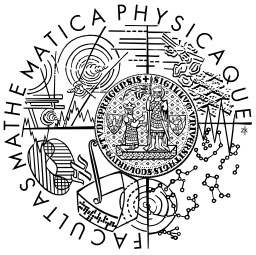


MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ FAKULTA
Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Bc. Šimon Šatra

Generování harmonických frekvencí svazku pikosekundového vysokovýkonového laseru

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: Ing. Ondřej Novák, Ph.D.
Studijní program: Optika a optoelektronika
Studijní obor: FOOP

Praha 2023

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

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 autora

Rád bych především poděkoval mému vedoucímu Ing. Ondřeji Novákovi, Ph.D. za dobré vedení, cenné rady, podporu při vypracování této diplomové práce a vřelý přístup. Dále bych chtěl poděkovat RNDr. Haně Turčičové, CSc. za poskytnutá data a pomoc při experimentech a Ing. Jiřímu Mužíkovi, Ph.D. za informace ohledně laserového systému.

Velké díky také patří mé rodině a přátelům, kteří mě podporují při mých studiích a i v životě.

Název práce: Generování harmonických frekvencí svazku pikosekundového vysokovýkonového laseru

Autor: Bc. Šimon Šatra

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: Ing. Ondřej Novák, Ph.D., Centrum Hilase, Fyzikální ústav AV ČR

Abstrakt: Tato práce se věnuje generování a charakterizaci svazků harmonických frekvencí laseru Perla C-100. V teoretické části jsou odvozeny rovnice vázaných vln s aplikací na generování druhé harmonické a součtové frekvence, dále je provedeno srovnání jiných soustav ke generování harmonických frekvencí. Druhá část se věnuje návrhu systému ke generaci harmonických frekvencí, volbě vhodných nelineárních krystalů a jsou využity numerické simulace k určení ideálních parametrů daných krystalů. Experimentální část popisuje postavenou sestavu ke generaci harmonických frekvencí, charakterizuje důležité parametry svazků, konkrétně výkony, délky pulzů, spektra pulzů, parametry M^2 a profily svazků, a řeší vliv změny opakovací frekvence laserových pulzů na generaci harmonických frekvencí.

Klíčová slova: harmonické frekvence, vysokovýkonový laser, nelineární optika

Title: Generation of harmonic frequencies of the high-power picosecond laser beam

Author: Bc. Šimon Šatra

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: Ing. Ondřej Novák, Ph.D., Hilase centre, Institute of Physics of CAS

Abstract: This work is dedicated to the generation and characterization of beams of harmonic frequencies of the Perla C-100 laser. In the theoretical part, coupled wave equations are derived with application to the generation of second harmonic and sum frequency, and a comparison of other systems for the generation of harmonic frequencies is made. The second part is dedicated to the design of the system for the generation of harmonic frequencies, the choice of suitable nonlinear crystals, and numerical simulations are used to determine the ideal parameters of the given crystals. The experimental part describes the set-up for the generation of harmonic frequencies, characterizes the important beam parameters, namely powers, pulse lengths, pulse spectra, M^2 parameters and beam profiles, and adresses the effect of changing the repetition frequency of laser pulses on the generation of harmonic frequencies.

Keywords: harmonic frequencies, high-power laser, nonlinear optics

Obsah

Úvod **3**

1 Teorie **4**
1.1 Nelineární optika 4
1.1.1 Rovnice vázaných vln 4
1.1.2 Generace druhé harmonické frekvence 6
1.1.3 Generace součtové frekvence 9
1.2 Krystalooptika 11
1.3 Porovnání systémů pro generování harmonických frekvencí 15

2 Návrh systému pro generování harmonických frekvencí **16**
2.1 Přehled nelineárních krystalů 16
2.2 Určení parametrů krystalu — úhly řezu 17
2.3 Numerické simulace — určení délky krystalu 18
2.3.1 Generace druhé harmonické 20
2.3.2 Generace třetí harmonické 22
2.3.3 Generace čtvrté harmonické 26
2.4 Návrh sestavy ke generování harmonických frekvencí 30

3 Experimentální část **32**
3.1 Laserový systém Perla C-100 32
3.2 Experimentální sestava pro generování harmonických frekvencí . . 34
3.3 Použitá měřidla, detektory, programy 36
3.4 Charakteristika základní harmonické 37
3.4.1 Charakteristika základní harmonické — výkon 37
3.4.2 Charakteristika základní harmonické — délka pulzu 38
3.4.3 Charakteristika základní harmonické — spektrum pulzu . 40
3.4.4 Charakteristika základní harmonické — parametr M^2 . . . 41
3.4.5 Charakteristika základní harmonické — profil svazku . . . 41
3.5 Charakteristika druhé harmonické 42
3.5.1 Charakteristika druhé harmonické — výkon 42
3.5.2 Charakteristika druhé harmonické — délka pulzu 45
3.5.3 Charakteristika druhé harmonické — spektrum pulzu . . . 47
3.5.4 Charakteristika druhé harmonické — parametr M^2 48
3.5.5 Charakteristika druhé harmonické — profil svazku 49
3.6 Charakteristika třetí harmonické 50
3.6.1 Charakteristika třetí harmonické — výkon 50
3.6.2 Charakteristika třetí harmonické — délka pulzu 53
3.6.3 Charakteristika třetí harmonické — spektrum pulzu 54
3.6.4 Charakteristika třetí harmonické — parametr M^2 56
3.6.5 Charakteristika třetí harmonické — profil svazku 57
3.7 Vliv změny frekvence laserových pulzů na generaci harmonických frekvencí 58
3.8 Návrhy na vylepšení systému ke generování harmonických frekvencí 61

Závěr **62**

Seznam použité literatury **63**

Seznam obrázků **65**

Seznam tabulek **69**

Seznam použitých zkratek **70**

Úvod

V roce 1960 T. H. Maiman poprvé sestavil a zprovoznil laser. Otevřel tak lidstvu cestu k probádání nové oblasti fyziky. Lasery jsou v současné době jedním z hlavních způsobů jak zkoumat extrémně krátké jevy a jak posouvat hranice fyziky. Lasery se rychle rozšířily i mimo akademickou sféru. Mají využití od pro smrtelníky běžných čteček čárových kódů, přes ovladače televizorů až k laserovým ukazovátkům či laserovým tiskárnám. V průmyslu nabývají širokého rámce použití od obrábění a gravírování, úpravě povrchů a laserového vytvrzování materiálů až k laserové operaci očí v medicíně.

Zdroje laserových svazků však jsou limitovány a nejdou zkonstruovat pro všechny vlnové délky. Lidé se tak obrátili na jevy nelineární fyziky, které byly nyní s dostatečnými intenzitami od laserů dostupné, aby skrze optické parametrické jevy konvertovali vlnové délky laserů na delší a aby s pomocí generování harmonických a součtových frekvencí měnili vlnovou délku laserů na kratší. Lasery často mívají vlnovou délku v infračervené oblasti spektra, ale některé materiály jsou pro tuto vlnovou délku průhledné, neabsorbují a tak například nejdou těmito lasery obrábět.

Vědecké centrum HiLASE, spadající pod Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, je jedno z míst, kde se akademická sféra skloubí s průmyslovým využitím laserových systémů. Tato práce je spíše experimentálního charakteru a zabývá se stavbou sestavy ke generování harmonických frekvencí, která bude určená pro laserový systém Perla C-100, jenž se nachází právě v centru HiLASE.

V první kapitole si projdeme teoretický popis nelineární optiky, odvodíme si rovnice vázaných vln a projdeme si některé z jejich důsledků, konkrétně generaci druhé harmonické frekvence a generaci součtové frekvence. Pak si demonstrujeme, že se podmínka sfázování dá splnit například v anizotropních materiálech, typicky nelineárních krystalech, a porovnáme si některé laserové systémy s námi použitým. Druhá kapitola se věnuje návrhu soustavy ke generaci harmonických frekvencí — od seznamu vhodných krystalů, přes výběr jejich ideálních parametrů až k samotnému plánu návrhu sestavy. Třetí kapitolou začíná experimentální část, kde si stručně popíšeme laserový systém Perla C-100 a výslednou sestavu. Dále si charakterizujeme parametry všech svazků — základní, druhou a třetí harmonické — a to jmenovitě jejich výkon, délku pulzu, spektrum pulzu, parametr M^2 a profil svazku. V neposlední řadě se podíváme, zda změna opakovací frekvence laseru má nějaký dopad na výkon generovaných harmonických frekvencí. Nakonec se zmíníme o možných vylepšeních soustavy ke generování harmonických frekvencí.

1. Teorie

1.1 Nelineární optika

V této kapitole převážně čerpáme z [1].

Základní optické jevy, jakými jsou šíření světla skrze čočky, vlnové destičky, zrcadla, mřížky a mnohé další, jdou popsat lineární optikou. Ta se také vyznačuje principem superpozice, nezávislostí na intenzitě záření a v lineárních prostředích i velmi jednoduchou závislostí polarizace[1] $\mathbf{P}(t)$ na elektrickém poli $\mathbf{E}(t)$

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(t)\,, \tag{1.1}$$

kde ε_0 je permitivita vakua a $\chi^{(1)}$ je lineární susceptibilita.

Naproti tomu nelineární optika je závislá na intenzitě dopadajícího záření, neplatí v ní princip superpozice a již nelze psát lineární vztah polarizace k elektrickému poli, jako byl v rovnici (1.1). Na druhou stranu můžeme pomocí nelineární optiky popsat spoustu dalších zajímavých jevů od generace součtové frekvence, přes autofokusaci až k Ramanovu rozptylu. Typicky jsou však potřebné tak vysoké intenzity, které jsou běžně dostupné jen z laseru. Ve skalární aproximaci v nelineární optice platí[2]

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \ldots = P_L(t) + P_{NL}(t)\,, \tag{1.2}$$

kde $\chi^{(2)}$, resp. $\chi^{(3)}$ je susceptibilita druhého, resp. třetího řádu, $P_L(t)$ je lineární část polarizace, která odpovídá prvnímu členu rozvoje, a $P_{NL}(t)$ je nelineární část polarizace, odpovídající všem zbylým členům.

1.1.1 Rovnice vázaných vln

Nyní se pokusíme odvodit rovnice vázaných vln, protože právě z nich jdou dobře vidět efekty a jevy nelineární optiky. Začneme u Maxwellových rovnic [2]

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{D} = \rho_f\,, \tag{1.3}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0\,, \tag{1.4}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\,, \tag{1.5}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{j_f} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\,. \tag{1.6}$$

Zde $\mathbf{D}$ je elektrická indukce, $\mathbf{B}$ je magnetická indukce, $\mathbf{E}$ je intenzita elektrického pole, $\mathbf{H}$ je intenzita magnetického pole, ρ_f je hustota volných nábojů a $\mathbf{j_f}$ je proudová hustota.

Předpokládáme dielektrické prostředí, tedy prostředí bez nábojů a proudů ($\rho_f = 0$, $\mathbf{j_f} = \mathbf{0}$), platnost materiálových vztahů pro nemagnetické prostředí

[1] Vektory budeme označovat tlustým písmem.

[2] Správně jsou veličiny $P(t)$ a $E(t)$ vektory a ze susceptibilit se stávají tenzory, viz [1].

$\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$, kde μ_0 je permeabilita vakua, a definici $\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}$, kde ε_0 je permitivita vakua. Provedeme rotaci rovnice (1.5) a dosadíme rovnici (1.6)

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} &= -\boldsymbol{\nabla} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
&= -\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} \\
&= -\mu_0\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{H} \\
&= -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \\
&= -\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}\,. \qquad (1.7)
\end{aligned}$$

Po přeuspořádání tak dostaneme

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}\,. \qquad (1.8)$$

Použijeme vektorovou identitu $\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} = \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2\mathbf{E}$, kde ∇^2 je Laplaceův operátor. Člen $\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{E}$ sice není nulový, ale obecně bývá malý[3], tak jej budeme zanedbávat. Využijeme obecného předpisu polarizace z (1.2) a pak i její lineární složky z (1.1)

$$\begin{aligned}
-\nabla^2\mathbf{E} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_L}}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}\,, \\
-\nabla^2\mathbf{E} + \mu_0\left(\varepsilon_0\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P_L}}{\partial t^2}\right) &= -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}\,, \\
-\nabla^2\mathbf{E} + \mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P_L}\right) &= -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}\,, \\
-\nabla^2\mathbf{E} + \mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\varepsilon_0\mathbf{E} + \varepsilon_0\chi^{(1)}\mathbf{E}\right) &= -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}\,. \qquad (1.9)
\end{aligned}$$

Se zavedením lineární složky permitivity $\varepsilon_L = \varepsilon_0\left(1 + \chi^{(1)}\right)$ pak dostáváme[4]

$$-\nabla^2\mathbf{E} + \mu_0\varepsilon_L\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0\frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}\,. \qquad (1.10)$$

Je to tedy právě nelineární část polarizace $\mathbf{P_{NL}}$, která se stává zdrojem záření.

Předpokládejme bezztrátové homogenní prostředí, rovinné monochromatické vlny a omezme se pouze na skalární případ ve směru osy z. V případě lineární odezvy materiálu ($\mathbf{P_{NL}} = \mathbf{0}$), vidíme, že jsou řešením právě rovinné vlny

$$E_j(z,t) = A_j(z)e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c.\,, \qquad (1.11)$$

[3]Dokonce zanedbatelný v případech u pomalu se měnící obálky (dle [3]), které budeme předpokládat později.

[4]Zde v tichosti předpokládáme časovou nezávislost susceptibility prvního řádu. To je sice mírně silnější předpoklad, ale zdá se jako rozumnější, než požadovat, aby $\chi^{(1)}$ splňovalo rovnici $2\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\frac{\partial \chi^{(1)}}{\partial t} + \mathbf{E}\frac{\partial^2 \chi^{(1)}}{\partial t^2} = 0$, což je minimální požadavek na přechod od rovnice (1.9) k (1.10).

kde j je index čísla vlny, která se účastní interakce[5], *c.c.* značí komplexně sdružený člen (z angličtiny *complex conjugate*), A_j je obálka, exponenciála udává harmonický průběh vlnění, k_j je vlnový vektor, ω_j je úhlová frekvence a t je čas.

Následujme klasický postup, kdy se předpokládá elektrické pole v podobě monochromatické rovinné vlny z rovnice (1.11) a k tomu nelineární polarizace ve tvaru $P_{NL}(t) = P_{NL}(\omega_j)e^{-i\omega_j t} + c.c.$ Předpoklad polarizace v tomto tvaru dává smysl, neboť je fixovaná v jednom místě (není prostorová závislost), ale v čase je harmonická. V rovnici (1.10) se jednotlivé frekvence nemíchají, je tedy v pořádku ji řešit pro jednu frekvenci ω_j a jeden vlnový vektor k_j. Díky symetrii stačí vyřešit jen tu část rovnice bez komplexního sdružení[6], proto přestaneme psát člen + *c.c.* Explicitní závislosti na ω_j a t zde nebudeme psát. Dosazením do (1.10) dostáváme

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[A_j e^{i(k_j z-\omega_j t)}\right] + \mu_0\varepsilon_L\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[A_j e^{i(k_j z-\omega_j t)}\right] &= -\mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[P_{NL}e^{-i\omega_j t}\right], \\
-\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial A_j}{\partial z}e^{i(k_j z-\omega_j t)} + ikA_j e^{i(k_j z-\omega_j t)}\right] - \mu_0\varepsilon_L\omega_j^2 A_j e^{i(k_j z-\omega_j t)} &= \mu_0\varepsilon_L\omega_j^2 P_{NL}e^{-i\omega_j t}\,, \\
\left[-\frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} - 2ik_j\frac{\partial A_j}{\partial z} + A_j(k_j^2 - \mu_0\varepsilon_L\omega_j^2)\right] e^{i(k_j z-\omega_j t)} &= \mu_0\varepsilon_L\omega_j^2 P_{NL}e^{-i\omega_j t}\,.
\end{aligned} \tag{1.12}$$

Použijeme aproximaci pomalu se měnící obálky. Ta říká, že změna amplitudy vlny je na vzdálenosti jedné vlnové délky velmi malá, tedy, že v našem značení platí

$$\left|\nabla^2\mathbf{A}\right| \ll \left|\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\nabla}\mathbf{A}\right|. \tag{1.13}$$

Při předpokladech zmíněných výše přejde předchozí rovnice v $\left|\frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2}\right| \ll \left|k_j\frac{\partial A_j}{\partial z}\right|$. Tím na levé straně rovnice (1.12) zanedbáme první člen oproti členu druhému, protože se amplituda na vzdálenosti vlnové délky mění jen málo. Třetí člen na levé straně je nulový.[7] Po úpravách pak dostáváme hledané rovnice vázaných vln

$$\frac{\mathrm{d}A_j}{\mathrm{d}z} = i\frac{\omega_j}{2\varepsilon_0 c n_j}P_{NL}(\omega_j)e^{-ik_j z}\,, \tag{1.14}$$

kde jsme využili platnost $k_j = \frac{\omega_j}{c}n_j = \frac{2\pi}{\lambda_j}n_j$, c je rychlost světla ve vakuu, n_j je index lomu materiálu, který cítí j-tá vlna, a λ_j je vlnová délka j-té vlny ve vakuu.

1.1.2 Generace druhé harmonické frekvence

Ihned je pojďme využít ke generaci druhé harmonické frekvence (SHG, z anglického *second-harmonic generation*). Pro pevnou geometrii lze vyjádřit nelineární polarizace základní harmonické frekvence, resp. na druhé harmonické frekvenci skalárním vztahem [1]

$$P_{NL}(\omega = 2\omega - \omega) = 4\varepsilon_0 d_{eff}E(2\omega)E(-\omega)\,, \tag{1.15}$$

$$P_{NL}(2\omega = \omega + \omega) = 2\varepsilon_0 d_{eff}E^2(\omega)\,, \tag{1.16}$$

[5]Například při interakci tří vln je $j = \{1,2,3\}$.

[6]U rovnice tvaru $X + c.c. = Y + c.c.$ stačí jen vyřešit $X = Y$, po komplexním sdružení se vyřeší i původní rovnice.

[7]Neboť platí $\frac{n^2}{c^2} = \mu_0\varepsilon_L$ a $k_j^2c^2 = \omega_j^2 n_j^2$.

kde d_{eff} je efektivní hodnota nelineárního koeficientu $\frac{1}{2}\chi^{(2)}$ pro danou geometrii. Dosadíme za elektrická pole $E(\omega) = A_1 e^{ik_1 z}$, $E(2\omega) = A_2 e^{ik_2 z}$ a využijeme komplexního sdružení u záporných frekvencí $E(-\omega) = E^*(\omega)$, neboť skutečné elektrické pole je čistě reálná funkce. Dosazením do (1.14) pak dostáváme soustavu rovnic

$$\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}z} = i\frac{2\omega_1}{cn_1} d_{eff} A_1^* A_2 e^{-i\Delta k z}\,, \tag{1.17}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z} = i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 e^{i\Delta k z}\,, \tag{1.18}$$

kde $\Delta k = 2k_1 - k_2$ je rozfázování, $\omega_1 = \omega$ je frekvence základní harmonické a $\omega_2 = 2\omega$ je frekvence druhé harmonické.

Při konstantní amplitudě $A_1(z)$, což je například případ velmi slabé účinnosti konverze, stačí zintegrovat rovnici (1.18) přes délku krystalu L a dostaneme

$$\begin{aligned}
A_2(L) &= \int_0^L i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 e^{i\Delta k z}\,\mathrm{d}z \\
&= i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 \int_0^L e^{i\Delta k z}\,\mathrm{d}z \\
&= i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 \left(\frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k}\right) \\
&= i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 \left(\frac{e^{i\Delta k L/2} - e^{-i\Delta k L/2}}{i}\right) \frac{e^{i\Delta k L/2}}{\Delta k} \\
&= i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 \left(2\sin\frac{\Delta k L}{2}\right) \frac{e^{i\Delta k L/2}}{\Delta k} \\
&= i\frac{\omega_2}{cn_2} d_{eff} A_1^2 L \left(\operatorname{sinc}\frac{\Delta k L}{2}\right) e^{i\Delta k L/2}\,.
\end{aligned} \tag{1.19}$$

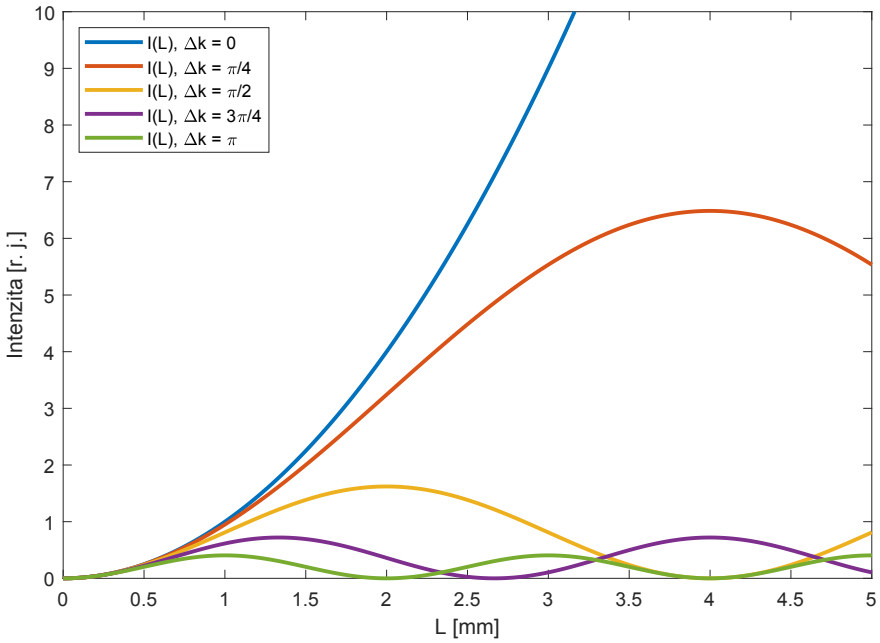
Po převodu na intenzity vztahem[8] $I_j = 2n_j\varepsilon_0 c|A_j|^2$ získáváme

$$\begin{aligned}
I_2(L) &= \frac{2n_2\varepsilon_0 c\omega_2^2}{c^2 n_2^2} d_{eff}^2 \left(\frac{I_1}{2n_1\varepsilon_0 c}\right)^2 L^2 \left(\operatorname{sinc}\frac{\Delta k L}{2}\right)^2 \left|e^{i\Delta k L/2}\right|^2 \\
&= \frac{\omega_2^2}{2n_1^2 n_2 \varepsilon_0 c^3} d_{eff}^2 I_1^2 L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \\
&= \frac{8\pi^2}{n_1^2 n_2 \varepsilon_0 c \lambda_1^2} d_{eff}^2 I_1^2 L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right),
\end{aligned} \tag{1.20}$$

kde jsme v poslední rovnosti při převodu na vlnovou délku využili vztahů $\omega_2 = 2\omega_1$ a $\omega_1 = \frac{2\pi c}{\lambda_1}$. Dále I_1 je intenzita dopadajícího záření a I_2 je intenzita generované druhé harmonické.

Na obrázku 1.1 je grafické znázornění rovnice (1.20), resp. závislost intenzity I_2 na délce krystalu pro hodnoty rozfázování $\Delta k = \{0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}, \pi\}\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$ (konstantní

[8] Klasicky se používá definice pole $E(t) = \frac{1}{2}\left[Ae^{i(kz-\omega t)} + A^* e^{-i(kz-\omega t)}\right]$ a vztah $I = \frac{1}{2}n\varepsilon_0 c|A|^2$, ale v nelineární optice je zvykem používat definici $E(t) = \widetilde{A}e^{i(kz-\omega t)} + \widetilde{A}^* e^{-i(kz-\omega t)}$ a vztah $I = 2n\varepsilon_0 c\left|\widetilde{A}\right|^2$. Amplitudy jsou tak provázány rovností $\widetilde{A} = A/2$ a intenzity jsou pak shodné.



Obrázek 1.1: Závislost intenzity generované druhé harmonické frekvence $I(L) \sim L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$ na délce krystalu při konstantní intenzitě základní harmonické pro hodnoty rozfázování $\Delta k = \{0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}, \pi\}\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.

prefaktory zanedbáváme). Z grafu je vidět, že intenzita generované druhé harmonické zpočátku roste kvadraticky s délkou krystalu, ale je-li rozfázování nenulové, intenzita se saturuje a začne klesat. Za tímto jevem stojí zpětná konverze druhé harmonické zpět do základní harmonické.

V obecnějším případě, kdy $A_1(z)$ není konstantní, předpokládáme $\Delta k = 0$ a zavedeme bezrozměrné reálné veličiny $u_1(z)$ a $u_2(z)$ tak, aby šlo psát

$$A_1(z) = \sqrt{\frac{I_0}{2n_1\varepsilon_0 c}}u_1(z)e^{i\phi_1}\,, \tag{1.21}$$

$$A_2(z) = \sqrt{\frac{I_0}{2n_2\varepsilon_0 c}}u_2(z)e^{i\phi_2}\,, \tag{1.22}$$

kde ϕ_j udává fázi amplitudy A_j. Pro intenzity platí $I = I_1 + I_2 = I_1(0) = I_0$. Intenzity vyjádříme skrze amplitudy a dostáváme

$$u_1^2 + u_2^2 = 1\,. \tag{1.23}$$

Nyní si vyjádříme derivaci $\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}z}$ pomocí rovnice (1.22), dosadíme za $\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z}$ z rovnice

(1.18) a za A_1 dosadíme z (1.21) a získáme

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}z} &= \sqrt{\frac{2n_2\varepsilon_0 c}{I_0}}\frac{\mathrm{d}A_2(z)}{\mathrm{d}z}e^{-i\phi_2} \\ &= \sqrt{\frac{2n_2\varepsilon_0 c}{I_0}}i\frac{\omega_2}{cn_2}d_{eff}A_1^2 e^{-i\phi_2} \\ &= i\sqrt{\frac{2n_2\varepsilon_0 c}{I_0}}\frac{\omega_2}{cn_2}d_{eff}\frac{I_0}{2n_1\varepsilon_0 c}u_1^2(z)e^{i2\phi_1}e^{-i\phi_2} \\ &= i\sqrt{\frac{\omega_2^2 d_{eff}^2 I_0}{2n_1^2 n_2\varepsilon_0 c^3}}u_1^2 e^{i(2\phi_1-\phi_2)} \\ &= \sqrt{\frac{8\pi^2 d_{eff}^2 I_0}{n_1^2 n_2\varepsilon_0 c\lambda_1^2}}u_1^2 \\ &= Bu_1^2\,, \end{aligned} \tag{1.24}$$

kde jsme zavedli označení $B = \sqrt{\frac{8\pi^2 d_{eff}^2 I_0}{n_1^2 n_2\varepsilon_0 c\lambda_1^2}}$. Zde jsou ale všechny veličiny reálné, musí tedy být i rozdíl fází $2\phi_1 - \phi_2 = -\pi/2$ se znaménkem mínus, aby docházelo ke generaci druhé harmonické. Tím jsme se zbavili exponenciály a imaginární jednotky. Předposlední rovnost získáme při vyjádření ve vlnové délce základní harmonické $\lambda_1 = 4\pi c/\omega_2$. Dosazením z (1.23) dostáváme rovnici

$$\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}z} = B(1-u_2^2)\,, \tag{1.25}$$

což má řešení $u_2 = \tanh(Bz)$ a doplňkově $u_1 = \operatorname{sech}(Bz)$. V intenzitách pak

$$I_1 = I_0 \operatorname{sech}^2(Bz)\,, \tag{1.26}$$

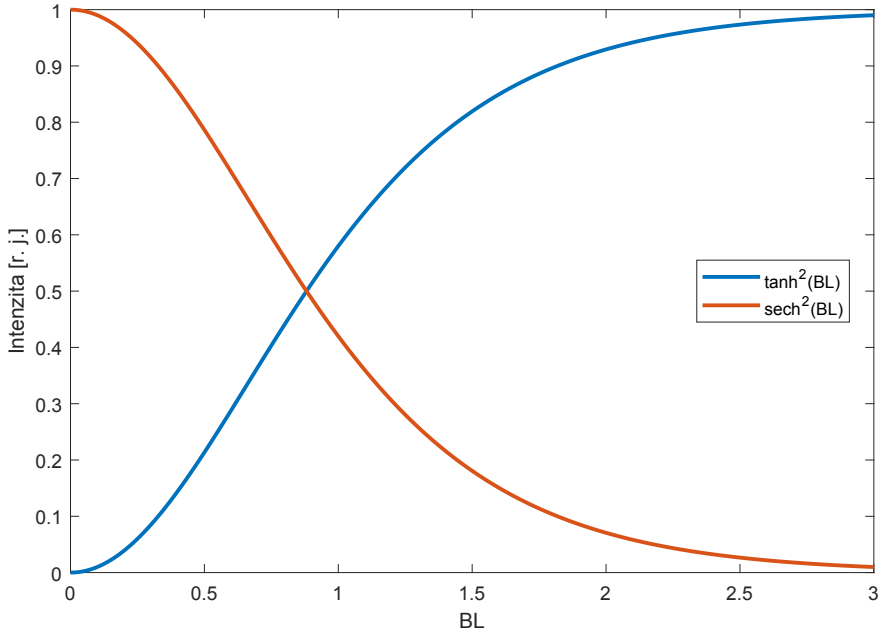
$$I_2 = I_0 \tanh^2(Bz)\,. \tag{1.27}$$

Grafické vyobrazení těchto intenzit v závislosti na délce krystalu pro $\Delta k = 0$ je zakresleno na obrázku 1.2. Jak je vidět například i z Taylorova rozvoje $tanh^2(x) \approx x^2 - \frac{2}{3}x^4 + \frac{17}{45}x^6 - \ldots$, konverze do druhé harmonické skutečně nabíhá kvadraticky s délkou krystalu. Následně však dochází k úbytku intenzity I_1 a tím klesá i účinnost konverze. Veškerá intenzita by se tak v tomto ideálním případě zkonvertovala pouze v případě nekonečného krystalu.

V reálných situacích však nikdy nelze zajistit přesné sfázování $\Delta k = 0$, ani konstantní amplitudu A_1 základní harmonické. Proto dochází jednak k saturaci generované druhé harmonické a jednak ke zpětné konverzi do základní harmonické.

1.1.3 Generace součtové frekvence

Zobecněním generace druhé harmonické frekvence je generace součtové frekvence (SFG, z anglického *sum-frequency generation*). Namísto přechodu, kdy se anihilují dva fotony o frekvenci ω a vyzáří jeden foton o frekvenci 2ω, se nyní anihiluje jeden foton o frekvenci ω_1, jeden foton o frekvenci ω_2 a vyzáří se jeden foton o frekvenci ω_3. Tento jev spadá pod takzvané třívlnné směšování. Tedy interakci, kdy spolu interagují právě tři vlny. V případě SFG jsou na vstupu



Obrázek 1.2: Závislost intenzity základní harmonické $I_1(L) = I_0 \operatorname{sech}^2(BL)$ a generované druhé harmonické frekvence $I_1(L) = I_0 \tanh^2(BL)$ na délce krystalu při přesném sfázování $\Delta k = 0$.

dvě vlny o frekvencích ω_1 a ω_2 a generuje se třetí o frekvenci ω_3. Pod třívlnné směšování patří i SHG. Ve výsledku jsme tak přešli od $\omega+\omega = 2\omega$ ke $\omega_1+\omega_2 = \omega_3$.

