vystupuje efektívna hrúbka vzorky, ktorú ale v prípade odrazeného zväzku nevieme zadefinovať. Zavedieme preto koeficienty v tvare:

$$\xi = n_2 L_{eff}, \quad (2.48)$$

$$\eta = \beta L_{eff}, \quad (2.49)$$

ktoré budeme používať pri skúmaní vzoriek v tomto usporiadaní namiesto nelineárneho indexu lomu a absorpčného koeficientu.

Zo schémy usporiadania (pozri Obr. 2.2) vidíme, že pri ceste zväzku od zdroja do druhého detektoru dochádza k dvom odrazom, čo ale nijak neovplyvní výsledky merania, keďže druhé zrkadlo sa nachádza výrazne mimo ohniska šošovky a dopadajúca intenzita je preto príliš malá, aby sa aj pri tomto odraze prejavili nelineárne vlastnosti. Jednoduchou modifikáciou teórie odvodenej v predošlých kapitolách sme tak získali metódu, ktorá nám umožňuje určenie nelineárneho indexu lomu a absorpčného koeficientu aj pre látky s malou priepustnosťou svetla.

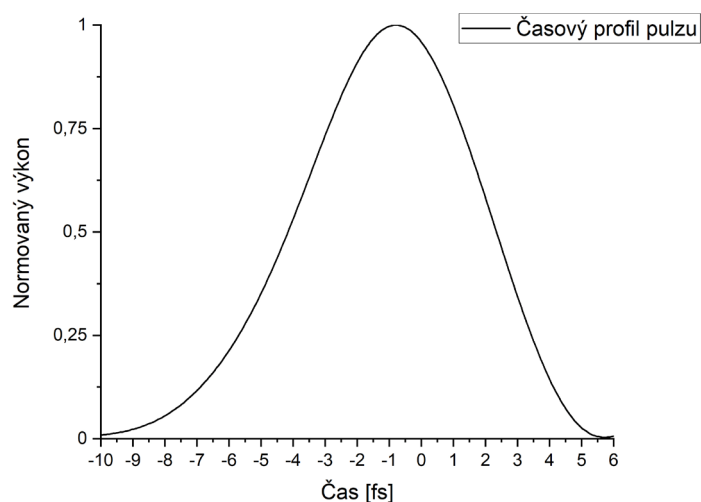


Obr. 2.2: Schéma usporiadania RZ-scane. Zo zdroja Z dopadá lúč na polopriepustné zrkadlo BS, z ktorého sa časť žiarenia odrazí do detektoru D1 a časť prejde do šošovky Š. Vzhľadom k ohnisku šošovky meníme polohu posuvnej dráhy PD na ktorej je upevnená nelineárna vzorka NV, od ktorej sa zväzok odráža do zrkadla Z. Od zrkadla Z sa svetlo následne odrazí do apertúry A v ďalekom poli, za ktorým je druhý detektor D2.

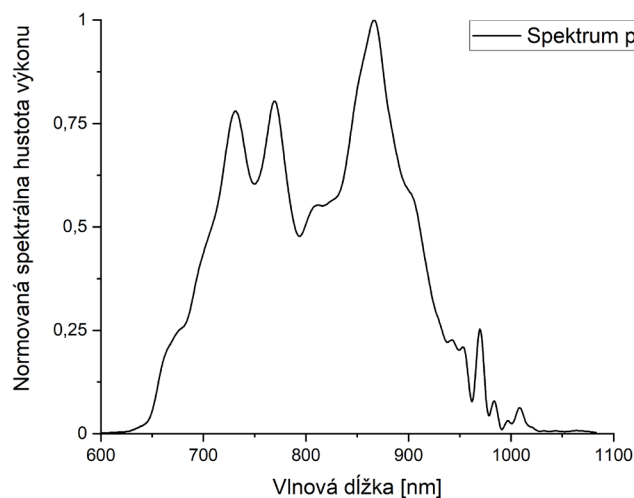
3 Výsledky a spracovanie merania

3.1 Parametre pulzného laseru

Pri meraniach bol použitý pulzný femtosekundový laser Rainbow od výrobcu Femtolasers. Stredná vlnová dĺžka žiarenia je $\bar{\lambda} = 797,80$ nm, dĺžka pulzu je $\tau_{FWHM} = 6,5$ fs a opakovacia frekvencia pulzov je $\nu_r = 75$ MHz. Pulzy boli charakterizované pomocou metódy SPIDER (z angl. spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction) zariadením FC Spider od spoločnosti APE. Časový priebeh pulzu a spektrum laseru sú uvedené v nasledujúcich grafoch.



Graf 3.1: Časový profil pulzu použitého zdroja žiarenia. FWHM tu predstavuje dĺžku pulzu 6,5 fs.



Graf 3.2: Spektrum použitého zdroja žiarenia. Stredná vlnová dĺžka je $\bar{\lambda} = 797,80$ nm.

3.2 Polomer zväzku

V prvom meraní sme sa sústredili na určenie polomeru použitého zväzku v okolí ohniska parabolického zrkadla, ktoré používame v našom experimentálnom usporiadaní k fokusácii zväzku na vzorku namiesto šošovky uvedenej v predošlých schémach (pozri Obr. 2.1 alebo Obr. 2.2). Ohnisková vzdialenosť použitého parabolického zrkadla je $f = 25$ mm. Pri meraní sme použili objektív Olympus LMPLFLN50x s pracovnou vzdialenosťou 10,6 mm a zväčšením 50x, ktorý sme umiestnili do vhodnej vzdialenosti od ohniska. Kamera je upevnená na podložke, ktorá je posuvná o nastaviteľnú hodnotu v dvoch kolmých smeroch pomocou kalibrovaných mikrometrických posuvov. Obraz sme zaznamenávali pomocou softwaru ThorCam.

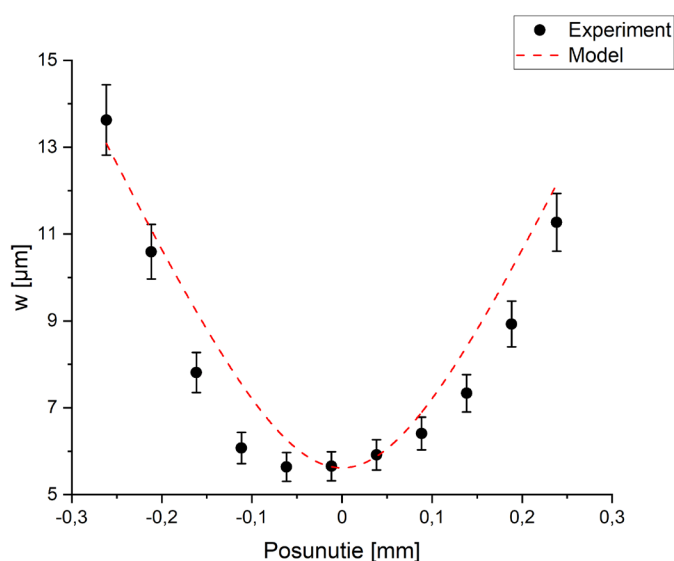
Pre určenie polomeru zväzku zo záznamu bolo najprv nutné previesť kalibráciu. Zväzok sme zaznamenali v dvoch polohách vzdialených $60 \mu\text{m}$ v smere kolmom k šíreniu. Záznamy sú teda rovnaké až na posunutie v priečnom smere. Vzdialenosti maximálnej intenzity oboch záznamov v pixeloch teda odpovedá vzdialenosť $60 \mu\text{m}$. Šírku jedného pixelu sme tak určili ako $\Delta = (91,8 \pm 7,6)$ nm.

V ďalšom meraní sme určovali polomer zväzku v závislosti na posune v smere šírenia zväzku. Záznam z kamery sme fitovali dvojrozmernou gaussovskou funkciou. Polomer zväzku v danom mieste sme určili ako priemer širok použitého modelu v dvoch kolmých smeroch. Namerané hodnoty sú uvedené v nasledujúcej tabuľke.

Poloha [mm]	Polomer [μm]
1,15	$13,63 \pm 0,81$
1,20	$10,59 \pm 0,69$
1,25	$7,81 \pm 0,46$
1,30	$6,07 \pm 0,36$
1,35	$5,64 \pm 0,33$
1,40	$5,65 \pm 0,33$
1,45	$5,91 \pm 0,35$
1,50	$6,41 \pm 0,38$
1,55	$7,33 \pm 0,43$
1,60	$8,93 \pm 0,53$
1,65	$11,27 \pm 0,66$

Tabuľka 3.1: Závislosť polomeru gaussovského zväzku na posune v smere šírenia zväzku. Poloha udáva hodnotu na otočnom mikrometri, ktorým nastavujeme posunutie objektívu v smere šírenia.

Experimentálne body sme fitovali teoretickou závislosťou (2.2) pre gaussovský zväzok, kde sme za Rayleighovu vzdialenosť dosadili zo vzťahu (2.5) a za veľkosť vlnového vektoru zo vzťahu (2.6), pričom ako vlnovú dĺžku sme uvažovali strednú vlnovú dĺžku použitého laseru. Z fitovania sme dostali polohu ohniska na otočnom mikrometri ako $\Delta x = (1,41 \pm 0,01)$ mm. Polomer zväzku v ohnisku je z regresie daný ako $w_0 = (5,618 \pm 0,340)$ μm . Závislosť polomeru zväzku na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla je uvedená v nasledujúcom grafe.



Graf 3.3: Grafická znázornenie závislosti polomeru gaussovského zväzku na vzdialenosti od ohniska parabolického zrkadla. Experimentálne body sú preložené teoretickou závislosťou pre gaussovský zväzok.

Z grafu vidíme, že experimentálne body odpovedajú v rámci chyby teoretickej závislosti iba čiastočne. Reálny zväzok použitý pri meraniach preto nie je úplne gaussovský. Táto aproximácia sa preto prejaví aj v ďalších výpočtoch.

3.3 Experimentálne výsledky Z-scanu

Merania boli prevedené pre šesť rôznych vzoriek, pričom sme skúmali výskyt nelineárneho lomu aj absorpcie. Na potlačenie šumu sme použili optický chopper Maxon Motor, ktorý sme nastavili na frekvenciu 1,23 kHz, pričom výstupný signál z chopperu slúžil k synchronizácii lock-in detektoru, ktorý nám umožnil potlačiť

optický šum z miestnosti zachytený detektorom. Kvôli chopperu ale meriame polovičný vstupný výkon, čo je nutné započítať do výsledkov. Zväzok cestou k vzorke prechádza vzduchom, teda disperzným prostredím. Pulz sa preto na svojej dráhe natiahne a do vzorky najprv príde rýchlejšia zložka spektra a až potom pomalšia, čo znižuje intenzitu svetla dopadajúcu na vzorku. Aby sme zabránili tomuto efektu, postavili sme zväzku do cesty dve kompenzačné zrkadlá. Výkon dopadajúci na vzorku sme regulovali otočným sklíčkom s rôzne zatmavenou plochou, za ktoré sme pred každým meraním umiestnili wattmeter ThorLabs PM100A a otáčaním sklíčka sme nastavili požadovanú hodnotu na merači. Zväzok sme následne parabolickým zrkadlom sfokusovali do vzorky, ktorá bola umiestnená na posuvnej dráhe TRA25CC. Za vzorkou je umiestnená apertúra, vďaka ktorej meriame buď nelineárny lom alebo absorpciu. Zväzok za apertúrou vstupuje do šošovky D 40 M, ktorá ho fokusuje do detektoru. Pri vysokých vstupných výkonoch a otvorenej apertúre sme pred detektor umiestnili ešte filter, aby nedošlo k presvieteniu. Svetlo sme detekovali fotodiódou S1336-44BQ, ktorá viedla signál do detektoru SR550 a následne do merača SR830, do ktorého je zapojený aj panel optického chopperu. Meranie sme prevádzali pomocou softwaru Femtík X 5.0.0, v ktorom sme dráhe nastavili požadovaný krok, po ktorom vždy prebehlo meranie signálu. Najprv bolo vždy nutné premerať širšiu dráhu vzorky pre určenie polohy ohniska. Následne prebehlo meranie s menším krokom v okolí ohniska.

Pri výpočtoch budeme potrebovať špičkový výkon P_0 (resp. intenzitu I_0), avšak na wattmetri meriame stredný výkon P_{in} . Vzťah pre špičkový výkon odvodíme zo vzťahu pre energiu pulzu:

$$E_{pulz} = \frac{P_{in}}{\nu_r}. \quad (3.1)$$

Ak uvažujeme gaussovský časový profil pulzu (pozri Graf 3.1), tak energiu pulzu môžeme dostať časovou integráciou výkonu:

$$E_{pulz} = \int_{-\infty}^{\infty} P_0 e^{-4 \ln(2) \frac{t^2}{\tau_{FWHM}^2}} dt = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln(2)}} \tau_{FWHM} P_0. \quad (3.2)$$

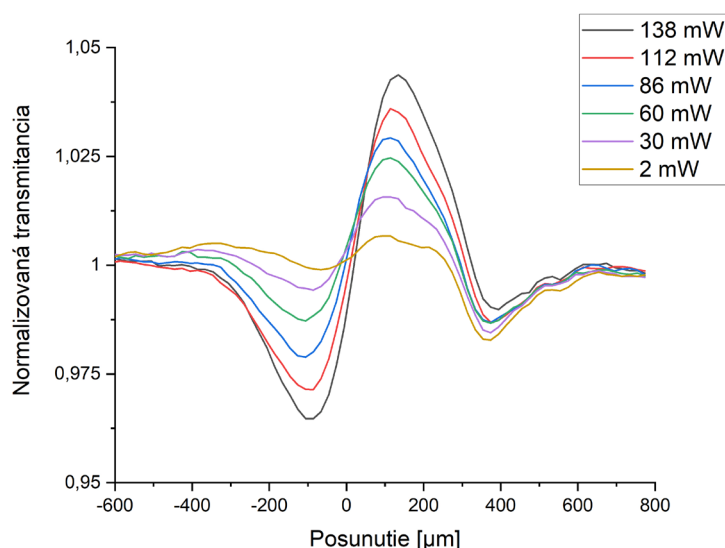
Porovnaním vzťahov (3.1) a (3.2) následne dostávame vzťah pre špičkový výkon:

$$P_0 = \frac{P_{in}}{\nu_r \tau_{FWHM}} \sqrt{\frac{4 \ln(2)}{\pi}}, \quad (3.3)$$

pričom špičkovú intenzitu následne dostaneme úpravou vzťahu (2.43).

3.3.1 Podložné sklíčko

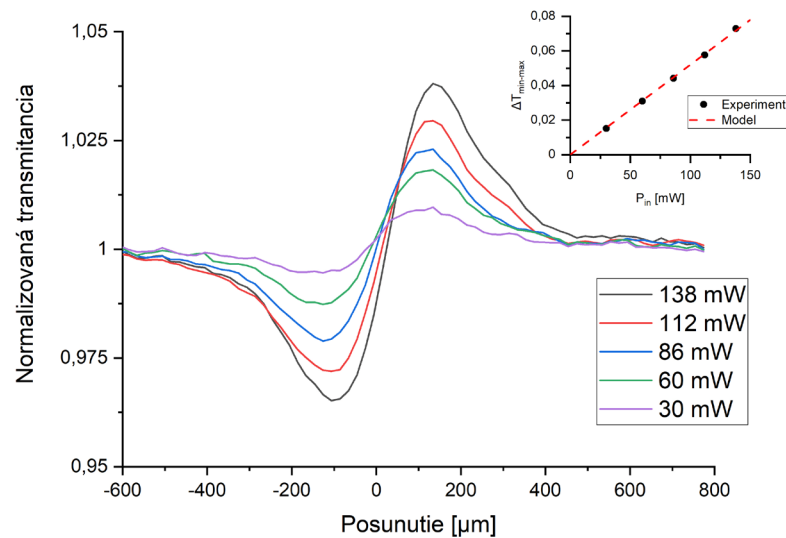
Prvou skúmanou vzorkou bolo podložné sklíčko k mikroskopu, hrubé $L = (140 \pm 10) \mu\text{m}$. Hrúbka bola meraná digitálnym nóniom. Meranie sme previedli pri usporiadaní na priechod svetla (pozri Obr. 2.1), pričom sme pozorovali signál pri otvorenej aj čiastočne uzavretej apertúre. V oboch prípadoch sme vždy previedli tri opakovania daného merania, pričom výsledné hodnoty sú priemerom týchto opakovaní. Pri čiastočne uzavretej apertúre sme previedli merania pre šesť rôznych vstupných stredných výkonov dopadajúceho zväzku. Závislosť normalizovanej transmitancie na polohe vzorky voči ohnisku je pre jednotlivé výkony uvedená v nasledujúcom grafe.



Graf 3.4: Závislosť transmitancie podložného sklíčka na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre. Meranie bolo prevedené pre šesť rôznych vstupných výkonov.

