

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA UNIVERZITY PALACKÉHO

V OLOMOUCI

KATEDRA OPTIKY



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Testování stability a optimalizace provozních
podmínek laseru jako zdroje excitačního záření pro
Ramanovu spektroskopii**

Vypracoval: Tomáš Schmiedt

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Josef Kapitán, Ph.D.

Olomouc

Květen 2013

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci zpracoval samostatně pod vedením RNDr. Josefa Kapitána, Ph.D. s použitím zdrojů, které jsou uvedeny v seznamu literatury a obrázků na konci práce.

V Olomouci dne

Podpis:

Poděkování

Chtěl bych poděkovat svému školiteli RNDr. Josefu Kapitánovi, Ph.D. za veškerý čas, úsilí a znalosti, které mi při zpracování této bakalářské práce poskytl.

Obsah

I. Teoretická část	1
1. Ramanova spektroskopie	1
2. Laser	2
2.1. Druhy laserů podle aktivního prostředí.....	2
2.1.1. Pevnolátkové lasery	2
2.1.2. Kapalinové lasery.....	3
2.1.3. Plynové lasery.....	3
2.1.4. Polovodičové lasery.....	4
2.2. Použité lasery	4
2.2.1. Laserové ukazovátko	4
2.2.2. Laser Coherent Verdi.....	5
2.2.3. He-Ne laser	5
3. Detektory optického záření	6
3.1. Tepelné detektory.....	7
3.2. Fotoelektrické detektory	7
3.2.1. Vnější fotoelektrický jev	7
3.2.2. Vnitřní fotoelektrický jev.....	8
3.3. Integroční koule jako doplněk detektorů záření.....	9
4. Statistický popis dat	9
4.1. Charakteristika signálu a šumu	9
4.2. Frekvenční charakteristika signálu.....	11
II. Výsledky měření	13
5. Výběr vhodného detektoru pro záznam laserového výkonu	13
6. Proměření časových charakteristik různých laserů	14
7. Zeslabení výkonu laseru pomocí externích prvků	19
7.1. Použití dvojice polarizátorů	19
7.2. Kombinace fázové destičky a polarizátorů	21
7.3. Kalibrace fotodiody.....	22
7.3.1. Kalibrování pomocí zesilovače vyrobeného na katedře optiky.....	22
7.3.2. Kalibrování fotodiodovým zesilovačem PDA-200C	24
7.4. Použití Faradayova izolátoru.....	26
III. Závěr	31
Literatura	32

Seznam obrázků	32
-----------------------------	-----------

I. Teoretická část

1. Ramanova spektroskopie

Ramanova spektroskopie je spektroskopická technika založená na neelastickém rozptylu záření vznikajícím při interakci záření s vibračními (případně i rotačními) stavy molekul. Neelastický rozptyl znamená, že se frekvence fotonu monochromatického záření po interakci se vzorkem změní. Frekvence a intenzita Ramanova rozptýleného záření poskytuje informace o struktuře a dynamickém chování molekul.

Existují tři druhy možných rozptylů fotonu. Pokud má rozptýlený foton stejnou energii, jako měl foton původní, pak se jedná o **Rayleigho rozptyl**. Při tomto rozptylu je atom vybuzen ze základní hladiny na virtuální, ze které se poté vrací zpět na původní vibrační stav. Jedná se o pružný rozptyl.

Je-li energie rozptýleného fotonu nižší nebo vyšší, než byla energie absorbovaného, mluví se o **Stokesově a Anti-Stokesově rozptylu**, kterým se souhrnně říká **Ramanův rozptyl**. V prvním případě foton s frekvencí ν_0 způsobí ve vzorku excitaci atomu ze základní hladiny na virtuální, odkud však atom neputuje zpět do základního stavu, ale klesne na nějakou jinou excitovanou vibrační hladinu. Dojde tak k uvolnění fotonu s frekvencí ν , která je menší než frekvence ν_0 původního fotonu.

Při Anti-Stokesově rozptylu absorbovaný foton s frekvencí ν_0 vynutí přechod atomu, který se již nachází na nějaké excitované vibrační hladině, na vyšší virtuální hladinu, z níž se následně atom navrácí až na hladinu základní. Uvolněná energie rozptýleného fotonu s frekvencí ν je tak větší, než energie fotonu vyzářeného zdrojem světla.

Elastický Rayleigho rozptyl je statisticky mnohem významnější než rozptyl Ramanův. Na jeden ramanovsky rozptýlený foton připadá zhruba 10^6 fotonů rozptýlených elasticky. Při praktické realizaci je proto nutné záření odpovídající Rayleigho rozptylu potlačovat speciálními úzkopásmovými filtry. [1]

Jako zdroj excitačního záření se pro potřeby Ramanovy spektroskopie nejčastěji využívá laserů, které dobře splňují požadované parametry – monochromaticnost záření (šířka spektrální čáry laserů musí být velmi úzká, obvykle méně než 1 cm^{-1}) a relativně vysoký zářivý výkon (řádově desítky mW až jednotky W).

Na katedře optiky dochází k experimentálnímu vývoji speciální techniky nazvané Ramanova optická aktivita, která spočívá v měření velmi malého rozdílu v Ramanově rozptylu odpovídajícímu rozdílné interakci chirálních molekul s levotočivě a pravotočivě kruhově polarizovaným zářením. Tento rozdíl odpovídá zhruba $10^{-3} - 10^{-5}$ intenzitě mateřského Ramanova spektra. Jde tedy o velmi slabý jev a kvůli tomu, že jde o diferenciální metodu, jsou kladeny velké požadavky na stabilitu zdroje záření (laserů).

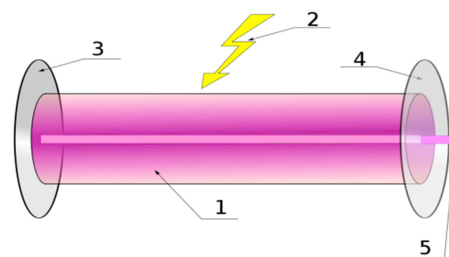
Cílem této bakalářské práce je prozkoumat časové chování některých laserů dostupných na katedře optiky a pokusit se optimalizovat jejich provozní podmínky tak, aby byly co nejoptimálnější pro použití ve spektrometrech pro měření Ramanovy optické aktivity.

2. Laser

LASER je zkratka pro zesilování světla stimulovanou emisí (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). V běžném slova smyslu však chápeme laser jako optický zdroj, který této vlastnosti využívá. Laser vyzařuje elektromagnetické záření, jež může být vysoce koherentní a monochromatické, čímž se liší od přírodních zdrojů světla.

Laser se skládá ze tří podstatných částí – **zdroje energie, aktivního prostředí a rezonátoru**, který je tvořen nepropustným a polopropustným zrcadlem. Zdroj energie dodává aktivnímu prostředí takové množství energie, aby atomy nebo molekuly aktivního prostředí byly excitovány do vyšších energetických hladin. Na nich ale excitované atomy (molekuly) dlouhou dobu nevydrží, vrací se tedy zpět na nižší hladiny. Tím se uvolní energie ve formě fotonů, jejíž velikost je shodná s hodnotou energie dodané zdrojem buzení. Této reakci se říká **spontánní emise**.

Fotony následně putují aktivním prostředím a interagují s atomy nebo molekulami ve vyšších energetických hladinách. To způsobí přechod těchto atomů (molekul) do nižších energetických stavů. Dojde tak k vyzáření dalšího množství energie. Tento jev se nazývá **stimulovaná emise**. Dorazí-li fotony k nepropustnému zrcadlu, odrazí se od něj, a průchodem aktivním prostředím znovu dojde k stimulované emisi. Pokud však fotony dorazí k polopropustnému zrcadlu, část se odrazí zpět a zbytek ve formě svazku světla opustí rezonátor.



Obr. 1: Stavba laseru – 1) optické prostředí, 2) zdroj energie, 3) odrazné zrcadlo, 4) polopropustné zrcadlo, 5) svazek světla. [8]

Aktivní prostředí, v němž dochází k laserovému zesilování, nejčastěji bývá pevnolátkové (krystaly), kapalně (roztoky fluorescenčních barviv), plynné (He-Ne) nebo polovodičové. Může jím být také plasma, v tom případě se jedná o lasery pracující v oblasti rentgenového záření. [2]

Laser nejčastěji vysílá záření o vlnové délce, která spadá do oblasti infračerveného, viditelného, nebo ultrafialového spektra. Pokud se jedná o mikrovlnné záření, říká se takovým laserům **masery**.

Lasery našly ve světě široké využití. S jejich pomocí se v medicíně provádějí některé operace, v průmyslu se používají třeba k řezání různých materiálů, ve zbrojařství jako zaměřovače, apod. V Ramanově spektroskopii jsou ideálním zdrojem intenzivního monochromatického záření a pouze díky laserům došlo k velkému rozvoji této spektroskopické techniky.

2.1. Druhy laserů podle aktivního prostředí

2.1.1. Pevnolátkové lasery

Pevnolátkový laser se skládá z několika částí – laserové hlavice (s aktivním materiálem, budícím zařízením a rezonátorem), zdrojové a chladicí jednotky. Často se pro buzení využívá výbojka, ale může se jednat i o jiný druh zdroje světla. Rezonátor se skládá ze dvou zrcadel (jedno nepropustné,

druhé částečně propustné), přičemž výstupní zrcadlo odráží zhruba 90 až 99 % záření v případě kontinuálních laserů. U pulzních je odrazivost mezi 8 až 50 %. [3]

Aktivní prostředí pevnolátkových laserů tvoří matrice, v níž jsou uloženy ionty aktivátoru. Nejvíce využívanými materiály, jež tvoří matici pevnolátkových laserů, jsou krystaly, sklo a keramika. Mezi **krystaly** patří kupříkladu oxidy (Al_2O_3), granáty (YAG), alumináty (YALO – krystal yttrium-orthoaluminát YAlO_3), fluoridy, či fosfáty (kalcium fluorofosfát). Výroba krystalů ale není tak snadná jako v případě **skla**, které lze připravit s větší homogenitou. Sklo se také lépe opracovává. Jeho nevýhodou je menší tvrdost a tepelná vodivost než u krystalů. **Keramika** bývá ze všech tří dostupných materiálů nejlevnější, navíc s lepší tepelnou vodivostí, než jakou má sklo. [3]

Mezi aktivátory pevnolátkových laserů se řadí prvky, které mají co nejmenší šířku spektrální čáry na laserovém kvantovém přechodu. Jedná se tak třeba o atomy **transitní skupiny prvků**, jejichž nejznámější zástupce chrom se v podobně trojmocného iontu (Cr^{3+}) používá k výrobě krystalu rubínu. Dále jsou to **vzácné zeminy** (lanthanidy) dělicí se na zeminy dvojmocné (Sm^{2+}) a trojmocné (Nd^{3+} , Yd^{3+}) a **aktinidy**, jež jsou ve většině případů radioaktivní. Mezi ně například patří uran v podobě trojmocného iontu (U^{3+}). [3]

Většina energie dodaná zdrojem energie se v aktivním prostředí pevnolátkových laserů přemění na teplo. To znamená, že je třeba stabilizovat teplotu laseru, jinak by mohl přestat generovat záření nebo by se změnila poloha či šířka spektrálního profilu výstupního záření. [3]

2.1.2. Kapalinové lasery

Roztoky **organických barviv** tvoří ve většině případů aktivní prostředí kapalinových laserů, můžou jím být však i roztoky metalo-organických sloučenin. Jedním z nejznámějších zástupců je Rhodamin 6G patřící mezi xanthenová barviva. [3]

Zdrojem energie bývá optické záření, které může mít různé vlastnosti. Při použití koherentního záření vytváří budící energii laser se základní frekvencí, nebo druhou harmonickou. Tento laser může být buď pulzní (Nd:sklo, Nd:YAG), nebo kontinuální (argonový). Účinnost kapalinových laserů napájených koherentním zářením je v řádech desítek procent. [3]

Jako zdroj nekoherentního záření pro kapalinové lasery se využívá výbojka, zpravidla xenonová. Kvůli tomu, že metastabilní hladina fluorescenčních barviv má velmi krátkou dobu existence, musí být konstruovány speciální výbojky, jejichž výroba je dosti nákladná, což je samozřejmě velkou nevýhodou. Kapalinové lasery s nekoherentním zdrojem energie mají účinnost maximálně 10 %. [3]

2.1.3. Plynové lasery

U plynových laserů jsou aktivním prostředím plyny. Jedním z možných rozdělení těchto laserů je právě podle toho, která složka plynu excituje. Jsou-li to atomy, pak se jedná o **atomární** lasery (helium-neonový), v případě molekul o **molekulové** lasery (vodíkový), u iontů pak jde o **iontové** lasery (argonový).

