

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

Katedra optiky



Zdroje kvantově provázaných fotonů a jejich charakterizace

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Michal Neset

2018

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

Katedra optiky



Zdroje kvantově provázaných fotonů a jejich charakterizace

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval:	Michal Neset
Studijní program:	B1701 Fyzika
Studijní obor:	Optika a optoelektronika, 3. ročník
Forma studia:	prezenční
Vedoucí bakalářské práce:	RNDr. Miroslav Ježek, Ph.D.
Konzultant bakalářské práce:	Mgr. Ivo Straka
Práce odevzdána dne:

Abstrakt

Práce se zabývá realizací zdroje korelovaných párů fotonů. Zdroj je založen na spontánní sestupné parametrické konverzi. Jako nelineární médium využívá periodicky pólovaný krystal PPKTP, který je fázově sladěn na kolineární konverzi typu II. V práci jsou popsány justážní postupy, které provází samotnou stavbu. Zdroj je charakterizován pomocí měření Hongova-Ouova-Mandelova interferenčního jevu a antikorelačního parametru. Pro srovnání jsou stejné experimenty provedené také na již postaveném zdroji, který využívá jako nelineární médium krystal BBO.

Klíčová slova

Sestupná frekvenční konverze, PPKTP, HOM dip, antikorelační parametr.

Abstract

The Thesis focuses on design and implementation of a source of correlated photon pairs. The source is based on spontaneous parametric down-conversion in a nonlinear periodically poled KTP crystal. Characterization of the source is performed via measurements of Hong-Ou-Mandel dip and anticorrelation parameter. Further, the same measurements are performed for another source, which uses a nonlinear crystal BBO, and both the sources are compared.

Keywords

Frequency down-conversion, PPKTP, HOM dip, anticorrelation parameter.

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu bakalářské práce Mgr. Miroslavu Ježkovi a konzultantovi Mgr. Ivo Strakovi za ochotu a trpělivost, čas a cenné rady, které mi věnovali při tvorbě této práce. Také bych rád poděkoval všem členům Laboratoře kvantové optiky na Katedře optiky Přírodovědecké fakulty Univerzity Palackého v Olomouci za ochotu a vstřícnost při práci v laboratoři.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem práci napsal samostatně 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	Teorie	2
2.1	Parametrická frekvenční konverze	2
2.2	Fázové sladění	2
2.3	HOM jev	5
2.4	Antikorelační parametr	6
3	Experimentální metody	7
3.1	Čerpání zdroje	7
3.2	Generace párů fotonů	7
3.3	Filtrace	8
3.4	Polarizace	8
3.5	Zpoždovací linka	9
3.6	Detekční elektronika	9
3.7	Justáž	10
4	Výsledky	13
4.1	HOM	13
4.2	Antikorelační parametr	15
5	Závěr	18
	Literatura	19

1 Úvod

Zdroje korelovaných párů fotonů generují dvojice fotonů s úzce korelovanými vlastnostmi, jako jsou čas příchodu, spektrum vlnových délek, polarizace. Takové zdroje nachází využití například jako tzv. hlášené jednofotonové zdroje, kdy přítomnost jednoho z korelovaných fotonů ohlašuje přítomnost druhého. Tyto jednofotonové stavy světla nachází využití při kvantové komunikaci a zpracování kvantové informace, konkrétně např. při distribuci kvantového klíče [1]. Informace je zakódována v kvantovém stavu fotonů v některém z jejich stupňů volnosti. Další využití nachází zdroje korelovaných párů fotonů v metrologii [2], kvantovém počítání nebo kvantových simulacích [3].

Vhodnými nástroji ke generaci korelovaných párů jsou například sestupná parametrická frekvenční konverze, čtyřvlnné směšování nebo využití pevnolátkových zdrojů, např. kvantových teček. Pro případ sestupné parametrické frekvenční konverze existují v závislosti na typu použitého nelineárního média (nelineárního krystalu v nenulovou susceptibilitou druhého řádu $\chi^{(2)}$) odlišné typy fázového sladění. První možností je použití úhlově laděného krystalu, kdy se fázového sladění dosahuje pomocí úhlu mezi optickou osou krystalu a vlnovým vektorem čerpání. Tento typ vykazuje nevýhody v podobě nízké účinnosti generace a nutnosti započítání efektu dvojlomu. Naopak výhodou je širší příjmová frekvenční apertura, díky které je možné použití pulzního čerpání. Druhou možností je použití teplotně laděného periodicky pólovaného krystalu. Zde je fázového sladění dosaženo pomocí regulace teploty krystalu. Výhodou je vysoká efektivnost generace. Také se v tomto případě neprojeví efekt dvojlomu. Nevýhodou je ovšem úzká příjmová frekvenční apertura.

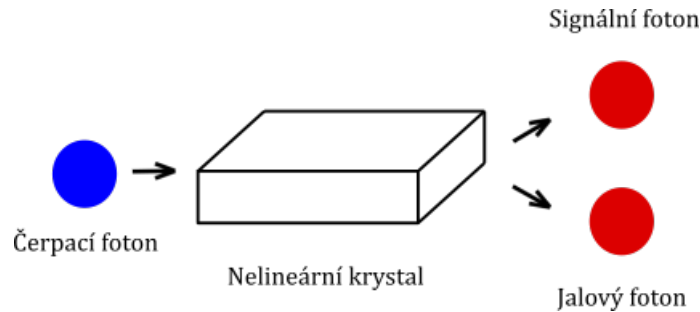
Cílem této bakalářské práce je realizace přestavby a charakterizace zdroje korelovaných párů fotonů. Přestavba z optického stolu na optickou desku je prováděna z důvodu možnosti přenesení a použití zdroje v dalších experimentech. Přestavovaný zdroj je založený na sestupné parametrické frekvenční konverzi v nelineárním periodicky pólovaném krystalu KTP (KTiOPO_4). Tento krystal je teplotně laděný a je fázově sladěn na kolineární frekvenční konverzi typu II. Efektivnost zdroje je určena ziskem generace fotonových párů na mW výkonu čerpání a také dvoufotonovou navazovací účinností. Pomocí měření Hongova-Ouova-Mandelova (HOM) jevu je testována nerozlišitelnost generovaných fotonů. Měření antikorelačního parametru se využívá k určení kvality jednofotonového zdroje. Generované podmíněné fotony vykazují sub-poissonské rozdělení a jsou anti-shlukované. Pro srovnání jsou stejná měření provedena také na zdroji s úhlově laděným nelineárním krystalem BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$).

V úvodní části práce je stručně popsán teoretický základ parametrické frekvenční konverze, fázového sladění a dvou vybraných experimentů, které slouží k charakterizaci zdroje. Další část práce se zabývá samotnou stavbou zdroje. Jsou zde také popsány hlavní justážní postupy spojené se stavbou. V poslední kapitole jsou shrnuty výsledky a možnosti pokračování práce.

2 Teorie

2.1 Parametrická frekvenční konverze

Spontánní sestupná frekvenční konverze (SPDC) je vhodným nástrojem ke generaci korelovaných párů fotonů. Je to proces třívlonného směšování, který probíhá v nelineárních prostředích s nenulovou susceptibilitou druhého řádu $\chi^{(2)}$. Tento proces probíhá efektivně při splnění podmínek fázového sladění, kdy dochází ke konverzi čerpacího fotonu s vyšší frekvencí na pár fotonů (signální a jalový) s nižší frekvencí. Generované fotony se šíří ve směrech, které odpovídají zákonu zachování hybnosti a jsou frekvenčně korelované. Frekvence odpovídají zákonu zachování energie. Z důvodu současného vzniku jsou generované fotony také časově korelované [4].



Obrázek 1: Schématické znázornění spontánní sestupné frekvenční konverze.