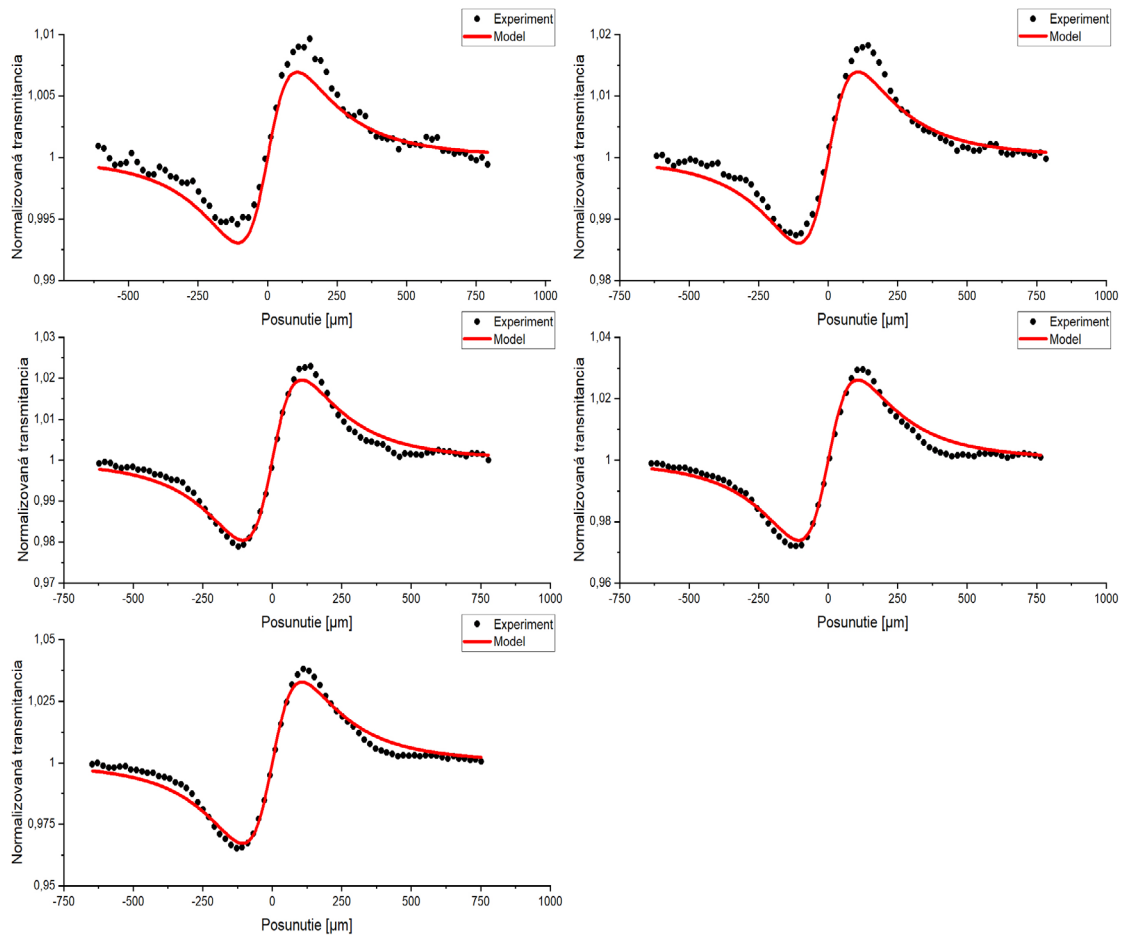
Závislosť má zjavne požadovaný priebeh, kedy rozdiel minima pred ohniskom a maxima za ohniskom rastie so stúpajúcim vstupným výkonom. Za maximom ale pozorujeme ďalšie minimum, ktoré je najvýraznejšie pre najnižší meraný vstupný výkon. Jedná sa pravdepodobne o nedokonalosť povrchu vzorky v danom mieste, prípadne sa tu nachádza nejaká prachová častica. Takýto parazitický efekt je možné jednoducho odstrániť odčítaním pozadia, teda signálu pri nízkom vstupnom výkone, čo je v našom prípade signál pre 2 mW. Priebeh závislosti po

korekcii je graficky znázornený v nasledujúcom grafe. Je tu znázornená aj závislosť rozdielu maxima a minima transmitancie na vstupnom výkone.



Graf 3.5: Závislosť transmitancie podložného sklíčka na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla po odčítaní pozadia pri čiastočne uzavretej apertúre pre päť rôznych vstupných výkonov. Do grafu je vložená závislosť rozdielu maxima a minima transmitancie z hlavného grafu na vstupnom výkone.

Závislosť má stále požadovaný priebeh, pričom zaniklo minimum po hlavnom maxime. Priebeh transmitancie je približne symetrický okolo ohniska pre všetky vstupné výkony. Závislosť rozdielu maxima a minima transmitancie je približne lineárna, čo odpovedá vzťahu (2.34), kde za fázový posun dosadíme zo vzťahu (2.13), za špičkovú intenzitu zo vzťahu (2.43) a za špičkový výkon zo vzťahu (3.3). Ďalej sa budeme venovať vyšetrovaniu priebehu transmitancie pre jednotlivé vstupné výkony po odčítaní pozadia zvlášť. Experimentálne body budeme fitovať modelovou funkciou (2.30), kde za Rayleighovu vzdialenosť dosadíme zo vzorca (2.5), za polomer zväzku v ohnisku berieme hodnotu získanú v kapitole 3.2 a za vlnovú dĺžku berieme strednú vlnovú dĺžku dopadajúceho žiarenia (pozri Graf 3.2). V uvedených grafoch sú znázornené experimentálne hodnoty preložené modelovou funkciou.



Graf 3.6: Závislosť transmittancie sklíčka na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla po odčítaní pozadia pri čiastočne uzavretej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. Pri meraní sme použili vstupný výkon: 30 mW (hore vľavo), 60 mW (hore vpravo), 86 mW (stred vľavo), 112 mW (stred vpravo) a 138 mW (dole vľavo).

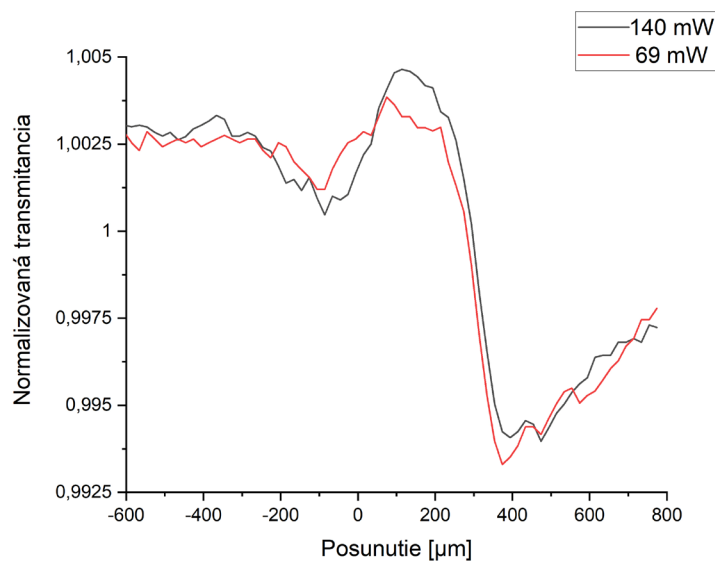
Pre nižšie vstupné výkony pozorujeme väčšiu odchýlku medzi modelovou funkciou a experimentálnymi bodmi. To je spôsobené odklonom reálneho vstupujúceho zväzku od gaussovského zväzku, ktorý uvažujeme v použitej teórii. Taktiež nelinearita je pre menšie výkony menej výrazná, pričom dáta sú zaťažené silnejším šumom. V nasledujúcej tabuľke sú uvedené jednotlivé hodnoty vstupného výkonu, príslušný fázový posun získaný regresiou z experimentálnych hodnôt, hodnota špičkového výkonu vypočítaná podľa vzťahu (3.3) prenášobená ešte faktorom 2 kvôli chopperu, odpovedajúca hodnota špičkovej intenzity získaná zo vzťahu (2.43) a hodnota nelineárneho indexu lomu podľa vzťahu (2.13), pričom zanedbávame absorpciu ($\alpha = 0$ resp. $L = L_{eff}$).

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0$ [10 ⁻²]	P_0 [kW]	I_0 [10 ¹⁵ W/m ²]	n_2 [10 ⁻²⁰ m ² /W]
138,0 ± 6,9	16,15 ± 0,34	532 ± 27	10,7 ± 1,4	1,36 ± 0,21
112,0 ± 5,6	12,86 ± 0,27	432 ± 22	8,7 ± 1,1	1,34 ± 0,20
86,0 ± 4,3	9,64 ± 0,21	331 ± 17	6,69 ± 0,88	1,31 ± 0,20
60,0 ± 3,0	6,86 ± 0,21	231 ± 12	4,67 ± 0,61	1,33 ± 0,20
30,0 ± 1,5	3,42 ± 0,13	115,6 ± 5,8	2,33 ± 0,31	1,33 ± 0,20

Tabuľka 3.2: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a nelineárneho indexu lomu podložného sklíčka určené pre päť rôznych vstupných výkonov.

Výsledný nelineárny index lomu použitého sklíčka je potom daný priemerom hodnôt z predošlej tabuľky ako $n_2^{\text{sklíčko}} = (1,335 \pm 0,091) \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Získaná hodnota je zaťažená relatívnou chybou približne 6,82%, čo bolo spôsobené hlavne odchýlkou medzi gaussovským a reálnym zväzkom, ktorý sme pri meraniach používali. Prejaviť sa mohla taktiež aproximácia ďalekého poľa, ktorú sme použili pri odvodení modelovej funkcie. Ďalším faktorom je nedokonalosť povrchu sklíčka, prípadne jeho možné poškodenie pri vysokých dopadajúcich výkonoch. Túto hodnotu môžeme porovnať s tabuľkovou hodnotou $n_{2,tab}^{\text{sklíčko}} = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (pozri [1], str. 212, tabuľka 4.1.2). Vidíme, že nami zmeraná hodnota je nižšia, čo môžeme vysvetliť nepresnosťou v absolútnom určení špičkovej intenzity dopadajúceho žiarenia, kvôli odchýlke použitého zväzku od gaussovského zväzku.

Následne sme merali signál pri otvorenej apertúre. Priebeh transmitancie pre dva rôzne vstupné výkony v závislosti na posunutí voči ohnisku zrkadla je znázornený v nasledujúcom grafe. Pozorovaná závislosť sa v oboch prípadoch príliš nelíši, ani nemá požadovaný charakter daný vzťahom (2.47). Predpokladáme preto, že v prípade sklíčka k nelineárnej absorpcii nedochádza, prípadne je tento jav príliš slabý. To je v súlade s faktom, že šírka zakázaného pásu skla (9 eV), vyžaduje súčasnú absorpciu šiestich fotónov k excitácii jedného elektrón-dierového páru. Ďalším vysvetlením tohto správania môže byť poškodenie vzorky pri meraní so vstupným výkonom 140 mW, čo následne ovplyvnilo aj druhé meranie. To by vysvetľovalo náhly pokles transmitancie, ktorý je rovnaký pri oboch vstupných výkonoch, čo je v kontraste s vybudovanou teóriou nelineárnych optických javov, ktoré sú úmerné dopadajúcej intenzite.

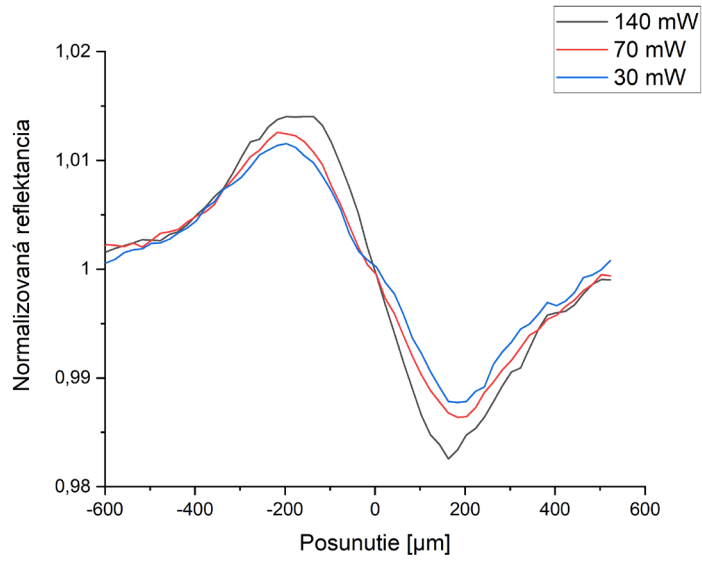


Graf 3.7: Závislosť transmittancie sklíčka na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri otvorenej apertúre. Merané pre dva rôzne vstupné výkony.

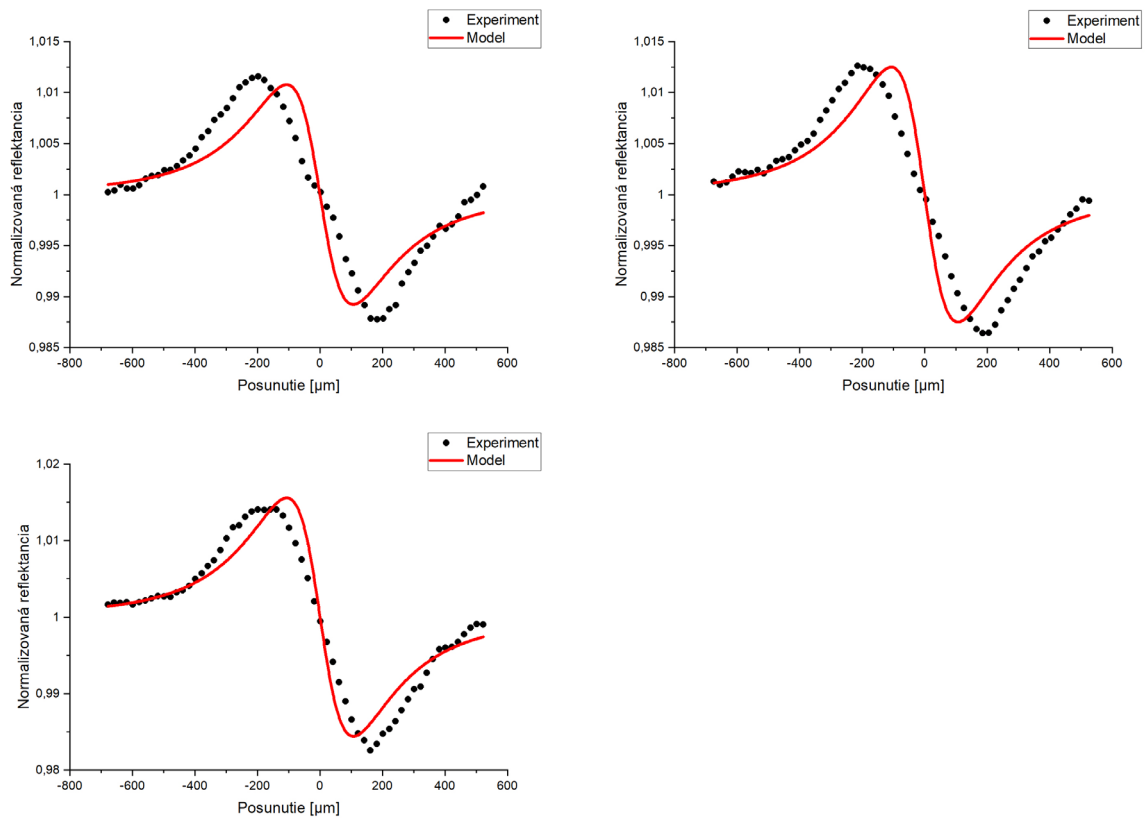
3.3.2 Strieborné zrkadlo

Všetky nasledujúce merania boli prevedené metódou RZ-scan (pozri Obr. 2.2). Ako druhé odrazové zrkadlo sme u všetkých nasledujúcich meraní použili strieborné zrkadlo. Zväzok v tomto usporiadaní dopadá na vzorku približne pod uhlom 45° na rozdiel od merania na priechod, kedy sa jedná o kolmý dopad. Je preto nutné uvažovať túto skutočnosť pri výpočte špičkovej intenzity. Hodnotu získanú zo vzťahu (2.43) preto ešte vynásobíme faktorom $\cos(45^\circ)$.

Prvou vzorkou skúmanou pri tomto usporiadaní bolo strieborné zrkadlo. Merania sme znovu previedli pri otvorenej aj čiastočne uzavretej apertúre, pričom výsledný priebeh je v prvom prípade priemerom piatich opakovaní a v druhom priemerom troch opakovaní. Priebeh reflektancie pre tri rôzne vstupné výkony pri čiastočne uzavretej apertúre je znázornený v nasledujúcom grafe. Priebeh je pre všetky tri vstupné výkony približne symetrický voči ohnisku parabolického zrkadla a nelinearita (rozdiel maxima a minima) rastie s rastúcim výkonom. Závislosť rozdielu maxima a minima reflektancie na vstupnom výkone sa ale výrazne odchyľuje od teoretického predpokladu. Táto odchýlka by sa pravdepodobne odstránila odčítaním pozadia od nameraných hodnôt, meranie pozadia ale prevedené nebolo.