Budící energii lze plynovým laserům dodat různými možnostmi. Může se jednat o elektrický proud (výboj), či chemickou reakci. Pro buzení je možné využít i optického zdroje ve formě

laserového záření, zatímco vzhledem k malé účinnosti nejsou pro buzení vhodné zdroje nekoherentního záření. [3]

Plynové lasery pracují v režimu kontinuálním i pulsním, často mohou dosahovat velmi vysokého výkonu. Šířka spektrálních čar plynového laseru může být velmi úzká. [3]

Excimerové lasery, řadí se do skupiny molekulových laserů, se používají pro generování záření v ultrafialové spektrální oblasti. Zdrojem buzení bývá proud elektronů, díky němuž vznikají v aktivním prostředí excitované dimery (excimery – KrF, ArF, XeO). Ty jsou v základním stavu nestabilní, proto po vyzáření fotonu při stimulované nebo spontánní emisi dochází k jejich rozpadu. Tyto laser pracují v pulzním režimu. [2] [3]

2.1.4. Polovodičové lasery

Základem polovodičových laserů je p-n přechod polovodičového materiálu, který tvoří aktivní prostředí tohoto typu laserů, přičemž zdrojem čerpání je elektrická energie, jako je tomu podobně např. u světelných diod LED. Polovodičové lasery jsou často nazývány jako laserové diody.

V aktivním prostředí dochází působením elektrické energie k injekci elektronů a děr, při následné rekombinaci dojde k současnému vyzáření fotonu v náhodném směru. Ke stimulované emisi dojde v případě, že pár elektron-díra bude interagovat s fotony, jejichž energie odpovídá příslušnému přechodu, ještě před tím, než dojde k zářivé rekombinaci. Krystal, z něhož je polovodič vyroben, tvoří zároveň i dutinu rezonátoru.

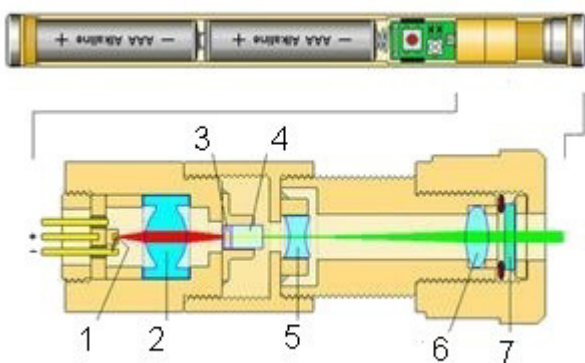
U polovodičových laserů dochází k přechodu mezi dovolenými energetickými pásy. Tím se odlišují od ostatních typů laserů, které pracují na přechodu mezi diskrétními energetickými hladinami. Rozdíl je také u délky rezonátoru, jenž je ve srovnání s jinými druhy laserů menší (50 μm – 1mm). [3]

Mezi hlavní výhody polovodičových laserů patří jejich velká účinnost, která může být až padesátiprocentní, nebo také možnost generace vlnových délek v rozmezí 0,3 μm – 30 μm (záleží na výběru aktivního prostředí). Naopak mezi nevýhody se počítá rozbíhavost vzniklého laserového svazku a také jeho závislost na teplotě polovodiče tvořícího aktivní prostředí. [3]

2.2. Použité lasery

2.2.1. Laserové ukazovátko

Základem laserového ukazovátko zobrazeného na obr. 2 je krystal Nd:YVO₄ (yttrium aluminium vanadát dotovaný neodymem). Často se používá také krystal Nd:YAG (yttrium aluminium granát dotovaný neodymem). U těchto polovodičových laserů se využívá optického čerpání pomocí laserové diody generující záření s vlnovou délkou 808 nm. Čerpání do excitované hladiny potom umožní stimulovanou emisi krystalu Nd:YAG (Nd:YVO₄) s vlnovou délkou 1064 nm. Průchod záření nelineárním krystalem KTP (draslík titanyl fosfát) poté způsobí



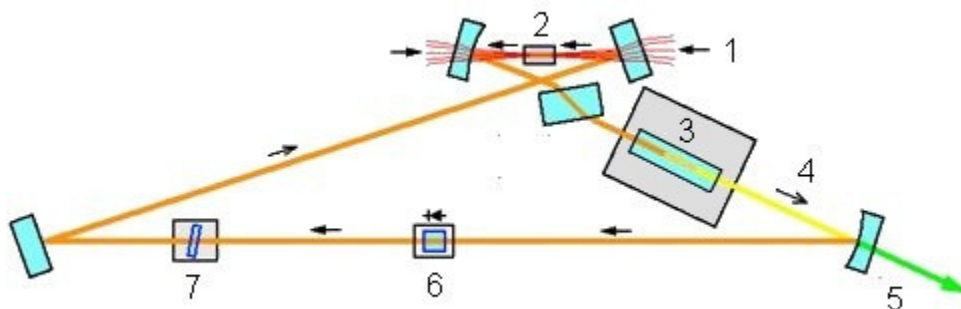
Obr. 2: Stavba a princip laserového ukazovátko – 1) laserová dioda generující záření, 2) kolimující čočka, 3) krystal Nd: YVO₄, 4) krystal KTP, 5) rozšiřující čočka, 6) kolimující čočka, 7) filtr infračerveného záření. [9]

zdvojnásobení frekvence. Hodnota vlnové délky je tedy 532 nm. Následuje optická soustava, která svazek světla zkolimuje. Na závěr filtr pohltí zbývající infračervené záření tak, aby výsledné záření vycházející z laseru mělo vlnovou délku pouze 532 nm. [4]

2.2.2. *Coherent Verdi (frekvenčně zdvojený Nd:YAG laser)*

Frekvenčně zdvojený Nd:YAG (nebo také Nd:YVO₄) laser pracuje na podobném principu jako laserové ukazovátka. Rezonátor je však konstruován tak, aby bylo možné dosáhnout vysoké časové i frekvenční stability laseru, jak si lze všimnout na *obr. 3*. Základem je krystal Nd:YAG (Nd:YVO₄) jako aktivní prostředí a nelineární krystal LBO (lithium triborátový) pro generování druhé harmonické.

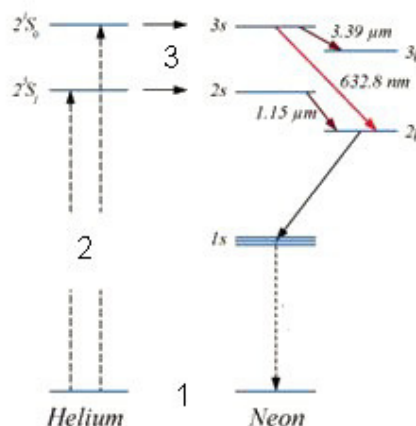
Zdrojem čerpání jsou opět polovodičové diody generující záření o vlnové délce 808 nm dodávané do krystalu Nd:YAG. Stimulovaná emise má opět vlnovou délku 1064 nm. Na krystalu LBO poté dojde ke zdvojení frekvence, takže na výstupu krystalu je záření s vlnovou délkou 1064 + 532 nm, přičemž následným zrcadlem je propuštěno záření jen s vlnovou délkou 532 nm. Záření s vlnovou délkou 1064 nm je odraženo přes optickou diodu a teplotně stabilizovaný etalon k neprostupnému zrcadlu, od kterého poté putuje zpět do aktivního prostředí krystalu Nd:YVO₄. [4]



Obr. 3: Princip frekvenčně zdvojeného Nd:YAG laseru – 1) záření generované z laserové diody, 2) krystal Nd: YVO₄, 3) krystal LBO, 4) záření o vlnové délce 1064 + 532 nm, 5) laserové záření s vlnovou délkou 532 nm vycházející z laseru, 6) optická dioda, 7) teplotně stabilizovaný etalon. [10]

2.2.3. *He-Ne laser*

He-Ne laser je atomárním laserem, který funguje na principu excitace atomů helia a přenosu energie srážkami s atomy neonu (*obr. 4*). Tyto dva plyny jsou spolu smíchány ve skleněné trubici v poměru tlaků 5:1 – 15:1. Při dodání energie se atomy helia excitují do metastabilních hladin 2¹S₀ a 2³S₁. Poté se tyto atomy srazí s atomy neonu, které přejdou do stavů 3s a 2s. Následným přechodem atomů neonu do nižších stavů dojde k vyzáření světelného paprsku, tj. při přechodu z 3s na 3p je vyprodukováno infračervené záření (3,39μm), z 2s na 2p také, ale s kratší vlnovou délkou (1,15μm), z 3s na 2p je



Obr. 4: Princip He-Ne laseru – 1) základní hladina, 2) excitace atomů do vyšších hladin, 3) srážka atomů helia a neonu. [11]

vyzářeno viditelné světlo o vlnové délce 632,8 nm, což odpovídá červené barvě. [3]

Výkon výstupního záření se pro viditelné světlo pohybuje kolem desítek miliwattů, pro infračervené je to hodnota o řád větší. [3]

3. Detektory optického záření

Fotodetektor je optický prvek, který proudy fotonů dopadajících na něj přeměňuje ve vhodnou měřitelnou veličinu. Nejčastěji takovými používanými detektory jsou **tepelné detektory** a **fotoelektrické detektory**.

Tepelné detektory absorbovanou energii fotonového toku přeměňují na teplo. Běžně se tyto detektory využívají při detekování infračerveného záření. V oblasti viditelného světla a ultrafialového záření však většina tepelných detektorů pracuje pomalu, doba, která je nutná ke změně teploty, je příliš dlouhá. [2]

Fotoelektrické detektory pracují na principu **fotoefektu**. Díky fotonovému proudu jsou elektrony excitovány na vyšší hladiny, což způsobí vznik volného náboje. Elektrické pole poté tyto náboje rozpohybuje, čímž vznikne elektrický proud, který je následně možno zachytit jiným vhodným přístrojem. Fotoelektrický jev se dělí na dva druhy, vnější a vnitřní.

Základní vlastností fotodetektoru je **citlivost**. Jedná se o poměr výstupní měřené veličiny k veličině dopadajícího záření. Pokud jako vstupní hodnotu vezmeme zářivý tok ϕ_e a výstupní elektrický proud I_{ϕ} , pak získáváme vztah pro **integrální citlivost**

$$S_{\phi_e} = \frac{I_{\phi}}{\phi_e}, \quad (1)$$

jejíž jednotkou AW^{-1} . [5]

Kvantová účinnost n_{λ} je dána poměrem fotonů, jež způsobí emisi elektronů N_e , k počtu dopadajících fotonů N_f [5]:

$$n_{\lambda} = \frac{N_e}{N_f}. \quad (2)$$

Signál vyprodukovaný fotodetektorem je tvořen deterministickou a stochastickou složkou. První zmíněná složka je čistý signál, druhá pak určuje šum fotodetektoru. Výstupní signál fotodetektoru lze zjistit pomocí průměrné hodnoty měřené veličiny, kterou může být třeba proud, či napětí, za určitý časový interval. [5] Jedná-li se například o proud, je vztah dán vzorcem:

$$I_P = \frac{\int_0^T I(t) dt}{T}, \quad (3)$$

Směrodatná odchylka I_O reprezentující šum fotodetektoru se spočte vztahem

$$I_O = \sqrt{\frac{\int_0^T [I(t) - I_P]^2 dt}{T}}. \quad (4)$$

Mezi další druhy šumů patří např. šum **výstřelový**, který je způsoben elektronovou fluktuací, či šum **tepelný**, za jehož vznikem stojí tepelný pohyb nosičů náboje. Jsou-li zdroje šumu nezávislé, celková hodnota šumu se vypočítá jako odmocnina ze součtu čtverců jednotlivých šumů. [5]

3.1. Tepelné detektory

Jak bylo zmíněno výše, tepelné detektory převádí energii proudu fotonů na teplo. Jejich nevýhoda však spočívá v pomalé změně teploty, a tedy i dlouhé časové odezvě. Mezi tepelné detektory patří kalorimetr, termočlánek, bolometr, termistor, pyroelektrický detektor. [3]

Kalorimetr slouží k měření tepla, které je vyvoláno detekovaným optickým zářením. V praxi se používá pro kalibraci jiných detektorů v metrologických laboratořích, jeho časová reakce se pohybuje kolem několika sekund. [3]

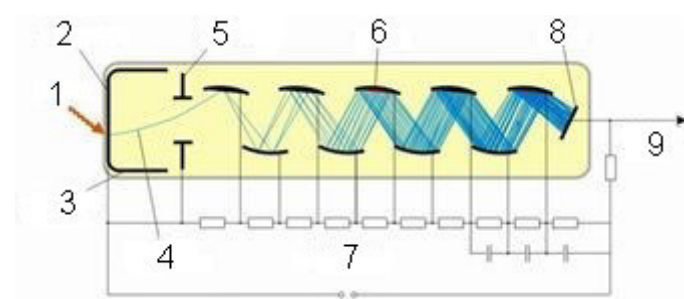
Termočlánek, který je nejčastěji vyráběn z kovů (či jejich slitin), někdy však také z polovodičů, vzniká spojením dvou různých vodivých materiálů, jejichž zahříváním nebo ochlazováním se mění termoelektrické napětí, které určuje změnu teploty detektoru. Kovové termočlánky jsou mechanicky odolné, pracují až do teploty 2800 K, přičemž měření je prováděno s přesností 1 K. Polovodičové termočlánky mají sice lepší citlivost, ale obtížněji se vyrábí, navíc jejich mechanické vlastnosti nedosahují kvalit kovových termočláneků. [3]

Bolometr pracuje na principu změny odporu v závislosti na změně teploty čidla. Materiálem čidla stejně jako u termočláneku je kov (nikl, zlato) nebo polovodič (např. germanium, oxid hořčíku,...). [3]

3.2. Fotoelektrické detektory

3.2.1. Vnější fotoelektrický jev

Vnější fotoelektrický jev vzniká v případě, kdy elektrony excitované dopadajícím zářením získají takovou energii, že mohou v podobě volných elektronů emitovat do okolního prostředí (často vakua). Tento průběh získal název **fotoelektronová emise**.