2.2 Fázové sladění

Aby parametrická frekvenční konverze probíhala efektivně, je potřeba splnit podmínky fázového sladění. Těmito podmínkami jsou zákony zachování energie a hybnosti. Jejich matematickým vyjádřením dostáváme dva vztahy. Prvním je

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

kde ω je úhlová frekvence a indexy p, s, i značí po řadě čerpací (pump), signální (signal) a jalový (idler) mód. Druhým vztahem je

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad (2)$$

kde \mathbf{k} značí vlnový vektor.

Zdroj s krystalem BBO

První zdroj, se kterým jsem pracoval, používá jako nelineární médium krystal BBO (β -BaB₂O₄). Jedná se o úhlově laděný zdroj, kdy rovnice 2 přechází na tvar

$$\mathbf{k}_p(\lambda_p, n_e(\lambda_p, \theta)) = \mathbf{k}_s(\lambda_s, n_e(\lambda_s, \theta)) + \mathbf{k}_i(\lambda_i, n_o(\lambda_i)), \quad (3)$$

kde θ je úhel mezi optickou osou krystalu a vlnovým vektorem čerpání.

Pro kolineární sestupnou konverzi typu II dostáváme

$$2n_e(\theta, \lambda) = n_e(\theta, 2\lambda) + n_o(\theta, 2\lambda), \quad (4)$$

kde λ je vlnová délka čerpání. Za použití Sellmeierových vztahů pro tento krystal a čerpání o vlnové délce $\lambda = 405$ nm dostáváme úhel $\theta = 41,8^\circ$.

Zdroj s krystalem PPKTP

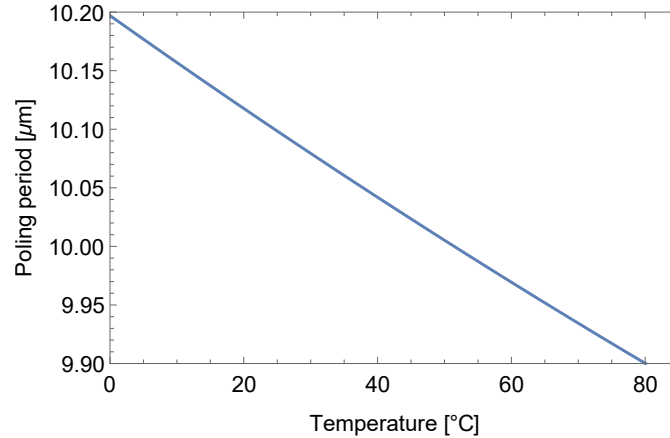
V případě přestavovaného zdroje korelovaných párů fotonů je využíván teplotně laděný periodicky pólovaný krystal PPKTP (KTiOPO₄). Rovnice 2 přechází na tvar [5]

$$\mathbf{k}_p(\lambda_p, n_p(\lambda_p, T)) = \mathbf{k}_s(\lambda_s, n_s(\lambda_s, T)) + \mathbf{k}_i(\lambda_i, n_i(\lambda_i, T)) + \frac{2\pi}{\Lambda(T)}. \quad (5)$$

Zde vystupuje konstanta periody pólování Λ . K výpočtu fázového sladění jsme použili Sellmeierovy vztahy [6] a opravy těchto hodnot v závislosti na teplotě [6, 7, 8].

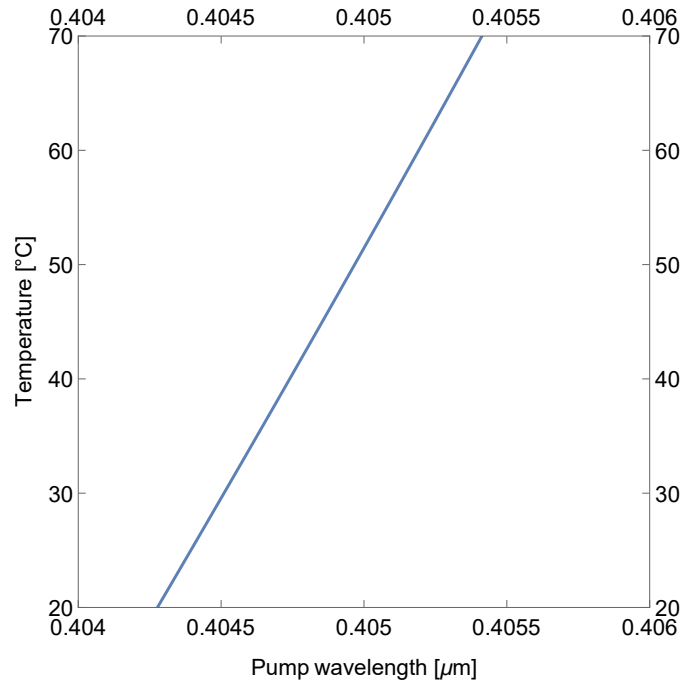
Pro kolineární frekvenční konverzi typu-II při čerpání, které má vlnovou délku $\lambda_p = 405$ nm a krystalu o periodě pólování $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ dostáváme teplotu pro fázové sladění $T = 52^\circ\text{C}$.

Fázového sladění využíváme při stavbě zdroje korelovaných párů fotonů, abychom věděli, jaké čerpání a krystal musíme použít pro efektivní konverzi. První ukázkou je situace, kdy máme dané čerpání ($\lambda_p = 405$ nm) a potřebujeme znát závislost periody pólování krystalu PPKTP na teplotě. Výsledek můžeme vidět na obrázku 2.



Obrázek 2: Závislost periody pólování krystalu PPKTP na teplotě pro čerpání 405 nm.

Druhá situace ukazuje případ, kdy máme krystal PPKTP o známé periodě pólování ($\Lambda = 10 \mu\text{m}$) a potřebujeme zjistit, jaká teplota krystalu je vhodná pro dané čerpání. Také tímto postupem můžeme zjistit, zda-li se pohybujeme v hodnotách teploty, které jsme schopni v laboratorních podmínkách pohodlně dosáhnout. Výsledek této situace, kdy dostáváme závislost teploty na vlnové délce čerpání, je na obrázku 3.



Obrázek 3: Závislost teploty na vlnové délce čerpání pro krystal PPKTP s periodou pólování $10 \mu\text{m}$.

Spektrum zdroje s krystalem PPKTP

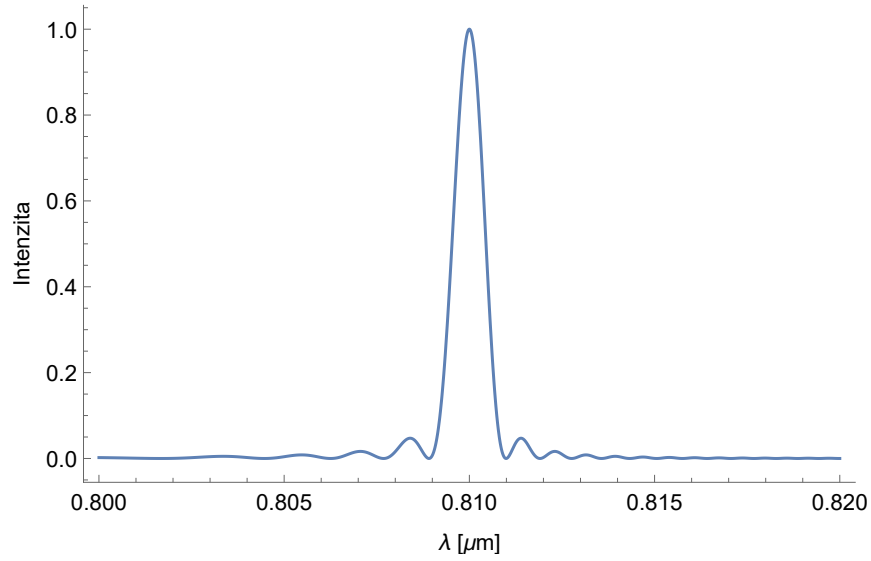
S fázovým sladěním také souvisí spektrum generovaných fotonů. Pro spektrální intenzitu máme z teorie [9] vztah