Následujeme obdobný postup jako v předchozí kapitole, avšak méně podrobně. Nelineární polarizace nabývají tvaru [1]

$$P_1(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_3 e^{ik_3 z} A_2^* e^{-ik_2 z}\,, \tag{1.28}$$
$$P_2(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_3 e^{ik_3 z} A_1^* e^{-ik_1 z}\,, \tag{1.29}$$
$$P_3(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_1 e^{ik_1 z} A_2 e^{ik_2 z}\,. \tag{1.30}$$

Po dosazení těchto tvarů nelineárních polarizací do rovnice (1.14) dostáváme soustavu

$$\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}z} = i\frac{2\omega_1}{n_1 c} d_{eff} A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z}\,, \tag{1.31}$$
$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z} = i\frac{2\omega_2}{n_2 c} d_{eff} A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z}\,, \tag{1.32}$$
$$\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z} = i\frac{2\omega_3}{n_3 c} d_{eff} A_1 A_2 e^{i\Delta k z}\,, \tag{1.33}$$

kde v tomto případě definujeme rozfázování jako $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$.

V případě konstantních amplitud A_1, A_2, tedy opět případ nízké účinnosti konverze, stačí zintegrovat rovnici (1.33) přes délku krystalu L, upravit členy do

tvaru funkce sinc a dosadit do vzorce pro intenzitu $I_j = 2n_j\varepsilon_0 c|A_j|^2$

$$\begin{aligned} A_3(L) &= i\frac{2\omega_3}{n_3 c} d_{eff} A_1 A_2 \int_0^L e^{i\Delta k z}\,\mathrm{d}z \\ &= i\frac{2\omega_3}{n_3 c} d_{eff} A_1 A_2 \left(\frac{e^{i\Delta k z}-1}{i\Delta k}\right) \\ &= i\frac{2\omega_3}{n_3 c} d_{eff} A_1 A_2 L \left(\operatorname{sinc}\frac{\Delta k L}{2}\right) e^{i\Delta k L/2}\,, \end{aligned} \tag{1.34}$$

$$\begin{aligned} I_3(L) &= \frac{2\omega_3^2}{n_1 n_2 n_3 \varepsilon_0 c^3} d_{eff}^2 I_1 I_2 L^2 \operatorname{sinc}^2\frac{\Delta k L}{2} \\ &= \frac{8\pi^2}{n_1 n_2 n_3 \varepsilon_0 c \lambda_3^2} d_{eff}^2 I_1 I_2 L^2 \operatorname{sinc}^2\frac{\Delta k L}{2}\,, \end{aligned} \tag{1.35}$$

kde jsme v poslední rovnosti využili převodu $\omega_j = \frac{2\pi c}{\lambda_j}$.

Dostáváme tedy téměř stejnou závislost jako v rovnici (1.20), jen s jinými prefaktory, a graficky zobrazenou v obr. 1.1.

V druhém případě, kdy amplitudy již nejsou konstantní, předpokládáme přesné sfázování $\Delta k = 0$. Přesným řešením rovnic (1.31) až (1.33) při přesném sfázování je Jacobiho eliptický sinus [1, 4]

$$\eta(L) = \frac{I_3(L)}{I_1(0)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} sn^2\left(\frac{L}{L_{NL}},\gamma\right)\,, \tag{1.36}$$

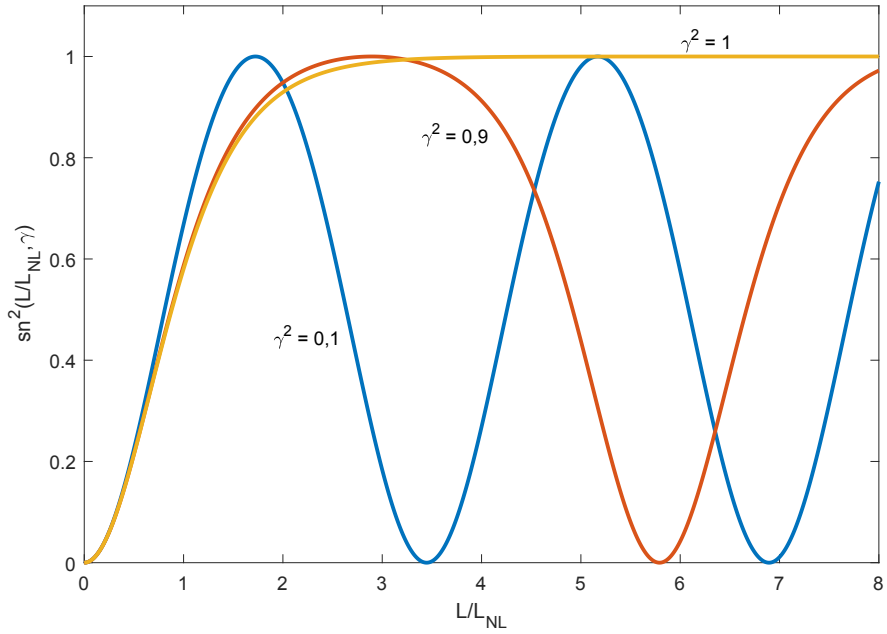
kde η je účinnost konverze, $L_{NL} = \frac{1}{4\pi d_{eff}}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 n_1 n_2 n_3 c \lambda_1 \lambda_3}{I_2(0)}}$ je charakteristická délka a $\gamma = \frac{\lambda_1 I_1(0)}{\lambda_2 I_2(0)}$ se nazývá modulus a udává poměr fotonových toků. Při tomto řešení se také předpokládá $I_1(0) \geq I_2(0) > I_3(0) = 0$, tedy že první svazek je nejsilnější a třetí svazek je generovaná součtová frekvence.[9]

Složité chování Jacobiho eliptického sinu $sn^2\left(\frac{L}{L_{NL}},\gamma\right)$ je pro vybrané hodnoty $\gamma^2 = \{0{,}1; 0{,}9; 1\}$ vidět na obrázku 1.3. Případ $\gamma \to 1$ vypadá jako režim generace druhé harmonické. Ačkoliv tomu tak není, mají doopravdy stejný průběh ($\tanh^2(L)$), neboť se anihiluje jeden foton z obou čerpacích svazků, generuje jeden na součtové frekvenci a oba čerpací svazky se z důvodu shodných fotonových toků vyprazdňují stejným tempem a asymptoticky jdou k nule. Pro $\gamma < 1$ vidíme periodické přelévání energie. Generovaná součtová frekvence nabývá maxima, právě když se druhý čerpací svazek vyprázdní, ale protože silnější první čerpací svazek stále podporuje nelineární polarizaci, začne se energie součtové frekvence přelévat zpět do čerpacích svazků.

1.2 Krystalooptika

Pro generaci druhé harmonické frekvence, kterou jsme se zabývali v kapitole 1.1.2, je důležité zařídit, aby parametr rozfázování Δk byl co nejblíže k nule, resp.

[9] Budeme označovat I_1 jako první čerpací svazek a I_2 jako druhý čerpací svazek s tím, že první je silnější než druhý ($I_1 > I_2$).



Obrázek 1.3: Průběh Jacobiho eliptického sinu v závislosti na prvním argumentu $\frac{L}{L_{NL}}$, vykreslen pro tři různé hodnoty druhého argumentu $\gamma^2 = \{0{,}1; 0{,}9; 1\}$.

co nejlépe splnit skalární rovnici[10]

$$k_2 = 2k_1 \ , \tag{1.37}$$

kde k_2 a k_1 jsou vlnová čísla dvou různých kolineárních vln (respektive druhé harmonické a základní harmonické frekvence). Rovnice $\Delta k = 0$ nabývá tvaru (1.37) pouze pro sfázování typu I, o něm více níže. Přepisem rovnice (1.37) pomocí indexu lomu vzorcem $k_j = n_j\omega_j/c$, kde n_j je index lomu, který cítí j-tá vlna, ω_j je frekvence j-té vlny a c je rychlost světla ve vakuu, získáme rovnici

$$\frac{n_2^{(\omega_2)}\omega_2}{c} = 2\frac{n_1^{(\omega_1)}\omega_1}{c} \, . \tag{1.38}$$

Ta po úpravách přejde v

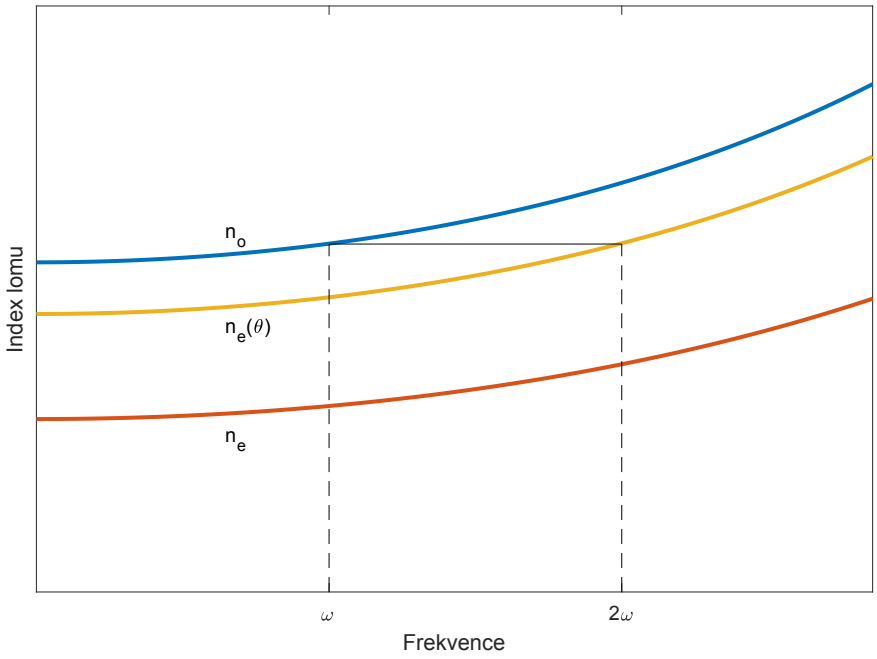
$$n^{(2\omega)} = n^{(\omega)} \, , \tag{1.39}$$

kde jsme zavedli $\omega_2 = 2\omega_1$ a $\omega_1 = \omega$, což jsou typické podmínky pro generaci druhé harmonické, a označení $n_2^{(\omega_2)} = n^{(2\omega)}$ a $n_1^{(\omega_1)} = n^{(\omega)}$. V izotropních materiálech podmínka (1.39) nejde mimo okolí absorpčních čar splnit, a protože je absorpce nežádoucí jev, využívají se anizotropní krystaly, ve kterých dochází k dvojlomu, tedy že jejich index lomu záleží na směru šíření a polarizaci světla.

Při průchodu anizotropním prostředím se dopadající svazek rozdělí na svazek řádný a mimořádný[11]. Řádný svazek (index o, z anglického *ordinary*) se šíří jako v izotropním prostředí, cítí index lomu n_o a nezávisí na směru šíření. Mimořádný svazek (index e, z anglického *extraordinary*) cítí index lomu $n_e(\theta)$ a závisí na úhlu

[10] Obecněji jde splnit i vektorová rovnice $\mathbf{k_1} + \mathbf{k_2} = \mathbf{k_3}$ pro generaci součtové frekvence (kap. 1.1.3) v případě nekolineárního sfázování.

[11] Je tomu tak u jednoosých krystalů. V případě dvouosých se šíří svazky ve dvou směrech jako řádné a v jednom jako mimořádný. Termíny řádný a mimořádný svazek budeme používat pro jakékoli anizotropní prostředí.



Obrázek 1.4: Ilustrace závislosti indexu lomu na frekvenci záření a způsobu nalezení potřebného úhlu θ od optické osy pro negativní jednoosý krystal.

dopadu. Kromě úhlu θ, tedy úhlu sevřeném mezi směrem šíření svazku a optickou osou, kterou ztotožňujeme s osou z, se pro dvojosé krystaly zavádí i úhel ϕ, jako úhel sevřený mezi projekcí směru šíření svazku do roviny xy a osou x.

Pro negativní jednoosý krystal lze nastavit úhel θ odklonu od optické osy tak, aby mimořádná vlna cítila index lomu $n_e(\theta)$ kdekoliv v intervalu $[n_e, n_o]$, kde n_e, resp. n_o je hlavní hodnota[12] mimořádného, resp. řádného indexu lomu pro daný krystal. V případě jednoosého anizotropního krystalu přejde podmínka (1.39) do tvaru

$$n_e(2\omega) = n_o(\omega) \tag{1.40}$$

a je graficky znázorněna na obrázku 1.4.

Podmínka (1.40) platí pro sfázování označované jako typ I, kdy se interakce značí *oo-e*, kdy se dvě vstupní vlny šíří řádně a generovaná výstupní vlna se šíří mimořádně. Pod typ I spadá i interakce *ee-o*, obecně tedy případy, kdy vstupní vlny mají stejnou polarizaci. Na druhou stranu existuje i sfázování typu II, kdy jsou potřeba na vstupu dvě vlny s opačnou polarizací, tedy jde o interakce *eo-e* a *oe-e*. Právě zmíněné platí pro jednoosý negativní krystal. U jednoosého pozitivního krystalu jsou polarizace *o*, *e* prohozeny.

Obvyklý způsob, jak dosáhnout podmínky sfázování, resp. splnění rovnice (1.39), je úhlové ladění, tedy změna úhlu dopadu svazku[13]. U jednoosých krystalů je závislost $n_e(\theta)$ na úhlu od optické osy dána geometrickým vztahem[14] [1]

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} - \frac{\cos^2\theta}{n_o^2}\,, \tag{1.41}$$

[12] $n_e(\theta)$ nabývá hodnoty n_e pro úhel $\theta = 90°$ a hodnoty n_o pro úhel $\theta = 0°$.

[13] V praxi je praktičtější ji realizovat natočením krystalu.

[14] Plyne z geometrie optické indikatrix (elipsoidu indexu lomu), která plně popisuje vztahy mezi indexy lomu řádného a mimořádného svazku, viz např. [1] nebo [2].

kde hodnoty všech indexů lomů jsou závislé na frekvenci, tedy $n_e^2(\theta) = n_e^2(\omega,\theta)$, $n_e^2 = n_e^2(\omega)$ a $n_o^2 = n_o^2(\omega)$. Protože tato rovnice platí pro všechny frekvence, platí i pro dvojnásobnou frekvenci, kterou označíme jako 2ω. Dostáváme tak

$$\frac{1}{n_e^2(2\omega,\theta)} = \frac{\sin^2\theta}{n_e^2(2\omega)} - \frac{\cos^2\theta}{n_o^2(2\omega)}\,. \tag{1.42}$$

Po dosazení za $n_e(2\omega,\theta)$ z rovnice (1.40), kdy předpokládáme, že pro daný úhel θ skutečně dojde k přesnému sfázování, a využití trigonometrické jedničky, dostáváme

$$\begin{aligned}
\frac{1}{n_o^2(\omega)} &= \frac{\sin^2\theta}{n_e^2(2\omega)} - \frac{\cos^2\theta}{n_o^2(2\omega)}\,,\\
\frac{1}{n_o^2(\omega)} &= \frac{\sin^2\theta}{n_e^2(2\omega)} + \frac{1}{n_o^2(2\omega)} - \frac{\sin^2\theta}{n_o^2(2\omega)}\,,\\
\frac{1}{n_o^2(\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)} &= \frac{\sin^2\theta}{n_e^2(2\omega)} - \frac{\sin^2\theta}{n_o^2(2\omega)}\,,\\
\sin^2\theta &= \frac{\frac{1}{n_o^2(\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}}{\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}}\,.
\end{aligned} \tag{1.43}$$

Ačkoliv nám tato rovnice předepisuje úhel přesného sfázování, může například být pravá strana větší než jedna a nemusí být možné sfázování dosáhnout.

Existují i jiné typy ladění, jejichž cílem je dosáhnout co nejmenší velikosti parametru rozfázování Δk. Je to například teplotní ladění, kdy se matematicky provede rozvoj rovnice (1.40) do Taylorovy řady podle teploty (stačí do druhého řádu) a vyjádří se teplota, při které dochází ke sfázování. Po vyřešení rovnice se krystal typicky zahřívá na danou teplotu, což změní index lomu a splní podmínky sfázování. Nebo tzv. kvazisfázování, kdy se sice nedosáhne přesného sfázování ($\Delta k \neq 0$), ale i tak je intenzita generované vlny monotónně rostoucí s délkou krystalu. V krystalu se totiž střídají segmenty o vhodně zvolené délce s opačnou orientací optické osy. Generovaná vlna pak (podobně jako na obr. 1.1) nabývá na intenzitě jako funkce sinus a to až do vzdálenosti prvního maxima, kde se optická osa otočí a intenzita této vlny na rozdíl od obrázku nezačne klesat, ale růst, opět jako funkce sinus. Tento postup se opakuje tolikrát, z kolika segmentů je krystal vyroben.

Bohužel přesné sfázování (zajištění splnění rovnice $\Delta k = 0$) není jediný problém. Typicky je prostředí disperzní a u pulzů je tak z definice grupová rychlost šíření krystalem $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = v_f\left(1 + \frac{\lambda}{n}\frac{\partial n}{\partial\lambda}\right)$ obecně jiná. Zde $v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$ je fázová rychlost. V případě generované druhé harmonické se tak může například vstupní čerpací svazek propagovat menší rychlostí než mimořádný svazek, tedy generovaná harmonická. Dochází tak k tomu, že mimořádná vlna té řádné „uteče“, resp. jejich překryv v čase bude malý. U generace součtové frekvence se mohou rozejít obě čerpací vlny a ke generaci tak od určité délky krystalu vůbec nedochází. Dmitriev tuto charakteristickou délku zavádí jako tzv. délku kvazi-statické interakce $L_{qs} = \tau/\nu$, kde τ je charakteristická délka pulzu a ν je rozdíl převrácených hodnot grupových rychlostí $\nu = v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1}$. [5]

Podobný problém nastává i z důvodu prostorové rozbíhavosti svazků. Dopadají-li u generace součtové frekvence dva čerpací svazky kolimovaně, s kolmými

polarizacemi a kolmo na krystal, jeden svazek (řádný) se bude šířit rovně ve směru dopadu, ale druhý (mimořádný) se lomí. Svazky se tak budou rozbíhat a jejich překryv zmenšovat, až se nakonec rozejdou úplně a od určité délky krystalu nebude vůbec docházet ke generaci. Tento úhel, pod kterým se svazky rozbíhají, se nazývá úhel dvojlomu, anglicky tzv. *walk-off angle*. Dmitriev tuto charakteristickou délku zavádí jako tzv. délku apertury $L_a = d_0/\rho$, kde d_0 je charakteristická šířka svazku a ρ je úhel dvojlomu. [5]

1.3 Porovnání systémů pro generování harmonických frekvencí

Martin Duda a spol. (viz [6]) se snažili o generaci druhé harmonické frekvence z 1 kHz, 1,9 ps, Yb:YAG laseru s energií v pulzu 6,5 mJ (tedy průměrný výkon 6,5 W) a vlnovou délkou 1030 nm tak, aby dosáhli co nejvyššího výkonu a zároveň co nejlepší kvality svazku. Zkoumali SHG v LBO krystalech o délkách 2, 5 a 10 mm. Dosáhli účinnosti konverze do druhé harmonické až 80 % s kvalitou svazku M^2 pod 1,6 a předvedli, že s rostoucím výkonem v druhé harmonické (tedy i rostoucím vstupním výkonem základní harmonické) roste i parametr M^2.

Ugo Andral a spol. (viz [7]) měli k dispozici laserový systém, kde aktivní prostředí tvořil ytterbiem dopovaný yttrito-hlinitý granát (Yb:YAG, anglicky *ytterbium-doped yttrium aluminum garnet*), s opakovací frekvencí 1 kHz, délkou pulzu 920 fs, průměrem svazku 30 mm, hodnotou M^2 a výkonem v pulzu až 720 mJ (tedy průměrným výkonem až 720 W), ale omezili se pouze na energii pulzu až 495 mJ (tedy průměrný výkon až 495 W). Využili LBO krystal o délce 1,8 mm k SHG a a druhý LBO krystal o délce 2 mm ke generaci třetí harmonické. Získali tak výkon druhé harmonické až 295 W (energie pulzu 295 mJ) s účinností konverze 59 % a po roztažení pulzu v čase na 3 ps i výkon třetí harmonické až 117 W (energie pulzu 117 mJ) s účinností konverze cca 27 %. Pro 1ps pulz se dosáhlo saturace účinnosti konverze do třetí harmonické již při vstupní energii okolo 250 mJ.

Yosuke Orii a spol. (viz [8]) demonstrovali, že je možné z laseru na vlnové délce 1064 nm, kde aktivním prostředí je neodymem dopovaný yttrito-hlinitý granát (Nd:YAG, z anglického *neodimium-doped yttrium aluminum garnet*), o průměrném výkonu 130 W, délce pulzu 14 ps a opakovací frekvenci 900 kHz vytvořili druhou harmonickou frekvenci o vlnové délce 532 nm a průměrném výkonu 90 W, což znamená energii v pulzu 0,15 mJ a účinnost konverze přibližně 70 %. Následně kaskádovitě vygenerovali (druhá harmonická z druhé harmonické) svazek o vlnové délce 266 nm a průměrném výkonu 35 W, tedy energii v pulzu okolo 0,06 mJ a účinnost konverze se tak blížila ke 40 %. Využili k tomu krystal LBO (druhá harmonická) o délce 20 mm a CLBO (čtvrtá harmonická) o délce 15 mm, o nich později v kapitole 2.3.1. Také demonstrovali, že nastavení a udržení přesné teploty krystalu CLBO je esenciální pro udržení stability svazku generované čtvrté harmonické. Stabilní svazek získali až po rozšíření na 8 mm před vstupem do CLBO krystalu a po snížení výkonu na 20 W.

Pro vysokovýkonové lasery není neobvyklé dosahovat účinností i nad 70 % při konverzi do druhé harmonické. My se však budeme snažit o udržení relativně dobré kvality svazku, očekáváme tedy sníženou účinnost konverze.

2. Návrh systému pro generování harmonických frekvencí

2.1 Přehled nelineárních krystalů

Co se týká terminologie, označujeme 1H jako základní frekvenci, 2H druhou harmonickou, 3H třetí harmonickou a tak dále.

Nelineární krystaly se hojně využívají v nelineární optice, například pro generování harmonických frekvencí, generaci součtové frekvence, optickou parametrickou generaci a mnoho dalšího. Krystaly vykazující dvojlom či nelinearity jsou známé několik století. V posledních několika dekádách však bylo objeveno několik dalších nelineárních krystalů, obzvláště pak speciálně pěstovaných pro své nelineární vlastnosti. Pro naše účely se budeme soustředit na to, abychom z dostupných krystalů vybrali krystaly vhodné ke generaci druhé harmonické frekvence ze základní harmonické (1030 nm $\rightarrow$ 515 nm), generaci součtové frekvence ze základní a druhé harmonické (1030 nm + 515 nm $\rightarrow$ 343,3 nm) a generaci druhé harmonické z druhé harmonické (515 nm $\rightarrow$ 257,5 nm).

K tomuto využijeme volně dostupný program `SNLO`, viz [9], jenž disponuje knihovnou krystalů s jejich vlastnostmi, konkrétně jeho funkci `Qmix`. Ta po zadání krystalu, teploty, vlnových délek a hlavní roviny určí a vypíše následující sadu koeficientů (pro řádnou i mimořádnou vlnu): typ generace (jestli se jedná o interakci *oo-e*, *oe-o*, *eo-e* či jiné), úhel dvojlomu, indexy lomu, indexy grupových rychlostí, disperze grupových zpoždění, úhly θ a ϕ, efektivní nelineární koeficient d_{eff}, referenční koeficient ozáření S_o přenásobený kvadrátem délky krystalu L^2, který `SNLO` definuje jako $S_o = \frac{\varepsilon_0 c \lambda_1 \lambda_2 n_1 n_2 n_3}{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}$, toleranci natočení krystalu, teplotní toleranci, povolený rozsah úhlů dopadu mezi vstupními vlnami a rozsah frekvencí.

S využitím programu `SNLO` byly nalezeny krystaly, které mají vysokou transmisi pro vlnové délky vyskytující se pro dané interakce. Dále bylo zjištěno, ve kterých krystalech je možné dosáhnout pro danou interakci sfázování. Následně jsme posoudili hodnotu efektivního nelineárního koeficientu. Bylo také přihlédnuto k tolerancím procesu a dalším vlastnostem krystalů (např. práh poškození, hygroskopicita, degradace). Nakonec jsme přihlédli ke komerční dostupnosti uvažovaných krystalů.

Krystaly, které má program `SNLO` v databázi a ve kterých jde generovat druhá harmonická, jsou: BBO, LBO, KDP, DKDP, KTP, CLBO, BIBO, $KNBO_3$, $LiIO_3$, CTW, NTW.

Krystaly, které má program `SNLO` v databázi a ve kterých jde generovat výše zmíněná součtová frekvence, jsou: BBO, LBO, KDP, DKDP, CLBO, BIBO, $KNBO_3$, $LiIO_3$, CTW, NTW.

Krystaly, které má program `SNLO` v databázi a ve kterých jde generovat čtvrtá harmonická (druhá harmonická z druhé harmonické), jsou: BBO, CLBO.

Pracoviště HiLASE nakupuje krystaly primárně jen od několika firem. Z výběru tak byly odebrány krystaly, které tyto firmy nevyrábí. Zůstaly tak v uvážení krystaly: BBO, LBO, KDP, DKDP, KTP, CLBO, BIBO, $LiIO_3$.

Z těchto krystalů byly vyřazeny krystaly KDP a DKDP, protože mají nízký

efektivní nelineární koeficient, KTP, protože je náchylný na „gray-tracking“[1] a může v čase degradovat, a $LiIO_3$, protože je vysoce hygroskopický a má nízkou hranici poškození. [10] [11]

Zbyly tak krystaly BBO, LBO a CLBO. Jelikož je LBO krystal dostupný ve vysoké kvalitě a má vyšší práh poškození než BBO krystal, byl preferován pro SHG a SFG. Přeci jen vyměnit krystal za jiný půjde i kdykoliv v budoucnu. Zbývá tak rozhodnout, v jaké orientaci bude krystal LBO pro druhou a třetí harmonickou použit a jaké mají být úhly řezu těchto krystalů. Pro generaci čtvrté harmonické bude vybrán buď BBO nebo CLBO krystal, pro ně také bude určen úhel řezu. Pro tyto krystaly budou provedeny numerické simulace v kapitole 2.3.

2.2 Určení parametrů krystalu — úhly řezu

Nyní, když jsme seznam použitelných krystalů výrazně zredukovali, si pojďme stručně popsat, které krystaly zůstaly v úvahu. A také pro ně určit úhly řezu.

LBO krystal LiB_3O_5, lithium triborát (LBO, anglicky *Lithium Triborate*) byl objeven v roce 1988. Ačkoliv nemá tak vysoký nelineární koeficient jako krystal BBO, má vyšší hranici poškození a nižší úhel dvojlomu. LBO nachází široké uplatnění, od generace druhé harmonické a součtové frekvence nebo jako optický parametrický oscilátor (OPO, z anglického *optical parametric oscillator*) ve viditelném i infračerveném spektru. [12] [10]

BBO krystal β-BaB_2O_4, β-bárium borát (BBO, anglicky *Beta-Barium Borate*) byl objeven v roce 1985. Narozdíl od LBO má větší nelineární koeficient a lze používat od infračerné, přes viditelnou až do ultrafialové části spektra. Má široký rozsah teplotního sfázování a velmi často se využívá ke generaci harmonických frekvencí. [10]

CLBO krystal $CsLiB_6O_{10}$, cesium lithium boritan (CLBO, anglicky *Cesium Lithium Borate*) byl objeven v roce 1995. Disponuje jednodušší výrobou než předchozí krystaly, uplatněním na generaci harmonických frekvencí v podobném spektru jako BBO krystal a nízkým úhlem dvojlomu. Mezi nevýhody patří nižší efektivní nelineární koeficient a to, že je hygroskopický. Musí se tak udržovat na vyšších teplotách, aby nedocházelo k degradaci vodními párami. [10]

Poslední, co nám tak zbývá určit, jsou velikosti úhlů θ a ϕ, které optimalizují generaci harmonických. Ve skutečnosti to implikuje přesně dané úhly řezu krystalu vůči optické ose, pokud chceme udržet přibližně kolmý dopad svazků na krystal. Zde se jen odkážeme na třetí odstavec této kapitoly, protože se jedná opět o využití funkce `Qmix` programu `SNLO`. Optimální úhly jsou zapsány v tabulce 2.1. Zde se LBO *oo-e* 2H, resp. LBO *oe-o* 2H odkazuje na generaci druhé harmonické v interakci *oo-e*, resp. *oe-o*, dále LBO *oo-e* 3H, resp. LBO *oe-o* 3H značí generaci třetí harmonické (SFG) pro příslušnou interakci a BBO, resp. CLBO označuje úhly pro krystal BBO, resp. CLBO pro generaci čtvrté harmonické. Úhel ϕ se

[1] Jev, který způsobuje zvýšení absorpce při osvícení.

Typ generace	θ [°]	ϕ [°]
LBO *oo-e* 2H	90,0	13,6
LBO *oe-o* 2H	25,4	90,0
LBO *oo-e* 3H	90,0	40,1
LBO *oe-o* 3H	50,5	90,0
BBO	50,0	
CLBO	65,5	

Tabulka 2.1: Úhly θ a ϕ pro krystal LBO v interakcích *oo-e* a *oe-o* pro generaci druhé a třetí harmonické a pro krystaly BBO a CLBO na generaci čtvrté harmonické.

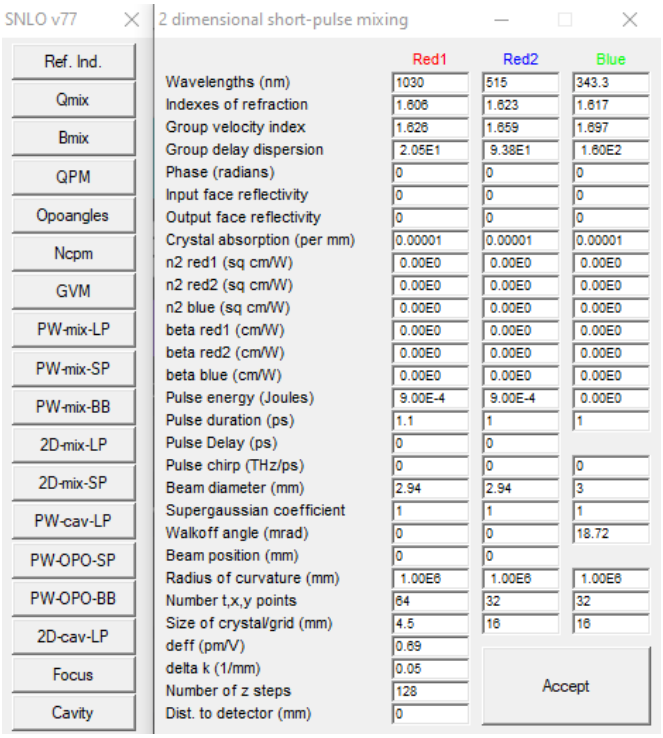
určuje pouze pro krystal LBO, protože je jako jediný z užšího výběru dvojosý. Krystaly BBO a CLBO jsou jednoosé, je u nich tedy vypsán pouze úhel θ.