Mezi fotoelektrické emitory, které způsobují změnu optických informací na elektrické, patří **fotokatoda**. Jde o záporně nabitou elektrodu tvořenou tenkou fotocitlivou vrstvou napařenou na vhodném substrátu. Fotodioda je součástí detektorů využívajících vnější fotoelektrický jev. [5]

Obr. 5: Princip fotonásobiče – 1) foton vstupující do fotonásobiče, 2) fotokatoda, 3) zaostrovací elektroda, 4) vyzářený fotoelektron, 5) urychlující elektroda, 6) dynody, 7) dělič napětí, 8) anoda, 9) výstupní signál. [12]

Ozařovat fotokatodu lze dvěma způsoby. Dopadá-li záření na povrch

fotokatody emitující elektrony, jedná se o **přímé ozařování** (fotobuňky, fotonásobiče s bočním okénkem). Pokud však záření dopadá na podložku fotokatody přes optický materiál substrátu, jsou elektrony emitovány z druhé strany fotocitlivé vrstvy a jde o **zpětné ozařování** (intenzifikované CCD detektory, fotonásobiče s čelním okénkem). [5]

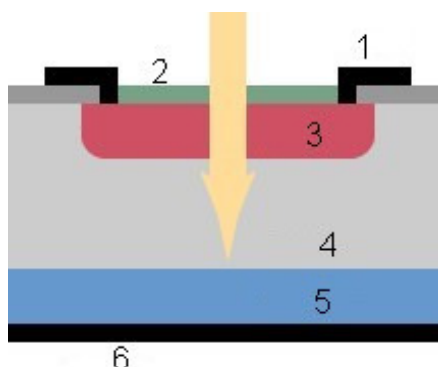
Neozářenou fotokatodou prochází **temný proud**. Ten bývá vyvolán tepelnou emisí elektronů z fotokatody, radioaktivním zářením fotodetektorového materiálu, či kosmickým zářením. Temný proud se většinou snižuje tím, že plocha fotokatody se zmenší na nejmenší možnou velikost, nebo se fotokatoda různým způsobem ochlazuje, např. dusíkem.

Příkladem fotodetektoru, který využívá vnějšího fotoelektrického jevu, je **fotonka**. Emitované elektrony v ní se přesouvají od katody k anodě, čímž vznikne elektrický proud, jenž závisí na množství dopadajícího záření. [5]

K zesílení elektrického proudu vzniklého díky dopadajícímu elektromagnetickému záření slouží **fotonásobiče** (obr. 5). Ty jsou kromě katody a anody tvořeny dalšími elektrodami (zvanými dynody). Na nich dochází k sekundární emisi, kdy urychlené elektrony putující k anodě dopadají na jednotlivé elektrody, ze kterých je posléze v důsledku dalších sekundárních emisí vyraženo větší množství elektronů. Z anody se tak odebírá mnohonásobně větší elektrický proud, než jaký by byl získán, kdyby optické zařízení neobsahovalo dynody (nedocházelo by k opakovaným sekundárním emisím). [5]

3.2.2. Vnitřní fotoelektrický jev

Jev, při němž excitované elektrony neopouští daný materiál, se nazývá vnitřní fotoefekt. Tím nejvýznamnějším je **fotovodivost**. V detektoru s touto vlastností, který nejčastěji bývá tvořen polovodičem, dochází absorbováním fotonů ke vzniku elektronu a díry ve valenčním pásu, přičemž volný elektron je poté excitován do pásu vodivostního. Působením elektrického pole se elektrony a díry rozpohybují (přesouvají se), čímž v látce dojde ke vzniku elektrického proudu. [2]



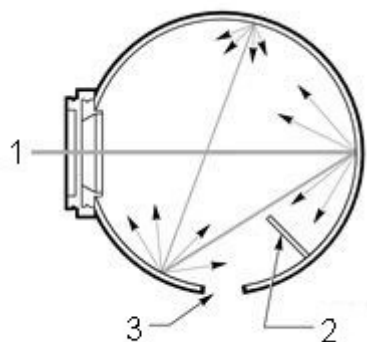
Principu vnitřního fotoefektu využívá **fotodioda**. Je to polovodičová dioda, která v případě, že není osvětlena, funguje jako tradiční dioda.

Obr. 6: Schéma p-i-n (PIN) fotodiody – 1) anoda, 2) antireflexivní vrstva, 3) vrstva p, 4) (ochuzená) vrstva i, 5) vrstva n, 6) katoda. [13]

V takovém případě jí při nezapojeném obvodu protéká nepatrný temný proud. Teprve při absorpci světla dochází ve fotodiodě k vnitřnímu fotoelektrickému jevu. Vzhledem k tomu, že fotodioda obsahuje p – n přechod, generuje se při jejím osvětlení dvojice elektron – díra, které jsou elektrickým polem přenášeny na dané elektrody (katodu a anodu). V obvodu tak vzniká elektrický proud.

U fotodiody typu **p-n** je mezi vrstvami p a n tenká ochuzená vrstva, v níž nejvíce dochází ke vzniku párů elektron – díra. U typu **p-i-n** (známého jako PIN – obr. 6) je tato ochuzená vrstva širší, což znamená větší plochu pro zachycení záření. Nevýhodou je však delší průletová doba fotonů skrze ochuzenou vrstvu. V oblasti ochuzené vrstvy působí na volné náboje (elektrony a díry) elektrické pole, díky němuž jsou tyto náboje usměrnovány. [2]

Ke generaci dvojice elektron – díra může také docházet kousek od ochuzené vrstvy nebo ve velké vzdálenosti od ní. V prvním případě se elektrony a díry mohou dostat do ochuzené vrstvy díky difúzi, čímž by přispívaly celkovému proudu ve vnějším obvodu. Pokud by nastal druhý případ, elektrony a díry by se nacházely mimo dosah elektrického pole působícího pouze v ochuzené vrstvě, takže jejich příspěvek proudu ve vnějším obvodu by tak byl nulový. Veškeré elektrony a díry by zanikaly rekombinací. [2]



Obr. 7: Princip integrační koule – 1) Otvor pro vstupní záření, 2) difuzní překážka zabraňující výstupu záření hned po prvním odrazu, 3) otvor pro výstupní záření. [14]

3.3. Integrační koule jako doplněk detektorů záření

Je-li detekovaný tok záření prostorově nehomogenní, je vhodné detekční systém doplnit o integrační kouli (obr. 7). Detektor záření (např. fotodioda) je umístěn uvnitř duté koule tak, aby vstupní paprsek, který otvorem prochází dovnitř koule, na něj přímo nedopadal. Detektor tak detekuje ty paprsky, jež na něj dopadnou až po několikanásobných odrazech od vnitřku koule. Pro minimalizaci ztrát je vnitřek koule pokryt difuzním, málo pohlcujícím materiálem v co nejširším oboru spektra (MgO_2 , teflon).

Integrační kouli je také možno použít pro měření vysokých toků záření (do 5W), kdy přímé využití fotodiód není možné. Taková sestava pak má mnohem rychlejší odezvu než tepelné detektory, které by jinak bylo nutné použít.

4. Statistický popis dat

4.1. Charakteristika signálu a šumu

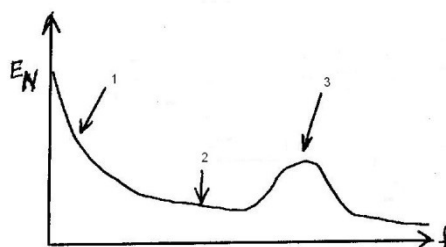
Typickým představitelem statistického popisu naměřených dat je **průměrná hodnota \bar{x}** . Ta je dána jako poměr sumy naměřených hodnot x_i a celkového počtu nezávislých měření n . Matematický vzorec průměrné hodnoty \bar{x} je tedy dán

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}, \quad (5)$$

kde x_i je naměřená hodnota pro i -té měření.

Přesnost každého měření signálu je často limitováno **šumem**. Ten je definován jako nežádoucí fluktuační v námi požadovaném měření.

Šumy z různých zdrojů mohou být klasifikovány pomocí tvaru **šumového výkonového spektra** (NPS – Noise power



Obr. 8: Šumové výkonové spektrum – 1) $1/f$ (růžový šum), 2) bílý šum, 3) rušení [15]

spectrum), které je zobrazeno na obr. 8. NPS je složeno z kombinace tří základních druhů šumů – bílého, 1/f (též růžového) a interferenčního (rušení). **Bílý šum** (white noise, zvaný také Gausovský) je náhodný fundamentální šum. **Růžový šum** (pink noise) je náhodný šum závislý na frekvenci. Jeho rozsah je tím větší, čím menší je velikost frekvence. **Interferenční šum** (rušení) je frekvenčně závislý nefundamentální šum. Vzniká často skládáním různých signálů, někdy je také součástí frekvence generované oscilátorem. Amplituda, frekvence a fáze tohoto šumu se tak dají předvídat. [7]

Šum signálu se nejčastěji popisuje pomocí **střední kvadratické odchylky**, známé též jako rms (root-mean-square), která se spočte vztahem

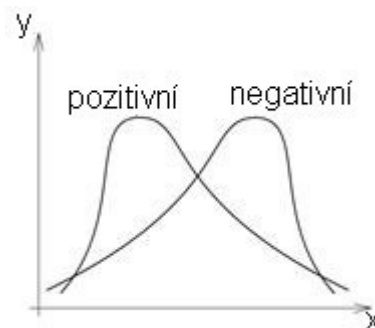
$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}}, \quad (6)$$

kde x_i je naměřená hodnota pro i -té měření, \bar{x} průměrná hodnota. Pokud vezmeme čtvercovou hodnotu střední kvadratické odchylky (σ^2), získáme hodnotu nazývanou **variance**. [6]

Jako poměr standardní odchylky a průměrné hodnoty se definuje **relativní odchylka** (chyba), která se zapisuje v procentech. Je dána vztahem

$$\delta x = \frac{\sigma}{\bar{x}} \times 100 \%. \quad (7)$$

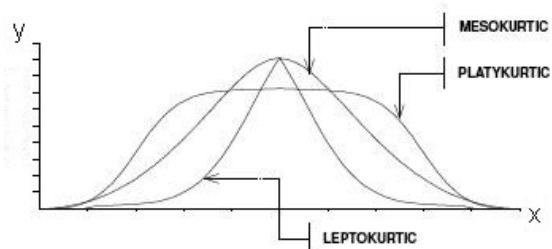
Dále se také definují vyšší momenty pro popis odchylek od průměrné hodnoty, třetí (skewness) a čtvrtý (kurtosis). **Třetí moment** charakterizuje stupeň asymetrie rozdělení kolem průměrné hodnoty. Vypočítá se vztahem



Obr. 9: Třetí momenty vstupních dat (skewness). [16]

$$Skew(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{x_j - \bar{x}}{\sigma} \right)^3, \quad (8)$$

kde x_j je j -tá naměřená hodnota, \bar{x} průměrná hodnota a σ je střední kvadratická odchylka. Dva typy



Obr. 10: Čtvrté momenty vstupních dat (kurtosis). [17]

třetího momentu jsou zachyceny na obr. 9. Pokud je třetí moment **pozitivní**, asymetrický "ocas" se prodlužuje směrem k pozitivním hodnotám x . Je-li **negativní**, ocas se roztahuje více k negativním hodnotám x . V případě nuly se jedná o symetrické rozdělení. [6]

Čtvrtý moment udává špičatost nebo plochost rozdělení ve srovnání s normálním rozdělením. Je dán vztahem

$$Kurt(x_1, \dots, x_n) = \left[\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{x_j - \bar{x}}{\sigma} \right)^4 \right] - 3, \quad (9)$$

x_j je j -tá naměřená hodnota, \bar{x} průměrná hodnota, σ je střední kvadratická odchylka. Je-li čtvrtý moment pozitivní, pak se jedná o **leptokurtic** (větší špičatost grafu), v případě negativního výsledku jde o **platykurtic** (větší plochost), nulová hodnota je **mezokurtic**. [6]

4.2. Frekvenční charakteristika signálu

Pro hledání frekvence zkoumaného signálu se časový průběh měřené veličiny převádí pomocí Fourierovy transformace na frekvenční charakteristiku. Vztahy mezi časovým průběhem a frekvenční charakteristikou jsou dány vzorci

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi ift} dt, \quad (10)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi ift} df, \quad (11)$$

kde $h(t)$ je měřená veličina závisící na čase t , $H(f)$ je přetransformovanou veličinou závisící na frekvenci f . [6]