$$I \propto \text{sinc}^2\left(\frac{L}{2}\Delta k\right), \quad (6)$$

kde

$$\Delta k = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (7)$$

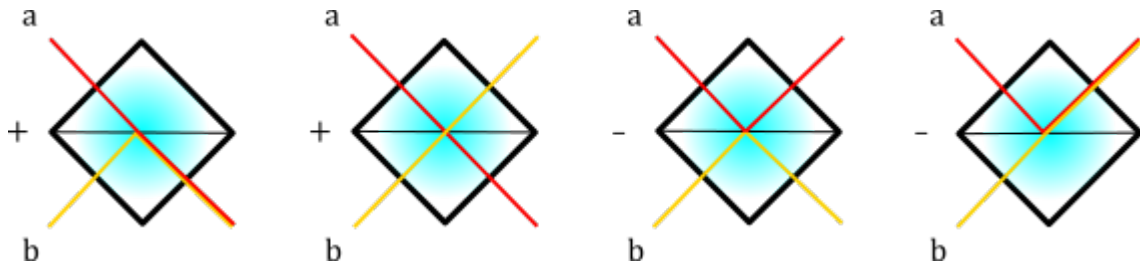
Po vykreslení dostáváme spektrum generovaných fotonů, které můžeme vidět na obrázku 4. Na ose y je vyznačena normovaná intenzita spektra, na ose x je vlnová délka generovaných fotonů signálního módu.



Obrázek 4: Intenzitní spektrum zdroje s krystalem PPKTP. Normovaná intenzita v závislosti na vlnové délce generovaných fotonů signálního módu.

2.3 HOM jev

Jedná se o kvantový jev, který byl popsán Hongem, Ouem a Mandelem [10]. Měřením toho jevu můžeme ověřit nerozlišitelnost fotonových párů. Pokud na oba vstupní porty vyváženého děliče dopadnou fotony, mohou nastat 4 možnosti, které můžeme vidět na obrázku 5. Pro nerozlišitelné fotony pak platí, že vyjdou oba dva vždy stejným výstupním portem.



Obrázek 5: Schématické znázornění možností, které mohou nastat na děliči při dopadu fotonů na oba vstupní porty.

HOM jev můžeme popsat pomocí kreačních operátorů \hat{a}^\dagger a \hat{b}^\dagger , které reprezentují vstupní porty děliče. Výstupní porty děliče jsou reprezentovány kreačními operátory \hat{c}^\dagger a \hat{d}^\dagger . Transformace děliče můžeme vyjádřit jako

$$\hat{a}^\dagger = t\hat{c}^\dagger + r\hat{d}^\dagger, \quad (8)$$

$$\hat{b}^\dagger = -r\hat{c}^\dagger + t\hat{d}^\dagger, \quad (9)$$

kde t je koeficient propustnosti a r je koeficient odraznosti děliče. Stav, kdy máme na každém vstupu foton, můžeme vyjádřit jako $|\psi\rangle_1 = \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger |00\rangle$. Potom po transformaci děličem dostáváme

$$|\psi\rangle_2 = (t^2 - r^2) |11\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} tr(|02\rangle - |20\rangle), \quad (10)$$

Pro případ vyváženého děliče ($t^2 = r^2$) vymizí první člen v rovnici 10, který reprezentuje fotony na obou výstupech děliče. Oba fotony tedy vystupují stejným výstupním portem.

2.4 Antikorelační parametr

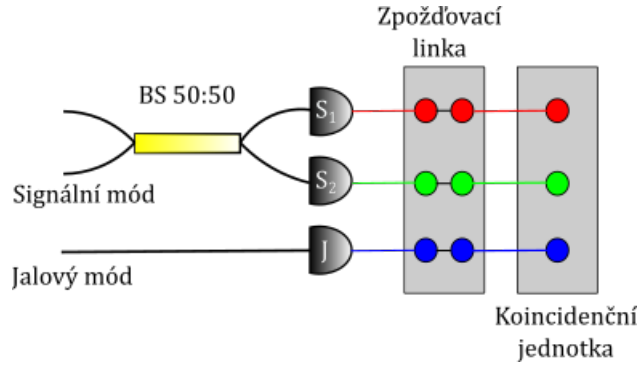
Zdroj korelovaných párů fotonů můžeme využívat jako tzv. hlášený jednofotonový zdroj. Fotony generované jednofotonovým zdrojem jsou z hlediska časové statistiky anti-shlukované a jejich rozdělení je sub-poissonovské, $\langle (\Delta \hat{n})^2 \rangle < \langle \hat{n} \rangle$. Takové kvantové stavy jsou neklasické a nemůžeme je tedy popsat klasickou teorií. Korelační funkce druhého řádu g^2 je definována jako

$$g^2(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \hat{a}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle \langle \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \rangle}. \quad (11)$$

Pro anti-shlukované fotony platí, že $g^2(0) < 1$ [11]. Korelační funkci druhého řádu je ovšem obtížné přímo měřit. Z tohoto důvodu zavádíme antikorelační parametr α [12], který se měří v uspořádání, které je na obrázku 6, a je definován jako

$$\alpha = \frac{N_c N_3}{N_{13} N_{23}}, \quad (12)$$

kde N_c značí četnost trojkoincidenčí, N_3 je četnost jalového módu, N_{13} a N_{23} jsou četnosti dvojkoincidenčí.



Obrázek 6: Schéma uspořádání pro měření antikorelačního parametru.

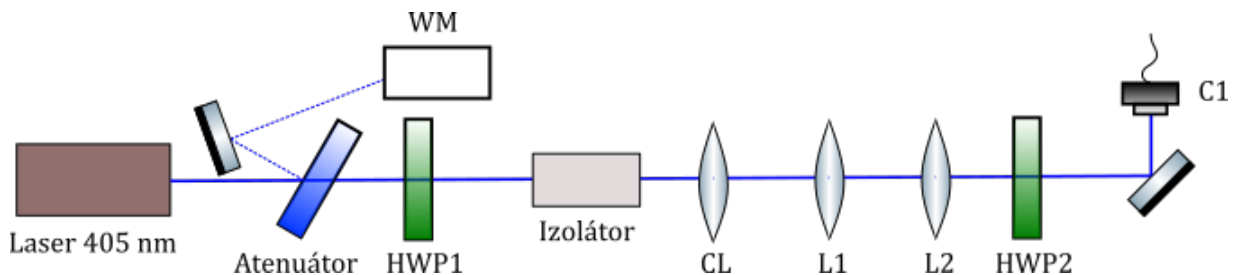
Fotony signálního módu jsou přivedeny na vláknový dělič 50:50, na obou výstupech jsou připojeny jednofotonové detektory (dále budeme naměřené četnosti detekcí fotonů na výstupech děliče označovat symboly N_1, N_2). Jalový mód je přiveden přímo na jednofotonový detektor a četnost detekcí fotonů značíme symbolem N_3 . Vyhodnocujeme dvojkoincidence $N_1 \cap N_3 \equiv N_{13}$, $N_2 \cap N_3 \equiv N_{23}$ a trojkoincidence $N_1 \cap N_2 \cap N_3 \equiv N_c$.

3 Experimentální metody

3.1 Čerpání zdroje

Schéma uspořádání čerpání je na obrázku 7. Čerpání je realizováno laserem Ondax Sure-Lock LM 405 s centrální vlnovou délkou 405 nm, jehož svazek je navázán do jednomódového polarizaci udržujícího vlákna (SM-PM). Jednomódové polarizaci udržující vlákno je použito z důvodu módové a polarizační stability. Z laseru vychází lineárně polarizovaný svazek o rozbíhavosti cca. 10 mrad. Tento svazek je navázán do vlákna pomocí soustavy čoček. Profil svazku z laseru je eliptický, proto je nutné použít cylindrickou čočku CL ($f_c = 200$ mm), pomocí které dostáváme kruhový profil svazku. Čočky L1 ($f_1 = 50$ mm) a L2 ($f_2 = 125$ mm) upravují šířku svazku a kolimují ho před fokuzací čočkou s ohniskovou vzdáleností 11 mm, která je součástí navazovače C1. Dále chceme navázat čerpací svazek do pomalé osy vlákna. K tomu je potřeba sladit lineární polarizaci svazku s touto osou. K tomu využíváme půlvlnnou destičku HWP2.