2.3 Numerické simulace — určení délky krystalu

Pro určení vhodných délek nelineárních krystalů byly provedeny simulace v programu `Matlab`, který přes skripty volá program `SNLO`. `SNLO` je program, který numericky počítá třívlnné směšování, resp. nelineární jevy druhého řádu, skrze rovnice vázaných vln. Pro více informací o tomto programu viz [9]. Použitá verze prostředí `Matlab` byla R2021b.

Vedoucí práce Ondřej Novák se podělil o `Matlab` skripty svého kolegy. Ty spouštějí program `SNLO`, konkrétně funkci `2D_mix_SP`, která umožňuje spustit numerické simulace pro třívlnné směšování kolineárních krátkých pulzů s gaussovským profilem (časovým i prostorovým). Program `SNLO` vyžaduje časovou délku pulzu i prostorovou šířku svazku na úrovni plné šířky v polovině maxima (FWHM, z anglického *full width at half maximum*). Programu se musí zadat velké množství parametrů, všechny nenulové parametry budou v textu vždy zmíněny. Okno programu je vidět na obrázku 2.1. Skripty umožňují snadno měnit hodnoty některých parametrů, vynést do grafu různé závislosti a jdou snadno zobecnit na náročnější simulace a jejich zpracování. Skripty byly podle našich potřeb upraveny a rozšířeny.

Nyní krátký popis programu `SNLO`. Jelikož program řeší pouze třívlnné směšování, požaduje na vstupu tři vlny — vlnu 1, vlnu 2 a vlnu 3. Pokud mají vlna 1 s vlnou 2 stejnou vstupní intenzitu a vlnovou délku a vlna 3 má poloviční vlnovou délku a nulovou intenzitu, vyhodnotí se simulace jako generování druhé harmonické. Při SHG se vlna 1 a vlna 2 obě identifikují jako základní harmonická, ale každá s poloviční intenzitou, dohromady tak dají původně zamýšlený svazek. Pro generaci třetí harmonické využíváme generace součtové frekvence, tedy uvažujeme dvě vstupní vlny s různými energiemi a vlnovými délkami. V souladu se způsobem simulování tak pro SFG identifikujeme vlnu 1 s 1H, vlnu 2 s 2H a vlnu 3 s 3H. Protože je obecně energie pulzů dvou vstupních svazků rozdílná, jsou



Obrázek 2.1: Okno programu `SNLO` na levé straně, na pravé straně je již volaná funkce `2D_mix_SP`. Po stistknutí tlačítka „Accept“ započne simulace pro danou sadu parametrů.

i simulace, na rozdíl od SHG, náročnější.

Program `SNLO` počítá se vstupními svazky buď ve tvaru rovinných vln, nebo s gaussovským profilem, nelze v něm například zohlednit parametr M^2 svazků na vstupu, nelinearity vyšších řádů, zohlednit více jevů současně atd. To má za důsledek, že výsledky numerických simulací mají spíše jen orientační charakter, než že výstupem bude fakticky skutečná ideální délka krystalu. Protože mají simulace spíše informativní charakter, pro urychlení výpočtů se tak některé parametry nastavily na nulu, jde typicky o odrazivosti stěn krystalu[2], nelineární index lomu nebo třeba koeficient dvoufotonové absorpce.

Vynášené hodnoty energií v grafech jsou celkové energie pulzů a výsledné hodnoty parametru M^2 v grafech jsou celkové hodnoty parametru M^2, které `SNLO` vypočítá. Hodnoty parametru M^2 jsou ve směru úhlu dvojlomu i ve směru kolmém na něj shodné.

Tyto numerické simulace byly provedeny pro parametry laseru: opakovací frekvence 90 kHz, průměrný výkon 80 W, délka pulzu 1,1 ps, průměr svazku 5 mm (na úrovni $1/e^2$), což odpovídá hodnotě FWHM 2,94 mm. Je vidět, že tyto hodnoty se poněkud liší od současných hodnot z kapitoly 3.1. Je tomu z důvodu, že simulace byly provedeny ještě před samotným sestavováním sestavy ke generování harmonických a protože nedlouho před samotným experimentálním měřením, tedy charakterizací výstupních svazků ze soustavy (viz kap. 3.4 až 3.6), došlo k mírné úpravě parametrů laseru.[3]

[2]Protože krystaly používané k podobným jevům mají typicky antireflexní vrstvy.

[3]Konkrétně došlo nedopatřením k rozvibrování optického stolu, čímž se mírně změnila poloha a orientace některých prvků v laserovém systému. Po výrazném rozladění byl laser naladěn na

2.3.1 Generace druhé harmonické

Řešíme generaci druhé harmonické frekvence v LBO krystalu. Vždy byly brány v úvahu dvě vstupní vlny na vlnové délce 1030 nm a jedna výstupní na 515 nm. Pokud není řečeno jinak, je energie na první harmonické 0,9 mJ, tedy vstupní dvě vlny mají každá energii 0,45 mJ. Vstupní energie 2H je 0 mJ.

Do simulací je potřeba zadat i velikost parametru rozfázování Δk. Z dat Hany Turčičové, která generaci harmonických frekvencí na stejném laseru experimentálně prověřovala, vyplývá, že skutečná hodnota je někde v rozmezí $\Delta k = 0{,}10$–$0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. Byly totiž provedeny simulace s experimentálně naměřenými parametry pro různé hodnoty rozfázování Δk. Cílem bylo co nejlépe proložit numerickými simulacemi naměřená experimentální data. Zde zobrazené výsledky tedy budou pro hodnotu $\Delta k = 0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.

Do simulací je potřeba zadat nemálo parametrů, některé se budou shodovat, jiné lišit podle typu interakce. Interakce byly uvažovány *oo-e* pro typ I a *oe-o* pro typ II, ale o těch později.

Nyní shodné parametry. Počítáme s rozměrem 2,94 mm všech svazků a délkou 1,1 ps u všech pulzů stejnou. Uvažujeme kruhový průřez svazků, šířku svazku program `SNLO` bere jako vzdálenost FWHM. Rozfázování $\Delta k = 0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$, vstupní energie první harmonické je 0,9 mJ. Koeficient lineární absorpce nadhodnocujeme[4] na $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{mm}^{-1}$, což je řádově stejné, jako se udává v literatuře, viz [10]. Poloměr zakřivení nastavujeme na 10^6 mm pro všechny vlny, a to i když v programu `SNLO` skrze funkci `Focus` vyšel něco přes 10^5 mm, protože bylo provedeno několik simulací s oběma hodnotami (tedy 10^5 i 10^6) a nebyl v nich rozeznatelný rozdíl. Počet časových bodů i prostorových bodů v ose z byl většinou uvažován na 64. Velikost mřížky[5] zas na $11{,}76 \times 11{,}76$ mm, resp. vždy bylo zadáno $4 \cdot d$ v každém směru, kde d je průměr svazku. Počet bodů mřížky v každém směru je 32. Prostorový supergaussovský koeficient byl nastaven na 1. Velká část zbylých parametrů byla nastavena na nulu. Jde konkrétně o parametry fáze, odrazivost přední a zadní stěny krystalu, nelineární index lomu, koeficient dvoufotonové absorpce, vzájemné zpoždění vstupních vln, čerp pulzů, vzájemný prostorový posun vstupních vln a vzdálenost od zadní stěny krystalu, ve které se vyhodnocovaly výsledky simulace.

Interakce *oo-e* Následují parametry specifické pro tuto interakci. Ty jsou vypsány do hranatých závorek, vždy v pořadí týkající se 1H a 2H a oddělené jsou středníkem. Tedy index lomu je [1,606; 1,606], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) jsou [1,626; 1,642], disperze grupového zpoždění (group delay dispersion) je [20,5; 91,2] $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu uvažujeme [0; 8,16] mrad. Efektivní nelineární koeficient byl zahrnut s hodnotou $d_{eff} = 0{,}828\,\frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Interakce *oe-o* Jako výše i zde jsou následují parametry specifické pro tuto interakci. Vypsané je podobným způsobem, tedy v pořadí 1H řádná, 1H mimořádná a 2H řádná. Index lomu je [1,565; 1,594; 1,580], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) jsou [1,582; 1,614; 1,611], disperze grupového zpoždění (group de-

hodnoty parametrů, které jsou podobné těm původním.

[4] Oproti Cristal Laser, kteří udávají až $\alpha < 2\mathrm{ppm/cm} = 2 \cdot 10^{-7}/\mathrm{mm}$, viz [13].

[5] V programu `SNLO` značí „grid“ diskrétní mřížku.

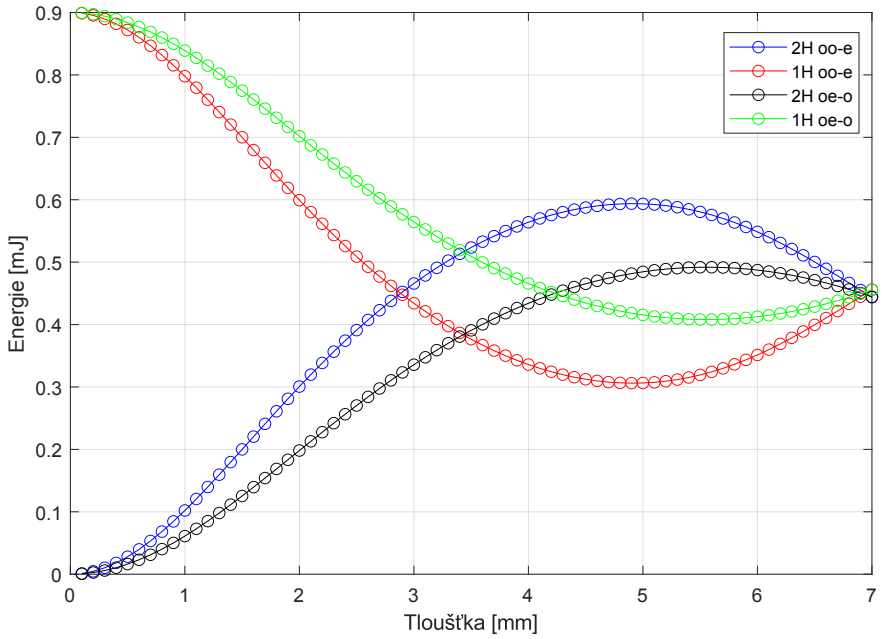
lay dispersion) je $[20{,}9; 19{,}9; 82{,}2]\,\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu (walk-off angle) uvažujeme $[0; 7{,}21; 0]$ mrad. Efektivní nelineární koeficient má hodnotu $d_{eff} = 0{,}61\,\frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Ideální délky krystalů

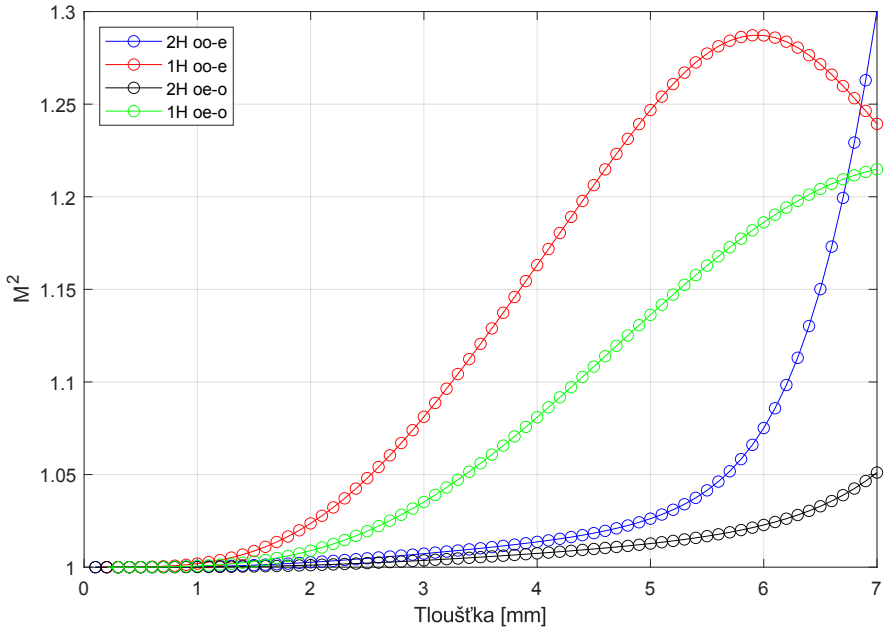
Nejprve pro vstupní energii pulzu 0,9 mJ (= 0,45 mJ + 0,45 mJ) byla měněna délku krystalu od 0,1 mm do 7 mm. Tato závislost je pro obě interakce zobrazena v grafu 2.2. Dále byla vynesena závislost hodnoty parametru M^2 druhé harmonické frekvence pro obě interakce do grafu 2.3. Ve směru úhlu dvojlomu i ve směru kolmém na něj vychází hodnoty M^2 stejně.

Odpovídající maximální výstupní energie druhé harmonické jsou $E_2 = 0{,}59$ mJ pro *oo-e* interakci v optimální délce krystalu $t = 5$ mm a $E_2 = 0{,}49$ mJ pro *oe-o* interakci v optimální délce krystalu $t = 5{,}5$ mm. Účinnost konverze do druhé harmonické tak je $\eta_2 = 65{,}6\,\%$ pro *oo-e*, resp. $\eta_2 = 54{,}5\,\%$ pro *oe-o* interakci. Zde jsme brali účinnost generace jako poměr energie generované druhé harmonické ku energii 0,9 mJ, tedy energii laseru ještě před generací harmonické frekvence. Pro tyto maximální hodnoty vychází parametr M^2 vlny 2H přibližně jako $M^2 = 1{,}02$ pro obě interakce.

Jak je z grafů vidět, kvalita svazků relativně rychle klesá, když překročíme „optimální“ hodnotu délky krystalu 5 mm pro *oo-e*, resp. 5,5 mm pro *oe-o* interakci. Je to způsobeno zpětnou konverzí ve středu svazku, kde původně byla nejvyšší intenzita 1H. Zpětná konverze způsobí modulaci prostorového průběhu, tedy odchýlení od gaussovského tvaru, čímž se zhorší parametr M^2. Na druhou stranu samotná hodnota parametru M^2 druhé harmonické se drží velmi nízko, ale ve skutečnosti však bude vyšší, protože se (mimo výše zmíněné) v simulacích zanedbávala spousta slabších efektů, např. přesná kolimace svazků, nelineární index



Obrázek 2.2: Závislost výstupních energií 1H a 2H na délce krystalu pro interakce *oo-e* (červená 1H, modrá 2H) a *oe-o* (zelená 1H, černá 2H). Vstupní energie 1H je 0,9 mJ, FWHM vstupního 1H svazku je 2,94 mm, délka vstupního 1H pulzu je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.



Obrázek 2.3: Závislost parametru M^2 vln 1H a 2H na délce krystalu pro interakce *oo-e* (červená 1H, modrá 2H) a *oe-o* (zelená 1H, černá 2H). Vstupní energie 1H je 0,9 mJ, FWHM vstupního 1H svazku je 2,94 mm, délka vstupního 1H pulzu je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}15\ \frac{\text{rad}}{\text{mm}}$.

lomu, odrazivosti stěn krystalu nebo třeba přesný tvar pulzu a svazku.

Ze simulací je vidět, že pro co největší generaci druhé harmonické bude lepší zvolit LBO krystal pro interakci *oo-e* s délkou $t = 5$ mm.

2.3.2 Generace třetí harmonické

Simulace opět provádíme pro LBO krystal, kde se bude generovat součtová frekvence. Jsou zadány dvě vstupní vlny na vlnových dálkách 1030 nm a 515 nm a generuje se třetí na 343 nm.

Není-li řečeno jinak, uvažujeme rozměry svazků 2,94 mm a délky pulzů 1,1 ps a to jak vstupních, tak výstupní vlny. Uvažujeme kruhový průřez svazků jako hodnotu FWHM. Ztráty opět ohodnocujeme na $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}\,\text{mm}^{-1}$. Následující výsledky simulací jsou popsány pouze hodnotou energie 1H, protože jsme v simulacích zahrnuli podmínku $1H+2H = 0{,}9$ mJ, která udává zákon zachování energie. To koresponduje s tím, že v krystalu na SHG nevychází pulzy s vyšší energií a že energie se při generaci druhé harmonické frekvence může pouze přelévat mezi 1H a 2H. Ve skutečnosti tak například zanedbáváme ztráty způsobené absorpcí v krystalu aj. Všude také předpokládáme hodnotu rozfázování $\Delta k = 0{,}65\ \frac{\text{rad}}{\text{mm}}$. Tuto hodnotu bereme po konzultaci s Hanou Turčičovou, viz kapitola 2.3.1.

Velikost mřížky byla zadána jako $11{,}76 \times 11{,}76$, resp. vždy jsme zadali $4 \cdot d$ v každém směru, kde d je průměr svazku. Počet bodů mřížky jsme zadali 32 v rovině x i y, zatímco počet časových i prostorových bodů v ose z byl zadán na 64. Poloměr křivosti je opět 10^6 mm. Prostorový supergaussovský koeficient je nastaven na 1. Některé další parametry se lišily podle interakce *oo-e* nebo *oe-o*, ty zmíníme v příslušné kapitole. Ostatní parametry jsou nulové, jmenovitě tedy parametry fáze, odrazivost přední a zadní stěny krystalu, nelineární index lomu,

koeficient dvoufotonové absorpce, vzájemné zpoždění 1H a 2H vln, čerp pulzů, vzájemný prostorový posun 1H a 2H vln a vzdálenost od zadní stěny krystalu, ve které se vyhodnocovaly výsledky simulace.

Pro zjednodušení na vstupu uvažujeme 1H i 2H jako gaussovské svazky, což ale v experimentu nebude splněno, protože se ke generaci 3H dostanou svazky až po generaci 2H, která je zdeformuje.

V této kapitole budeme postupovat jakoby od konce. Nejprve nalezneme optimální poměr energií 1H a 2H pro co nejvyšší generaci 3H a pak se budeme zabývat, jak tohoto poměru lze dosáhnout.

Interakce oo-e

Do hranatých závorek vypíšeme doplněné hodnoty, vždy v pořadí týkající se 1H, 2H a 3H, a oddělíme je středníkem. Nejprve index lomu [1,606; 1,623; 1,617], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) [1,626; 1,659; 1,697], disperze grupového zpoždění (group delay dispersion) [20,5; 93,8; 160,4] $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu (walk-off angle) [0; 0; 18,72] mrad a nelineární koeficient $d_{eff} = 0{,}69\,\frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Výsledky simulací jsou v grafech 2.4 a 2.5. Na osách grafů vystupuje délka krystalu a vstupní energie 1H. Energie 2H je zahrnuta jako dopočet 1H do 0,9 mJ.

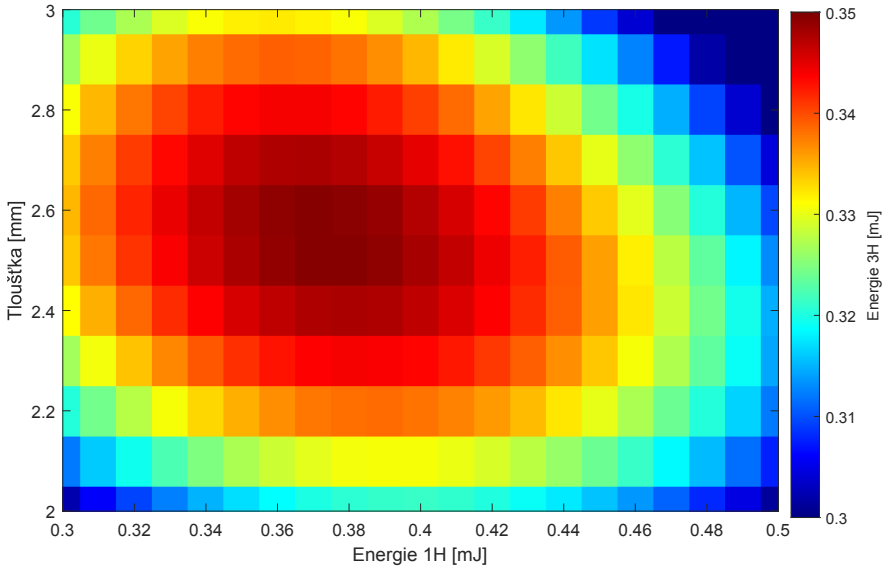
Z grafu 2.4 je vidět, že optimální délka krystalu bude 2,5–2,6 mm při vstupních energiích 1H 0,37 mJ a 2H 0,53 mJ s výstupní energií 3H přibližně 0,35 mJ a parametrem M^2 přibližně 1,015. Hodnota M^2 vlny 3H byla ve směru úhlu dvojlomu i v směru kolmém na něj stejná. Tento výsledný poměr ideálních vstupních energií pulzů první a druhé harmonické (0,37 mJ a 0,53 mJ) se liší od ideálního poměru pro rovinné vlny, který je 0,3 mJ a 0,6 mJ. Je tomu nejspíš z důvodu, že program `SNLO` v našem případě nepočítá s rovinnými vlnami, ale gaussovskými svazky, prostorové rozložení intenzit je tak jiné a výsledná maxima jsou spíše blíže k 0,4 mJ a 0,5 mJ.

Interakce oe-o

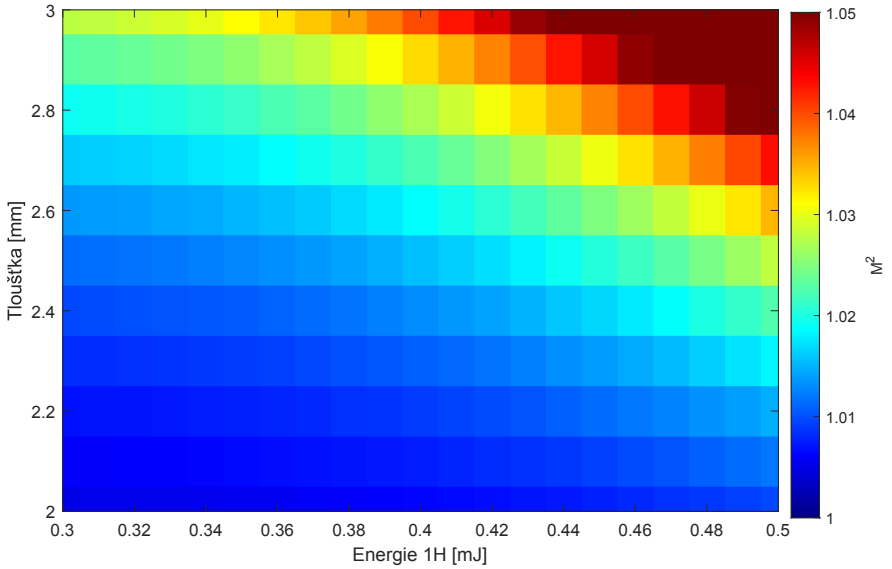
Pro interakci *oe-o* opět doplníme hodnoty do hranatých závorek, vždy v pořadí týkající se 1H, 2H a 3H, a oddělíme středníkem. Nejprve index lomu [1,565; 1,617; 1,599], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) [1,582; 1,653; 1,674], disperze grupového zpoždění (group delay dispersion) [20,9; 93,0; 149,3] $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu (walk-off angle) [0; 9,24; 0] mrad a nelineární koeficient $d_{eff} = 0{,}465\,\frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Průběh výstupní energie 3H a hodnoty M^2 jsou jakožto výsledky simulací v grafech 2.6 a 2.7. Na osách grafů vystupuje délka krystalu a vstupní energie 1H. Energie 2H je zahrnuta jako dopočet 1H do 0,9 mJ.

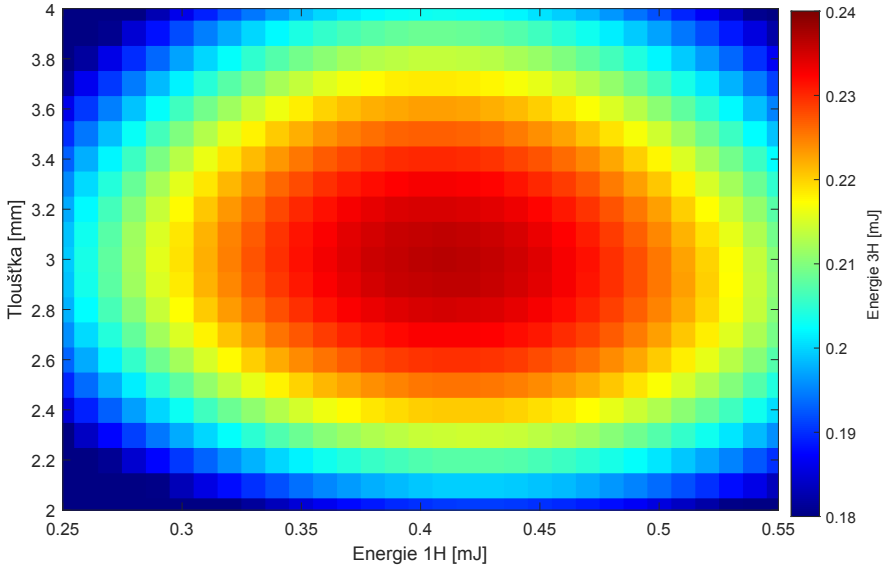
Z grafu 2.6 je vidět, že optimální délka krystalu bude 3 mm, když vstupní energie 1H bude 0,41 mJ a vstupní energie 2H bude 0,49 mJ s výstupní energií 3H přibližně 0,24 mJ a parametrem M^2 přibližně 1,01.



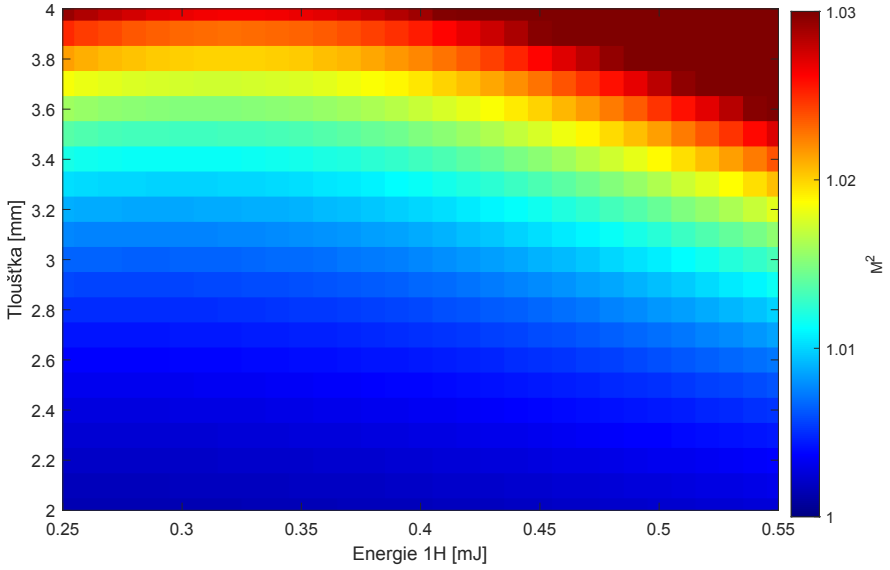
Obrázek 2.4: Závislost výstupní energie pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzu 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.



Obrázek 2.5: Závislost M^2 pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzu 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.



Obrázek 2.6: Závislost výstupní energie pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzů 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.



Obrázek 2.7: Závislost M^2 pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzů 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.

Diskuze výsledků

Generace 3H v LBO tloušťky 2,5 mm pro interakci *oo-e* se vstupní 1H energií 0,37 mJ a 2H energií 0,53 mJ dává výstupní energii 3H 0,35 mJ. Generace 3H v LBO pro interakci *oe-o* tloušťky 3 mm se vstupní 1H energií 0,41 mJ a 2H energií 0,49 mJ dává výstupní energii 3H 0,24 mJ. Celková účinnost konverze do třetí harmonické je tak $\eta_3 = 38{,}9\,\%$ pro *oo-e*, resp. $\eta_3 = 26{,}7\,\%$ pro *oe-o* interakci, kde jsme účinnost brali jako podíl energie výstupní harmonické ku energii 0,9 mJ, tedy energii laseru ještě před první generací jakékoli harmonické frekvence.

Z pohledu hrubých čísel je jasné, že pro co nejvyšší generaci třetí harmonické je jasnou volbou interakce *oo-e*. Nabízí se tedy možnost zvolit interakci *oo-e* pro generování třetí harmonické a optimální generace druhé harmonické v interakci *oo-e*. Sice se mírně zhorší parametr M^2, ale energie pulzu 3H bude asi o 40 % vyšší než pro interakci *oe-o*.

Svá úskalí to však s sebou nese, protože bude třeba stočit vlnu 2H, aby měla stejnou polarizaci jako 1H. Pak i využít správný časový posuv od kompenzátoru, ať se pulzy 1H a 2H dobře časově překrývají. Kompenzátor je optický prvek (také vyroben z anizotropního materiálu), který dovoluje nastavit fázové zpoždění mezi vlnou řádnou a mimořádnou, viz [2]. Dále bude třeba zohlednit i kvalitu svazku 1H, protože po generaci 2H bude parametr M^2 svazku 1H zvýšený a to se pak bohužel odrazí na generaci třetí harmonické frekvence. Hodnoty parametru M^2 svazku 1H vycházející ze simulací po průchodu prvním LBO krystalem je možné najít v grafu 2.3.

2.3.3 Generace čtvrté harmonické

Simulace tentokrát provádíme pro BBO a CLBO krystal, kde se bude generovat druhé harmonická z druhé harmonické. Jsou tedy zadány dvě vstupní vlny na vlnové dálce 515 nm (označujeme 2H) a generuje se třetí vlna na 257,5 nm (označujeme 4H).

Vzhledem k experimentálním datům Hany Turčičové bereme jako rozměry svazků přibližně 3 mm pro 2H a 2,5 mm pro 4H a délku pulzů 1,1 ps vstupní 2H a 0,9 ps výstupní 4H vlny. Uvažujeme kruhový průřez svazků jako hodnotu FWHM. Ztráty pro jednoduchost opět ohodnocujeme na $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{mm}^{-1}$. Původně byly provedeny simulace v závislosti na parametru rozfázování Δk, protože nebyly k dispozici hodnoty z naměřených dat Hany Turčičové. Až později byla z grafů Hany Turčičové odhadnuta velikost rozfázování na hodnotu $\Delta k = 0{,}75\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. Velikost mřížky byla zadána jako 12×12, resp. vždy bylo zadáno $4 \cdot d$ v každém směru, kde d je průměr svazku. Počet bodů mřížky jsme zadali 32 v rovině x i y, zatímco počet časových i prostorových bodů v ose z byl zadán na 64. Poloměr křivosti je opět 10^6 mm. Prostorový supergaussovský koeficient byl nastaven na 1. Některé další parametry se lišily podle konkrétního krystalu, ty zmíníme v příslušné kapitole. Ostatní parametry jsou nulové, jmenovitě tedy parametry fáze, odrazivost přední a zadní stěny krystalu, nelineární index lomu, vzájemné zpoždění 2H a 4H vln, čerp pulzů, vzájemný prostorový posun 2H a 4H vln a vzdálenost od zadní stěny krystalu, ve které se vyhodnocovaly výsledky simulace. Koeficient dvoufotonové absorpce byl nastaven jako beta_blue = [5,3; 5,3; 5,3]$\cdot 10^{-10}\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{W}}$ pro výstupní svazek 4H.