Celkový výkon signálu P_c získáme pomocí vztahu

$$P_c \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df. \quad (12)$$

Často je potřeba zjistit výkon signálu v určitém frekvenčním intervalu f a $f+df$, k čemuž slouží **spektrální hustota výkonu**. Ta se obvykle nezjišťuje pro frekvence v rozsahu $(-\infty, \infty)$, ale spíše pro frekvence od 0 do ∞ . Je tak definována **jednostranná spektrální hustota výkonu** funkce $h(t)$ daná vzorcem

$$P_h(f) \equiv |H(f)|^2 + |H(-f)|^2 \quad 0 \leq f < \infty. \quad (13)$$

Výkon je následně dán jako integrál $P_h(f)$ od $f = 0$ po $f = \infty$. Je-li funkce $h(t)$ reálná, pak členy $|H(f)|^2$ a $|H(-f)|^2$ v rovnici (12) jsou si rovny, tudíž celková spektrální hustota výkonu pak je $P_h(f) = 2|H(f)|^2$. [6]

V případě, kdy zkoumaná funkce má diskrétní rozdělení hodnot nebo je zaznamenávána v diskrétních intervalech, se využívá **diskrétní Fourierova transformace** (DFT – Discrete Fourier Transform). [6]

Je-li naměřen signál s konečným počtem N vzorkovacích bodů a vzorkovací intervalem Δ , Fourierovou transformací $H(f)$ je pak možné hledat frekvence v rozsahu od $-f_c$ do f_c , kde f_c značí **Nyquistovu kritickou frekvenci**, která je dána vztahem

$$f_c = \frac{1}{2\Delta}. \quad (14)$$

Nyquistova kritická frekvence je důležitá ze dvou důvodů. Platí-li, že u funkce $h(t)$ vzorkované na intervalu Δ je šířka frekvenčního pásma limitována frekvencemi menšími, než je frekvenční rozsah $(-f_c, f_c)$, tedy $H(f) = 0$ pro všechna $|f| \geq f_c$, pak funkce $h(t)$ je kompletně určena vzorky $h(n\Delta)$. Pokud však šířka pásma není limitována rozsahem f_c , veškerá spektrální hustota výkonu mimo rozsah $-f_c < f < f_c$ se zobrazí do tohoto rozsahu. Tento jev je znám jako **aliasing**. Veškeré frekvence mimo rozsah $(-f_c, f_c)$ jsou tak do něj aliasovány. [6]

Jednotlivé frekvence odpovídajícího obrazu jsou při vzorkování na intervalu Δ určeny vzorcem

$$f_n = \frac{n}{N\Delta}, \quad (15)$$

kde $n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}$. Fourierova transformace je poté aproximována diskrétní sumou:

$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi i f_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i f_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}, \quad (16)$$

$h_k = h(t_k)$, $t_k = k\Delta$, $k = 0, 1, 2, \dots, N-1$. Výslednému vztahu v rovnici (11) se říká **diskrétní Fourierova transformace** N bodů h_k . DFT zobrazuje N komplexní body h_k na N komplexní body H_n , kde

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}. \quad (17)$$

Vztah (15) mezi diskrétní Fourierovou transformací a spojitou Fourierovou transformací tedy může být díky vzorci (16) přepsán na tvar

$$H(f_n) \approx \Delta H_n, \quad (18)$$

kde f_n je dána vztahem (15). [6]

II. Výsledky měření

5. Výběr vhodného detektoru pro záznam laserového výkonu

Vzhledem k tomu, že doba odezvy je u tepelných detektorů při zachycení záření poměrně dlouhá, byly pro měření využity fotoelektrické detektory. Konkrétně byly porovnávány hodnoty šumu fotodiody S120VC a integrační koule S142C vybavené fotodiodou. Oba fotodetektory byly od firmy Thorlabs.

Křemíková fotodioda S120VC se vyznačuje poměrně velkou detekční plochou o průměru 9,5 mm, je použitelná v rozsahu vlnových délek 200 – 1100 nm a její rozsah detekovaného výkonu je 50 mW. Integrační koule S142C s aperturou 12 mm a vnitřním poloměrem 50,8 mm je vybavena výrobcem blíže nespecifikovanou fotodiodou citlivou v rozsahu vlnových délek 350 – 1100 nm. Vnitřek integrační koule je vyroben z teflonu (PTFE) s vysokou odrazivostí. Integrační koule je použitelná pro detekci výkonu záření v rozsahu $5\mu\text{W}$ – 5W.

Vyhodnocovacím přístrojem, který zaznamenával elektrický proud vzniklý optickým zářením dopadajícím na detektor a předvádějící ho na 16-ti bitový digitální signál, byl převodník PM100-USB připojený přes USB k PC a ovládaný pomocí softwarového programu firmy Thorlabs. Doba odezvy daná tímto převodníkem je 0,1 sekund. Pro jednotlivá měření bylo možné nastavit kromě zesílení (velikosti rozsahu výkonu) i šířku pásma ve dvou zvolených rozsazích, low či high.

Při testování obou fotodetektorů obsahovala optická soustava jen laser (Coherent Verdi) a vybraný detektor. Měřicí doba byla nastavena na 2 minuty, časový interval mezi jednotlivými odečty byl 0,1 sekundy, každé měření tak obsahovalo 1200 hodnot. Poté byla vypočtena střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6), relativní odchylka δP (7), třetí moment (8) a čtvrtý moment (9). Výsledky měření jsou uvedeny v *tabulce 1*.

	Výkon laseru [W]	\bar{P} [W]	σ [W]	δP [%]	Třetí moment	Čtvrtý moment
PD	0,01 (42 mW) L	0,011509	0,00003	0,29	0,68	0,74
	0,04 (42 mW) L	0,041207	0,00003	0,07	0,68	0,95
	0,04 (420 mW) L	0,041105	0,00004	0,09	0,34	0,22
	0,04 (42 mW) H	0,041196	0,00003	0,08	0,40	0,48
IS	0,01 (12 mW) L	0,011131	0,00003	0,30	0,81	0,98
	0,04 (120 mW) L	0,041189	0,00004	0,09	0,67	0,64
	0,01 (120 mW) L	0,011137	0,00003	0,29	0,79	1,21
	0,12 (120 mW) L	0,123726	0,00005	0,04	0,22	-0,23
	0,12 (120 mW) H	0,123706	0,00008	0,06	0,24	0,94
	0,12 (1,2 W) L	0,123914	0,00009	0,07	0,01	-2,90
	0,42 (1,2 W) L	0,435897	0,00014	0,03	-0,06	-0,16
	1,2 (1,2 W) L	1,251710	0,00034	0,03	0,06	-0,06
	1,2 (12 W) L	1,249399	0,00076	0,06	0,18	-0,08
	2 (12 W) L	2,084272	0,00096	0,05	0,14	0,13

Tabulka 1: Naměřené hodnoty \bar{P} a vypočítané hodnoty σ , δP , třetího a čtvrtého momentu pro jednotlivé výkony laseru. V sloupci "Výkon laseru" je uveden laserový výkon nastavený na kontrolní jednotce laseru, v závorce jsou uvedeny rozsahy výkonu (zesílení), které byly pro jednotlivé výkony nastaveny na detektoru. Za závorkou je poté šířka pásma, L (low) nebo H (high).

Z tabulky 1 po srovnání zjištěných výsledků vyplývá, že pro naše další měření nezáleží na tom, který z vybraných detektorů, fotodiody S120VC nebo integrační koule S142C, použijeme. Naměřené a spočítané hodnoty šumu (standardní odchylky) obou těchto optických detektorů jsou si podobné. Se zvětšováním výkonu laseru klesá relativní chyba (šum) obou fotodetektorů.

Lze si také všimnout, že vzhledem k naměřeným hodnotám je jedno i to, jaký zvolíme rozsah šířky pásma převodníku PM100-USB (low/high). Pro další měření tedy bylo používáno jen jedno nastavení, a to low.

Naměřené hodnoty třetího a čtvrtého momentu s rostoucím výkonem klesaly k nule, což znamená, že se z nesymetrického rozdělení hodnot přibližovaly k symetrickému (normálnímu). To se dá připočíst určitému zdroji nefundamentálního šumu, který se při nižších výkonech projevuje více, než při vyšších.

6. Proměření časových charakteristik různých laserů

V předchozí kapitole se došlo k závěru, že není rozdíl v tom, zda se pro další měření využije fotodiody S120VC nebo integrační koule S142C. Vzhledem ale k tomu, že bylo nutné proměřovat i větší hodnoty výkonu, než je samotná fotodiody schopna detekovat, používala se dále primárně integrační koule S142C.

S její pomocí byla proměřována časová charakteristika vybraných laserů – Coherent Verdi, He-Ne laseru a laserového ukazovátka. Nejprve se zjišťovaly časové charakteristiky těchto tří laserů bez použití dalších optických prvků v soustavě (detektor byl laserovým zářením osvětlován přímo),

aby tak byl vyloučen vliv zpětných reflexí na vnitřní stabilizaci laseru. Určitě také bylo zajímavé zjistit, jak se od sebe budou lišit časové charakteristiky výkonu laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka. Oba tyto optické zdroje totiž fungovaly na podobném principu, jejich základem byly krystal Nd:YAG a přeměna zdrojového záření na frekvenčně zdvojený svazek.

Vlnová délka záření laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka byla 532 nm, záření He-Ne laseru mělo vlnovou délku 633 nm. Pro vyhodnocení byl znovu použit převodník PM100-USB a program Thorlabs. Tentokrát byla doba měření nastavena na 30 minut, doba mezi dvěma odečty zůstala zachována, tedy 0,1 sekundy, celkový počet zaznamenaných hodnot byl 18 000. Pro každý laser se spočítala střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6) a relativní odchylka δP (7), třetí moment (8) a čtvrtý moment (9). Výsledky měření byly zaznamenány do *tabulky 2*.

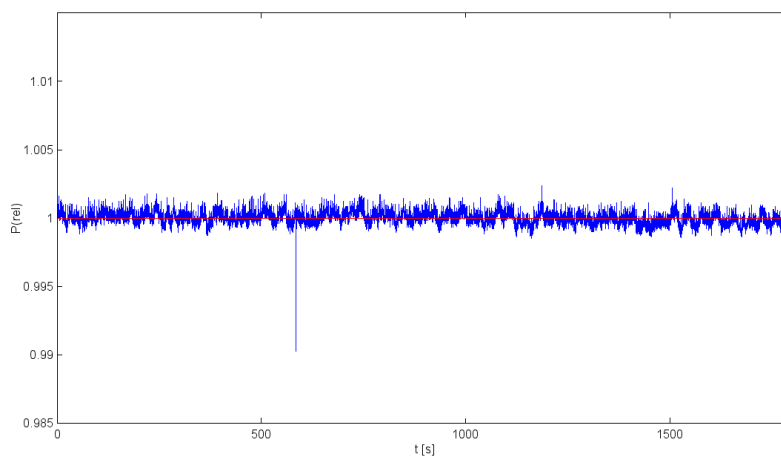
Laser	\bar{P} [mW]	σ [mW]	δP [%]	Třetí moment	Čtvrtý moment
Verdi	103,652	0,049	0,047	-0,31	10,17
LU	52,817	0,105	0,198	2,09	4,04
He-Ne	18,820	0,060	0,322	0,47	0,53

Tabulka 2: Naměřené hodnoty \bar{P} a spočtené hodnoty σ , δP , třetího a čtvrtého momentu pro jednotlivé lasery.

Z hodnot uvedených v *tabulce 2* vyplývá, že relativní odchylka výkonu u laseru Coherent Verdi je nejmenší, zatímco He-Ne dosahuje překvapivě největších odchylek. To je vidět i na grafech časových průběhů laserů, ve kterých jsme si upravili výkony na jejich relativní hodnoty P_i^{rel} (v grafech označovány P(rel)) pomocí vzorce

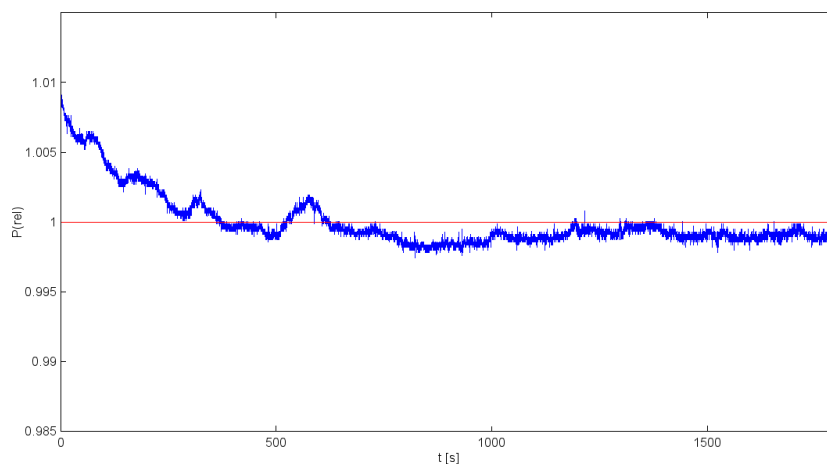
$$P_i^{rel} = \frac{P_i}{\bar{P}}, \quad (19)$$

kde \bar{P} je průměrná hodnota pro daný laser, P_i znamená aktuální zaznamenaný výkon laseru v čase t_i . Díky tomu bylo možno naměřené hodnoty v grafech navzájem porovnávat. Všechny grafy byly vytvořeny pomocí programu Octave.

