

Univerzita Palackého v Olomouci

Přírodovědecká fakulta

Katedra experimentální fyziky



Diplomová práce

**Analýza prostorových a spektrálních
vlastností parametrické sestupné
konverze pomocí čítání fotonů**

Autor: Bc. Jan Šupík

Vedoucí práce: doc. RNDr. Ondřej Haderka, Ph.D.

Studijní obor: Aplikovaná fyzika

Forma studia: Prezenční

Rok obhajoby: 2016

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora: Jan Šupík

Název práce: Analýza prostorových a spektrálních vlastností parametrické sestupné konverze pomocí čítání fotonů

Typ práce: Diplomová

Pracoviště: Katedra experimentální fyziky

Vedoucí práce: doc. RNDr. Ondřej Haderka, Ph.D.

Rok obhajoby práce: 2016

Počet stran: 51

Počet příloh: 0

Jazyk: Český

Abstrakt: Tato práce je zaměřena na sestupnou parametrickou konverzi, což je proces, při kterém vznikají korelované fotonové páry. Tyto páry byly využity pro absolutní měření účinnosti intenzifikované CCD kamery v závislosti na vlnové délce světla. Byly také zkoumány závislosti výsledných účinností na úhlu, pod kterým svazek vstupuje do krystalu. Získané výsledky sice řádově odpovídají teoretickým hodnotám, ale úhlové závislosti jsou velmi silné a bylo by dobré je prozkoumat hlouběji.

Klíčová slova: parametrická sestupná konverze, fotonové páry, absolutní kalibrace iCCD.

Bibliographic identification

Author's first name and surname: Jan Šupík

Title: Photocount analysis of spatial and spectral characteristics of parametric down-conversion

Type of thesis: Diploma

Department: Department of Experimental Physics

Supervisor: doc. RNDr. Ondřej Haderka, Ph.D.

Year of presentation: 2016

Number of pages: 51

Number of appendices: 0

Language: Czech

Abstract: This thesis is focused on parametric down-conversion, a process producing correlated photon pairs. These pairs were used for absolute measurement of wavelength-dependent efficiency of an intensified CCD camera.

Dependence of the measured quantum efficiency on the impinging angle of the beam on the crystal was also studied. Although results approximately correspond to theoretical values, angular dependence is very strong and it would be useful to explore it more deeply.

Keywords: parametric down-conversion, photon pairs, absolute calibration of iCCD.

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovával samostatně pod vedením doc. RNDr. Ondřeje Haderky, Ph.D. a že jsem použil zdroje, které uvádím v seznamu použité literatury.

V Olomouci dne 16.05.2016

Podpis

Děkuji doc. RNDr. Ondřeji Haderkovi, Ph.D za vedení a cenné rady při vypracování této práce a také za pomoc při vyhodnocování naměřených dat. Dále děkuji Mgr. Radkovi Machulkovi, Ph.D. za trpělivé vedení v laboratoři a pomoc při měření experimentálních dat. Také bych rád poděkoval doc. RNDr. Janu Peřinovi, Ph.D. za teoretické konzultace.

Tato práce byla podpořena interním grantem Univerzity Palackého v Olomouci (IGA_PrF_2015_004).

Obsah

Úvod	7
1. Teoretická část	8
1.1 Parametrická sestupná konverze	8
1.2 Měření kvantové účinnosti detektorů pomocí procesu SPDC	10
1.3 Matematický aparát zpracování dat a postup při jejich vyhodnocování	15
1.4 Intenzifikovaná CCD kamera	18
2. Experimentální část	20
2.1 Experimentální uspořádání	20
2.2 Použité vybavení	22
2.3 Příprava experimentu	23
2.4 Průběh experimentu	25
3. Výsledky a diskuze	27
3.1 Výsledky experimentu	27
3.2 Faktory ovlivňující experiment	41
3.3 Diskuze experimentální metody	42
4. Závěr	44
Seznam použité literatury	46
Seznam použitých symbolů a zkratk	50

Úvod

Parametrická sestupná konverze je jeden z nejčastěji používaných zdrojů korelovaných a entanglovaných fotonových párů, které vznikají v nelineárním krystalu „rozpadem“ čerpacího fotonu na dva subfrekvenční fotony. Fotonové páry mohou být použity jednak ke zkoumání zákonů kvantové fyziky, ale používají se také v aplikovaném výzkumu, např. v oblasti kvantové kryptografie a metrologie [1,2]. Do oblasti kvantové metrologie se řadí také tato práce, která se věnuje absolutní kalibraci detektoru světla, konkrétně iCCD kamery (intenzifikované CCD kamery). Absolutní kalibrace se vyznačuje tím, že nevyžaduje ke kalibraci etalon, např. kalibrovanou lampu nebo detektor [3,4]. Probíhá na základě zákonů kvantové fyziky. Hlavní předpoklad použité metody je fakt, že detekce jednoho fotonu z fotonového páru značí s jistotou přítomnost druhého fotonu, i když nemusel být detekován.

Cílem této práce je změřit spektrální závislost kvantové účinnosti iCCD kamery používané ve Společné laboratoři optiky Univerzity Palackého a Fyzikálního ústavu AV ČR (zkráceně SLO UP a FzÚ AV ČR). K měření je použita nově vyvinutá metoda na tomto pracovišti, která využívá spojení iCCD kamery se zobrazovacím monochromátorem. V této práci bude také studován vliv úhlu dopadu svazku na nelineární krystal na změřenou kvantovou účinnost.

1. Teoretická část

1.1 PARAMETRICKÁ SESTUPNÁ KONVERZE

Parametrická sestupná konverze (dále jen PDC, z anglického parametric down-conversion) je optický nelineární jev druhého řádu, který spočívá v interakci tří vln a který lze pozorovat např. v nelineárních krystalech s dostatečně velkou nelineární susceptibilitou druhého řádu $\chi^{(2)}$. Původně jediný obsazený mód elektromagnetického záření (nazývaný čerpací, anglicky pump) je absorbován médiem a s malou pravděpodobností interaguje se dvěma módy původně ve vakuovém stavu. Ty jsou následně obsazeny a dochází k emisi, která může být spontánní i stimulovaná. V dalším textu bude kladen důraz na spontánní emisi (SPDC). Nově vzniklé stavy (fotony) jsou z historických důvodů nazývány signální a jalový (občas také anglicky signal a idler). Nelineární interakci druhého řádu lze popsat interakčním Hamiltoniánem [5]

$$H = \varepsilon_0 \int_V dV \chi_{ijk}^{(2)} E_i E_j E_k, \quad (1)$$

kde E_i , E_j a E_k značí jednotlivé komponenty vektoru elektrického pole, V objem nelineárního média a ε_0 permitivitu vakua. Elektrické pole může být ve Fourierově reprezentaci vyjádřeno jako

$$E(\vec{r}, t) = \int d^3\vec{k} (E^{(-)}(\vec{k}) e^{-i(\omega(\vec{k})t - \vec{k}\vec{r})} + E^{(+)}(\vec{k}) e^{i(\omega(\vec{k})t - \vec{k}\vec{r})}), \quad (2)$$

kde $E^{(-)}$, resp. $E^{(+)}$ značí amplitudu záporné, resp. kladné frekvenční části, \vec{r} polohový vektor, \vec{k} vlnový vektor, ω úhlovou frekvenci a t čas. Dosazením (2) do (1), ponecháním relevantních členů a za předpokladu, že čerpací pole je tvořeno rovinnou monochromatickou vlnou dostaneme

$$H_{int}(t) = \varepsilon_0 \int d^3\vec{k}_s d^3\vec{k}_j \chi_{lmn}^{(2)} E_{pl}^{(+)} e^{i(\omega_p t - \vec{k}_p \vec{r})} E_{sm}^{(-)} e^{-i(\omega_s t - \vec{k}_s \vec{r})} \\ \times E_{in}^{(-)} e^{-i(\omega_j t - \vec{k}_j \vec{r})}, \quad (3)$$

kde zároveň došlo k záměně indexů $i, j, k \rightarrow l, m, n$ a elektrická pole odpovídající čerpacímu, signálnímu a jalovému fotonu byla indexována p, s, j . Je výhodné vyšetřovat čerpací pole klasicky a signální a jalové pole kvantovaně pomocí amplitudy kladné a záporné frekvenční části $E^{(+)}$ a $E^{(-)}$:

$$E^{(+)}(\vec{k}) = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{V}} a(\vec{k}) \quad E^{(-)}(\vec{k}) = i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{V}} a^\dagger(\vec{k}), \quad (4)$$

kde a^\dagger , resp. a značí kreační, resp. anihilační operátor a \hbar redukovanou Planckovu konstantu ($1,055 \cdot 10^{-34}$ J·s). Použitím poruchové teorie prvního řádu lze pro dvoufotonový stav dostat vztah

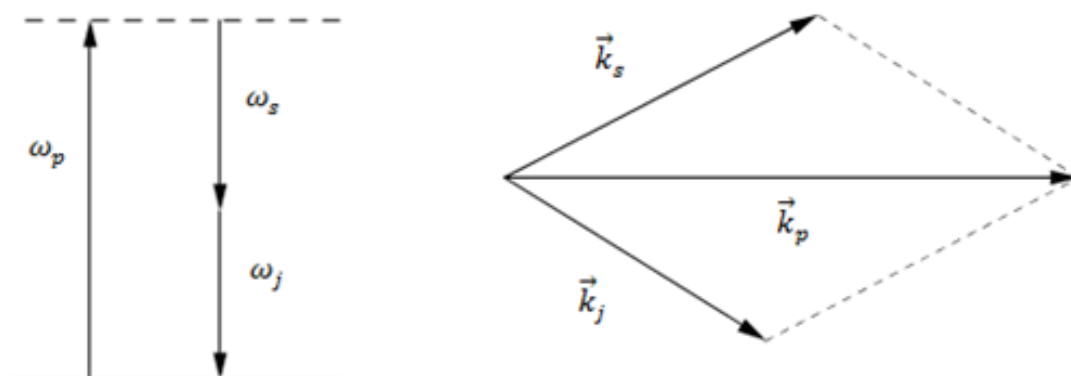
$$|\psi\rangle = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt H_{int}(t) |vac\rangle, \quad (5)$$

kde $|vac\rangle$ značí vakuový stav signálního a jalového pole (v případě SPDC). [6-11]

Vzniklé fotony jsou silně korelovány, např. v hybnosti, energii, frekvenci, čase atd. Tohoto efektu se v laboratorních podmínkách dosahuje použitím elektromagnetického pole o vysoké intenzitě, například z pulzního laseru. Při tomto procesu musí být splněny zákony zachování energie a hybnosti, které jsou vyjádřeny vztahy (6) a (7) níže. Tyto zákony jsou graficky znázorněny na obr. 1. Vztah (7) bývá také označován jako podmínka fázové synchronizace a její ne zcela přesné splnění snižuje pravděpodobnost nelineární interakce mezi čerpacím fotonem a krystalem. [6-11]

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_j \quad (6)$$

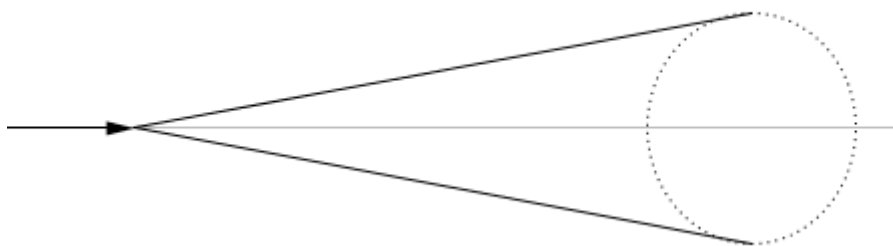
$$\hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_j \quad (7)$$



Obr. 1: Zákon zachování energie (vlevo) a hybnosti (vpravo) při procesu PDC.

Jako nelineární krystaly jsou nejčastěji používány krystaly LiIO_3 (jodičnan lithný), BBO (β -barium borát) nebo KH_2PO_4 (dihydrogen-fosforečnan draselný, zkráceně KDP), což jsou negativní jednoosé anizotropní krystaly ($n_e < n_o$). V nich může být fázová podmínka splněna dvěma způsoby. Podle nich dělíme PDC na typ I a typ II. Typ I se vyznačuje tím, že čerpací svazek je mimořádný a signální a jalový jsou svazky řádné. U typu II je čerpací svazek mimořádný, signální řádný a jalový mimořádný. Rozlišujeme také kolineární a nekolineární případ PDC. Při kolineárním jsou všechny vlnové vektory rovnoběžné. Z hlediska vlnové délky dělíme PDC na degenerovanou a nedegenerovanou. Degenerovaný typ se vyznačuje tím, že platí $\omega_s = \omega_j = \omega_p/2$. Fotony

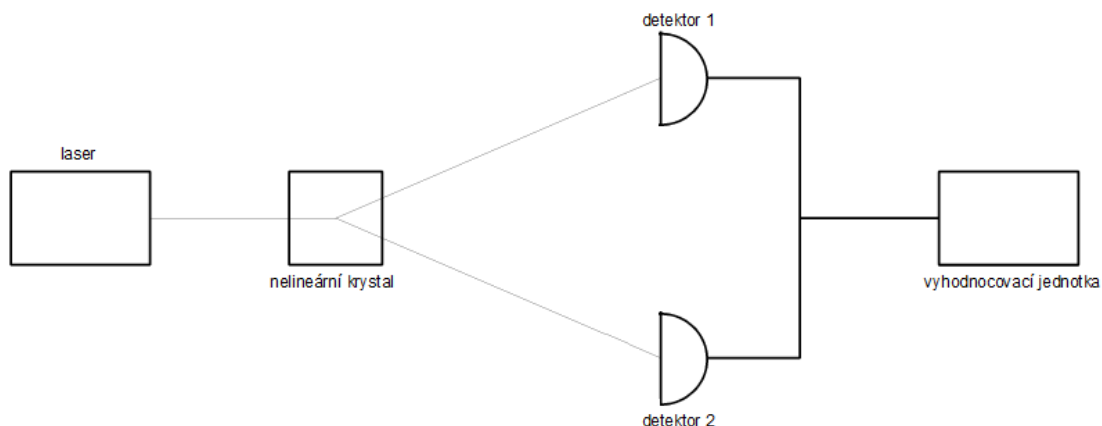
jsou z krystalu v případě typu I emitovány tak, že leží na plášti pomyslného kužele, který má osu symetrie ve směru čerpacího svazku, viz obr. 2. U typu II, který pro tuto práci nemá velký význam, je situace složitější. Obecně lze říci, že fotony jsou emitovány ve směru dvou kuželů, přičemž každý foton leží na plášti jednoho kužele. Emitované fotony mají spektrum vlnových délek dané vztahem (6) při splnění vztahu (7). Bylo také prokázáno (např. v [12]), že fotonové páry vzniklé při procesu PDC vykazují neklasické rysy. [6-11]



Obr. 2: Geometrie PDC typu I.

1.2 MĚŘENÍ KVANTOVÉ ÚČINNOSTI DETEKTORŮ POMOCÍ PROCESU SPDC

Proces SPDC byl poprvé teoreticky předpovězen W. H. Louisellem, A. Yarivem a E. Siegmanem roku 1961 [13]. Experimentálně byl později zkoumán D. C. Burnhamem a D. L. Weinbergem v roce 1970 [14]. Jejich práce se zabývá studiem zákonů zachování (6) a (7) a stanovením korelačního času, tedy časovým rozdílem mezi vyzářením jednotlivých fotonů fotonového páru. Jako první se také věnuje určení kvantové účinnosti detektorů světla a to na základě korelací počtu fotonů detekovaných dvěma detektory. Navržené experimentální uspořádání je uvedeno na obr. 2. Laserový svazek je přiveden do nelineárního krystalu, fotony signálního a jalového pole jsou prostorově odděleny a přivedeny na dva detektory. Jeden detektor slouží jako „trigrovací“ pro spuštění měření a účinnost druhého má být změřena. Z těchto detektorů je dále veden signál do vyhodnocovací jednotky, která vyhodnocuje počet koincidenčních detekcí, kdy oba detektory zároveň detekují foton. Při měření se využívá faktu, že fotony vznikají v párech a přítomnost signálového fotonu implikuje přítomnost jalového fotonu, který ale nemusel být detekován, a umožňuje zpětně zjistit jeho parametry. Toto uspořádání bylo použito nejprve pro detektory v režimu čítání fotonů, později také pro analogové detektory.