Graf 3.8: Závislosť reflektancie strieborného zrkadla na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri troch rôznych vstupných výkonoch.



Graf 3.9: Závislosť reflektancie strieborného zrkadla na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. Pri meraní sme použili vstupný výkon: 30 mW (hore vľavo), 70 mW (hore vpravo) a 140 mW (dole vľavo).

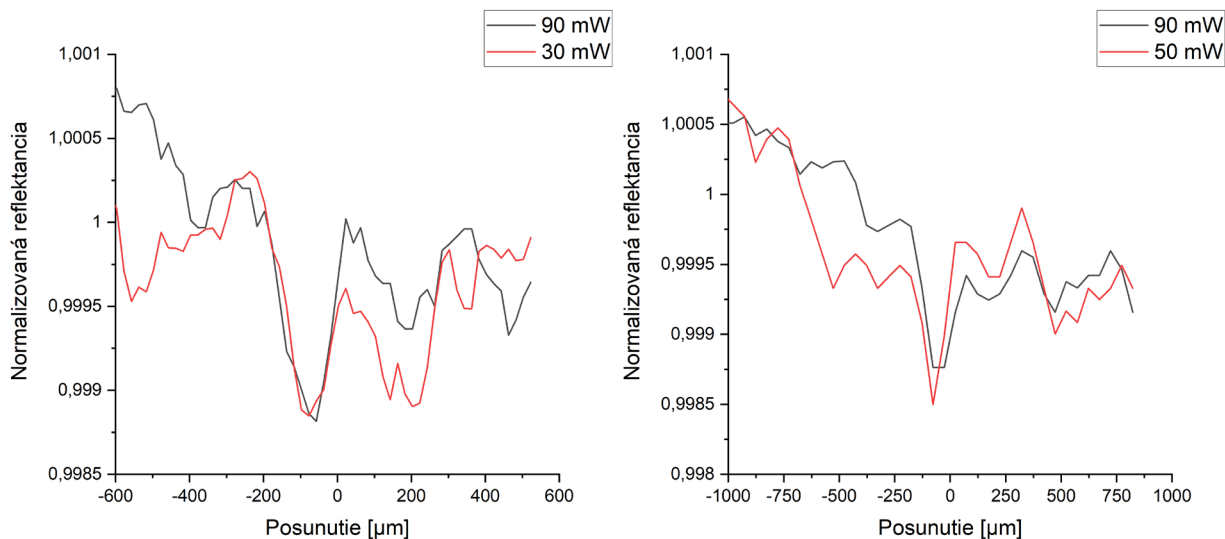
V predošlých grafoch sme spracovali závislosti pre jednotlivé vstupné výkony zvlášť. Opäť ako v prípade podložného sklíčka sme fitovali experimentálne body modelovou funkciou danou vzťahom (2.30). V prípade strieborného zrkadla je odchýlka spôsobená negaussovskosťou dopadajúceho zväzku značne väčšia ako v prípade sklíčka. Modelová funkcia je v okolí ohniska vo všetkých troch prípadoch viditeľne užšia ako nameraná experimentálna závislosť, čo sa prejaví aj v získaných hodnotách fázového posunu. Výsledné hodnoty sú uvedené v nasledujúcej tabuľke.

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0$ [10 ⁻²]	P_0 [kW]	I_0 [10 ¹⁵ W/m ²]	ξ [10 ⁻²⁴ m ³ /W]
140,0 ± 7,0	-7,67 ± 0,27	540 ± 27	7,7 ± 1,0	-1,26 ± 0,17
70,0 ± 3,5	-6,15 ± 0,30	270 ± 13	3,85 ± 0,50	-2,03 ± 0,28
30,0 ± 1,5	-5,30 ± 0,29	115,6 ± 5,8	1,65 ± 0,22	-4,08 ± 0,58

Tabuľka 3.3: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu ξ strieborného zrkadla určené pre tri rôzne vstupné výkony.

Z hodnôt koeficientu ξ uvedených v predošlej tabuľke je zrejmé, že výsledná hodnota bude zaťažená značne väčšou chybou ako v prípade podložného sklíčka. Po spriemerovaní vypočítaných hodnôt dostávame $\xi^{Ag} = (-2,459 \pm 0,870) \cdot 10^{-24}$ m³/W. Relatívna chyba v prípade strieborného zrkadla dosahuje až 35%. Táto odchýlka je spôsobená prevažne aproximáciou reálneho zväzku gaussovským, čo je vidieť aj v predošlých grafoch (pozri Graf 3.9). Výslednú hodnotu výrazne ovplyvnilo aj neprevedenie korekcie odčítaním pozadia (pozri Graf 3.8). Ďalším faktorom môže byť aj málo vstupných hodnôt, kedy sme merania previedli iba pre tri rôzne dopadajúce výkony.

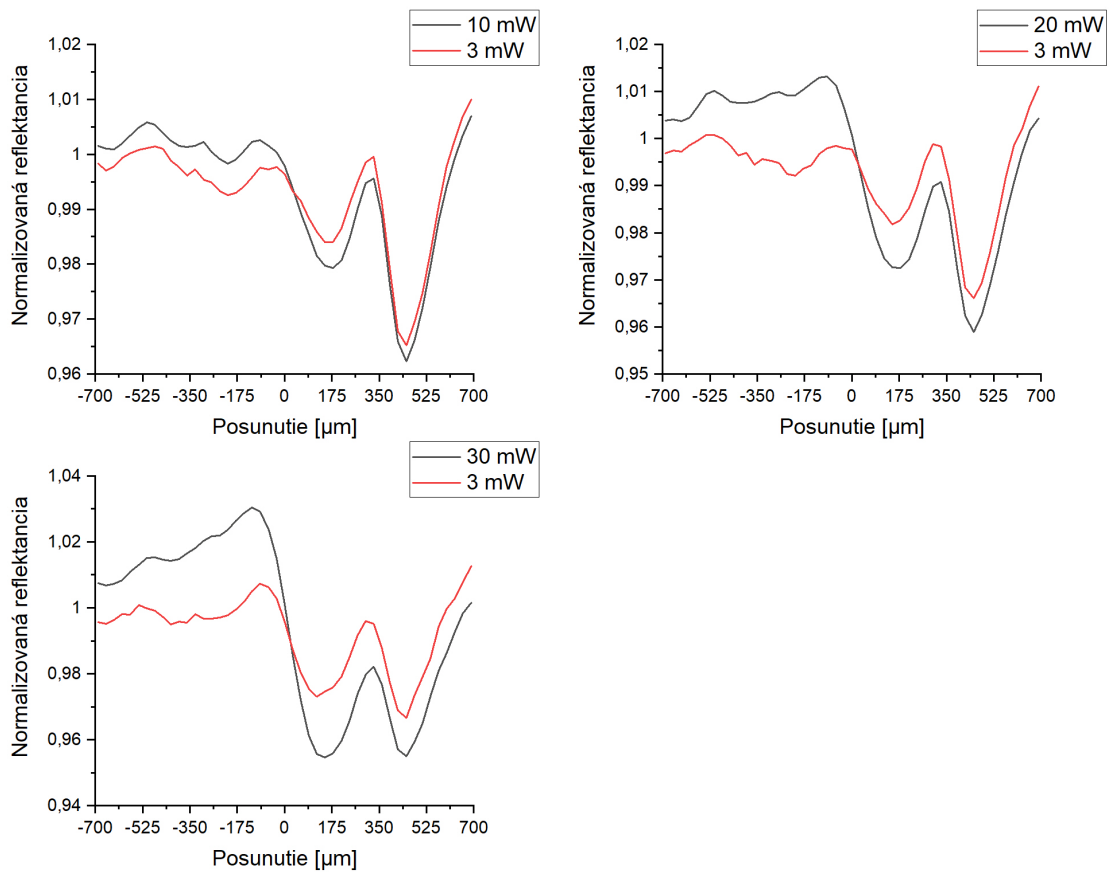
Ďalej sme merali RZ-scan strieborného zrkadla pri otvorenej apertúre. Merania sme previedli na dvoch rôznych miestach vzorky pre dva rôzne vstupné výkony, pričom v oboch prípadoch sme pozorovali podobný priebeh reflektancie. V blízkosti ohniska dochádza k poklesu, ktorý je ale približne rovnaký pre oba vstupné výkony pričom reflektancia klesá len o približne desatinu percenta na oboch miestach vzorky. Pravdepodobne sa teda nejedná o prejav nelineárnej absorpcie, ktorá je úmerná dopadajúcemu výkonu. Predpokladáme preto, že nelineárna absorpcia je v prípade strieborného zrkadla zanedbateľná a pokles je spôsobený fluktuáciami signálu. Priebeh reflektancie v oboch prípadoch je znázornený v nasledujúcich grafoch.



Graf 3.10: Závislosť reflektancie strieborného zrkadla na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri otvorenej apertúre. Merané na dvoch rôznych miestach pre dva rôzne vstupné výkony.

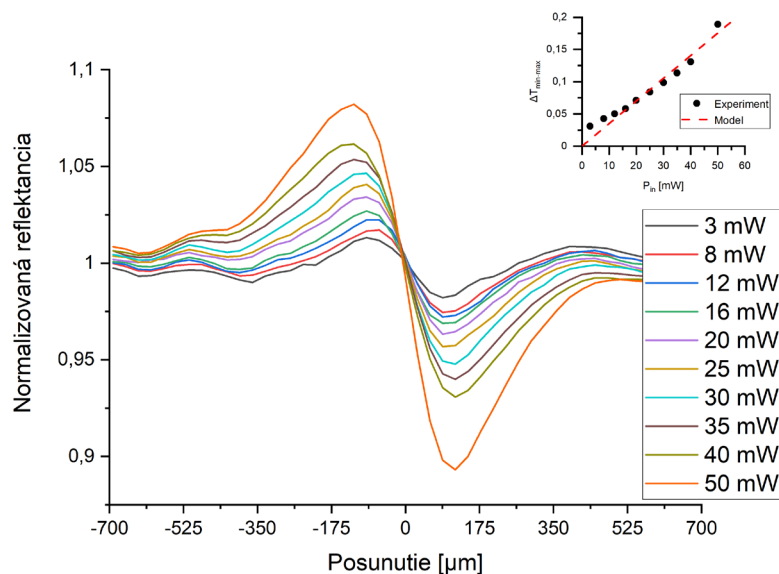
3.3.3 Hliníkové zrkadlo

Pri meraní s hliníkovým zrkadlom sme sa zamerali na pozorovanie nelineárneho lomu, všetky merania preto boli prevedené pri čiastočne uzavretej apertúre, pričom výsledné dáta sú priemerom troch opakovaní. Najprv sme sa sústredili na určenie optimálneho vstupného výkonu, pri ktorom pozorujeme nelineárny lom svetla, pričom ešte nedochádza k poškodeniu povrchu. Hliník má ako materiál nižšiu prah deformácie než striebro. Musíme preto použiť nižšie vstupné výkony než boli použité pri striebornom zrkadle. Previedli sme preto tri merania, pri ktorých sme vždy ako prvý pozorovali priebeh reflektancie pre vyšší vstupný výkon, ktorý sme následne porovnali s priebehom pri nízkom výkone, ktorý bol v našom prípade 3 mW. Ak by sa vzorka pri prvom meraní poškodila, priebeh by zostal rovnaký aj pri druhom meraní a nejednalo by sa teda o optickú nelinearitu. Meranie sme previedli pre 10 mW, 20 mW a 30 mW (pozri Graf 3.11). V prvom prípade sa namerané závislosti príliš nelíšia, čo pripisujeme nízkemu vstupnému výkonu, pri ktorom sa nelinearita príliš neprejaví, nie poškodeniu vzorky. V druhom meraní už pozorujeme nárast maxima pred ohniskom a prehĺbenie minima za ním, pričom následný signál pre 3 mW sa nijak výrazne nezmenil, stále teda nedochádza k poškodeniu vzorky. V poslednom meraní je nelinearita už značná a signál od slabšieho vstupu sa stále oproti predošlým meraniam nemení. Optimálny vstupný výkon pri ktorom ešte nedôjde k poškodeniu vzorky, ale vidíme už výraznú optickú nelinearitu, preto určíme ako 30 mW.



Graf 3.11: Pribeh reflektancie hliníkového zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre pre tri rôzne vstupné výkony. Pre určenie optimálneho vstupného výkonu signál porovnávame s priebehom pri slabšej dopadajúcej intenzite, čím zachytíme možné poškodenie vzorky a rozsah nelinearity.

Závislosť reflektancie hliníkového zrkadla na posunutí voči ohnisku sme ďalej premerali pre desať rôznych vstupných výkonov, pričom sme sa pohybovali okolo optimálneho výkonu z predošlých meraní. U všetkých meraní sme pozorovali maximum reflektancie pred ohniskom a minimum za ním, ktorých rozdiel sa s rastúcim vstupným výkonom zvyšoval (pozri Graf 3.12). Na nameraných hodnotách sme skúsili previesť korekciu slabým signálom od 0,3 mW. Táto oprava ale iba zväčšila pozorovaný šum a nijak významne neprispela k priblíženiu experimentálnych dát teoretickej závislosti. Ďalej preto budeme pracovať s pôvodnými hodnotami bez korekcie. Priebeh reflektancie pre jednotlivé vstupné výkony je uvedený v nasledujúcom grafe. Do grafu je vložená aj závislosť rozdielu maxima a minima reflektancie na vstupnom výkone, ktorá ako vidíme, je približne lineárna, čo odpovedá teoretickému predpokladu.

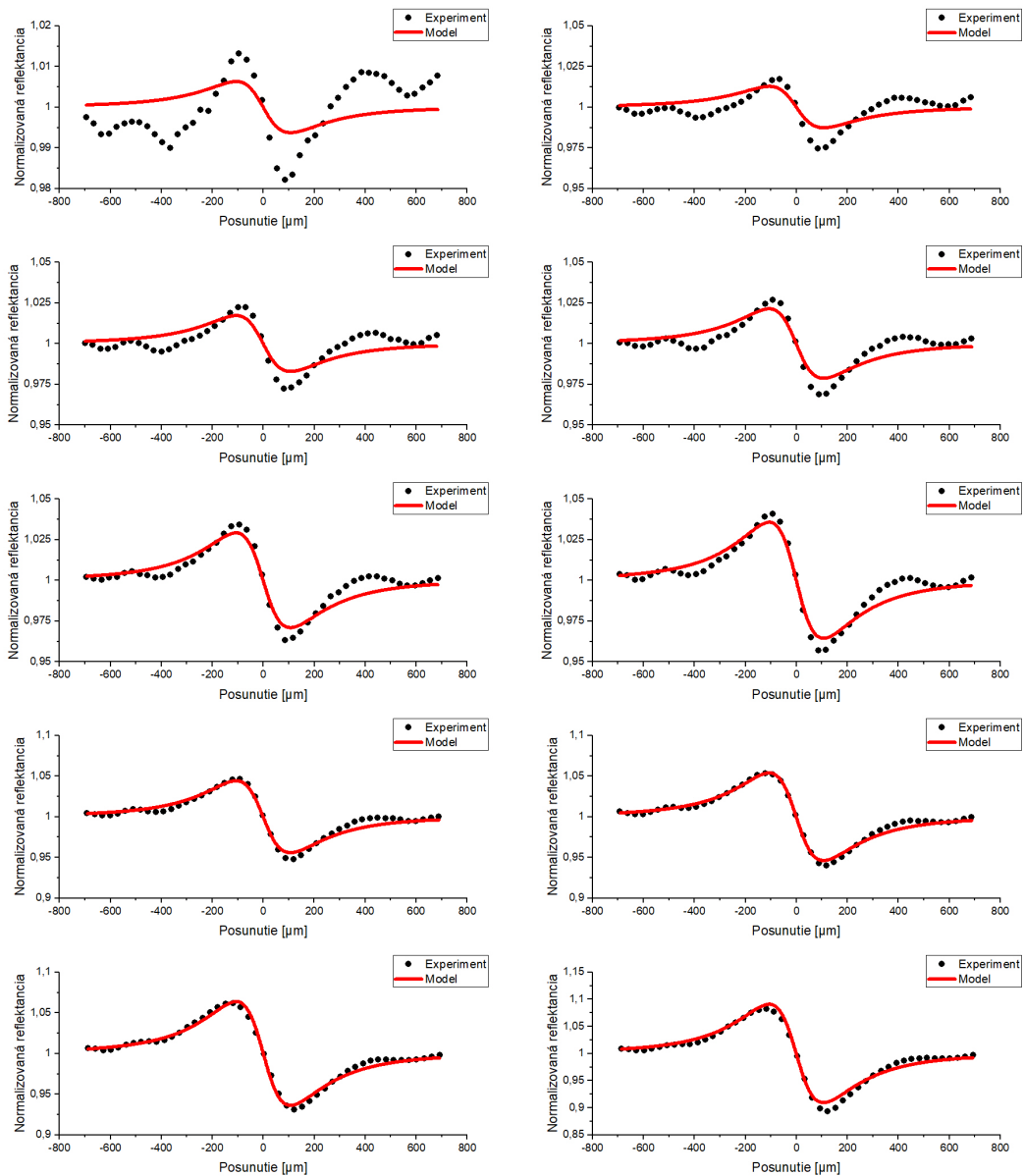


Graf 3.12: Priebeh reflektancie hliníkového zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre pre desať rôznych vstupných výkonov. Do grafu je vložená závislosť rozdielu maxima a minima reflektancie z hlavného grafu na vstupnom výkone.

