PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA

Katedra optiky

Jednofotonové zdroje a jejich prostorové vlastnosti

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Jan Bílek

2015

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

Katedra optiky

Jednofotonové zdroje a jejich prostorové vlastnosti

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vypracoval:	Bc. Jan Bílek
Vedoucí bakalářské práce:	Mgr. Miroslav Ježek, Ph.D.
Konzultant bakalářské práce:	Mgr. Ivo Straka
Studijní obor:	Optika a optoelektronika, 2. ročník
Práce odevzdána dne:	.....

Abstrakt

Práce se věnuje konstrukci a diagnostice zdroje korelovaných fotonových párů a jeho využití pro realizaci hlášeného jednofotonového zdroje. Fotonové páry jsou generované parametrickou frekvenční konverzí v nelineárním BBO krystalu fázově sladěném pro kolineární degenerovanou konverzi typu II. V teoretické části práce jsou popsány metody související s parametrickou frekvenční konverzí a její aplikací na jednofotonové zdroje. Experimentální část popisuje justáž zdroje a provedená měření. Je měřena vizibilita interference korelovaných fotonů, dále neklasičnost a negaussovskost kvantových jednofotonových stavů a přenos těchto stavů telekomunikačním optickým vláknem.

Klíčová slova

Sestupná frekvenční konverze, hlášený jednofotonový zdroj, negaussovskost.

Abstract

In the presented thesis a source of correlated photon pairs based on spontaneous parametric down-conversion in BBO crystal has been realized and employed as a heralded single photon source. Characterization of single photon source is performed using anticorrelation measurement which demonstrate non-classical nature and quantum non-Gaussianity of single photon state. Further, distribution of single photon states over standard telecommutations optical fibre is tested.

Keywords

Frequency down-conversion, heralded single photon source, non-Gaussianity.

Poděkování

Mnohokrát děkuji vedoucímu diplomové práce Mgr. Miroslavu Ježkovi Ph.D. za veškerou trpělivost a ochotu, za cenné rady a za čas, který mi věnoval při tvorbě této práce. Dále bych rád poděkoval členům Laboratoře kvantové informatiky na Přírodovědecké fakultě Univerzity Palackého v Olomouci.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval sám pod vedením Mgr. Miroslava Ježka, Ph.D. s použitím uvedené literatury. Souhlasím, aby byla práce použita pro potřeby výuky a prezentována na internetových stránkách katedry optiky.

V Olomouci dne .....

Obsah

1 Úvod **1**

2 Metody **2**

2.1 Parametrická frekvenční konverze 2

2.2 Jednofotonový zdroj 5

3 Experimentální uspořádání a justáž **9**

3.1 Uspořádání experimentu 9

3.2 Skenovací zařízení 11

3.3 Justáž zdroje 13

4 Měření a diskuze **19**

4.1 Detekční elektronika 19

4.2 Měření prostorového profilu korelovaných fotonových párů 20

4.3 Měření HOM jevu 22

4.4 Jednofotonový zdroj 24

5 Závěr **31**

Literatura **32**

1 Úvod

Jednofotonové stavy světla jsou důležitým zdrojem pro kvantové zpracování informace a kvantovou komunikaci [1]. Informace je zakódovaná do kvantových stavů fotonů za použití jejich stupňů volnosti jako je například polarizace, energie, nebo hybnost. Díky relativně malé interakci s okolním prostředím jsou kvantové bity nesené fotony jen málo náchylné k dekoherenci. Dlouhý dekoherenční čas, snadná manipulovatelnost s použitím lineární optiky a rychlost šíření jsou hlavními přednostmi kvantových bitů nesenými fotony. Použití fotonů jako kvantových bitů je pak přirozená volba při přenosu informace na větší vzdálenosti, např. při distribuci kvantového klíče (QKD) [2].

Pro realizaci protokolů kvantové informatiky je nutné velmi přesně ovládat přípravu stavu, detekci stavu a manipulaci s ním. Významným nástrojem k realizaci jednofotonových stavů jsou zdroje korelovaných fotonových párů založené na parametrické frekvenční konverzi. Detekce jednoho z časově korelovaných fotonů „ohlašuje“ přítomnost druhého fotonu. Fotorozdělení takto generovaných fotonů je sub-poissonovské a fotony vykazují antishlukování, což je postačující podmínka pro neklasičnost stavu [4]. Neklasický kvantový stav nelze popsat klasickou směsí koherentních stavů.

Tato práce si klade za hlavní cíl realizaci zdroje korelovaných fotonových párů založeného na parametrické frekvenční konverzi v krystalu BBO (β-baryum borát) a jeho základní diagnostiku. V úvodní teoretické části práce jsou stručně popsány metody související s problematikou parametrické frekvenční konverze a jsou zde definovány aplikované diagnostické metody. Těžištěm práce je experimentální část věnující se realizaci zdroje, postupům a výsledkům měření. Jsou zde popsány hlavní kroky justáže zdroje a metoda justáže fázového sladění kolineární frekvenční konverze typu II pomocí zobrazení prostorového rozložení intenzity generovaných fotonů. Metoda prostorového zobrazení slabých toků světla je převzata z mé bakalářské práce [3] a je také využita pro změření hustoty pravděpodobnosti výskytu fotonů. Nerozlišitelnost generovaných fotonů je testována měřením vizibility Hongova Ouova Mandelova jevu. V další části je zdroj korelovaných párů použit k realizaci jednofotonového hlášeného zdroje. Kvalita jednofotonového zdroje je testována měřením antikorealčního parametru a měřením kritéria negaussovskosti. Na závěr je testován přenos kvantového stavu 1 km dlouhým telekomunikačním vláknem.

2 Metody

2.1 Parametrická frekvenční konverze

Vhodný nástroj k získání korelovaných fotonových párů je spontánní sestupná parametrická frekvenční konverze. Jedná se proces třívlnného směšování, probíhající v prostředích s nenulovou susceptibilitou druhého řádu χ^2, při kterém je foton s vyšší frekvencí konvertován na pár fotonů s nižšími frekvencemi. Při tomto procesu se nemění stav nelineárního média a proces probíhá efektivně pro frekvence a směry splňující podmínku fázového sladění - zákon zachování energie a hybnosti mezi vstupním (čerpacím) a výstupními fotony (signální a pomocný).

Generované fotony, šířící se ve směrech odpovídajících zákonu zachování hybnosti, jsou frekvenčně korelované, s frekvencemi danými zákonem zachování energie. Tyto fotony vznikají současně a jsou tak časově korelované [5].

Fázové sladění

Aby probíhala frekvenční konverze efektivně je nutné sladit energie a hybnosti tří interagujících vln - čerpací, signální a pomocné. To lze matematicky vyjádřit jako

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \tag{2.1}$$

$$\mathbf{k_p} = \mathbf{k_s} + \mathbf{k_i}, \tag{2.2}$$

kde indexy p, s a i značí čerpací signální a pomocnou vlnu (z anglického pump, signal, idler). V případě kolineární frekvenčně degenerované konverze se všechny tři vlny šíří ve směru čerpací vlny a vztah (2.2) se zjednoduší na skalární. Zároveň platí $\omega_s = \omega_i$ a podmínky fázového sladění lze pak vyjádřit jako

$$\omega_p = 2\omega, \tag{2.3}$$

$$n_p\omega_p = (n_s + n_i)\omega, \tag{2.4}$$

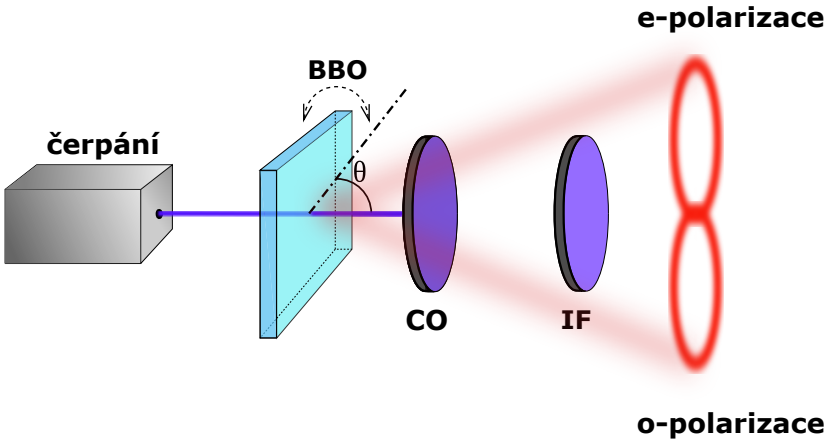
kde ω značí frekvenci konvertovaných vln a n_p, n_s a n_i indexy lomu čerpací, signální a pomocné vlny. Dosazením (2.3) do (2.4) získáme podmínku

$$n_p = \frac{(n_s + n_i)}{2}, \tag{2.5}$$

kterou nelze splnit v izotropních prostředích s normální disperzí, protože index lomu čerpací vlny bude vždy větší než průměrný index lomu signální a pomocné vlny. V anizotropních krystalech může být podmínka (2.5) splněna i přes jejich normální disperzi. V tomto experimentu je použit jako nelineární médium krystal β-baryum borát (BBO). Jedná se o jednoosý negativní krystal umožňující splnění rovnice (2.5) pro e-polarizované čerpání a o-polarizované konvertované fotony (typ I), nebo e-polarizované čerpání a konvertované fotony s oběma polarizacemi (typ II). V této práci se využívá kolineární degenerované sestupné konverze typu II, přičemž fázového sladění je dosaženo rotací a náklonem BBO krystalu. Vychází se ze skutečnosti, že kromě závislosti na vlnové délce je index lomu e-polarizovaných vln funkcí úhlu θ mezi optickou osu krystalu a vlnovým vektorem. Rovnice (2.5) je pak vyjádřená jako

$$n_e(\theta, \lambda) = \frac{1}{2}[n_e(\theta, 2\lambda) + n_o(2\lambda)], \tag{2.6}$$

kde λ je vlnová délka čerpací vlny. Rovnice je numericky řešitelná s použitím Sellmeierových vztahů pro indexy lomu daného krystalu. Pro vlnovou délku čerpání $\lambda = 405$ nm vychází v případě kolineární degenerované frekvenční konverze typu II $\theta = 41,8°$. Schématické znázornění sladění je na obrázku 1.



Obrázek 1: Schéma degenerované kolineární parametrické frekvenční konverze typu II. Filtry „CO“ a „IF“ zamezují průchodu čerpání a vybírají degenerované spektrum o požadované šířce.

Dvojlom

V izotropních materiálech se energie šíří ve směru normál k vlnoplochám. V anizotropních prostředích tok energie směřuje obecně jiným směrem než vlnový vektor. Tento jev má

většinou negativní vliv na účinnost nelineárních jevů. V případě jednoosých krystalů mají ordinární vlny index lomu n_o nezávislý na směru šíření a vlna se šíří jako v izotropním prostředí. Naproti tomu extraordinární vlny šířící se pod úhlem θ vzhledem k optické ose pociťují index lomu n_e závislý na tomto úhlu. Poyntingův vektor, který určuje směr šíření energie potom svírá úhel ρ s vlnovým vektorem, který je normálový k vlnoploše. Úhel dvojlomu lze spočítat ze vztahu

$$\rho = -\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial \theta}, \tag{2.7}$$

kde znaménko mínus indikuje, že posuv probíhá ve směru poklesu indexu lomu. V případě použitého BBO krystalu činil úhel dvojlomu $\rho \approx 4°$.

Vlivem dvojlomu dochází k příčnému prodloužení prostorového profilu ordinární vlny. Toto prodloužení odpovídá konvoluci původního prostorového profilu s obdélníkovou funkcí v příčném směru. Šířka obdélníkové funkce je přímo úměrná délce krystalu a úhlu ρ. Deformace prostorového profilu snižuje navazovací účinnost pomocného módu do jednomódového optického vlákna.

Dalším efektem dvojlomu při fázovém sladění typu II je příčné rozposunutí středů prostorových profilů signálních a pomocných módů. Tento efekt lze kompenzovat šířením signálních a pomocných vln dalším anizotropním BBO krystalem poloviční délky. Aby došlo ke kompenzaci, musí se před kompenzačním krystalem zaměnit smysl polarizací extraordinárních a ordinálních vln.