K nastavení výkonu čerpání zdroje využíváme atenuátor, který je umístěn za laserem. Takový způsob regulace výkonu čerpání využíváme zejména proto, abychom případnou změnou čerpacího napětí laseru nezpůsobili jeho destabilizaci. Zároveň, abychom měli dohled nad spektrem svazku z laseru, přivádíme zpětný odraz od atenuátoru na spektrometr MogLabs MWM001 (v obrázku 7 označen zkratkou WM). Laser je také nutné ochránit před případnými zpětnými odrazy na jednotlivých komponentech, které by mohly v případě zpětného odrazu přímo do laseru způsobit jeho nestabilitu nebo dokonce jeho poškození. K tomu využíváme izolátor, který zpětným odrazům zamezí. Před izolátorem je nutné nastavit lineární polarizaci pomocí půlvlnné destičky HWP1 tak, aby svazek co nejefektivněji procházel.



Obrázek 7: Schéma uspořádání čerpání pro zdroj korelovaných párů fotonů.

3.2 Generace párů fotonů

Schéma umístění jednotlivých komponent je znázorněno na obrázku 8. Lineárně polarizovaný čerpací svazek je fokusován na krystal PPKTP čočkou L4 s ohniskovou vzdáleností $f = 100$ mm, která je ve vzdálenosti 10 cm před krystalem. Krystal je dlouhý 6 mm a má 3 domény s různými periodami pólování ($\Lambda_1 = 9,9 \mu\text{m}$, $\Lambda_2 = 10 \mu\text{m}$, $\Lambda_3 = 10,075 \mu\text{m}$),

přičemž využívána je doména s periodou pólování $\Lambda = 10 \mu\text{m}$. Uprostřed krystalu je pološířka čerpacího svazku $24 \mu\text{m}$. Potřebnou pološířku svazku uprostřed krystalu, pro kterou je generace efektivní získáme pomocí teorie z článku [13]. Generované páry fotonů jsou také lineárně polarizované a jejich polarizace jsou vzájemně ortogonální, označujeme je jako signální a jalový mód.

Dále jsou generované módy kolimovány čočkou L5 s ohniskovou vzdáleností $f = 150 \text{ mm}$, která se nachází přibližně 17 cm za krystalem. Generované fotonové páry jsou separovány na děliči PBS. Po separaci fotonů na děliči označujeme rameno, které pokračuje v prošlém směru jako signální. Druhé rameno, které náleží směru odraženém na děliči označujeme jako jalové. Tento dělič vykazuje pro horizontálně polarizovaný svazek propustnost 98% a pro vertikálně polarizovaný svazek odraznost 99,9%. Průchodem tedy dostáváme dostatečně polarizačně čistý stav. Odražený svazek se polarizačně vyčistí díky opětovnému průchodu děličem, podrobněji v kapitole 3.5.

Oddělené módy, signální a jalový, jsou fokusovány čočkami s ohniskovými vzdálenostmi 11 mm, které jsou součástí navazovačů C4 a C5, do SM-PM vlákna.

V experimentu se také využívá laserové diody s centrální vlnovou délkou 810 nm. Svazek z této diody je přiveden do experimentálního uspořádání pomocí vyvazovače C2 a využívá se k justáži zdroje.

3.3 Filtrace

Po generaci fotonových párů je potřeba oddělit čerpací svazek od generovaného. K tomu slouží spektrální filtry. Za krystalem jsou umístěny dva spektrální filtry SEMROCK BLP01-625R-25 typu dolní propust (F1, F2). Stejně filtry (F3, F4) se také nachází před navázáním signálního a jalového módu do SM-PM vlákna. Každý z filtrů dává útlum 10^{-5} . To nám zaručí dostatečný útlum čerpacího svazku, aby jeho intenzita byla pod hodnotou temných detekcí detektorů.

Dalším filtrem v experimentálním uspořádání je interferenční filtr SEMROCK LL01-810-12.5 (IF), který má nejvyšší propustnost na vlnové délce odpovídající generovaným fotonům tj. 810 nm. Slouží k vybrání spektra generovaných fotonů o požadované šířce. Tento interferenční filtr vykazuje šířku propuštěného spektra 3,1 nm FWHM.

3.4 Polarizace

V experimentu je potřeba mít na několika místech kontrolu nad lineární polarizací svazku. K tomu využíváme půlvlnné destičky. Nejprve je nutné sladit lineární polarizaci čerpacího svazku s krystalem, aby generace probíhala co nejefektivněji. K tomu účelu slouží destička HWP3, která je umístěna před krystalem.

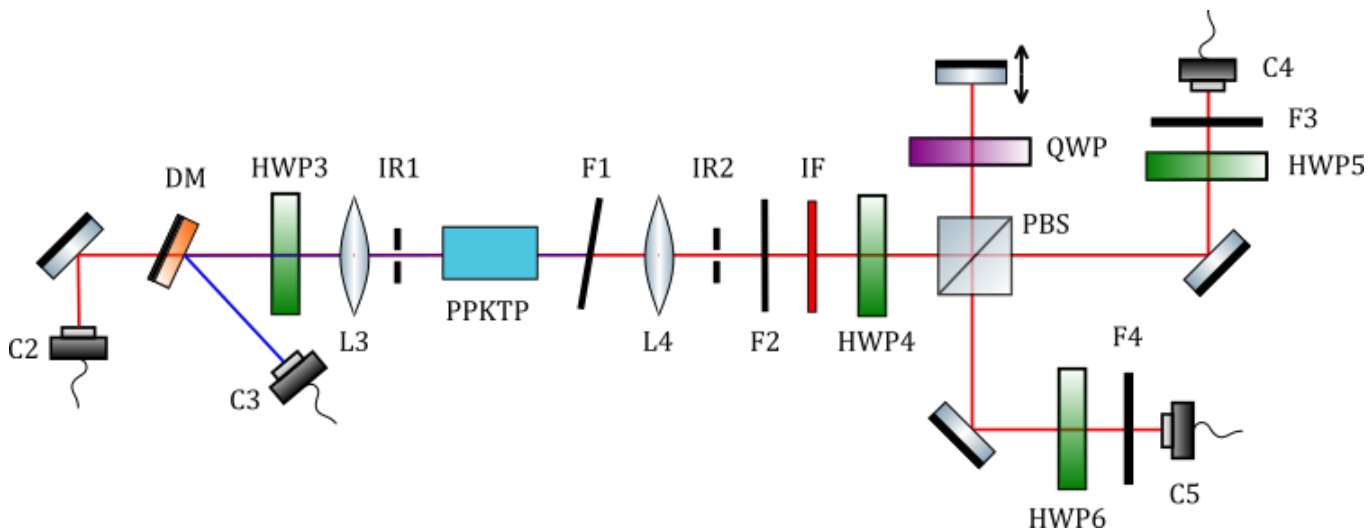
Dalším místem, kde je potřeba kontrola nad polarizací svazku je polarizační dělič PBS. Zde potřebujeme lineárně (H) polarizovaný signální mód a lineárně (V) polarizovaný jalový mód sladit s děličem. To jsme schopni provádět pomocí destičky HWP4.

V neposlední řadě je potřeba kontrola nad polarizací před navazováním do SM-PM vlákna, abychom sladili lineární polarizaci generovaných fotonů s pomalou osou vlákna. To provádíme pomocí půlvlnné destičky, na obrázku 8 jsou označeny jako HWP5 a HWP6.