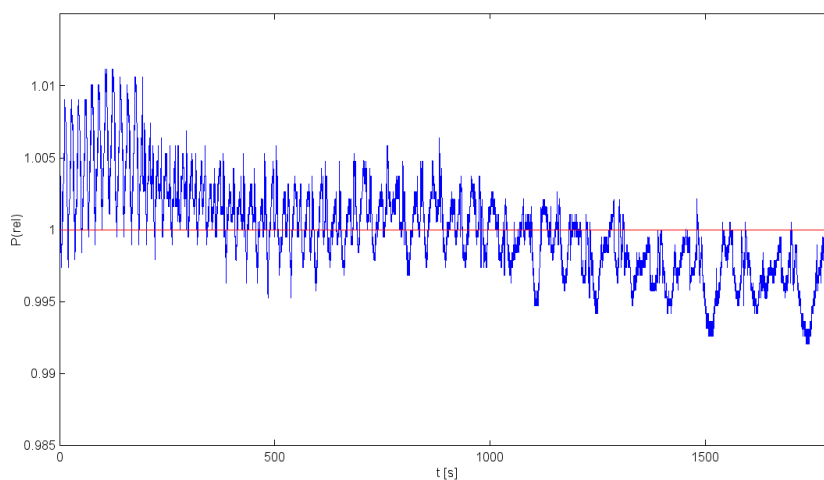


Obr. 11: Časový průběh relativního výkonu laseru Coherent Verdi za $t = 30$ min, $\bar{P} = 104$ mW.

Na *obr. 11* je vyobrazen časový průběh relativního výkonu laseru Coherent Verdi. Odchytky od průměrné hodnoty nejsou nijak výrazné, nízkofrekvenční šum (pomalé časové fluktuace) je v tomto signálu nepatrný.



Obr. 12: Časový průběh relativního výkonu laserového ukazovátka za $t = 30$ min, $\bar{P} = 53$ mW.



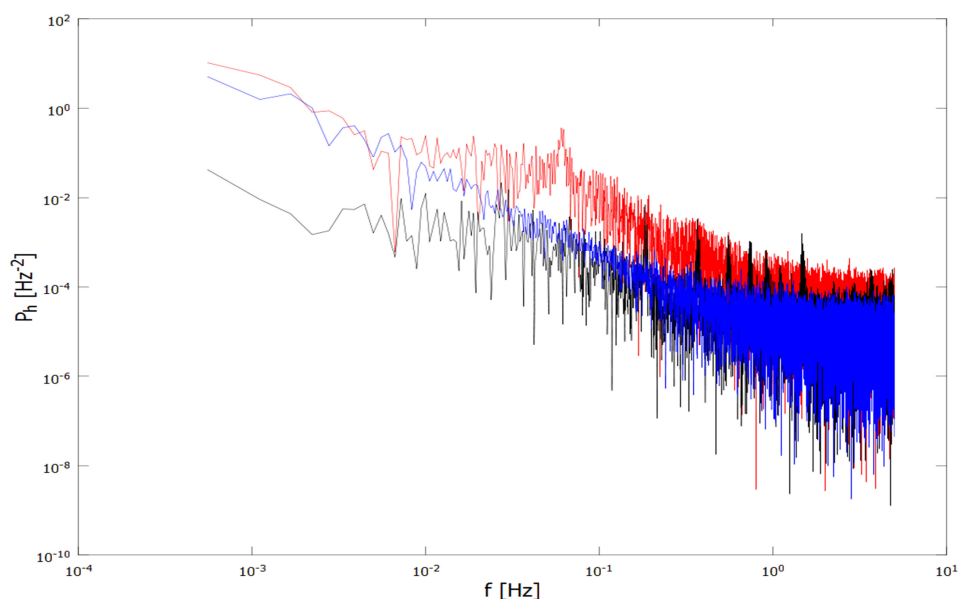
Obr. 13: Časový průběh relativního výkonu He-Ne laseru za $t = 30$ min, $\bar{P} = 19$ mW.

Na *obr. 12* je vidět časový průběh relativního výkonu laserového ukazovátka. Vysokofrekvenční šum je sice na první pohled dokonce menší, než u laseru Coherent Verdi (*obr. 11*), ale velmi výrazné jsou pomalé oscilace signálu. Výkon nejprve výrazně klesal, a poté po cca 500 sekundách měření kolísá kolem průměrné hodnoty. *Obr. 13* ukazuje časový signál relativního výkonu He-Ne laseru vykazující poměrně výrazné oscilace.

Z *obr. 11, 12* a *13* je zřejmé, že charakterizace časového průběhu (relativního) výkonu laseru pouze jedním číslem (např. standardní odchylkou uvedenou v *tabulce 1*) není dostatečná. Normovaná data proto byla zpracována pomocí Fourierovy transformace a byla vypočtena spektrální hustota výkonu P_h (13).

Při srovnání spektrální hustoty výkonu (*obr. 14*) všech těchto tří laserů je vidět, že nízkofrekvenční šum Coherent Verdi je zhruba řádově menší než u ostatních laserů, avšak

vysokofrekvenční šum laserového ukazovátko je srovnatelný se stejně velkým šumem laseru Coherent Verdi. Ve výkonovém spektru He-Ne laseru jsou navíc výrazné oscilace s frekvencí cca 0,061 Hz.

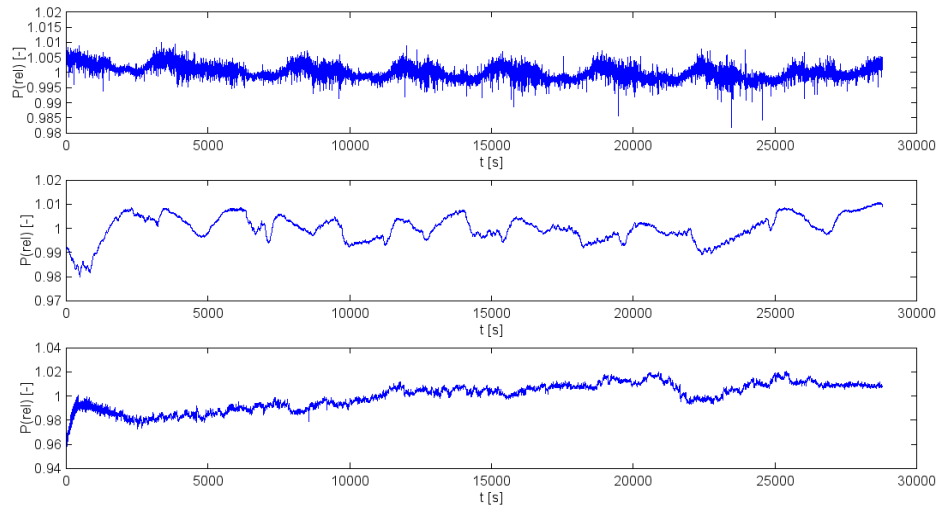


Obr. 14: Frekvenční charakteristika pro všechny tři typy laserů – He-Ne laser (červený graf), Coherent Verdi (černý graf) i laserového ukazovátko (modrý graf).

Z hlediska dlouhodobé stability výkonu laseru byl sledován výkon všech tří laserů po dobu 8 hodin s časovým intervalem 1 sekunda. V tabulce 3 je uvedena střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6) a relativní odchylka δP (7) naměřených dat pro výkony jednotlivých laserů. Časové průběhy relativních výkonů laserů jsou zobrazeny na obr. 15. Na horním grafu je znázorněn průběh pro laser Coherent Verdi, na prostředním pro laserové ukazovátko a na spodním pro He-Ne laser.

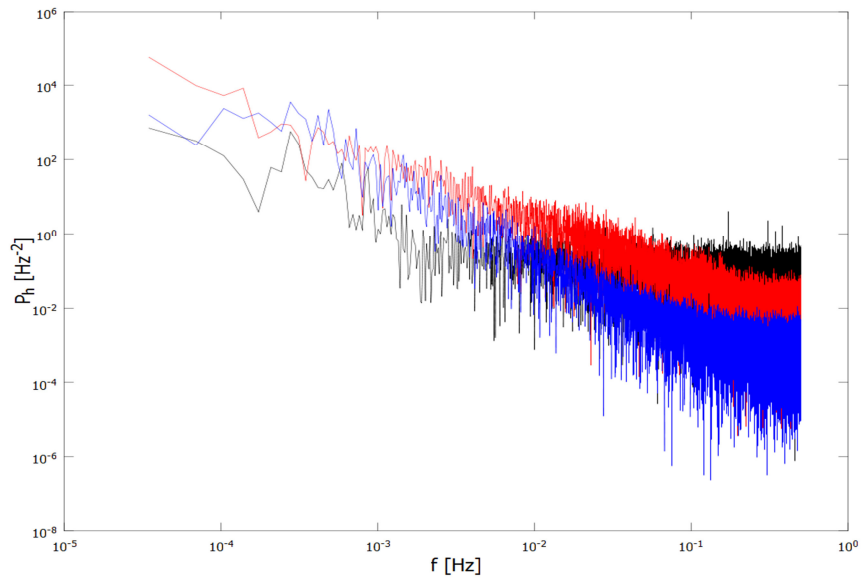
Laser	\bar{P} [mW]	σ [mW]	δP [%]
He-Ne	18,62	0,20	1,07
LU	59,70	0,32	0,54
Verdi	92,48	0,21	0,22

Tabulka 3: Naměřené hodnoty \bar{P} a vypočítané hodnoty σ a δP pro výkony jednotlivých laserů.



Obr. 15: Časový průběh relativního výkonu laseru Coherent Verdi (horní průběh), laserového ukazovátko (prostřední) a He-Ne laseru (spodní). Jejich průměrné hodnoty jsou uvedeny v *tabulce 3*.

Časový průběh relativního výkonu laseru byl opět zpracován Fourierovou transformací a byla vypočtena spektrální hustota výkonu P_h uvedená pro jednotlivé lasery na *obr. 16*. Červenou barvou byl vyznačen graf He-Ne laseru, černou laser Coherent Verdi, modrou pak laserové ukazovátko. Tentokrát nízkofrekvenční šumy všech tří laserů jsou si velikostně podobné, avšak vysokofrekvenčním šumem je nejvíce zasyacen laser Verdi. Je však třeba si uvědomit, že pro toto měření byl laser Verdi provozován na výkonu 100 mW, a při tomto provozním režimu není možné dosáhnout úplně optimálních parametrů.



Obr. 16: Frekvenční charakteristika He-Ne (červený graf), Coherent Verdi (černý graf) i laserového ukazovátko (modrý) pro dobu měření 8 hodin.

7. Zeslabení výkonu laseru pomocí externích prvků

Pro zlepšení stability výkonu laseru byly využity externí prvky, které se vkládaly do optické soustavy mezi laser a detektor, aby se tak mohl korigovat výkon laserového záření. Tato měření probíhala už jen s laserem Coherent Verdi, který byl pro potřeby Ramanovy spektroskopie nejvhodnějším zdrojem záření.

7.1. Použití dvojice polarizátorů

Jako atenuátory optického výkonu byly nejprve vybrány dva polarizátory. Polarizátorem projde největší množství laserového záření v případě, kdy je jeho polarizační osa nastavena rovnoběžně se směrem polarizace dopadajícího záření. Je-li naopak nastavena kolmo, neprojde polarizátorem v ideálním případě žádné záření.

Měření bylo rozděleno do dvou částí. V té první byly oba polarizátory nastaveny tak, aby procházelo maximální množství záření. V druhém případě se poté polarizátorem bližším ke zdroji záření (laseru) korigovala velikost výkonu laserového záření tak, aby polarizace záření dopadajícího na detektor byla ve všech případech stejná.

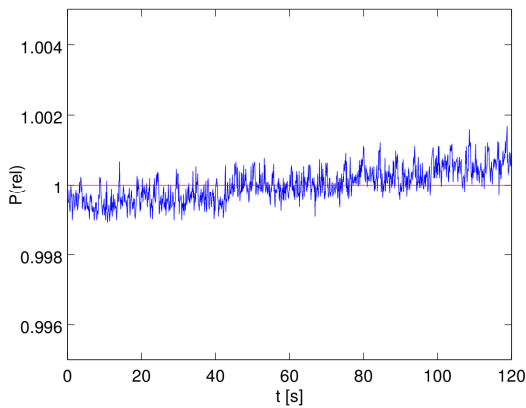
Jako detektor byla znovu využita integrační koule S142C, k vyhodnocení výsledků opět posloužil převodník PM100-USB. Doba měření byla nastavena na 2 minuty, časový interval mezi jednotlivými odečty na 0,1 sekundy. Pro každý výkon bylo naměřeno 1200 hodnot, které poté byly zpracovány pomocí střední hodnoty \bar{P} (5), standardní odchylky σ (6) a relativní odchylky δP (7), třetí (8) a čtvrté momenty (9).