HOM

Hongův-Ouův-Mandelův (HOM) jev je interference dvou fotonů na děliči svazku. Dopadnou-li na oba vstupní porty vyváženého děliče dva nerozlišitelné fotony, vyjdou oba fotony vždy společným výstupním portem. Jedná se interferenci vyššího řádu, která nejde popsat klasickou vlnovou teorií. Zjednodušený jednomódový kvantový popis HOM jevu je následující. Vstupní porty bezztrátového děliče reprezentují kreační operátory $a_1^\dagger$ a $b_1^\dagger$, výstupní pak $a_2^\dagger$ a $b_2^\dagger$. Relace mezi vstupními a výstupními operátory děliče je dána unitární transformací a lze ji vyjádřit jako

$$a_1^\dagger = ta_2^\dagger + rb_2^\dagger, \tag{2.8}$$

$$b_1^\dagger = tb_2^\dagger - ra_2^\dagger, \tag{2.9}$$

kde t a r jsou reálné koeficienty propustnosti a odrazivosti děliče. Stav, kdy se na obou vstupních portech děliče nachází jeden foton lze vyjádřit jako $|\psi\rangle_1 = a_1^\dagger b_1^\dagger |00\rangle$. Po trans-

formaci děličem získáme stav

$$|\psi\rangle_2 = (ta_2^\dagger + rb_2^\dagger)(tb_2^\dagger - ra_2^\dagger)|00\rangle = (t^2 - r^2)|11\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}tr(|02\rangle - |20\rangle). \tag{2.10}$$

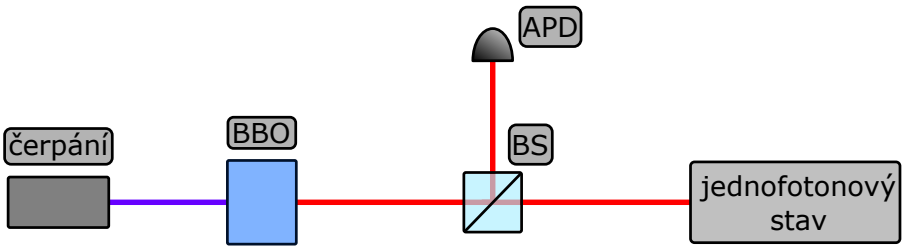
V případě vyváženého děliče $t^2 = r^2$ vymizí člen $|11\rangle$ reprezentující fotony na obou výstupních portech děliče a oba fotony vystupují stejným portem děliče. HOM jev se vyhodnocuje měřením současných detekcí fotonů na obou výstupech děliče. Neměří se intenzita na výstupu, ale korelace resp. počet koincidencí mezi oběma detektory. Definujeme vizibilitu

$$V = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}}, \tag{2.11}$$

kde C_{max} značí maximum a C_{min} minimum koincidencí. V ideálním případě vyváženého děliče a nerozlišitelných fotonů získáme $C_{min} = 0$ a $V = 1$.

2.2 Jednofotonový zdroj

Ideální jednofotonový zdroj emituje jednotlivé polarizované fotony do dobře definovaných prostorových módů v periodických intervalech, nebo ještě lépe „na požádání“ s minimální časovou neurčitostí. Generované fotony jsou nerozlišitelné a anti-shlukované. K realizaci jednofotonových zdrojů slouží buď jednotlivé kvantové emitory jako jsou atomy, molekuly, či kvantové tečky, nebo zdroje na bázi korelovaných fotonových párů.



Obrázek 2: Schéma hlášeného jednofotonového zdroje.

Korelované fotonové páry generované parametrickou frekvenční konverzí slouží k realizaci hlášených jednofotonových zdrojů. Detekce jednoho z generovaných fotonů „ohlašuje“ existenci druhého fotonu z korelovaného páru. Schéma realizace je na obr. 2. Proces generace fotonových párů je náhodný v čase a dochází při něm i k vícenásobné generaci párů.

Současně dostupné jednofotonové detektory na bázi lavinové diody v Geigerově módu (APD) neumožňují rozlišení počtu dopadajících fotonů. Vyhodnocení pravděpodobnosti, že bylo zdrojem vygenerováno více fotonů, se provádí měřením v Hanbury Brown-Twissově (HBT) uspořádání [4, 6], které je schematicky znázorněno na obr. 3. Toto uspořádání umožňuje měřit pravděpodobnosti vakuového stavu p_0 a jednofotonového stavu p_1 [7]. Vícefotonové příspěvky označené $p_{2,+}$ lze určit jako $p_{2,+} = 1 - p_0 - p_1$. Měří se počet detekčních událostí N_1 a N_2 na detektorech 1,2 a počet jejich koincidencí N_{12} pro daný počet měřících oken N_0. Hodnota p_0 je rovna pravděpodobnosti, že nedošlo k detekční události na žádném detektoru

$$p_0 = 1 - \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{N_0}. \tag{2.12}$$

Pro dělič BS s propustností T, platí

$$\frac{N_1}{N_0} = \sum_{n=1}^{\infty} T^n p_n, \tag{2.13}$$

$$\frac{N_2}{N_0} = \sum_{n=1}^{\infty} (1-T)^n p_n, \tag{2.14}$$

kde parametr T může rovněž zahrnovat rozdíl v detekčních účinnostech detektorů a poměr propustností v obou kanálech. Protože ve výrazech (2.13) a (2.14) jsou hodnoty N_1 a N_2 závislé na všech hodnotách distribuce p_n, zavádí se následující estimátor

$$p_{1,est} = \frac{N_1 + N_2}{N_0} - \frac{T^2 + (1-T)^2}{2T(1-T)} \frac{N_2}{N_0}, \tag{2.15}$$

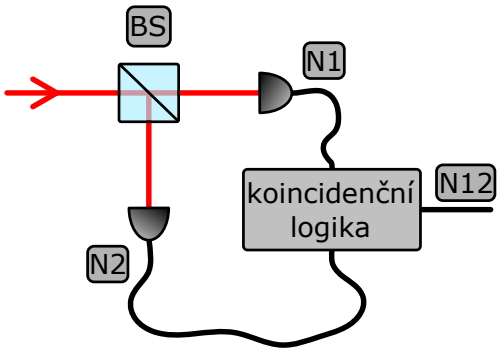
který lze použitím vztahů (2.12), (2.13) a (2.14) vyjádřit také jako

$$p_{1,est} = p_1 - \sum_{n=3}^{\infty} p_n \frac{T^2 - T^n + (1-T)^2 - (1-T)^n}{2T(1-T)}. \tag{2.16}$$

Z tohoto vyjádření je patrné, že $p_{1,est} \leq p_1$, takže se jedná o spodní odhad parametru p_1. Estimátor p_1 je ovlivněn nevyvážeností detekčních kanálů $T : (1-T)$. Za předpokladu, že $T > \frac{1}{2}$, vyplývá z rovnice (2.15), že s rostoucím poměrem $T : (1-T)$, klesá hodnota $p_{1,est}$. To by mohlo vést k nadhodnocení $p_{1,est}$ při podhodnocení parametru T. Proto je zaveden následující estimátor

$$T_{est} = \frac{N_1}{N_1 + N_2}, \tag{2.17}$$

pro který za předpokladu, že $T \leq \frac{1}{2}$ platí $T \leq T_{est}$.



Obrázek 3: Schéma měření v HBT uspořádání.

Antikorelační parametr

Z hlediska časové statistiky jsou fotony produkované jednofotonovým zdrojem anti-shlukované. Jejich fotorozdělení je sub-Poissonovské, tzn. $\langle(\Delta\hat{n})^2\rangle < \langle n\rangle$ a platí, že $g^2(0) < 1$, kde g^2 je korelační funkce druhého řádu definovaná [4]

$$g^2(\tau) = \frac{\langle a^\dagger(t)a^\dagger(t+\tau)a(t)a(t+\tau)\rangle}{\langle a^\dagger(t)a(t)\rangle\langle a^\dagger(t+\tau)a(t+\tau)\rangle}. \tag{2.18}$$

Kvantové stavy mající sub-Possionovské rozdělení jsou neklasické a nejsou popsatelné klasickou teorií. V případě perfektně koherentního světla

$$g^2(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2} = \frac{I_0^2}{I_0^2} = 1, \tag{2.19}$$

pro všechny hodnoty τ. Jelikož APD detektory nerozlišují počet dopadajících fotonů je obtížné měřit přímo g^2. Zavádí se proto antikorelační parametr α, který lze měřit v HBT uspořádání a který je definován jako [6]

$$\alpha = \frac{N_{12}N_0}{N_1N_2}. \tag{2.20}$$

V případě nízkého zisku generace je parametr α asymptoticky ekvivalentní s $g^2(0)$.

Kritérium negaussovskosti

Kvantové stavy, které nelze získat jako klasickou superpozici gaussovských stavů jsou negaussovské [7].

K identifikování negaussovskosti stavu je použito kritérium odvozené v [8]. Toto kritérium využívá pravděpodobnostní rozdělení počtu fotonů a je vyjádřeno jako horní hranice pro

pravděpodobnost jednofotonového stavu $p_{1,g}$, kterou může mít gaussovský stav při dané pravděpodobnosti vakuového stavu p_0. Pokud pravděpodobnost p_1 překročí hranici $p_{1,g}$, stav je kvantově negaussovský. Hranice se získá maximalizací hodnot p_1 přes všechny gaussovské stavy pro konstantní p_0 a může být parametricky vyjádřena závislostí $p_{1,g}$ na p_0 [7],

$$p_0 = \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{e}^r \sinh(r)}}{\cosh(r)}, \quad p_{1,g} = \frac{\mathrm{e}^{4r} - 1}{4} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{e}^r \sinh(r)}}{\cosh^3(r)}, \tag{2.21}$$

kde $r \in [0, \infty)$. Hraniční křivka je vykreslena na obrázku 4.

Určení kritéria negaussovskosti měřeného stavu se provede následovně [7]. Definuje se lineární funkce $W(a)$ s parametrem $a < 1$ jako lineární kombinace p_0 a p_1

$$W(a) = ap_0 + p_1. \tag{2.22}$$

Dosazením p_0 a p_1 vyjádřených v (2.21) do rovnice (2.22) a maximalizací $W(a)$ přes r se získá

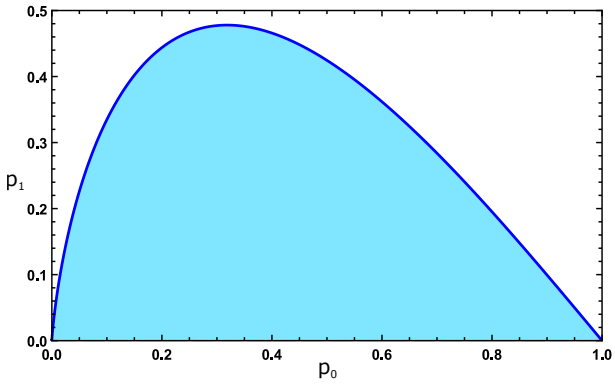
$$W_g(a) = \left(a + \frac{\mathrm{e}^{4\mathrm{r}_0} - 1}{4\cosh^2(r_0)} \right) \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{e}^{\mathrm{r}_0} \sinh(\mathrm{r}_0)}}{\cosh(\mathrm{r}_0)}, \tag{2.23}$$

kde

$$r_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{3 - a + \sqrt{a^2 - 10a + 9}}{2} \tag{2.24}$$

je optimální r pro dané a. Měřený stav je negaussovský, pokud $W(a) > W_g(a)$. Kritérium negaussovskosti $\Delta W(p_0, p_1)$ budeme definovat jako maximum rozdílu

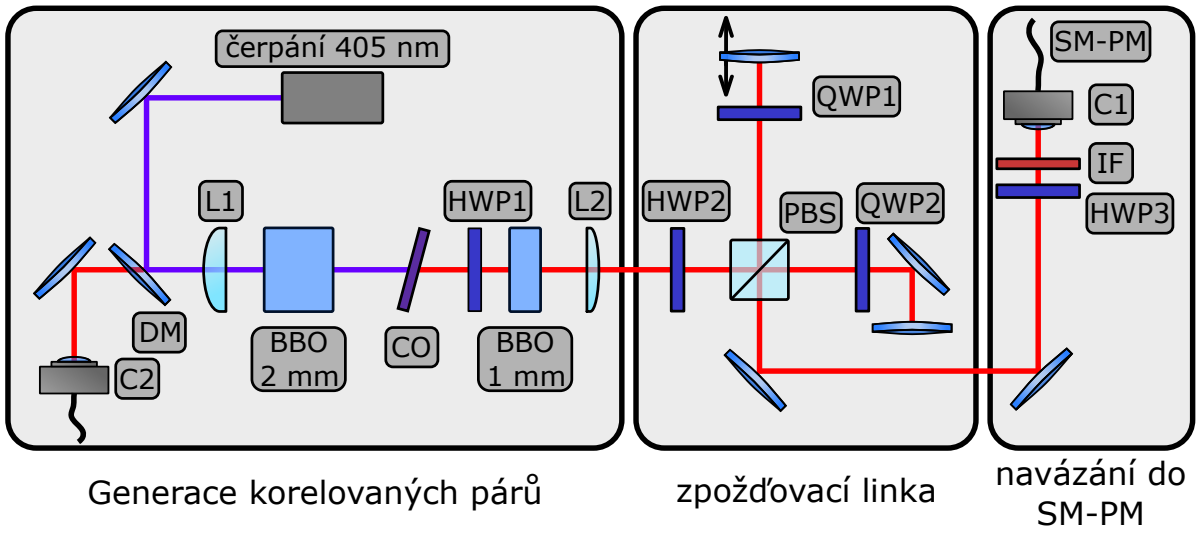
$$\Delta W(p_0, p_1) = \max_{a \in (-\infty, 1\rangle} \big[W(a, p_0, p_1) - W_g(a) \big]. \tag{2.25}$$



Obrázek 4: Hraniční křivka pro gaussovské stavy. Všechny stavy vně modré oblasti jsou negaussovské.