3.5 Zpoždovací linka

Zpoždovací linka slouží k sjednocení optických drah signálního a jalového módu. Tím jsme schopni zavádět do experimentu vzájemné zpoždění mezi generovanými fotony a tak můžeme zajistit jejich časovou nerozlišitelnost. Ortogonálně polarizované fotony signálního a jalového módu jsou separované na děliči PBS tak, že lineárně H-polarizovaný signální mód prochází děličem, ale lineárně V-polarizovaný jalový mód se odrazí. Odražený jalový mód je přiveden na zrcátko, které se nachází na motorizovaném posuvu Newport MFA-CC, se kterým jsme schopni posouvat s rozlišením $0,1 \mu\text{m}$. Opakovatelnost dvoustranného posuvu je $1,5 \mu\text{m}$. Takto jsme schopni měnit optickou dráhu pro jalový mód a tím i vzájemné časové zpoždění mezi signálním a jalovým módem.

Po odražení na zrcátku se svazek vrací na dělič. Zde je potřeba aby jím prošel a pokračoval do svého ramene. Proto je nutné změnit jeho polarizaci z V na H. K tomu využíváme čtvrtvlnnou destičku QWP. Dvojitým průchodem touto destičkou společně s odrazem na zrcátku dosáhneme žádaného efektu. Průchodem přes dělič také docílíme lepšího extinkčního poměru pro jalový mód.

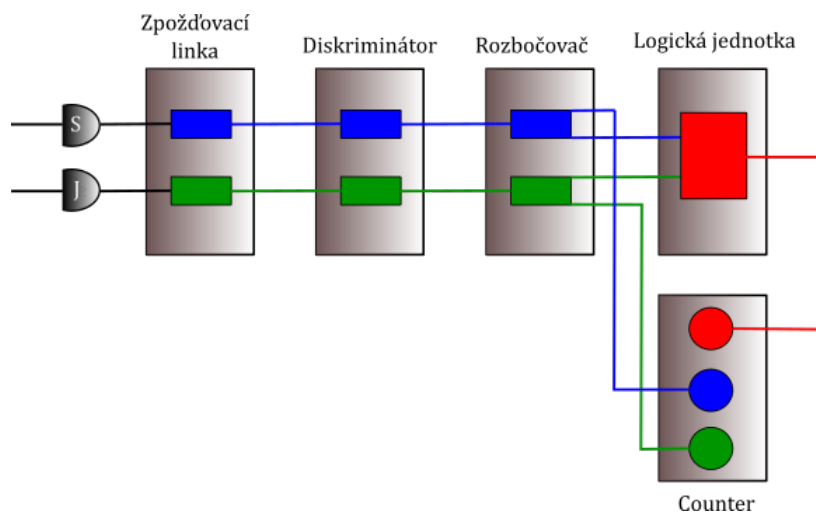


Obrázek 8: Schéma uspořádání zdroje korelovaných párů fotonů.

3.6 Detekční elektronika

K detekci generovaného signálu využíváme jednofotonové detektory. Ty jsou tvořeny lavinovou fotodiodou pracující v Geigerově režimu. Při detekci fotonu vysílají kladný elektrický TTL

impulz. Čítací elektronika ovšem pracuje v NIM negativním standardu. Proto je nutné impulzy z detektorů upravit. TTL impulzy z detektorů jsou přivedeny na invertory. Zde se kladný impulz invertuje na negativní. Dále jsou impulzy přivedeny na elektronickou zpoždovací linku Phillips Scientific 792. Zde se kompenzuje různá odezva detektorů a elektrické dráhy kanálů. Můžeme nastavit zpoždění jednotlivých impulzů s krokem 0,5 ns. Následuje diskriminátor Phillips Scientific 708, který převádí TTL impulz na NIM standard. Tento impulz je přiveden na rozbočovač Phillips Scientific 726, kde můžeme signál multiplikovat. Rozbočovač může mít 2 výstupy pro každý přivedený pulz. Poté následuje logická jednotka Phillips Scientific 754. Pro vyhodnocování koincidencí využívá operaci AND, kdy při alespoň částečném překryvu příchozích pulzů generuje výstupní NIM pulz. Velikost časového koincidenčního okna můžeme tedy nastavit šířkou vstupních pulzů. Během měření byla nastavena šířka koincidenčního okna na hodnotu 6 ns. Poslední součástí koincidenční elektroniky je čítač (counter) ORTEC 974A, který vyhodnocuje počet vstupních NIM impulzů za nastavenou dobu měření. Zde můžeme vyhodnotit jak počty detekcí jalového a signálního módu, jejichž impulzy dostáváme přímo z rozbočovače, tak počty koincidencí, které dostáváme z logického modulu. Schéma zapojení detekční elektroniky je na obrázku 9.



Obrázek 9: Schéma zapojení detekční elektroniky.

3.7 Justáž

Justáž čerpací linky

Jako čerpání označujeme výsledek čerpací linky, která je na obrázku 7. Nejprve umístíme laser. Jeho svazek jde rovnoběžně s optickým stolem ve výšce 90 mm. Dále jsou umístěny postupně jednotlivé komponenty. Umístění je takové, aby svazek procházel jejich středem. Také se snažíme, aby komponenty byly umístěny co nejvíce kolmo k svazku, jak je to možné. Toto nastavení provádíme pomocí zpětného odrazu, který nastavujeme tak, aby co nejvíce

kopíroval dráhu příchozího svazku. Nesmíme ovšem zpětný odraz nastavit přesně ve směru příchozího svazku, jelikož může dojít k destabilizaci nebo dokonce k poškození laseru. To platí zejména pro komponenty umístěné před izolátorem. Zpětný odraz od atenuátoru se využívá k měření spektra laseru.

Před izolátorem je potřeba sladit lineární polarizaci svazku z laseru s izolátorem. K tomu využíváme půlvlnnou destičku, kterou nastavíme tak, aby byl nejvyšší výkon po průchodu izolátorem.

Po optimalizaci navázání do SM-PM vlákna na prošlý výkon chceme dále sladit lineární polarizaci čerpacího svazku s pomalou osou vlákna. Využíváme k tomu půlvlnnou destičku. K justáži půlvlnné destičky použijeme polarizátor, který umístíme za vyvazovač na druhém konci vlákna. Měříme výkon prošlého svazku za polarizátorem. Pomocí otáčení půlvlnné destičky a polarizátoru hledáme ideální úhel otočení destičky. Hledáme pozici, při které bude nejvyšší extinkční poměr při otáčení polarizátorem (poměr maxima a minima signálu).

Justáž zdroje párů fotonů

K justáži zdroje párů fotonů nám pomáhá pomocná laserová dioda. Pomocný svazek je ve výšce 90 mm nad optickým stolem. Na tento svazek jsme nastavili dvě irisky, jejichž umístění je na obrázku 8. Ty nám poslouží k najustování směru a výšky čerpání po vyvázání s vlákna. Při této justáži jsou irisky maximálně zavřené. Díky dichroickému zrcátku, které čerpací svazek odráží a svazek z pomocné diody propouští a nastavení obou svazků na stejné irisky, máme zajištěné kolineární šíření pro oba svazky a můžeme tedy prvotní justáž provádět na silném signálu z pomocné diody.

Dále jsme postupně umístili další komponenty. Umístili jsme je tak, aby svazek procházel jejich středem. Také nastavíme komponenty tak, aby byly kolmo k svazku. Toho docílíme pomocí zpětného odrazu. Ten po najustování kopíruje směr ve příchozího svazku.

Prvotní navázání do SM-PM vlákna v signálním i jalovém ramenu provádíme na silném signálu z pomocné laserové diody. Po navázání silného signálu můžeme provádět navázání generovaného signálu z krystalu a dále již pomocnou diodu nevyužíváme.