Pro zjednodušení na vstupu uvažujeme 2H jako gaussovský svazek, což ale

v experimentu nebude splněno, protože se ke generaci 4H dostane svazek až po generaci 2H, která ho zdeformuje.

Jelikož děláme druhou harmonickou z druhé harmonické, jsme omezeni maximálním možným výstupem 2H z LBO krystalu z kapitoly 2.3.1. Jako hodnotu vstupní energie 2H zadáváme 0,59 mJ.

BBO krystal

Do hranatých závorek jsou vypsány doplněné hodnoty, vždy v pořadí týkající se 2H a 4H a jsou odděleny středníkem. Nejprve index lomu [1,676; 1,676], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) [1,727; 1,916], disperze grupového zpoždění (group delay dispersion) [142,8; 464,7] $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu (walk-off angle) [0; 85,12] mrad a nelineární koeficient $d_{eff} = 1{,}70\ \frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Výsledky simulací jsou v grafech 2.8 a 2.9. Na osách grafů vystupuje délka krystalu a parametr rozfázování Δk.

V grafu 2.8 je pro interval rozfázování 0,65–0,9 $\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$ optimální tloušťka krystalu přibližně 1,4 mm. Do tohoto rozsahu i sedí odhad rozfázování $\Delta k = 0{,}75\ \frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. A to pro vstupní energii 2H 0,59 mJ, s výstupní energií 4H přibližně 0,32 mJ a parametrem M^2 přibližně 1,02. Hodnota M^2 vlny 4H byla ve směru úhlu dvojlomu i ve směru kolmém na něj stejná.

CLBO krystal

Do hranatých závorek jsou vypsány doplněné hodnoty, vždy v pořadí týkající se 2H a 4H a oddělené středníkem. Nejprve index lomu [1,499; 1,499], indexy grupových rychlostí (group velocity indices) [1,530; 1,638], disperze grupového zpoždění (group delay dispersion) [81,4; 249,2] $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$, úhel dvojlomu (walk-off angle) [0; 29,75] mrad a nelineární koeficient $d_{eff} = 0{,}825\ \frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{V}}$.

Výsledky simulací jsou v grafech 2.10 a 2.11. Na osách grafů vystupuje délka krystalu a parametr rozfázování Δk.

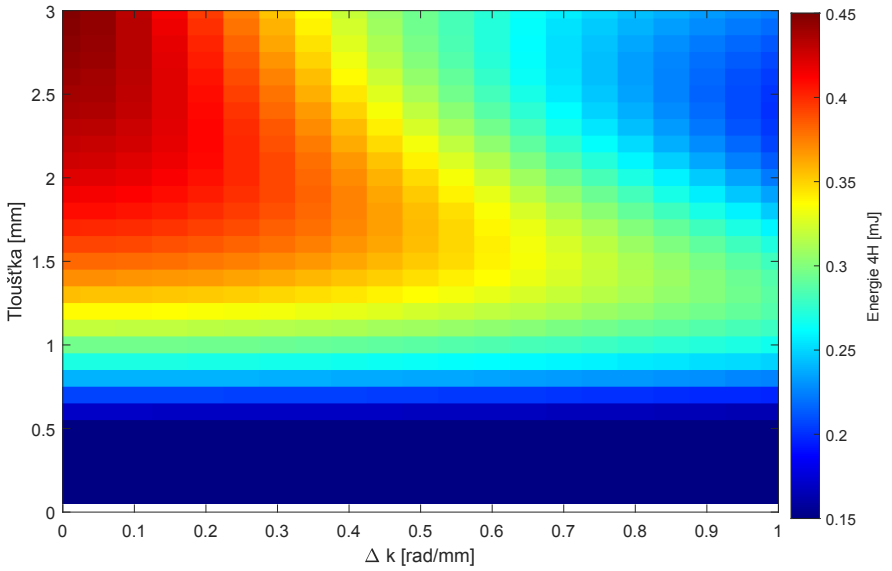
Dle grafu 2.10 se v intervalu rozfázování 0,65–0,9 $\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$ (okolo určené hodnoty $\Delta k = 0{,}75\ \frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$) optimální tloušťka výrazně nemění a lze ji určit přibližně na 1,9 mm při vstupní energii 2H 0,59 mJ. Výstupní energie 4H je okolo 0,25 mJ a parametr M^2 přibližně 1,02. Hodnota M^2 vlny 4H byla ve směru úhlu dvojlomu i v směru kolmém na něj stejná.

Diskuze výsledků

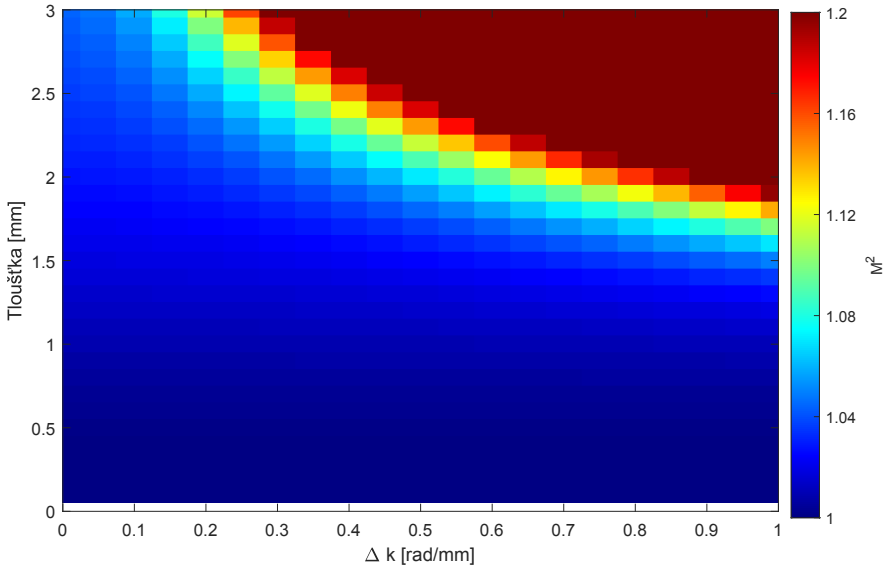
Z kapitol výše je jasné, že pro co nejvyšší generaci čtvrté harmonické bude velmi záležet na parametru Δk. Ten byl z experimentálních hodnot Hany Turčičové odhadnut na $\Delta k = 0{,}75\ \frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$.

U BBO krystalu je při tloušťce 1,4 mm maximální výstupní energie 4H okolo 0,3 mJ, zatímco u CLBO je maximální výstupní energie okolo 0,25 mJ při tloušťce 1,9 mm. Vychází tak celková účinnost konverze do čtvrté harmonické jako $\eta_4 = 33{,}3\,\%$ pro BBO, resp. $\eta_4 = 27{,}8\,\%$ pro CLBO krystal. Zde je celková účinnost vzata jako podíl energie generované čtvrté harmonické ku energii 0,9 mJ, tedy energii laseru ještě před první generací jakékoli harmonické frekvence.

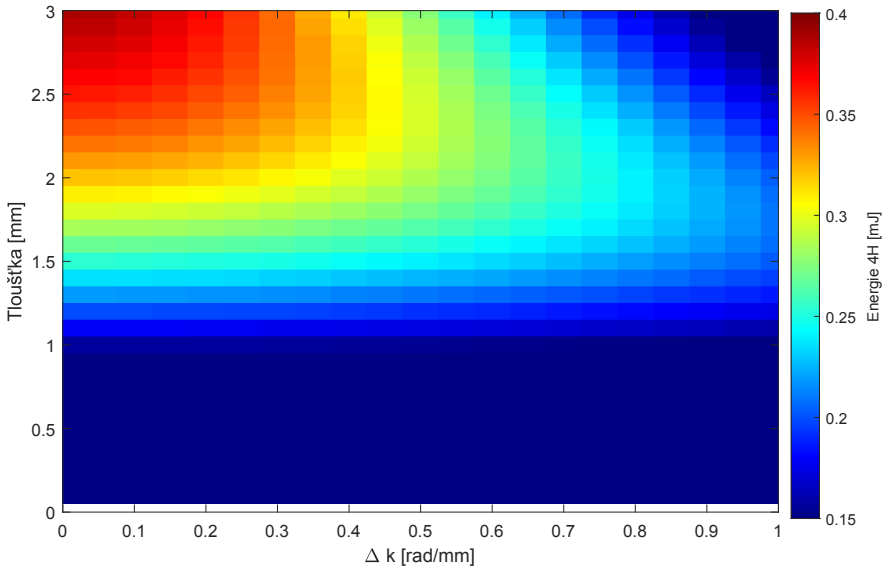
Pro co největší generaci 4H doporučujeme volit BBO krystal, ale oproti CLBO je u něj náročnější dosáhnout co nejpřesnějšího sfázování.



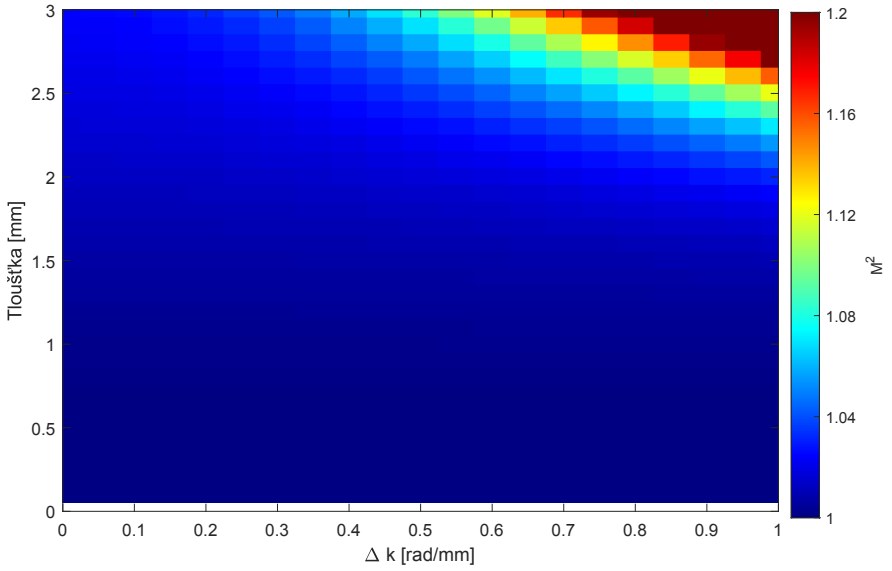
Obrázek 2.8: Závislost výstupní energie pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce BBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps.



Obrázek 2.9: Závislost M^2 pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce BBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps.



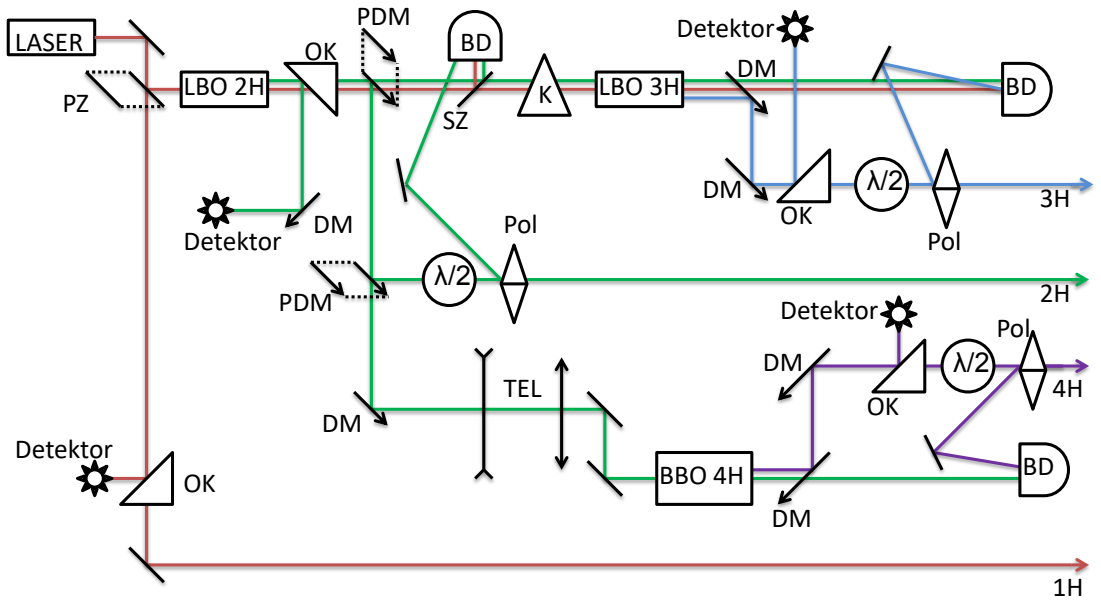
Obrázek 2.10: Závislost výstupní energie pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce CLBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps.



Obrázek 2.11: Závislost M^2 pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce CLBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps.

2.4 Návrh sestavy ke generování harmonických frekvencí

Po dokončení numerických simulací nastal čas na postavení sestavy ke generaci harmonických, to by se ale neobešlo bez promyšleného návrhu, kterým se má stavba řídit. Nejprve jsme tedy vytvořili návrh, který nebral v potaz prostorová omezení, ale zaměřil se pouze na způsob provedení a odhad potřebných prvků v soustavě. Tento „předběžný“ návrh je vidět na obrázku 2.12. Detailní prostorový model byl rozpracován jinými pracovníky HiLASE.



Obrázek 2.12: Návrh schématu pro sestavu ke generování harmonických frekvencí. LASER — laser, PZ — zrcátko na motorizovaném posuvu, OK — sklíčko s velmi malou odrazivostí, LBO 2H — LBO krystal ke generování druhé harmonické, LBO 3H — LBO krystal ke generování třetí harmonické, BBO 4H — BBO krystal ke generování čtvrté harmonické, DM — dichroické zrcátko, PDM — dichroické zrcátko na motorizovaném posuvu, SZ — sklopitelné zrcátko, BD — pohlcovač svazků, K — kompenzátor, $\lambda/2$ — půlvlnná destička, Pol — brewsterův polarizátor, TEL — teleskop skládající se z rozptylné a spojné čočky.

V tomto návrhu reprezentuje červená barva základní harmonickou, zelená barva druhou harmonickou, modrá barva třetí harmonickou a fialová barva čtvrtou harmonickou frekvenci. Celkem přirozené je na levé straně vstup základní harmonické z laseru do soustavy a na pravé straně výstup základní harmonické i ostatních harmonických. Před výstupem každého svazku je dvojice půlvlnné destičky s brewsterovým polarizátorem[6], která tak rotací půlvlnné destičky ovládá výstupní energii harmonických. Teleskop, skládající se z rozptylné a spojné čočky, slouží ke zvětšení poloměru svazku, čímž by pak při generaci čtvrté harmonické mělo dojít ke zlepšení parametru M^2. Dvojice sklíčka s velmi malou odrazivostí a detektoru slouží k průběžnému monitorování výkonů základní harmonické i generovaných harmonických frekvencí. Zkušený fyzik jistě pozná, že jediné neozna-

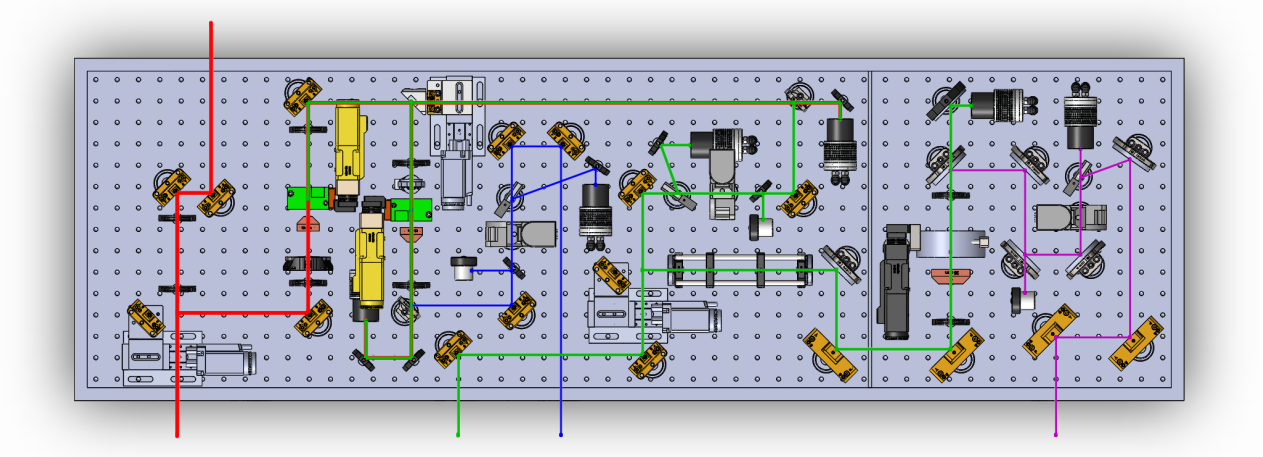
[6]Polarizátor nastavený tak, aby svazek dopadal pod Brewsterovým úhlem. Odráží se tak pouze polarizace kolmá na rovinu dopadu.

čené prvky jsou zrcátka. Dichroická zrcátka v tomto návrhu slouží i jako filtry, od nichž se odrazí právě jen chtěná harmonická a ostatní svazky jimi projdou do pohlcovače svazků. Zrcátka na motorizovaných posuvech slouží k odklonění svazku. Při odklonění svazku tak, aby výstupem ze soustavy byla druhá harmonická, může skrz první dichroické zrcátko zlomek intenzity stále projít, je za ním tedy sklopitelné zrcátko, které všechny prošlé svazky odkloní do pohlcovače svazků.

Návrh schématu soustavy, která je skutečně použita pro generaci druhé, třetí a čtvrté harmonické frekvence laseru Perla C-100, byl vytvořen pracovníky HiLASE a prošel několika aktualizacemi. Bylo v něm také myšleno na kompaktnost výsledné soustavy, takže komplexita rostla s klesajícími rozměry, jak je očekávané. Schéma výsledné verze návrhu, podle kterého pak i sestava byla postavena, je vidět na obrázku 2.13.

Nyní k popisu schématu. Nahoře je vidět jeden vstup červeného svazku, reprezentujícího základní harmonickou, dole celkem čtyři výstupy červeného, zeleného (druhá harmonická), modrého (třetí harmonická) a fialového (čtvrtá harmonická) svazku. Sestava by měla zabírat plochu $120 \times 40\,\mathrm{cm}^2$, ale pokud se zajímáme pouze o část s druhou a třetí harmonickou, pak jen $90 \times 40\,\mathrm{cm}^2$. Část s druhou a třetí harmonickou je principiálně velmi podobná „předběžnému“ návrhu z obrázku 2.12, který byl popsán výše. Návrh počítá s eventuálním ovládáním sestavy přes počítač, proto jsou v něm vidět celkem tři zrcátka na motorizovaných posuvech pro odklon svazků, tři motorem otáčené půlvlnné destičky pro nastavení výstupní intenzity svazků a tři nelineární krystaly, v nichž dochází ke generaci harmonických, s motorizovaným náklonem pro optimalizaci generace.

K návrhu sestavy i její samotné realizaci se ještě jednou dostaneme později v kapitole 3.2.



Obrázek 2.13: Konečný návrh schématu pro sestavu ke generování harmonických frekvencí, který byl použit ke stavbě sestavy. Interní dokument centra HiLASE připraven jeho pracovníky.

3. Experimentální část

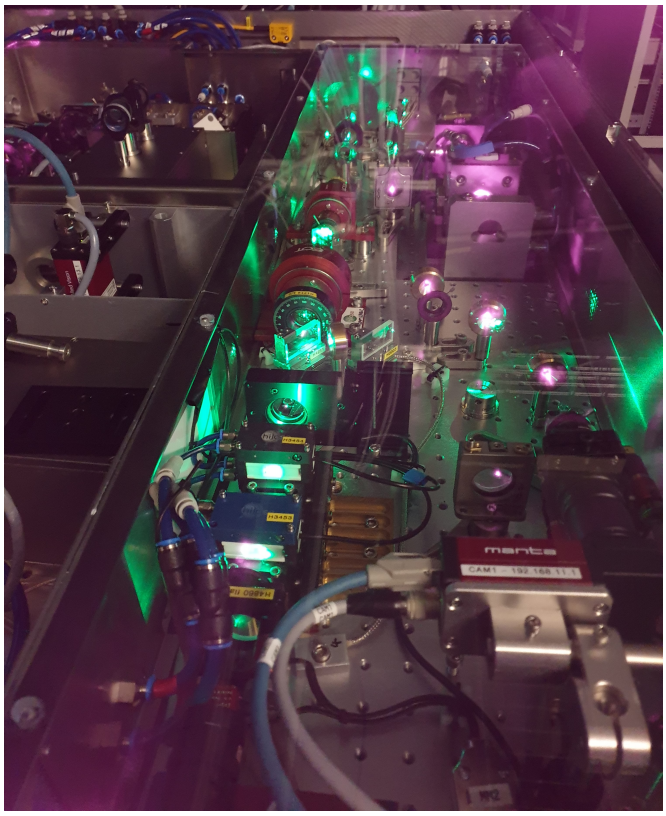
Co se týká terminologie, i v této kapitole označujeme 1H jako základní frekvenci, 2H druhou harmonickou a 3H třetí harmonickou frekvenci.

V této kapitole se zaměřujeme hlavně na stavbu sestavy ke generování harmonických frekvencí a charakterizaci všech používaných svazků.

Vědecké centrum HiLASE provozuje několik rozličných typů laserů. Jde zejména o laserový systém Bivoj a řadu tenkodiskových laserů Perla. Tato diplomová práce se zabývá konstrukcí systému pro generaci harmonických frekvencí pro laser Perla C-100.

3.1 Laserový systém Perla C-100

Laserový systém Perla C-100 je diodami čerpaný pevnolátkový laser. Jeho současné výstupní parametry jsou: opakovací frekvence 91 kHz, aktuální průměrný výkon 72 W, délka pulzu 1,1 ps (při předpokladu pulzu ve tvaru sech^2), parametr $M^2 < 1{,}25$, vlnová délka 1030 nm, šířka spektra 1,5 nm, průměr svazku 5 mm (na úrovni $1/e^2$). Zapnutý laser je k prohlédnutí na obrázku 3.1, kde viditelná zelená je parazitně generovaná druhá harmonická v BBO krystalech Pockelsových cel.

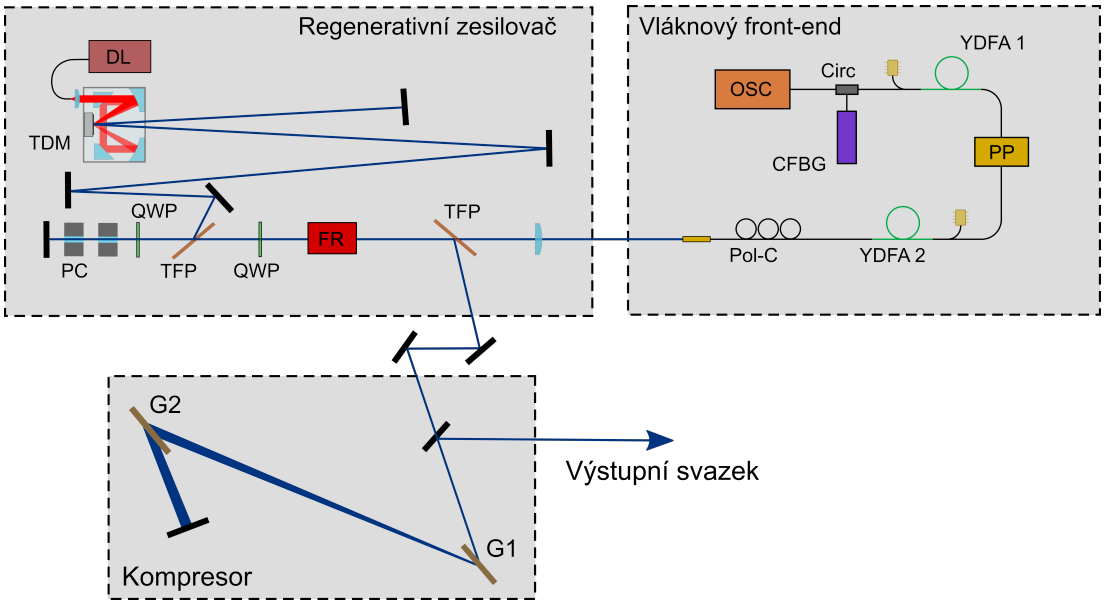


Obrázek 3.1: Fotografie spuštěného laseru Perla C-100. Viditelné zelené světlo je parazitně generovaná druhá harmonická frekvence v BBO krystalech Pockelsových cel. Zachyceno kolegou Jiřím Mužíkem, který je spolutvůrcem laseru na schématu.

Pro generaci pulzů se používá metoda zesílení čerpovaných pulzů (CPA, z an-

glického *chirped pulse amplification*). Ve vláknovém laserovém oscilátoru[1] se vytvoří vstupní pulzy, ty se v čase roztáhnou v prodlužovači, pokračují do dalších vláknových předzesilovačů, vláknového akusto-optického modulátoru (AOM, z anglického *acousto-optic modulator*), který slouží jako vybírač pulzů, následně se zesilují v tenkodiskovém regenerativním zesilovači založeném na Yb:YAG krystalech (ytterbiem dopovaný yttrito-hlinitý granát) a nakonec se v kompresoru pulzů opět v čase stlačí a vyvádějí ven.

Samotná sestava laseru byla dokončena již v roce 2015, ale od té doby proběhlo několik konstrukčních změn a vylepšení. Nejvýznamnější změny jsou výměna kompresoru pulzů, v tomto případě čerpované objemové Braggovy mřížky (CVBG, z anglického *chirped volume Bragg grating*) za mřížkový kompresor Treacyho typu, a přesunutí laseru do teplotně stabilizované skříně odpovídající průmyslovým standardům. Její současné provedení je ve schématu na obr. 3.2 a v provozu je vyfotografována na obr. 3.1, kde viditelné zelené světlo je parazitní druhá harmonická frekvence generovaná v BBO krystalech Pockelsových cel. Obsáhlejší čtení o tomto laserovém systému lze nalézt například v [15, 16, 17].



Obrázek 3.2: Aktuální verze schématu sestavy laseru Perla C-100. OSC — vláknový oscilátor, Circ — cirkulátor, CFBG — čerpovaná vláknová braggovská mřížka, YDFA —Ytterbiem dopovaný vláknový zesilovač, PP — vybírač pulzů, Pol-C — ovladač polarizace, TFP — tenkovrstvý polarizátor, FR — Faradayův rotátor, QWP — čtvrtvlnná destička, PC — Pockelsovy cely, TDM — tenkodiskový modul, DL — čerpací diody, G1 a G2 — dielektrické mřížky tvořící kompresor. Interní dokument centra HiLASE. Schéma vytvořené kolegou Jiřím Mužíkem, který je spolutvůrcem laseru na schématu.

Na výstupu z laseru je optický svazek za kompresorem vyváděn skrze atenuátor, tedy půlvlnnou destičku (pro jednoduchost schéma na obr. 3.2 není kompletní). Ten lze ovládat v počítači a nastavit v něm hodnoty úhlu od 0° do 45°, kde 0° značí minimální a 45° maximální výstup z laseru.

[1]Pořízen od externí firmy. Momentálně používaný nebyl na stránkách dohledatelný, ale parametry podobný je k nalezení v [14].

3.2 Experimentální sestava pro generování harmonických frekvencí

Sestava ke generaci harmonických frekvencí byla z časových důvodů omezena jen na část s generací druhé a třetí harmonické.

V sestavě jsou oproti návrhu také některé komponenty obměněné. Jde například o podstavce pro nelineární krystaly, pro které nebyla motorizovaná varianta zatím dostupná a které byly nahrazeny mechanickými.

Některé jiné komponenty zatím nebyly instalovány. Jsou to například detektory, které měly být použity pro optimalizaci náklonu krystalu, ty by v případě mechanických podstavců pro krystaly pouze zabíraly místo, nebo kompenzátor zpoždění mezi první a druhou harmonickou, který by v budoucnu měl zlepšit generaci třetí harmonické frekvence.

Naopak některé komponenty byly oproti návrhu přidány. Bylo například u generace třetí harmonické při sfázování typu I, interakce *oo-e*, nutné před krystal dodat duální půlvlnnou destičku, která stáčí rovinu polarizace základní harmonické, ale druhou harmonickou nechává projít beze změny. Je tomu z toho důvodu, že při generaci druhé harmonické se také využívá sfázování typu I, interakce *oo-e*, takže na výstupu budou mít základní harmonická i druhá harmonická kolmé polarizace a je nutné jednu z nich stočit.

Oproti návrhu se bez problému podařilo sestavu v delším směru o 5 cm zkrátit, výsledné rozměry této soustavy tedy jsou $85 \times 40\,\mathrm{cm}^2$.

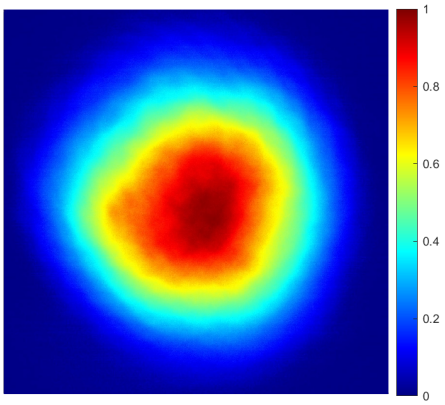
Jako nelineární krystaly jsme použili ty, které byly v HiLASE k dispozici a které měly úhly θ a ϕ co nejblíže ideálním pro danou interakci, viz tabulka 2.1, a délku, která se přibližně shodovala s výsledky simulací, viz kapitoly 2.3.1 a 2.3.2.

Byl tak ke generování druhé harmonické použit krystal LBO s úhly $\theta = 90°$ a $\phi = 12.9°$, rozměry $8 \times 8 \times 4{,}5\,\mathrm{mm}^3$, kde poslední zmíněný rozměr je délka krystalu ve směru šíření svazku, a antireflexními vrstvami pro 1030 a 515 nm na obou stranách.

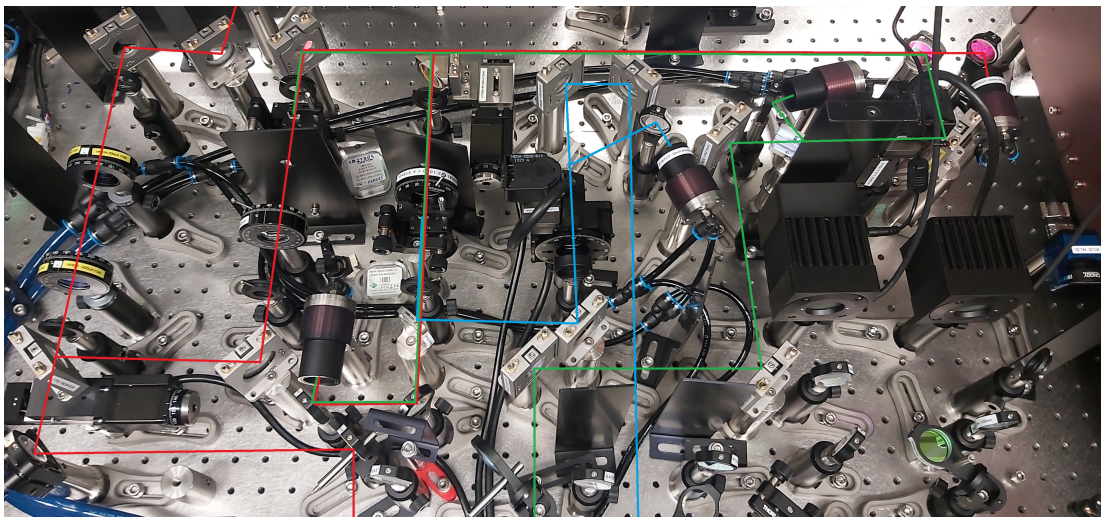
Ke generování třetí harmonické byl použit krystal LBO s úhly $\theta = 90°$ a $\phi = 40.1°$, rozměry $8 \times 8 \times 4\,\mathrm{mm}^3$, kde poslední zmíněný rozměr je délka krystalu ve směru šíření svazku, a antireflexními vrstvami pro 1030 a 515 nm na jedné straně a 1030 a 343 nm na straně druhé.