3 Experimentální uspořádání a justáž

3.1 Uspořádání experimentu



Obrázek 5: Schéma uspořádání zdroje korelovaných fotonových párů založeného na parametrické frekvenční konverzi.

Generace fotonových párů

Čerpání frekvenční konverze je realizováno kontinuálním laserem Coherent Cube s centrální vlnovou délkou 405 nm a výkonem 80 mW. Pološířka výstupního lineárně (H) polarizovaného laserového svazku je 0,7 mm s rozbíhavostí 0,4 mrad. Čerpací svazek je fokusován čočkou L1 (f=10 cm) do 2 mm dlouhého nelineárního krystalu β-baryum borátu (BBO). Pološířka fokusovaného svazku uprostřed BBO je 18 μm. Krystal je fázově sladěn pro degenerovanou kolineární sestupnou frekvenční konverzi typu II. Typ II vyžaduje, aby se polarizační mód laseru překrýval s extraordinárním módem anizotropního BBO krystalu. Pro degenerovanou konverzi v kolineárním režimu je nutné, aby osa čerpání svírala s optickou osou krystalu úhel $41,8°$.

Generované fotonové páry jsou ortogonálně polarizované v polarizacích odpovídajících vlastním módům krystalu. Fotony odpovídající extraordinárnímu módu (H) nazveme signální a ordinárnímu módu (V) pomocné. K oddělení čerpacího svazku od generovaných fotonů slouží spektrální filtry typu dolní propust Semrock, poskytující celkový útlum 10^{-14}. Ke kompenzaci příčného posuvu svazku způsobeného šířením v anizotropním prostředí je

použit druhý BBO krystal délky 1 mm, který je orientován stejně jako generující krystal. Je však nutné, aby se mód, který se v generujícím krystalu šíří jako extraordinární šířil v kompenzačním krystalu jako ordinární a naopak. Otočení polarizační báze o 90° provádí půlvlnná destička HWP1 otočená o 45°. Po generaci jsou konvertované fotony kolimovány čočkou L2 (f=15 cm) umístěnou 16,2 cm od středu generujícího krystalu.

Pro účely justáže optických komponent je použita pomocná laserová dioda Qphotonics s centrální vlnovou délkou korespondující s degenerovanou vlnovou délkou 810 nm. Svazek pomocné diody je veden jednomódovým optickým vláknem do vyvazovače C2, za který je možné umístit polarizační komponenty dle požadavků experimentu. Dichroickým zrcátkem DM je pomocný svazek nasměrován kolineárně s čerpacím svazkem do BBO krystalu.

Zpožďovací linka

Ortogonálně polarizované generované fotony se šíří v anizotropních prostředích (BBO, polarizaci udržující vlákna) různou fázovou rychlostí. K dosažení časové korelace fotonových párů na výstupu experimentu je nutné variabilní nastavení rozdílu optických drah signálního a pomocného módu. K jejich separaci je použit polarizační dělič PBS, který rozdělí signální a pomocný mód do dvou drah. Mód s lineární (H) polarizací projde do fixního ramena a po transformaci na čtvrtvlnné destičce QWP2 a odrazu od zrcátka se vrací na PBS s (V) polarizací, kde se odrazí. Lineárně polarizovaný (V) mód se na PBS odrazí a vstupuje do ramena s proměnnou optickou dráhou, která je realizována zrcátkem umístěným na lineárním motorizovaném posuvu - Newport MFA-CC s rozlišením 0,1 μm. Po odrazu od zrcátka a transformaci na čtvrtvlnné destičce QWP1 se mód vrací na PBS s (H) polarizací, kde projde. Oba módy (H) a (V) tedy vystupují z PBS stejným výstupním portem.

Čtvrtvlnná destička QWP1 je nastavena na 45°, takže (H) polarizaci transformuje na kruhovou pravotočivou polarizaci. Při kolmém odrazu na zrcátku se změní smysl polarizace z pravotočivé na levotočivou a po zpětném průchodu QWP1 se levotočivá polarizace transformuje na (V) polarizaci. Obdobně ve druhém portu. Půlvlnná destička HWP2 slouží k zarovnání polarizační báze generovaných fotonů (H) a (V) s vlastními módy PBS.

Navázání do optického vlákna

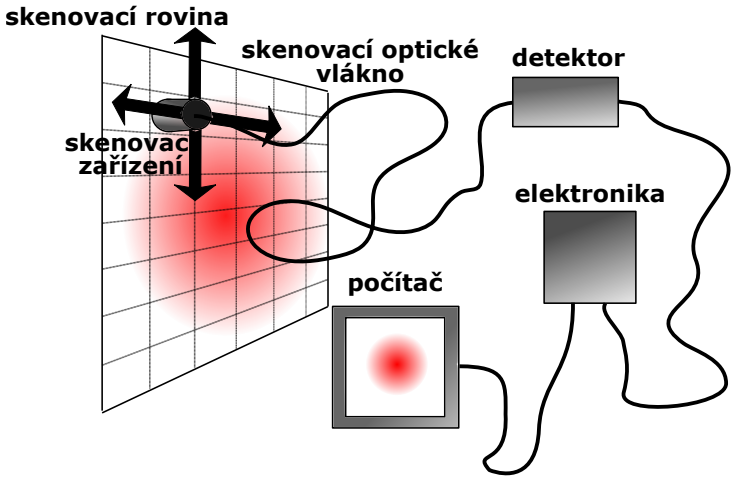
Na výstupu experimentu jsou ortogonálně polarizované, časově a frekvenčně korelované fotonové páry navázané navazovačem C1 do jednomódového (SM) polarizaci udržujícího (PM) optického vlákna (SM-PM). Všechny navazovače použité v experimentu fokusují svazek do optického vlákna asferickou čočkou s ohniskovou vzdáleností 11 mm. K dosažení

vysoké koherence je nutný překryv prostorových módů signálních a pomocných fotonů. Z těchto důvodů je použito jednomódové optické vlákno, které odfiltruje všechny prostorové módy, kromě základního (polarizačně degenerovaného). Před navazovačem je umístěn spektrální filtr IF s nejvyšší propustností na vlnové délce odpovídající degenerované generaci 810 nm s šířkou propuštěného spektra 2,6 nm FWHM.

PM je optické vlákno s vnucenou anizotropií mající rychlou a pomalou osu s menším a větším indexem lomu. Vlastními módy PM vlákna jsou ortogonální lineární polarizace orientované shodně s jeho osami. Signální mód je navázán do rychlé a pomocný mód do pomalé osy vlákna pomocí půlvlnné destičky HWP3, která umožňuje zarovnání polarizační báze (H) a (V) fotonů za zpožďovací linkou s vlastními módy vlákna.

Protože se signální a pomocné fotony šíří ve vlákně různou fázovou rychlostí, dochází ve vlákně k polarizační disperzi. Ta je korigována zpožďovací linkou.

3.2 Skenovací zařízení



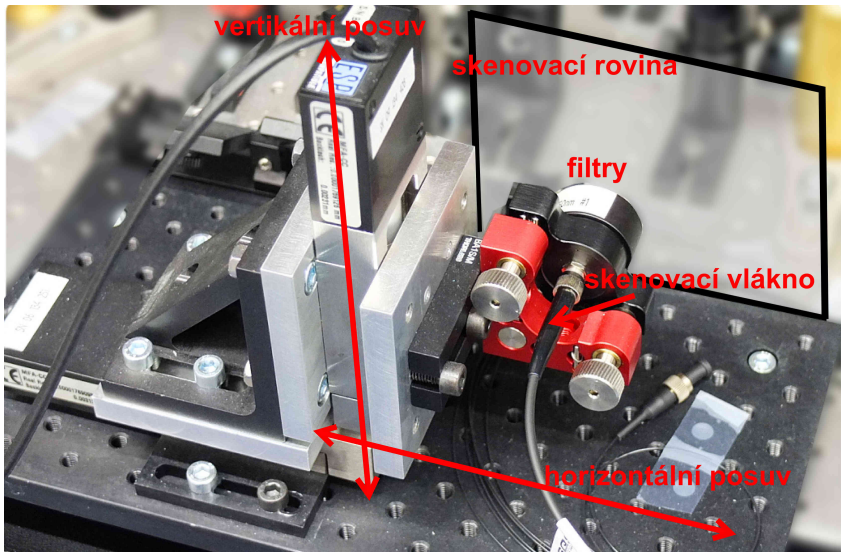
Obrázek 6: Schéma skenovacího zařízení. Převzato z [3].

K justáži a diagnostice zdroje fotonových párů lze využít zobrazení profilu intenzity generovaných fotonů. K těmto účelům slouží sestavené skenovací zařízení, jež umožňuje získat prostorový profil intenzity zdroje s použitím detektorů bez prostorového rozlišení (APD detektory běžně používané na našem pracovišti). Schéma činnosti skenovacího zařízení je na obr. 6.

Skenovací zařízení je realizováno dvěma na sebe kolmo upevněnými lineárními posuvy, které zajišťují pohyb v horizontálním a vertikálním směru - obr. 7. Jedná se o dva identické motory Newport MFA-CC s optickým dekodérem. Rozsah pohybu každého z nich činní 25

mm s rozlišením 0,1 μm. Opakovatelnost polohování při nájezdu z obou stran (bidirectional repeatability) je 1,5 μm, při nájezdu z jedné strany (unidirectional repeatability) 0,3 μm.

Skenovací zařízení manipuluje optickým skenovacím vláknem, do kterého je navázán měřený signál, a kterým je pak přiveden k detektoru (APD). Vlákno je upevněno tak, že čelo vlákna je rovnoběžné se skenovací rovinou (platí pro vlákna s kolmo sleštěnými konektory). Před čelem vlákna není fokusační optika, účinnou detekční plochou je tedy plocha jádra vlákna. Parametry skenovacího vlákna se přímo projeví na odezvě zařízení na signál. Detekce fotonů se řídí Poissonovou statistikou, odstup signálu od šumu se tedy zvyšuje s množstvím detekovaných fotonů. Dalším zdrojem šumu jsou jednak temné pulzy detektorů, jednak světelné pozadí. Obecně lze říci, že vlákna s větším průřezem jádra umožňují kratší měření, protože se do nich naváže více optického signálu, než do vláken s menším průřezem jádra při stejně dlouhé expozici. Množství navázaného signálu je také závislé na numerické apertuře optického vlákna. Použití vláken s větším jádrem však vede k menší rozlišovací schopnosti soustavy. Volba skenovacího vlákna je tedy dána požadavky experimentu - požadovaným rozlišením, odstupem signálu od šumu a celkovým časem měření. Prostorou odezvou vláken na optický signál v závislosti na jejich parametrech se je věnována kapitola mé bakalářské práce [3].



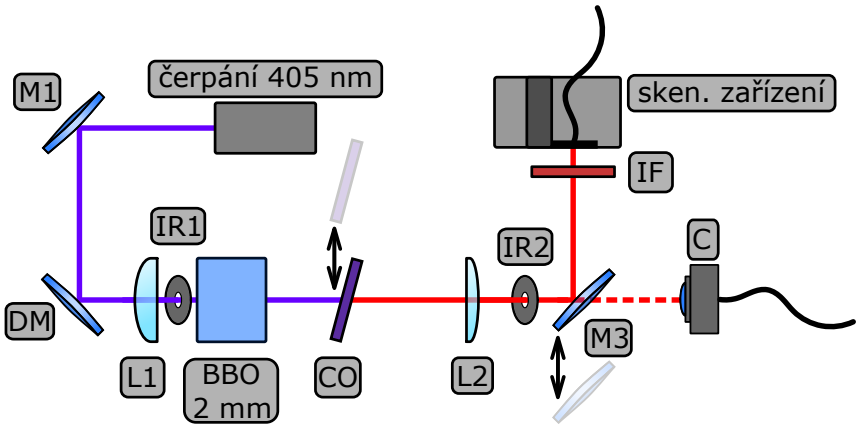
Obrázek 7: Skenovací zařízení realizované dvěma posuvy s upevněným skenovacím vláknem [3].

Proces měření je automatizován a řízen počítačem programy psanými v jazyce Python. Programy s textovým rozhraním umožňují manuální ovládání skenovacího zařízení, pořizování 2D skenů a lineárních 1D řezů.

3.3 Justáž zdroje

Fázové sladění

Experiment je postaven na nerezové montážní desce od firmy Newport, rozmístění komponent je na obr. 8. Jako první je umístěn čerpací laser a nastavena dráha čerpacího svazku. Čerpací svazek je veden rovnoběžně s optickou deskou ve výšce 90 mm a k nastavení jeho dráhy slouží zrcátka M1 a DM. K justáži jsou použity clony IR1 a IR2. Clony jsou v požadované výšce svazku - 90 mm, vzdálené od sebe přibližně 25 cm. Pokud svazek prochází maximálně zavřenými clonami, clony poměrně přesně definují jeho dráhu. Při justáži svazku jsou IR1 a IR2 maximálně zavřené a měří se optický výkon svazku za IR2. Cílem je maximalizovat výkon prošlý clonami manipulací zrcátky M1 a M2.