Obr. 2: Experimentální uspořádání podle [8].

Kvantová účinnost a -tého detektoru (resp. celého detekčního kanálu včetně ztrát před detektorem) η_a je definována vztahem (8a), kde N značí počet fotonových párů a N_a počet detekovaných fotonů ($a = 1, 2$). Užitím vztahu (8b) pro počet koincidenčních detekcí N_c lze odvodit výsledný vztah (8c) pro kvantovou účinnost jednotlivého detektoru. Tento vztah platí také po záměně indexů 1 a 2.

$$\eta_a = \frac{N_a}{N} \quad (8a)$$

$$N_c = \eta_1 \eta_2 N \quad (8b)$$

$$\eta_2 = \frac{N_c}{N_1} \quad (8c)$$

Ze vztahu (8c) je vidět, že měření η_2 je nezávislé na hodnotě η_1 . Velkou nevýhodou této metody je fakt, že předpokládá vznik pouze jednoho fotonového páru v daném časovém okamžiku a nemůže být použita pro silnější fotonové toky. Tato nevýhoda byla odstraněna v roce 2006 (tedy téměř o 40 let později) G. Bridou a jeho kolegy v práci [4], kteří vyvinuli metodu měření pro analogové detektory založenou na časové korelaci proudů tekoucími detekčním obvodem. Podrobnosti o této práci jsou uvedeny dále. Výsledky měření [14] při použití fotonásobiče ukazují rozdíl 30 % oproti kalibraci provedené pomocí kalibrovaného zdroje světla. Ta je ale zatížena chybou 20 %, takže jsou obě měření v přibližné shodě. Je nutno dodat, že toto je jedno z prvních měření a dnešní experimenty jsou mnohem přesnější.

D. N. Klyshko ve své teoretické studii [15] navrhuje použít proces SPDC spolu s dalšími nelineárními parametrickými procesy [6-8] nejen pro určení kvantové účinnosti detektorů světla. Hluběji rozvíjí teorii navrženou v [14] a navrhuje zmíněné procesy použít jako etalon svítivosti, jako prostředek pro určení efektivní teploty nekoherentního světla a jako zdroj jednotlivých fotonů s požadovanými parametry.

Ve své pozdější práci [16] dále pojednává i o kalibraci analogových detektorů. Tato teorie byla ovšem plně rozvinuta později G. Bridou a je uvedena na následující stránce.

Postupně byla provedena další měření účinnosti detektorů [17-24] založená na měření počtu koincidencí, která kromě fotonásobičů použila jako detektor také lavinové fotodiody. A. L. Migdall v pracích [3] a [25] tato měření včetně dřívějších měření shrnuje. Vyznačují se postupně vyšší přesností (relativní chybou až 0,5 % v [24] a rozdílem 1 % oproti kalibraci provedené klasickým způsobem). Proto autor navrhuje postupně zavádění této metody do praxe. Dále se věnuje možným zdrojům chyb a nepřesností při měření a jejich eliminaci. Tyto zdroje spatřuje ve fyzikálních procesech jako je absorpce a odraz fotonů na jednotlivých optických prvcích (což může být změřeno a zohledněno při vyhodnocování) a v chybách geometrického původu. Do těchto chyb řadí špatné seřízení systému a divergenci svazků (čerpacího, signálního i jalového). Z toho vyvozuje, že detektory musí být schopny pojmout fotony s různými vlnovými vektory pocházející z různých směrů. Ke zdrojům chyb řadí také temné detekce a temné pozadí, které mohou být mylně započteny jako fotony pocházející z fotonového páru, a je proto potřeba provést na tyto chyby korekce. Temné pozadí a temné detekce je možno změřit, když je proces SPDC vypnutý. Toho lze podle [25] dosáhnout umístěním polarizační destičky, která změní polarizaci čerpacího svazku o 90° nebo fyzickým zablokováním čerpacího svazku před krystalem. Při vyhodnocování jsou temné pozadí a temné detekce odečteny od naměřených dat. Zaznamená-li detektor (číslo 1) při měření N_d temných detekcí spolu s temným pozadím, lze vztah (8c) upravit do podoby [30]

$$\eta_2 = \frac{N_c}{N_1 - N_d'} \quad (9)$$

obdobně pro kvantovou účinnost η_1 .

G. Brida se se svými kolegy v pracích [26] a [27] podrobně věnuje kalibraci analogových detektorů. V těchto pracích je kvantová účinnost detektoru vypočítána na základě časových korelací mezi elektrickými proudy tekoucími detekčním obvodem. Celý proces detekce je modelován jako posloupnost náhodných elektrických pulzů generovaných dvěma detektory (jako na obr. 2) ve tvaru

$$i(t) = \sum_n q_n w(t - t_n), \quad (10)$$

kde q značí váhový koeficient amplitudy pulzu (odpovídající náboji na detektoru, v ideálním případě elementárnímu náboji $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C), w tvar pulzu o šířce τ_p , t čas a index n značí jednotlivé detekční události. Střední hodnotu výstupního proudu a-tého detektoru lze vyjádřit jako ($a = 1, 2$)

$$\langle i_a \rangle = \int \langle q_a \rangle w(t - t_a) \langle F_a(t_a) \rangle dt_a, \quad (11)$$

kde F_a značí střední hodnotu toku fotonů na jednotlivý detektor a $\langle q_a \rangle$ střední hodnotu náboje indukovaného při detekční události.

Jako výsledek je v práci [26] odvozen vztah pro autokorelační funkci a funkci vzájemné korelace proudů tekoucích detekčním obvodem. Tyto vztahy platí, je-li τ_p o mnoho větší než koherenční čas.

$$\langle i_1(t)i_1(t+\tau) \rangle = \langle i_1^2 \rangle + \eta_1 \langle q_1^2 \rangle F(\tau) [\langle F_1 \rangle + \eta_1 F] \quad (12)$$

$$\langle i_1(t)i_2(t+\tau) \rangle = \langle i_1 \rangle \langle i_2 \rangle + \eta_1 \eta_2 \langle q_1 \rangle \langle q_2 \rangle F(\tau) [\langle F_1 \rangle + F], \quad (13)$$

kde i_a ($a = 1, 2$) značí proud tekoucími jednotlivými detektory, q_a náboj indukovaný na jednotlivých detektorech, η_a kvantovou účinnost detektorů a τ časové zpoždění. $F(\tau)$ značí konvoluční funkci tvarů pulzu. F závisí na druhé mocnině zesílení Z a lze ho aproximovat jako $Z\langle F \rangle$. Pro zesílení platí vztah $q = eZ$. Rovnice (12) a (13) tvoří základ pro výpočet kvantové účinnosti analogových detektorů a mohou být dále zjednodušeny. Rozlišují se 3 případy:

1. Pulzy z jednotlivých detektorů se v čase nepřekrývají a platí $\langle F \rangle \tau_p \ll 1$. Tento případ odpovídá detektoru v čítacím režimu, pro autora není dost zajímavý pro hlubší zkoumání a jeho analýza by vedla ke vztahu analogickému vztahu (8c).
2. Pulzy se v čase překrývají, ale zesílení a fotonový tok jsou stále nízké ($\tau_p \gtrsim 1, Z^2 \ll 1$). V tomto případě platí pro kvantovou účinnost vztah

$$\eta_2 = \frac{\langle q_1 \rangle \langle q_1^2 \rangle \langle \delta i_1(t) \delta i_2(t+\tau) \rangle}{\langle q_2 \rangle \langle q_1 \rangle^2 \langle \delta i_1(t) \delta i_1(t+\tau) \rangle} \quad (14)$$

kde δ značí delta funkci, která aproximuje tvar pulzu.

3. Ve třetím případě jsou fotonový tok a zesílení detektoru příliš vysoké ($Z^2 \gtrsim 1$), rovnice (12) a (13) nelze zjednodušit a jejich obecné řešení neexistuje.

Práce [26] a především práce [27] se věnují kalibraci při stimulované PDC za přítomnosti dodatečného fotonového toku, na rozdíl od výše uvedených prací, které předpokládají spontánní emisi. Proces odvozování zanedbává spontánní emisi a je velmi podobný postupu výše. Výsledný vztah má podobu

$$\eta_2 = \frac{1}{2} \frac{\langle q_1 \rangle \langle q_1^2 \rangle \langle \delta i_1(t) \delta i_2(t+\tau) \rangle}{\langle q_2 \rangle \langle q_2 \rangle^2 \langle \delta i_1(t) \delta i_1(t+\tau) \rangle} \quad (15)$$

Další pokrok ve výzkumu měření účinnosti detektorů světla učinil G. Brida se svými spolupracovníky při použití CCD kamery [28]. V tomto případě byly vyhodnocovány prostorové korelace mezi detekovanými fotony. Experimentální uspořádání již nevyžadovalo použití dvou detektorů. Signální a jalový svazek byly po výstupu z krystalu zobrazeny spojnou čočkou na detektor, čímž vznikly dvě

oddělené symetrické oblasti detekce. Vzdálenost mezi krystalem a čočkou a čočkou a detektorem se rovnala ohniskové vzdálenosti čočky (tzv. 2f systém). Detekce tedy probíhala ve vzdáleném poli. Míra korelací je v tomto případě vyjádřena pomocí veličiny šumového redukčního faktoru (RF). Ten je definován jako fluktuace rozdílu počtu detekovaných signálních a jalových fotonů normalizovaná na úroveň výstřelového šumu. Pro měření je důležité, aby platilo $\eta_s = \eta_j$, tedy že oblast CCD kamery, na kterou dopadají signální fotony má stejnou kvantovou účinnost jako oblast, na kterou dopadají jalové fotony. Tyto účinnosti zahrnují i ztráty před detektorem. Požadované rovnosti může být dosaženo přímo při měření použitím vhodných filtrů nebo dodatečně při vyhodnocování dat, což je jednodušší. V tomto případě dochází k zániku dodatečného šumu a kvantová účinnost je závislá pouze na hodnotě RF a podílu počtu detekovaných signálních a jalových fotonů. V ideálním případě by tento podíl měl být roven jedné. Proces vyhodnocování předpokládá, že ke každému fotonu detekovanému v „signální“ oblasti detekce by měl existovat detekovaný jalový foton v „jalové“ oblasti detekce, který je s ním korelovaný, a naopak. Přítomnost nekorelovaných fotonů by znamenala kvantovou účinnost detektoru menší než 1 a projevila by se přítomností dodatečného šumu při měření. Samotné měření spočívá v pořízení série snímků, které jsou jednotlivě zpracovány a ze kterých je určena kvantová účinnost. Pro vyhodnocení měření je kriticky důležitých několik kroků: Správná identifikace „signální“ a „jalové“ oblasti detekce, určení jejich středu symetrie, eliminace zdrojů chyb, zejména zdrojů šumu (např. fluktuace v laseru nebo šum ve vyhodnocovací elektronice), a eliminace temného pozadí. Výsledky měření v práci [28] ukazují, že chyba měření je 2,9 %.

Nejnověji navržený typ metody měření kvantové účinnosti detektorů světla pomocí procesu SPDC je založený na měření fotonových rozdělích (popř. kvantových stavů) a jejich porovnání s teoretickými hodnotami. Poprvé tuto metodu navrhl a experimentálně zrealizoval v roce 2009 A. P. Worsley se svými spolupracovníky [29]. Jejich metoda využívá dvou samostatných detektorů s jednofotonovou citlivostí a je založena na rekonstrukci kvantového stavu fotonového páru vzniklého při procesu SPDC, který je dán společným rozdělením signálních a jalových fotonů. Dále je pomocí Frobeniovy normy definován rozdíl mezi teoretickým a experimentálně stanoveným rozdělením počtu signálních a jalových fotonů. Tento rozdíl je pomocí metody nejmenších čtverců minimalizován. Hodnoty kvantových účinností zde vystupují jako volné parametry při minimalizaci, při jejímž provedení jsou určeny. Metoda byla zrealizována i experimentálně s nejmenší dosaženou odchylkou 4 %. Byla také porovnána s metodou měření počtu koincidence se závěrem, že tato metoda nadhodnocuje výslednou kvantovou účinnost a s rostoucím výkonem čerpání roste také nadhodnocení.

Další přínos do oblasti měření účinnosti detektorů světla zaznamenal spolu se svými kolegy J. Peřina, Jr. ze SLO UP a FzÚ AV ČR [30-32]. Práce [30] a [32] jsou

podobně jako práce [28] založeny na analýze prostorových korelací mezi dvěma oblastmi na detekčním čipu iCCD kamery. Při měření je stanoveno dvourozměrné společné signálové a jalové rozdělení počtu fotoelektronů (SSJRE), které jsou generovány při detekčním procesu. Z něho jsou určeny první a druhé momenty. Toto rozdělení je následně fitováno pomocí metody nejmenších čtverců na teoretické rozdělení počtu fotoelektronů, které je získáno pomocí znalosti dvourozměrného společného signálového a jalového rozdělení počtu fotonů před detekcí (SSJRF) a podrobností detekčního procesu. Toto fitování se omezuje na získané první dva momenty, které lze určit s dostatečnou přesností. Hodnoty kvantových účinností zde, podobně jako v práci [29], vystupují jako volné parametry a jsou určeny při fitování. Matematický aparát prací [30] a [32] bude použit v experimentální části této práce pro určení kvantové účinnosti iCCD kamery a je podrobně popsán v části 1.3 tohoto textu.

Práce [31] se dále zabývá rekonstrukcí kvantového stavu fotonových párů. Použitý matematický aparát je velmi podobný aparátu použitému v pracích [30] a [32]. Tato práce je primárně zaměřena na rekonstrukci kvantového stavu, ukazuje, že ho lze provést pomocí měření prvního a druhého momentu fotonového rozdělení, a měření kvantové účinnosti je pouze její vedlejší výsledek. J. Peřina, Jr. se spolu s kolegy v práci [35] zabývá také kalibrací analogových detektorů. Jsou v ní studovány korelace v napětí na dvou oddělených detektorech, resp. korelace v počtu uvolněných fotoelektronů. Kalibrace zde probíhá ve dvou krocích. V prvním jsou, kvůli kvantové povaze fotonových párů a povaze detekce, stanoveny intervaly napětí pro správnou detekci počtu signálních a jalových fotonů. Tyto intervaly jsou stanoveny pomocí maxima kovariance fotoelektronů uvolněných z jednotlivých detektorů při detekci, která popisuje korelace mezi počty fotoelektronů. Znalost rozdělení počtu fotoelektronů umožňuje, podobně jako v předchozích pracích, fitování na teoretické rozdělení počtu fotoelektronů. Účinnosti detektorů se zde vyskytují jako volné parametry, které jsou určeny fitováním. Za předpokladu, že šum je slabý a může být s ohledem na počet fotonů ve fotonových párech zanedbán, lze metodu zjednodušit a oba kroky provést současně.

Teorie uvedená v pracích [29-33] byla také experimentálně ověřena s použitím iCCD kamery, hybridního fotodetektoru a detektoru s více časovými kanály. Relativní chyba výsledků těchto prací se pohybuje do 5 % a bylo by ji možné snížit vyhodnocením obsáhlejšího souboru naměřených dat.