Po sestavení měla následovat charakterizace svazků. Avšak během prvních měření se objevilo několik problémů, které bylo vhodné vyřešit ihned. Jednalo se například o nevhodnou volbu zrcadel před pohlcovače svazků, protože návrh počítal s úhlem dopadu, který není pravý, ale jelikož nebyla dostupná vhodná zrcadla pro ostrý úhel dopadu, docházelo k průsaku svazku. Pozice zrcadel i pohlcovačů svazků tak musely být mírně upraveny. Dále, protože původní svazek byl eliptický, byly před první motorizované zrcadlo vloženy dvě cylindrické čočky (plano-konvexní a plano-konkávní) s ohniskovými vzdálenostmi $f_1 = 300\,\mathrm{mm}$ a $f_2 = -200\,\mathrm{mm}$ v relativní vzdálenosti 10 cm, které byly nastaveny tak, aby se svazek stal co nejvíce kruhovým ve vzdálenosti přibližně 1 m za těmito čočkami. Bylo tak dosaženo elipticity 0,98 svazku základní harmonické, viz obr. 3.3. Dále musela být přidána stínítka, protože docházelo ke slabému odrazu druhé harmonické v prvním krystalu (tedy na zadní stěně toho krystalu, který ji měl generovat) a protože docházelo k velmi silnému odrazu druhé harmonické na přední stěně

druhého krystalu (tedy toho, ve kterém se měla generovat třetí harmonická). Takto odražený svazek byl při plném výkonu dobře viditelný i po několika odrazech, dokonce šel i zaznamenat velmi slabý zbytek až u prvního zrcadla, počítáno od vstupu základní harmonické do soustavy. Tento silný odraz na druhém krystalu je podrobněji rozebrán v kapitole 3.5.1. Sestava v aktuálním stavu s výše zmíněnými úpravami je na obrázku 3.4. Na obrázku jsou barevně vyznačeny dráhy svazků, kde červená je 1H, zelená je 2H, modrá je 3H. V horní části obrázku je do soustavy zavedena základní harmonická, v dolní části je vidět výstup všech svazků ze soustavy spolu se zrcátky, která v současné době odvádějí svazky do detektorů v pravé části fotografie.



Obrázek 3.3: Snímek profilu hustoty energie svazku základní harmonické s barevnou škálou po optimalizaci elipticity svazku přidáním cylindrických čoček.



Obrázek 3.4: Fotografie postavené sestavy ke generování harmonických frekvencí s barevně vyznačenými dráhami svazků, kde červená reprezentuje základní harmonickou, zelená druhou harmonickou a modrá třetí harmonickou frekvenci.

Bylo by také dobré zmínit orientace polarizací všech svazků. Zavedení základní harmonické do sestavy je řešeno skrze půlvlnnou destičku se dvěma brewsterovými polarizátory. Zavádí se tak do soustavy pouze vertikální polarizace základní harmonické frekvence. Generace druhé harmonické je nastavena tak, aby vstupovala základní harmonická horizontálně polarizovaná a, kvůli interakci *oo-e*, druhá

harmonická vystupovala vertikálně polarizovaná. Je tedy před krystalem k SHG i půlvlnná destička stáčející rovinu polarizace základní harmonické do horizontální roviny. Před výstupem druhé harmonické ze soustavy je opět půlvlnná destička a brewsterův polarizátor, vychází ze soustavy tedy pouze horizontální polarizace druhé harmonické. Generace třetí harmonické je také nastavena na interakci *oo-e*, je tedy před daný krystal vložena duální půlvlnná destička, která stáčí rovinu polarizace základní harmonické, ale polarizaci druhé harmonické neovlivňuje. Jsou tak na vstupu do krystalu základní i druhá harmonická polarizovány vertikálně a generovaná třetí harmonická je polarizována horizontálně. I třetí harmonická před výstupem ze soustavy prochází, podobně jako druhá harmonická, půlvlnnou destičkou a brewsterovým polarizátorem, projde tak ven pouze horizontální polarizace.

3.3 Použitá měřidla, detektory, programy

Pro charakterizaci svazků jsme zvolili následující parametry: výkon, délku pulzu, profil svazku, parametr M^2 a spektrum.

Ke změření výkonu svazk 1H jsme použili termální výkonovou měrku od společnosti Ophir, viz [18], a ke změření výkonu svazků 2H a 3H termální výkonovou měrku od společnosti Ophit, viz [19].

Na určení délky pulzů byl použit autokorelátor pulseCheck od firmy APE. Námi používaný není na jejich stránkách dohledatelný, novější verze s podobnými parametry je k nalezení v [20]. Tento autokorelátor požadoval na vstupu záření v horizontální polarizaci, byla tedy přidána půlvlnná destička do dráhy svazku základní harmonické. Pro 1H a 2H byla autokorelace měřena přes generaci druhé harmonické, pro 3H skrze dvoufotonovou absorpci. Vždy jsme používali nekolineární mód intenzitní autokorelace.[2]

Na proměření profilu svazku byla použita kamera CinCam CMOS-1201 od firmy Cinogy. Technické parametry jsou k dispozici v [21]. K určení parametru svazku M^2 byla využita sestava vytvořená pracovníky HiLASE, jejíž hlavní součástí je sada spojných čoček a podobná kamera jako výše. Měření profilu svazků i parametru M^2 byla zpracována v programu RayCi [22].

Spektrum svazku bylo změřeno spektrometrem BR8 od firmy Narran, [23]. Spektrum základní harmonické bylo měřeno přímo, ale spektrum druhé, resp. třetí harmonické bylo měřeno z druhého, resp. třetího difrakčního řádu. Spektrum třetí harmonické bylo změřeno i přímo a to spektrometrem HR4000 od firmy Ocean Insight, viz [24]. Při měření spekter byly svazky vždy zavedeny do integrační sféry od Thorlabs, viz [25], z níž byly vlnovodem odvedeny do spektrometru.

K provedení téměř všech fitů byl využit program `gnuplot` verze 5.4. Pro fit složitějších funkcí, kdy program `gnuplot` nekonvergoval správně, byl využit skript v prostředí `Matlab` (konkrétně se jedná o fit Gaussovy funkce a autokorelace kvadrátu hyperbolického sekansu, viz kap. 3.4.2). Vykreslení všech grafů proběhlo v prostředí `Matlab`. Použitá verze prostředí `Matlab` byla R2021b.

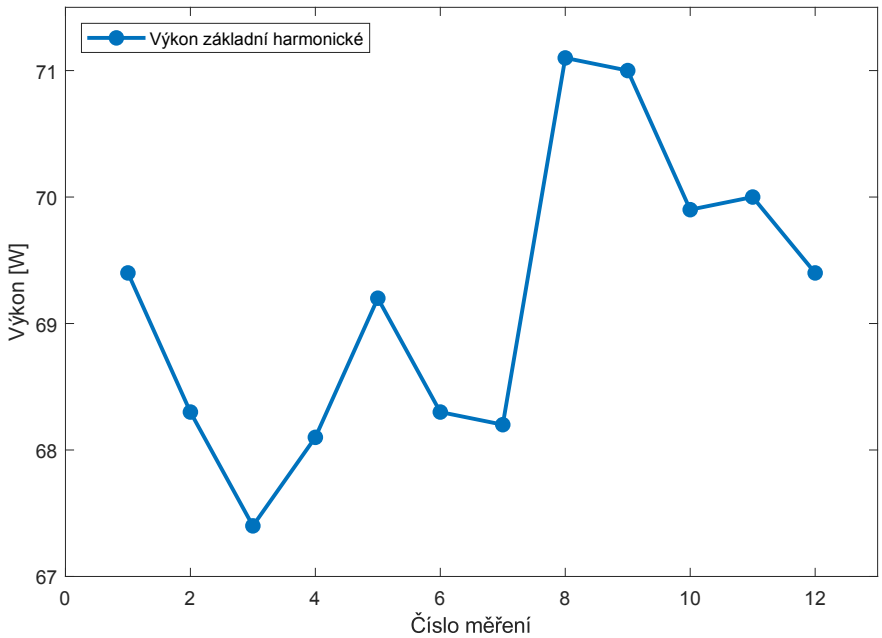
[2]Tento autokorelátor nabízí možnost i kolineárního módu interferometrické autokorelace.

3.4 Charakteristika základní harmonické

Po úspěšném dokončení sestavy na generaci druhé a třetí harmonické frekvence pro laser Perla C-100, viz kap. 3.2, nastal čas na charakterizaci generovaných svazků. Je ale také důležité charakterizovat svazek základní harmonické, který druhou a třetí harmonickou generuje. Pokud bychom měli základní svazek ve velmi špatném tvaru, nebylo by překvapením, že i generované svazky nebudou vypadat hezky. Následující kapitoly shrnují charakterizaci průměrného výkonu, délky pulzu, profilu svazku, parametru M^2 a spektra pulzu základní harmonické frekvence.

3.4.1 Charakteristika základní harmonické — výkon

Jelikož měření probíhala v průběhu téměř celého měsíce června, není překvapením, že i hodnoty průměrného výkonu fluktuovaly. Byl veden jednoduchý záznam maximálních hodnot výkonů svazku základní harmonické. Hodnoty jsou vykresleny na obrázku 3.5. Vodorovná osa značí obecně jen číslo měření, protože ne všechna měření byla provedena po stejných časových intervalech, někdy byl časový rozdíl měření jen pár hodin, někdy několik dní.



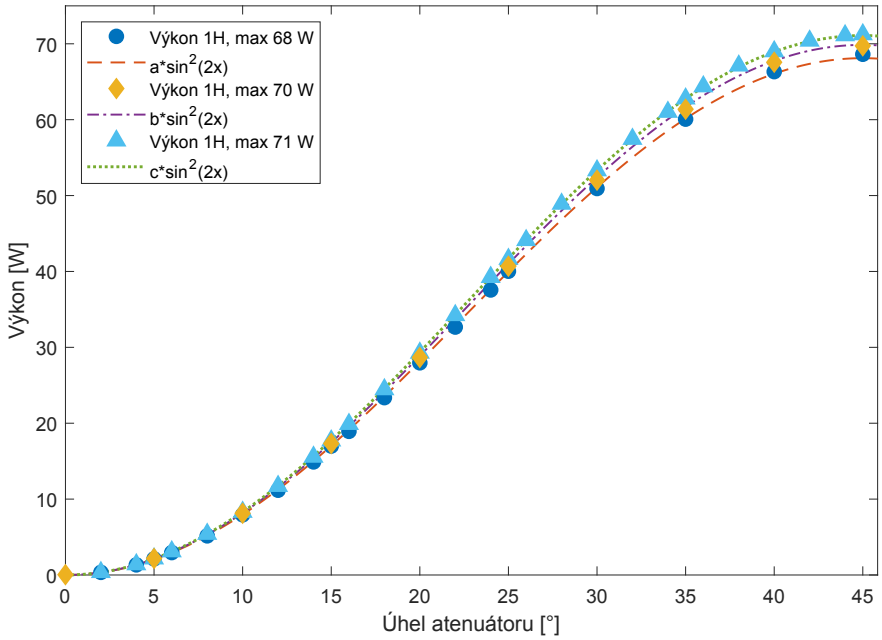
Obrázek 3.5: Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu základní harmonické v čase.

Jak je z grafu 3.5 vidět, držela se hodnota výkonu základní harmonické okolo 70 W. Avšak tři hlavní hodnoty, při nichž byla provedena velká část měření, byly přibližně 68, 70 a 71 W.

Následující měření výkonu byla prováděna po dobu 20 sekund a výsledná hodnota je průměrný výkon za tuto dobu.

Byla podrobně proměřena závislost výkonu základní harmonické na úhlu atenuátoru a to natřikrát během období, kdy byl maximální výkon právě 68, 70 a 71 W. Tyto závislosti jsou vyneseny v grafu 3.6 a proloženy funkcemi tvaru $a\sin^2(2x)$, kde a je fitovaný koeficient (pro každé měření různý) a x je hodnota

úhlu atenuátoru. V grafu nejsou zaneseny chybové úsečky, protože jsou asi o 3 řády menší než vynášené hodnoty. Výsledné hodnoty jsou $a_{68\mathrm{W}} = 68{,}11 \pm 0{,}17$, $a_{70\mathrm{W}} = 69{,}86 \pm 0{,}84$ a $a_{71\mathrm{W}} = 71{,}09 \pm 0{,}06$. Tuto závislost bylo třeba proměřit, abychom byli schopni vynášet závislosti výkonu druhé, resp. třetí harmonické na výkonu základní harmonické a ne pouze na úhlu atenuátoru.



Obrázek 3.6: Závislosti výkonu základní harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a \sin(x)$, kde $a = 68{,}11 \pm 0{,}17$, $b \sin(x)$, kde $b = 69{,}86 \pm 0{,}84$, a $c \sin(x)$, kde $c = 71{,}09 \pm 0{,}06$.

3.4.2 Charakteristika základní harmonické — délka pulzu

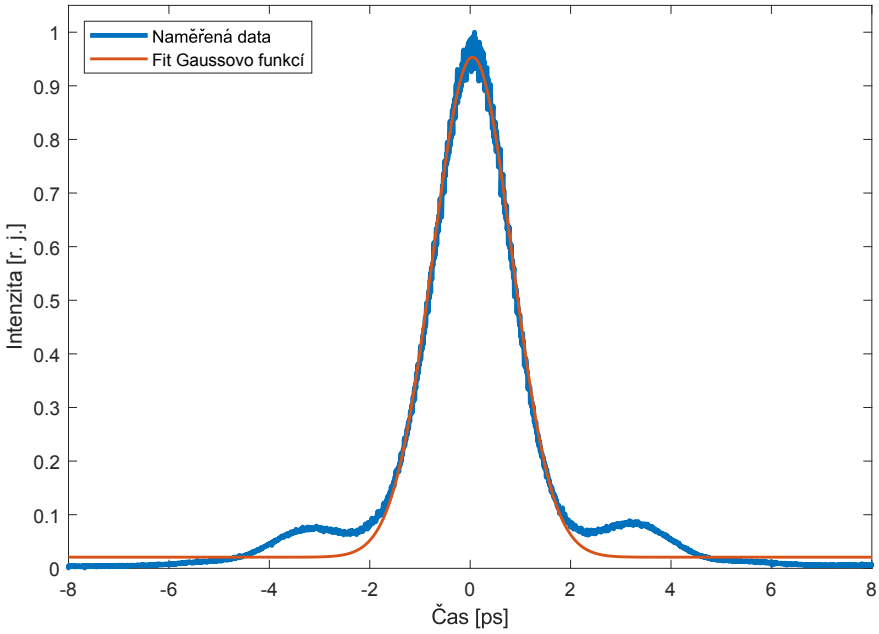
Délka pulzu se měřila v autokorelátoru, naměřená data tedy nereprezentují samotný tvar pulzu v čase, ale autokorelaci jeho funkčního předpisu. Obvykle předpokládaný tvar pulzu je buď Gaussova funkce, nebo kvadrát hyperbolického sekansu. V tabulce 3.1 je v prvním sloupci zapsán časový profil intenzity pulzu $I(t)$, ve druhém funkční předpis autokorelace daného pulzu $I_{ac}(\tau)$ a ve třetím poměr FWHM autokorelovaného pulzu $\Delta\tau_{ac}$ ku FWHM pulzu původního Δt_p (převzato z [26, 27]). V textu i v tabulce se snažíme o dodržení rozlišení časové proměnné t a autokorelační proměnné τ. Naměřená data byla fitována právě funkcemi z druhého sloupce tabulky 3.1 přenásobenými faktorem a, posunutými horizontálně o b (resp. $\tau \to \tau + b$) a vertikálně o c.

Bylo provedeno několik měření délky pulzu základní harmonické frekvence, všechna s velmi podobným průběhem. Příklad takového měření je uveden v grafu 3.7 proložený funkcí tvaru autokorelace Gaussovy funkce, viz tabulka 3.1. Časový průběh jsme fitovali dvěma funkcemi, u kterých nás zajímá pouze šířka pulzu, pro jejich předpis viz výše zmíněná tabulka. Výsledné hodnoty FWHM jsou pro obě fitované funkce vypsány v tabulce 3.2.

Metodou nejmenších čtverců byly z tabulky 3.2 určeny hodnoty FWHM jako $\Delta t_p = (1{,}28 \pm 0{,}01)$ ps pro gaussovský pulz a $\Delta t_p = (1{,}15 \pm 0{,}01)$ ps pro pulz tvaru $\mathrm{sech}^2\, t$.

$I(t)$	$I_{ac}(\tau)$	$\Delta\tau_{ac}/\Delta t_p$
$\exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}t}{\Delta t_p}\right)^2\right]$	$\exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}\tau}{\Delta\tau_{ac}}\right)^2\right]$	$\sqrt{2}$
$\mathrm{sech}^2\left(\frac{1{,}7627t}{\Delta t_p}\right)$	$\frac{3}{\sinh^2\left(\frac{2{,}7196\tau}{\Delta\tau_{ac}}\right)}\left[\frac{2{,}7196\tau}{\Delta\tau_{ac}}\coth\left(\frac{2{,}7196\tau}{\Delta\tau_{ac}}\right)-1\right]$	1,543

Tabulka 3.1: Převod mezi tvarem pulzu a jeho autokorelací spolu s konverzním faktorem mezi jejich FWHM. [26, 27]



Obrázek 3.7: Časový průběh pulzu základní harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem Gaussovo funkcí s FWHM šířkou $\Delta t_p = (1{,}302 \pm 0{,}002)$ ps.

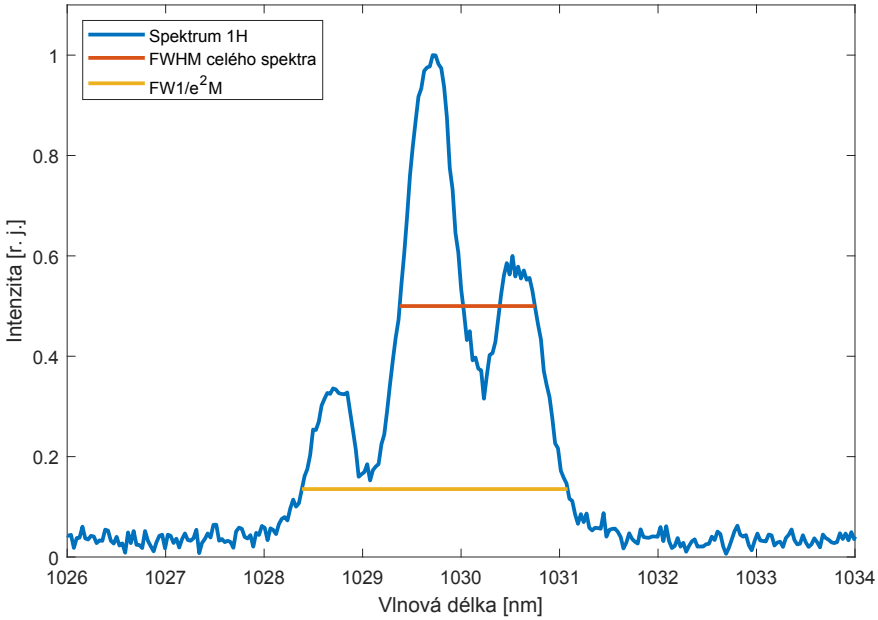
Tvar pulzu $\exp(-t^2)$		Tvar pulzu $\mathrm{sech}^2 t$	
$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]
$1{,}811 \pm 0{,}003$	$1{,}281 \pm 0{,}002$	$1{,}770 \pm 0{,}003$	$1{,}147 \pm 0{,}002$
$1{,}784 \pm 0{,}003$	$1{,}262 \pm 0{,}002$	$1{,}740 \pm 0{,}004$	$1{,}128 \pm 0{,}003$
$1{,}849 \pm 0{,}003$	$1{,}307 \pm 0{,}002$	$1{,}803 \pm 0{,}004$	$1{,}169 \pm 0{,}002$

Tabulka 3.2: Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu pro oba funkční předpisy (Gaussova funkce a kvadrát hyperbolického sekansu).

3.4.3 Charakteristika základní harmonické — spektrum pulzu

Spektrum pulzu základní harmonické bylo několikrát změřeno a je vidět na obrázku 3.8. Ze spektra byly numericky zjištěny dvě hodnoty — hodnota FWHM $\Delta\lambda_{1/2}$ a hodnota plné šířky v úrovni $1/e^2$ maxima $\Delta\lambda_{1/e^2}$ (FW$\frac{1}{e^2}$M, z anglického *full width at* $1/e^2$ *of maximum*). Na obrázku 3.8 jsou kromě spektra vidět i vyznačené intervaly FWHM a FW$\frac{1}{e^2}$M. V obrázku je hodnota FWHM vzata od prvního levého až k poslednímu pravému bodu, který převyšuje polovinu maxima naměřené intenzity. Do FWHM tak zahrnujeme oba viditelné vrcholy. To je v pořádku, protože v případě spektra druhé, resp třetí harmonické v grafu 3.16, resp. 3.25 vidíme, že se oba vrcholy postupně přibližují a spojují. I pravý vrchol tedy přispívá ke spektru jak základní, tak pak i druhé a třetí harmonické.

Hodnoty FWHM a FW$\frac{1}{e^2}$M ze všech měření spektra základní harmonické jsou zapsány do tabulky 3.3. Z tabulky byl určen aritmetický průměr se směrodatnou odchylkou plných šířek pro základní harmonickou jako $\Delta\lambda_{1/2} = (1{,}372 \pm 0{,}005)$ nm a $\Delta\lambda_{1/e^2} = (2{,}686 \pm 0{,}019)$ nm.



Obrázek 3.8: Spektrum pulzu 1H s hodnotou FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 1{,}373$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 2{,}698$ nm.

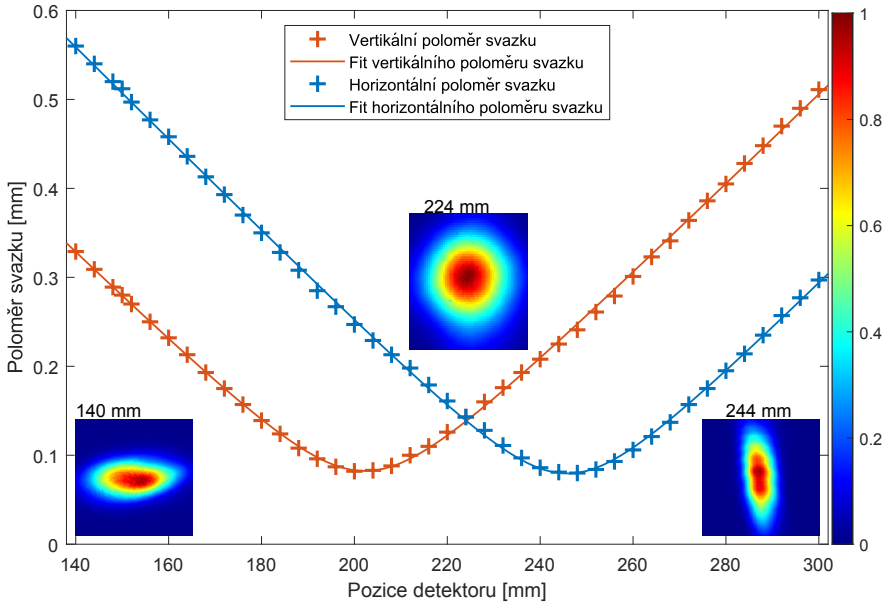
$\Delta\lambda_{1/2}$ [nm]	$\Delta\lambda_{1/e^2}$ [nm]
1,3732	2,6982
1,3766	2,6643
1,3646	2,6757
1,3730	2,7044

Tabulka 3.3: Hodnoty numericky určených plných šířek spektra základní harmonické.

3.4.4 Charakteristika základní harmonické — parametr M^2

Předposledním bodem charakterizace svazku základní harmonické bylo měření parametru svazku M^2. Pro tento svazek byla použita spojná čočka o ohniskové vzdálenosti $f = 500\,\text{mm}$. Byla změřena šířka svazku hlavní a vedlejší osy v závislosti na pozici detektoru. Šířku svazku uvažujeme jako hodnotu $D4\sigma$ dle ISO normy. Pro určení parametru M^2 byla použita norma EN ISO 11146-1.

Na obrázku 3.9 je vidět průběh naměřených hodnot položířky svazku v závislosti na pozici detektoru, proloženo fitem. V obrázku jsou vyneseny i profily svazku základní harmonické ve třech různých pozicích, zleva — pozice 140 mm, pozice 224 mm a pozice 244 mm. Tyto profily jsou pouze reprezentativně vyneseny, nejsou ve skutečném škálování k ose ani samy k sobě navzájem. Z fitu vychází hodnoty parametru M^2 jako $M_x^2 = 1{,}267 \pm 0{,}015$ v horizontálním a $M_y^2 = 1{,}282 \pm 0{,}013$ ve vertikálním směru.



Obrázek 3.9: Měření parametru M^2 svazku 1H, vynesena závislost položířky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 140, 224 a 244 mm. Z fitu vychází $M_x^2 = 1{,}267 \pm 0{,}015$ a $M_y^2 = 1{,}282 \pm 0{,}013$.

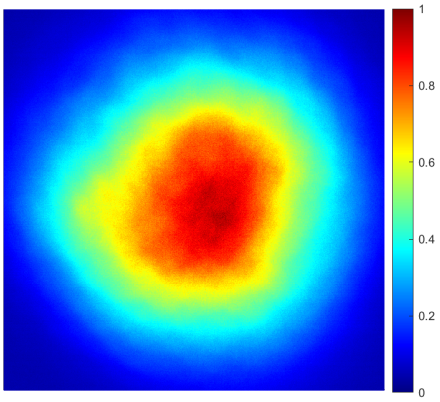
V grafu 3.9 je vidět, že svazek základní harmonické je astigmatický. Lze tedy očekávat, že i generovaná druhá a třetí harmonické také budou astigmatické.

Pro základní harmonickou nebyla proměřena závislost parametru M^2 na výkonu, respektive úhlu atenuátoru.

3.4.5 Charakteristika základní harmonické — profil svazku

Pro základní harmonickou byla proměřena závislost profilu svazku na výkonu. Ten se však s výkonem, resp. s úhlem atenuátoru (půlvlnnou destičkou) neměnil, protože laser generuje pulzy s maximální intenzitou, jen lze pouze atenuátorem nastavit, jaký zlomek intenzity projde ven. Vynášíme tak v grafu 3.10 profil svazku

při úhlu atenuátoru 30°, resp. výkonu $\sim$ 50 W. Šířka svazku vychází na 5,498 a 5,438 ve směru hlavních os.



Obrázek 3.10: Profil hustoty energie svazku základní harmonické s barevnou škálou. Šířka svazku je 5,498 a 5,438 ve směru hlavních os.

3.5 Charakteristika druhé harmonické

Následující kapitoly shrnují charakterizaci průměrného výkonu, délky pulzu, profilu svazku, parametru M^2 a spektra pulzu druhé harmonické frekvence.

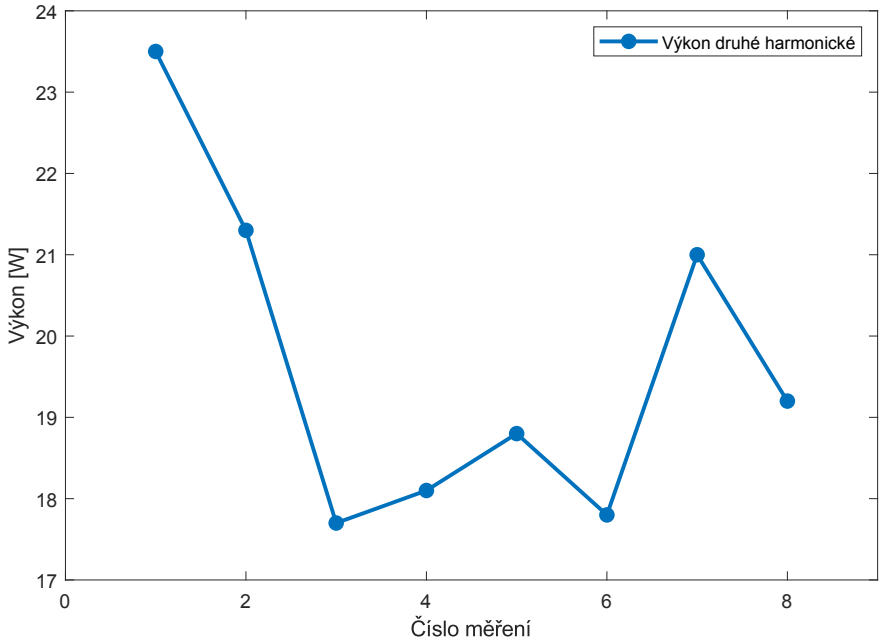
3.5.1 Charakteristika druhé harmonické — výkon

Podobně jako u první harmonické, i zde hodnoty průměrného výkonu fluktuovaly. Byl veden jednoduchý záznam maximálních hodnot výkonů svazku druhé harmonické. Hodnoty jsou vykresleny na obrázku 3.11. Vodorovná osa značí obecně jen číslo měření, protože ne všechna měření byla provedena po stejných časových intervalech, někdy byl časový rozdíl měření jen pár hodin, někdy několik dní.