Jakmile máme navázaný generovaný signál ve vlákne, můžeme nastavit půlvlnnou destičku před krystalem tak, abychom dostali co největší zisk generace. Také dojustujeme teplotu krystalu na takovou hodnotu, aby byla generace co nejefektivnější. K nastavení teploty krystalu využíváme teplotní ovladač Thorlabs TED4015. V našem případě je teplota krystalu nastavena na hodnotu 29,9 °C.

Generovaný signál chceme navázat do pomalé osy vlákna, abychom zachovali jeho lineární polarizaci. K tomu je potřeba nastavit lineární polarizaci signálního a jalového módu pomocí vlnových destiček. K nastavení vlnových destiček využíváme stejného postupu s použitím polarizátoru a nastavení nejvyšší hodnoty extinkčního poměru, který je popsán výše při justáži čerpání, konkrétně při jeho navázání do vlákna.

K další optimalizaci připojíme na vlákna na signálním a pomocném ramenu vláknový dělič 50:50. V tomto případě měříme detekce na obou výstupech děliče a jejich koincidence. Optimalizaci signální a jalového módu na koincidence provádíme následujícím způsobem. Vlnovou destičku, která optimalizuje H polarizaci signálního módu a V polarizaci jalového módu před děličem, otočíme o $22,5^\circ$. Díky tomu projde do každého ramene polovina signálního a polovina jalového módu. Nyní justujeme každé rameno zvlášť. Při justáži signálního ramene zablokujeme svazek na jalovém rameni a justujeme navázání do vlákna na maximální hodnotu koincidence. Justáž jalového ramene provádíme obdobným způsobem. Po najastování obou ramen na maximální hodnotu koincidence vracíme destičku zpět do původní polohy.

Po optimalizaci je potřeba znovu provést justáž teploty krystalu na co nejefektivnější generaci. Dále se opakuje krok s optimalizací navázání do jednomódového vlákna. Opakováním těchto postupů dosahujeme efektivnějšího zisku generace fotonových párů a eliminujeme případné chyby v justážním postupu.

4 Výsledky

K charakterizaci zdroje korelovaných párů fotonů používáme dvoufotonovou navazovací účinnost, která je definována jako

$$\eta = \frac{R_c}{\sqrt{R_s R_j}}, \quad (13)$$

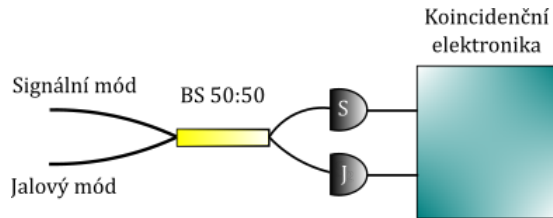
kde R_c je detekční četnost koincencí, R_s detekční četnost signálního módu a R_j je detekční četnost jalového módu.

Přestavovaný teplotně laděný zdroj korelovaných párů fotonů s krystalem PPKTP vykazuje po najustování dvoufotonovou navazovací účinnost $\eta = 36\%$ při zisku generace 125000 koincencí za sekundu na 1 mW výkonu čerpání.

Úhlově laděný zdroj s krystalem BBO má po najustování dvoufotonovou navazovací účinnost $\eta = 18\%$ při zisku generace 300 detekcí koincencí za sekundu na 1 mW výkonu čerpání.

4.1 HOM

K ověření nerozlišitelnosti generovaných párů fotonů a k určení kvality jejich nerozlišitelnosti nám slouží měření Hongova-Ouova-Mandelova (HOM) jevu. Schéma měření můžeme vidět na obrázku 10. Pro toto měření jsme připojili na výstup signálního a jalového módu vláknový dělič 50:50. Na výstupy děliče jsme připojili jednofotonové detektory Excelitas SPCM-830-14-FC.



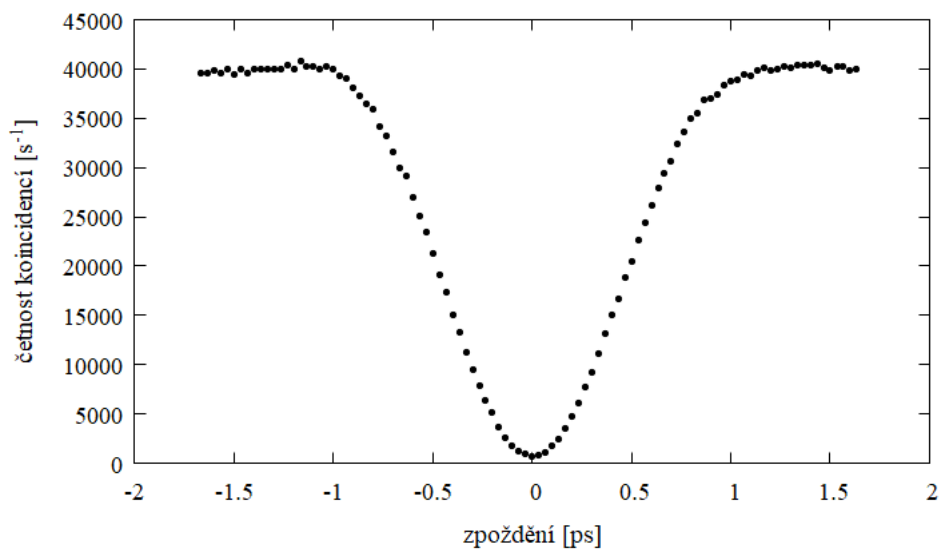
Obrázek 10: Schéma uspořádání pro měření HOM jevu.

Abychom dostali časovou nerozlišitelnost signálního a jalového módu, je nutné sladit jejich optické dráhy. K tomu slouží zpožďovací linka ve zdroji, která je realizována na jalovém rameni pomocí motorizovaného posuvu. Tak jsme schopni realizovat změnu optické dráhy jednoho ramene a tím i jeho časové zpoždění. Výsledkem měření HOM jevu je závislost počtu koincencí na časovém zpoždění mezi signálním a jalovým módem. Tuto závislost můžeme vidět na obrázku 11. Z naměřených dat jsme spočítali vizibilitu, která je dána vztahem

$$V = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max}}, \quad (14)$$

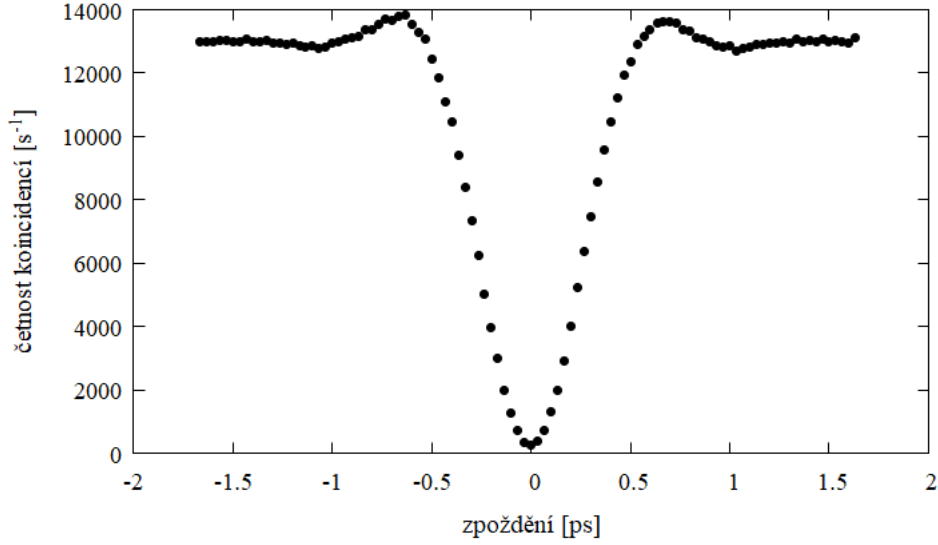
kde C_{min} značí minimum koincencí a C_{max} značí maximum koincencí v ustálené části. Naměřená hodnota vizibility je $V = (98,17 \pm 0,07)\%$.