Rozsah	Výkon laseru [W]	\bar{P} [mW]	σ [mW]	δP [%]	Třetí moment	Čtvrtý moment
12 mW	0,01	9,901	0,027	0,28	-0,73	-1,20
	0,1	9,992	0,004	0,04	0,42	-0,05
	1,0	10,003	0,003	0,03	0,07	-0,72
	2,0	9,998	0,004	0,04	-0,25	-1,06
120 mW	0,1	30,008	0,014	0,05	0,31	0,15
	1,0	29,988	0,009	0,03	0,08	0,09
	0,1	91,263	0,044	0,05	0,27	-0,34
	1,0	99,966	0,021	0,02	0,45	-0,46
1,2 W	0,3	275,710	0,100	0,04	-0,12	-0,14
	1,0	299,948	0,104	0,03	-0,06	2,54
	1,0	922,552	0,284	0,03	0,34	0,19

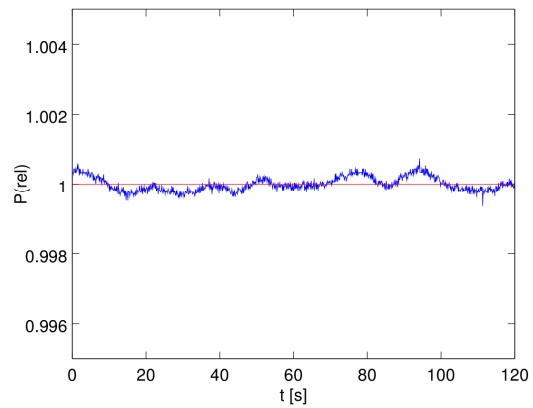
Tabulka 4: Naměřené hodnoty \bar{P} a vypočítané σ , δx , třetího a čtvrtého momentu pro jednotlivé výkony. V sloupci „Výkon laseru“ je uveden laserový výkon nastavený na kontrolní jednotce laseru.

V *tabulce 4* si lze povšimnout, že při hodně malém výkonu laseru (100 mW) a plné propustnosti obou polarizátorů je standardní odchylka výraznější, než když je větší výkon laserového záření (třeba 1 W) polarizátorem snižen na hodnotu 100 mW.

Patrnější rozdíl se však projeví až při grafickém zpracování výsledků. Na *obr. 17* je vyobrazena časová charakteristika laseru Coherent Verdi při maximálním výkonu 100 mW procházejícím oběma polarizátory, zatímco na *obr. 18* je vykreslen graf laserového výkonu 1 W, jež byl polarizátorem vzdálenějším od detektoru korigovaný na 100 mW. Je zřejmé, že při snižování hodnoty výkonu laserového záření pomocí polarizátoru se snížila i hodnota vysokofrekvenčního šumu.

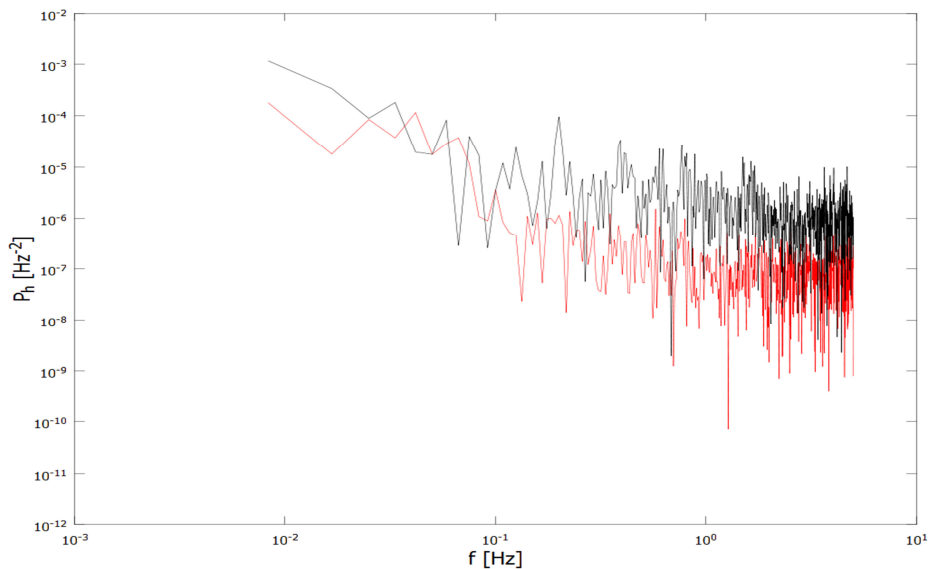


Obr. 17: Graf závislosti relativního výkonu laseru na čase při neměnném fotonovém toku (vstupní a výstupní výkon 100 mW)



Obr. 18: Graf závislosti relativního výkonu laseru na čase při regulaci fotonového toku (vstupní výkon 1 W, výstupní 100 mW)

To lze vyvodit i z *obr. 19*, kde je pomocí Fourierovy transformace znázorněna spektrální hustota výkonu. Při vstupním i výstupním výkonu 100 mW, znázorněném černou barvou, byl nízkofrekvenční i vysokofrekvenční šum záření větší, než při výkonu, který byl polarizátorem snižen z laserového výkonu 1 W na 100 mW.



Obr. 19: Frekvenční charakteristika pro neměnný i korigovaný fotonový tok. Graf černé barvy – vstupní i výstupní výkon 100 mW, graf červené barvy – vstupní výkon 1 W, výstupní 100 mW.

7.2. Kombinace fázové destičky a polarizátorů

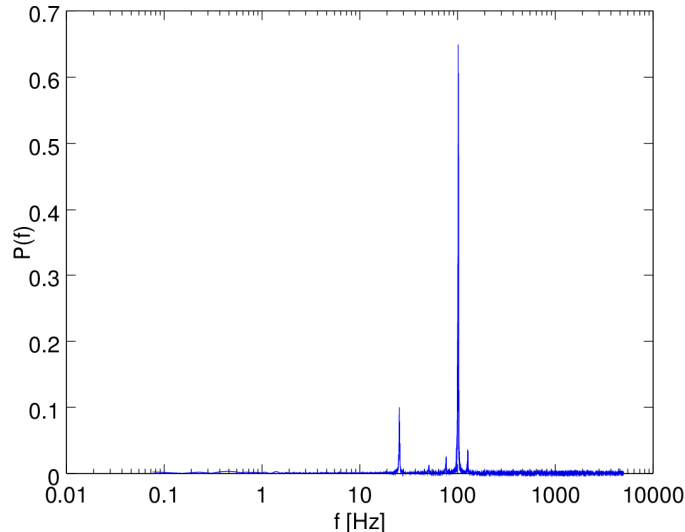
Velmi žádoucí by bylo měřit časové charakteristiky výkonu laseru s menší časovou konstantou, než je 0,1 sekundy. Cílem tedy bylo využít externí fotodiody, vlastního zesilovače a digitálního převodníku U2353A od firmy Agilent Technologies, který je schopen zaznamenávat až 5×10^5 vzorků za vteřinu.

V měření byla využita velkoplošná křemíková fotodioda SM1PD1A (Thorlabs) bez integrační koule. Signál z fotodiody byl převeden na napětí pomocí zesilovače vyrobeného na katedře optiky.

Využilo se optické soustavy skládající se ze dvou polarizátorů, mezi které byla vložena miniaturní půlvlnná destička upevněná na DC motoru s dutou hřídelí o vnitřním průměru 2 mm (3557L012CR-940, od firmy DC-Micromotor), pomocí něhož bylo možné dosáhnout až 90 otáček za vteřinu. Rotaci motoru bylo možné měnit přiloženým DC napětím s rozsahem od 1 do 12 V.

Rotující půlvlnná destička otáčí rovinu polarizovaného světla, výstupní signál má tedy harmonický charakter. Frekvence signálu je dána čtyřnásobkem frekvence otáček půlvlnné destičky.

Výkon laseru byl měřen s krokem 0,1 milisekundy a doba měření byla 10 sekund. Naměřená data byla poté zpracována Fourierovou transformací (příklad měření je uveden na obr. 20) a z frekvenční charakteristiky byla určena převládající frekvence signálu.

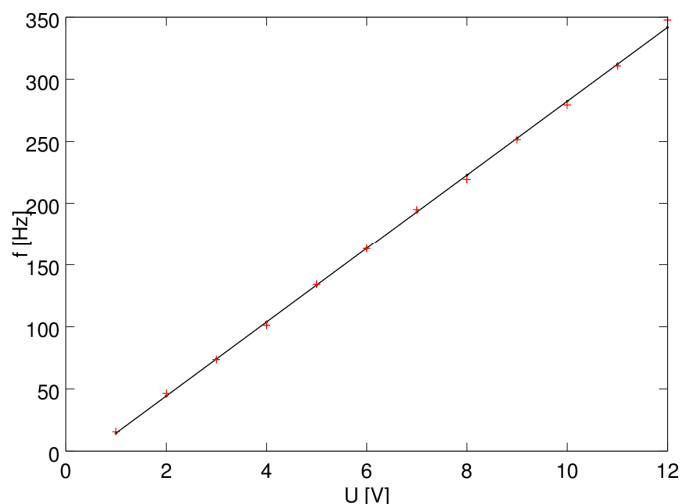


Obr. 20: Frekvenční charakteristika signálu odpovídající rotující půlvlnné destičce upevněné na DC motoru s napětím 4V a dvou polarizátorů. Dominantní frekvence signálu je $f = 101,3$ Hz.

Fourierova transformace na obr. 20 pro napětí DC zdroje 4,0 V nám zobrazila hlavní výraznou frekvenci $f_h = 101,3$ Hz, což je frekvence měřeného signálu, a méně výraznější frekvenci $f_r = 25,2$ Hz, která udává, s jakou frekvencí se otáčel rotující motor, jenž byl poháněn DC zdrojem s napětím 4 V. Jak je zřejmé, frekvence signálu f_h dle předpokladu odpovídá zhruba čtyřnásobku frekvence f_r rotujícího motoru.

U [V]	f _h [Hz]
1,0	15,7
2,0	46,6
3,0	73,7
4,0	101,3
5,0	134,2
6,0	163,1
7,0	194,8
8,0	219,2
9,0	251,4
10,0	279,2
11,0	310,8
12,0	347,8

Tabulka 5: Zjištěné hodnoty frekvence f_h v závislosti na napětí U pomocí frekvenční analýzy.



Obr. 21: Závislost frekvence měřeného signálu na napětí DC motoru. Naměřenými body je proložena lineární závislost.

Výsledky naměřených frekvencí signálu pro napětí přivedeného na DC motor o rozsahu 1,0 – 12,0 V jsou uvedeny v tabulce 5 a na obr. 21. Jak je vidět, vztah mezi převládající frekvencí signálu a napětím DC motoru je možné popsat lineární funkcí:

$$f = aU + b, \quad (20)$$

kde a a b jsou koeficienty lineární závislosti, které byly určeny metodou lineární regrese jako $a = 29,743 \text{ Hz} \times \text{V}^{-1}$, $b = -15,182 \text{ Hz}$. Na obr. 21 je vidět regresní přímka s vyznačenými dominantními frekvencemi signálu závisícího na napětí DC motoru.

7.3. Kalibrace fotodiody

7.3.1. Kalibrování pomocí zesilovače vyrobeného na katedře optiky

Cílem tohoto měření bylo provést kalibraci fotodiody SM1PD1A (Thorlabs), která byla připojena na zesilovač vyrobený na katedře optiky, pomocí detektoru složeného z integrační koule s fotodiodou S142C a s převodníkem PM100-USB (Thorlabs), který už byl kalibrován od výrobce.

Optickou soustavu tvořily laser Coherent Verdi, dva polarizátory a detektor laserového záření. Polarizátorem blíže k laseru byl postupně snižován výkon laserového záření z maximální hodnoty na nulu.

U každého nastavení laseru a polarizátoru se nejdříve pomocí integrační koule S142C proměřila hodnota výkonu po časovou dobu $t = 100 \text{ s}$ se vzorkovacím intervalem 0,1 sekundy. Poté byla integrační koule zaměněna za fotodiodu PM1PD1A napojenou na zesilovač a časové průběhy výkonu záření byly zaznamenávány pomocí digitálního převodníku U2353A (Agilent Technologies). Doba měření byla $t = 10 \text{ s}$, vzorkovací frekvence 10 kHz. Pro naměřené

hodnoty byla vypočtena střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6) a relativní odchylka δP (7). Výsledky byly zaznamenány do tabulky 6 a 7.

Zlomek maximálního výkonu	\bar{P} [mW]	σ [mW]	δP [%]
0	0,00150	0,00001	0,584
0,1	0,05421	0,00027	0,504
0,125	0,06610	0,00028	0,419
0,2	0,10694	0,00066	0,615
0,25	0,13097	0,00097	0,740
0,3	0,15797	0,00070	0,441
0,4	0,21038	0,00112	0,531
0,5	0,26045	0,00173	0,665
0,6	0,31308	0,00160	0,512
0,7	0,36145	0,00144	0,399
0,8	0,42011	0,00213	0,507
0,9	0,46996	0,00142	0,303
1,0	0,52284	0,00274	0,525

Tabulka 6: Naměřené hodnoty \bar{P} a vypočítané hodnoty σ a δP pro jednotlivé výkony laseru získané pomocí fotodiody doplněnou o integrační kouli IS142C.

Zlomek maximálního výkonu	\bar{U} [V]	σ [V]	δU [%]
0	0,001	0,109	---
0,1	0,491	0,108	22,1
0,125	0,601	0,109	18,2
0,2	0,991	0,110	11,1
0,25	1,212	0,110	9,0
0,3	1,463	0,109	7,5
0,4	1,948	0,109	5,6
0,5	2,399	0,110	4,6
0,6	2,900	0,113	3,9
0,7	3,317	0,111	3,4
0,8	3,797	0,111	2,9
0,9	4,255	0,112	2,6
1	4,711	0,114	2,4

Tabulka 7: Naměřené hodnoty \bar{U} a vypočítané hodnoty σ a δU pro jednotlivé výkony laseru pro měření s fotodiudou PM1PD1A připojenou přes zesilovač vyrobený na katedře optiky.