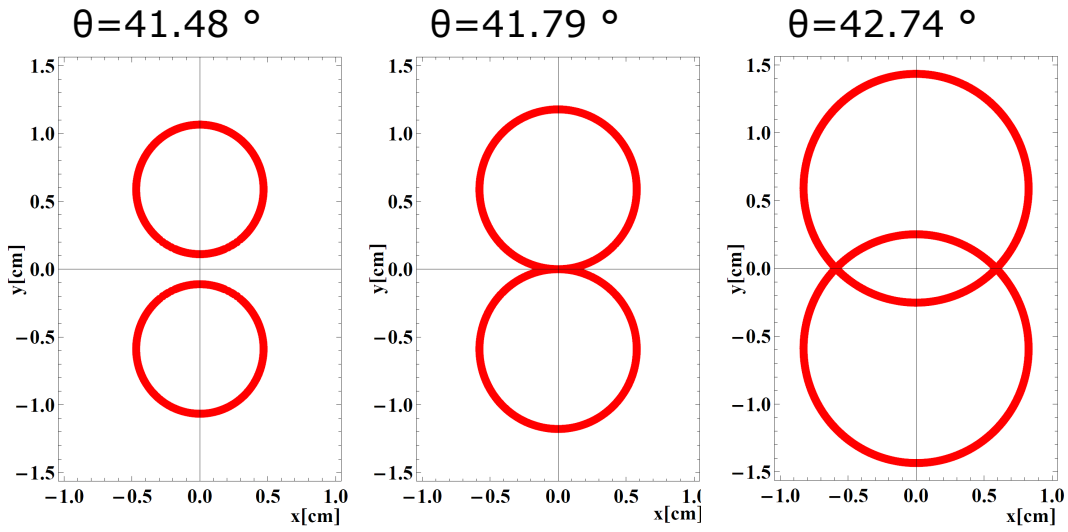


Obrázek 8: Experimentální uspořádání pro fázové sladění degenerované frekvenční konverze.

Dále je do dráhy čerpacího svazku umístěn generující krystal BBO, fokusační čočka L1 a kolimační čočka L2. Všechny tři komponenty jsou umístěny tak, že čerpací svazek prochází jejich středem. Za čočku L2 je poté umístěné zrcátko M3 na sklopné montáži, umožňující průchod svazku, nebo jeho odklon o 90°. Krystal je třeba fázově sladit pro kolineární degenerovanou konverzi typu II. Sladění (H) polarizace čerpacího svazku s extraordinárním módem krystalu lze dosáhnout rotací polarizace čerpacího svazku, nebo rotací krystalu podél jeho podélné osy. V tomto případě je sladění dosaženo rotací krystalem. Správné sladění polarizace se projeví maximální účinností frekvenční konverze.

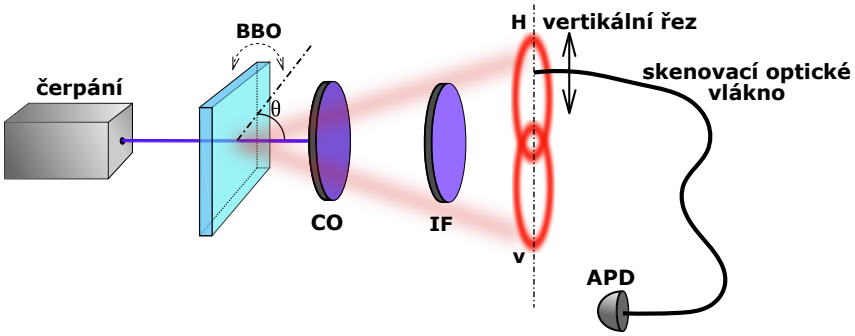
Při justáži jsou IR1 a IR2 otevřené. Čerpací svazek se naváže navazovačem C do vícemodového optického vlákna (zrcátko M3 je sklopené a neodklání svazek). Poté je čerpací svazek za krystalem utlumen filtrem CO typu dolní frekvenční propustností. Filtr je mírně nakloněn, aby se zpětný odraz od filtru nevracel do laseru, což by mohlo vést

k nestabilitě laseru, nebo jeho zničení. Vícemodovým vláknem je optický signál přiveden k APD detektoru a je vyhodnocován počet detekcí fotonů na čítací elektronice. Navazovač má dva stupně volnosti náklonu a stupeň volnosti fokusace do optického vlákna. Fázového sladění se dosáhne iterativním procesem, kdy se střídavě maximalizuje počet detekovaných fotonů pomocí stupňů volnosti navazovače a rotací krystalem. Rotace anizotropního krystalu, který není přesně planparalelní a není kolmý k dopadajícímu svazku se projeví posunutím prošlého svazku. To můžu v vést k nižšímu počtu detekcí při optimálním fázovém sladění v důsledku špatného navázání do optického vlákna. Proto je použito vícemodové vlákno (MMF), které je mnohem méně citlivé na správné navázání, než jednomódové optické vlákno. I přesto je nutné při každé iteraci rotace krystalu provést donavázání do vlákna.

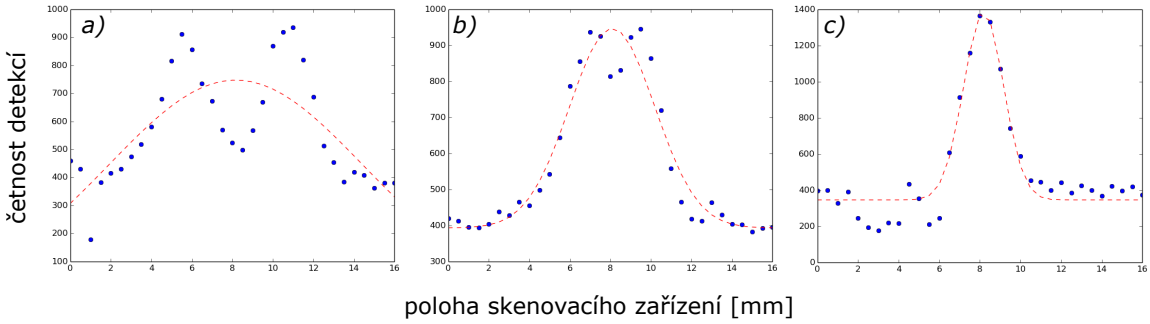


Obrázek 9: Vypočítaný profil intenzity fotonů generovaných parametrickou frekvenční konverzí typu II v rovinném řezu 10 cm za krystalem v závislosti na úhlu sladění θ. Převzato z [3].

K fázovému sladění kolineárního režimu lze s výhodou také použít skenovací zařízení popsané v předchozí sekci. Nejprve se do vícemodového skenovacího optického vlákna naváže čerpací svazek, který je odkloněn na skenovací zařízení zrcátkem M3. Poloha skenovacího zařízení, při které je navázán čerpací svazek, přibližně odpovídá poloze degenerovaných fotonových párů v kolineárním režimu. Optický signál je vláknem přiveden k APD detektoru a na čítací elektronice jsou vyhodnocovány detekční události. Poté je čerpací svazek atenuován filtrem s dolní propustí CO a před skenovací vlákno je umístěn interferenční filtr IF, s propustností na vlnové délce odpovídající degenerované frekvenční konverzi 810



Obrázek 10: Schéma měřícího uspořádání pro justáž fázového sladění.



Obrázek 11: Výstup z ovládacího programu skenovacího zařízení použitý pro fázové sladění. Jedná se o rozložení intenzity ve vertikálním řezu v závislosti na náklonu krystalu.

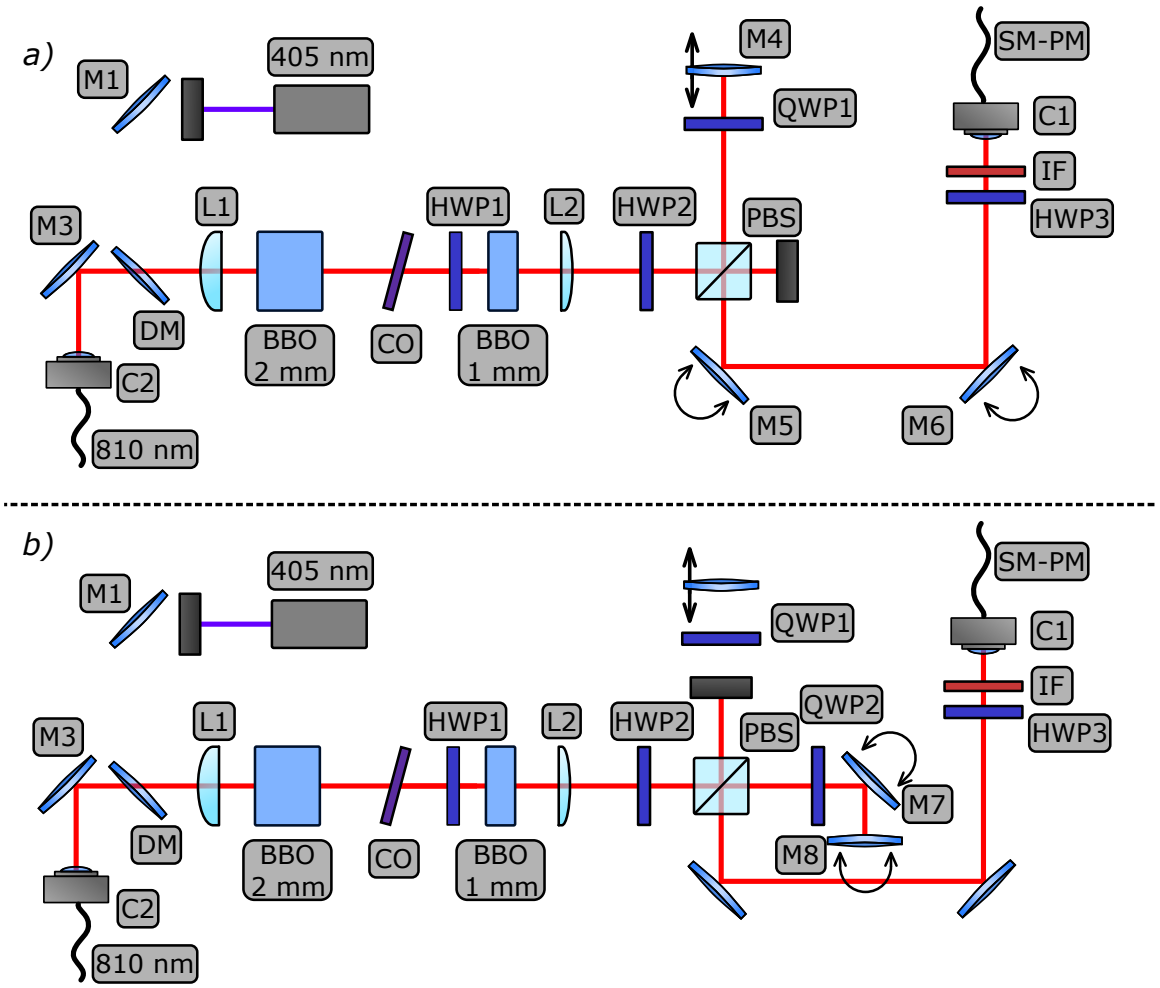
nm a s šířkou propuštěného spektra 2,6 nm FWHM. Skenovacím zařízením může být změřen 2D intenzitní profil generovaných fotonů v rovině kolmé k čerpacímu svazku a porovnáním s teoretickými průběhy (obr. 9) lze kvalitativně určit míru fázového rozladění. Časově efektivnější varianta oproti 2D měření je změření intenzity v lineárním řezu. Intenzita se měří skenovacím zařízením ve vertikálním řezu vedeném po ose obou kružnic. Schéma měření je znázorněn na obrázku 10, data využitá při justáži náklonu krystalu na obrázku 11. Obrázek 11a ukazuje dvě maxima intenzity. Z toho vyplývá, že náklon krystalu neodpovídá kolineárnímu režimu. Provede se proto náklon krystalu na zvolenou stranu a další řez viz obr. 11b. Píky jsou blíže k sobě a z toho lze usuzovat, že byl zvolen správný směr náklonu krystalu. Kdyby se od sebe píky vzdalovaly, bylo by nutné krystal naklánět na opačnou stranu. Po další iteraci náklonu krystalu je pořízen řez na obr. 11c. Je viděn pouze jedno maximum, což odpovídá kolineárnímu režimu. Grafy na obr. 11 jsou přímým výstupem z programu ovládajícího skenovací zařízení. Data jsou proložena Gaussovou křivkou - červená přerušovaná čára. FWHM šířka fitovací křivky, která je rovněž výstupem programu, pomáhá při hledání kolineárního sladění, při kterém je rozložení in-

tenzity nejužší. Stejným způsobem je najustován kompenzační BBO krystal. Po fázovém sladění je odstraněn navazovač C a zrcátko M3.

Při justáži bylo použito skenovací vlákno CeramOptec WF 100/110 P s průměrem jádra 100 μm. Rozsah měření činil 16 mm s krokem 1,25 mm. Doba čítání v každém bodě byla 1 s. S těmito parametry trvalo pořízení jednoho řezu přibližně 20 s.