1.3 MATEMATICKÝ APARÁT ZPRACOVÁNÍ DAT A POSTUP PŘI JEJICH VYHODNOCOVÁNÍ

Matematická teorie zpracování dat vychází z prací [30] a [32]. Během experimentu je změřen dvourozměrný histogram $f(c_s, c_j)$ SSJRE. Z něj jsou určeny jeho první $(\langle c_s \rangle, \langle c_j \rangle)$ a druhé $(\langle c_s^2 \rangle, \langle c_j^2 \rangle)$ a $\langle c_s c_j \rangle$ momenty. Index s , resp. j odpovídá

fotoelektronu uvolněnému při detekci signálního, resp. jalového fotonu. Pomocí znalosti prvních a druhých momentů rozdělení temného pozadí $\langle d \rangle$ a $\langle d^2 \rangle$ lze provést podle [30] korekci na toto pozadí a jsou získány výsledné momenty dvourozměrného SSJRE $\langle m \rangle$ a $\langle m^2 \rangle$ ($i = s, j$):

$$\begin{aligned}\langle m_i \rangle &= \langle c_i \rangle - \langle d_i \rangle \\ \langle m_i^2 \rangle &= \langle c_i^2 \rangle - 2\langle m_i \rangle \langle d_i \rangle - \langle d_i^2 \rangle \\ \langle m_s m_j \rangle &= \langle c_s c_j \rangle - \langle d_j \rangle \langle m_s \rangle - \langle d_s \rangle \langle m_j \rangle - \langle d_s d_j \rangle.\end{aligned}\quad (16)$$

Vyšetřované pole před detektorem se skládá ze tří složek: z fotonových párů (dále indexované f), signálních šumových fotonů (dále indexované s) a jalových šumových fotonů (indexované j). Každá z těchto složek je charakterizovaná počtem stejně obsazených efektivních módů M_i a středním počtem fotonů na mód b_i . Pomocí těchto parametrů lze podle [34-36] vyjádřit první a druhý moment počtu těchto fotonů n ($i = f, s, j$):

$$\begin{aligned}\langle n_i \rangle &= M_i b_i \\ \langle (\Delta n_i)^2 \rangle &= M_i b_i (1 + b_i)\end{aligned}\quad (17)$$

Vztah mezi SSJRF a SSJRE je dán kvantovou teorií měření [35] ($i = s, j$):

$$\begin{aligned}\langle m_i \rangle &= \eta_i (\langle n_f \rangle + \langle n_i \rangle), \\ \langle (\Delta m_i)^2 \rangle &= \eta_i^2 \left[\langle (\Delta n_f)^2 \rangle + \langle (\Delta n_i)^2 \rangle + \frac{1-\eta_i}{\eta_i} (\langle n_{fp} \rangle + \eta_i \langle n_f \rangle + \langle n_i \rangle) \right], \\ \langle \Delta m_s \Delta m_j \rangle &= \eta_s \eta_j \langle (\Delta n_f)^2 \rangle,\end{aligned}\quad (18)$$

kde η_s , resp. η_j značí účinnost oblasti detektoru, na kterou dopadají signálové, resp. jalové fotony. Za zmínku stojí fakt, že zanedbáním šumového členu $\langle n_i \rangle$ v první rovnici (13) a za předpokladu přítomnosti silného pole fotonových párů s mnoha obsazenými módy, kdy platí $\langle n_f \rangle = \langle (\Delta n_f)^2 \rangle$, lze ze vztahů (17) odvodit vztah pro kvantovou účinnost

$$\eta_s = \frac{\langle \Delta m_s \Delta m_j \rangle}{\langle \Delta m_j \rangle}, \quad (19)$$

což je analogie vztahu (8c). Záměnou indexů lze odvodit vztah pro η_j . Na rovnice (18) lze pohlížet jako na soustavu pěti rovnic pro 6 momentů prvního a druhého řádu počtu fotonových párů a počtu signálních a jalových šumových fotonů. Vezmeme-li jako parametr střední počet fotonových párů $\langle n_p \rangle$, lze odvodit ($i = s, j$):

$$\begin{aligned}
\langle n_i \rangle &= \frac{\langle m_i \rangle}{\eta_i} - \langle n_f \rangle, \\
\langle (\Delta n_i)^2 \rangle &= \frac{\langle (\Delta m_i)^2 \rangle}{\eta_i^2} - \frac{\langle \Delta m_s \Delta m \rangle}{\eta_s \eta_j} - \frac{1 - \eta_i}{\eta_i^2} \langle m_i \rangle, \\
\langle (\Delta n_p)^2 \rangle &= \frac{\langle \Delta m_s \Delta m_j \rangle}{\eta_s \eta_j}. \tag{20}
\end{aligned}$$

Toto řešení platí při splnění $0 \leq \langle n_f \rangle \leq \min\{\langle m_s \rangle / \eta_s ; \langle m_j \rangle / \eta_j\}$.

Teoretické dvourozměrné rozdělení počtu fotoelektronů uvolněných při detekci $p_c(c_s, c_j)$ je dáno znalostí SSJRF $p(n_s, n_j)$ a parametrů detekčního zařízení. SSJRF p je možno napsat jako konvoluci tří Mandel-Riceových rozdělení (viz [35]):

$$\begin{aligned}
p(n_s, n_j) &= \sum_{n=0}^{\min(n_s, n_j)} p(n; M_f, b_f) \\
&\times \sum_{n'_s=0}^{n_s-n} p(n'_s; M_s, b_s) p(n_s - n - n'_s; 0, b_f) \\
&\times \sum_{n'_i=0}^{n_i-n} p(n'_i; M_i, b_i) p(n_i - n - n'_i; 0, b_i), \tag{21}
\end{aligned}$$

kde $p(n; M, b) = \Gamma(n + M) / [n! \Gamma(M)] b^n / (1 + b)^{n+M}$ a Γ značí gama funkci. Efektivní počet módů M_i a střední počet fotonů na mód b_i mohou být z rovnic (17) vyjádřeny pomocí prvního a druhého momentu počtu fotonů ($i = f, s, j$):

$$\begin{aligned}
b_i &= \frac{\langle (\Delta n_i)^2 \rangle}{\langle n_i \rangle} - 1 \\
M_i &= \frac{\langle n_i \rangle^2}{\langle (\Delta n_i)^2 \rangle - \langle n_i \rangle}. \tag{22}
\end{aligned}$$

ICCD kamera s K pixely a počtem temných detekcí D na pixel a jednotku času je charakterizována pravděpodobností $T(c, n)$, že detekuje c fotonů z pole o n fotonech. Tu lze podle [37] vyjádřit jako ($i = s, j$):

$$T_i(c, n) = \binom{K_i}{c} (1 - D_i)^{K_i} (1 - \eta_i)^n (-1)^c \sum_{l=0}^c \binom{c}{l} \frac{(-1)^l}{(1 - D_i)^{K_i}} \left(1 + \frac{l}{K_i} \frac{\eta_i}{1 - \eta_i}\right)^n. \tag{23}$$

Tato rovnice tvoří základ vztahu mezi SSJRE a jeho teoretickými hodnotami:

$$p_c(c_s, c_j) = T_s(c_s, n_s) T_j(c_j, n_j) p(n_s, n_j). \tag{24}$$

Poslední krok při výpočtu kvantové účinnosti je fitování SSJRE na teoretické hodnoty pomocí metody nejmenších čtverců. Toto fitování se omezuje na první dva momenty, které lze určit s dostatečnou přesností. Při fitování hodnoty kvantových

účinností a střední počet fotonových párů $\langle n_p \rangle$ vystupují jako volné parametry. Výpočet probíhá pomocí minimalizace odchylky O obou rozdělení:

$$O = \sqrt{\left(\sum_{c_s, c_j=0}^{\infty} [p_c(c_s c_j) - f(c_s c_j)]^2\right)}. \quad (25)$$

Samotné zpracování dat probíhá pomocí programů pracovně nazvaných SPE analyzer a LOG analyzer. Oba byly vyvinuty ve SLO UP a FzÚ AV ČR. Program SPE analyzer se používá pro předzpracování dat, jeho účelem je odečtení temného pozadí a používá se pro rozpoznání jednotlivých detekčních událostí (např. při dopadu fotonu na rozhraní dvou pixelů nebo při přetečení pixelu vypočítává „těžiště“ a přesné místo dopadu fotonu). Následně je uživatelem výsledný obraz rozdělen na tzv. oblasti zájmu (typicky na oblast pro signální a jalové fotony). Nakonec jsou data zpracována programem LOG analyzer, který vyhodnocuje korelace mezi jednotlivými detekcemi. Vyhodnocování korelací probíhá tak, že prostorové korelace jsou vyhodnoceny mezi každými dvěma detekcemi zvlášť. Nakonec program vypočítá kvantové účinnosti podle vztahu (14). Postup vyhodnocování výše uvedeným složitějším postupem nebude v této práci použit, proto zde nejsou uvedeny podrobnosti o vyhodnocovacím softwaru.

Při měření byla pořízena série jednotlivých snímků ($\sim 10^5$). Tato série byla rozdělena na subsekvence a to tak, aby výkon laseru a z něho vyplývající počet detekcí v dané subsekvenci příliš nefluktoval. Snímky ve stabilních subsekvencích byly vyhodnoceny a následně byly výsledky statisticky zpracovány. Pro určení správné délky subsekvence bylo použito kritérium Allanova variance [38]. Tato variance umožňuje nalézt správnou délku periody, kterou má být fluktuující signál (spojitý i diskrétní) navorkován, aby byl vhodný pro statistické zpracování. Allanova variance je pro posloupnost počtu snímků x_n (pro diskrétní signál) definovaná jako

$$\sigma^2(\varphi) = \frac{1}{2\varphi^2} \langle (x_{n+2} - 2x_{n+1} + x_n)^2 \rangle, \quad (26)$$

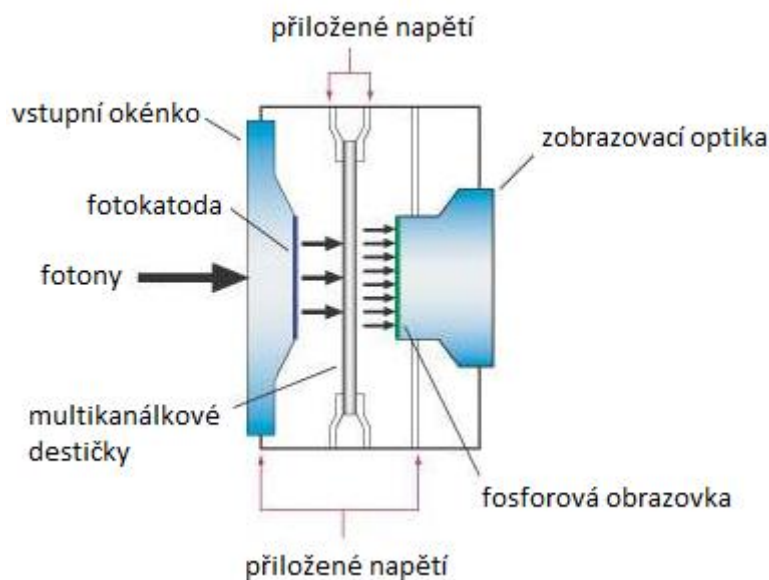
kde φ značí počet snímků v subsekvenci, kterým se daná série vzorkuje. Pro správné vyhodnocení dat je žádoucí, aby tato variance byla co nejnižší. Na druhou stranu platí, že čím kratší je výsledná délka subsekvence, tím méně dat obsahuje.

1.4 INTENZIFIKOVANÁ CCD KAMERA

Intenzifikovaná CCD kamera patří mezi detektory světla s jednofotonovou citlivostí, které zachovávají informaci o poloze. Její základ tvoří nízkošumový CCD čip. Tomu je předřazen tzv. intenzifikátor obrazu (viz obr. 3), který zesiluje světelný signál. Intenzifikátor obrazu byl původně vyvinut jako součást přístrojů pro noční vidění pro vojenské aplikace. Fotony dopadají na fotokatodu, kde dochází k emisi elektronů. Ty jsou poté urychleny přiloženým napětím (stovky voltů) a přivedeny

do mikrokanálových destiček s napětím několik kV. Zapínáním a vypínáním přiloženého napětí lze vytvořit elektronickou uzávěrku s vysokou rychlostí (nanosekundy a méně). V mikrokanálových destičkách dochází k multiplikaci elektronů, které poté dopadají na fosforovou obrazovku. Zde dochází ke zpětné přeměně elektronů na fotony. Ty následně procházejí zobrazovací optikou, která je tvořena optickými vlákny, nebo čočkami, a jsou detekovány na CCD čipu.

Dnes komerčně dostupné kamery používají intenzifikátory obrazu dvou generací: Druhé (GEN II) a třetí (GEN III). GEN II je tvořena bialkalickou nebo multialkalickou fotokatodou na křemenném skle a umožňuje detekovat kratší vlnové délky v UV oblasti. GEN III používá polovodičové fotokatody, např. z GaAs, s běžným sklem. Ty jsou citlivé ve viditelné a blízké IČ oblasti. Jsou ale náchylné na poškození v důsledku nečistot a k jejich ochraně se používá hliníková fólie upevněná na skle. Pro správnou funkci kamery ale musí být zvýšeno urychlovací napětí na cca 1 kV.



Obr. 3: Intenzifikátor obrazu iCCD kamery. Upraveno z [40].

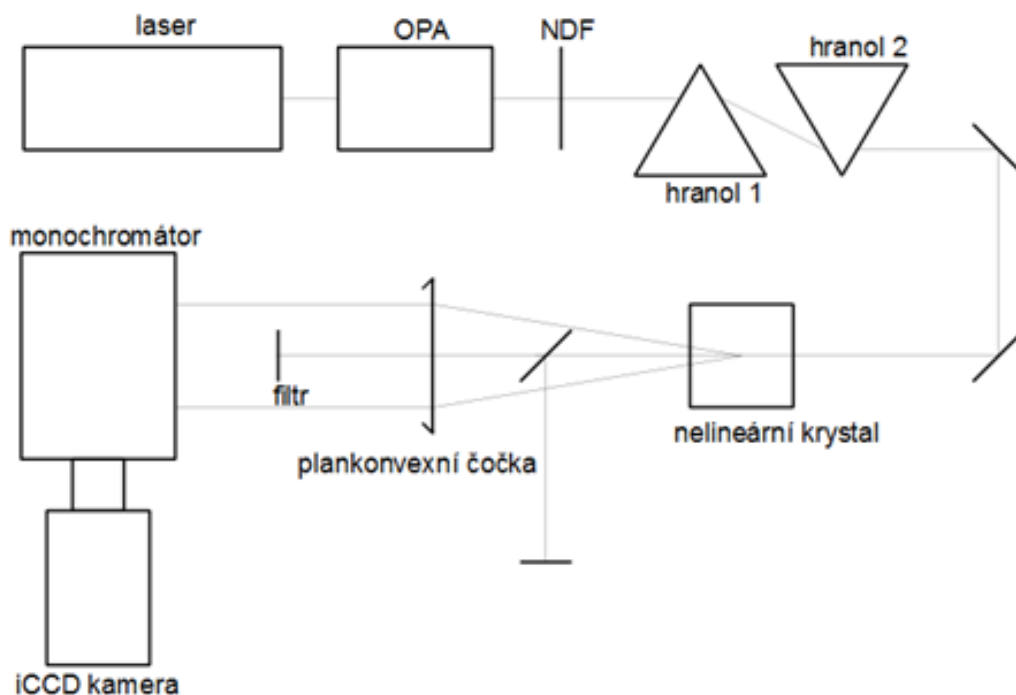
Důležitou součástí iCCD kamery je také chladič zařízení, které snižuje šum. Může být tvořeno ventilátorem, Peltierovým článkem nebo vodním okruhem. Zesílení kamery je přibližně 10^4 . Její prostorové rozlišení může být sníženo v důsledku faktu, že elektrony emitované z jednoho místa fotokatody mohou dopadnout do více otvorů v mikrokanálové destičce a elektrony z jedné mikrokanálové destičky mohou „rozsvítit“ více bodů fosforové obrazovky. Chyby mohou také vznikat v důsledku chyb v zobrazovací optice. [39, 40].

2. Experimentální část

2.1 EXPERIMENTÁLNÍ USPOŘADÁNÍ

Použité experimentální uspořádání je zobrazeno na obr. 4. Svazek vycházející z laseru prochází optickým parametrickým zesilovačem (OPA), který ho transformuje na žádanou čerpací vlnovou délku, neutrálním filtrem s nastavitelnou mírou zeslabení (NDF) a dvojicí disperzních hranolů, které mají za úkol odstranit nežádoucí vlnové délky vycházející z optického parametrického zesilovače spolu s čerpací vlnovou délkou. Poté je svazek přiveden do nelineárního krystalu, kde dochází k procesu SPDC. Vzniklé fotony dále procházejí plankonvexní čočkou, která je směřuje do zobrazovacího monochromátoru. Konvexní plocha této čočky je umístěna směrem k monochromátoru. Vzdálenost mezi krystalem a čočkou a mezi čočkou a monochromátorem je rovna ohniskové vzdálenosti čočky. Monochromátor dopadající fotony spektrálně rozloží a ty jsou poté detekovány iCCD kamerou, která měří intenzitu dopadajícího světla v závislosti na vlnové délce a poloze (výšce, kterou světlo prochází štěrbinou monochromátoru).