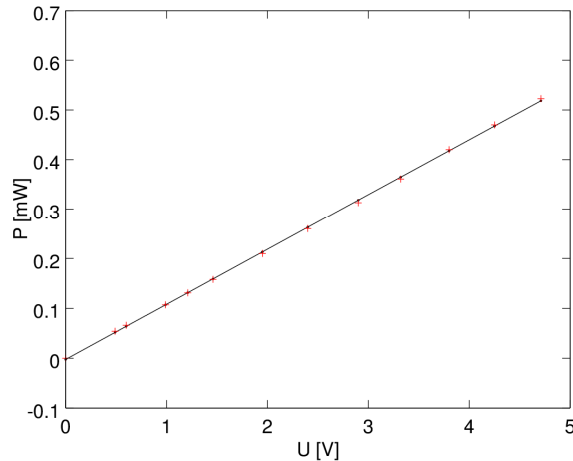
Z tabulky 7 vyplývá, že měření pomocí externí fotodiody PM1PD1A jsou velmi zašuměna, dominantním zdrojem šumu je zesilovač (převodník fotoproudu na napětí). Hodnoty standardní odchylky se pohybovaly kolem 110 mV, což vzhledem k celkovému výkonu v rozmezí 0,5 – 4,7 V nebyla vůbec zanedbaná hodnota. Odpovídá tomu i relativní chyba, která třeba při výkonu laseru $P = 10$ mW dosahuje hodnoty 22,073 %.

Hlavním zdrojem šumu bylo pravděpodobně promítnutí vysokofrekvenčního šumu (případně rušení) do měřeného frekvenčního rozsahu, neboť fotodioda nebyla připojena přes nízkofrekvenční propust, která by zajistila, aby frekvence vyšší než kritická frekvence (polovina převrácené hodnoty vzorkovacího intervalu) byly efektivně tlumeny. Je tedy zřejmé, že je třeba využít vhodnějšího zesilovače.

Vztah mezi napětím zesilovače detekujícím signál fotodiody s integrační koulí a výkonem laserového záření je možné vyjádřit pomocí lineární funkce:

$$P = aU + b, \quad (21)$$

s koeficienty, které jsme určili pomocí lineární regrese jako $a = 0,111 \text{ mW} \times \text{V}^{-1}$, $b = -0,003 \text{ mW}$, která je zobrazena na obr. 22.



Obr. 22: Naměřená závislost výkonu laserového záření na napětí zesilovače vyrobeném na katedře optiky.

7.3.2. Kalibrace pomocí fotodiodového zesilovače PDA 200C Thorlabs

Kvůli značným hodnotám šumu zesilovače vyrobeného na katedře optiky bylo nutno použít jiného zařízení. Byl zvolen komerční zesilovač PDA 200C od firmy Thorlabs určený pro fotodiody. Při kalibrování zesilovače PDA 200C se postupovalo podobně jako při měření se zesilovačem v podkapitole 7.3.2. Kvůli tomu, že fotodioda PM1PD1A použitá v předchozím měření umožňuje zaznamenávat výkon laseru pouze do 10 mW, byla jako detektor zvolena fotodioda SM05PD1B doplněná integrační koulí IS200 (obě od firmy Thorlabs).

Výkon laseru byl nastaven na konstantní hodnotu, a poté polarizátorem bližším k laseru byl výkon zeslabován na požadovanou hodnotu. Jako referenční měřidlo výkonu svazku byla zvolena integrační koule s fotodiodou S142C a s převodníkem PM100-USB (Thorlabs).

Měřicí doba byla nastavena na 30 sekund. Vzorkovací frekvence při použití integrační koule S142C a převodníku PM100-USB s programem Thorlabs byla $F_{ST} = 10$ Hz, při práci s fotodiodou s integrační koulí IS200 a převodníkem Agilent U2353A byla $F_{SO} = 250$ kHz. Z naměřených hodnot byla vypočtena střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6) a relativní odchylka δP (7). Pro každý rozsah výkonu obou integračních koulí byl naměřen i temný signál P_S (signál při zablouknutém vstupu kulového integrátoru), ze kterého byla poté vypočítána hodnota temného šumu P_S .

Výkon laseru [mW]	\bar{P} [mW]	$\log(P^*)$	σ [mW]	δP [%]	P_s [mW]	P_s [mW]
0,01	$9,99 \times 10^{-3}$	-2,00	1×10^{-5}	0,11	0,00503	0,01903
0,03	$32,9 \times 10^{-3}$	-1,48	1×10^{-5}	0,04	0,00503	0,01903
0,10	$100,1 \times 10^{-3}$	-1,00	5×10^{-5}	0,05	0,00503	0,01903
0,33	$330,00 \times 10^{-2}$	-0,48	$2,3 \times 10^{-4}$	0,07	-0,00012	0,00007
1,0	1,012	0,01	0,001	0,06	-0,00012	0,00007
3,3	3,299	0,52	0,002	0,05	-0,00005	0,00076
10	10,012	1,00	0,004	0,04	-0,00005	0,00076
33	33,13	1,52	0,02	0,05	0,00064	0,00763
100	100,43	2,00	0,05	0,05	0,00064	0,00763
330	329,77	2,52	0,19	0,06	0,00745	0,07371
1000	1008,90	3,00	0,42	0,04	0,00745	0,07371

Tabulka 8: Naměřené hodnoty \bar{P} a vypočítané hodnoty σ a δU pro jednotlivé výkony laseru získané pomocí fotodiody doplněné o integrační kouli S142C (Thorlabs). $\log(P^*)$ je logaritmus rozdílu průměrné hodnoty výkonu a temného signálu.

Výkon laseru [mW]	\bar{U} [mV]	$\log(U^*)$	σ [mV]	δU [%]	U_s [mV]	U_s [mV]
0,01	$3,50 \times 10^{-2}$	-1,46	2×10^{-4}	0,47	-0,00114	0,00066
0,03	$11,51 \times 10^{-2}$	-0,94	2×10^{-4}	0,15	-0,00114	0,00066
0,10	$35,00 \times 10^{-2}$	-0,46	2×10^{-4}	0,07	-0,00121	0,00066
0,33	$11,490 \times 10^{-1}$	0,06	$1,6 \times 10^{-3}$	0,14	-0,00121	0,00066
1,0	3,526	0,55	0,002	0,06	-0,00129	0,00071
3,3	11,485	1,06	0,002	0,16	-0,00129	0,00071
10	34,881	1,54	0,002	0,05	-0,00123	0,00106
33	115,46	2,06	0,16	0,14	-0,00123	0,00106
100	351,91	2,55	0,17	0,05	-0,00127	0,00083
330	1150,90	3,06	1,50	0,13	-0,00127	0,00083
1000	3532,50	3,55	1,65	0,05	-0,00125	0,00124

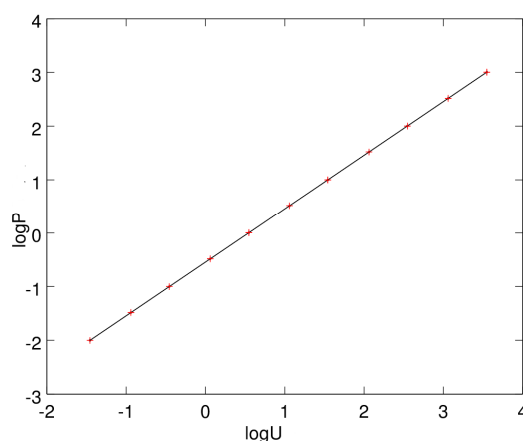
Tabulka 9: Naměřené hodnoty \bar{U} , σ a δU pro jednotlivé výkony laseru při měření s fotodiódou PM1PD1A připojenou přes zesilovač PDA200C (Thorlabs) a analogově digitální převodník US2353A (Agilent). $\log(U^*)$ je logaritmus rozdílu průměrné hodnoty výkonu a temného signálu.

Tabulka 9 nám ukazuje, že šum zesilovače PDA 200C byl v porovnání se zesilovačem z předchozího měření z podkapitoly 7.3.1 nepatrný. Zatímco laboratorně vyrobený zesilovač byl silně zašuměn (hodnoty šumu byly v řádech stovek mV), zesilovač PDA 200C byl vzhledem ke svému profesionálnímu zpracování a zahrnutí vhodné filtrace signálu odpovídající vzorkovací frekvenci již bez výraznějšího šumu (maximálně v řádech jednotek mV).

Závislost výkonu laserového záření a napětí zesilovače je vyjádřen lineární funkcí

$$\log(P) = A \log(U^*) + B, \quad (22)$$

kde $U^* = \bar{U} - U_s$. Koeficienty A a B byly určeny metodou lineární regrese jako $A = 1,000$ a $B = -0,543$. Naměřené hodnoty i proložená lineární závislost jsou zobrazeny na obr. 23. Z grafu je zřejmá lineární závislost mezi logaritmy výkonu laserového záření a napětí zesilovače PDA 200C.

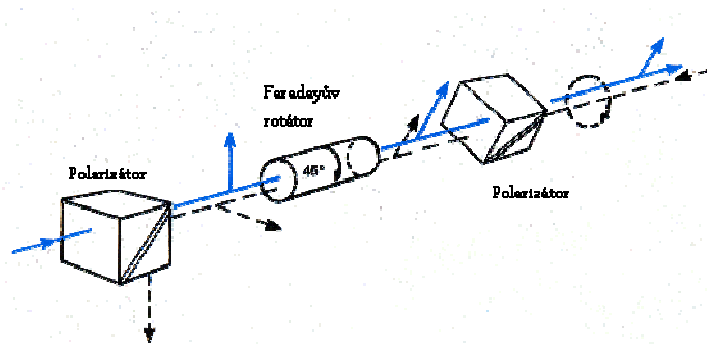


Obr. 23: Naměřená závislost výkonu laserového záření na napětí zesilovače PDA 200C.

7.4. Použití Faradayova izolátoru (rotátoru)

Faradayův izolátor slouží k tomu, aby výkon laseru nebyl ovlivňován zpětnou reflexí pocházející od optických prvků v soustavě. Pomocí magnetu je vytvářeno silné magnetické pole v materiálu s velkou Verdetovou konstantou. Po průchodu záření rotátorem pak dochází ke stáčení roviny polarizovaného světla o 45° , další stáčení roviny o 45° ve stejném směru následně dojde při procházení zpětné reflexe rotátorem. Směr polarizace zpětného záření je tak kolmý na polarizační osu polarizátoru umístěného blíže k laseru. Signál by tak tímto polarizátorem neměl projít, čímž je zabráněno zpětnému zesílení výkonu.

Pokud jsou tedy v optické soustavě kromě laseru a detektoru také dva polarizátory a Faradayův izolátor, pak je izolátor umístěn z těchto externích prvků umístěn nejbližší laseru, aby zabráňoval zpětným reflexím polarizátorů.

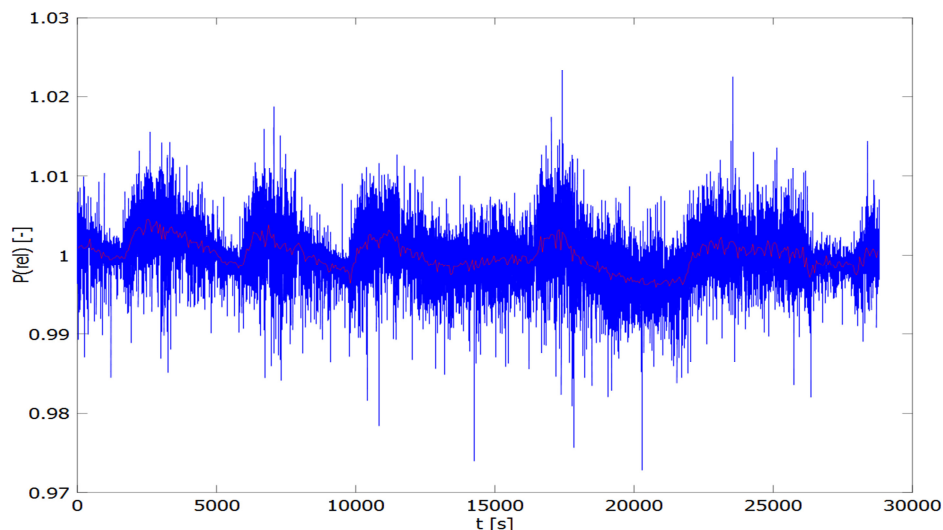


Obr. 24: Nastavení Faradayova izolátoru. [18]

Nastavení Faradayova izolátoru:

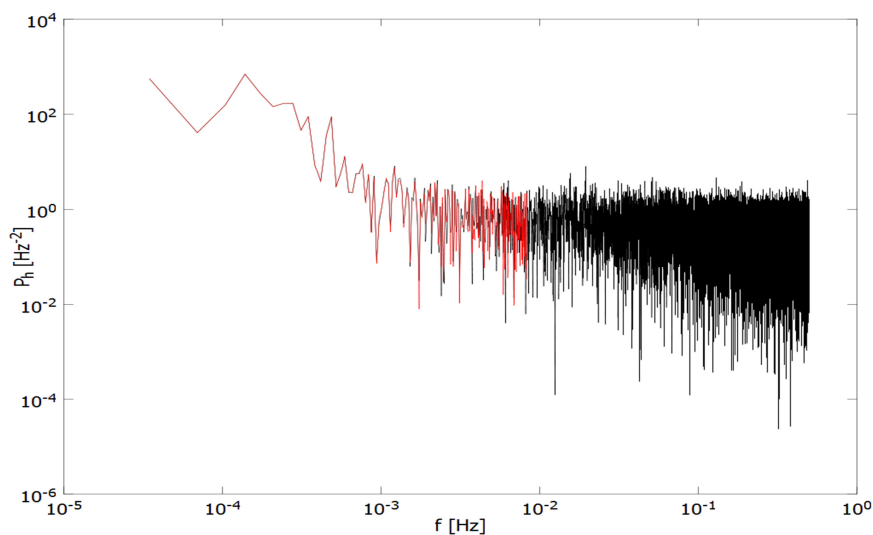
- Oba polarizátory se oddělí od Faradayova izolátoru.
- Do optické soustavy se vloží nejprve jeden polarizátor Thorlabs nastavený na maximum, poté se přidá i druhý (blíže k detektoru záření), který se naopak nastaví tak, aby neprocházelo žádné záření.
- Polarizátor blíže detektoru se otočí o 45° v protisměru hodinových ručiček, výkon se tak zvýší na polovinu maximální hodnoty.
- Do optické soustavy (mezi polarizátory) se vloží Faradayův izolátor a nastavíme ho tak, že laserové záření jím projde, ale polarizátorem v soustavě za ním už (celkový součet otočení je 90°). Tím máme Faradayův izolátor nastavený k tomu, aby zpětná reflexe polarizátorů neprošla přes něj zpět k laseru.