Umístění dalších komponent

Po umístění a justáži generujícího a kompenzačního BBO krystalu a umístění čočky L1, následuje navázání do SM-PM vlákna přes zpožďovací linku. Pro účely justáže je použita laserová dioda s centrální vlnovou délkou 810 nm. Svazek diody je vyvázán a kolimován vyvazovačem C2. Pomocí zrcátka M3 je svazek nasměrován přes dichroické zrcátko DM



Obrázek 12: Justáž ramen zpožďovací linky.

kolineárně s čerpacím svazkem. Poté je umístěn polarizační dělič PBS a půlvlnná destička HWP2. Následně je realizováno referenční rameno zpožďovací linky - v tomto případě bylo zvoleno jako referenční rameno s proměnnou dráhou. Zrcátko M4 je umístěno na lineární posuv a je před něj umístěna čtvrtvlnná destička QWP1. Poté jsou umístěna zrcátka M5, M6 a navazovač C1. K navázání pomocného svazku do C1 jsou použita zrcátka M5 a M6, která slouží pouze k navázání signálu jdoucího přes referenční rameno viz obr. 12a. Následuje realizace druhého ramene zpožďovací linky zrcátky M7 a M8 a čtvrtvlnnou destičkou QWP2 a navázání pomocného signálu do C1. Při justáži druhého ramena je signál jdoucí referenčním ramenem blokován a k justáži použita zrcátka M7 a M8 viz 12b.

Dojustování zdroje

Po realizaci zpožďovací linky a navázání do SM-PM vlákna s použitím pomocného laserového svazku je nutné optimalizovat navazování do SM-PM signálního a pomocného generovaného módu. Po frekvenční konverzi má signální mód horizontální polarizaci (H), která je před kompenzací otočena na vertikální (V). Po průchodu zpožďovací linkou má signální mód opět (H) polarizaci. Obdobně pro vertikálně (V) polarizovaný pomocný mód. Cílem je co nejvíce koincidujících fotonových (H) a (V) párů. Pro justážní účely se připojí za SM-PM vláknový dělič 50:50 a měří se počet detekcí fotonů na jeho obou výstupních portech a jejich koincidence při koincidenčním okně 10 ns.

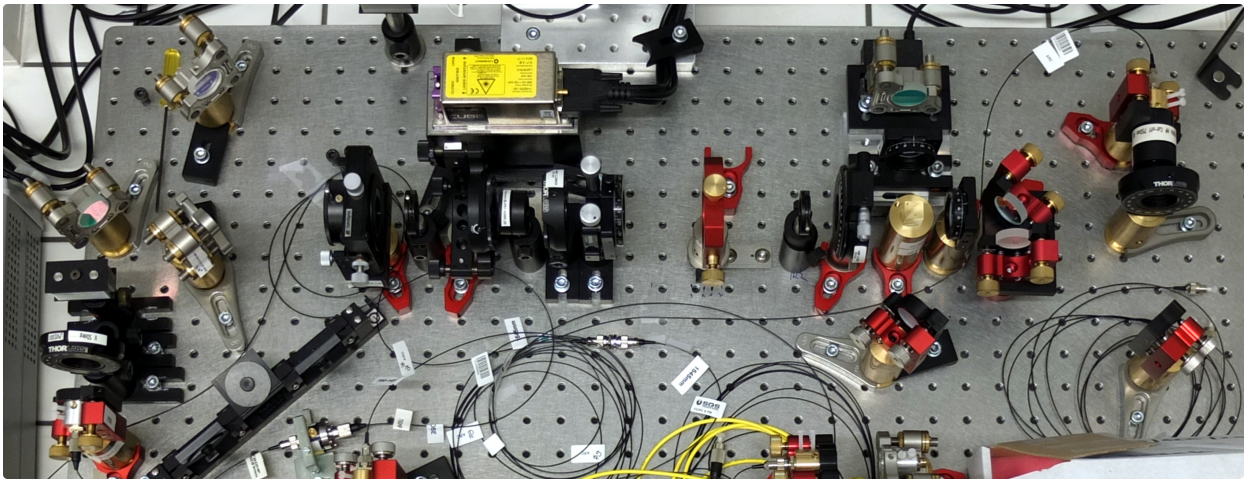
Pokud nejsou naměřeny žádné koincidence (kromě náhodných) je možné připojit SM-PM vlákno k měřiči optického výkonu a po odstranění CO filtru navázat čerpací svazek. Vzhledem ke kolineárnímu sladění je to vhodný výchozí bod k navázání kolineárních (H) a (V) módů.

Optimalizace navázání signálního a pomocného módu na koincidence se provádí v následujících krocích :

- Otočení HWP2 na $22,5°$. Díky tomu projde do každého z ramen zpožďovací linky polovina signálních a polovina pomocných fotonů.
- Justáž každého ramene zpožďovací linky zvlášť. Při justáži referenčního ramene, je svazek vstupující do druhého ramene blokován. Manipulací zrcátky M5 a M6 se optimalizuje navázání na maximum koincidencí. Obdobně u druhéh ramene použitím zrcátek M7 a M8.
- Vrácení HWP2 na $0°$ a optimalizace navázání na maximum koincidencí fokusační čočkou navazovače C1.

Následně lze dojustovat další komponenty zdroje v kombinaci s dojustováním navázání do SM-PM vlákna popsaného výše. Jedná se zejména o optimalizaci náklonu generujícího a kompenzačního krystalu a pozice čoček L1 a L2. Při optimalizaci náklonu krystalu se po každé iteraci náklonu provede donavázání. Stejně při každé změně polohy fokusační, či kolimační čočky.

Hotová realizace zdroje je na obrázku 13.



Obrázek 13: Fotografie experimentálního uspořádání zdroje korelovaných fotonových párů.

4 Měření a diskuze

4.1 Detekční elektronika

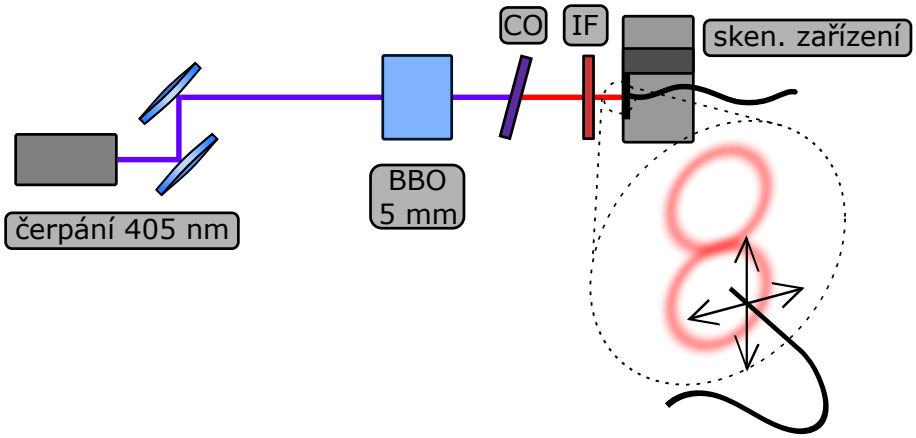
Pro jednofotonovou detekci jsou použity lavinové fotodiody pracující v Geigerově režimu (APD). Pro měření se skenovacím zařízením byl použit detektor COUNT-20-FC od Laser Components s udávanou účinností 57 % pro 810 nm, 20 temnými pulzy/s a mrtvou dobou 55 ns. Výstupem detektoru je TTL pulz o šířce 25 ns. Ostatní měření probíhala na APD detektorech Excelitas SPCM-AQRH-14-FC. Tyto detektory mají typickou účinnost 56 % pro 810 nm, 100 temných pulzů/s a mrtvou dobu 40 ns. Šířka výstupního TTL pulzu je 17 ns. Pulzy z detektorů jsou zpracovány elektronickými moduly pracujícími s NIM standardem - negativní logika s prahem -16 mA (-0,8 V při 50Ω) pro logickou 1. Elektronika umožňuje čítat pulzy z detektorů a měřit koincidence pulzů v nastavených časových oknech.

Při čítání pulzů z detektorů jsou výstupní kladné TTL pulzy invertovány a vedeny koaxiálním kabelem k čítači logických pulzů ORTEC 974C. Jedná se o čtyřkanálový čítací modul pracující do frekvence pulzů 100 MHz, který umožňuje dálkové ovládání počítačem přes sériový port RS 232.

Při měření koincidencí pulzů je zapojení následující. Invertované TTL pulzy z detektorů jsou koaxiálním kabelem přivedeny na pasivní zpožďovací linku Phillips Scientific 792 s rozsahem zpoždění 0-63,5 ns a krokem 0,5 ns. Zpožďovací linkou se kompenzují rozdílné doby odezvy detektorů a rozdílné optické a elektronické dráhy kanálů. Synchronizované pulzy jsou přivedeny do diskriminátoru Phillips Scientific 708. Diskriminátor generuje při překročení prahového napětí (nastavitelné od -10 mV do 1 V) NIM pulz o dvojnásobné amplitudě (-32 mA při 50Ω) s nastavitelnou šířkou (2 ns až 50 ns). Pulz je dále možné multiplikovat v rozbočovači Phillips Scientific 748 až do čtyřech výstupů. Pak je jeden výstup přiveden na čítač pulzů a druhý do logického modulu. Logický modul Phillips Scientific 756 má 4 vstupy a může provádět více logických operací. Pro vyhodnocování koincidencí se používá operace AND, která při alespoň částečném překryvu vstupních pulzů vygeneruje NIM pulz o dvojnásobné amplitudě, který je přiveden do čítače pulzů. Časové koincidenční okno se nastavuje šířkou vstupních pulzů.

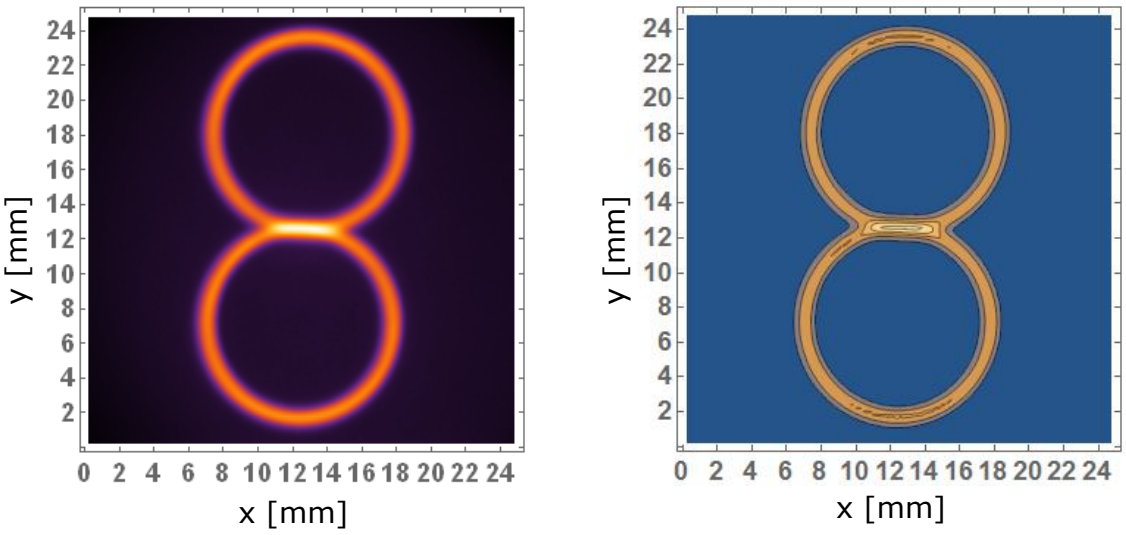
4.2 Měření prostorového profilu korelovaných fotonových párů

Schéma experimentálního uspořádání měření prostorového profilu intenzity korelovaných fotonových párů generovaných spontánní parametrickou frekvenční konverzí je na obrázku 14. Čerpací svazek 405 nm dopadá na 5 mm BBO krystal sladěný pro kolineární degenerovanou frekvenční konverzi typu II. K atenuaci čerpacího svazku za krystalem je použit filtr dolní propusti CO, k získání degenerovaného spektra úzkopásmový frekvenční filtr IF. Jedná se o komponenty popsané v předchozí sekci, fázového sladění bylo dosaženo způsobem popsaným výše. Ve vzdálenosti 10,6 cm za krystalem je skenovací zařízení, kterým je měřen prostorový profil intenzity.