Čerpací svazek bylo po výstupu z krystalu nutné eliminovat kvůli riziku poškození monochromátoru příliš vysokou intenzitou. K tomu bylo použito zrcátko a hranové filtry, v jednom případě polarizační dělič svazku, a to v různém pořadí. Na obr. 4 je konkrétní uspořádání pro vlnovou délku čerpání 280 nm.

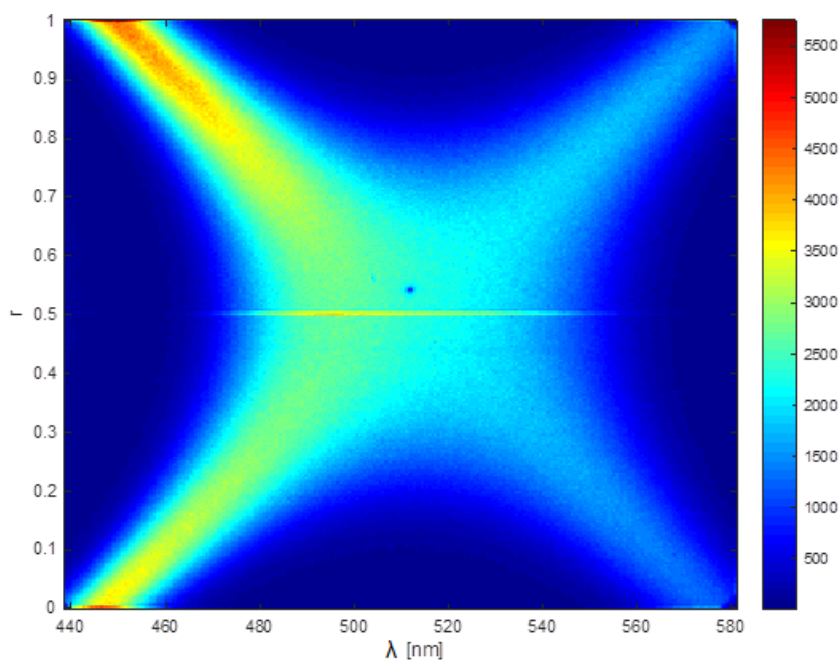


Obr. 4: Experimentální uspořádání.

Experimentální uspořádání bylo potřeba přizpůsobit vlnové délce čerpání. Toto přizpůsobení se kromě komponent nutných pro eliminaci čerpacího svazku za krystalem týkalo hlavně změny polohy hranoly 2 a na něj navazujících zrcátek. Bylo také potřeba přizpůsobit typ zrcátek svazku. Při experimentu nebyla na rozdíl od práce [32] měřena přítomnost šumových fotonů, měřeno bylo pouze temné pozadí a pro filtrování vlnových délek ze signálových a jalových polí nebyly použity interferenční filtry.

Kromě čerpacího svazku vycházel z parametrického zesilovače také tzv. justážní svazek, jehož druhá harmonická frekvence byla právě čerpací svazek. Tento justážní svazek neprocházel hranoly a před krystalem byl navázán na stejnou optickou dráhu jako čerpací svazek. V jednom okamžiku ale bylo možné pracovat pouze s jedním z těchto dvou svazků. Účelem justážního svazku bylo umožnit správnou justáž optických prvků od krystalu dále.

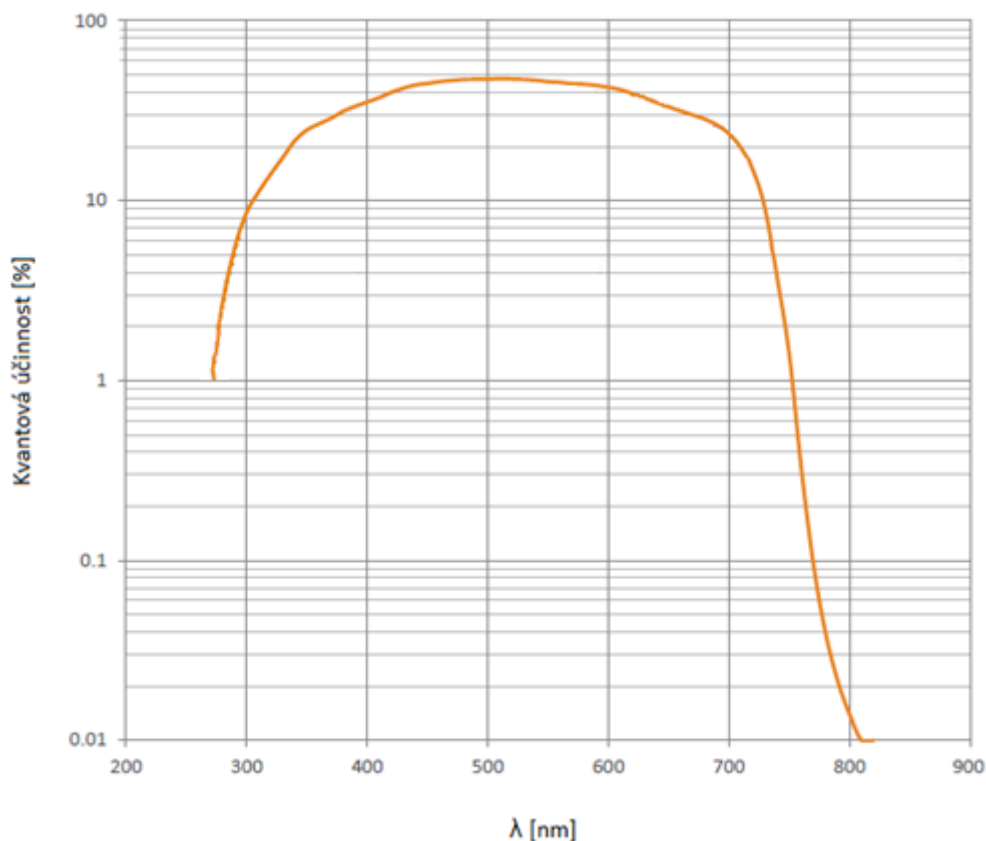
Experiment spočíval ve studiu mírně nedegenerovaného případu SPDC typu I. Typický naměřený snímek měl podobu jako na obr. 5. Jsou na něm zobrazeny všechny detekční události, proto se označuje také jako kumulativní. Na snímku je patrný obrazec přibližně ve tvaru písmene X. Tento tvar vychází z geometrického uspořádání detekovaných fotonových párů (viz obr. 2) a z jejich zobrazení monochromátorem. Při vyhodnocování byly ze snímku vyňaty vždy dva souměrné horizontální pruhy (jeden „signální“ a druhý k němu konjugovaný „jalový“), ve kterých byly hledány korelace. Toto rozdělení je na obrázku patrné jako horizontální linie uprostřed snímku. Dále byl snímek rozdělen vertikálními liniemi. Tímto postupem bylo možné z měření s jednou čerpací vlnovou délkou stanovit kvantovou účinnost pro interval vlnových délek.



Obr. 5: Ukázka kumulativního snímku získaného při měření.

2.2 POUŽITÉ VYBAVENÍ

- **Laser:** Při experimentu byl použit laserový systém od společnosti Coherent Inc., který se skládal z titan-safírového laserového oscilátoru Micra-5, který je čerpán diodovým laserem, a z titan-safírového regenerativního laserového zesilovače Legend Elite F-1K-HE, který zesiluje svazek vytvořený v laserovém oscilátoru. Na laserový zesilovač navazoval optický parametrický zesilovač Topas C. Pracovní vlnová délka laserového oscilátoru byla nastavena na 800 nm s šířkou čáry 50 nm FWHM, opakovací frekvence byla 80 MHz a délka pulzu 130 fs. Výkon byl 500 mW. Princip generace pulzů v laserovém oscilátoru byl založen na synchronizaci módů Kerrovskou čočkou. Po průchodu laserovým zesilovačem se opakovací frekvence snížila na 1 kHz a šířka čáry na 10 nm. Během měření se celkový výstupní výkon laserového zesilovače pohyboval v rozsahu (3,4-4,2) W. [41]
- **Optický parametrický zesilovač (OPA):** OPA konvertuje svazek vycházející z laserového zesilovače na vlnovou délku žádanou pro experiment. Rozsah možné konverze je (240-2600) nm. Proces konverze je založen na generaci bílého kontinua, ze kterého je následně pomocí série nelineárních procesů vybrána žádaná vlnová délka. Tento proces probíhá s různou konverzní efektivitou. OPA je řízen pomocí počítače, který má přednastavenou polohu prvků charakterizujících dané nelineární procesy (polohy krystalů, dráhové rozdíly apod.) pro každou vlnovou délku. Tyto polohy lze ovládat ručně a doladit tak efektivitu konverze a výstupní výkon. Ten se pro různé vlnové délky použité při měření pohyboval v rozsahu (50-60) mW. [41]
- **Nelineární krystal:** Při experimentu byl použit nelineární krystal složený z beta-baryum borátu (β -BaB₂O₄, zkráceně BBO). Tento krystal patří mezi jednoosé anizotropní krystaly bez středu symetrie. Rozměry použitého krystalu byly 8x8x5 (mm)³, sklon hlavní osy $\theta = 50^\circ$ a vyroben byl firmou Eksma Optics. [42]
- **Monochromátor:** Při experimentu byl použit monochromátor Solis Shamrock SR-303i s výměnnými difrakčními mřížkami a nastavitelnou šířkou štěrbin od firmy Andor. Jeho detekční rozsah je (190-10⁴) nm v závislosti na použitém detektoru a přesnost nastavení centrální vlnové délky $\pm 0,2$ nm. Tento monochromátor má rozlišení ve vlnové délce 0,1 nm. [43]
- **iCCD kamera:** Při experimentu byla použita iCCD kamera New iStar iCCD 334T-18U-63 od firmy Andor s intenzifikátorem GEN III. Tato kamera je citlivá v rozsahu (280-760) nm. Má aktivní plochu senzoru (13,3x13,3) mm², počet pixelů 1024x1024 a je plně kompatibilní s monochromátorem, který je vybaven otvorem pro její připojení, a mají také společný ovládací software. [41] Teoretická závislosti účinnosti fotokatody kamery na vlnové délce dopadajícího světla je uvedena na obr. 6. Experimentálně bylo zjištěno (např. v [31, 32]), že reálná účinnost kamery jako celku je přibližně poloviční. Je to způsobeno reflexí a absorpcí fotonů na vstupním okénku kamery a zejména ztrátami primárních fotoelektronů při navázání do mikrokanálkové destičky. [43]



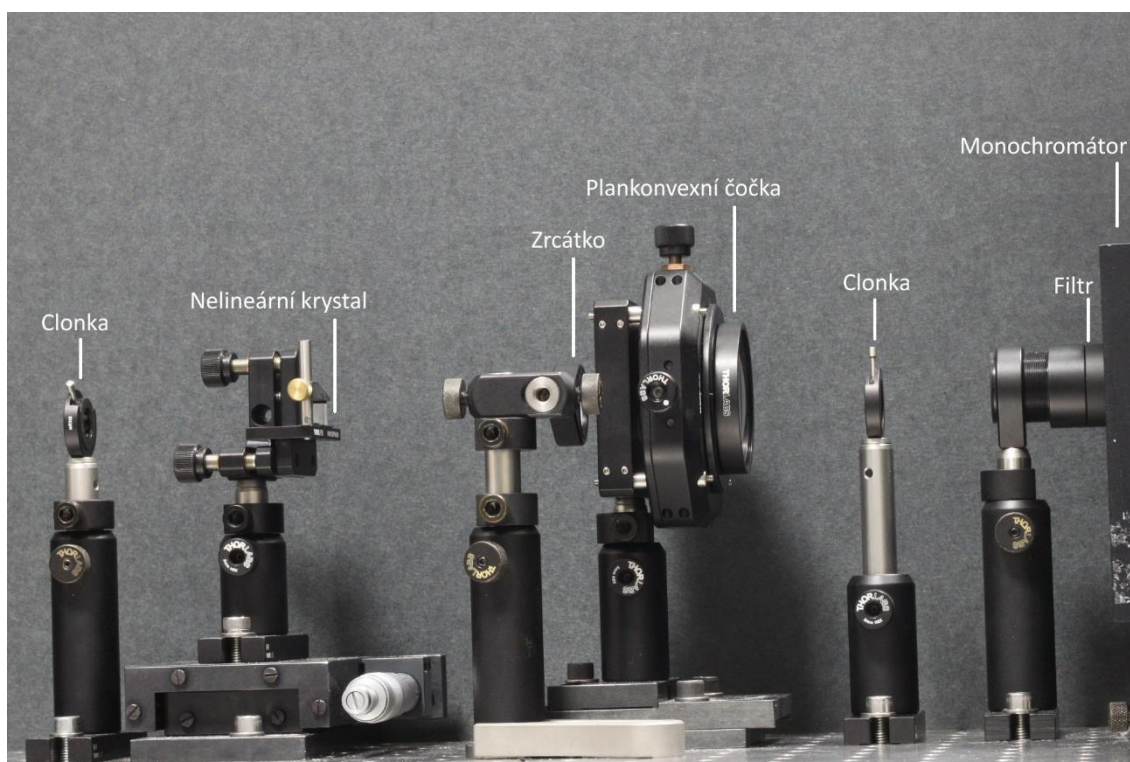
Obr. 6: Teoretická závislost kvantové účinnosti fotokatody iCCD kamery na vlnové délce čerpání. Upraveno z [43].

Dále byly použity optické komponenty od firmy Thor Labs (zrcátka, clonky, držáky apod.) a bylo použito několik zrcátek od firmy Eksma Optics. Pro časovou synchronizaci laseru a iCCD kamery byl použit generátor zpoždění DG545 od firmy Stanford Research Systems, který umožňoval synchronizaci s pikosekundovou přesností. Pro kontrolu vlnové délky čerpání byl použit spektrometr QE 6500 od firmy OceanOptics a pro měření výkonu laseru byl použit přístroj Coherent FieldMax II-TO s měřicí hlavou PowerMax PM10. Celý experiment byl realizován na pneumaticky odpruženém stole od Newport Corporation.

2.3 PŘÍPRAVA EXPERIMENTU

Před prací na samotném experimentu bylo nutné seřídít celý laserový systém a maximalizovat tak jeho výkon a kvalitu svazku. Toto seřízení bylo potřeba opakovat kdykoliv, když výrazně klesnul výkon. Při změně vlnové délky byl samostatně doladěn pouze parametrický zesilovač OPA. Každý den po příchodu do laboratoře bylo také nutné nechat laser (30-45) min stabilizovat a zkontrolovat jeho výkon. Poté byl sestaven samotný experiment podle obr. 4 a jeho popisu výše v textu. Dále budou uvedeny pouze důležité kroky.

Za laser a za disperzní hranoly byla umístěna dvojice zrcátek a dvojice clonek, aby bylo možné laserový svazek přesně nasměrovat experimentem do monochromátoru. Disperzní hranoly byly nastaveny na úhel nejmenší deviace. Poloha čočky a monochromátoru byla nastavena na kolmý dopad svazku a poloha krystalu byla nastavena tak, aby svazek vstupoval do jeho středu. Byla použita čočka o ohniskové vzdálenosti 150 mm. Centrální část experimentu (od krystalu po monochromátor) je zobrazena na obr. 7. ICCD kamera je napojena na bok monochromátoru a na snímku tudíž nemohla být zachycena. Toto uspořádání odpovídá vlnové délce čerpání 280 nm.



Obr. 7: Fotografie centrální části experimentu.

Obraz svazku snímáný kamerou byl vystředěn a zaostřen rotací kamery a mírou jejího zasunutí v monochromátoru. Nakonec bylo nutno provést synchronizaci laseru s kamerou tak, aby kamera zaznamenávala laserové pulzy. Kamera byla napojena na spouštěcí signál z laseru, který byl veden přes generátor zpoždění, jehož zpoždění bylo nutné nastavit. Vycházelo se přitom z faktu, že frekvence laseru byla 1 kHz, což odpovídá časovému oknu 1 ms na jeden pulz. Postupně byly pořizovány série 10 snímků nejprve o délce 0,1 ms a dále 10x kratší až do limitu uzávěrky kamery. Číslo snímku, na kterém byl zaznamenán laserový pulz, odpovídalo časovému zpoždění pulzu vůči začátku snímání. Toto zpoždění bylo přičteno k celkovému časovému zpoždění, nastaveno na kameře a dále byla pořizována další série snímků, která

zpřesňovala celkové zpoždění měření na nižším řádu. Celkové zpoždění bylo naměřeno na 3860 ns a bylo použito v kombinaci s časem uzávěrky kamery 8 ns. Před každým měřením byla hodnota zpoždění zkontrolována.