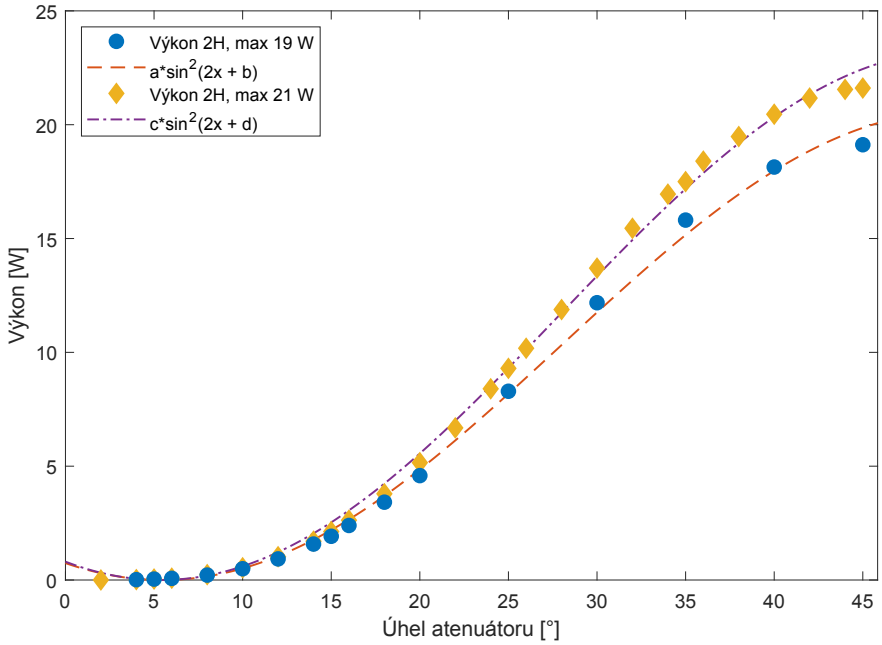
V grafu 3.11 vidíme, že hodnoty výkonu druhé harmonické byly velmi malé a pak vyskočily na okolí 20 W. Bylo tomu z toho důvodu, že nelineární krystal, ve kterém generace probíhala, byl nastaven na první vedlejší maximum, proto byly výkony generované druhé harmonické jen okolo 0,5-0,8 W. Po upravení náklonu krystalu bylo nalezeno hlavní maximum a generované výkony byly téměř o dva řády vyšší. Obvyklé naměřené hodnoty byly buď 19 nebo 21 W. Nejvyšší naměřené hodnota byla 24 W, ale pro tu nebyly proměřeny žádné závislosti.

Následující měření výkonu byla prováděna po dobu 20 sekund a výsledná hodnota je průměrný výkon za tuto dobu.

Následně byla proměřena závislost pro výkon druhé harmonické na úhlu atenuátoru (resp. výkonu základní harmonické). Maximální dosažené výkony byly 19 W a 21 W. Výkon 19 W byl naměřen pro maximální hodnotu výkonu základní harmonické 68 W a výkon 21 W pro hodnotu základní harmonické 71 W. Tyto závislosti jsou zobrazeny na obrázku 3.12 a proloženy funkcemi tvaru $a\sin^2(2x+b)$, kde a a b jsou fitované koeficienty (pro každé měření různé) a x je hodnota úhlu atenuátoru. Ani zde nejsou vyneseny chybové úsečky, protože jsou asi o 2–3 řády menší než vynášené hodnoty. Výsledné hodnoty jsou $a_{19\mathrm{W}} = 20{,}60 \pm 0{,}30$,



Obrázek 3.11: Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu druhé harmonické v čase.



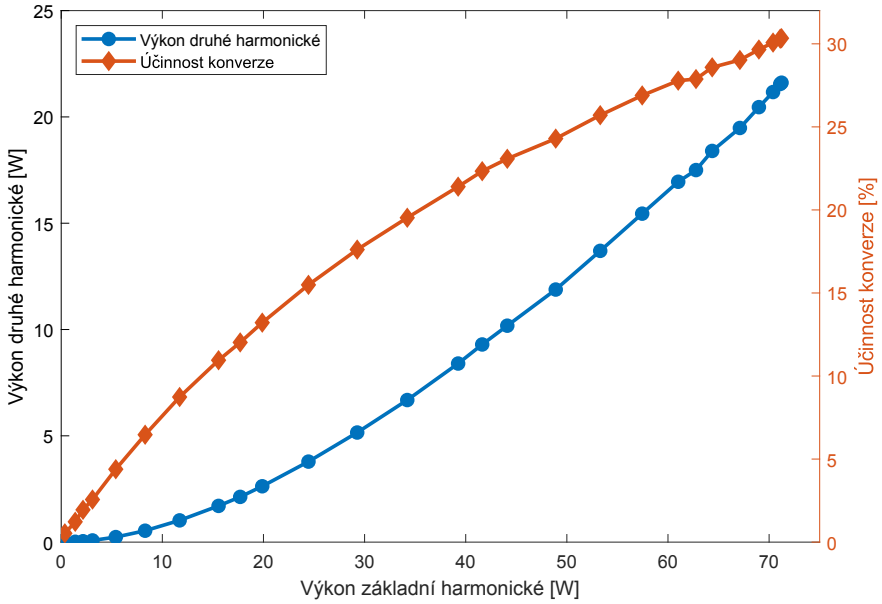
Obrázek 3.12: Závislosti výkonu druhé harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a\sin(2x+b)$, kde $a = 20{,}60 \pm 0{,}30$ a $b = -0{,}19 \pm 0{,}01$, a $c\sin(2x+d)$, kde $c = 23{,}25 \pm 0{,}23$ a $d = -0{,}19 \pm 0{,}01$.

$b_{19\mathrm{W}} = -0{,}19 \pm 0{,}01$, $a_{21\mathrm{W}} = 23{,}25 \pm 0{,}23$ a $b_{21\mathrm{W}} = -0{,}19 \pm 0{,}01$. Fitovaný parametr b byl přidán, protože pro malé úhly atenuátoru, resp. malé výkony základní harmonické nedochází ke konverzi (nejsou dostatečné intenzity pro nástup jevů nelineární optiky), tak aby reflektoval tento „opožděný“ nástup generace. Pak sice fitovaná funkce nereprezentuje dobře velmi malé hodnoty výkonů druhé harmonické, ale o těch víme, že do 5°–10° atenuátoru rostou jen velmi málo s výkonem základní harmonické.

Nyní ještě přidáme závislost druhé harmonické na skutečném výkonu vstupního svazku. Na obr. 3.13 vidíme závislost výkonu druhé harmonické na první harmonické pro maximální hodnotu výkonu první harmonické 71 W společně se závislostí účinnosti konverze do druhé harmonické. Chybové úsečky jsou zde zanedbatelně malé, pro přehlednost nebyly vyneseny. Účinnost byla vzata jako poměr výkonu druhé ku první harmonické. Chyba této veličiny byla brána jako maximální odhad chyby podílu dvou veličin. Pro účinnost tedy platí výraz $\eta \pm \Delta\eta = \frac{a}{b} \pm \left(\frac{\Delta a}{b} + \frac{a\Delta b}{b^2}\right)$, kde η je nejpravděpodobnější hodnota účinnosti, $\Delta\eta$ je nejistota účinnosti, a je nejpravděpodobnější hodnota první veličiny, Δa je nejistota první veličiny, b je nejpravděpodobnější hodnota druhé veličiny a Δb je nejistota druhé veličiny. [28]

Ze závislosti je vidět, že se pro výkon základní harmonické 71 W podařilo dosáhnout účinnosti konverze do druhé harmonické přes 30 %. Nicméně z průběhu účinnosti je jasné, že nedochází k saturaci, tedy ještě nejsme v maximu účinnosti konverze. Nabízí se tak buď zvýšit výkon čerpacího svazku, prodloužit délku nelineárního krystalu, nebo zúžit profil čerpacího svazku. Z praktického hlediska bude nejjednodušší zvolit delší nelineární krystal s úhly θ a ϕ, které jsou co nejblíže ideálním úhlům z tabulky 2.1.

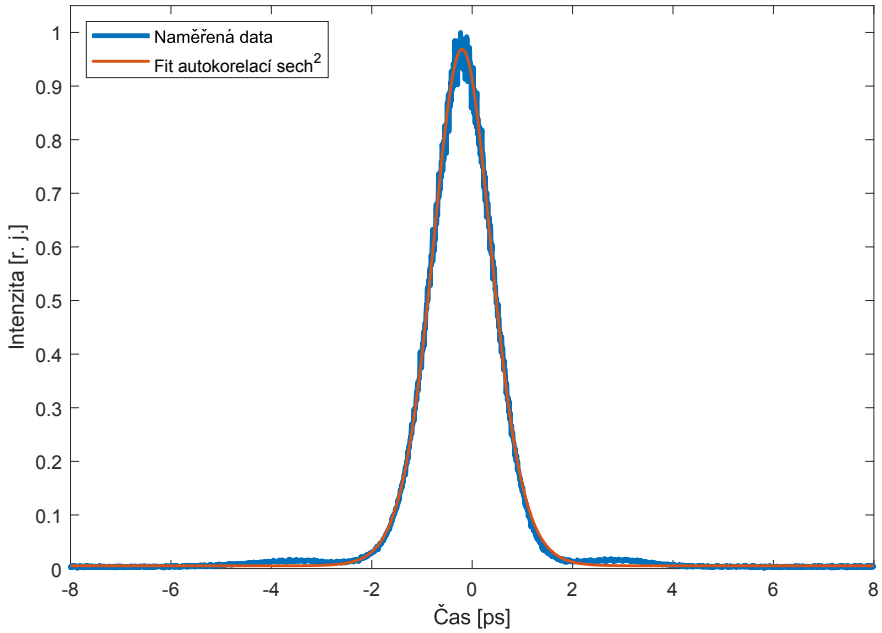
Také byla proměřena závislost výkonu druhé harmonické na výkonu základní harmonické pro maximální výkon základní harmonické 68 W. Tato závislost byla velmi podobná závislosti pro 71 W 1H z grafu 3.13, jen s menším výstupním výkonem, protože i vstupní výkon byl nižší.



Obrázek 3.13: Závislosti výkonu druhé harmonické na výkonu základní harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon základní harmonické je 71 W.

3.5.2 Charakteristika druhé harmonické — délka pulzu

Podobně jako u první harmonické, i zde bylo naměřeno několik podobných profilů pulzů, všechny fitovány autokorelacemi Gaussovo funkce a kvadrátu hyperbolického sekansu. Opět nás u fitovaných funkcí zajímá pouze jejich FWHM. V tabulce 3.1 je v prvním sloupci zapsán časový profil intenzity pulzu $I(t)$, ve druhém funkční předpis autokorelace daného pulzu $I_{ac}(\tau)$ a ve třetím poměr FWHM autokorelovaného pulzu $\Delta\tau_{ac}$ ku FWHM pulzu původního Δt_p. Příklad takového měření je uveden v grafu 3.14 proložený funkcí tvaru autokorelace kvadrátu hyperbolického sekansu, viz tabulka výše, a pro vstupní výkon základní harmonické přibližně 71 W.

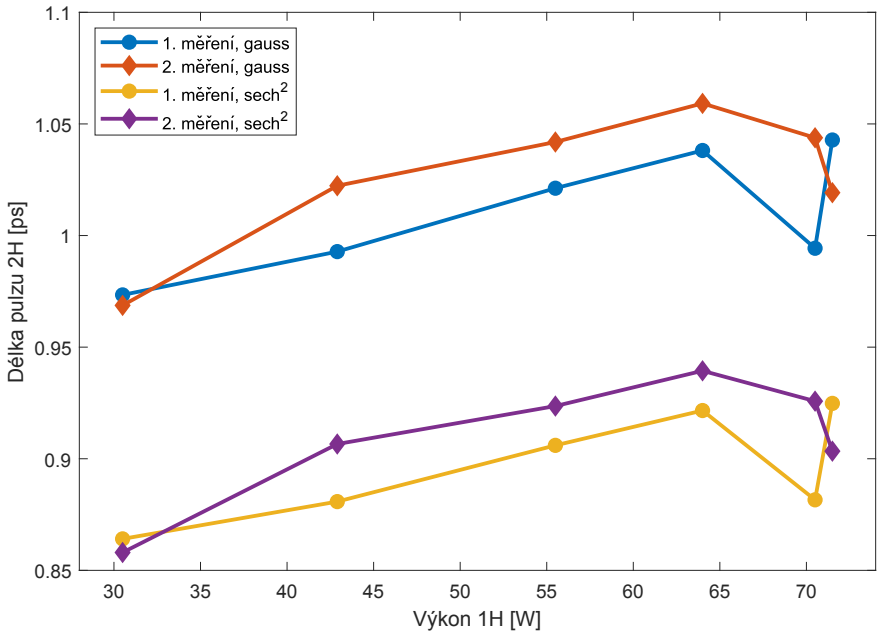


Obrázek 3.14: Časový průběh pulzu druhé harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem autokorelace $\mathrm{sech}^2 t$, pro konkrétní předpis viz tabulka 3.1, s FWHM šířkou $\Delta t_p = (0{,}903 \pm 0{,}001)$ ps, pro vstupní výkon základní harmonické přibližně 71 W.

U druhé harmonické jako jediné byla proměřena závislost délky pulzu na výkonu svazku. Proběhly dvě sady měření, každá z nich byla proložena jak Gaussovo funkcí, tak autokorelační funkcí kvadrátu hyperbolického sekansu, o nich více v kapitole 3.4.2. Naměřené hodnoty FWHM obou tvarů svazků byly pro obě sady měření zapsány do tabulky 3.4 a vyneseny do grafu 3.15. Chybové úsečky opět nenabývaly ani velikosti vynášených bodů, nebyly tedy do grafu zaneseny. Data v grafu vypadají, že délka pulzu roste téměř lineárně s výkonem základní harmonické. Byl orientačně proveden lineární fit, ale hodnoty fitovaného lineárního parametru (tedy sklonu přímky) byly zatíženy i více než stoprocentní chybou. Nelze tak s jistotou říct, že délka pulzu skutečně s výkonem roste, ať už lineárně či jinou, složitější závislostí. Dává to však smysl, neboť pokud by si pulz základní harmonické zachovával stejný profil a pouze mu rovnoměrně rostla intenzita, rozšiřovala by se tak časová oblast, ve které by byl překonán práh intenzity potřebné k započetí nelineárních jevů, čímž by se i v čase prodlužoval pulz druhé harmonické.

1. měření				
	Tvar pulzu $\exp(-t^2)$		Tvar pulzu $\mathrm{sech}^2 t$	
P [W]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]
5,55	$1{,}377 \pm 0{,}003$	$0{,}973 \pm 0{,}002$	$1{,}333 \pm 0{,}004$	$0{,}864 \pm 0{,}003$
9,80	$1{,}404 \pm 0{,}001$	$0{,}993 \pm 0{,}001$	$1{,}359 \pm 0{,}002$	$0{,}881 \pm 0{,}001$
14,35	$1{,}444 \pm 0{,}001$	$1{,}021 \pm 0{,}001$	$1{,}398 \pm 0{,}002$	$0{,}906 \pm 0{,}001$
18,25	$1{,}468 \pm 0{,}001$	$1{,}038 \pm 0{,}001$	$1{,}422 \pm 0{,}002$	$0{,}922 \pm 0{,}001$
21,10	$1{,}406 \pm 0{,}001$	$0{,}994 \pm 0{,}001$	$1{,}360 \pm 0{,}001$	$0{,}882 \pm 0{,}001$
22,00	$1{,}475 \pm 0{,}001$	$1{,}043 \pm 0{,}001$	$1{,}427 \pm 0{,}001$	$0{,}925 \pm 0{,}001$
2. měření				
	Tvar pulzu $\exp(-t^2)$		Tvar pulzu $\mathrm{sech}^2 t$	
P [W]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]
5,55	$1{,}370 \pm 0{,}001$	$0{,}969 \pm 0{,}001$	$1{,}324 \pm 0{,}002$	$0{,}858 \pm 0{,}001$
9,80	$1{,}446 \pm 0{,}001$	$1{,}022 \pm 0{,}001$	$1{,}399 \pm 0{,}001$	$0{,}907 \pm 0{,}001$
14,35	$1{,}473 \pm 0{,}001$	$1{,}042 \pm 0{,}001$	$1{,}425 \pm 0{,}001$	$0{,}924 \pm 0{,}001$
18,25	$1{,}498 \pm 0{,}001$	$1{,}059 \pm 0{,}001$	$1{,}450 \pm 0{,}001$	$0{,}939 \pm 0{,}001$
21,10	$1{,}476 \pm 0{,}001$	$1{,}044 \pm 0{,}001$	$1{,}429 \pm 0{,}001$	$0{,}926 \pm 0{,}001$
22,00	$1{,}441 \pm 0{,}001$	$1{,}019 \pm 0{,}001$	$1{,}394 \pm 0{,}001$	$0{,}903 \pm 0{,}001$

Tabulka 3.4: Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu druhé harmonické pro obě sady měření a oba funkční předpisy (Gaussova funkce a kvadrát hyperbolického sekansu) v závislosti na výkonu svazku druhé harmonické.



Obrázek 3.15: Závislosti délky pulzu 2H na výkonu svazku 1H.

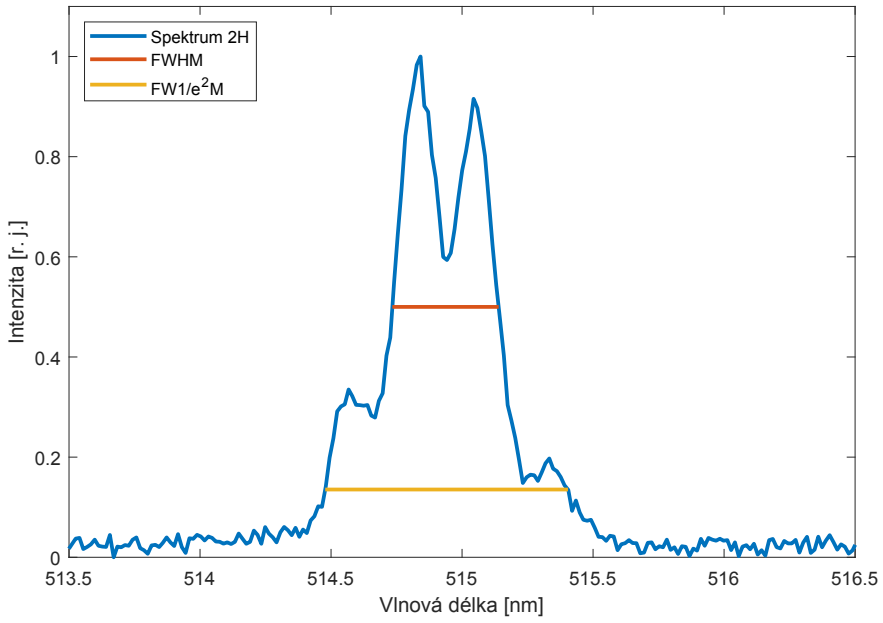
Tvar pulzu $\exp(-t^2)$	
1. měření	2. měření
$a = (2{,}01 \pm 2{,}16) \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{ps}}{\text{W}}$	$a = (1{,}93 \pm 1{,}95) \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{ps}}{\text{W}}$
$b = 0{,}98 \pm 0{,}04\,\text{ps}$	$b = 1{,}00 \pm 0{,}03\,\text{ps}$
Tvar pulzu $\text{sech}^2\, t$	
1. měření	2. měření
$a = (2{,}00 \pm 2{,}00) \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{ps}}{\text{W}}$	$a = (1{,}53 \pm 1{,}71) \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{ps}}{\text{W}}$
$b = 0{,}87 \pm 0{,}04\,\text{ps}$	$b = 0{,}89 \pm 0{,}03\,\text{ps}$

Tabulka 3.5: Velikost koeficientů lineárního fitu tvaru $ax+b$ závislosti délky pulzu na výkonu svazku při uvážení tvaru pulzu $\exp(-t^2)$ a $\text{sech}^2\, t$.

Metodou nejmenších čtverců byla stanovena průměrná hodnota délky pulzu z obou sad měření dohromady jako $\Delta t_p = (1{,}03 \pm 0{,}01)$ ps pro gaussovský svazek a $\Delta t_p = (0{,}91 \pm 0{,}01)$ ps pro svazek tvaru $\text{sech}^2\, t$.

3.5.3 Charakteristika druhé harmonické — spektrum pulzu

I spektrum pulzu druhé harmonické bylo několikrát změřeno. Ukázka měření je zobrazena v grafu 3.16 spolu s vynesenými intervaly FWHM a FW$\frac{1}{e^2}$M.



Obrázek 3.16: Spektrum pulzu 2H s hodnotou FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}406$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}926$ nm.

Numericky určené hodnoty FWHM a FW$\frac{1}{e^2}$M pak jsou zapsány do tabulky 3.6. Tyto hodnoty pak určují aritmetický průměr se směrodatnou odchylkou šířky spektra druhé harmonické jako $\Delta\lambda_{1/2} = (0{,}412 \pm 0{,}007)$ nm a $\Delta\lambda_{1/e^2} = (0{,}924 \pm 0{,}008)$ nm.

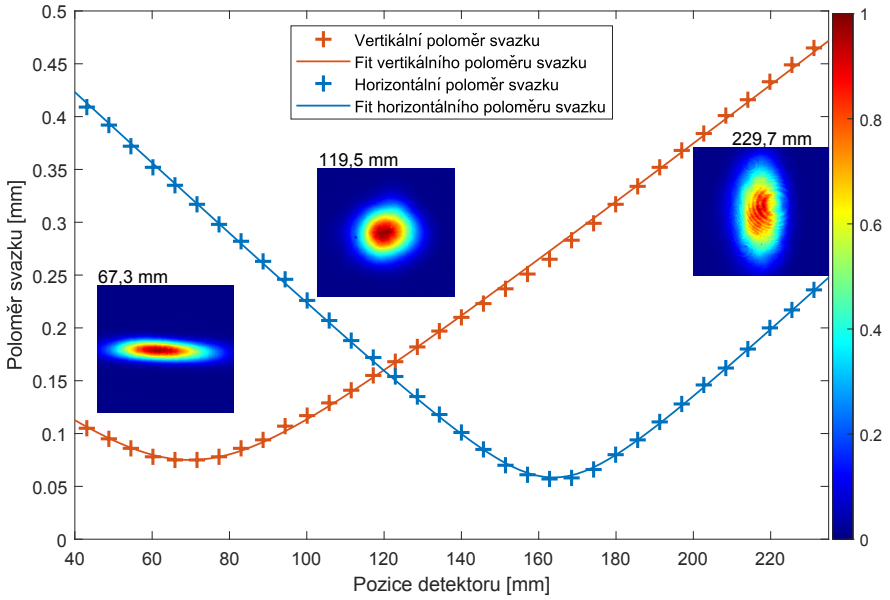
$\Delta\lambda_{1/2}$ [nm]	$\Delta\lambda_{1/e^2}$ [nm]
0,4216	0,9339
0,4104	0,9184
0,4119	0,9177
0,4055	0,9263

Tabulka 3.6: Hodnoty numericky určených plných šířek spektra druhé harmonické.

3.5.4 Charakteristika druhé harmonické — parametr M^2

Pro druhou harmonickou byl proměřen parametr M^2 i v závislosti na výkonu základní harmonické. Pro tato měření byla použita spojná čočka s ohniskovou vzdáleností $f = 750\,\text{mm}$. Příklad měření parametru M^2 je pro výkon základní harmonické 40 W vidět v grafu 3.17 spolu se zobrazenými profily svazku pro tři pozice detektoru — 67,3 mm, 119,5 mm a 229,7 mm. V grafu 3.17 je vidět, že svazek druhé harmonické je astigmatický.

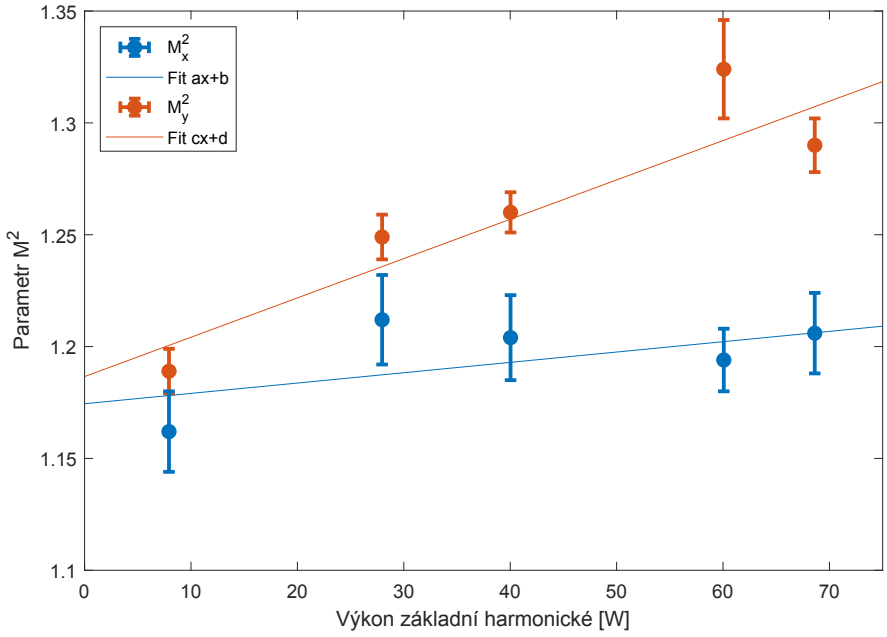
Výsledná závislost parametru M^2 druhé harmonické na výkonu základní harmonické je zapsána v tabulce 3.7, vynesena do grafu na obrázku 3.18 a proložena lineární funkcí $ax + b$ pro horizontální osu, resp. $cx + d$ pro vertikální. Koeficienty fitu vyšly jako $a = (0{,}46 \pm 0{,}36) \cdot 10^{-3}\,\text{W}^{-1}$, $b = 1{,}17 \pm 0{,}02$ pro parametr M_x^2 a $c = (1{,}76 \pm 0{,}38) \cdot 10^{-3}\,\text{W}^{-1}$, $d = 1{,}19 \pm 0{,}02$ pro parametr M_y^2. Ačkoliv je koeficient fitu a zatížen až 80% nejistotou, z fitu plyne (a z grafu je jasné), že hodnota parametru M^2 druhé harmonické skutečně roste s výkonem základní harmonické frekvence.



Obrázek 3.17: Měření parametru M^2 svazku 2H, vynesena závislost položířky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 67,3, 119,5 a 229,7 mm. Z fitu zde vychází $M_x^2 = 1{,}204 \pm 0{,}019$ a $M_y^2 = 1{,}260 \pm 0{,}009$. Výkon základní harmonické byl 40 W.

P_{1H} [W]	M_x^2	M_y^2
7,93	1,162 ± 0,018	1,189 ± 0,010
28,0	1,212 ± 0,020	1,249 ± 0,010
40,0	1,204 ± 0,019	1,260 ± 0,009
60,1	1,194 ± 0,014	1,324 ± 0,022
68,6	1,206 ± 0,018	1,290 ± 0,012

Tabulka 3.7: Určené hodnoty parametru M^2 2H v závislosti na výkonu 1H.

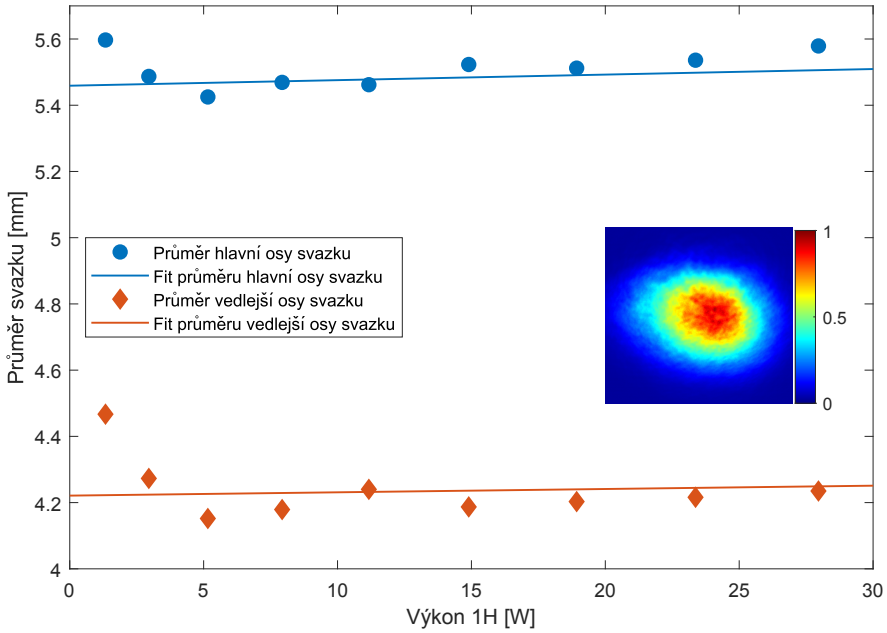


Obrázek 3.18: Hodnota parametru M^2 svazku 2H v závislosti na výkonu 1H.

3.5.5 Charakteristika druhé harmonické — profil svazku

Pro druhou harmonickou byla proměřena závislost profilu svazku na výkonu základní harmonické pro pár vybraných hodnot. Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku na výkonu 1H je vynesena do grafu 3.19 a proložena lineárním fitem $ax + b$. Hodnoty koeficientů fity jsou $a = (1{,}7 \pm 2{,}7) \cdot 10^{-3}\,\mathrm{mmW}^{-1}$ a $b = (5{,}46 \pm 0{,}02)\,\mathrm{mm}$ pro hlavní osu a $a = (1{,}0 \pm 4{,}9) \cdot 10^{-3}\,\mathrm{mmW}^{-1}$ a $b = (4{,}22 \pm 0{,}04)\,\mathrm{mm}$ pro vedlejší osu. V grafu je také zobrazen profil svazku druhé harmonické pro výkon 28 W základní harmonické.

Z fitu vyplývá, že pro hodnoty výkonu základní harmonické do přibližně 30 W profil svazku druhé harmonické téměř nezávisí na výkonu 1H. Nejistota lineárního koeficientu a totiž u obou os výrazně převyšuje 100 %.



Obrázek 3.19: Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku 2H na výkonu 1H spolu s profilem svazku 2H pro výkon 28 W základní harmonické.

3.6 Charakteristika třetí harmonické

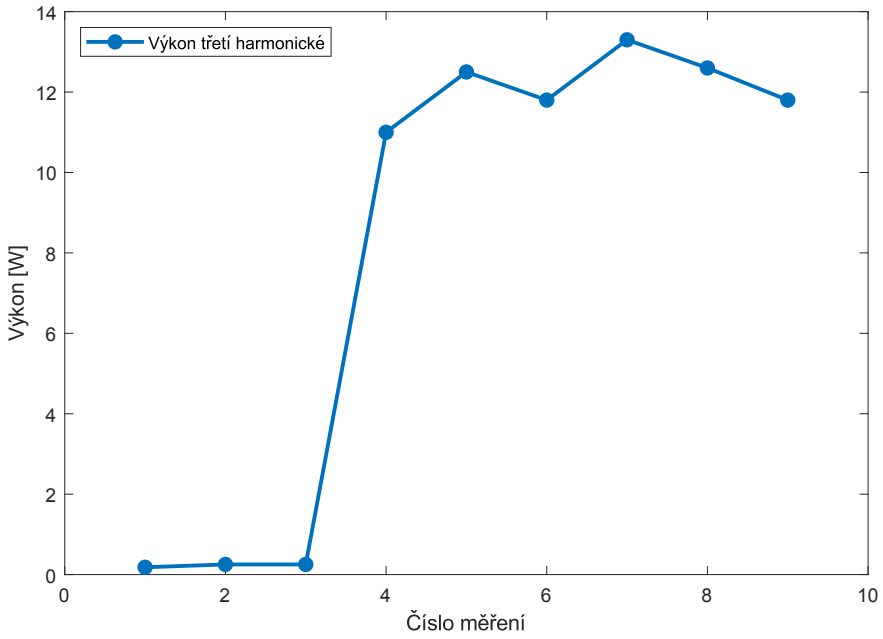
Následující kapitoly shrnují charakterizaci průměrného výkonu, délky pulzu, profilu svazku, parametru M^2 a spektra pulzu třetí harmonické frekvence.