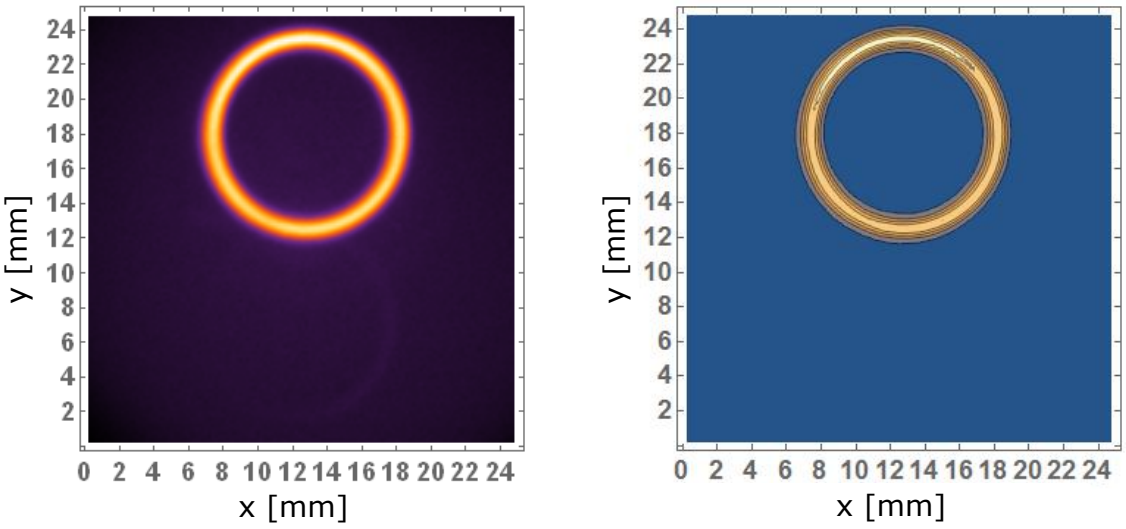


Obrázek 14: Schéma měřícího uspořádání pro měření prostorového profilu intenzity zdroje korelovaných fotonových párů generovaných parametrickou frekvenční konverzí.

Pro skenování bylo použito optické vlákno CeramOptec WF 200/20 P s průměrem jádra 200 μm. Vláknem byl signál přiveden k APD detektoru COUNT-20C-FC, který vykazuje nízkou hodnotu temných pulzů 20 Hz. Rozsah měření je 24,8 × 24,8 mm s krokem 0,2 mm. Doba čítání v každém bodě jsou 4 s. S těmito parametry trvá jedno měření 18 hodin. Výsledek měření ve dvou vyobrazeních je na obrázku 15. Barvy na obrázku 15 jsou umělé a vyjadřují hustotu pravděpodobnosti detekce fotonu v daném místě. Maximální četnost detekcí fotonů na povrchu mezikruží činí 7558 det./s, maximální naměřená četnost detekcí v místě průniku mezikruží činí 13354 det./s a průměrná hodnota světelného pozadí činí 621 det./s. K demonstraci ortogonálnosti polarizace fotonových párů byl před skenovací zařízení umístěn polarizátor (PBS) propouštějící (H) polarizaci. Ostatní parametry měření zůstaly stejné. Výsledek měření ve dvou vyobrazeních je na obr. 16.



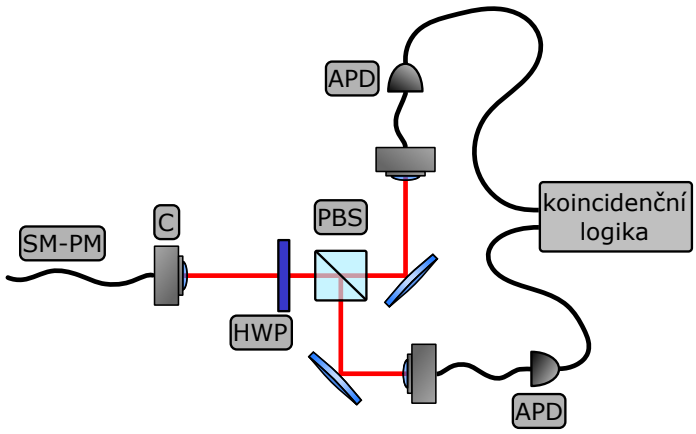
Obrázek 15: Intenzitní profil kolineární degenerované parametrické konverze typu II.



Obrázek 16: Intenzitní profil kolineární degenerované parametrické konverze typu II s odfiltrovanou V polarizací.

4.3 Měření HOM jevu

Nerozlišitelnost korelovaných fotonových párů je zjišťována měřením Hongova-Ouova-Mandelova (HOM) jevu popsaného v kapitole 1.1. K tomu je nutné nechat interferovat signální a pomocné fotony na děliči a měřit koincidence detekcí na výstupních portech děliče. Uspořádání měření HOM jevu je na obrázku 17 a fotografie experimentálního uspořádání na 19.



Obrázek 17: Uspořádání pro měření HOM jevu. Signální a pomocné fotony jsou separovány na PBS a měří se četnost koincidencí při zavádění časové rozlišitelnosti.

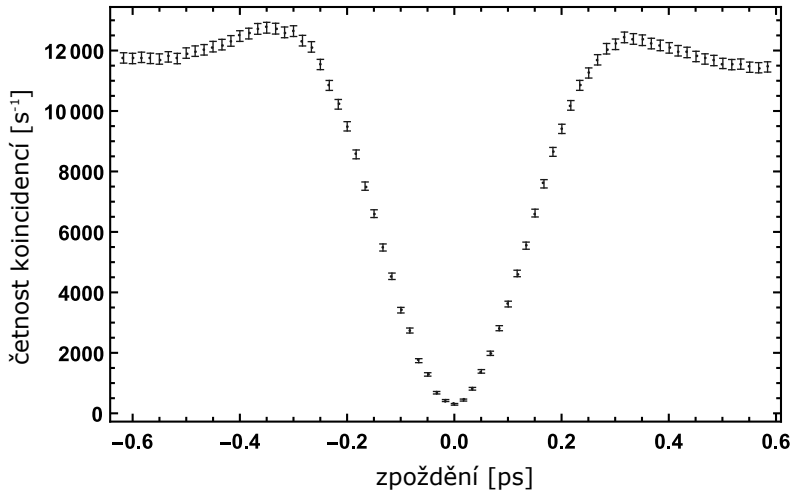
Koincidující ortogonálně polarizované signální a pomocné fotony ze zdroje jsou přivedeny SM-PM vláknem na vyvazovač C. Dále vstupují na polarizační dělič svazku PBS, před kterým je umístěna půlvlnná destička HWP. Výstupy z obou portů PBS jsou navázány do jednomódových optických vláken a přivedeny do APD detektorů. Je-li HWP nastavena na $0°$ separují se na PBS signální (H) a pomocný (V) mód, pro měření HOM jevu je HWP nastavena na $22,5°$. Při sjednocení optických drah signálních a pomocných fotonů pomocí zpožďovací linky ve zdroji, klesnou koincidence detekcí vlivem HOM jevu. Změna optické dráhy vede k časové rozlišitelnosti a nárůstu koincidencí. Výsledek měření HOM jevu s neurčitostmi velikosti 5 směrodatných odchylek je na obr. 18, doba čítání v každém bodě činila 10 s.

Z naměřených dat je spočítána vizibilita $V = 95,08 \pm 0,05\%$ s použitím vztahu (4.1)

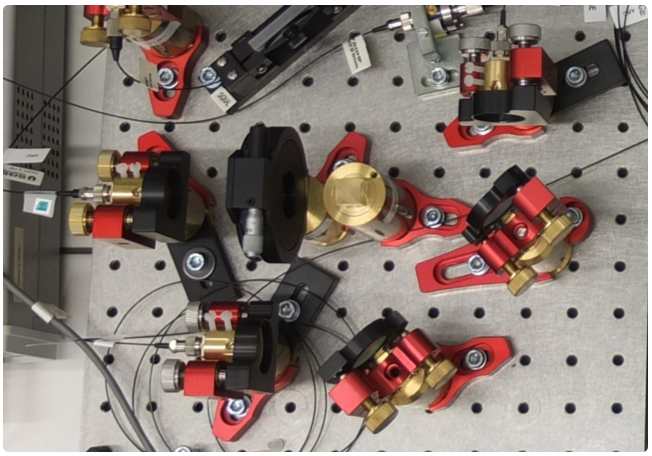
$$V = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}}, \tag{4.1}$$

kde C_{max} značí koincidence perfektně časově rozlišitelných fotonů (ustálené části grafu na levém a pravém okraji) a C_{min} minimální koincidence. Průběh změřeného HOM jevu je dán Fourierovou transformací spektra interferujících fotonů, které kopíruje propustnost IF (2,6

nm FWHM) filtru použitého ve zdroji. Vizibilitu snižují koincidence od vícenásobných párů vygenerovaných parametrickou frekvenční konverzí, nevyváženost děliče a rozlišitelnost interferujících fotonů. Četnost koincidencí od vícenásobných párů je 2 det./s, což limituje vizibilitu na 99,8 %. Dělící poměr děliče, který tvoří HWP $(22,5°)$ a PBS je $50,5 : 49,5$, čímž je vizibilita limitována na (99,9) %. Vzhledem k dokonalého překryvu prostorových módů fotonových párů, které jsou šířeny jednomódovým optickým vláknem a proměnnému časovému zpoždění, pochází částečná rozlišitelnost ze spektra fotonů daného propustností IF filtru.



Obrázek 18: Výsledek měření HOM jevu. Chybové úsečky ukazují 5 směrodatných odchylek.



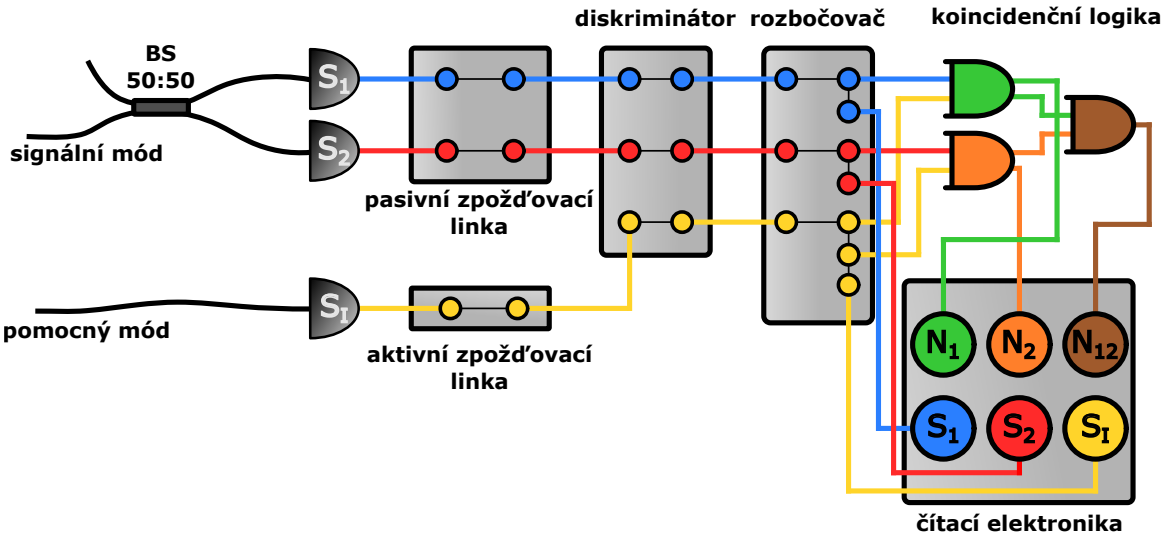
Obrázek 19: Fotografie experimentálního uspořádání pro měření HOM jevu.

4.4 Jednofotonový zdroj

Korelované fotonové páry generované parametrickou frekvenční konverzí lze použít pro realizaci hlášeného jednofotonového zdroje (heralded single photon source). Detekce jednoho z generovaných fotonů „ohlašuje“ existenci druhého fotonu z korelovaného páru. Proces generace fotonových párů je náhodný v čase a dochází i k vícenásobné generaci párů. Kvalita hlášeného jednofotonového zdroje je testována měřením antikorelačního parametru a kritéria negaussovskosti (non-Gaussianity criterion). Měření probíhá v Hanbury Brownově Twissově uspořádání.

Měření antikorelačního parametru

Fotony signálního a pomocného módu ze zdroje parametrické frekvenční konverze jsou separovány na PBS a navázány do jednomódových optických vláken - obr. 20 (HWP= 0°). Signální mód je přiveden na vláknový dělič BS 50:50 a oba jeho výstupy jsou přivedeny do APD detektorů S_1 a S_2. Pomocný mód, který slouží jako podmiňovací je jednomódovým vláknem přiveden do APD detektoru S_I. K synchronizaci TTL pulzů z APD detektorů slouží zpožďovací linka. Po zpožďovací lince jsou pulzy přivedeny do diskriminátoru, který slouží k nastavení šířky NIM pulzu na jeho výstupu. Pro potřeby měření jsou pulzy dále multiplikovány na rozbočovači. Následuje blok logické elektroniky, která vyhodnocuje dvojkoincidence $S_1 \cap S_I \equiv N_1$, $S_2 \cap S_I \equiv N_2$ a trojkoincidence $S_1 \cap S_2 \cap S_I \equiv N_{12}$. Koincidenční okno dvojkoincedencí je dáno šířkou pulzů nastavenou diskriminátorem. Trojkoincidence



Obrázek 20: Schéma zapojení elektroniky pro měření v HBT uspořádání.

měření bez telekomunikačního vlákna	
délka koin. okna [ns]	$\alpha(0)$
6	$0{,}0110 \pm 0{,}0004$
40	$0{,}0719 \pm 0{,}0006$
měření s 1 km telekomunikačním vláknem	
délka koin. okna [ns]	$\alpha(0)$
6	$0{,}0111 \pm 0{,}0002$
40	$0{,}075 \pm 0{,}001$

Tabulka 1: Hodnoty antikorelačního parametru $\alpha(0)$ v závislosti na délce nastaveného koincidenčního okna změřené s 1 km dlouhým optickým vláknem v signálním rameni a bez něj.