2.4 PRŮBĚH EXPERIMENTU

Před zahájením měření byla na zesilovači OPA nastavena čerpací vlnová délka λ_p a byl maximalizován její výkon. Tato činnost byla velmi náročná, protože výkon místy neočekávaně a z neznámých příčin výrazně klesnul (občas až na nulu) a bylo potřeba celou činnost opakovat. Hodnota vlnové délky byla také zkontrolována pomocí spektrometru. Poté byly čerpací i justážní svazek pomocí zrcátek nasměrovány tak, aby procházely celým experimentem středy všech clonek, a byla zkontrolována pozice hranolů. Bylo nutné také ověřit kolmý dopad svazku na čočku. Dále byl, v závislosti na vlnové délce, zvolen vhodný způsob eliminace čerpacího svazku za krystalem. Seznam komponent použitých pro tuto eliminaci spolu se seznamem vlnových délek použitých při měření je uvedený v tabulce 1. Během měření měly všechny vlnové délky horizontální polarizaci určenou zesilovačem OPA a pro správnou funkci experimentu ji nebylo potřeba dále upravovat.

λ_p [nm]	Prvky eliminující čerpací svazek
280	zrcátko UVFS, filtr 325R
253	zrcátko UVFS, filtr 325R
238	filtr 325R
325	filtry LP364, LP532
362	polarizační dělič, filtr LP532

Tabulka 1: Seznam vlnových délek čerpání se seznamem prvků k jejich eliminaci.

Poté byl nastaven monochromátor: mřížka 300 čar mm^{-1} , šířka štěrbiny 100 μm (čerpací vlnová délka 280 nm byla změřena i s šířkou 50 μm). Jako centrální vlnová délka byl zvolen dvojnásobek λ_p , což odpovídá degenerovanému případu PDC. Jednotlivé čerpací vlnové délky byly zvoleny tak, aby se intervaly, pro které byla vypočtena kvantová účinnost ze dvou po sobě následujících měření, vzájemně překrývaly. Změnou úhlu, pod kterým svazek dopadal na krystal (náklonem krystalu) bylo dosaženo požadovaného úhlu kvazikolineárního procesu. Tím se měnila i podoba obrazu na iCCD kameře. Celý experiment od krystalu až po monochromátor byl zakryt černými deskami, aby dovnitř nepronikalo rozptýlené světlo z laboratoře. V laboratoři bylo také zhasnuto osvětlení. Pak byla zkontrolována synchronizace iCCD kamery a laseru a nastaveny parametry snímání obrazu: Čas uzávěrky 8 ns, frekvence vyčítání 1 MHz, sdružování pixelů („hardware binning“) 4x4, maximální chlazení (-20 °C), maximální zesílení, externí spouštění. Z parametrů a nastavení kamery a laseru lze

odvodit, že kamera zaznamenávala snímky s frekvencí (10-20) Hz. Snímky byly zaznamenány a uloženy jednotlivě za sebou (v sérii).

Následně bylo třeba pomocí NDF nastavit potřebnou intenzitu světla vstupující do krystalu. Byl nasnímán vzorek 500 snímků, který byl vyhodnocen programem SPE analyzer. Účelem bylo nastavit takovou intenzitu, aby na jeden snímek připadalo cca 30 detekcí, což je maximální počet detekcí, při kterém nedochází k jejich překryvu. V pozdější fázi experimentu bylo nutné tento počet zvýšit z důvodu získání většího souboru dat. Nakonec bylo nasnímáno 1.000 snímků temného pozadí při zcloněném laseru, které byly použity při vyhodnocování jako korekce. Při vlastním měření bylo pořízeno přibližně 200.000-500.000 snímků (s ohledem na časové možnosti). Měření bylo spuštěno během dne a ukončeno následující den dopoledne.

Výše popsaný postup lze označit za rutinní a neobsahuje problémy, které byly nahodile zaznamenány během měření. V průběhu měření bylo potřeba vyřešit fluorescenci vznikající na $\lambda_p = 253$ nm. Postupnou kontrolou a zastiňováním všech optických prvků bylo zjištěno, že tato fluorescence vzniká na jednom ze zrcátek, které bylo nahrazeno jiným. Obdobný postup byl aplikován vždy, když se v obrazu vyskytly „nečistoty nebo neznámé odlesky“. Při přechodu na $\lambda_p = 325$ nm byla provedena výměna zrcátek citlivých v UV oblasti za zrcátka citlivá ve viditelné oblasti. Na této vlnové délce bylo také možné při silném čerpacím výkonu bez použití NDF vidět (stimulovanou) PDC pouhým okem, což se u ostatních vlnových délek nestalo.

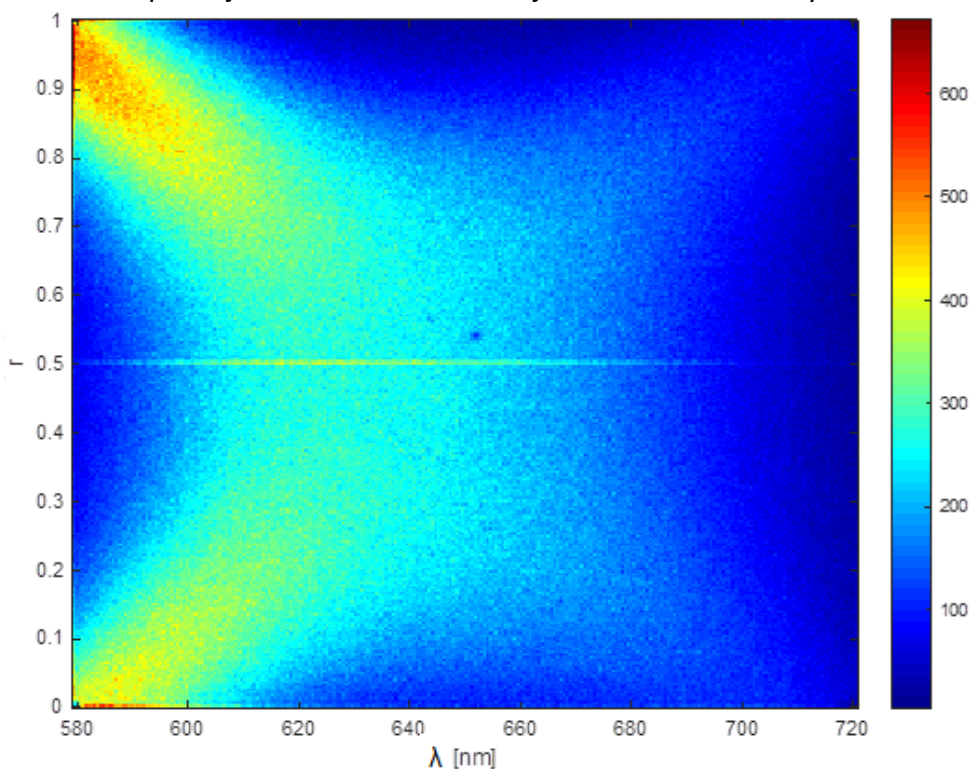
Během experimentu byly provedeny dvě série měření, dodatečně třetí. V první sérii bylo provedeno jedno měření pro každou vlnovou délku podle tabulky 1. Druhá série byla naměřena s vlnovou délkou $\lambda_p = 325$ nm. Při měření byl rotací krystalu okolo vertikální osy měněn vrcholový úhel kvazikolineárního procesu. Při druhé sérii byla také zvýšena propustnost NDF a zvýšen počet detekčních událostí. Třetí série byla provedena s $\lambda_p = 255$ nm. Oproti původnímu uspořádání z tab. 1 při něm byla použita čočka o ohniskové vzdálenosti 100 mm, dodatečný filtr LP364 umístěný mezi krystalem a čočkou a UVFS zrcátko. Dále nebyl použit filtr 325R.

3. Výsledky a diskuze

3.1 VÝSLEDKY EXPERIMENTU

Vyhodnocení dat bylo s ohledem na jeho komplikovanost provedeno ve spolupráci s doc. Haderkou. Výsledky první série měření se ukázaly jako nevyhodnotitelné a také neodpovídající realitě. Teoreticky by mělo platit, že celá plocha iCCD kamery má stejnou kvantovou účinnost (tedy že $\eta_s = \eta_j$), což jednak nebylo prokázáno, ale výsledné hodnoty se významně odchylovaly od teoretických hodnot a někdy dosahovaly i záporných hodnot. Bylo to způsobeno nízkým počtem detekčních událostí, což znemožňovalo nalézt korelace mezi fotony, a fluktuacemi výkonu laseru. Měření bylo také ovlivněno množstvím zdrojů chyb, viz kapitola 3.2.

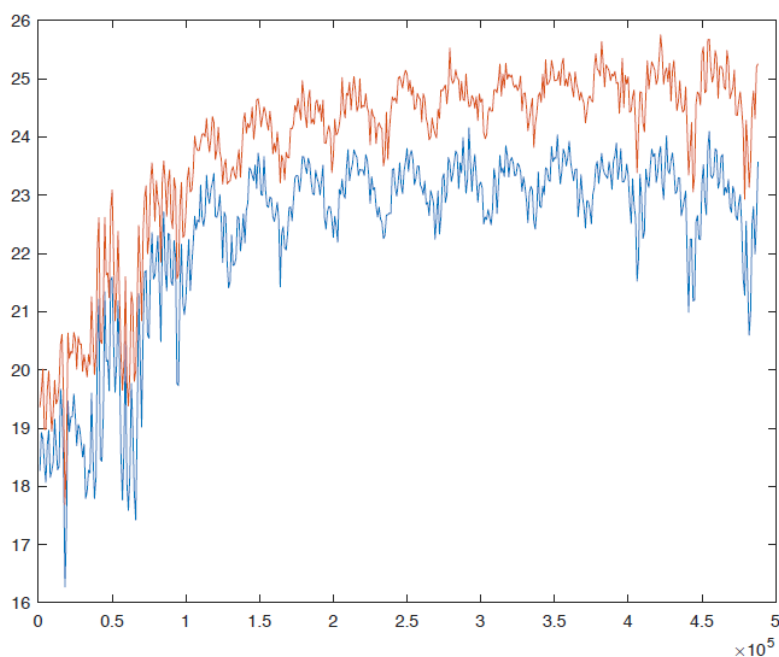
Jako publikovatelné se z první série měření jeví pouze měření s $\lambda_p = 325$ nm. Jeho kumulativní snímek je uveden na obr. 8. Horizontální ose odpovídá vlnová délka, vertikální ose relativní poloha, kterou jsou fotony detekovány na CCD čipu (reálný rozměr 13,3 mm), a barevné škále odpovídá intenzita. Na snímku je viditelný obrazec přibližně ve tvaru písmene X, který je jasnější v levé části. To může být způsobeno vyšší kvantovou účinností kamery pro kratší vlnové délky. Tato vyšší účinnost ovšem nesouvisí s teoretickým průběhem účinnosti na obr. 6. Dlouhodobým používáním této kamery bylo zjištěno, že pořízené snímky jsou jasnější v oblasti kratších vlnových délek nehledě na celkový detekční rozsah, což je zřejmé při porovnání s obr. 20, na kterém je kumulativní snímek z pozdějšího měření. Pro tento jev není věrohodné vysvětlení.



Obr. 8: Kumulativní snímek pro $\lambda_p = 325$ nm.

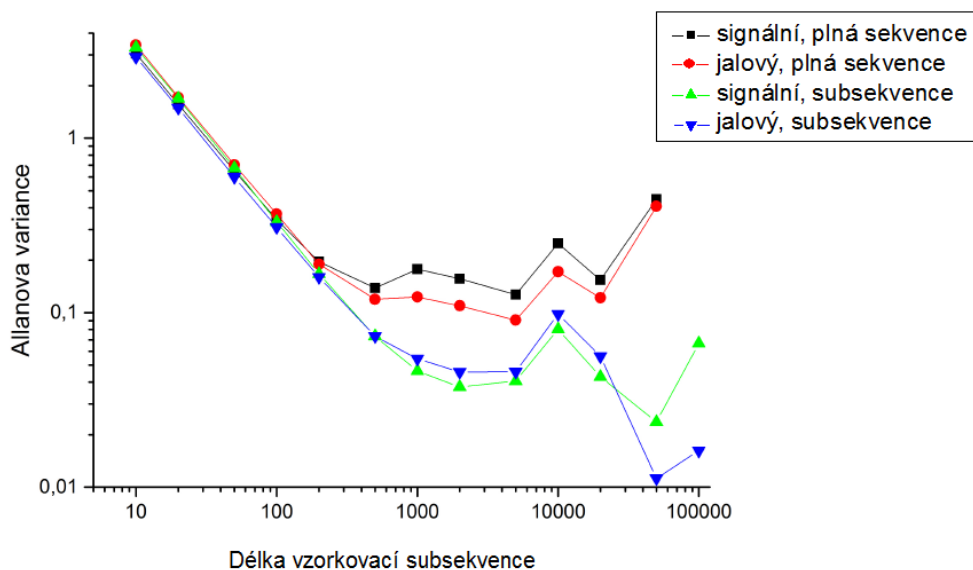
Případ mírně nedegenerovaného procesu, který byl vyhodnocován, se nachází blízko středu snímku.

Tento snímek byl horizontálně rozdělen na dvě oblasti zájmu (pro signální a jalové fotony), které byly zvláště analyzovány a mezi kterými byly hledány korelace. Toto rozdělení také způsobilo artefakt ve formě horizontální linie ve středu obrázku. Dále byla zkoumána stabilita laseru prostřednictvím středního počtu detekčních událostí na snímek v závislosti na čase (resp. na čísle pořízeného snímku). Z této závislosti byla vypočtena Allanova variance pro celou sekvenci i pro nejstabilnější subsekvenci, obojí pro signální i jalový svazek. Závislost středního počtu detekcí na pořadí snímku, ze které se počítá Allanova variance σ^2 , je uvedena na obr. 9. pro signálový (červený) i jalový (modrý) svazek. Tato závislost byla vypočtena jako průměr z tisíce snímků. Na tomto grafu je patrný výrazný počáteční náběh následovaný stabilnější, ale stále fluktuující sekvencí, která byla použita při vyhodnocování. Tyto fluktuace jsou nejspíš způsobeny fluktuacemi klimatizace, které způsobovaly změny teploty v laboratoři (obě fluktuace vykazují stejnou periodu). Je vidět, že se počty fotonů v signální i jalové oblasti liší, což naznačuje, že signální a jalový svazek podléhaly různým ztrátám.



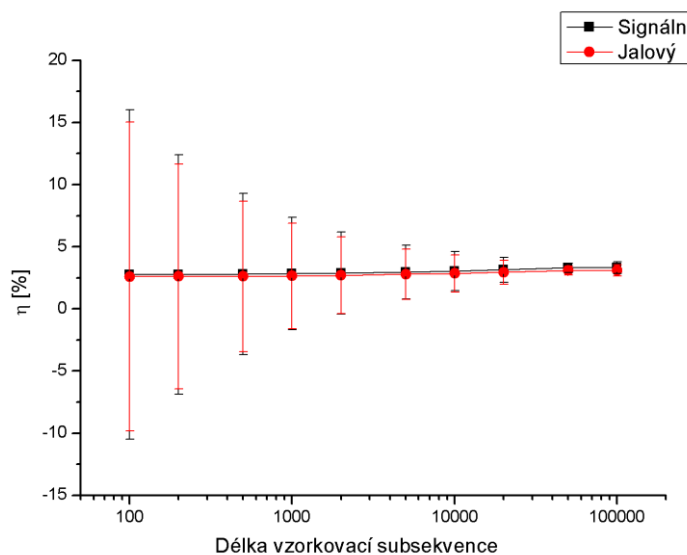
Obr. 9: Střední počet detekcí v závislosti na pořadí snímku pro $\lambda_p = 325$ nm a signální (červený) a jalový (modrý) svazek.

Vypočtená Allanova variance v závislosti na délce subsekvence, kterou jsou celá sekvence i nejstabilnější subsekvence (o přibližné délce 300.000 snímků) navzorkovány, je uvedena na obr. 10.