3.6.1 Charakteristika třetí harmonické — výkon

Podobně jako v kapitolách 3.4.1 a 3.5.1, i zde byl veden jednoduchý záznam maximálních hodnot výkonů svazku třetí harmonické. Hodnoty jsou vykresleny na obrázku 3.20. Vodorovná osa značí obecně jen číslo měření, protože ne všechna měření byla provedena po stejných časových intervalech, někdy byl časový rozdíl měření jen pár hodin, někdy několik dní.

Hodnoty výkonu třetí harmonické v grafu 3.20 byly dlouhou dobu velmi malé, cca 0,2 W. Pokusy o nastavení vhodného úhlu dopadu svazku na krystal, respektive natočení krystalu nedosáhly téměř žádného výsledku — výkon se zvýšil asi na 0,25 W. Problém byl tedy jinde. Při generaci třetí harmonické byl vidět velmi silný odraz druhé harmonické. Ten byl vidět skrz několik zrcadel, dokonce velmi slabě až u prvního zrcadla[3], počítáno od vstupu základní harmonické do soustavy. Viditelný výrazný odraz byl původně přisuzován pouze velmi velké citlivosti oka na zelené světlo (515 nm). Protože krystal ke generaci třetí harmonické měl přední a zadní stranu opatřen jiným antireflexním povlakem (jedna strana 1030+515 nm, druhá strana 1030+343 nm), vyvstala otázka, zda byl krystal otočen správnou stranou ke svazku. Následovalo tak otočení krystalu o 180°. Proměření vystupujícího výkonu třetí harmonické potvrdilo hodnotu necelých 12 W. Po mírném upravení úhlu krystalu se vystupující výkon dostal na 13–14 W. Skutečně tedy za rozdílem ve výkonu o velikosti téměř dvou řádů stály antireflexní povlaky.

[3]Většina zrcadel, na nichž se tento svazek odrážel, byla odrazivá na 1030 nm, byl tedy vidět i průsak druhé harmonické skrz ně.



Obrázek 3.20: Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu třetí harmonické v čase.

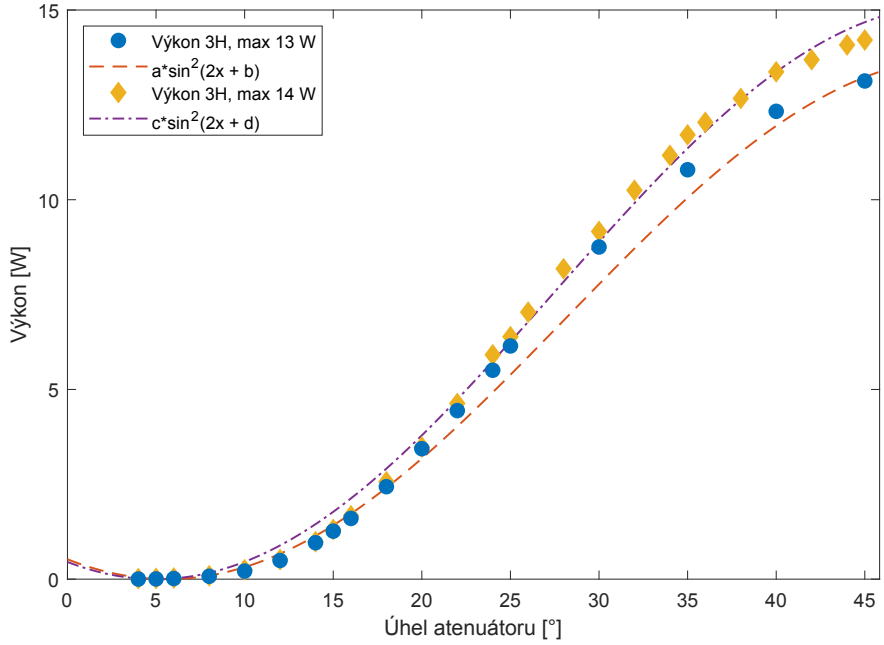
Všechna následující měření výkonu byla prováděna po dobu 20 sekund a výsledná hodnota je průměrný výkon za tuto dobu.

Měření závislosti výkonu na úhlu atenuátoru bylo provedeno i pro třetí harmonickou. Zde byla provedena dvě měření pro maximální výkony 13 W a 14 W. Maximální hodnoty 13 W, resp. 14 W byly dosaženy pro výkon 68 W, resp. 71 W v základní harmonické. Tyto závislosti jsou vyneseny do grafu na obrázku 3.21 a proloženy funkcemi tvaru $a \sin^2(2x + b)$, kde a a b jsou fitované koeficienty (pro každé měření různé) a x je hodnota úhlu atenuátoru. Ani zde nejsou vidět chybové úsečky, protože jsou asi o 1–3 řády menší než vynášené hodnoty (pouze 1 řád pro malé výkony, 3 řády u maxima výkonu). Výsledné hodnoty jsou $a_{13\mathrm{W}} = 13{,}75 \pm 0{,}56$, $b_{13\mathrm{W}} = -0{,}20 \pm 0{,}01$, $a_{14\mathrm{W}} = 15{,}13 \pm 0{,}19$ a $b_{14\mathrm{W}} = -0{,}17 \pm 0{,}01$. Fitovaný parametr b byl přidán ze stejného důvodu jako pro druhou harmonickou, viz kap. 3.5.1.

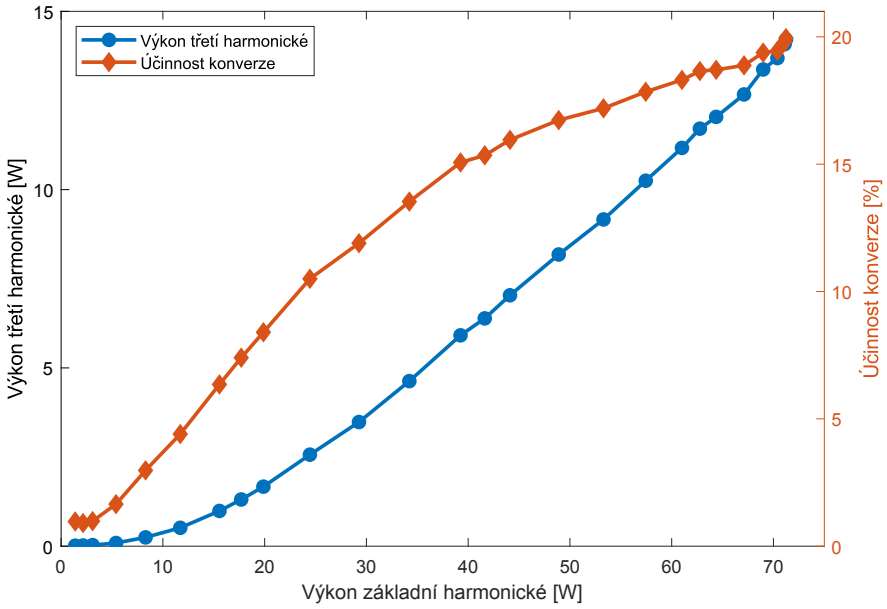
Přidáme závislost třetí harmonické na skutečném výkonu vstupního svazku základní harmonické. Tato závislost je vynesena v grafu 3.22 pro výkon základní harmonické 71 W. V grafu je vynesena i závislost účinnosti konverze do třetí harmonické. Chybové úsečky jsou zde zanedbatelně malé, pro přehlednost nebyly vyneseny. Účinnost byla vzata jako poměr výkonu třetí ku první harmonické (ještě před generací jakékoli harmonické). O nejistotě této veličiny více v kapitole 3.5.1.

Jako podobně zajímavé se jeví závislosti výkonu třetí harmonické na výkonu druhé harmonické. Ty jsou pro úplnost vyneseny do grafu 3.23 pro maximální výkon druhé harmonické 21 W. V grafu již jsou vyneseny chybové úsečky, protože jsou zde nezanedbatelné. Na obrázku 3.23 nebyly vyneseny první tři hodnoty, protože při podílu dvou velmi malých veličin vznikaly hodnoty velmi velké (účinnost přes 80 %) s téměř stoprocentní nejistotou. Tuto skutečnost lze přisuzovat nízké citlivosti detektoru pro malé výkony.

V grafu 3.23 je vidět účinnost konverze do třetí harmonické až přes 70 %, v závislosti na výkonu druhé harmonické. Nastává však už okolo „vstupního“

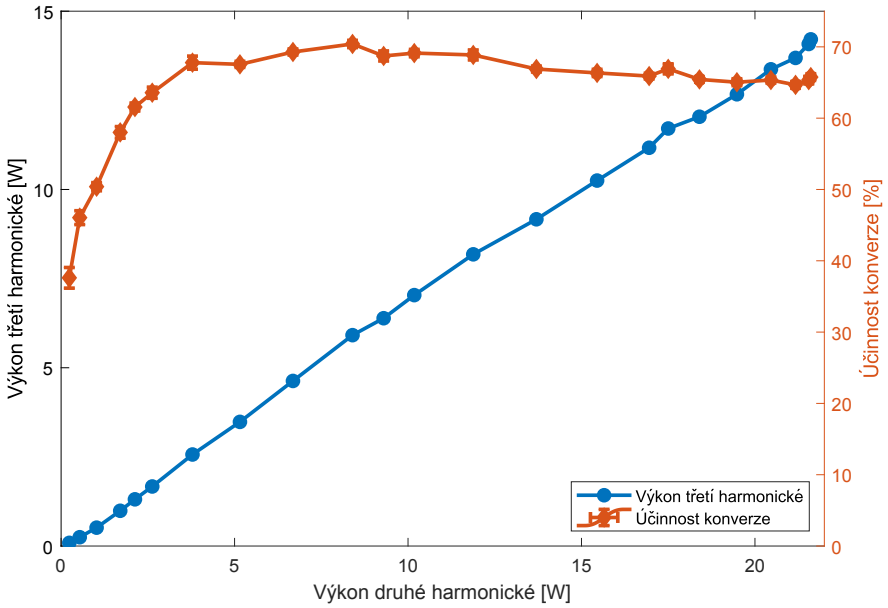


Obrázek 3.21: Závislosti výkonu třetí harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a\sin(2x+b)$, kde $a = 13{,}75 \pm 0{,}56$ a $b = -0{,}20 \pm 0{,}01$, a $c\sin(2x+d)$, kde $c = 15{,}13 \pm 0{,}19$ a $d = -0{,}17 \pm 0{,}01$.



Obrázek 3.22: Závislosti výkonu třetí harmonické na výkonu základní harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon základní harmonické je 71 W.

výkonu 5 W. Tato vysoká hodnota účinnosti konverze se však drží i při zvýšení výkonu. Až do maxima 21 W přinejhorším klesla „jen“ na 65 %. Dosáhlo-li by se lepší účinnosti konverze již ze základní do druhé harmonické, očekáváme, že se i zvýší výstupní hodnota výkonu třetí harmonické.



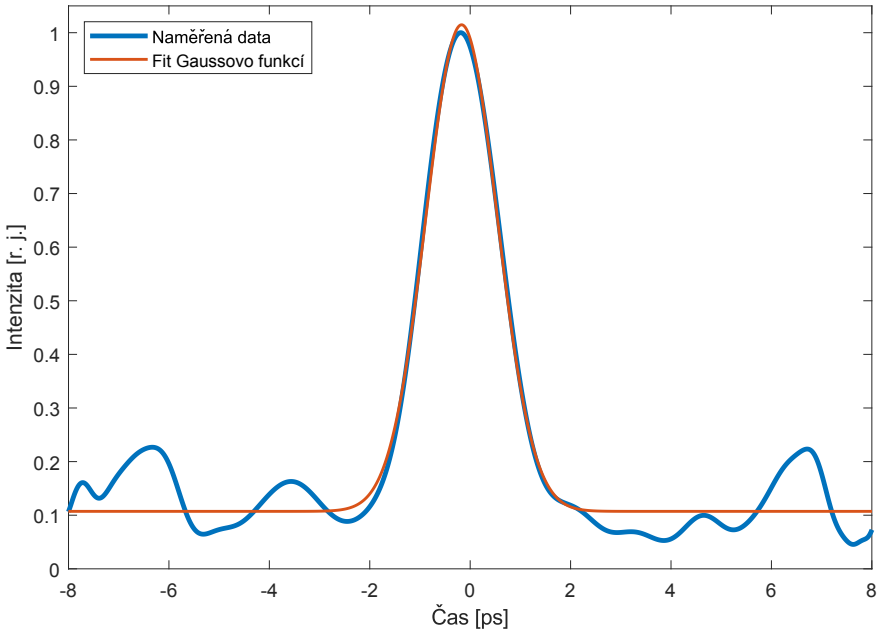
Obrázek 3.23: Závislosti výkonu třetí harmonické na výkonu druhé harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon druhé harmonické je 21 W.

Byla proměřena závislost výkonu třetí harmonické i na výkonu základní harmonické pro maximální výkon 68 W. Tato závislost je velmi podobná závislosti na obrázku 3.22, jen s nižšími výkony. Z tohoto měření byla určena i závislost 3H na výkonu 2H, opět podobná té na obrázku 3.23.

3.6.2 Charakteristika třetí harmonické — délka pulzu

I u třetí harmonické byla několikrát proměřena délka pulzu. Všechna měření byla fitována autokorelacemi Gaussovo funkce a kvadrátu hyperbolického sekansu. Opět nás u fitovaných funkcí zajímá pouze jejich FWHM. V tabulce 3.1 je v prvním sloupci zapsán časový profil intenzity pulzu $I(t)$, ve druhém funkční předpis autokorelace daného pulzu $I_{ac}(\tau)$ a ve třetím poměr FWHM autokorelovaného pulzu $\Delta\tau_{ac}$ ku FWHM pulzu původního Δt_p. Příklad takového měření je uveden v grafu 3.24 proložený funkcí tvaru autokorelace kvadrátu hyperbolického sekansu, viz tabulka výše.

FWHM z měření délky pulzů třetí harmonické jsou zapsány v tabulce 3.8 pro obě fitované funkce. Metodou nejmenších čtverců byla určena hodnota FWHM $\Delta t_p = (1{,}13 \pm 0{,}03)$ ps pro gaussovský svazek a $\Delta t_p = (1{,}00 \pm 0{,}03)$ps pro svazek tvaru $\mathrm{sech}^2\, t$.



Obrázek 3.24: Časový průběh pulzu třetí harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem Gaussovo funkcí, s FWHM šířkou $\Delta t_p = (1{,}181 \pm 0{,}004)$ ps.

Tvar pulzu $\exp(-t^2)$		Tvar pulzu $\operatorname{sech}^2 t$	
$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]	$\Delta\tau_{ac}$ [ps]	Δt_p [ps]
$1{,}670 \pm 0{,}006$	$1{,}181 \pm 0{,}004$	$1{,}614 \pm 0{,}009$	$1{,}046 \pm 0{,}006$
$1{,}534 \pm 0{,}005$	$1{,}089 \pm 0{,}004$	$1{,}486 \pm 0{,}008$	$0{,}963 \pm 0{,}005$
$1{,}694 \pm 0{,}017$	$1{,}198 \pm 0{,}012$	$1{,}630 \pm 0{,}023$	$1{,}056 \pm 0{,}015$

Tabulka 3.8: Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu pro oba funkční předpisy (Gaussova funkce a kvadrát hyperbolického sekansu).

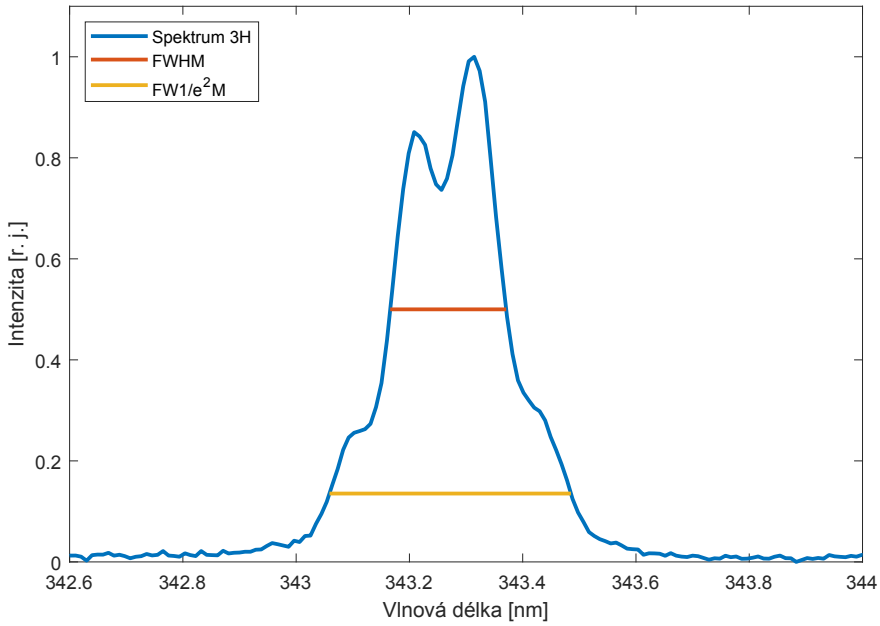
3.6.3 Charakteristika třetí harmonické — spektrum pulzu

Spektrum pulzu třetí harmonické bylo několikrát změřeno, příklad měření je zobrazen v grafu 3.25 spolu s vynesenými intervaly FWHM a FW$\frac{1}{e^2}$M. Ze spektra byla pro toto měření numericky určena hodnota FWHM jako $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}205$ nm a hodnota FW$\frac{1}{e^2}$M jako $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}426$ nm.

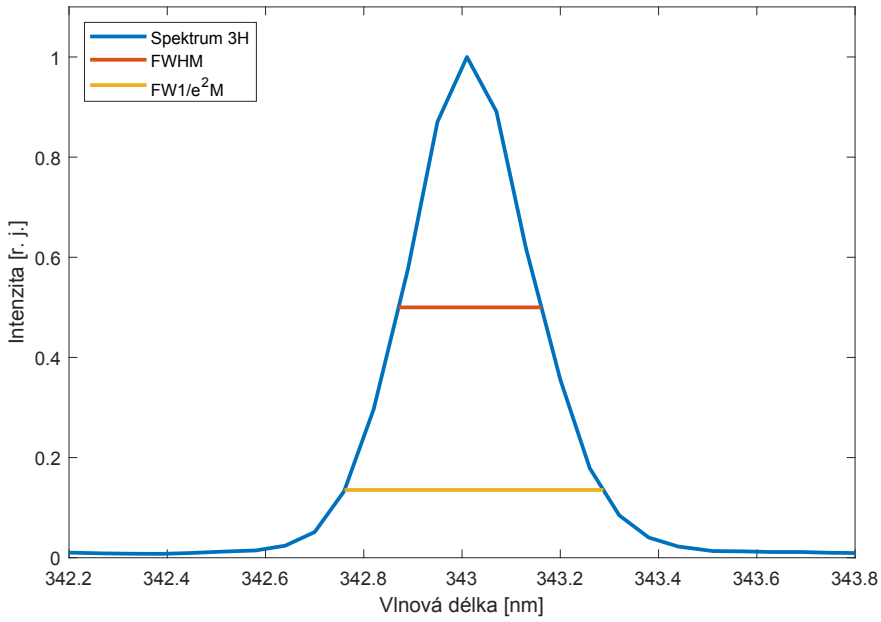
Jak jsme zmiňovali v kapitole 3.3, spektrum třetí harmonické bylo měřeno i spektrometrem s rozsahem měření právě v ultrafialové oblasti spektra. Příklad takového měření je zobrazen v grafu 3.26, opět s vyznačenými hodnotami plných šířek.

Numericky určené hodnoty plných šířek pro oba typy spektrometrů pak jsou zapsány do tabulky 3.9. Z těchto hodnot pak byl určen aritmetický průměr se směrodatnou odchylkou šířky spektra třetí harmonické pro spektrometr Narran jako $\Delta\lambda_{1/2} = (0{,}206 \pm 0{,}001)$ nm a $\Delta\lambda_{1/e^2} = (0{,}428 \pm 0{,}002)$ nm a pro spektrometr HR4000 jako $\Delta\lambda_{1/2} = (0{,}287 \pm 0{,}004)$ nm a $\Delta\lambda_{1/e^2} = (0{,}528 \pm 0{,}013)$ nm.

Změřené šířky spektra třetí harmonické se v závislosti na použitém spektrometru liší asi o 0,1 nm. To je i přibližně úroveň rozlišení spektrometru HR4000,



Obrázek 3.25: Spektrum pulzu 3H s hodnotou FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}205\,\mathrm{nm}$ a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}426\,\mathrm{nm}$.



Obrázek 3.26: Spektrum pulzu 3H s hodnotou FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}291\,\mathrm{nm}$ a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}527\,\mathrm{nm}$. Měřeno spektrometrem HR4000 od firmy Ocean Optics.

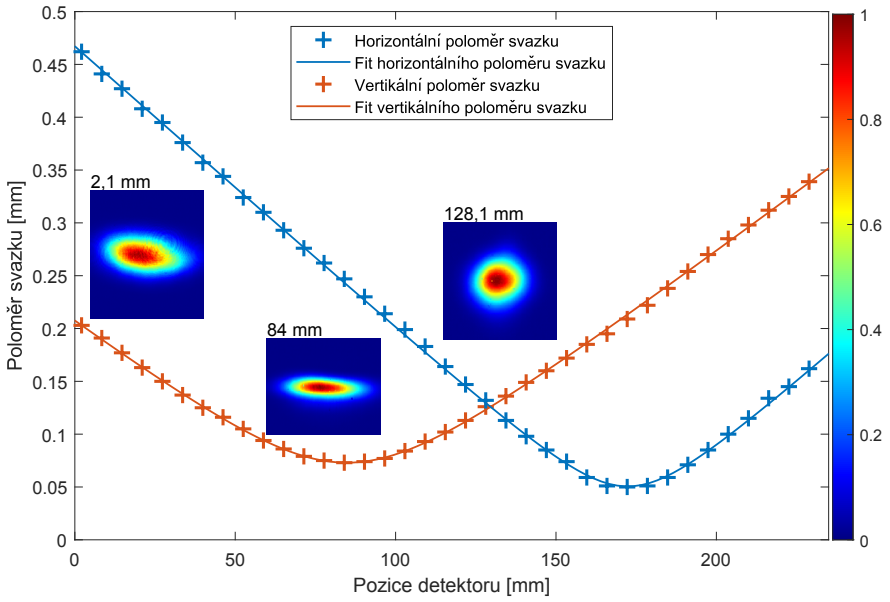
Spektrometr Narran		Spektrometr HR4000	
$\Delta\lambda_{1/2}$ [nm]	$\Delta\lambda_{1/e^2}$ [nm]	$\Delta\lambda_{1/2}$ [nm]	$\Delta\lambda_{1/e^2}$ [nm]
0,2065	0,4291	0,2874	0,5417
0,2047	0,4264	0,2826	0,5164
0,2047	0,4266	0,2908	0,5267
0,2066	0,4293		

Tabulka 3.9: Hodnoty numericky určených plných šířek spektra třetí harmonické v závislosti na použitém spektrometru.

jak je z grafu 3.26 vidět. Navíc použitím vyšších difrakčních řádů se rozlišovací schopnost spektrometru zvyšuje.

3.6.4 Charakteristika třetí harmonické — parametr M^2

I pro třetí harmonickou byl proměřen parametr M^2 v závislosti na výkonu základní harmonické. Pro tato měření byla použita spojná čočka s ohniskovou vzdáleností $f = 750\,\text{mm}$. Příklad měření parametru M^2 je pro výkon základní harmonické 10 W vidět v grafu 3.27 spolu se zobrazenými profily svazku pro tři pozice detektoru — 2,1 mm, 84 mm a 128,1 mm. Z grafu 3.27 je vidět, že svazek třetí harmonické je astigmatický.



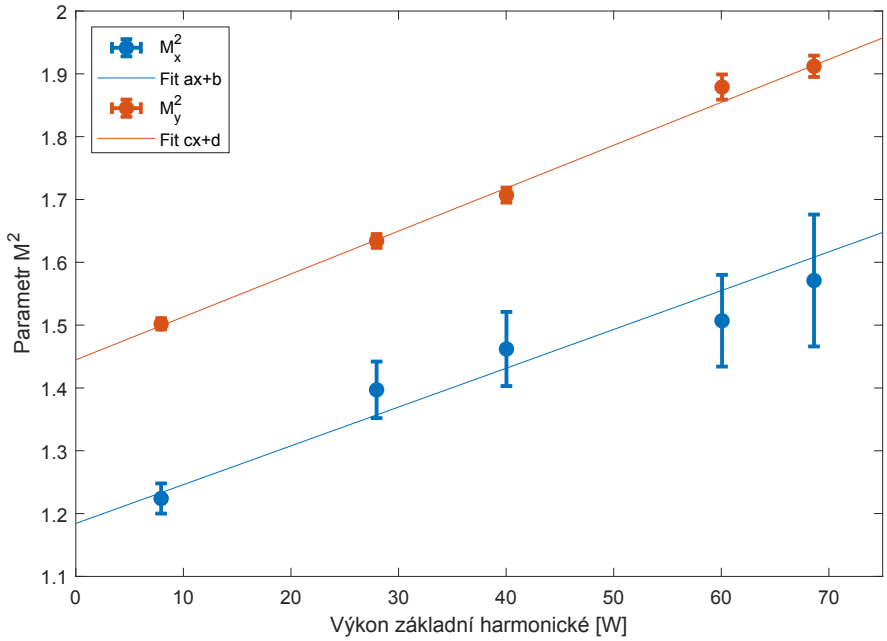
Obrázek 3.27: Měření parametru M^2 svazku 3H, vynesena závislost pološirky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 2,1, 84 a 128,1 mm. Z fitu zde vychází $M_x^2 = 1{,}224 \pm 0{,}024$ a $M_y^2 = 1{,}502 \pm 0{,}009$. Výkon základní harmonické byl 10 W.

Výsledná závislost parametru M^2 třetí harmonické na výkonu základní harmonické je zapsána v tabulce 3.10, vynesena do grafu na obrázku 3.28 a proložena lineární funkcí $ax + b$ pro horizontální osu, resp. $cx + d$ pro vertikální. Koeficienty

fitu vyšly jako $a = (6{,}17 \pm 0{,}80) \cdot 10^{-3}\,\mathrm{W}^{-1}$, $b = 1{,}18 \pm 0{,}02$ pro parametr M_x^2 a $c = (6{,}83 \pm 0{,}24) \cdot 10^{-3}\,\mathrm{W}^{-1}$, $d = 1{,}44 \pm 0{,}01$ pro parametr M_y^2. Hodnota parametru M^2 třetí harmonické tedy roste s výkonem základní harmonické frekvence a to výrazněji než hodnota M^2 druhé harmonické, viz kap. 3.5.4.

$\mathrm{P_{1H}}$ [W]	M_x^2	M_y^2
7,93	$1{,}224 \pm 0{,}024$	$1{,}502 \pm 0{,}009$
28,0	$1{,}397 \pm 0{,}045$	$1{,}634 \pm 0{,}011$
40,0	$1{,}462 \pm 0{,}059$	$1{,}707 \pm 0{,}012$
60,1	$1{,}507 \pm 0{,}073$	$1{,}879 \pm 0{,}020$
68,6	$1{,}571 \pm 0{,}105$	$1{,}912 \pm 0{,}017$

Tabulka 3.10: Určené hodnoty parametru M^2 3H v závislosti na výkonu 1H.

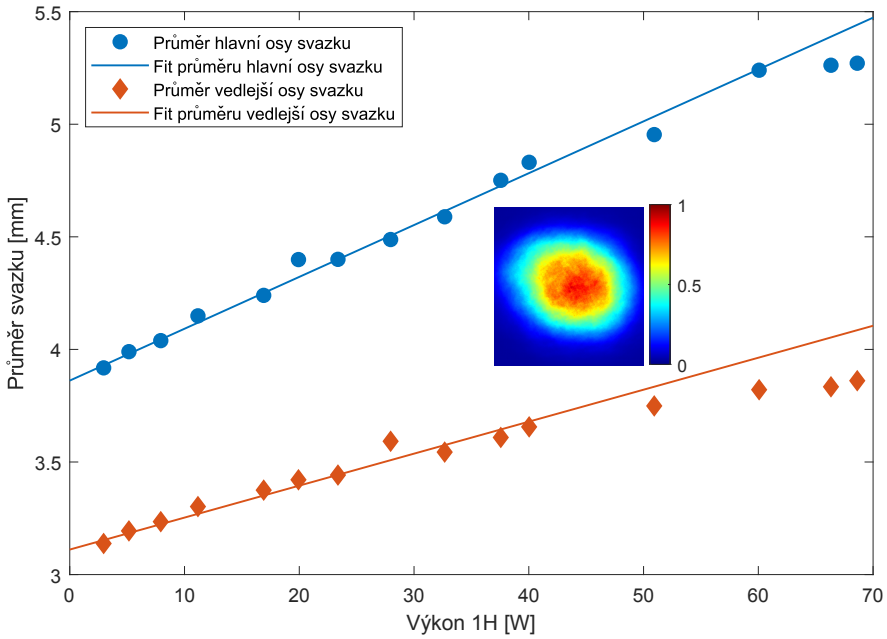


Obrázek 3.28: Hodnota parametru M^2 svazku 3H v závislosti na výkonu 1H.

3.6.5 Charakteristika třetí harmonické — profil svazku

Pro druhou harmonickou byla proměřena závislost profilu svazku na výkonu základní harmonické pro pár vybraných hodnot. Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku na výkonu 1H je vynesena do grafu 3.29 a proložena lineárním fitem $ax + b$. Hodnoty koeficientů fity jsou $a = (0{,}023 \pm 0{,}001)\,\mathrm{mmW}^{-1}$ a $b = (3{,}86 \pm 0{,}01)\,\mathrm{mm}$ pro hlavní osu a $a = (0{,}014 \pm 0{,}001)\,\mathrm{mmW}^{-1}$ a $b = (3{,}11 \pm 0{,}01)\,\mathrm{mm}$ pro vedlejší osu. V grafu je také zobrazen profil svazku druhé harmonické pro výkon 40 W základní harmonické.

Z fitu a grafu je jasné, že závislosti profilu svazku 3H na vákonu 1H drží velmi dlouho lineární trend. Až u velmi vysokých intenzit $\sim 70\,\mathrm{W}$ se nárůst začíná zpomalovat. Tam ale už narážíme na limity laserového systému.



Obrázek 3.29: Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku 3H na výkonu 1H spolu s profilem svazku 3H pro výkon $\sim 40\,\mathrm{W}$ základní harmonické.