Pro měření s Faradayovým izolátorem byla použita fotodioda s integrační koulí S142C, doba mezi dvěma odečty byla nastavena na 1 sekundu, celková doba měření byla 8 hodin. K zaznamenání dat se využilo převodníku PM100-USB spolu s programem Thorlabs. Naměřené hodnoty poté byly zpracovány pomocí vzorců pro střední hodnotu \bar{P} (5), standardní odchylku σ (6) a relativní odchylku δP (7), přičemž $\bar{P} = 0,087 \text{ W}$, $\sigma = 2,896 \times 10^{-4} \text{ W}$ a $\delta P = 0,334 \%$.



Obr. 25: Časový průběh relativního výkonu záření laseru Coherent Verdi procházejícího Faradayovým izolátorem (modrý signál) se spojitou čarou (červený signál), která je vytvořena z aritmetických průměrů naměřených hodnot za jednu minutu.

Na obr. 25 je vykreslen graf časového průběhu relativního výkonu záření laseru Coherent Verdi při použití Faradayova izolátoru. Tento signál je vyznačen modrou barvou. Červenou barvou jsou poté vyobrazeny jednotlivé průměrné hodnoty naměřených dat za časový interval 1 minuta. Tím vymizel vysokofrekvenčního šumu, jak si lze všimnout na obr. 26, na kterém byla pomocí Fourierovy transformace zobrazena spektrální hustota výkonu.

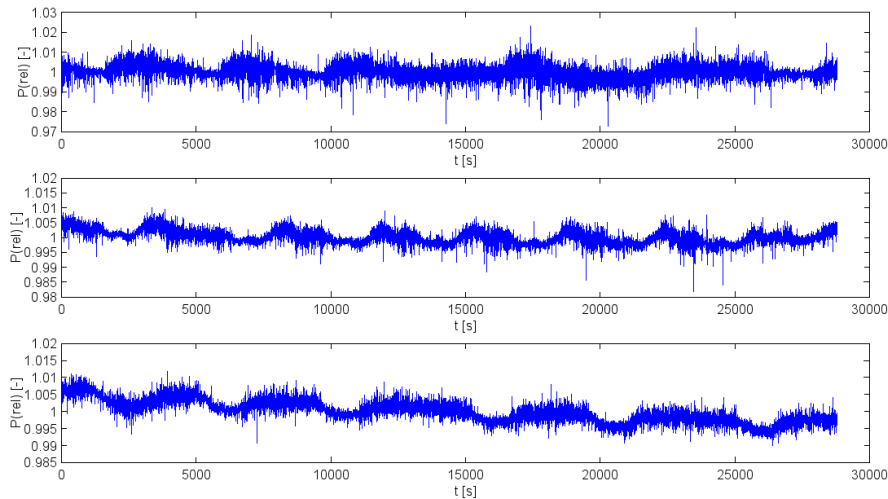


Obr. 26: Frekvenční charakteristika záření laseru Coherent Verdi. Černou barvou je vyznačen frekvenční šum časového průběhu výkonu laseru Coherent Verdi z obr. 25, červenou pak šum signálu vytvořeného z průměrných hodnot za časový interval 1 minuta.

Pro porovnání s měřením s Faradayovým izolátorem byl po dobu 8 hodin s časovým intervalem 1 sekunda také proměřen výkon laserového záření, které procházelo optickou

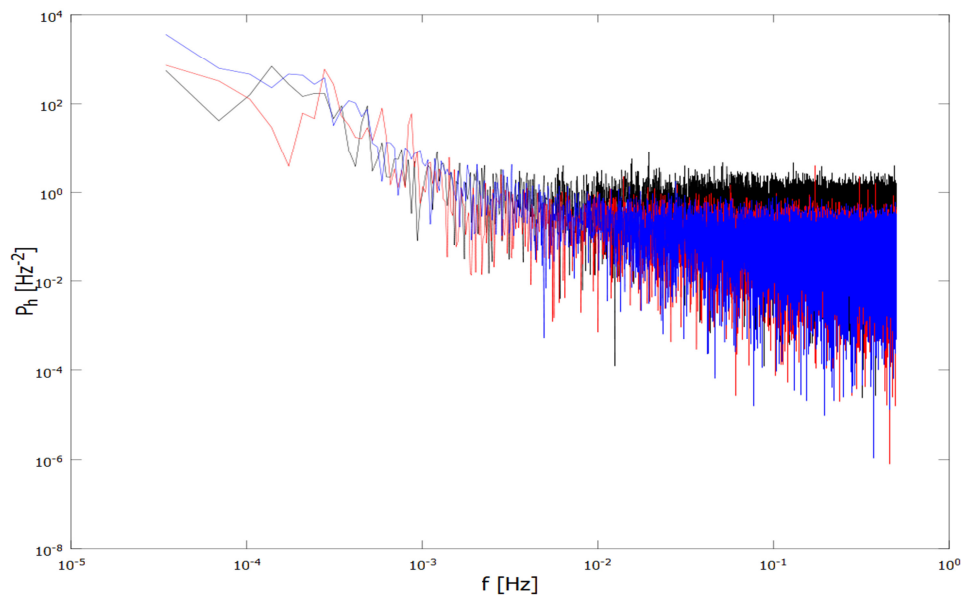
soustavou jen přes dva polarizátory (viz. kapitola 7.1). Ty nejprve propouštěly maximální výkon 1,1 W, který byl nastaven na kontrolní jednotce laseru, a poté jimi stejný výkon byl snížen na hodnotu 110 mW.

Pro obě měření byla vypočítána střední hodnota \bar{P} (5), standardní odchylka σ (6) a relativní odchylka δP (7). Pro maximální propuštěný výkon byly $\bar{P} = 92,48 \text{ mW}$, $\sigma = 0,21 \text{ mW}$ a $\delta P = 0,22 \%$, pro regulovaný na hodnotu 110 mW pak byly spočteny $\bar{P} = 91,49 \text{ mW}$, $\sigma = 0,29 \text{ mW}$ a $\delta P = 0,32 \%$. Časové průběhy obou těchto měření jsou spolu se signálem měření s Faradayovým rotátorem z obr. 25 vykresleny na obr. 27.



Obr. 27: Časový průběh relativního výkonu záření laseru Coherent Verdi procházejícího Faradayovým izolátorem (horní signál), při aplikaci jen dvou polarizátorů při maximálním průchodu laserového výkonu (vstupní i výstupní výkon 110 mW, prostřední signál), při snižování výkonu laseru polarizátorem (spodní graf).

Porovnáním osmihodinových časových průběhů relativních výkonů záření laseru Coherent Verdi z obr. 27 je patrné, že zpětná reflexe polarizátorů v případě, kdy Faradayův izolátor nebyl v soustavě, nezpůsobila výraznou destabilizaci výkonu. V tomto případě tedy příliš nezáleží na přítomnosti Faradayova izolátoru. Použití Faradayova izolátoru by mělo smysl pouze v případě, pokud by k výrazné destabilizaci docházelo, tj. pokud by zpětné reflexe optických prvků umístěných v sestavě směřovaly přesně směrem do rezonanční dutiny laseru.



Obr. 28: Frekvenční charakteristika záření laseru Coherent Verdi. Červenou barvou je vyznačen frekvenční šum časového průběhu výkonu laseru Coherent Verdi pro maximální výkon záření, modrou je výkon snížený polarizátory, černou pak šum časového průběhu laserového výkonu Coherent Verdi při použití Faradayova izolátoru z obr. 25.

III. Závěr

Seznámil jsem se s principem činnosti diodami napájeného pevnolátkového laseru (Coherent Verdi, laserového ukazovátka) a He-Ne laseru. Při porovnání stability jejich výkonu mi vyplynul zajímavý rozdíl mezi použitím laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka. Zatímco první zmíněný zdroj záření měl místy řádově nižší nízkofrekvenční šum, ukazovátka naopak nabývala menších hodnot při vysokofrekvenčním šumu. Tento výsledek však je zřejmě ale způsoben provozem laseru Coherent Verdi při nižším výkonovém režimu, kdy se nemusí dosáhnout úplně optimálních parametrů.

Zaměřil jsem se také na detektory používané při měření. Při vlastních měření jsem využil jen fotoelektrických detektorů, protože doba odezvy tepelných detektorů je při zaznamenávání viditelného záření (světla) relativně dost pomalá. Porovnal jsem kvalitu fotodiody S120VC a integrační koule s fotodiódou S142C a zjistil jsem, že není rozdíl v tom, který z těchto dvou fotodetektorů využiji, protože oba dosahovaly stejných výsledků. Fotodioda S120VC však byla limitována malým rozsahem výkonu, který byla schopna detekovat (jen do 50 mW).

Při svých měření jsem využil dvou polarizátorů, kterými buď procházel maximální laserový výkon, nebo jsem pomocí nich tento výkon snižoval. Důležitým poznatkem bylo zjištění, že pokud výkon laseru snížíme pomocí externích optických prvků, dochází k menšímu relativnímu kolísání výstupního výkonu. Srovnáním spektrálních hustot výkonu pro krátkou dobu (2 minuty) měření jsem dospěl k závěru, že při snižování laserového výkonu pomocí polarizátorů se snižoval nízkofrekvenční i vysokofrekvenční šum.

Pokusil jsem se také prověřit vliv Faradayova izolátoru na možnou destabilizaci laseru kvůli zpětným reflexím způsobenými optickými komponentami v sestavě. Podle dosažených výsledků přítomnost izolátoru neovlivnila stabilitu laserového výkonu, což zřejmě plyne z toho, že optická soustavou obsahovala málo externích prvků, které by mohly způsobit výraznější zpětnou reflexi, případně že zpětné reflexe od použitých komponent laser nedestabilizovaly.

Literatura

- [1] Prosser V.: *Experimentální metody biofyziky*, Academia, Praha 1989.
- [2] B. A. E. Saleh a M. C. Teich: *Základy fotoniky 1-4*, MATFYZPRESS, Praha 1995 – 1996.
- [3] M. Vrbová, H. Jelínková, P. Gavrilov: *Úvod do laserové techniky*, Vydavatelství ČVUT, 1998.
- [4] http://rp-photonics.com/green_lasers.html
- [5] Vítězslav Otruba: *Fotodetektory*, Spektroskopická společnost Jana Marka Marci, Brno 2011.
- [6] Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P.: *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press 1992.
- [7] Ingle J. D. jr., Crouch S. R.: *Spectrochemical Analysis*, Prentice-Hall, New Jersey 1988.

Seznam obrázků

- [8] <http://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Laser.svg>
- [9] <http://en.wikipedia.org/wiki/File:Green-laser-pointer-dpss-diagrams.jpg>
- [10] <http://repairfaq.org/sam/wedi1.gif>
- [11] <http://en.wikipedie.org/wiki/File:He-Ne-2.png>
- [12] http://fyzika.jreichl.com/data/Mikro_2kvantovka_soubory/image186.jpg
- [13] http://rp-photonics.com/img/pin_photodiode.png
- [14] <http://assets.newport.com/web900w-EN/images/1162.gif>
- [15] http://chem.uic.edu/tak/chem524/notes10/figureSN_1.gif
- [16] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/14/Koeficient_sikmosti.svg
- [17] <http://scianta.com/pubs/images/kurtosiscurves.gif>
- [18] <http://leysop.com/faroptisotype.gif>