Rovnako ako u predošlých vzoriek ďalej vyšetříme priebeh reflektancie pre jednotlivé vstupné výkony zvlášť, pričom budeme experimentálne body fitovať modelovou funkciou danou vzťahom (2.30). Hodnoty fázového posunu získané z regresie sú uvedené v nasledujúcej tabuľke spolu so vstupným výkonom, špičkovým výkonom, špičkovou intenzitou a výsledným parametrom ζ .

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0$ [10^{-2}]	P_0 [kW]	I_0 [10^{14} W/m ²]	ζ [10^{-23} m ³ /W]
3,00 ± 0,15	-3,09 ± 0,96	11,56 ± 0,58	1,65 ± 0,22	-2,38 ± 0,80
8,00 ± 0,40	-6,26 ± 0,90	30,8 ± 1,5	4,40 ± 0,58	-1,81 ± 0,35
12,00 ± 0,60	-8,45 ± 0,88	46,2 ± 2,3	6,60 ± 0,86	-1,63 ± 0,27
16,00 ± 0,80	-10,51 ± 0,82	61,7 ± 3,1	8,8 ± 1,2	-1,52 ± 0,23
20,0 ± 1,0	-14,34 ± 0,70	77,1 ± 3,9	11,0 ± 1,4	-1,66 ± 0,23
25,0 ± 1,3	-17,55 ± 0,70	96,4 ± 4,8	13,7 ± 1,8	-1,62 ± 0,22
30,0 ± 1,5	-21,76 ± 0,64	115,6 ± 5,8	16,5 ± 2,2	-1,68 ± 0,23
35,0 ± 1,8	-26,53 ± 0,49	134,9 ± 6,7	19,2 ± 2,5	-1,75 ± 0,23
40,0 ± 2,0	-31,41 ± 0,53	154,2 ± 7,7	22,0 ± 2,9	-1,81 ± 0,24
50,0 ± 2,5	-44,62 ± 0,97	192,7 ± 9,6	27,5 ± 3,6	-2,06 ± 0,27

Tabuľka 3.4: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu ζ hliníkového zrkadla určené pre desať rôznych vstupných výkonov.



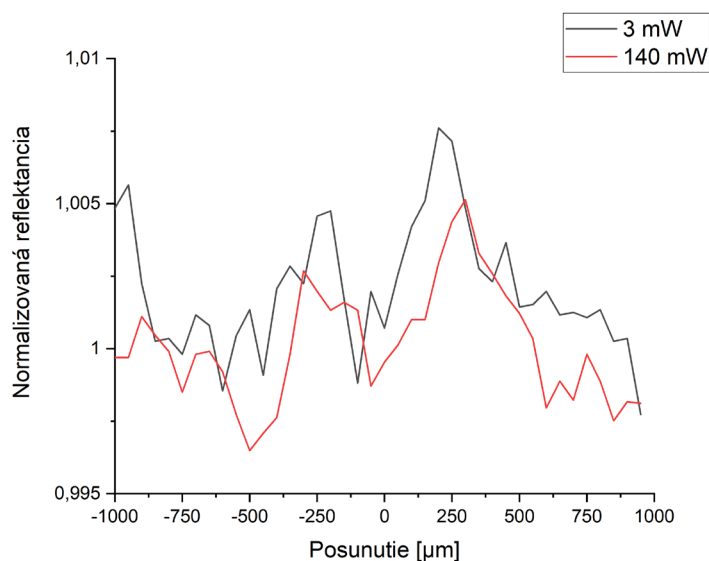
Graf 3.13: Závislosť reflektancie hliníkového zrkadla na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. V grafoch sú uvedené závislosti pri vstupných výkonoch (začíname vľavo hore a postupujeme po riadkoch): 3 mW, 8 mW, 12 mW, 16 mW, 20 mW, 25 mW, 30 mW, 35 mW, 40 mW a 50 mW.

V predošlých grafoch sú znázornené priebehy reflektancie pre použité vstupné výkony, pričom experimentálne body sú preložené modelovou funkciou. Odchýlka nameraných hodnôt od teoretickej závislosti sa zjavne znižuje s rastúcim výkonom, čo sa prejavilo aj na presnosti určenia fázového posunu (pozri Tabuľka 3.4). Pre nižší vstupný výkon pozorujeme výraznejšiu fluktuáciu signálu, čo tiež ovplyvnilo výsledné hodnoty.

Po spriemerovaní hodnôt z predošlej tabuľky dostávame výslednú hodnotu koeficientu $\xi^{Al} = (-1,791 \pm 0,137) \cdot 10^{-23} \text{ m}^3/\text{W}$. Výsledok je zaťažený relatívnou chybou 7,65%. To je výrazne presnejšie ako u strieborného zrkadla a podobne presné ako u podložného sklíčka. Neistota je znovu následkom negaussovskosti použitého zväzku, pričom túto odchýlku sme z veľkej časti potlačili priemerovaním pomerne veľkého množstva hodnôt. Odchýlku pozorujeme hlavne u malých vstupných výkonov, kedy pozorujeme tiež značné fluktuácie a nelinearita nie je tak výrazná (pozri Graf 3.13). Presnejšej hodnoty by sme dosiahli premeraním RZ-scanu pre väčšie množstvo vstupných výkonov. Ďalšou možnosťou je použitie ešte vyšších výkonov, kedy bude pozorovaná nelinearita výraznejšia. Pre 40 mW zjavne stále nedochádza k poškodeniu povrchu vzorky, keďže nelinearita pre signál so vstupom 50 mW ešte vzrastie (pozri Graf 3.12). V takom prípade by sme ale museli určiť hraničný výkon, kedy už dochádza k poškodeniu povrchu.

3.3.4 Dielektrické zrkadlo BB1-E03

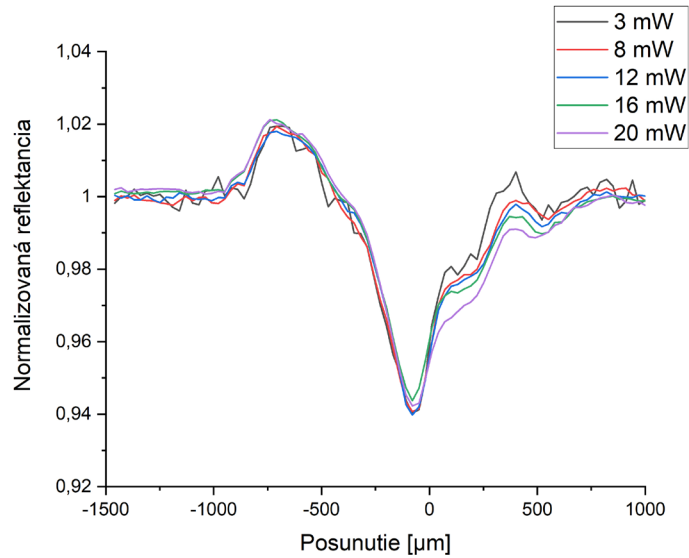
S dielektrickým zrkadlom sme previedli merania pri čiastočne uzavretej apertúre. Pozorovali sme závislosť reflektancie na posunutí voči ohnisku najprv pri slabom vstupnom výkone 3 mW a následne pri silnejšom vstupe 140 mW, pri ktorom bol pozorovaný nelineárny lom svetla u všetkých predošlých vzoriek. Avšak ani pri takto vysokom výkone sme nepozorovali priebeh charakteristický pre túto optickú nelinearitu. Naopak signály pre oba vstupné výkony mali približne rovnaký priebeh, pričom lokálne maximá a minimá sa v pozorovanej závislosti líšili približne o 0,5%, čo pripisujeme fluktuáciám signálu. Ani po korekcii signálu od 140 mW odčítaním pozadia, ktoré v tomto prípade uvažujeme ako signál od vstupu 3 mW, nepozorujeme žiadnu zmenu. Predpokladáme preto, že sa u použitého dielektrického zrkadla nelineárny lom nevyskytuje, alebo je tento jav príliš slabý aj pre takto vysoký výkon na vstupe. Môžeme preto usúdiť, že takéto zrkadlo je vhodné na používanie aj pri vysokých intenzitách žiarenia, pričom meranie nebude ovplyvnené nelineárnym lomom. Pozorovaný priebeh reflektancie je uvedený v nasledujúcom grafe.



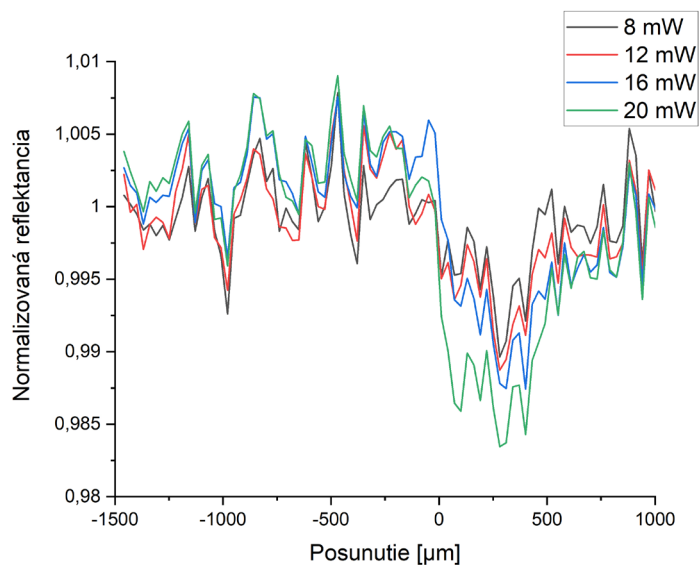
Graf 3.14: Priebeh reflektancie dielektrického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre pre nízky a vysoký vstupný výkon.

3.3.5 Filter OD 0,5

V ďalších meraniach sa budeme venovať optickému filteru s nanosenou kovovou vrstvou, od ktorej budeme odrážať dopadajúci zväzok. RZ-scan sme previedli pri otvorenej aj čiastočne uzavretej apertúre, pričom výsledné dáta sú priemerom troch opakovaní. Pri čiastočne uzavretej apertúre sme závislosť premerali na dvoch rôznych miestach povrchu filtra. Signál je v oboch prípadoch značne zašumený. V prvej sade meraní sme pozorovali závislosť reflektancie filtra na posunutí voči ohnisku pre päť rôznych vstupných výkonov. Vo všetkých prípadoch sme pozorovali výrazné minimum a menej výrazne maximum pričom obe sa nachádzajú ešte pred ohniskom. Priebeh jednotlivých kriviek sa takmer nelíši, čo je v rozpore s vybudovanou teóriou. Od nameraných údajov preto odčítame signál od najmenšieho vstupného výkonu 3 mW. Výsledné krivky sú zaťažené silným šumom, avšak pozorujeme prehlbovanie minima s rastúcim vstupným výkonom. Taktiež prechod od maxima k minimu sa posunul do ohniska. Priebeh RZ-scanu pred korekciou a po nej je znázornený v nasledujúcich grafoch.

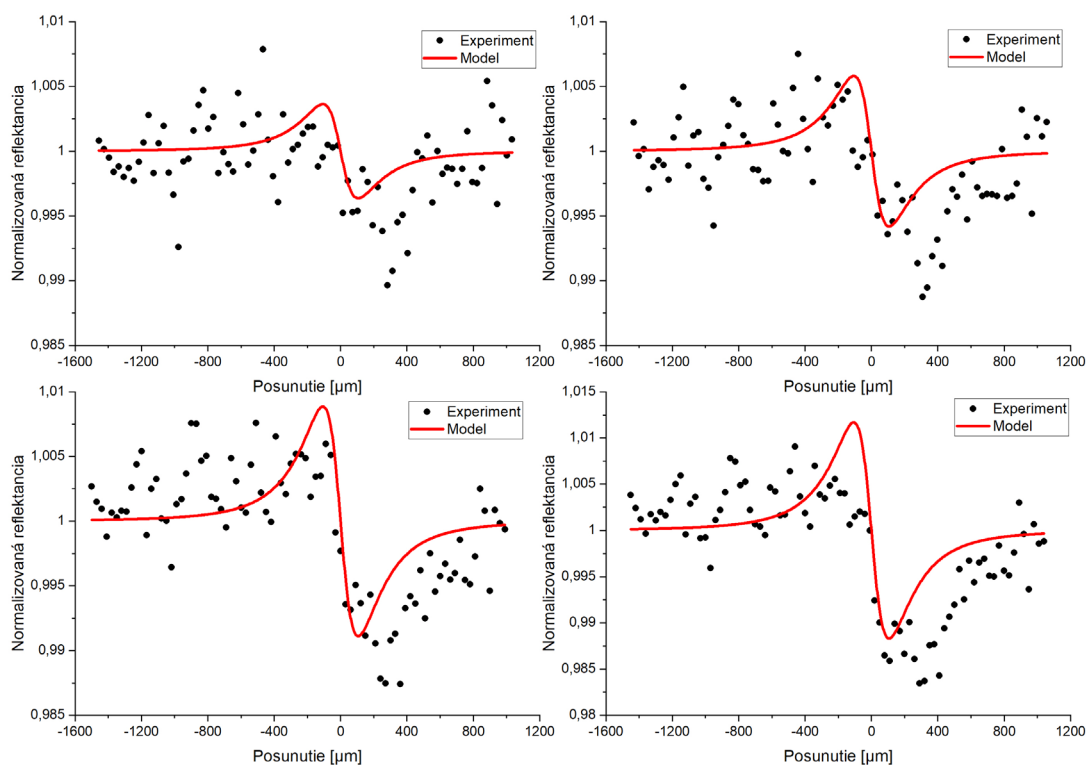


Graf 3.15: Priebeh reflektancie optického filtra pri čiastočne uzavretej apertúre pre päť rôznych vstupných výkonov pred odčítaním pozadia.



Graf 3.16: Priebeh reflektancie optického filtra pri čiastočne uzavretej apertúre pre štyri rôzne vstupné výkony po odčítaní pozadia od vstupu 3 mW.

Korigované experimentálne hodnoty budeme fitovať teoretickou závislosťou (2.30). Vo výsledku predpokladáme fázový posun zaťažený veľkou chybou spôsobenou silným šumom.



Graf 3.17: Závislosť reflektancie optického filtra na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. Pri meraní sme použili vstupný výkon: 8 mW (hore vľavo), 12 mW (hore vpravo), 16 mW (dole vľavo) a 20 mW (dole vpravo).

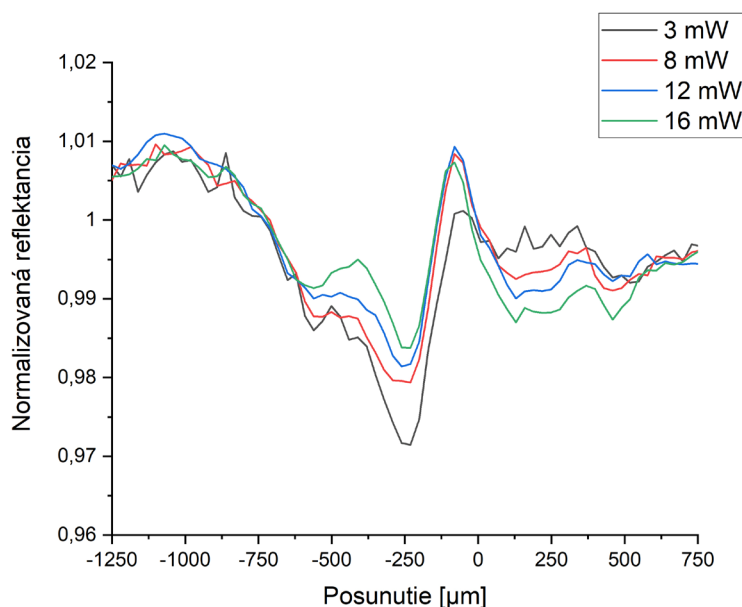
Výsledné fázové posuny získané fitovaním experimentálnych bodov sú uvedené v nasledujúcej tabuľke. Vidíme, že všetky získané koeficienty ξ sa v rámci chyby zhodujú. Koeficient rádovo odpovedá striebornému zrkadlu a je o rád menší ako u hliníkového zrkadla.