3.7 Vliv změny frekvence laserových pulzů na generaci harmonických frekvencí

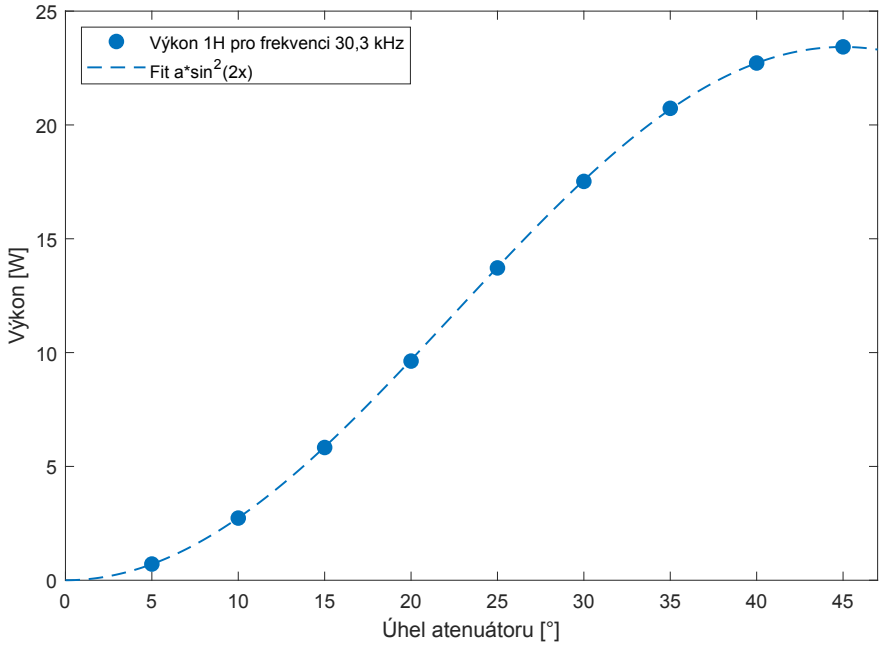
Opakovací frekvence laseru Perla C-100, na níž je laser standardně nastaven, je 91 kHz. V této kapitole je proměřena závislost výkonu na opakovací frekvenci pro každý ze svazků. Opakovací frekvence byla měněna na frekvence 91 kHz, 30,3 kHz, 9,1 kHz, 3,03 kHz a 0,91 kHz. Z původních 91 kHz byl vybrán každý třetí pulz, pak každý desátý pulz, pak každý třicátý pulz a nakonec každý stý pulz.

Pro opakovací frekvenci 91 kHz byla závislost výkonu každého svazku proměřena už v kapitolách 3.4.1 pro 1H, 3.5.1 pro 2H a 3.6.1 pro 3H.

Podobně jako ve zmíněných kapitolách, i zde jsme měřili průměrný výkon po dobu 20 sekund. Změřené závislosti výkonu jsou také zaznamenány vůči úhlu atenuátoru. Tuto závislost (výkonu vůči úhlu atenuátoru) vynášíme pouze pro základní harmonickou. U ostatních svazků, tedy 2H a 3H, vynášíme závislost jejich výkonu na výkonu základní harmonické pro danou opakovací frekvenci, protože byla všechna měření provedena pro stejné úhly atnuátoru.

U základní harmonické očekáváme, že při výběru každého třetího pulzu klesne výkon na třetinu, při výběru každého desátého pulzu klesne výkon desetkrát a tak dále. Obecně pokud se změní opakovací frekvence faktorem X, klesne výkon na X-tinu původního výkonu (v případě 91 kHz $\rightarrow$ 9,1 kHz je $X = \frac{1}{10}$ a výkon poklesne na desetinu). Proto, pokud bychom vynesli závislosti výkonu na úhlu atenuátoru pro všechny opakovací frekvence a pokud bychom je přenásobili příslušnými faktory (resp. převrácenými hodnotami X, v případě 91 kHz $\rightarrow$ 9,1 kHz násobíme 10), předpokládáme, že získáme téměř nezměněnou závislost. A skutečně — pro základní harmonickou se všechny takto přenásobené závislosti překrývaly, je proto vynesena závislost výkonu na úhlu atenuátoru v grafu 3.30 pouze pro frekvenci 30,3 kHz. Hodnoty koeficientu a fitu $a \sin^2(2x)$ jsou zapsány v tabulce 3.11.

Pro lepší zobrazení byly i v grafech pro závislosti výkonů druhé a třetí harmonické výkony všech svazků také přenásobeny stejnými faktory, jako byly výše zmíněny, aby se výsledné závislosti daly dobře porovnávat.

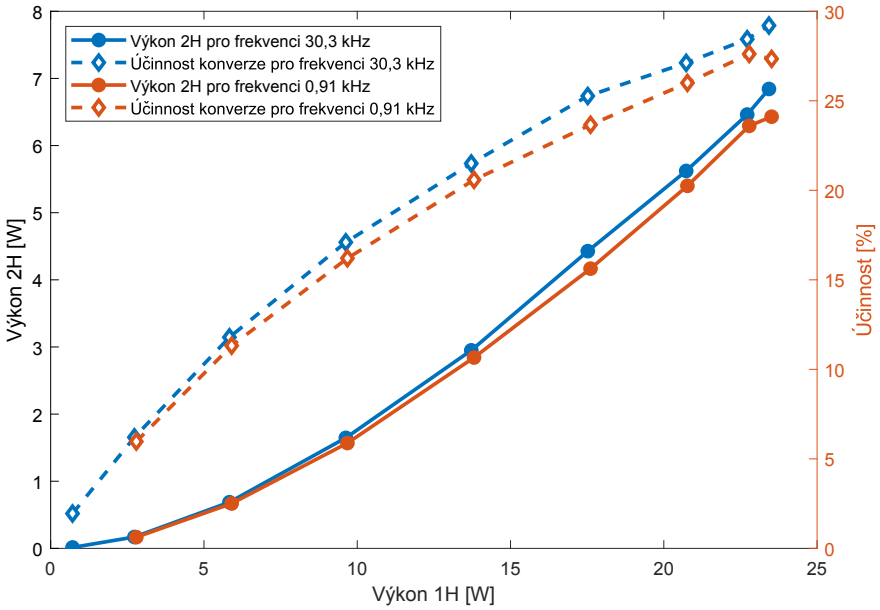


Obrázek 3.30: Závislost výkonu 1H na úhlu atenuátoru pro opakovací frekvenci 30,3 kHz.

opakovací frekvence [kHz]	a [W]
91	$71{,}09 \pm 0{,}06$
30,3	$23{,}42 \pm 0{,}03$
9,1	$6{,}979 \pm 0{,}009$
3,03	$2{,}339 \pm 0{,}003$
0,91	$0{,}705 \pm 0{,}001$

Tabulka 3.11: Hodnoty koeficientu a fitu $a \sin^2 2x$ závislosti výkonu 1H na opakovací frekvenci.

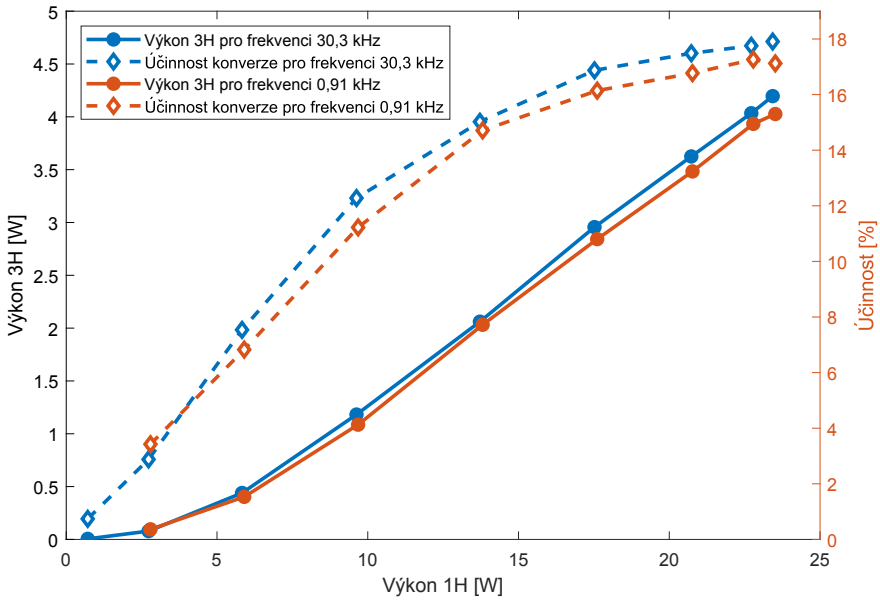
Závislost výkonu druhé harmonické na výkonu základní harmonické pro opakovací frekvence byla změřena a je pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz vynesena v grafu 3.31 a proložena lomenou čarou. V grafu je také zobrazena účinnost konverze do druhé harmonické a proložena lomenou čarou. Účinnost byla vzata jako podíl naměřeného výkonu druhé harmonické ku výkonu základní harmonické pro danou opakovací frekvenci. Chybové úsečky nebyly vyneseny, byly zanedbatelně malé. Protože závislosti výkonu i účinnosti 2H na výkonu 1H byly všechny velmi podobné a s klesající opakovací frekvencí jen velmi málo klesaly, byly proto jako reprezentativní vzorek zobrazeny závislosti pro frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz. Hodnota výkonu 2H při opakovací frekvenci 0,91 kHz nebyla pro první měřenou hodnotu výkonu 1H naměřena, resp. bylo naměřeno 0 W.



Obrázek 3.31: Závislost výkonu 2H na výkonu 1H pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz.

Závislost výkonu třetí harmonické na výkonu základní harmonické také byla proměřena pro výše zmíněné opakovací frekvence. Bylo zjištěno, že všechny závislosti mají přibližně stejný průběh, avšak s klesající opakovací frekvencí klesají. V grafu 3.32 jsou vyneseny závislosti výkonů a účinností třetí harmonické na výkonu základní harmonické pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz a jsou proloženy lomenou čarou. Účinnost byla vzata jako poměr výkonu třetí harmonické ku výkonu základní harmonické. Právě mezi měřeními pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz jde dobře vidět mírný pokles výkonu 3H v závislosti na výkonu 1H. Chybové úsečky byly nezanedbatelné pro první tři naměřené hodnoty opakovací frekvence 0,91 kHz, protože se dělí dvě velmi malá a podobná čísla, ale pro přehlednost nebyly vyneseny. Hodnota výkonu 3H při opakovací frekvenci 0,91 kHz nebyla pro první měřenou hodnotu výkonu 1H naměřena, resp. bylo naměřeno 0 W.

Změna průběhu závislost výkonu harmonických frekvencí na výkonu základní harmonické nebyla prokazatelně pozorována. Naměřené mírně zvýšené hodnoty výkonu při vyšších opakovacích frekvencích mohly být způsobeny zahříváním detektoru. Pro vyřazení této možnosti by bylo vhodné pro nízké opakovací frekvence (a tedy i nižší průměrné výkony) použít citlivější detektor.



Obrázek 3.32: Závislost výkonu 3H na výkonu 1H pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz.

3.8 Návrhy na vylepšení systému ke generování harmonických frekvencí

Postavená sestava ke generování harmonických frekvencí pro laser Perla C-100 ještě jde zlepšit.

Jako první se nabízí přistavit část pro generaci čtvrté harmonické, jak bylo v návrhu na obr. 2.13. Oproti návrhu v současné době nejsou motorizované varianty podstavců pro nelineární krystaly, ty by bylo dobré v budoucnu dodat. Také doplnit detektory výkonu svazků, které v současné době nejsou přistaveny.

Bylo by vhodné oproti návrhu vyměnit jeden mechanický držák půlvlnné destičky, který má být před krystalem pro generaci druhé harmonické, za motorem ovládaný, aby se dal dobře nastavit poměr generované druhé harmonické oproti výstupu základní harmonické a optimalizovat tak generaci třetí harmonické.

Dále, jak už bylo zmíněno v kapitole 3.5.1, lze vyměnit krystal ke generaci druhé harmonické za delší, protože saturace účinnosti konverze zdaleka nebylo dosáhnuto. Případně dohlédnout, ať mají krystaly vhodné antireflexní povlaky.

Jako jedna z posledních „jednoduchých“ možností zlepšení se nabízí před soustavu přidat teleskop k rozšíření svazku základní harmonické, čímž by se mohlo dosáhnout lepšího parametru M^2 u druhé a třetí harmonické. Nebo zoptimalizovat vzájemné postavení a úhel stočení dvou cylindrických čoček, které mají vylepšovat elipticitu svazku základní harmonické, viz 3.2.

Závěr

Cílem této práce sestavit a charakterizovat soustavu ke generování harmonických frekvencí pro laserový systém Perla C-100.

V teoretické části byl popsán formalismus nelineární optiky a odvozeny rovnice vázaných vln. Ty byly využity k popsání jevu generace druhé harmonické frekvence a generace součtové frekvence. V kapitole o krystalooptice jsme ukázali, že podmínku sfázování lze splnit v anizotropních materiálech, proto se ke generování druhé harmonické a součtové frekvence typicky používají jednoosé a dvojosé krystaly.

V části věnující se návrhu systému pro generování harmonických frekvencí bylo provedeno srovnání dostupných krystalů a byl omezen výběr na krystaly LBO, BBO a CLBO. K určení vhodných délek krystalů a úhlů řezu, resp. volby interakce pro generaci druhé a třetí harmonické, byly použity skripty v prostředí `Matlab`, které volají program `SNLO`, jenž numericky řeší rovnice vázaných vln. Pro generaci druhé, resp. třetí harmonické vyplývá jako nejlepší volba krystal LBO v interakci *oo-e* s délkou $t = 5\,\mathrm{mm}$, resp. $t = 2{,}5\,\mathrm{mm}$. Pro generaci čtvrté harmonické je nejlepším kandidátem krystal BBO s délkou $t = 1{,}4\,\mathrm{mm}$. Následně byl vytvořen návrh soustavy ke generaci harmonických frekvencí. Nakonec byl použit návrh zohledňující prostorové omezení na soustavu, který byl připraven pracovníky centra HiLASE.

V experimentální části byl stručně popsán laserový systém Perla C-100 a byla postavena sestava ke generování harmonických frekvencí s mírnými odchylkami od návrhu, v níž došlo k úspěšné generaci druhé a třetí harmonické frekvence. Velkou část experimentální části pokryla charakterizace svazků základní harmonické a generované druhé a třetí harmonické frekvence. U všech svazků byl popsán jejich výkon, délka pulzu, spektrum pulzu, parametr M^2 a profil svazku. Byly také zkoumány závislosti některých z těchto parametrů na výkonu základní harmonické frekvence. Nakonec byla zkoumána závislost výkonu svazků na opakovací frekvenci laseru.

Seznam použité literatury

[1] P. Malý and F. Trojánek. *Laserová fyzika a nelineární optika*. Odborná edice MatfyzPress. MatfyzPress, Praha, 2022.

[2] P. Malý. *Optika*. Karolinum, Praha, second edition, 2013.

[3] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic Press, fourth edition, 2020.

[4] R. L. Sutherland, D. G. McLean, and S. Kirkpatrick. *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, second edition, 2003.

[5] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Series in Optical Sciences. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, third edition, 1999.

[6] M. Duda, O. Novák, M. Chyla, M. Smrž, and T. Mocek. Balancing the conversion efficiency and beam quality of second harmonic generation of a two-picosecond Yb:YAG thin-disk laser. *Laser Physics*, 30(2):025405, Jan 2020.

[7] U. Andral, P. Walch, V. Moreno, B. Mahieu, T. Produit, M. Lozano, L. Bizet, C. Herkommer, M. Moret, Y.-B. André, and et al. Second and third harmonic generation from simultaneous high peak- and high average-power thin disk laser. *Applied Physics B*, Aug 2022.

[8] Y. Orii, K. Kohno, H. Tanaka, M. Yoshimura, Y. Mori, J. Nishimae, and K. Shibuya. Minimization of the response time of a 20 W deep-ultraviolet light at 266 nm during intermittent operation. *Optics Continuum*, 1(11):2274, Nov 2022.

[9] A. Smith. SNLO — AS-Photonics. `https://as-photonics.com/products/snlo/`. [online, citováno 7. 7. 2023].

[10] D. N. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. Springer Series in Optical Sciences. Springer, 2005.

[11] Castech. LiIO3 - Lithium Iodate. `https://www.castech.com/product/LiIO3---Lithium-Iodate-114.html`. [online, citováno 9. 7. 2023].

[12] C. Chen, Y. Wu, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin. New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(4):616–621, Apr 1989.

[13] Cristal Laser. LBO crystal. `https://www.cristal-laser.com/products/non-linear-optics/lbo-crystal.html`. [online, citováno 8. 7. 2023].

[14] Menlo Systems. YLMO-Seed Femtosecond Ytterbium Laser. `https://www.menlosystems.com/products/femtosecond-lasers-and-amplifiers/ylmo-seed/`. [online, citováno 12. 7. 2023].

[15] O. Novák, T. Miura, M. Smrž, M. Chyla, S. Nagisetty, J. Mužík, J. Linnemann, H. Turčičová, V. Jambunathan, O. Slezák, and et al. Status of the high average power diode-pumped solid state laser development at hilase. *Applied Sciences*, 5(4):637–665, Sep 2015.

[16] M. Smrž, J. Mužík, D. Štěpáknová, H. Turčičová, O. Novák, M. Chyla, P. Hauschwitz, J. Brajer, J. Kubát, F. Todorov, and T. Mocek. Picosecond thin-disk laser platform perla for multi-beam micromachining. *OSA Continuum*, 4(3):940–952, Mar 2021.

[17] J. Mužík. *Development of High-Repetition-Rate Picosecond Thin-Disk Lasers*. PhD thesis, Czech Technical University in Prague, 2021.

[18] Ophir Optronics Solutions. F150A-BB-26. `https://www.ophiropt.com/laser--measurement/laser-power-energy-meters/products/Laser-Thermal-Power-Sensors/Medium-High-Power-Fan-Cooled-Thermal-Sensors/F150A-BB-26`. [online, citováno 20. 7. 2023].

[19] Ophir Optronics Solutions. 50(150)A-BB-26. `https://www.ophiropt.com/laser--measurement/laser-power-energy-meters/products/Laser-Thermal-Power-Sensors/Low-Power-Thermal-Sensors/50%28150%29A-BB-26`. [online, citováno 19. 7. 2023].

[20] APE Angewandte Physik & Elektronik GmbH. pulseCheck. `https://www.ape-berlin.de/en/autocorrelator/pulsecheck/`. [online, citováno 13. 7. 2023].

[21] CINOGY Technologies GmbH. CinCam CMOS. `http://www.cinogy.com/CinCam_CMOS_DataSheet.pdf`. [online, citováno 15. 7. 2023].

[22] CINOGY Technologies GmbH. Beam Profiler Software — RayCi. `http://www.cinogy.com/html/beam_profiler_software.html`. [online, citováno 18. 7. 2023].

[23] Narran. Spektrometry. `https://narran.cz/produkt/spektrometry-2`. [online, citováno 15. 7. 2023].

[24] Ocean Insight. HR4000 and HR4000CG-UV-NIR Series Spectrometer. `https://www.oceaninsight.com/globalassets/catalog-blocks-and-images/manuals--instruction-ocean-optics/spectrometer/hr4000.pdf`. [online, citováno 17. 7. 2023].

[25] Thorlabs. 2P3/M. `https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=2P3/M`. [online, citováno 15. 7. 2023].

[26] D. Mittleman. Measuring Ultrashort Laser Pulses I: Autocorrelation. `https://www.brown.edu/research/labs/mittleman/sites/brown.edu.research.labs.mittleman/files/uploads/lecture14.pdf`. [online, citováno 13. 7. 2023].

[27] J.C. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort laser pulse phenomena*. Elsevier, second edition, 2006.

[28] J. Englich. *Úvod do praktické fyziky I*. MatfyzPress, 2006.

Seznam obrázků

1.1 Závislost intenzity generované druhé harmonické frekvence $I(L) \sim L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$ na délce krystalu při konstantní intenzitě základní harmonické pro hodnoty rozfázování $\Delta k = \{0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}, \pi\}\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. . . 8

1.2 Závislost intenzity základní harmonické $I_1(L) = I_0 \operatorname{sech}^2(BL)$ a generované druhé harmonické frekvence $I_1(L) = I_0 \tanh^2(BL)$ na délce krystalu při přesném sfázování $\Delta k = 0$. 10

1.3 Průběh Jacobiho eliptického sinu v závislosti na prvním argumentu $\frac{L}{L_{NL}}$, vykreslen pro tři různé hodnoty druhého argumentu $\gamma^2 = \{0{,}1; 0{,}9; 1\}$. 12

1.4 Ilustrace závislosti indexu lomu na frekvenci záření a způsobu nalezení potřebného úhlu θ od optické osy pro negativní jednoosý krystal. 13

2.1 Okno programu `SNLO` na levé straně, na pravé straně je již volaná funkce `2D_mix_SP`. Po stistknutí tlačítka „Accept“ započne simulace pro danou sadu parametrů. 19

2.2 Závislost výstupních energií 1H a 2H na délce krystalu pro interakce *oo-e* (červená 1H, modrá 2H) a *oe-o* (zelená 1H, černá 2H). Vstupní energie 1H je 0,9 mJ, FWHM vstupního 1H svazku je 2,94 mm, délka vstupního 1H pulzu je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 21

2.3 Závislost parametru M^2 vln 1H a 2H na délce krystalu pro interakce *oo-e* (červená 1H, modrá 2H) a *oe-o* (zelená 1H, černá 2H). Vstupní energie 1H je 0,9 mJ, FWHM vstupního 1H svazku je 2,94 mm, délka vstupního 1H pulzu je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}15\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 22

2.4 Závislost výstupní energie pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzu 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 24

2.5 Závislost M^2 pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzu 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 24

2.6 Závislost výstupní energie pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzů 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 25

2.7 Závislost M^2 pulzu třetí harmonické na vstupní energii pulzů 1H a délce krystalu. Vstupní energie 2H je dopočítána 1H do 0,9 mJ, FWHM vstupních svazků je 2,94 mm, délka vstupních pulzů je 1,1 ps, parametr rozfázování je $\Delta k = 0{,}65\,\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{mm}}$. 25

2.8 Závislost výstupní energie pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce BBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps. . . 28
2.9 Závislost M^2 pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce BBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps. 28
2.10 Závislost výstupní energie pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce CLBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps. . . 29
2.11 Závislost M^2 pulzu čtvrté harmonické na rozfázování Δk a délce CLBO krystalu. Vstupní energie 2H je 0,59 mJ, FWHM vstupního svazku je 3 mm, délka vstupního pulzu je 1,1 ps, FWHM výstupního svazku je 2,5 mm, délka výstupního pulzu je 0,9 ps. 29
2.12 Návrh schématu pro sestavu ke generování harmonických frekvencí. LASER — laser, PZ — zrcátko na motorizovaném posuvu, OK — sklíčko s velmi malou odrazivostí, LBO 2H — LBO krystal ke generování druhé harmonické, LBO 3H — LBO krystal ke generování třetí harmonické, BBO 4H — BBO krystal ke generování čtvrté harmonické, DM — dichroické zrcátko, PDM — dichroické zrcátko na motorizovaném posuvu, SZ — sklopitelné zrcátko, BD — pohlcovač svazků, K — kompenzátor, $\lambda/2$ — půlvlnná destička, Pol — brewsterův polarizátor, TEL — teleskop skládající se z rozptylné a spojné čočky. 30
2.13 Konečný návrh schématu pro sestavu ke generování harmonických frekvencí, který byl použit ke stavbě sestavy. Interní dokument centra HiLASE připraven jeho pracovníky. 31

3.1 Fotografie spuštěného laseru Perla C-100. Viditelné zelené světlo je parazitně generovaná druhá harmonická frekvence v BBO krystalech Pockelsových cel. Zachyceno kolegou Jiřím Mužíkem, který je spolutvůrcem laseru na schématu. 32
3.2 Aktuální verze schématu sestavy laseru Perla C-100. OSC — vláknový oscilátor, Circ — cirkulátor, CFBG — čerpovaná vláknová braggovská mřížka, YDFA —Ytterbiem dopovaný vláknový zesilovač, PP — vybírač pulzů, Pol-C — ovladač polarizace, TFP — tenkovrstvý polarizátor, FR — Faradayův rotátor, QWP — čtvrtvlnná destička, PC — Pockelsovy cely, TDM — tenkodiskový modul, DL — čerpací diody, G1 a G2 — dielektrické mřížky tvořící kompresor. Interní dokument centra HiLASE. Schéma vytvořené kolegou Jiřím Mužíkem, který je spolutvůrcem laseru na schématu. 33
3.3 Snímek profilu hustoty energie svazku základní harmonické s barevnou škálou po optimalizaci elipticity svazku přidáním cylindrických čoček. 35

3.4 Fotografie postavené sestavy ke generování harmonických frekvencí s barevně vyznačenými dráhami svazků, kde červená reprezentuje základní harmonickou, zelená druhou harmonickou a modrá třetí harmonickou frekvenci. 35
3.5 Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu základní harmonické v čase. 37
3.6 Závislosti výkonu základní harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a\sin(x)$, kde $a = 68{,}11 \pm 0{,}17$, $b\sin(x)$, kde $b = 69{,}86 \pm 0{,}84$, a $c\sin(x)$, kde $c = 71{,}09 \pm 0{,}06$. 38
3.7 Časový průběh pulzu základní harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem Gaussovo funkcí s FWHM šířkou $\Delta t_p = (1{,}302 \pm 0{,}002)$ ps. 39
3.8 Spektrum pulzu 1H pro FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 1{,}373$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 2{,}698$ nm. 40
3.9 Měření parametru M^2 svazku 1H, závislost pološířky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 140, 224 a 244 mm. 41
3.10 Profil hustoty energie svazku základní harmonické s barevnou škálou. Šířka svazku je 5,498 a 5,438 ve směru hlavních os. 42
3.11 Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu druhé harmonické v čase. 43
3.12 Závislosti výkonu druhé harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a\sin(2x + b)$, kde $a = 20{,}60 \pm 0{,}30$ a $b = -0{,}19 \pm 0{,}01$, a $c\sin(2x + d)$, kde $c = 23{,}25 \pm 0{,}23$ a $d = -0{,}19 \pm 0{,}01$. . . 43
3.13 Závislosti výkonu druhé harmonické na výkonu základní harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon základní harmonické je 71 W. 44
3.14 Časový průběh pulzu druhé harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem autokorelace $\mathrm{sech}^2 t$, pro konkrétní předpis viz tabulka 3.1, s FWHM šířkou $\Delta t_p = (0{,}903 \pm 0{,}001)$ ps, pro vstupní výkon základní harmonické přibližně 71 W. 45
3.15 Závislosti délky pulzu 2H na výkonu svazku 1H. 46
3.16 Spektrum pulzu 2H pro FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}406$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}926$ nm. 47
3.17 Měření parametru M^2 svazku 2H, závislost pološířky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 67,3, 119,5 a 229,7 mm. Výkon základní harmonické byl 40 W. . . 48
3.18 Hodnota parametru M^2 svazku 2H v závislosti na výkonu 1H. . . 49
3.19 Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku 2H na výkonu 1H spolu s profilem svazku 2H pro výkon 28 W základní harmonické. 50
3.20 Vývoj maximální hodnoty průměrného výkonu třetí harmonické v čase. 51
3.21 Závislosti výkonu třetí harmonické na úhlu atenuátoru, proloženy fitem funkcemi $a\sin(2x + b)$, kde $a = 13{,}75 \pm 0{,}56$ a $b = -0{,}20 \pm 0{,}01$, a $c\sin(2x + d)$, kde $c = 15{,}13 \pm 0{,}19$ a $d = -0{,}17 \pm 0{,}01$. . . 52
3.22 Závislosti výkonu třetí harmonické na výkonu základní harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon základní harmonické je 71 W. 52

3.23 Závislosti výkonu třetí harmonické na výkonu druhé harmonické, proloženy lomenou čarou. Maximální výkon druhé harmonické je 21 W. 53
3.24 Časový průběh pulzu třetí harmonické, jak jej zaznamenal autokorelátor, proložen fitem Gaussovo funkcí, s FWHM šířkou $\Delta t_p = (1{,}181 \pm 0{,}004)$ ps. 54
3.25 Spektrum pulzu 3H pro FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}205$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}426$ nm. 55
3.26 Spektrum pulzu 3H pro FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0{,}291$ nm a FW$\frac{1}{e^2}$M $\Delta\lambda_{1/e^2} = 0{,}527$ nm. Měřeno spektrometrem HR4000. 55
3.27 Měření parametru M^2 svazku 3H, závislost pološířky svazku na pozici detektoru spolu s vyobrazenými profily svazku pro pozice 2,1, 84 a 128,1 mm. Výkon základní harmonické byl 10 W. 56
3.28 Hodnota parametru M^2 svazku 3H v závislosti na výkonu 1H. . . 57
3.29 Závislost průměru hlavní a vedlejší osy svazku 3H na výkonu 1H spolu s profilem svazku 3H pro výkon ~ 40 W základní harmonické. 58
3.30 Závislost výkonu 1H na úhlu atenuátoru pro opakovací frekvenci 30,3 kHz. 59
3.31 Závislost výkonu 2H na výkonu 1H pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz. 60
3.32 Závislost výkonu 3H na výkonu 1H pro opakovací frekvence 30,3 kHz a 0,91 kHz. 61

Seznam tabulek

2.1 Úhly θ a ϕ pro krystal LBO v interakcích *oo-e* a *oe-o* pro generaci druhé a třetí harmonické a pro krystaly BBO a CLBO na generaci čtvrté harmonické. 18

3.1 Převod mezi tvarem pulzu a jeho autokorelací spolu s konverzním faktorem mezi jejich FWHM. [26, 27] 39
3.2 Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu pro oba funkční předpisy. . . . 39
3.3 Hodnoty numericky určených plných šířek spektra základní harmonické. 40
3.4 Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu druhé harmonické pro obě sady měření a oba funkční předpisy (Gaussova funkce a kvadrát hyperbolického sekansu) v závislosti na výkonu svazku druhé harmonické. 46
3.5 Velikost koeficientů lineárního fitu tvaru $ax + b$ závislosti délky pulzu na výkonu svazku při uvážení tvaru pulzu $\exp(-t^2)$ a $\operatorname{sech}^2 t$. 47
3.6 Hodnoty numericky určených plných šířek spektra druhé harmonické. 48
3.7 Určené hodnoty parametru M^2 2H v závislosti na výkonu 1H. . . . 49
3.8 Velikost FWHM $\Delta\tau_{ac}$ autokorelované funkce a FWHM Δt_p skutečné funkce časového profilu pulzu pro oba funkční předpisy. . . . 54
3.9 Hodnoty numericky určených plných šířek spektra třetí harmonické v závislosti na použitém spektrometru. 56
3.10 Určené hodnoty parametru M^2 3H v závislosti na výkonu 1H. . . . 57
3.11 Hodnoty koeficientu a fitu $a \sin^2 2x$ závislosti výkonu 1H na opakovací frekvenci. 59

Seznam použitých zkratek

c.c.	complex conjugate	komplexně sdružený člen
SHG	second-harmonic generation	generace druhé harmonické frekvence
SFG	sum-frequency generation	generace součtové frekvence
Nd:YAG	neodimium-doped yttrium aluminum garnet	neodymem dopovaný yttrito-hlinitý granát
Yb:YAG	ytterbium-doped yttrium aluminum garnet	ytterbiem dopovaný yttrito-hlinitý granát
1H	first harmonic frequency	základní harmonická frekvence
2H	second harmonic frequency	druhá harmonická frekvence
3H	third harmonic frequency	třetí harmonická frekvence
4H	fourth harmonic frequency	čtvrtá harmonická frekvence
LBO	lithium triborate	lithium triborát
BBO	β-barium borate	β-bárium borát
CLBO	cesium lithium borate	cesium lithium boritan
FWHM	full width at half maximum	plná šířka v polovině maxima
CPA	chirped pulse amplification	zesílení frekvenčně modulovaných čerpovaných pulzů
AOM	acousto-optic modulator	akusto-optický modulátor
CVBG	chirped volume Bragg grating	čerpovaná objemová Braggova mřížka
FW$\frac{1}{e^2}$M	full width at $\frac{1}{e^2}$ of maimum	plná šířka v úrovni $\frac{1}{e^2}$ maxima