Obr. 10: Allanova variance pro $\lambda_p = 325$ nm a signální i jalový svazek.

Z tohoto obrázku je zřejmé, že pro celou sekvenci nastává minimum Allanovy variance pro délku vzorkovací subsekvence přibližně 5.000 snímků 50.000 snímků. V obou závislostech (v celé sekvenci i subsekvenci) se nachází také lokální minimum kolem 10.000 snímků. Toto minimum nejspíš souvisí s frekvencí oscilací teploty v laboratoři a výkonu laseru. Výpočet průměrné kvantové účinnosti z celého snímku byl proveden podle vztahu (19) a v závislosti na délce vzorkovací subsekvence má průběh podle obr. 11.

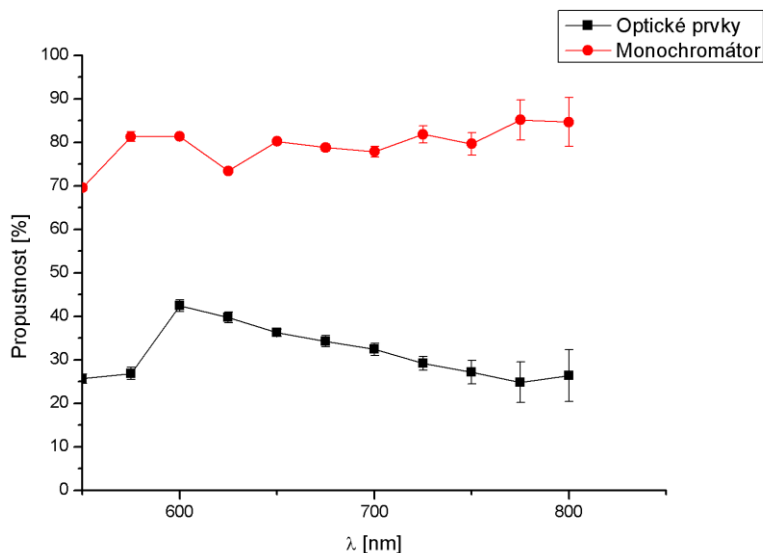


Obr. 11: Kvantová účinnost v závislosti na délce vzorkovací subsekvence pro signální a jalový svazek.

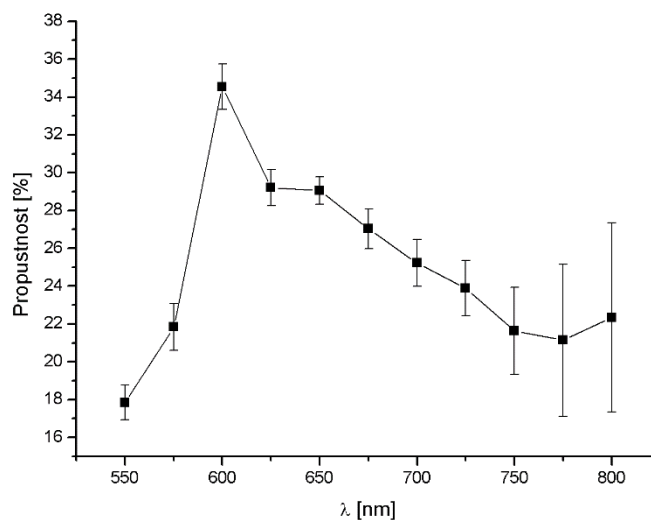
Z tohoto grafu je patrné, že kvantová účinnost mírně narůstá s délkou subsekvence, což je uměle způsobeno přechodem Poissonova rozdělení počtu fotonů

na Superpoissonovo v důsledku zvětšení fluktuací na delší subsekvenci. Chyby měření naopak se zvyšující se délkou subsekvence výrazně klesají až k minimu na 5.000 snímcích, kdy vychází $\eta_s = (3,8 \pm 3,0) \%$ a $\eta_j = (4,0 \pm 3,2) \%$, a dále opět rostou. Toto minimum je v souladu s vypočtenou Allanovou variací. Pro subsekvenci o délce 50.000 snímků vycházejí účinnosti $\eta_s = (3,3 \pm 0,3) \%$ a $\eta_j = (3,1 \pm 0,3) \%$. Jejich nejistota je řádově nižší než u předchozích hodnot. Tyto hodnoty jsou při přímém porovnání s obr. 6 velmi nízké. Nerovnosti mezi účinnostmi v signálním a jalovém svazku jsou s největší pravděpodobností způsobeny rozdílnými ztrátami obou svazků za krystalem, např. reflexemi a absorpcemi na čočce, filtru, výstupní stěně krystalu a také v monochromátoru. Ztráty za krystalem také způsobují nízké hodnoty účinností.

Pro zpřesnění těchto výsledků je nutné na tyto ztráty provést korekci. Pro její provedení bylo nutné změřit propustnost experimentu za krystalem v závislosti na vlnové délce. Tato propustnost byla změřena zvlášť pro optické komponenty a zvlášť pro monochromátor. Zejména filtr a monochromátor mají propustnost silně závislou na vlnové délce. Ztráty na výstupní stěně krystalu není možno spolu s dalšími ztrátami (např. na štěrbině monochromátoru) změřit. Pro měření propustnosti monochromátoru a optických prvků byl použit zesilovač OPA spolu s měřičem výkonu. Tím byl změřen výkon svazku před vstupem do monochromátoru, resp. optických prvků a po výstupu. Výsledná propustnost je dána součinem těchto dvou hodnot. Výsledky jsou zobrazeny na obr. 12 pro monochromátor a pro optické prvky (uspořádání experimentu pro $\lambda_p = 325 \text{ nm}$). Výsledná propustnost je dána součinem dílčích propustností a je zobrazena na obr. 13.



Obr. 12: Propustnost monochromátoru a optických prvků pro detekční okno monochromátoru (580-720) nm.



Obr. 13: Celková propustnost experimentu pro dané detekční okno monochromátoru (580-720) nm.

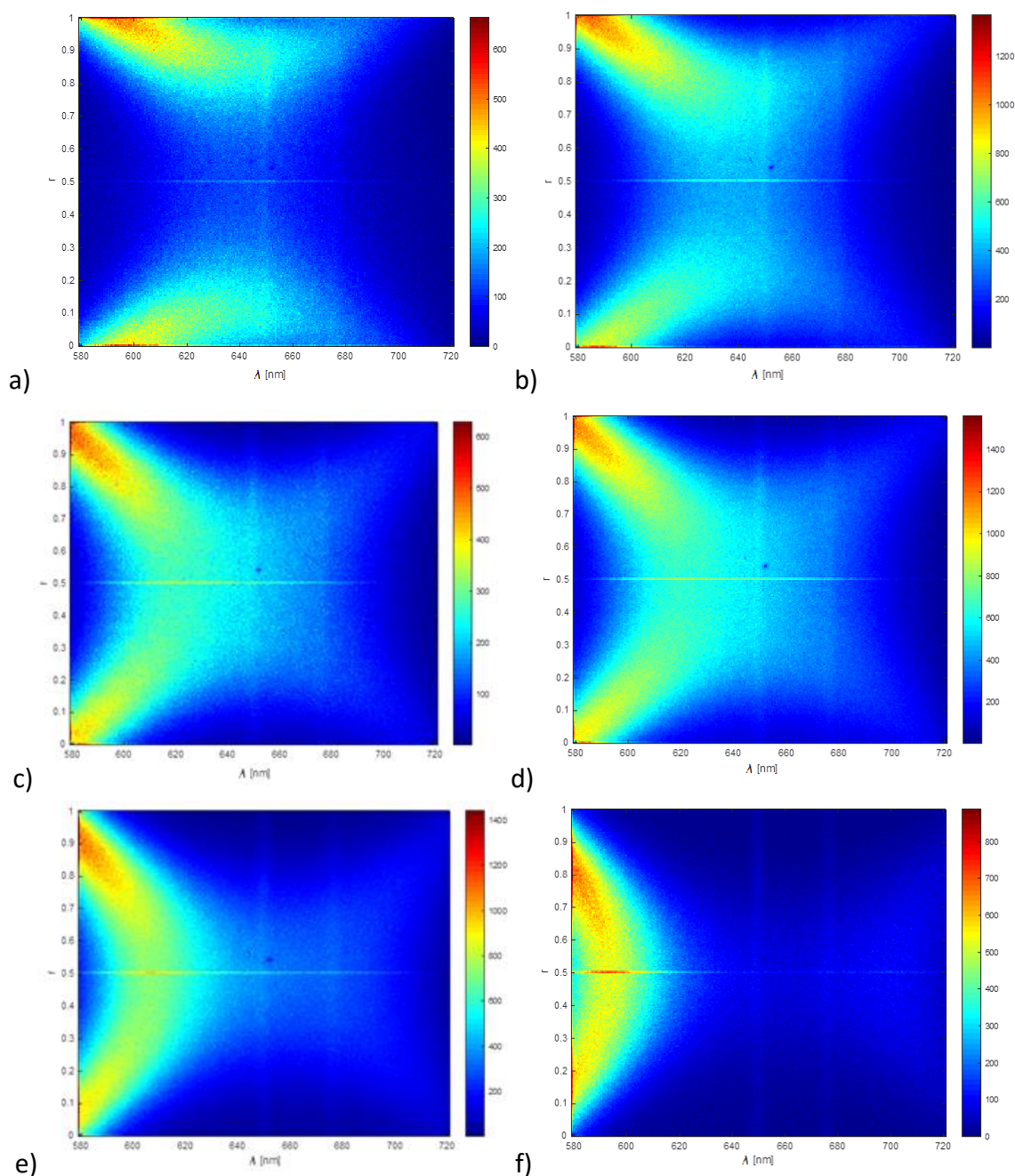
Pro korekci výše zmíněného měření byla použita střední hodnota propustnosti vypočtená z hodnot pro celé spektrální okno monochromátoru. Konečná hodnota kvantové účinnosti je přímo úměrná změřené hodnotě účinnosti a nepřímo úměrná propustnosti. Výsledné hodnoty pro subsekvenci 5.000 snímků vycházejí $\eta_s = (13,9 \pm 11,1) \%$ a $\eta_j = (14,7 \pm 11,8) \%$ a pro subsekvenci 50.000 snímků $\eta_s = (12,1 \pm 1,7) \%$ a $\eta_j = (11,4 \pm 1,6) \%$.

Tyto hodnoty nemohou být přímo porovnány s teoretickou hodnotou, protože detekované fotony jsou tvořeny spektrem daným vztahem (6) s ohledem na mírně nedegenerovaný případ SPDC. Výsledné hodnoty byly navíc vypočteny ze všech naměřených dat, což má na měření vliv, protože fotony s kratšími vlnovými délkami se při dodržení vztahu (6) zobrazí mimo detekční rozsah monochromátoru, ale fotony k nim konjugované jsou detekovány. To snižuje výslednou hodnotu kvantové účinnosti detektoru. Aby mohly být detekovány oba fotony z fotonového páru, je potřeba, aby pro detekční rozsah monochromátoru, který je v tomto případě přibližně (580-720) nm, vlnová délka signálního (resp. jalového) fotonu nebyla nižší než přibližně 592 nm. Na toto je brán ohled a fotony s vlnovou délkou pod touto hranicí nejsou při vyhodnocování započteny. Roli hraje také tzv. korelovaná plocha. Tento jev dále snižuje množství detekovaných fotonů a bude vysvětlen na konci kapitoly.

Přesto by teoretická hodnota měla být blízká kvantové účinnosti pro degenerovaný případ, která je shodou okolností rovna průměrné účinnosti pro dané detekční okno. Tato účinnost je přibližně 15 % (viz obr. 6). Hodnoty po započtení korekce jsou sice nižší než teoretické, ale řádově jsou ve shodě. Hodnoty vypočtené z delší subsekvence jsou sice blíže teoretické než hodnoty vypočtené z delší subsekvence, které jsou ale zatíženy menšími nejistotami.

Při interpretaci dat bylo nutné vzít v úvahu fakt, že teoretické hodnoty kvantové účinnosti jsou přibližně dvojnásobné oproti hodnotám z obr. 6. Tyto důvody byly popsány dříve. Další faktory ovlivňující měření jsou diskutovány v kapitole 3.2.

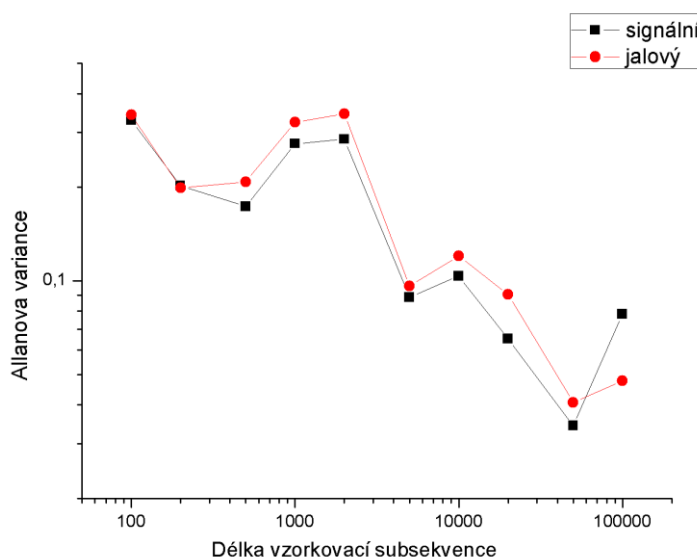
Při vyhodnocování druhé série měření, při kterém byl měněn vrcholový úhel kvazikolineárního prostoru (dále jen úhel), byl kvůli neúspěchu první série zvýšen průměrný počet detekcí na 50-60 na snímek. Zvýšení výkonu svazku vstupujícího do krystalu tudíž umožnilo snadnější hledání korelací. Celkem bylo naměřeno 6 sérií dat, každá pro jiný úhel. Jejich kumulativní snímky jsou uvedeny na obr. 14 (a)-(f) vzestupně podle úhlu a byly vyhodnoceny výše uvedeným postupem. Pro úhel $45,15^\circ$ byla provedena dvě měření, která jsou zobrazena na obr. (c) a (f).



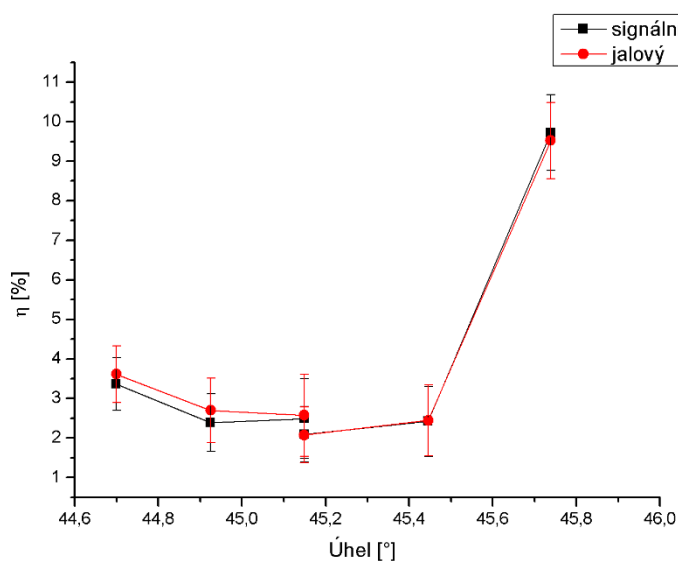
Obr. 14: Kumulativní snímky měření s postupně se zvyšujícím úhlem (a)-(f).

Horizontální osa těchto snímků má rozsah (580-720) nm a intenzita 200-1400. Na snímcích je jasně patrné uzavírání obrazce SPDC se zvětšujícím se úhlem směrem k okrajům snímků, zvláště na jejich levé straně.