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0$ [10^{-2}]	P_0 [kW]	I_0 [10^{14} W/m ²]	ξ [10^{-24} m ³ /W]
$8,0 \pm 0,4$	$-1,79 \pm 0,40$	$30,8 \pm 1,5$	$4,40 \pm 0,58$	$-5,2 \pm 1,3$
$12,0 \pm 0,6$	$-2,86 \pm 0,43$	$46,2 \pm 2,3$	$6,60 \pm 0,86$	$-5,5 \pm 1,1$
$16,0 \pm 0,8$	$-4,37 \pm 0,47$	$61,7 \pm 3,1$	$8,8 \pm 1,2$	$-6,3 \pm 1,1$
20 ± 1	$-5,75 \pm 0,63$	$77,1 \pm 3,9$	$11,0 \pm 1,4$	$-6,6 \pm 1,1$

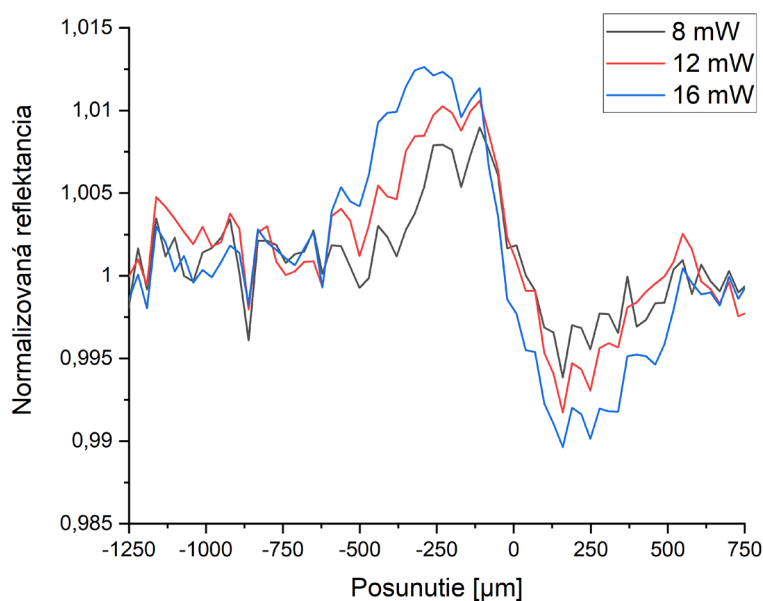
Tabuľka 3.5: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu ξ optického filtra určené pre štyri rôzne vstupné výkony.

Optický filter sme následne posunuli a rovnaké merania previedli na inom mieste povrchu. Priebeh reflektancie je silne zašumený, pričom prechod od maxima k minimu je opäť posunutý voči ohnisku. Minimum je najvýraznejšie pre najnižší

vstupný výkon pričom za ním nasleduje ďalšie maximum transmitancie (pozri Graf 3.18). Po prevedení korekcie odčítaním pozadia, ktoré bolo v našom prípade premerané pre vstup 3 mW, sa signál výrazne zlepšil. Pozorujeme už iba jedno maximum transmitancie, pričom prechod medzi extrémami sa presunul do ohniska. Taktiež rozdiel maxima a minima rastie s rastúcim vstupným výkonom. Nameraná závislosť pred korekciou a po nej je uvedená v nasledujúcich grafoch.

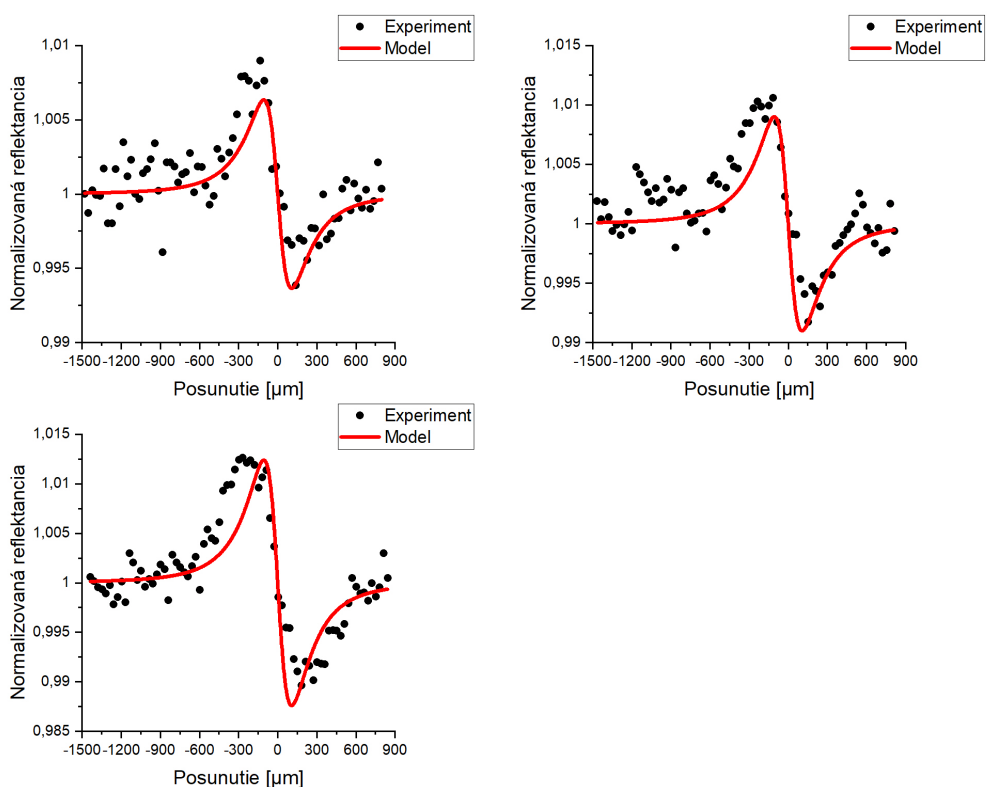


Graf 3.18: Priebeh reflektancie optického filtra pri čiastočne uzavretej apertúre pre štyri rôzne vstupné výkony pred odčítaním pozadia.



Graf 3.19: Priebeh reflektancie optického filtra pri čiastočne uzavretej apertúre pre tri rôzne vstupné výkony po odčítaní pozadia od vstupu 3 mW.

Experimentálne body po korekcii budeme rovnako ako v prvom prípade fitovať modelovou funkciou (2.30). Signál je v tomto prípade menej zašumený a namerané hodnoty lepšie odpovedajú teoretickej závislosti. Namerané hodnoty reflektancie preložené modelovou funkciou sú znázornené pre jednotlivé vstupné výkony v nasledujúcich grafoch.



Graf 3.20: Závislosť reflektancie optického filtra na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. V grafoch sú uvedené závislosti pri vstupných výkonoch: 8 mW (hore vľavo), 12 mW (hore vpravo) a 16 mW (dole vľavo).

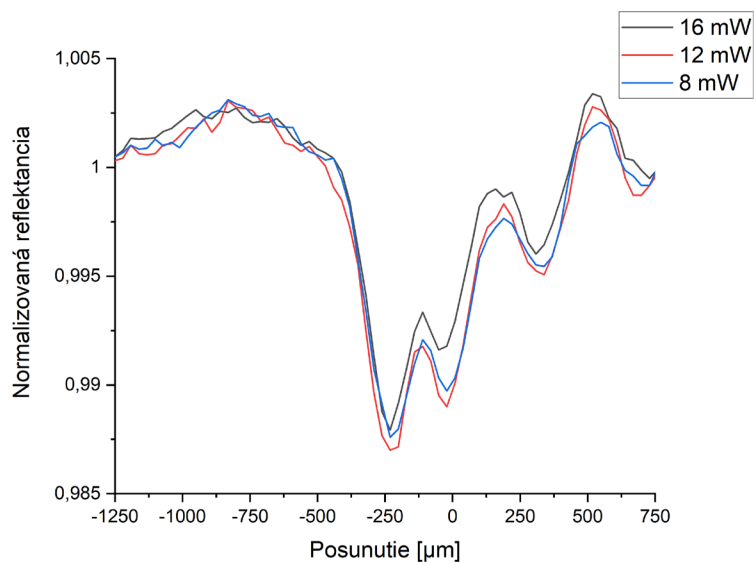
Hodnoty fázového posunu získané fitovaním sú uvedené v nasledujúcej tabuľke. Výsledné hodnoty koeficientu ζ sa zhodujú v rámci chyby rovnako ako v prvom meraní. V porovnaní s hodnotami získanými v predošlom meraní dostávame zhodu iba rádovo, pričom koeficienty z druhého merania sú väčšie. Táto odchýlka sa prejaví vo výslednej hodnote koeficientu ζ .

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0$ [10 ⁻²]	P_0 [kW]	I_0 [10 ¹⁴ W/m ²]	ξ [10 ⁻²⁴ m ³ /W]
8,0 ± 0,4	-3,12 ± 0,25	30,8 ± 1,5	4,40 ± 0,58	-9,0 ± 1,4
12,0 ± 0,6	-4,44 ± 0,32	46,2 ± 2,3	6,60 ± 0,86	-8,5 ± 1,3
16,0 ± 0,8	-6,10 ± 0,38	61,7 ± 3,1	8,8 ± 1,2	-8,8 ± 1,3

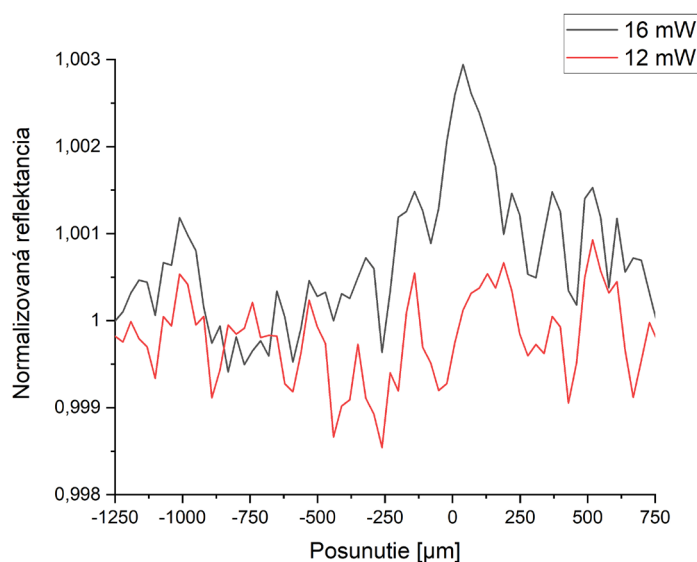
Tabuľka 3.6: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu ξ optického filtra určené pre tri rôzne vstupné výkony.

Výsledná hodnota koeficientu ξ získaná priemerovaním hodnôt z oboch meraní je $\xi^{\text{filter}} = (-7,138 \pm 0,770) \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{W}$. Získaný koeficient je zaťažený relatívnou chybou skoro 11%. Odchýlku spôsobuje predovšetkým silný šum, ktorý bol prítomný v oboch meraniach. Ďalšími dôvodmi môže byť, ako u všetkých meraní, negaussovskosť dopadajúceho zväzku, prípadne nedokonalosti povrchu filtra. Presnejšiu hodnotu koeficientu by sme mohli získať meraniami na viacerých miestach povrchu filtra, vzhľadom k rozdielu medzi výsledkami v prvom a druhom meraní. Taktiež ako vo všetkých predošlých prípadoch sa odchýlka zníži prevedením ďalším meraním s rôznymi vstupnými výkonmi, prípadne zmenšením kroku posunutia dráhy.

Pre optický filter sme previedli merania aj pri otvorenej apertúre. RZ-scan sme opäť previedli na dvoch rôznych miestach povrchu filtra. V prvom meraní sme pozorovali priebeh reflektancie pre tri rôzne vstupné výkony, závislosť bola ale vo všetkých prípadoch približne rovnaká. V blízkosti ohniska sme pozorovali globálne minimum nasledované striedaním lokálnych maxím a miním reflektancie, ktoré by mohlo odpovedať nelineárnej absorpcii podľa vzťahu (2.47). Pre odstránenie prebytočných lokálnych extrémov odčítame od nameraných hodnôt pozadie, ktoré v našom prípade odpovedá meraniu pri vstupe 8 mW. Výsledná závislosť reflektancie na posune vzorky voči ohnisku parabolického zrkadla ale neodpovedá hľadanému priebehu. Získané dáta sú silne zašumené a pre rôzne vstupné výkony sa príliš nelíšia. Minimum pozorované v nekorigovaných hodnotách teda pravdepodobne odpovedalo poškodeniu na povrchu filtra, nie nelineárnej absorpcii, dáta preto nepoužijeme. Experimentálne dáta pred a po korekcii sú znázornené v nasledujúcich grafoch.

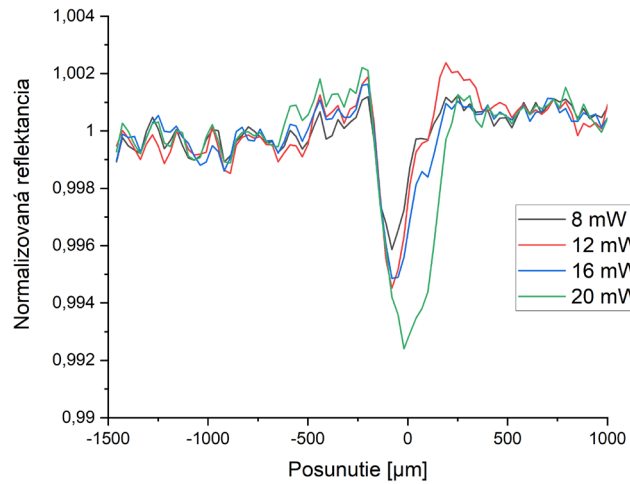


Graf 3.21: Priebeh reflektancie optického filtra pri otvorenej apertúre pre tri rôzne vstupné výkony pred odčítaním pozadia.

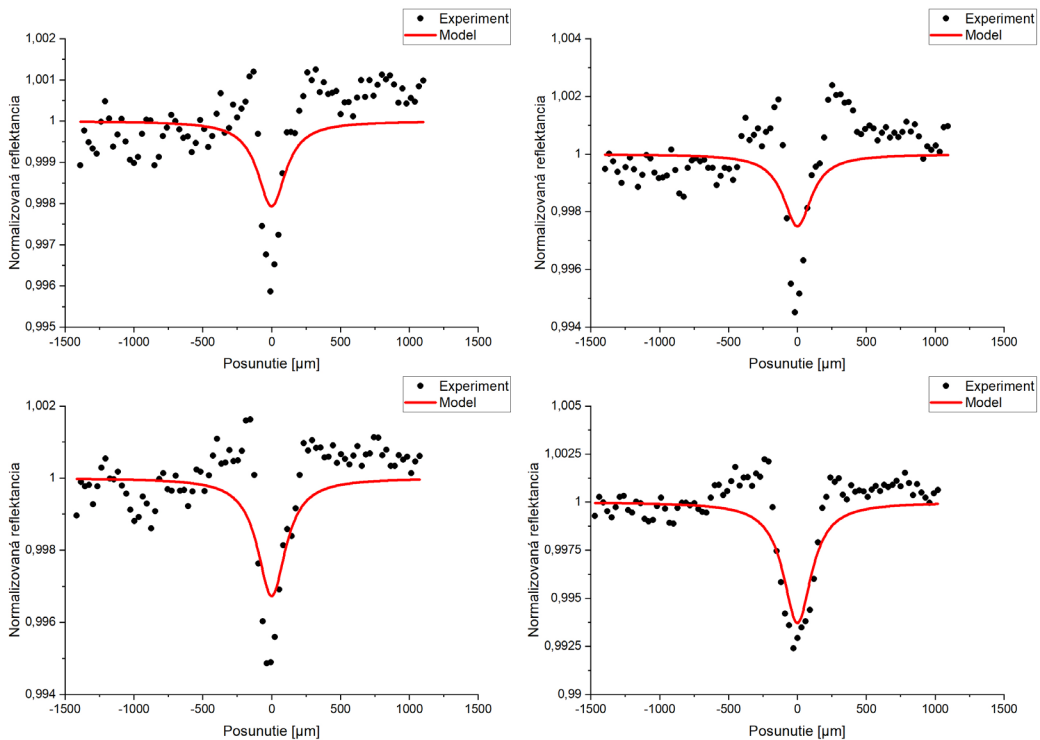


Graf 3.22: Priebeh reflektancie optického filtra pri otvorenej apertúre po odčítaní pozadia pre dva vstupné výkony.

V druhej sade meraní sme postupovali rovnako, avšak na rozdiel od prvej sady pozorujeme iba jedno výrazné minimum v oblasti ohniska, ktoré sa prehľbuje s rastúcim vstupným výkonom, čo by mohlo odpovedať nelineárnej absorpcii. Pre dosiahnutie ešte lepšieho výsledku sme dáta ešte opravili odčítaním pozadia. Priebeh reflektancie pre jednotlivé vstupné výkony je znázornený v nasledujúcom grafe.



Graf 3.23: Priebeh reflektancie optického filtra pri otvorenej apertúre pre štyri rôzne vstupné výkony po odčítaní pozadia.



Graf 3.24: Závislosť reflektancie optického filtra na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri otvorenej apertúre po odčítaní pozadia. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. V grafoch sú uvedené závislosti pri vstupných výkonoch: 8 mW (hore vľavo), 12 mW (hore vpravo), 16 mW (dole vľavo) a 20 mW (dole vpravo).