N_{12} jsou měřeny jako dvojkoincidence $N_1 \cap N_2$. Šířka pulzů N_1 a N_2 je nastavena tak, aby antikorelační parametr α byl roven 1 pro poissonovský zdroj světla (zeslabené laserové záření). Na čítací elektronice jsou měřeny četnosti detekcí S_1, S_2 a S_I a četnosti koincidencí N_1, N_1 a N_{12}. Schéma zapojení elektroniky je na obrázku 20.

Antikorelační parametr α je z naměřených hodnot určen vztahem (2.20). Protože je měření podmíněno detekcí pomocného fotonu, hodnota N_0 je dána počtem detekcí v pomocném kanále S_I, hodnoty N_1 a N_2 dvojkoincidencemi $S_1 \cap S_I$ a $S_2 \cap S_I \equiv N_2$ a hodnota N_{12} trojkoincidencemi $S_1 \cap S_2 \cap S_I$. Časové zpoždění τ se zavádí pasivní zpožďovací linkou na kanále S_1.

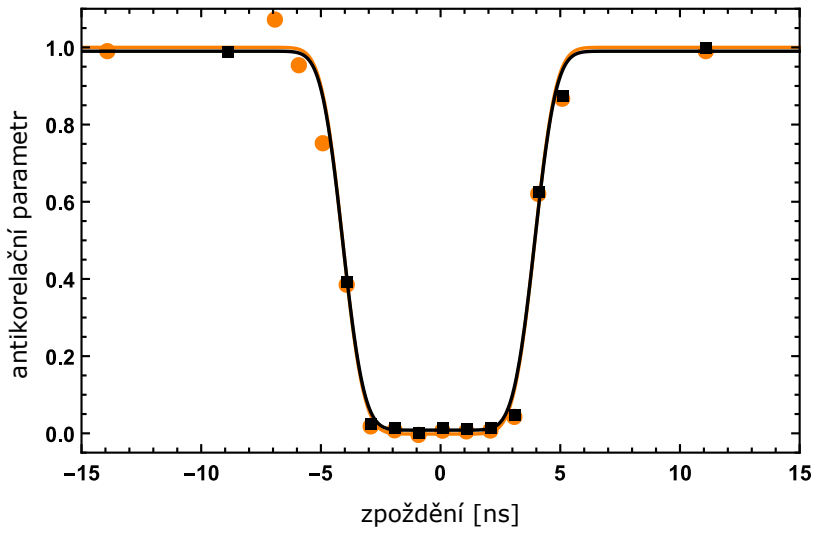
Celkem proběhly čtyři měření ve dvou sériích. V první sérii se vyhodnocoval parametr α zdroje s koincidenčními okny 6 a 40 ns. Ve druhé sérii byla optická dráha signálního ramene prodloužena 1 km dlouhým telekomunikačním optickým vláknem Sumitomo 6HF2-S-08210, jednomódovým pro vlnovou délku 1,55 μm. Signální mód je vláknem zpožděn přibližně o 5 μs. Toto zpoždění je elektronicky kompenzováno aktivní zpožďovací linkou na kanále pomocného módu. Aktivní zpožďovací linka po překročení prahového napětí na vstupu vygeneruje pulz kompatibilní s NIM standardem s časovou neurčitostí 1 ns. Výrobcem zpožďovací linky je Berkley Nucleonics Corporation, byl použit model 7030 A. Parametr α byl opět vyhodnocován pro koincidenční okna 6 a 40 ns. Výsledky měření jsou shrnuty v tabulce 1.

Hodnoty $\alpha(0) > 0$ svědčí o generaci vícenásobných fotonových párů. V případě ideálního jedofotonového zdroje by četnost trojkoicidencí N_{12} byla nulová při nulovém zpoždění. Hodnotu $\alpha(0)$ zvyšují i náhodné koincidence s temnými pulzy detektorů. Četnost těchto koincidencí je přímo úměrná pravděpodobnosti výskytu temného pulzu v daném koinci-

denčním okně. Dále může dojít k náhodným koincidencím rozlišitelných fotonových párů. Koherenční délka fotonových párů je v řádu pikosekund a koncidenční okno v řádu nanosekund. Náhodné koincidence tedy vysvětlují větší hodnoty $\alpha(0)$ při delším koincidenčním okně.

V případě měření bez telekomunikačního vlákna s koincidenčním oknem 6 ns činí počet trojkoincidencí při nulovém zpoždění zpožděním 784 det./200s. Při zpoždění, které je větší než délka koincidenčního okna, vymizí příspěvky od vícenásobných fotonových párů a počet trojkoincidencí se zredukuje na 420 det./200s způsobených náhodnými koincidencemi, které jsou nezávislé na zpoždění. Generace vícenásobných párů se tedy podílí na celkových trojkoincidencích při nulovém zpoždění přibližně 360det./200s.

Závislost parametru α na zpoždění τ při koincidenčním okně 6 ns je na obrázku 21. Jsou zde porovnány měření s 1 km telekomunikačním vláknem - oranžová kolečka a bez něj - černé čtverce. Data jsou proložena křivkou získanou konvolucí Gaussovy funkce s obdélníkovou funkcí. Koincidenční měření vystihuje obdélníková funkce s šířkou koincidenčního okna. Časové neurčitosti vzniklé při detekci a zpracování signálů se projeví gaussovským rozmazáním přechodové hrany. Průběh $\alpha(\tau)$ je dále ovlivněn vnitřním fungováním koincidenční elektroniky - tvarem NIM pulzů a prahovou hodnotou napětí vyhodnocující, že došlo ke koincidenci.



Obrázek 21: Průběh $\alpha(\tau)$ při měření s koincidenčním oknem 6 ns. Výsledek měření s 1 km vláknem v signálním rameni - oranžová kolečka a bez něj - černé čtverce.

Kritérium negaussovskosti

K určení negaussovskosti (NG) jsou použita kritéria definovaná v kapitole 1.2. Jsou vyhodnocovány stejné čtyři případy jako při stanovování antikoreločního parametru $\alpha(0)$. Z hodnot získaných autokorelačním měřením v HBT uspořádání popsaném výše lze dosazením do vztahů (1.12) a (1.15) stanovit odhad pravděpodobností p_0 a p_1 jako

$$p_0 = 1 - \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{S_I}, \qquad p_1 = \frac{N_1 + N_2}{S_I} - \frac{T^2 + (1-T)^2}{2T(1-T)} \frac{N_{12}}{S_I}, \tag{4.2}$$

kde S_I je počet detekcí v pomocném kanále, N_1 a N_2 jsou dvojkoincidence $S_1 \cap S_I$ a $S_2 \cap S_I$ a N_{12} trojkoincidence $S_1 \cap S_2 \cap S_I$. Propustnost děliče T je vypočtena ze vztahu (1.17)

$$T = \frac{N_1}{N_1 + N_2}. \tag{4.3}$$

Z určených odhadů p_0 a p_1 každého stavu je spočítán parametr $\Delta W = ap_0 + p_1 - W_g(a)$ maximalizací přes všechna a. Všechny měřené stavy splňují $\Delta W > 0$ a nelze je tedy vyjádřit jako směs gaussovských stavů. Porušení kritéria NG je také vyjádřeno počtem směrodatných odchylek. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 2.

Ze znalosti první dvou členů fotorozdělení lze určit pravděpodobnost dvou a více fotonových příspěvků

$$p_{2,+} = 1 - p_0 - p_1. \tag{4.4}$$

Kritérium NG stavu lze pak aproximativně vyjádřit pomocí p_1 a $p_{2,+}$ jako [9]

$$p_{2,+} < \frac{2}{3} p_1^3. \tag{4.5}$$

Pro neklasičnost (NK) kvantového stavu je dostačující podmínka $p_1 > -p_0 \ln p_0$ [9], kterou lze v parametrizaci p_1, $p_{2,+}$ aproximativně vyjádřit

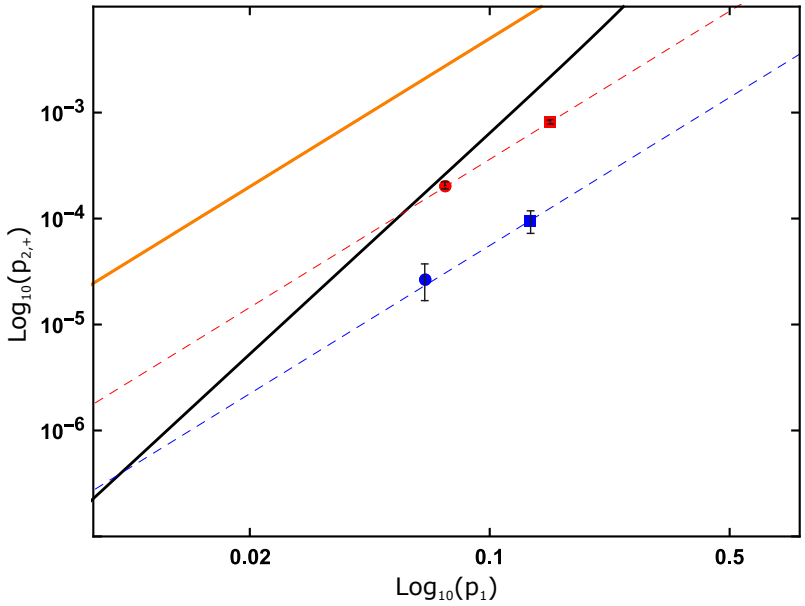
$$p_{2,+} < \frac{1}{2} p_1^2. \tag{4.6}$$

Pro daný kvantový stav lze definovat hloubku NK a NG jako maximální útlum, pro který je daná vlastnost ještě měřitelná. Pokud, za předpokladu $p_{2,+} \ll p_1$, splňuje kvantový stav podmínku NK před atenuací, splní ji i po atenuaci [9]. To znamená, že stav má nekonečnou hloubku NK. Naproti tomu NG je pozorovaná jen do určité míry útlumu a hloubka NG je konečná.

Měřené stavy jsou v parametrizaci p_1, $p_{2,+}$ vyneseny na obrázku 22. Červeně jsou značeny stavy měřené při koincidenčním oknem 40 ns, s 1 km vláknem - kolečkem, bez vlákna - čtvercem. Modré značení mají stavy naměřené při k. okně 6 ns, opět s 1 km

měření bez telekomunikačního vlákna				
délka koinc. okna [ns]	p_0	p_1	$\Delta W \times 10^6$	počet směr. odchylek
6	0,8684	0,1315	1317,6	287,5
40	0,8497	0,1494	1274,8	181,1
měření s 1 km telekomunikačním vláknem				
délka koinc. okna [ns]	p_0	p_1	$\Delta W \times 10^6$	počet směr. odchylek
6	0,9378	0,0622	132,7	64,7
40	0,9260	0,0738	51,4	16,2

Tabulka 2: Tabulka s odhadnutými pravděpodobnostmi měřených stavů a s hodnotami porušení NG kritéria. Poslední sloupec udává porušení NG kritéria v počtu směrodatných odchylek.



Obrázek 22: Odhadnuté pravděpodobnosti měřených stavů hlášeného jednofotonového zdroje. Červeně jsou značena měření s koincidenčním okně 40 ns - kolečkem měření s 1 km vláknem, čtvercem měření bez vlákna. Modře jsou značena měření s koincidenčním oknem 6 ns - kolečkem měření s 1 km vláknem, čtvercem měření bez vlákna. Černá plná čára představuje hranici NG stavů, oranžová plná čára hranici NK stavů. Přerušované čáry představují odhad průběhu rozdělení v závislosti na ztrátách. Tento odhad vychází z předpokladu, že neklasičnost stavu je na ztrátách nezávislá. Chybové úsečky ukazují pět směrodatných odchylek určených na základě šíření nejistot vzniklých čítáním fotonů.