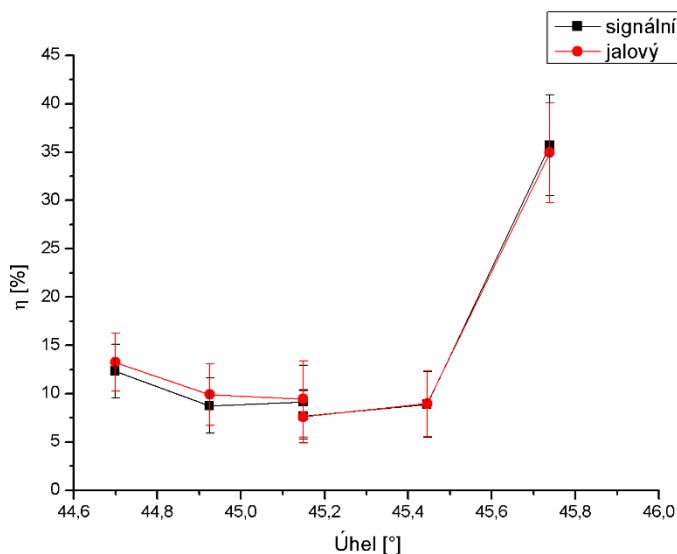
Při těchto měřeních byla již Allanova variance převážně klesající (viz např. obr. 15 pro měření s nejnižším úhlem a plnou sekvencí), což svědčí o vyšší stabilitě výkonu laseru. Globálního minima dosáhla pro hodnotu 50.000 detekcí. Hodnoty signálních a jalových kvantových účinností v závislosti na úhlu jsou zobrazeny na obr. 16 a na obr. 17 po korekci na ztráty za krystalem při vlnové délce 650 nm. Tyto hodnoty byly opět vypočítány jako průměrné hodnoty z celého spektrálního okna zachyceného monochromátorem.



Obr. 15: Allanova variance pro měření s nejnižším úhlem a oba svazky.



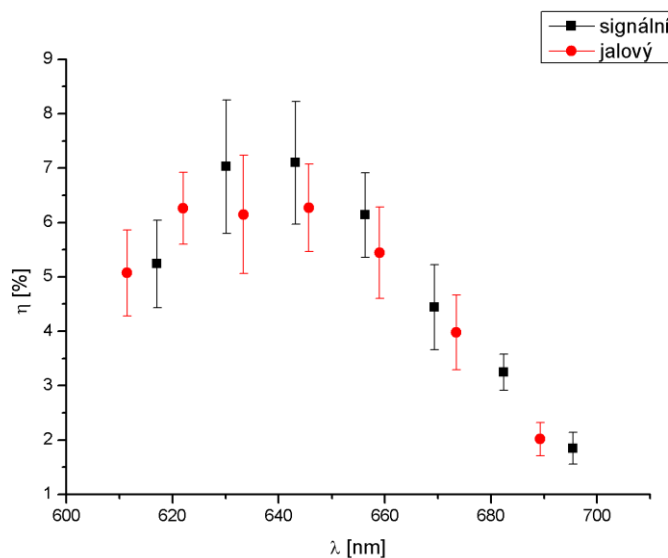
Obr. 16: Závislost kvantové účinnosti signálního a jalového svazku na úhlu.



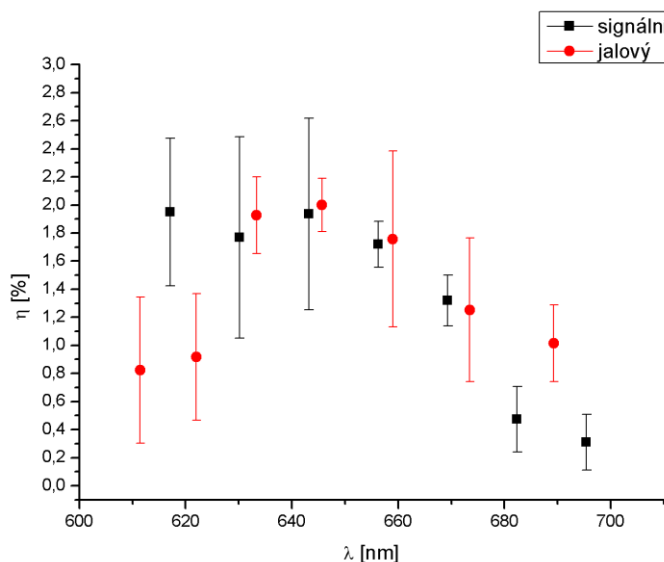
Obr. 17: Závislost kvantové účinnosti signálního a jalového svazku na úhlu po korekci.

Z posledního grafu je patrné, že hodnoty kvantové účinnosti se pohybují v rozmezí (7-35) %, přičemž je tato závislost do 45,2° klesající a dále je rostoucí. Zajímavé je, že pro největší hodnotu úhlu naměřená účinnost výrazně převyšuje ostatní měření a je víc než dvojnásobná oproti teoretické hodnotě pro 650 nm. Nejnižší hodnota účinnosti byla naměřena pro úhel v polovině měřeného rozsahu úhlů a oproti teoretické je poloviční. Správná hodnota účinnosti vychází pro úhel mezi hodnotami 45,5° a 45,6°. Obecně je tedy závislost účinnosti na úhlu velmi silná. Pro tento fakt dosud neexistuje vysvětlení a zůstává předmětem dalšího výzkumu. Protože svazky vykazují různou účinnost pro dané úhly, nejspíš podléhaly při měření různým ztrátám. Tento fakt bude zmíněn a vysvětlen dále.

Dále byla vypočítána závislost kvantové účinnosti na vlnové délce přibližně pro oblast rozsahu monochromátoru, která se pohybovala v rozmezí (580-720) nm. Důvody, proč nemůže být výpočet proveden pro celý rozsah, jsou stejné jako u prvního měření-ne všechny fotony z rozsahu monochromátoru mohou být detekovány. Pro demonstraci tohoto postupu vyhodnocení pro daný interval byla použita měření s nejmenším a největším úhlem. Kumulativní snímek byl kromě horizontálního rozdělení dále rozdělen sedmi vzájemně se překrývajícími vertikálními pruhy o šířce 50 nm na signální a jalové oblasti. Jako výsledek bylo získáno 14 oblastí, které byly po dvou vzájemně konjugované. Mezi nimi byly hledány korelace. Výsledná vypočtená účinnost je pro měření s nejmenším a největším úhlem uvedena na obr. 18 (a) a (b) pro vlnové délky vypočítané ze „signálních“ i „jalových“ oblastí. Na tomto obrázku jsou vlnové délky, pro které byla měřena účinnost, uspořádány tak, že největší signální vlnové délce odpovídá nejmenší jalová vlnová délka a obdobně dále až ke středu grafu, kde by se měl na vlnové délce 650 nm nacházet degenerovaný případ.



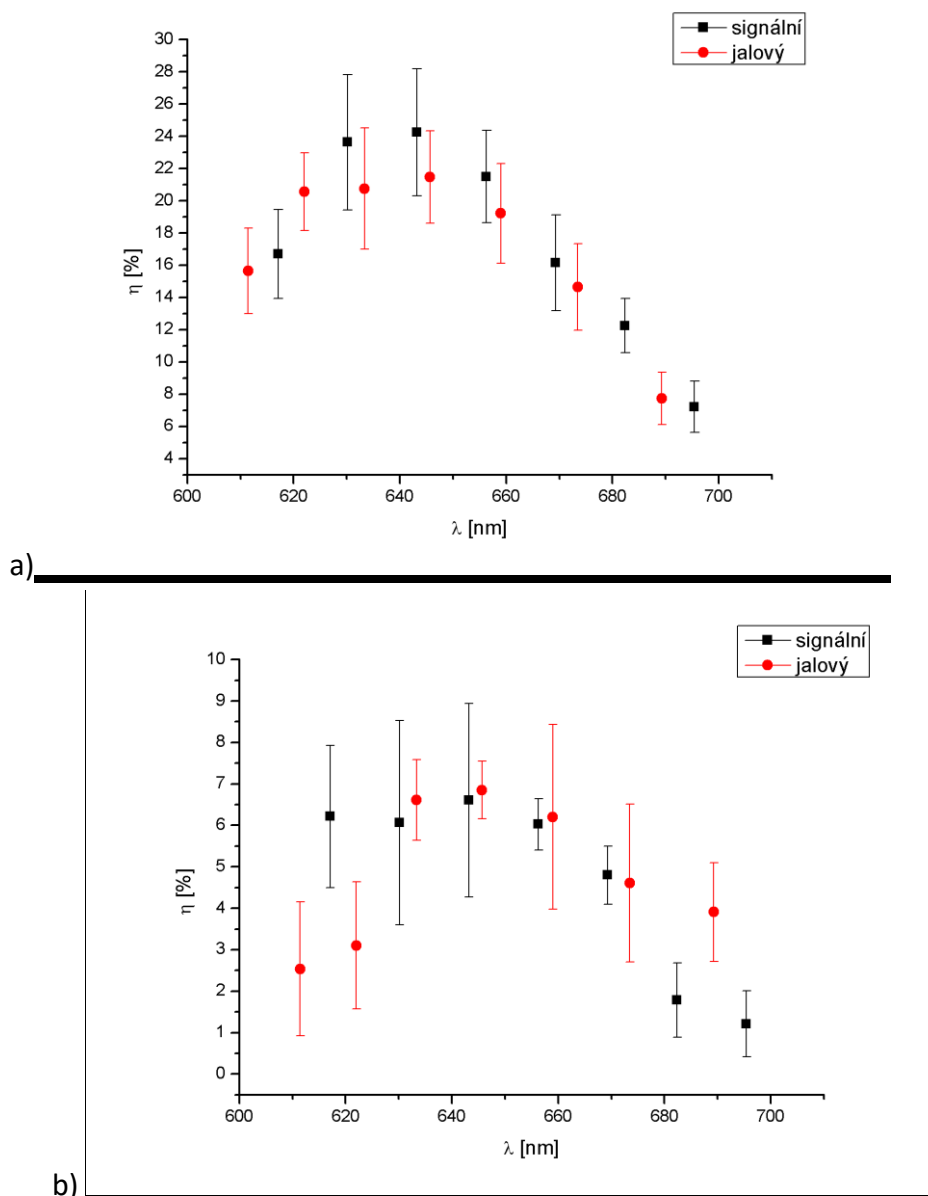
a)



b)

Obr. 18: Kvantová účinnost v rozsahu monochromátoru (580-721) nm pro měření s nejmenším (a) a největším (b) úhlem vypočtená pro fotony ze „signální“ a „jalové“ oblasti.

Na tato data byla také provedena korekce na absorpci fotonů za krystalem. Použita byla lineární lomená závislost propustnosti na vlnové délce z obr. 13. Hodnoty po korekci jsou zobrazeny na obr. 19 pro nejmenší (a) a největší (b) úhel. Tato korekce je ovšem limitovaná konečným počtem bodů, pro které byla propustnost změřena a také velkou nejistotou naměřených účinností.

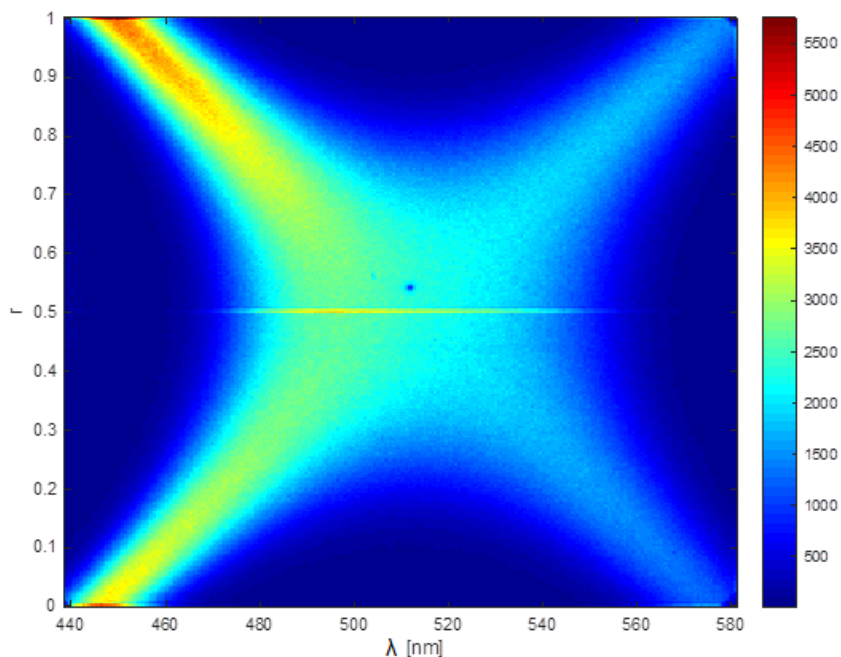


Obr. 19: Kvantová účinnost po korekci v rozsahu monochromátoru (580-721) nm pro měření s nejmenším (a) a největším (b) úhlem vypočtené pro fotony ze „signální“ a „jalové“ oblasti.

Při porovnání s teoretickými hodnotami na obr. 6 je vidět, že tyto závislosti by měly být monotónně klesající, což nebylo úplně prokázáno. Teoretické hodnoty se pro interval (600-700) nm pohybují přibližně v rozmezí (10-20) %. To bylo prokázáno pro měření s nejnižším úhlem, i když teoretická závislost není tak strmě klesající. Naopak naměřené hodnoty účinností pro měření s největším úhlem vůbec neodpovídají teoretickým hodnotám, jsou oproti nim výrazně podhodnocené a jsou také zatíženy velkými nejistotami.

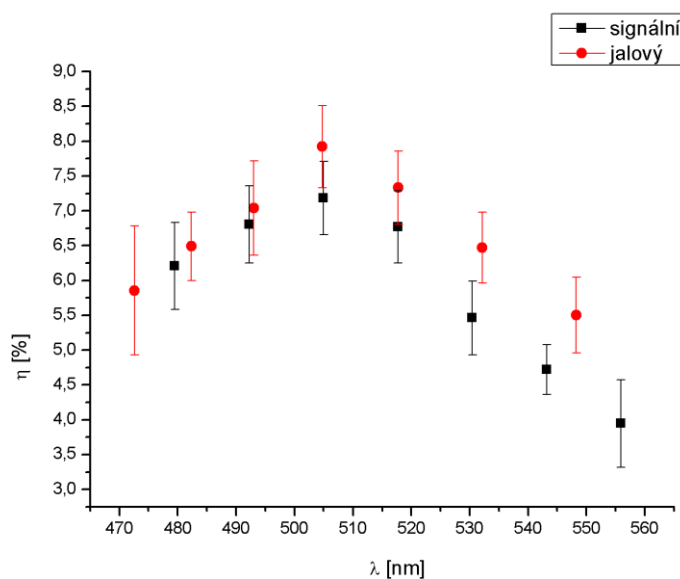
Nakonec bylo provedeno měření s $\lambda_p = 255$ nm a mírně upraveným experimentálním uspořádáním. Kumulativní snímek tohoto měření je na obr. 20. Je

na něm patrný fakt, že ačkoliv má iCCD kamera maximum účinnosti detekce na 520 nm, obrazec je nejjasnější pro ještě kratší vlnové délky.



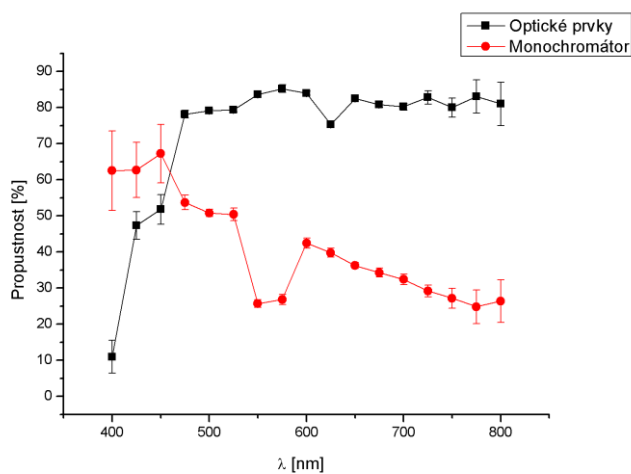
Obr. 20: Kumulativní snímek měření s $\lambda_p = 255$ nm.

Stabilita výkonu laseru byla obdobná jako při prvním uvedeném měření. Byly zde patrné fluktuace v počtu fotonů způsobené klimatizací. Minimum Allanovy variance se rovnalo 2.000 snímků a kvantové účinnosti byly vyhodnocovány pro rozsah monochromátoru (440-580) nm. Výsledky jsou uvedeny na obr. 21.