Namerané dáta sme následne spracovali pre jednotlivé vstupné výkony zvlášť (pozri Graf 3.24). Experimentálne body sme fitovali modelovou funkciou danou

vzťahom (2.47), pričom sme uvažovali prvé tri členy sumy. Teoretická závislosť dobre odpovedá nameraným hodnotám až na oblasť v okolí ohniska, kde približne konštantná reflektancia začína prudko klesať, teda približne pre posunutie $\pm 250 \mu\text{m}$ (pozri Graf 3.23 a Graf 3.24). Výsledný fázový posun získaný fitovaním je uvedený v nasledujúcej tabuľke. Používame značenie $\Delta\Phi_0^{abs} = \eta I_0$. Pomocou vzťahov (2.42) a (2.49) sme následne vypočítali parameter η pre použitý optický filter. Priemerovaním získaných hodnôt tak dostávame výslednú hodnotu koeficientu $\eta^{\text{filter}} = (1,274 \pm 0,181) \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$. Výsledná hodnota je zaťažená chybou približne 14%. Odchýlka je primárne následkom aproximácie modelovej funkcie, kedy namiesto nekonečnej sumy uvažujeme iba prvé tri členy. V nameranej závislosti túto odchýlku pozorujeme ako výrazne prudší pokles a nárast reflektancie v okolí ohniska voči modelovej funkcii (pozri Graf 3.24).

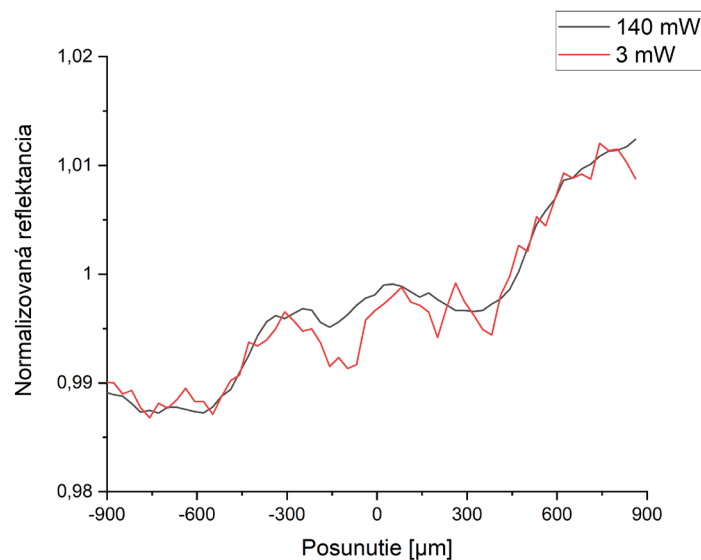
P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0^{abs}$ [10^{-2}]	P_0 [kW]	I_0 [10^{14} W/m^2]	η [$10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$]
$8,0 \pm 0,4$	$0,587 \pm 0,095$	$30,8 \pm 1,5$	$4,40 \pm 0,58$	$1,33 \pm 0,28$
$12,0 \pm 0,6$	$0,71 \pm 0,14$	$46,2 \pm 2,3$	$6,60 \pm 0,86$	$1,07 \pm 0,25$
$16,0 \pm 0,8$	$0,93 \pm 0,11$	$61,7 \pm 3,1$	$8,8 \pm 1,2$	$1,06 \pm 0,18$
20 ± 1	$1,79 \pm 0,14$	$77,1 \pm 3,9$	$11,0 \pm 1,4$	$1,63 \pm 0,25$

Tabuľka 3.7: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu η optického filtra určené pre päť rôznych vstupných výkonov.

Pre použitý optický filter teda vo výsledku pozorujeme nelineárny lom ako aj nelineárnu absorpciu. Výskyt nelineárnej absorpcie považujeme za príčinu výrazného minima a menej výrazného maxima reflektancie, ktoré sa vyskytli pri meraniach s takmer uzavretou apertúrou. Kvôli výskytu oboch javov súčasne preto pozorujeme výraznejšiu odchýlku nameraných hodnôt pri takmer uzavretej apertúre voči teoretickej závislosti, v ktorej sme nelineárnu absorpciu zanedbali. Táto odchýlka je najlepšie pozorovateľná v prvom meraní s optickým filtrom (pozri Graf 3.16 a Graf 3.17). Odchýlku sme sa pokúsili odstrániť vydelením nameraných hodnôt pri čiastočne uzavretej apertúre hodnotami z merania s otvorenou apertúrou, ako je popísané v kapitole 2.2. Výsledné dáta ale boli príliš zašumené a nebolo možné ich použiť.

3.3.6 Kremíkové zrkadlo

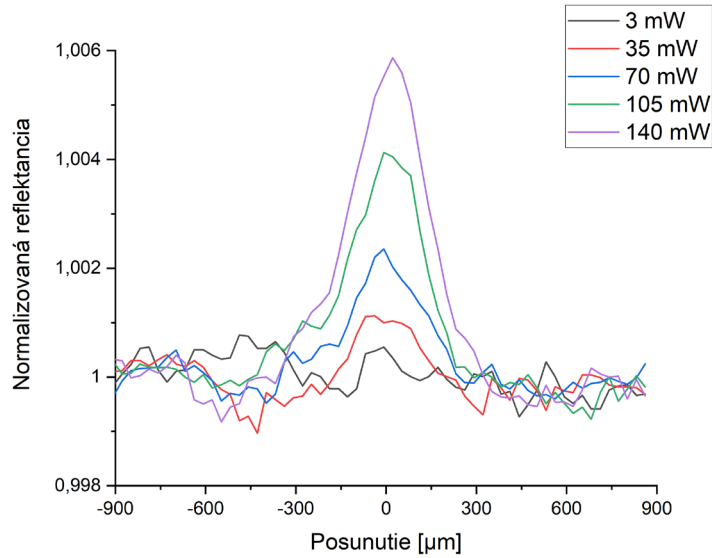
Poslednou vzorkou, ktorú sme skúmali metódou RZ-scan bolo kremíkové zrkadlo. Kremík ako polokov sa od predošlých materiálov líši svojou pásovou štruktúrou. To by mohlo mať vplyv na optické vlastnosti tohto materiálu a v našich meraniach by sme mohli pozorovať odlišné vlastnosti ako u predošlých látok. Pre kremíkové zrkadlo sme previedli merania pri čiastočne uzavretej aj otvorenej apertúre. Pre čiastočne uzavretú apertúru sme previedli merania pre vstupný výkon o hodnote 3 mW a 140 mW, pričom výsledné dáta boli priemerom desiatich opakovaní. Počet opakovaní výrazne potlačil šum nameraných dát. V oboch prípadoch pozorujeme približne rovnaký priebeh reflektancie, predpokladáme preto, že u tejto vzorky sa nelineárny lom nevyskytuje, alebo je príliš slabý. Znázornenie nameraných hodnôt je uvedené v nasledujúcom grafe.



Graf 3.25: Priebeh reflektancie kremíkového zrkadla pri čiastočne uzavretej apertúre pre nízky a vysoký vstupný výkon.

Pri otvorenej apertúre sme previedli merania pre päť rôznych vstupných výkonov, pričom výsledné experimentálne dáta sú dané priemerom troch opakovaní. Vo všetkých prípadoch sme pozorovali maximum reflektancie v oblasti ohniska, ktoré narastá s rastúcim vstupným výkonom. Skúsili sme tiež dáta upraviť odčítaním pozadia, ktoré bolo v našom prípade merané pri vstupnom výkone 3 mW, výsledný priebeh bol ale viac zašumený ako u nekorigovaných dát, pričom priebeh závislosti

sa nijak značne nezmenil. Pri výpočtoch preto používame nekorigované dáta. Nameraná závislosť je znázornená v nasledujúcom grafe.

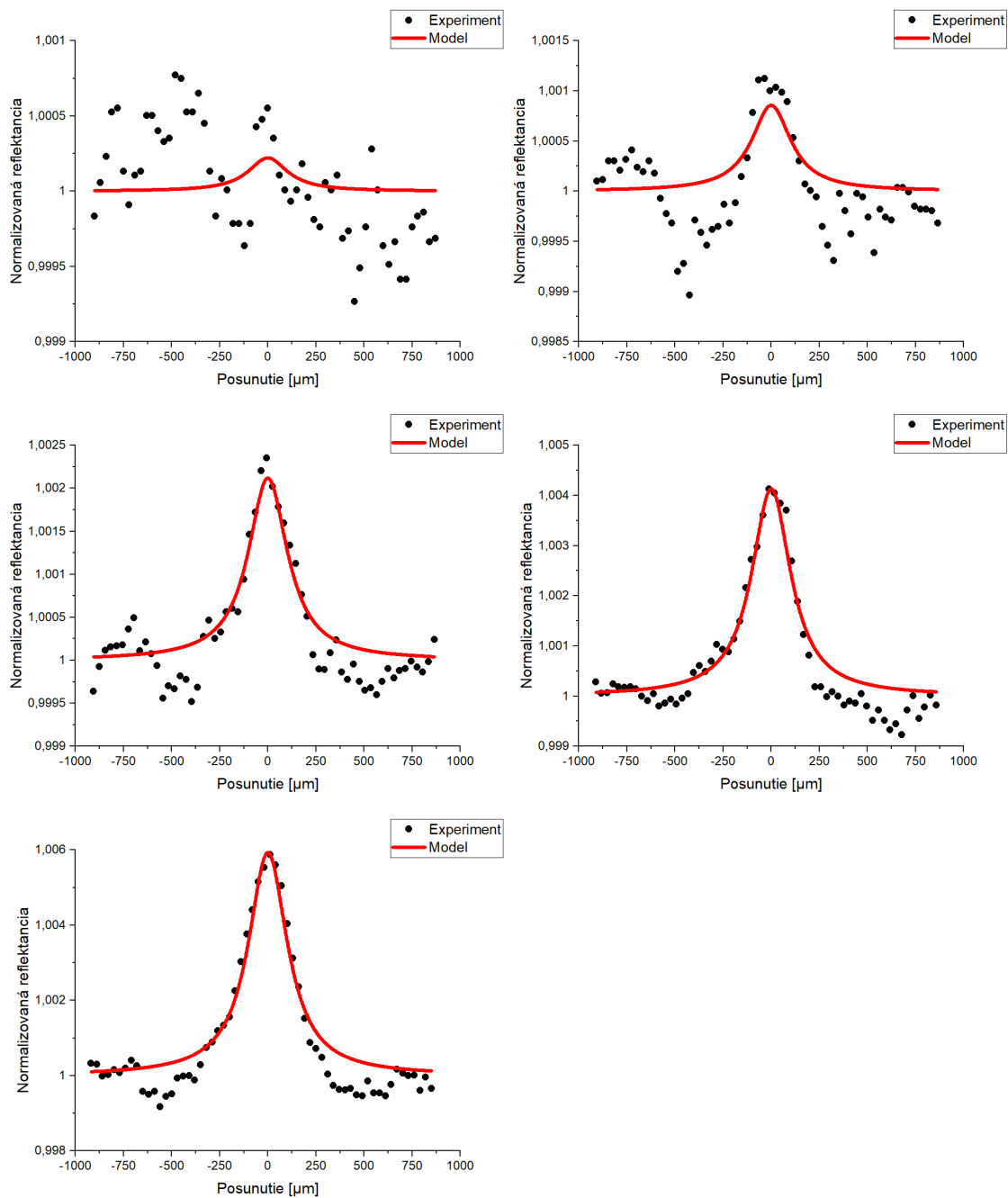


Graf 3.26: Priebeh reflektancie kremikového zrkadla pri otvorenej apertúre pre päť rôznych vstupných výkonov.

Následne sme namerané dáta pre jednotlivé vstupné výkony fitovali modelovou funkciou (2.47), pričom sme rovnako ako u predošlej vzorky uvažovali iba prvé tri členy sumy. Signál pre 3 mW a 35 mW je značne zašumený (pozri Graf 3.27), čo sa odrazilo aj vo výslednom fázovom posune, ktorý sme fitom získali. Z fázového posunu sme následne vzťahmi (2.42) a (2.49) vypočítali koeficient η . Výsledné hodnoty sú uvedené v nasledujúcej tabuľke. Koeficient získaný pre vstupný výkon 3 mW je zaťažený chybou až skoro 66%, nebudeme ho preto uvažovať v ďalších výpočtoch.

P_{in} [mW]	$\Delta\Phi_0^{abs}$ [10^{-4}]	P_0 [kW]	I_0 [10^{14} W/m ²]	η [10^{-18} m ² /W]
$3,0 \pm 0,2$	$-6,3 \pm 4,0$	$11,56 \pm 0,58$	$1,65 \pm 0,22$	$-3,8 \pm 2,5$
$35,0 \pm 1,8$	$-24,2 \pm 4,3$	$134,9 \pm 6,7$	$19,2 \pm 2,5$	$-1,26 \pm 0,28$
$70,0 \pm 3,5$	$-59,7 \pm 3,2$	270 ± 13	$38,5 \pm 5,0$	$-1,55 \pm 0,22$
$105,0 \pm 5,3$	$-116,0 \pm 4,3$	405 ± 20	$57,7 \pm 7,6$	$-2,01 \pm 0,27$
$140,0 \pm 7,0$	$-166,1 \pm 5,7$	540 ± 27	77 ± 10	$-2,16 \pm 0,29$

Tabuľka 3.8: Hodnoty fázového posunu, špičkového výkonu, špičkovej intenzity a koeficientu η kremikového zrkadla určené pre päť rôznych vstupných výkonov.



Graf 3.27: Závislosť reflektancie kremíkového zrkadla na posunutí voči ohnisku parabolického zrkadla pri otvorenej apertúre. Experimentálne body sú fitované teoretickou závislosťou. V grafoch sú uvedené závislosti pri vstupných výkonoch: 3 mW (hore vľavo), 35 mW (hore vpravo), 70 mW (stred vľavo), 105 mW (stred vpravo) a 140 mW (dole vľavo).

Výsledná hodnota hľadaného koeficientu je daná priemerom získaných hodnôt ako $\eta^{\text{Si}} = (-1,744 \pm 0,342) \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Vypočítaný koeficient η^{Si} je zaťažený chybou skoro 20%, pričom ak by sme vo výpočtoch uvažovali aj signál od vstupného výkonu 3 mW, relatívna chyba by bola vyše 31%. Taktiež v predošlých

grafoch vidíme, že signál pre 3 mW je zaťažený silným šumom, pričom nepozorujeme žiadne výrazné maximum, ktoré by odpovedalo nelinearite. Nepresnosť získanej hodnoty parametru η je tak ako u predošlých vzoriek spôsobená prevažne odchýlkou nami použitého zväzku od gaussovského zväzku, prípadne nedokonalosťami na povrchu zrkadla. Zhoda s aproximáciou sumy v modelovej funkcii je horšia ako u optického filtru.

Vlnové dĺžky kratšie než 1100 nm sú v kremíku silne absorbované, čo vedie k vysokej odrazivosti povrchu vzorky. Pri použití komplexného indexu lomu vo Fresnelových vzorcoch dostaneme pri poklese absorpčného koeficientu aj pokles odrazivosti povrchu. V našom prípade to teda znamená, že reflektancia pri vysokej vstupnej intenzite v okolí ohniska rastie. To môžeme vysvetliť absorpciou na excitovaných nosičoch, ktoré sú generované vo vzorke vďaka dvojfotónovej absorpcii.

Pre kremíkové zrkadlo sme nepozorovali nelineárny lom ani pri vyšších vstupných výkonoch. Na rozdiel od predošlých vzoriek sme ale pozorovali nárast reflektancie v oblasti ohniska pri meraniach s otvorenou apertúrou.