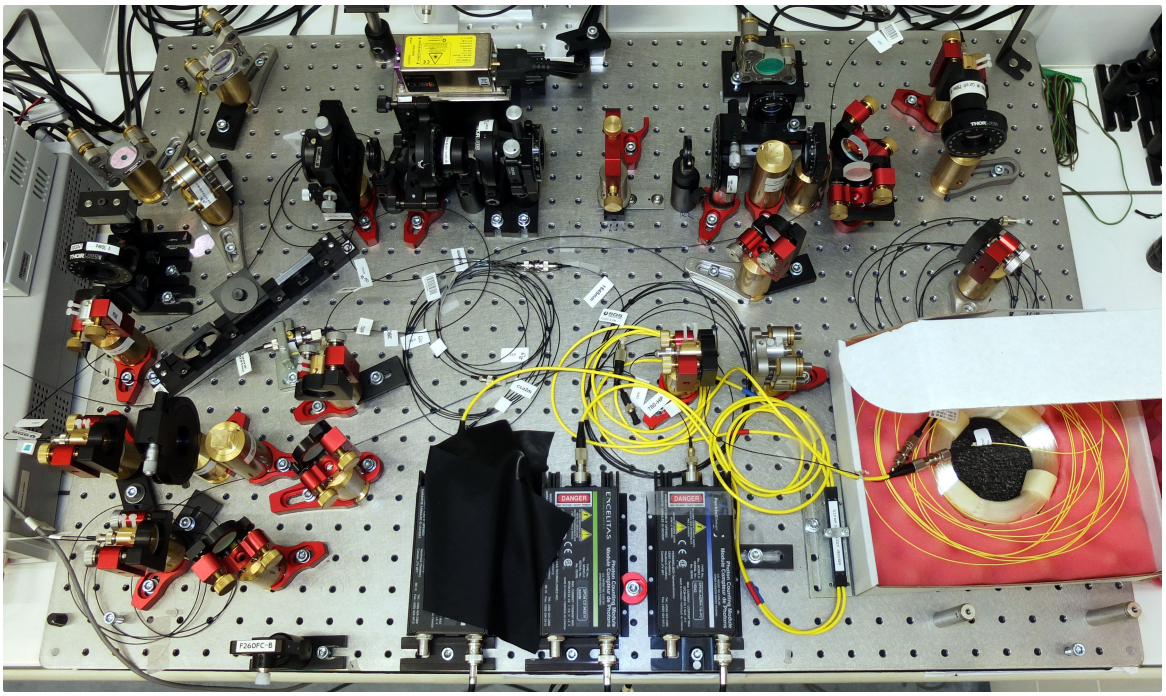
vláknem - kolečkem, bez vlákna - čtvercem. Hranice NG stavů $p_{2,+} = \frac{2}{3}p_1^3$ je na obrázku vykreslena jako černá plná čára, hranice neklasických NK stavů $p_{2,+} = \frac{1}{2}p_1^2$ jako oranžová plná čára.

Celkový útlum spočítaný z rozdílu detekcí v signálním rameni ($S_1 + S_2$) s vláknem a bez něj činí 3,1 dB. Tento útlum zahrnuje i ztráty na dvou spojkách, které jsou použity pro vložení vlákna do optické soustavy. Přesný podíl jednotlivých komponent na útlumu nebyl měřen. Výrobcem udávaný útlum spojky je $< 0,5$ dB při spojování dvou jednomódových vláken. Telekomunikační vlákno je však pro vlnovou délku 810 nm vícemódové a ztráty na spoji jednomódového a vícemodového vlákna budou patrně větší.

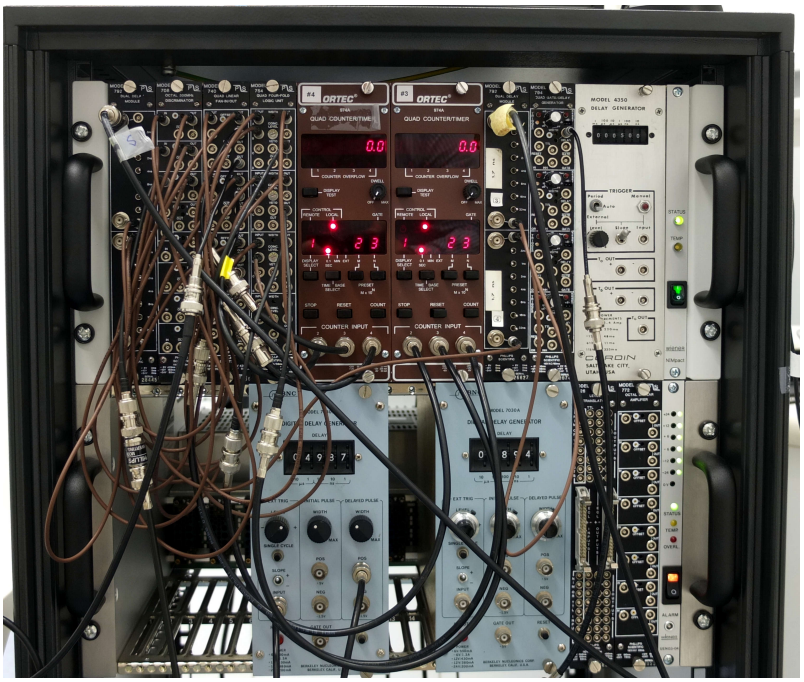
Dvojice bodů - měření s vláknem/bez je proložena křivkou, s parametrem a

$$y(x) = a * x^2 \tag{4.7}$$

Fitované křivky jsou na obrázku 22 vykresleny jako přerušované čáry, červeně pro koincidenční okno 40 ns, modře pro okno 6 ns. Tyto křivky, v logaritmickém zobrazení přímky, jsou rovnoběžné s hranicí NK stavů. Tento výsledek je očekávaný vzhledem k nezávislosti NK stavu na atenuaci. Naproti tomu hranice NG je dosažitelná. S použitím uvedeného modelu ztrát je hloubka NG při koincidenčním okně 40 ns 4,3 dB a při okně 6 ns 11,9 dB. Z hloubky NG a hodnoty ztrát zavedených vláknem lze odhadnout maximální délku telekomunikačního vlákna pro přenos NG stavu. Vyjdeme-li z předpokladu, že obě spojky zavádí dohromady ztráty 1 dB, maximální délka vlákna pro přenos NG stavu je přibližně 5,2 km. Jedná se o konzervativní odhad, předpokládající malé ztráty na spojce z vícemódového do jednomódového optického vlákna.



Obrázek 23: Fotografie zdroje korelovaných párů a diagnostiky pro měření v HBT uspořádání. V pravé spodní části obrázku je 1 km dlouhé telekomunikační vlákno použité při měření.



Obrázek 24: Zapojení elektroniky pro autokorelační měření.

5 Závěr

Těžištěm této práce byla realizace a základní diagnostika zdroje korelovaných fotonových párů založeného na parametrické frekvenční konverzi (PDC zdroj) v nelineárním BBO krystalu. Zdroj je čerpán kontinuálním UV laserem a krystal je fázově sladěn pro kolineární degenerovanou generaci typu II.

Část práce se věnuje popisu stěžejních kroků realizace a optimalizace zdroje. Je zde popsán postup justáže fázového sladění frekvenční konverze pomocí zobrazení prostorového rozložení intenzity fotonů generovaných frekvenční konverzí. Hlavní přínos tohoto přístupu je časová efektivita a nízká náchylnost k chybám. Přístup je alternativou k justáži fázového sladění na základě vyhodnocování optického signálu generovaného frekvenční konverzí navázaného do jednomódového optického vlákna. Justáž fázového sladění se signálem navázaným do jednomódového vlákna je iterační proces střídající optimalizaci náklonu krystalu a navázání signálu do vlákna. Jedná se o časově náročný proces, při kterém může dojít k chybné interpretaci pozorovaných jevů - optimální fázové sladění nemusí být zaznamenáno vlivem nesprávného navázání do jednomódového vlákna. Neoptimální fázové sladění se projeví zhoršenou účinností zdroje. Celková účinnost však závisí na mnoha faktorech, a proto je při realizaci zdroje užitečné mít nástroj k nezávislému testování jednotlivých justážních kroků.

Konstrukční specifikací realizovaného PDC zdroje je oddělení vlastního zdroje - generace, kompenzace, navázání do SM-PM vlákna od diagnostiky zdroje - např. měření HOM jevu a autokorelační měření. Po generaci a časové synchronizaci jsou korelované ortogonálně polarizované signální a pomocné fotony navázány společně do prostorově jednomódového polarizaci udržujícího (SM-PM) vlákna. Tímto optickým vláknem je pak signál veden buď do diagnostiky zdroje, nebo do dalšího experimentálního uspořádání. Při konstrukci PDC zdrojů je snaha minimalizovat ztráty, které vznikají na všech použitých komponentách. Ztráty lze minimalizovat antireflexním povrstvením komponent pro žádoucí vlnové délky. Z hlediska ztrát je pak efektivní separovat zdroj od jeho diagnostiky a tím snížit počet optických komponent ve zdroji.

K zobrazení prostorového rozložení intenzity slabých toků světla je použito experimentálně realizované skenovací zařízení. Skenovací zařízení je v této práci využito při justáži fázového sladění a pro změření hustoty pravděpodobnosti výskytu fotonů generovaných frekvenční konverzí typu II v rovině kolmé k čerpání. Pro tyto účely je možné použít i komerčně dostupné prostředky, jako jsou intenzifikované CCD kamery, nebo pole lavinových fotodiod. Výhodou jmenovaných komerčně dostupných systémů oproti představené metodě je rychlost pořízení záznamu intenzity. Skenovací zařízení, které měří intenzitu (četnost de-

tekcí fotonů) bod po bodu má však potenciál v dalším zpracování signálu. Pomocí časového nebo prostorového multiplexu lze měřit část fotorozdělení v každém bodě. Pro zdroje korelovaných fotonových párů se nabízí měření koincidencí detekcí v požadované rovině. V případě realizovaného zdroje se jedná o prostorové rozložení koincidujících fotonů v rovině navázání do SM-PM vlákna. Na základě tohoto měření by bylo možné posoudit, zda je prostorový mód generovaných fotonů optimálně transformován pro navázání do SM-PM vlákna. Dále lze z takového měření určit, zda není prostorový profil ořezán, nebo deformován špatně zvolenou, nebo nevhodně umístěnou optickou komponentou zdroje. Tato měření, které jsou plánovány do budoucna poslouží jako další diagnostika prostorových vlastností generovaných fotonů.

Zdroj korelovaných fotonových párů byl využit k realizaci hlášeného jednofotonového zdroje. Kvalita podmíněně připraveného jednofotonového stavu byla testována měřením negaussovskosti stavu a měřením antikorelačního parametru v Hanbury Brownově Twissově uspořádání. Zdroj vykazoval antishlukování s korelačním parametrem ≈ 1 %, což dokazuje neklasičnost připraveného stavu. Kritérium negaussovskosti bylo porušeno o 287 směrodatných odchylek. Z výsledků měření je prokazatelné, že stav nevznikl z klasické superpozice koherentních gaussovských stavů. Jak bylo ukázáno, výsledky autokorelačního měření závisí na parametrech a nastavení měřící elektroniky. Při větším koincidenčním okně, vykazoval zdroj větší hodnotu antikorelačního parametru vlivem náhodných koincidencí. Použitá elektronika vyhodnocuje koincidence na základě překryvu pulzů a umožňuje nastavit šířku koincidenčního okna v rozmezí 4-100 ns. Mimoto je šířka koincidenčního okna efektivně zvětšena časovou neurčitostí pocházející z měřící elektroniky a z detektorů. Výsledky bude možné v budoucnu zpřesnit použitím multikanálového analyzátoru, převádějícího výstup z APD detektorů do digitálních časových značek (TDC převodník). Naše pracoviště v současné době disponuje elektronickým TDC převodníkem, který umožňuje měření s efektivním koincidenčním oknem ≈ 500 ps, při použití stejných, nebo z hlediska časové neurčitosti srovnatelných APD detektorů.

Dále byl testován přenos jednofotonového stavu 1 km dlouhým telekomunikačním optickým vláknem. Protože ztráty optického signálu způsobené šířením vláknem nemají vliv na neklasičnost stavu, neprojeví se v hodnotách antikorelačního parametru. S rostoucími ztrátami však klesá negaussovskost stavu. Z tohoto měření lze odhadnout, jak dlouhou komunikační linku lze použít, požadujeme-li na výstupu negaussovský stav. U realizovaného zdroje je maximální délka vlákna pro přenos NG stavu 5,2 km. V současné době je snaha nalézt souvislost mezi negaussovskostí stavu a zabezpečením kvantové telekomunikační linky. Provedený test může představovat první krok k odhadu zabezpečení přenosu informace.

Reference

[1] P. Kok, B. W. Lovett, *Introduction to Optical Quantum Information Processing*, Cambridge University Press, 2010.

[2] R. J. Collins, P. J. Clarke, V. Fernandez, K. J. Gordon, M. N. Makhonin, J. A. Timpson, A. Tahraoui, M. Hopkinson, A. M. Fox, M. S. Skolnick, G. S. Buller *Quantum key distribution system in standard telecommunications fiber using a short wavelength single photon source*, J. Appl. Phys. **107**, 073102 (2010).

[3] J. Bílek, *Prostorové zobrazení fotonů* (Bakalářská práce PřF UPOL Katedra optiky, 2013).

[4] M. Fox *Quantum Optics: An Introduction*, Oxford University Press, 2006.

[5] M. Dušek, *Koncepční otázky kvantové teorie*, Univerzita Palackého, 2002.

[6] P. Grangier, G. Roger, A. Aspect, *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*,Europhysicis Lett. **1**, 173 (1986).

[7] M. Ježek, I Straka, M. Mičuda, M. Dušek, J. Fiurášek, R. Filip, *Experimental Test of the Quantum Non-Gaussian Character of a heralded Single-Photon State*, Phys. Rev. Lett. **107**, 213602 (2011).

[8] R. Filip, L. Mišta, *Detecting Quantum States with a Positive Wigner Function beyond Mixtures of Gaussian States*, Phys. Rev. Lett. **106**, 200401 (2011).

[9] I. Straka, A. Predojevic, T. Huber, L. Lachman, L. Butschek, M. Miková, M. Mičuda, G. S. Solomon, G. Weihs, M. Ježek, R. Filip, *Quantum non-Gaussian Dept of Single-Photon State*, Phys. Rev. Lett. **113**, 223603 (2014).