V ideálním případě pro dokonale nerozlišitelné fotony dostáváme vizibilitu 100%, protože by pro tento případ klesla minimální hodnota koincidence na 0. V našem měření jsme ovšem omezeni nedokonalým vyvážením vláknového děliče, který je v případě použitého vláknového děliče 52,7:47,3. To nám limituje vizibilitu na 99,4%. Další omezení tvoří náhodné koincidence, které vznikají v důsledku délky koincidenčního okna 6 ns. Hodnota náhodných koincidence 180 det./s byla určena přímým měřením při vhodném nastavení elektronické zpoždovací linky. To nám limituje vizibilitu na hodnotu 99,7%. Dalším omezením výsledné vizibility je také rozlišitelnost generovaných fotonů. Po započítání limitů, které známe, dostáváme opravenou vizibilitu $V = 99,1\%$. Hodnotu 0,9 %, která zbývá do dosažení 100 %, připisujeme částečné rozlišitelnosti generovaných fotonů.



Obrázek 11: Závislost počtu detekcí koincidence na zpoždění mezi signálním a jalovým módem pro zdroj s krystalem PPKTP. Velikost značení naměřeného bodu přesahuje 2 směrodatné odchylky.

Pro porovnání jsme provedli měření HOM jevu na úhlově laděném zdroji s krystalem BBO. Naměřenou závislost četnosti detekcí koincidence na časovém zpoždění mezi signálním a jalovým módem můžeme vidět na obrázku 12. Vypočítaná hodnota vizibility činí $V = (98,16 \pm 0,04)\%$.



Obrázek 12: Závislost počtu detekcí koincidence na zpoždění mezi signálním a jalovým módem pro zdroj s krystalem BBO. Velikost značení naměřeného bodu přesahuje 2 směrodatné odchylky.

Tvar naměřeného HOM obrazce je dán Fourierovou transformací spektra generovaných fotonů. Pokud porovnáme výsledky měření zdroje s krystalem PPKTP a měření zdroje s krystalem BBO, vidíme rozdílnou šířku HOM obrazce. Pro zdroj s krystalem PPKTP je přibližně 2x širší. To je způsobeno užším spektrem generovaných fotonů z tohoto zdroje. V případě zdroje s krystalem BBO limituje spektrum generovaných fotonů použitý interferenční filtr.

4.2 Antikorelační parametr

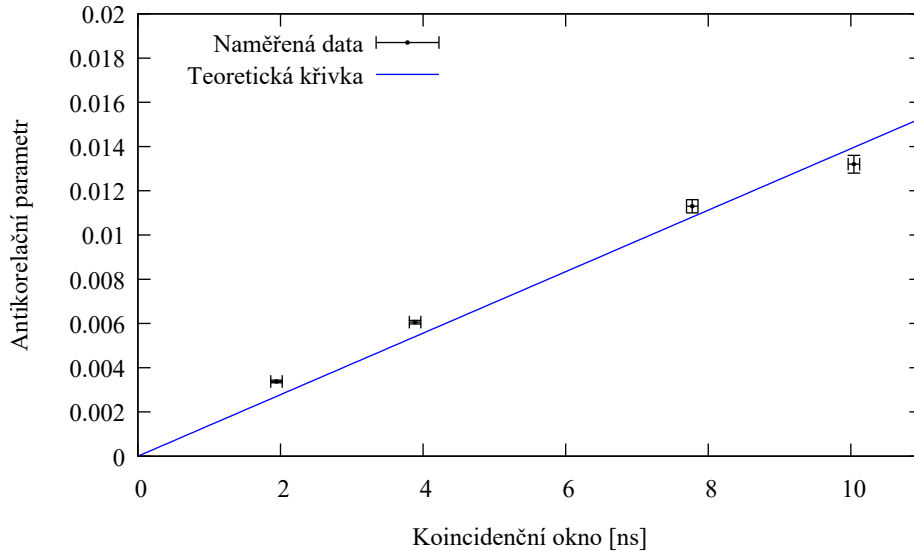
Měření antikorelačního parametru se provádí v Hanbury-Brownově a Twistově uspořádání (HBT). Schéma uspořádání pro toto měření můžeme vidět na obrázku 6.

Detektory mají obecně různou časovou odezvu, proto je potřeba impulzy, které ohlašují detekci fotonů, synchronizovat pomocí elektronické zpoždovací linky. Synchronizované impulzy jsou přivedeny do digitálně časového převodníku (DČP), který provádí jeho zpracování. Ve schématu, které je na obrázku 6, je DČP označen jako koincidenční jednotka a nahrazuje koincidenční elektroniku. Dovoluje také nastavit délku koincidenčního okna. Jako výstup dostáváme jak jednotlivé četnosti detekcí jalového a signálního módu, tak i hodnoty dvojkoincidence a trojkoincidence.

Antikorelační parametr můžeme vyjádřit vztahem (12). Zde vystupují četnosti dvojkoincidence N_{13} , N_{23} , trojkoincidence N_c a četnost jalového módu N_3 . Dále antikorelační parametr také závisí na délce koincidenčního okna a na výkonu čerpacího laseru. V obou případech očekáváme lineární závislost.

Pro proměření závislosti hodnoty antikorelačního parametru na délce koincidenčního okna

jsme použili výkon čerpání 1,1 mW. Výsledek měření můžeme vidět v tabulce 1. Na obrázku 13 můžeme vidět naměřené hodnoty antikorelačního parametru s chybovými přímkami v závislosti na koincidenčním okně. Vertikální chybové přímkky tvoří statistická nejistota při určení počtu detekcí. Horizontální chybové přímkky jsou dány neurčitostí při určení hodnoty koincidenčního okna. Tuto chybu jsme v případě použití DČP odhadli jako ± 1 bin. To odpovídá hodnotě ± 81 ps. Naměřené hodnoty jsou proloženy lineární funkcí.

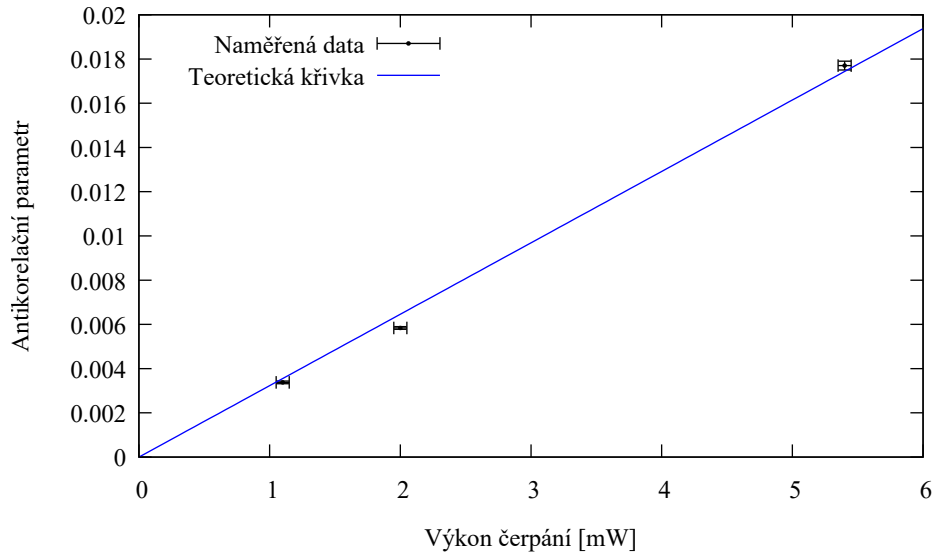


Obrázek 13: Závislost antikorelačního parametru na koincidenčním okně. Naměřené hodnoty jsou proloženy lineární funkcí.