3.4 Výsledky merania generácie druhej harmonickej frekvencie

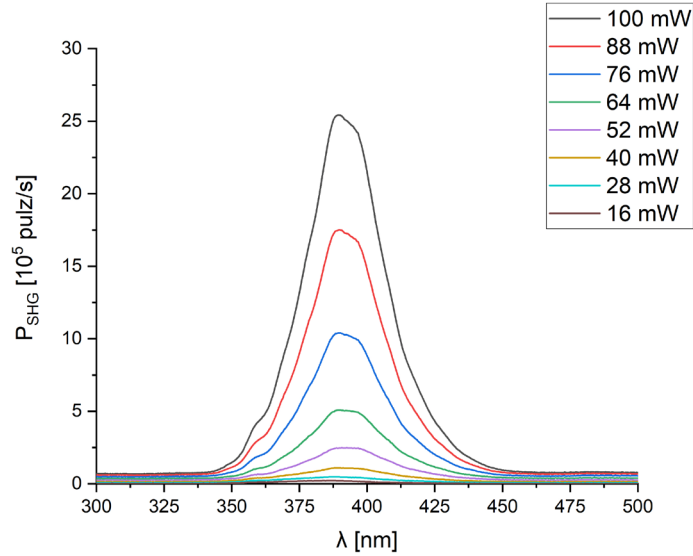
V ďalších meraniach sme sa venovali pozorovaniu generácie druhej harmonickej frekvencie z povrchu kovov. Táto problematika je detailne popísaná v článku [10]. Ako vzorky sme použili strieborné a hliníkové zrkadlo, ktoré boli použité aj pri meraniach Z-scanu. Bolo použité čiastočne modifikované experimentálne usporiadanie RZ-scanu (pozri Obr. 2.2). Hlavným rozdielom je výmena detektoru za spektrograf so CCD kamerou ovládaný softwarom AndorSolis, pričom pred meraním bolo nutné CCD čip schladiť na teplotu $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$. V spektrografe bola použitá mriežka so 400 vrypami na milimeter, pričom bola blazeovaná na vlnovú dĺžku 500 nm. Kalibráciu detektoru sme previedli pomocou vodíkovej výbojky so známym spektrom žiarenia. Ďalším podstatným rozdielom je odstránenie optického chopperu. Na wattmetri preto v ďalších meraniach detekujeme už skutočný stredný výkon, nie iba jeho polovicu ako pri Z-scane. Pred detektor sme namiesto šošovky umiestnili dva dublety s ohniskovou vzdialenosťou $f = 100\text{ mm}$, ktoré používame na potlačenie optických chýb spôsobených prítomnosťou pôvodného svetla z laseru

a svetla druhej harmonickej frekvencie. Podľa teoretických predpokladov by sa nami pozorované svetlo druhej harmonickej frekvencie malo pohybovať okolo $\lambda = 398,9$ nm, čo je o polovicu kratšia vlnová dĺžka akú má svetlo z použitého laseru. Za dublety sme preto umiestnili dva sklenené filtre BG12 a BG25, ktoré prepúšťajú skoro o 70% viac svetla v okolí vlnovej dĺžky 400 nm, než v okolí 800 nm, čo je výhodné pre naše meranie. Svetlo z laseru bolo polarizované v rovine dopadu, teda *p*-polarizácia.

Pri oboch vzorkách sme vždy najprv merali výkon od druhej harmonickej frekvencie pre rôzne vstupné výkony svetla z laseru. Namerané dáta pre každý vstupný výkon sú výsledkom priemerovania hodnôt zo 100 opakovaní. Tieto merania sme previedli pre tri rôzne uhly dopadu pôvodného žiarenia na vzorku, pričom predpokladáme rôznu intenzitu žiarenia druhej harmonickej frekvencie. Závislosť intenzity žiarenia druhej harmonickej frekvencie na uhle dopadu pôvodnej vlny na vzorku je detailne popísaná v článku [11].

3.4.1 Generácia z povrchu strieborného zrkadla

Prvou vzorkou, ktorú sme pri meraniach použili bolo strieborné zrkadlo. Najprv sme vzorku nastavili do vhodnej polohy tak, aby zväzok odrazený od parabolického zrkadla dopadal na strieborné zrkadlo pod uhlom 43° . Následne sme nastavili posuvnú dráhu do polohy, v ktorej sme pozorovali najsilnejší signál v okolí vlnovej dĺžky 400 nm. Signál od pôvodného žiarenia bol silne potlačený sklenenými filtermi, nebol preto problém nami hľadané žiarenie pozorovať. Po zázname spektra v okolí druhej harmonickej frekvencie v ohnisku, sme vzorku po dráhe posunuli mimo ohniska o 1 mm. Týmto spôsobom sme zmerali pozadie, ktoré môžeme odčítať od signálu meraného v ohnisku a previesť tak korekciu. Korigované spektrum je znázornené v nasledujúcom grafe.



Graf 3.28: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej zo strieborného povrchu pri uhle dopadu 43° pre osem rôznych vstupných výkonov.

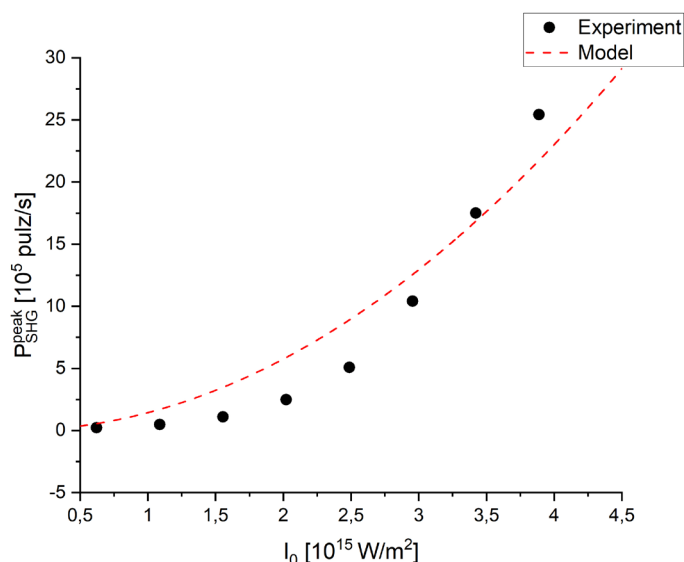
Pre špičkový výkon žiarenia druhej harmonickej frekvencie platí vzťah:

$$P_{SHG}^{peak} = \varepsilon \frac{S}{\cos(\alpha)} [I_0 \cos(\alpha)]^2, \quad (3.4)$$

kde sme zaviedli ε ako účinnosť generácie druhej harmonickej frekvencie, S ako efektívny prierez dopadajúceho zväzku, I_0 ako špičkovú intenzitu pulzu a α ako uhol dopadu zväzku na vzorku. Z nameraného spektra určíme špičkový výkon žiarenia druhej harmonickej frekvencie. Efektívny prierez gaussovského zväzku je daný ako pomer výkonu a intenzity žiarenia, teda podľa vzťahu (2.43) ako:

$$S = \frac{\pi w_0^2}{2}. \quad (3.5)$$

Uhol dopadu zväzku je známy z usporiadania a špičkovú intenzitu určíme rovnako ako v kapitole o Z-scane vzťahom (3.3) a (2.43). Následne fitovaním závislosti špičkového výkonu žiarenia druhej harmonickej frekvencie na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia modelovou funkciou danou vzťahom (3.4) dostaneme hodnotu účinnosti generácie druhej harmonickej frekvencie pre daný uhol dopadu. Experimentálne body preložené modelovou funkciou sú uvedené v nasledujúcom grafe.

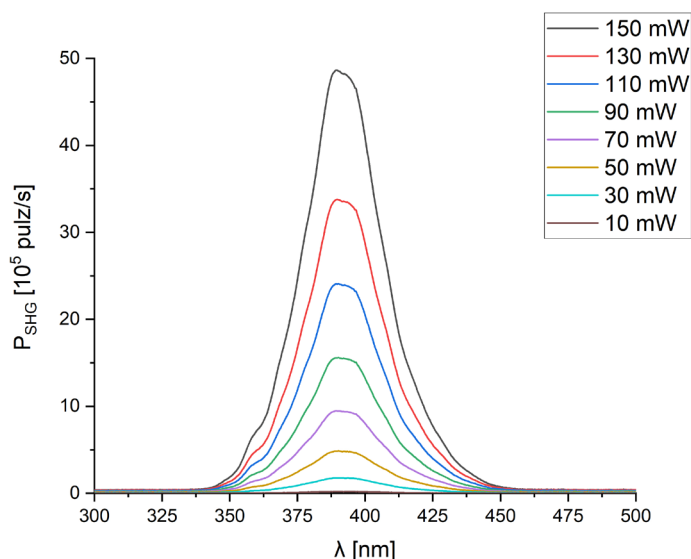


Graf 3.29: Závislosť špičkového výkonu vlny druhej harmonickej frekvencie na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia pri uhle dopadu 43° na strieborné zrkadlo.

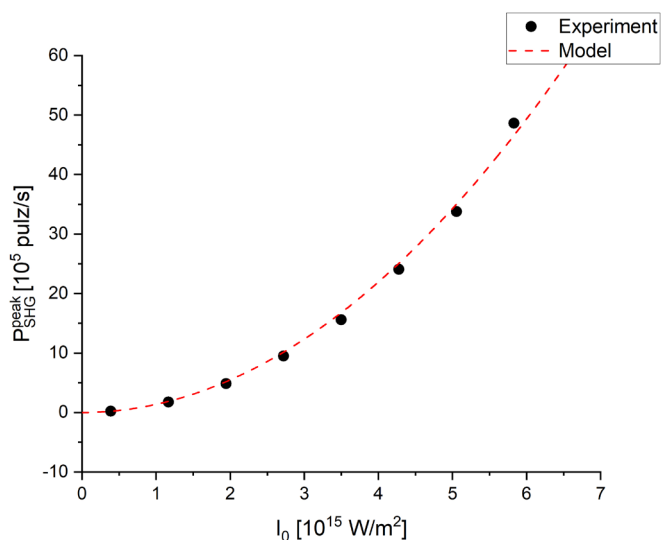
Výsledná hodnota účinnosti získaná fitom je $\varepsilon_{Ag}(43^\circ) = (3,967 \pm 0,335) \cdot 10^{-15} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$. Získaný parameter je zaťažený chybou 8,45%. Odchýlka je spôsobená predovšetkým rýchlejšim rastom nameranej závislosti (pozri Graf 3.29). To mohlo byť spôsobené opäť negaussovskosťou dopadajúceho zväzku, kedy sme pri výpočte efektívneho prierezu a špičkovej intenzity predpokladali, že zväzok je gaussovský.

V ďalšom meraní sme vzorku otočili do polohy, pri ktorej je uhol dopadu zväzku 64° . Pri meraniach sme postupovali rovnako ako v predošlom prípade. Namerané spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie je uvedené v grafe na ďalšej strane (pozri Graf 3.30).

Nameraný špičkový výkon žiarenia druhej harmonickej frekvencie v závislosti na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia sme opäť fitovali modelovou funkciou danou vzťahom (3.4) (pozri Graf 3.31). Účinnosť generácie z povrchu strieborného zrkadla je potom $\varepsilon_{Ag}(64^\circ) = (6,306 \pm 0,105) \cdot 10^{-15} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$. Parameter je v tomto prípade zaťažený chybou 1,67%. Príčinou odchýlky je opäť negaussovskosť zväzku. Vidíme, že generácia žiarenia druhej harmonickej frekvencie je pri uhle dopadu 64° o vyše polovicu účinnejšia ako v prípade 43° .

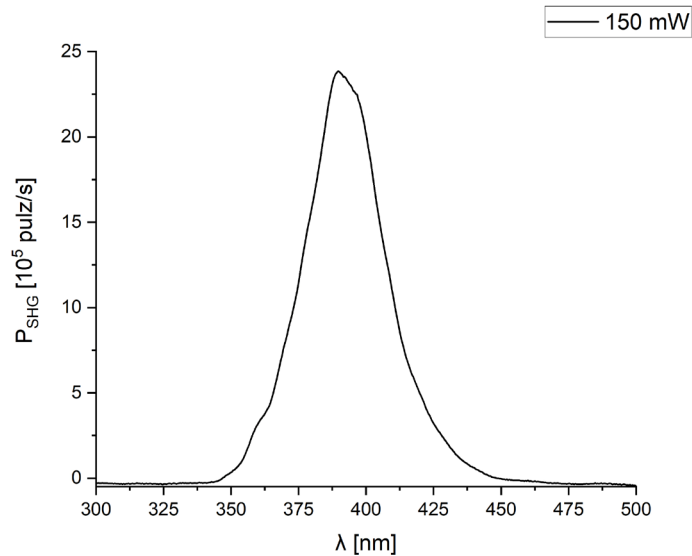


Graf 3.30: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej zo strieborného povrchu pri uhle dopadu 64° pre osem rôznych vstupných výkonov.



Graf 3.31: Závislosť špičkového výkonu vlny druhej harmonickej frekvencie na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia pri uhle dopadu 64° na strieborné zrkadlo.

V poslednej sade meraní sme zrkadlo natočili do polohy, pri ktorej naň zväzok dopadá pod uhlom 73° . Meranie sme previedli iba pre výkon 150 mW. Výsledné spektrum po korekcii signálom mimo ohniska je uvedené v nasledujúcom grafe.



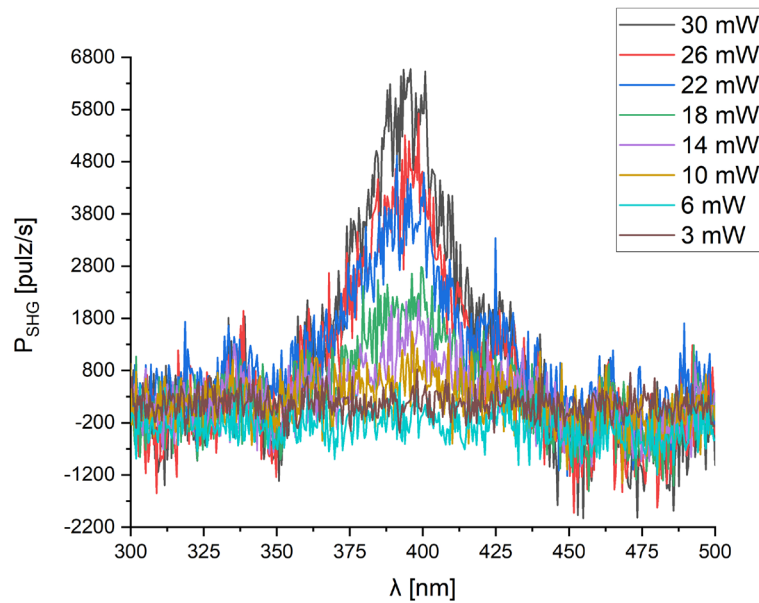
Graf 3.32: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej zo strieborného povrchu pri uhle dopadu 73° pre vstupný výkon 150 mW.

V prípade jedného vstupného výkonu môžeme hodnotu účinnosti namiesto fitovania získať priamo zo vzťahu (3.4), pričom hodnota bude zaťažená väčšou chybou. Účinnosť generácie žiarenia druhej harmonickej frekvencie z povrchu strieborného zrkadla pri uhle dopadu 73° je potom $\varepsilon_{Ag}(73^\circ) = (4,84 \pm 1,40) \cdot 10^{-15} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$. Parameter je v takom prípade zaťažený relatívnou chybou takmer 30%, čo je niekoľkonásobne viac ako v prípade predošlých hodnôt. Presnosť by sme mohli zlepšiť zmeraním závislosti pre viac vstupných výkonov, tak ako v predošlých prípadoch. Na prehľad o priebehu účinnosti nám ale stačí aj takáto hodnota. Pri porovnaní so zvyšnými získanými hodnotami vidíme, že účinnosť je najvyššia v okolí uhlu dopadu 64° , kedy sa generuje vlnenie o najvyššom špičkovom výkone pri danom vstupnom výkone.

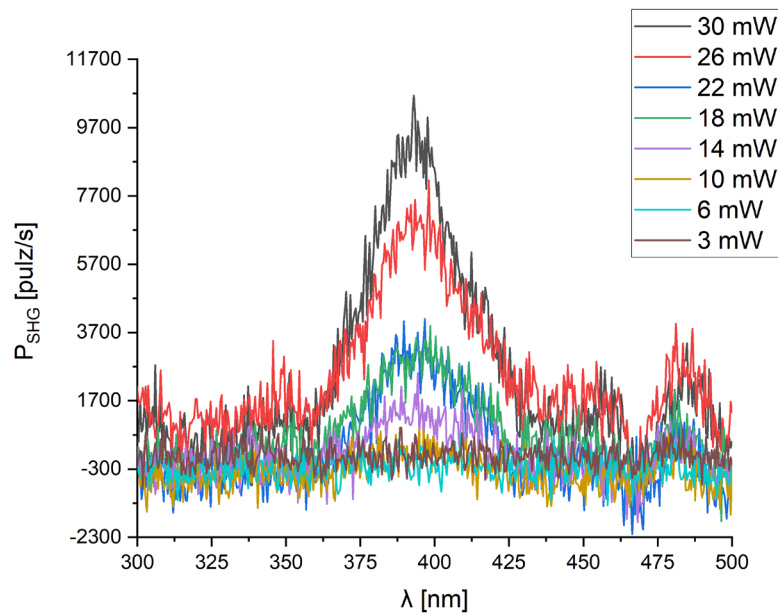
3.4.2 Generácia z povrchu hliníkového zrkadla

Generáciu žiarenia druhej harmonickej frekvencie sme pozorovali aj z povrchu hliníkového zrkadla. Meraný signál je v tomto prípade výrazne slabší ako u strieborného zrkadla, pričom je zaťažený značným šumom. Merania sme znova previedli pre tri uhly dopadu a to 43° , 64° a 73° . V prvých dvoch prípadoch boli merania prevedené pre osem rôznych vstupných výkonov, v poslednom prípade sme

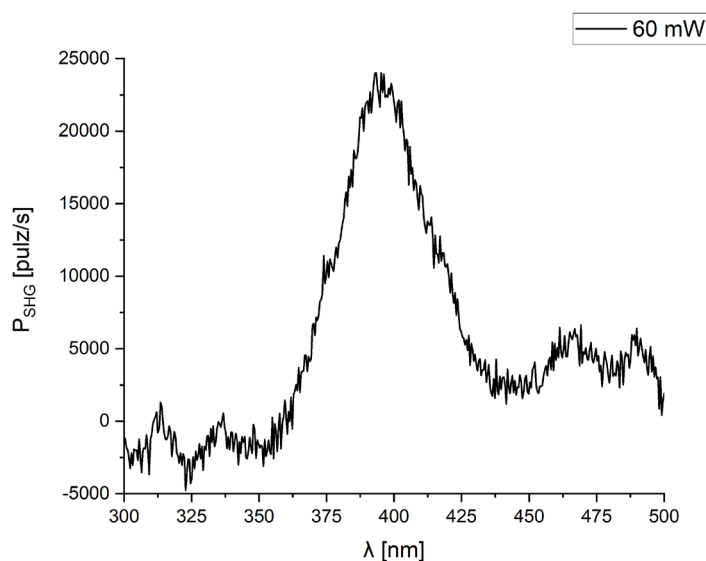
merali signál iba pre vstupný výkon 60 mW. Jednotlivé spektrá žiarenia druhej harmonickej frekvencie sú uvedené v nasledujúcich grafoch.