Pro měření závislosti antikorelačního parametru na výkonu čerpacího laseru jsme nastavili koincidenční okno na hodnotu 2 ns. Výsledek měření je v tabulce 2. Závislost naměřené hodnoty antikorelačního parametru s chybovými přímkami na výkonu čerpání můžeme vidět na obrázku 14. Vertikální chybové přímkky tvoří statistická nejistota při určení počtu detekcí. Horizontální chybové přímkky jsme odhadli jako hodnotou, ve které při měření fluktoval výkon čerpání. Hodnota výkonu čerpání fluktovala během měření v rámci $\pm 0,05$ mW.

Hodnotu antikorelačního parametru jsme naměřili také na úhlově laděném zdroji s BBO krystalem. Abychom měli objektivní srovnání s přestavovaným teplotně laděným zdrojem s PPKTP krystalem, použili jsme následující nastavení experimentu. V obou případech jsme nastavili stejnou délku koincidenčního okna 7 ns. Výkon čerpání pro zdroj s krystalem PPKTP jsme nastavili na hodnotu 0,25 mW. Tuto hodnotu jsme použili proto, abychom dostali stejný součet dvojkoincidencí jako v případě úhlově laděného zdroje s krystalem BBO při výkonu čerpání 100 mW. Tím jsme chtěli co nejvíce přiblížit zisky generací fotonových párů pro oba zdroje. Pro zdroj s krystalem PPKTP získáváme hodnotu $\alpha_{PPKTP} = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$ a pro zdroj s krystalem BBO jsme naměřili hodnotu $\alpha_{BBO} = (8,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$.

Z výsledku je zřejmé, že pro podobné četnosti generovaných fotonových párů dostáváme



Obrázek 14: Závislost antikorelačního parametru na výkonu čerpání. Naměřené hodnoty jsou proloženy lineární funkcí.

pro představovaný zdroj nižší hodnotu antikorelačního parametru. To přisuzujeme vyšší dvoufotonové navazovací účinnosti pro zdroj využívající krystal PPKTP. Pro ideální jednofotonový zdroj by hodnota antikorelačního parametru byla rovna 0. Naše výsledky ukazují na generaci vícenásobných párů fotonu. Pokud bychom tedy porovnávali kvalitu jednofotonového zdroje pomocí antikorelačního parametru, zdroj s krystalem PPKTP vykazuje vyšší kvalitu.

Koincidenční okno [ns]	α
2	$(3,38 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
4	$(6,06 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$
8	$(11,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
10	$(13,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$

Tabulka 1: Měření antikorelačního parametru při výkonu čerpání 1,1 mW.

Výkon čerpání [mW]	α
1,1	$(3,38 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
2	$(5,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$
5,4	$(17,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$

Tabulka 2: Měření antikorelačního parametru při délce koincidenčního okna 2 ns.

5 Závěr

Práce se zabývá přestavbou a charakterizací zdroje korelovaných párů fotonů, který pracuje na principu parametrické frekvenční konverze. Detailně se věnuje fázovému sladění, stavbě zdroje a jeho následné optimalizaci.

Přestavovaný zdroj využívá jako nelineární médium periodicky pólovaný krystal KTP (KTiOPO_4) o délce 6 mm a periodě pólování $\Lambda = 10 \mu\text{m}$. Krystal je teplotně fázově sladěný pro kolineární konverzi typu II. Pro porovnání zde vystupuje druhý, již postavený zdroj, který jako nelineární médium využívá krystal BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$). Tento zdroj je na rozdíl od přestavovaného zdroje fázově sladěný pomocí úhlu mezi osou krystalu a vlnovým vektorem čerpání.

Pro charakterizaci zdroje jsme vybrali 3 experimenty - měření dvoufotonové navazovací účinnosti, měření HOM jevu a měření antikorelačního parametru. Stejně experimenty jsme také provedli na již postaveném zdroji, který jako nelineární médium využívá krystal BBO.

Prvním experimentem bylo měření dvoufotonové navazovací účinnosti. Zdroj s krystalem PPKTP vykazuje po najustování dvoufotonovou navazovací účinnost $\eta = 36\%$ při zisku generace 125000 koincidencí za sekundu na 1 mW výkonu čerpání. Pro zdroj s krystalem BBO máme dvoufotonovou navazovací účinnost $\eta = 18\%$ při zisku generace 300 detekcí koincidencí za sekundu na 1 mW výkonu čerpání. Periodicky pólovaný krystal PPKTP se s výhodou používá zejména díky vyšší efektivnosti generace fotonových párů.

Dalším experimentem bylo měření HOM jevu. Tímto experimentem můžeme ověřit nerozlišitelnost generovaných fotonů. Pro oba zdroje je vyhodnocena vizibilita. Přestavovaný zdroj vykazuje téměř dvojnásobnou šířku HOM obrazce oproti zdroji s krystalem BBO. To je způsobeno užší šířkou spektra přestavovaného zdroje.

Posledním měřením bylo měření antikorelačního parametru, které se provádí v HBT zapojení. Pro přestavovaný zdroj byla provedena série měření, pro ověření závislosti antikorelačního parametru na velikosti koincidenčního okna a na výkonu čerpání. Naměřené závislosti jsou proloženy lineární funkcí. U hodnoty antikorelačního parametru se obtížně určuje jeho kvalita v závislosti na kvantitě generovaných fotonů. Pro ideální jednofotonový zdroj je jeho hodnota rovna 0. Této hodnotě se můžeme přiblížit případným snížením výkonu čerpání, což ovšem znamená snížení zisku generace fotonových párů. Abychom porovnali výsledky měření tohoto parametru pro přestavovaný zdroj s krystalem PPKTP a zdroj s krystalem BBO, provedli jsme měření tak, aby byla hodnota generace fotonových párů co nejbližší. Pro zdroj s krystalem PPKTP získáváme hodnotu $\alpha_{PPKTP} = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$ a pro zdroj s krystalem BBO jsme naměřili hodnotu $\alpha_{BBO} = (8,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$.

Cílem práce bylo seznámení se základními postupy stavby zdroje korelovaných fotonových párů, jeho realizace a charakterizace pomocí vybraných měření. Další plán práce může vést k vývoji nové generace zdrojů.

Reference

- [1] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dušek, N. Lütkenhaus and M. Peev, *The security of practical quantum key distribution*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1301 (2009).
- [2] S. Polyakov and A. L. Migdall, *High accuracy verification of a correlated-photon-based method for determining photon-counting detection efficiency*, Opt. Express **15**, 1390-1407 (2007).
- [3] A. Aspuru-Guzik and P. Walther, *Photonic quantum simulators*, Nature Physics **8**, 285-291 (2012).
- [4] A. L. Migdall, S. Polyakov, J. Fan and J. Bienfang, *Single-Photon Generation and Detection*, (Academic Press, 2013).
- [5] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein and A. Zeilinger, *A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons*, Opt. Express **15**, 15377-15386 (2007).
- [6] K. Kato, E. Takaoka, *Sellmeier and thermo-optics dispersion formulas for KTP*, Appl. Opt. **41**, 5040-5044 (2002).
- [7] S. Emanuelli, A. Arie, *Temperature-dependent dispersion equations for $KTiOPO_4$ and $KTiOAsO_4$* , Appl. Opt. **42**, 6661-6665 (2003).
- [8] M. Fiorentino, Ch. E. Kuklewicz and F. N. C. Wong, *Source of polarization entanglement in a single periodically poled $KTiOPO_4$ crystal with overlapping emission cones*, Opt. Express **13**, 127-135 (2005).
- [9] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih and A. V. Sergienko *Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion*, Phys. Rev. A **50**, 5122 (1994).
- [10] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Phys. Rev. Lett. **59**, 20442046 (1987).
- [11] M. Fox, *Quantum Optics: An Introduction* (Oxford University Press, 2006).
- [12] P. Grangier, G. Roger and A. Aspect, *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*, Europhys. Lett. **1**, 173 (1986).
- [13] R. S. Bennink, *Optimal collinear Gaussian beams for spontaneous parametric down-conversion*, Phys. Rev. A **81**, 053805 (2010).