Graf 3.33: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej z hliníkového povrchu pri uhle dopadu 43° pre osem rôznych vstupných výkonov.

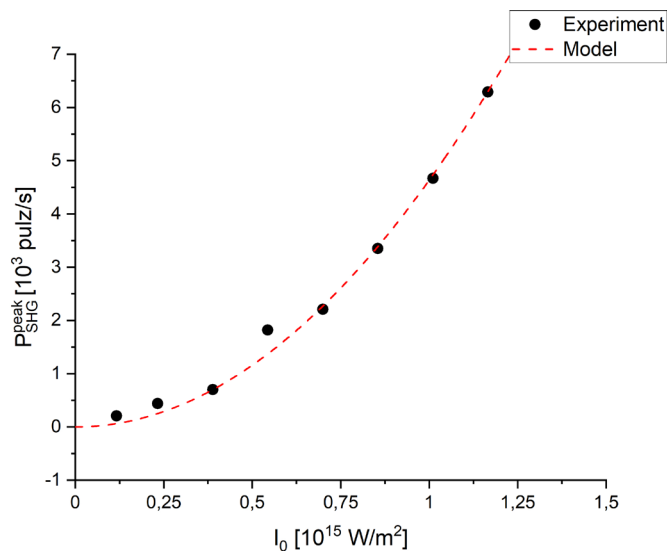


Graf 3.34: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej z hliníkového povrchu pri uhle dopadu 64° pre osem rôznych vstupných výkonov.

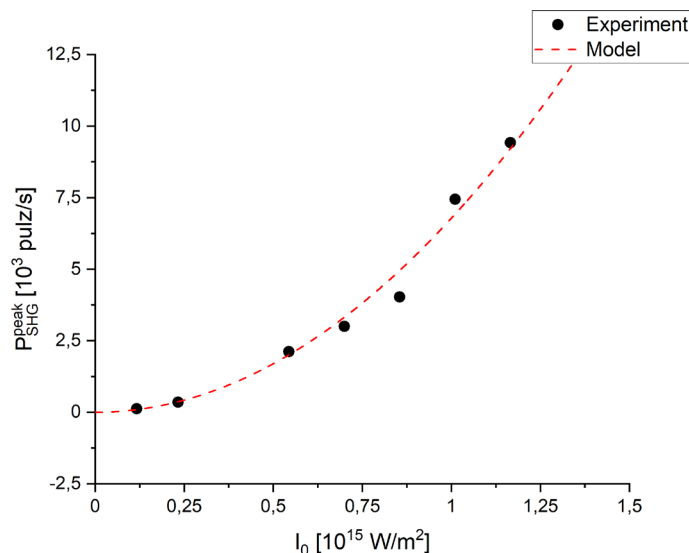


Graf 3.35: Spektrum žiarenia druhej harmonickej frekvencie generovanej z hliníkového povrchu pri uhle dopadu 73° pre vstupný výkon 60 mW.

Z nameraných spektier sme následne určili špičkové výkony generovanej vlny druhej harmonickej frekvencie pre jednotlivé vstupné výkony. Závislosť špičkového výkonu na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia sme fitovali modelovou funkciou danou vzťahom (3.4), rovnako ako v prípade strieborného zrkadla. Výstupom z fitu bola hodnota účinnosti generácie žiarenia druhej harmonickej frekvencie pre jednotlivé uhly dopadu. Výsledná hodnota získaná pre uhol dopadu 43° je $\varepsilon_{Al}(43^\circ) = (12,783 \pm 0,277) \cdot 10^{-17} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$, pričom je zaťažený chybou 2,17%. Hodnota účinnosti pre uhol dopadu 64° bola určená fitom ako $\varepsilon_{Al}(64^\circ) = (31,18 \pm 1,10) \cdot 10^{-17} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$ s relatívnou chybou 3,53%. V poslednom meraní sme priamo zo vzťahu (3.4) určili hodnotu účinnosti ako $\varepsilon_{Al}(73^\circ) = (28,81 \pm 8,32) \cdot 10^{-17} \frac{\text{pulz}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{W}^2}$, ktorá je zaťažená chybou skoro 30%, podobne ako v prípade strieborného zrkadla. Experimentálne body preložené teoretickou závislosťou sú uvedené v nasledujúcich grafoch.



Graf 3.36: Závislosť špičkového výkonu vlny druhej harmonickej frekvencie na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia pri uhle dopadu 43° na hliníkové zrkadlo.



Graf 3.37: Závislosť špičkového výkonu vlny druhej harmonickej frekvencie na špičkovej intenzite dopadajúceho žiarenia pri uhle dopadu 64° na hliníkové zrkadlo.

Rovnako ako pri prvej vzorke pozorujeme najvyššiu účinnosť v okolí uhlu dopadu 64° . Môžeme preto predpokladať, že sa nejedná o materiálovú vlastnosť, ale vlna druhej harmonickej frekvencie je v tejto oblasti najintenzívnejšia, pričom zo vzťahu (3.4) by sa sprvu dalo predpokladať, že intenzita porastie pre uhly blížiac sa kolmému dopadu. Pre lepší odhad priebehu závislosti účinnosti na uhlu dopadu by sme potrebovali previesť ďalšie merania. V porovnaní so strieborným zrkadlom je vo všetkých prípadoch účinnosť generácie z hliníkového povrchu niekoľkonásobne slabšia. To pozorujeme aj na zašumení nameraných hodnôt (pozri Graf 3.33, Graf 3.34 a Graf 3.35).

4 Diskusia

V nasledujúcej kapitole zhrnieme experimentálne výsledky našich meraní, v ktorých sme sa venovali pozorovaniu nelineárnych optických vlastností rôznych vzoriek za pomoci ultrakrátkych laserových pulzov. V prvom meraní sme sa zamerali na popísanie spektra a časového priebehu použitého zväzku. Vo vybudovanej teórii sme predpokladali použitie gaussovského zväzku, pričom pozorovaný časový profil pulzu tomuto predpokladu odpovedá. Z tejto závislosti sme tiež určili dĺžku jedného pulzu použitého laseru, pričom relatívna chyba získanej hodnoty bola zanedbateľná, preto sme ju v ďalších výpočtoch neuvažovali. Z nameraného spektra sme určili strednú hodnotu vlnovej dĺžky žiarenia dopadajúceho na vzorky.

Pomocou kamery sme následne zaznamenali priečny profil dopadajúceho zväzku v rôznych miestach v okolí ohniska použitého parabolického zrkadla, čím sme určili polomer zväzku v danom mieste. Výsledné hodnoty sme následne fitovali modelovou funkciou popisujúcou vývoj polomeru gaussovského zväzku na ose šírenia. Experimentálne body sa v tomto prípade odchyľujú od teoretickej závislosti výrazne viac ako tomu bolo pri časovom profile pulzu, pričom v rámci chyby dochádza k zhode iba v niekoľkých prípadoch. Predpoklad gaussovského zväzku je preto zjavne len aproximáciou skutočného zväzku použitého pri meraniach a táto skutočnosť sa následne prejavila aj pri ďalších pozorovaniach. Získaná hodnota polomeru zväzku v ohnisku bola zaťažená chybou 6,05%, čo bolo primárne zapríčinené diskutovanou aproximáciou.

Po určení parametrov laseru sme sa sústredili na pozorovanie a popis nelineárneho lomu a absorpcie u jednotlivých vzoriek pomocou metódy Z-scan. Nelineárny lom sme pozorovali u štyroch vzoriek: podložného sklíčka k mikroskopu, strieborného zrkadla, hliníkového zrkadla a optického filtra, pričom pri ostatných vzorkách tento jav pozorovaný nebol. U podložného sklíčka, pri ktorom sme postupovali metódou Z-scan (priechod svetla), sme získali hodnotu nelineárneho indexu lomu zaťaženého chybou 6,82%. Túto hodnotu sme následne porovnali s tabuľkovou hodnotou, kedy nami zmeraná hodnota bola menšia než hodnota tabuľková, čo bolo primárne spôsobené už diskutovanou odchýlkou použitého zväzku od gaussovského. Pri ďalších vzorkách, pre ktoré sme pozorovali nelineárny

lom, sme používali metódu RZ-scan, čo nám znemožnilo priame určenie nelineárneho indexu lomu. Namiesto neho sme preto určili nami zadefinovaný koeficient ζ . Najvyššiu hodnotu koeficientu sme namerali pre hliníkové zrkadlo s relatívnou chybou 7,65% a najmenšiu pre strieborné zrkadlo s relatívnou chybou 35%. Hodnota koeficientu pre optický filter bola zaťažená chybou 11%. Namerané dáta môžu byť použité ako odhad kritických intenzít, pri ktorých sa nelinearita v týchto optických prvkoch už prejaví. Z tohto predpokladu je preto možné usúdiť, že nelineárny lom sa u nameraných vzoriek najviac prejavuje u hliníkového zrkadla a to aj pri intenzitách nižších než u ostatných vzoriek. Toto zrkadlo preto nie je vhodné na prácu pri vysokých intenzitách dopadajúceho žiarenia. Výsledky merania v takomto experimente by boli výrazne ovplyvnené týmto nelineárnym optickým javom. Najvýhodnejšou voľbou je preto dielektrické alebo kremíkové zrkadlo, u ktorých nebol nelineárny lom pozorovaný vôbec.

Merania pri otvorenej apertúre medzi vzorkou a fotodiódou sme využili k pozorovaniu nelineárnej absorpcie. Tento jav bol pozorovaný iba pri optickom filtri a kremíkovom zrkadle. Kvôli použitému experimentálnemu usporiadaniu sme namerali priamo nelineárny absorpčný koeficient, ale nami zadefinovaný parameter η . Nameraná hodnota parametru optického filtru bola kladná, čo sa prejavilo poklesom reflektancie v oblasti s vysokou dopadajúcou intenzitou. Parameter bol zaťažený chybou 14%. U kremíkového zrkadla sme naopak z meraní dostali zápornú hodnotu koeficientu η , zaťaženú relatívnou chybou 20%. Pôvodom tejto nelinearity je silná absorpcia vlnových dĺžok kratších než 1100 nm kremíkom, čo vedie k zvýšeniu odrazivosti povrchu vzorky, pričom táto problematika už bola diskutovaná na konci kapitoly 3.3.6.

Najvhodnejším optickým prvkom na používanie pri vysokých intenzitách žiarenia je teda dielektrické zrkadlo, u ktorého sme nepozorovali ani jeden zo skúmaných nelineárnych optických javov a to ani pri vysokých dopadajúcich výkonoch. Výsledky experimentov s použitím dielektrického zrkadla preto nebudú zaťažené chybou spôsobenou optickými nelinearitami.

Pozorované nelinearity môžu mať v našom prípade niekoľko rôznych zdrojov. Jednak je to okamžitá elektronická odozva, ale v prípade kovov sú to aj teplotné a rezonančné javy. U teplotných javov pozorujeme závislosť indexu lomu

a absorpčného koeficientu na teplote, môžu sa preto prejaviť kvôli akumulácii tepla, ktoré zapríčiňuje vysoká opakovacia frekvencia laseru.

Relatívne chyby nameraných hodnôt spomenuté vyššie boli prevažne zapríčinené odchýlkou nami použitého laserového zväzku od gaussovského zväzku, ktorý uvažujeme vo vybudovanej teórii. V niektorých meraniach boli namerané hodnoty zaťažené silným šumom, ktorý sme potlačili stredovaním hodnôt z niekoľkých opakovaní daného merania. Pri meraniach sme tiež narazili na problém s nedokonalosťou povrchu vzorky, prípadne s jeho odolnosťou, kedy pri niektorých materiáloch dochádzalo k poškodeniu povrchu pri vyšších vstupných výkonoch. Poškodenie sa následne mohlo javiť v nameraných dátach ako hľadaná optická nelinearita, pričom ale nebola pozorovaná zmena meranej závislosti so zmenou vstupného výkonu. Takúto nepresnosť sme odstránili odčítaním pozadia.

V ďalších meraniach sme sa zamerali na pozorovanie generácie vlny druhej harmonickej frekvencie z povrchu kovov. U oboch vzoriek sme pozorovali výrazné maximum v oblasti predpokladanej vlnovej dĺžky, pričom maximum rástlo s rastúcim vstupným výkonom. Pre hliníkové zrkadlo bolo maximum menej výrazné ako pri striebornom zrkadle a dáta boli zaťažené výrazne väčším šumom. Pri oboch vzorkách sme merania previedli pre tri rôzne uhly dopadu zväzku na vzorku, pričom sme pozorovali rôzne špičkové výkony vlny druhej harmonickej frekvencie. Maximálny signál sme pre obe vzorky dosiahli v okolí uhlu dopadu 64° , pričom ďalšími meraniami by sme boli schopný lepšie popísať trend, ktorý opisuje účinnosť generácie vlny druhej harmonickej v závislosti na uhlu dopadu.

5 Záver

Na začiatku práce sme popísali jednotlivé nelineárne optické javy a vybudovali k nim potrebnú teóriu. Načrtli sme rozdiel medzi lineárnou a nelineárnou optikou. Následne sme sa zamerali na pozorovanie týchto javov u jednotlivých vzoriek. Na to sme popísali experimentálnu metódu Z-scan, pomocou ktorej sme boli schopný tieto javy kvalitatívne aj kvantitatívne popísať.

V prvom meraní sme sa sústredili na určenie parametrov použitého laseru, pričom sme narazili na odchýlku použitého zväzku od gaussovského zväzku uvažovaného vo vybudovanej teórii.

Následne sme skúmali samotné vzorky metódou Z-scan a jej variantom RZ-scan. U vzoriek sme pozorovali správanie odchyľujúce sa od lineárnej optiky. Pre kovové povrchy sme pozorovali nelineárny lom sprevádzaný nárastom a poklesom transmitancie (resp. reflektancie) v pozorovanej závislosti. Z nameraných dát sme boli následne schopný určiť koeficient, ktorý tento jav kvantitatívne popisuje. Pozorovaný bol tiež výrazný pokles signálu pri vysokej intenzite dopadajúceho žiarenia pri meraniach nelineárnej absorpcie. Venovali sme sa tiež pozorovaniu týchto vlastností u polokovu pri meraní s kremíkovým zrkadlom. Na rozdiel od predošlých vzoriek sme pozorovali pri vysokej intenzite dopadajúceho žiarenia maximum signálu, ktorý odpovedal nárastu odrazivosti povrchu pri náraste absorpcie.

Nakoniec sme sa venovali pozorovaniu generácie vlny druhej harmonickej frekvencie z povrchu kovov. Pozorovaný signál odpovedal teoretickým predpokladom. Zamerali sme sa tiež na závislosť účinnosti generácie tejto vlny na uhlu dopadu pôvodného zväzku na vzorku. Týmto spôsobom sme boli schopný určiť optimálny uhol dopadu, pri ktorom je účinnosť najvyššia.

6 Zoznam použitej literatúry

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2008
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Základy fotoniky svazek IV*, Matfyzpress, 1996
- [3] E. Hecht, *Optics*, Pearson Education, 2017
- [4] P. Malý, *Optika*, Karolinum, 2013
- [5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, „Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, pp. 760-769, 1990
- [6] J. Wang, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, „Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities“, *Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 1009-1017, 1994
- [7] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Základy fotoniky svazek I*, Matfyzpress, 1994
- [8] D. D. Smith, Y. Yoon, R. W. Boyd, J. K. Campbell, L. A. Baker, R. M. Crooks, M. George, „Z-scan measurement of the nonlinear absorption of a thin gold film“, *Journal of Applied Physics*, vol. 86, pp. 6200-6205, 1999
- [9] D. V. Petrov, A. S. L. Gomes, C. B. de Araújo, „Reflection Z-scan technique for measurements of optical properties of surfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 1067-1069, 1994
- [10] F. Brown, R. E. Parks, A. M. Sleeper, „Nonlinear optical reflection from a metallic boundary“, *Physical Review Letters*, vol. 14, 1965
- [11] R. Murphy, M. Yeganeh, K. J. Song, E. W. Plummer, „Second-Harmonic Generation from the Surface of a Simple Metal, Al“, *Physical Review Letters*, vol. 63, 1989