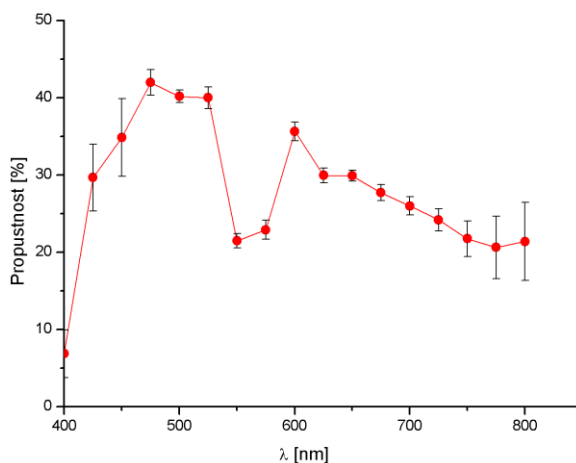


Obr. 21: Kvantová účinnost pro rozsah monochromátoru (440-580) nm.

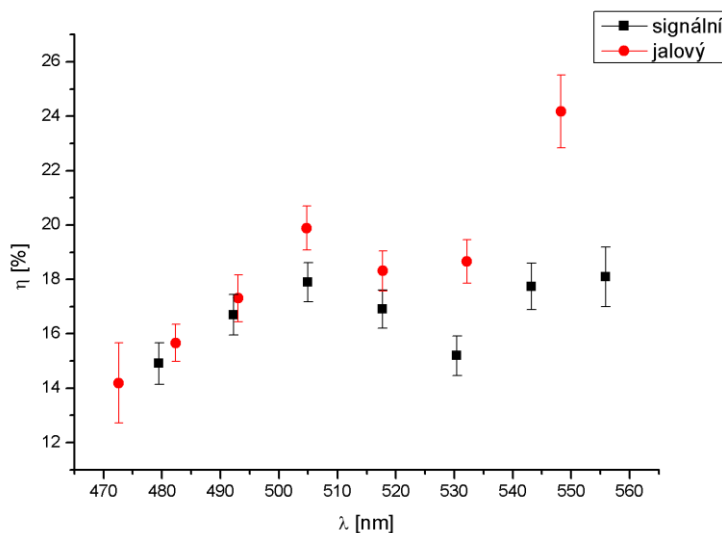
Na tomto obrázku je viditelné maximum na 505 nm, které odpovídá maximu teoretické kvantové účinnosti iCCD kamery na přibližně 520 nm. Aby mohla být provedena korekce na absorpci optických prvků za krystalem, bylo potřeba znovu změřit propustnost optických prvků. Propustnost optických prvků a monochromátoru je pro pozměněné uspořádání zobrazena na obr. 22. a celková propustnost na obr. 23. Hodnoty z obr. 21 jsou již po korekci zobrazeny na obr. 24. Na obr. 22 je patrné minimum v propustnosti monochromátoru kolem vlnové délky 550 nm. Toto minimum bylo „zkonstruováno“ výrobcem jako ochrana detektoru iCCD kamery před poškozením slunečním světlem, které má na této vlnové délce maximum spektrální intenzity ozáření.



Obr. 22: Propustnost monochromátoru a optických prvků pro rozsah monochromátoru (440-580) nm.



Obr. 23: Celková propustnost experimentu pro rozsah monochromátoru (440-580) nm.



Obr. 24: Kvantová účinnost pro rozsah monochromátoru (440-580) nm po korekci.

Na obr. 24 je vidět, že závislost kvantové účinnosti na vlnové délce je přibližně stoupající a stejně jako na obr. 21 se zde nachází maximum na vlnové délce 505 nm. Hodnota tohoto maxima přibližně odpovídá teoretické hodnotě maxima účinnosti iCCD kamery na 520 nm, která je asi 23 %.

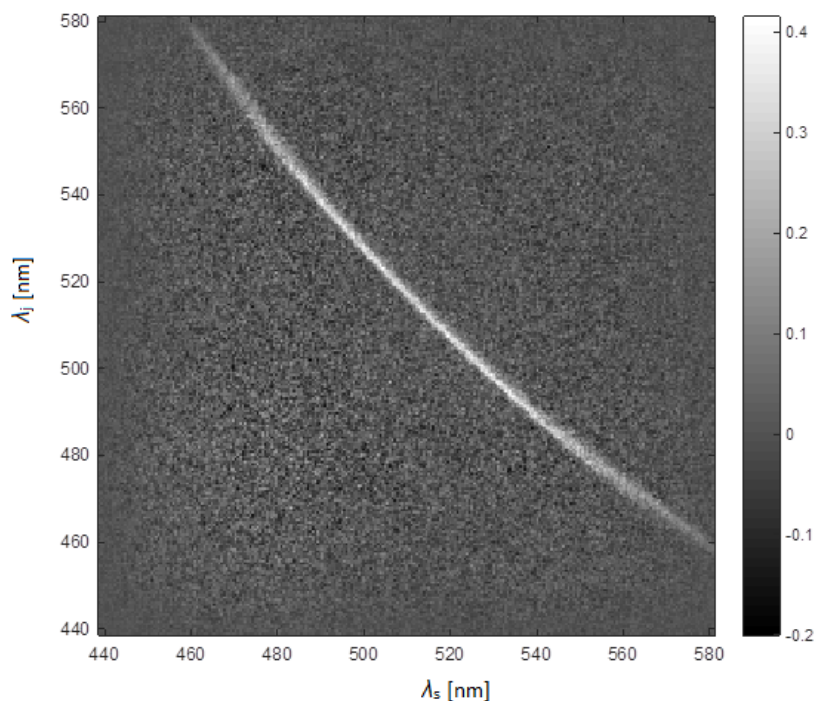
I když to nemusí být na první pohled zřejmé, obr. 19 a 24 (resp. 18 a 21) ukazují, že uvažujeme-li zvláště závislost účinnosti v signálním a jalovém svazku, naměřené hodnoty signálních účinností ve velké části měření převyšují hodnoty jalových účinností. Tento jev svědčí o rozdílných ztrátách signálního a jalového svazku před detekcí, zvláště v místech, kde nemohly být změřeny a kde nebyla provedena korekce. To se týká například ztrát způsobených odrazem na zadní stěně krystalu nebo ořezáním svazku na vstupní štěrbině monochromátoru). Vliv může mít také špatná justáž a to v případech, kdy se fotony nezobrazí do monochromátoru nebo na detekční čip.

Na výslednou kvantovou účinnost má při všech provedených měřeních vliv také fakt, že ne všechny fotony mohou být zachyceny monochromátorem, čímž se snižuje množství zpracovatelných dat. To se týká kratších vlnových délek, což se zohledňuje při vyhodnocování dat. Projevuje se zde také vliv korelované plochy. Korelovaná plocha je definovaná hustotou pravděpodobnosti detekce jednoho fotonu fotonového páru za předpokladu, že druhý foton byl detekován na určitém místě detekčního čipu [44]. Tato neurčitost při detekci vychází z divergence čerpacího svazku, resp. z nepřesného splnění podmínky fázové synchronizace (7). Korelovaná plocha je ovlivněna především parametry čerpacího svazku (příčným a spektrálním profilem) a také parametry krystalu (materiálem a jeho rozměry). Při měření se tento jev může projevit tak, že po detekci jednoho fotonu z fotonového páru se může druhý foton s jistou pravděpodobností zobrazit mimo plochu detekčního čipu, což znemožní jeho detekci a

ovlivní výslednou kvantovou účinnost. Vliv korelované plochy lze sice snížit vhodnou volbou parametrů svazku a krystalu, ale úplně eliminovat tento efekt nelze.

V kontextu této práce má korelovaná plocha vliv především na druhou sérii měření. Rotací krystalu byly měněny jak parametry krystalu (efektivní délka, kterou svazky prochází), tak i svazku. Různá efektivní délka způsobila různou změnu poloměru svazku a různou absorpci uvnitř krystalu v závislosti na úhlu rotace krystalu. Různý náklon krystalu také vedl ke změně optické dráhy čerpacího, signálního i jalového svazku nejenom uvnitř krystalu, ale také mimo něj vlivem odrazů a lomů na stěnách krystalu. To by mohlo zvýšit ztráty signálního a jalového svazku při průchodu krystalem a způsobit již zmíněnou nesymetrii na obr. 19, 21 a 24.

Efekt korelované plochy lze odhadnout pomocí grafu prostorových korelací mezi signálními a jalovými fotony ve spektrální oblasti, jsou-li nalezeny. To je případ třetí série měření, viz obr. 25.



Obr. 25: Prostorové korelace ve spektrální oblasti pro třetí sérii měření.

Na tomto obrázku je vidět bílá diagonála, která svědčí o nalezení korelací (čím je vyšší intenzita, tím jsou větší korelace). U fotonů se signální (resp. jalovou) vlnovou délkou v rozmezí (440-460) nm je také vidět, že nemají párové konjugované fotony. Je to způsobeno jejich zobrazením mimo detekční rozsah monochromátoru, které bylo zmíněno dříve. Vliv korelované plochy lze odhadnout z šířky diagonály uprostřed grafu. Ta je přibližně 3 nm, což je malá hodnota v porovnání se šířkou okna, na které byl vertikálně rozdělen kumulativní snímek při vyhodnocování dat (50 nm). Z toho lze odhadnout, že vliv korelované plochy není příliš velký.

Měření může také ovlivnit disperze krystalu, která ovlivňuje index lomu krystalu a tím i směry šíření čerpacího, signálního i jalového svazku při průchodu krystalem a při lomu na stěnách krystalu, což může vést k dalším ztrátám.

3.2 FAKTORY OVLIVŇUJÍCÍ EXPERIMENT

Jak je již z předchozího textu patrné, tento experiment (a optické experimenty obecně) jsou zatíženy velkým množstvím nepříznivých faktorů a zdrojů chyb. Některé lze v principu odstranit, jiné ne. Cílem této kapitoly je shrnout a diskutovat zdroje chyb optických experimentů mimo těch, které již byly zmíněny spolu s experimentálními výsledky. Tyto zdroje chyb se dají podle jejich příčiny vzniku rozdělit do několika skupin:

1. Geometrické chyby: Mezi tyto chyby se řadí špatné seřízení experimentu jako celku. Laserový svazek by měl procházet po ideální optické dráze (středě clonek a optických prvků v experimentu). Optické prvky (filtry, hranoly, krystal apod.), kterými prochází svazek, by měly být umístěny v ideální pozici vůči svazku a měly by být nakloněny pod správným úhlem. Je například dokázáno, že při nekolmém dopadu svazku na planparalelní destičku dochází ke vzniku optických aberací [45]. Do této kategorie chyb by se také dala zařadit špatná justáž laseru, která má přímý vliv na kvalitu svazku, jeho výkon a stabilitu výkonu. Tyto chyby není vždy jednoduché odhalit. Pro jejich eliminaci je nutná přesná a pravidelná justáž a její kontrola. V případě laseru je možné uvedené parametry svazku měřit.

2. Chyby a nedokonalosti optických prvků a přístrojů: Do této kategorie patří chyby vzniklé při výrobě a používání laboratorního vybavení. Při používání optických prvků může docházet při neopatrném zacházení s nimi k zašpinění, opotřebení nebo k přímému mechanickému poškození komponent. To může být způsobeno také působením intenzivních svazků. Na optických prvcích dále dochází k nežádoucím odrazům a absorpcím. Všechny tyto procesy snižují výkon a kvalitu svazku. Dále může docházet ke vzniku luminiscence, která se může jevit jako nepárové fotony vzniklé při procesu SPDC nebo může přímo znehodnotit celý obraz snímaný kamerou. Fluorescence nemůže být okem rozpoznána, avšak fosforescence s delší dobou dosvitu je vidět na obrazu z iCCD kamery a postup jejího odstranění je popsán v předchozí kapitole. Do této kategorie chyb se řadí také chyby v elektronice, chyby měřicích přístrojů a potencionální chyby v řídicím softwaru. Tyto chyby jsou při normální funkci přístrojů považovány za zanedbatelné.

3. Vnější vlivy a chyby z nedbalosti: Mezi vnější vlivy patří vibrace v laboratoři (ty jsou eliminovány pneumaticky odpruženými stoly), atmosférické podmínky (např. vlhkost, teplota a tlak). Laboratoř je možno klimatizovat a atmosférické podmínky udržovat na konstantních hodnotách, aby nedocházelo k ovlivnění optických prvků (např. ke změně objemu, což má vliv na justáž). Do vnějších vlivů patří také temné pozadí, které je tvořeno světlem z displejů, monitorů v laboratoři a dalších zdrojů, a

temné detekce. Na temné pozadí a temné detekce se provádějí již dříve zmíněné korekce. Do vnějších vlivů se také řadí přítomnost prachových částic a nečistot v laboratoři. Aby nedocházelo k přílišnému pronikání prachu do laboratoře, je dobré v laboratoři vytvořit přetlak.

Samostatnou kapitolu chyb tvoří nedbalostní chyby lidského faktoru, které se (náhodně, popř. systematicky), mohou vyskytovat v celém průběhu experimentu od přípravy až po vyhodnocení dat. Těmto chybám není jednoduché předcházet a je možné je odhalit pečlivou kontrolou experimentálního postupu, nejlépe za pomoci další osoby.

Závěrem lze říci, že velká část z výše uvedených chyb je těžko přímo zjištělná nebo identifikovatelná, ale každá z nich (nebo jejich kombinace) může velmi ovlivnit správnost a přesnost celého měření. Jednoznačný ukazatel absence chyb při měření jsou tedy dobré výsledky experimentu.

3.3 DISKUZE EXPERIMENTÁLNÍ METODY

Metoda pro kalibraci detektorů světla využívající proces SPDC popsaná v části 1.3 této práce má velké množství výhod a nevýhod. Již z jejího základního popisu je zřejmé, že je určena pro poziční jednofotonové detektory světla jako je CCD, iCCD nebo EMCCD. Obecně byly metody využívající korelované fotonové páry vyvinuty pro širší spektrum detektorů (viz kapitola 1.2). V praxi ale stále existuje jisté omezení na velikost měřeného fotonového toku, aby byla konkrétní metoda použitelná.

Tyto metody jsou dále, jak již bylo několikrát řečeno, náročné na justáž a ovlivnitelné celou řadou faktorů. Jejich další nevýhodou je, že neměří přímo kvantovou účinnost samotného detektoru, ale účinnost celého detekčního kanálu před detektorem. Pro získání správné hodnoty musí být tedy provedeny korekce. Další nevýhodou jsou velké finanční požadavky na používané optické komponenty (laser, krystal apod.). S tím souvisí i nevýhoda zde použité metody využívající zobrazovací monochromátor. Tento monochromátor je další nákladný optický prvek a je spolu s kamerou velmi náchylný na poškození intenzivním laserovým svazkem.

Největší výhodou metod využívajících procesu SPDC je fakt, že tato kalibrace je absolutní. Probíhá na základě fyzikálních zákonů a využívá faktu, že fotony vznikají vždy v párech. Tuto metodu kalibrace lze tedy realizovat bez návaznosti na jiné metrologické postupy pouze s použitím výše uvedených optických komponent. Důležité je také srovnání nejistoty, s jakou je kalibrace provedena pomocí klasických a absolutních postupů. Zatímco komerčně dostupné kalibrační lampy dosahují nejistot v řádu jednotek procent (kalibrační lampy Newport Corporation do 5,5 %, v závislosti na vlnové délce a výkonu lampy, [46]), nejistoty absolutních metod uvedené v kapitole 1.2 této práce jsou většinou podobné, někdy i nižší (0,5 % v [24]). Je ovšem nutno dodat, že tyto práce nebyly systematicky zaměřeny na minimalizaci nejistot měření a

bylo by možné tyto nejistoty dále snížit. Z předchozího textu plyne, že by to bylo možné provést například naměřením obsáhlejšího souboru dat (což je časově náročné), velmi přesnou justáží a eliminací ostatních nežádoucích faktorů. Proto lze absolutní metody, pokud jde o přesnost, považovat za konkurenci klasickým metodám kalibrace.

Úhlové závislosti vyšetřované v této práci také poukazují na fakt, že změřená kvantová účinnost se velmi mění s úhlem, což je nežádoucí. Má-li být metoda kalibrace detektoru správná, nemůže pro jednu hodnotu vlnové délky poskytovat více hodnot kvantových účinností a musí být jednoznačná. Toho se při tomto měření nepodařilo docílit. Proto by bylo vhodné tyto úhlové závislosti hlouběji prostudovat a také by bylo užitečné systematicky porovnávat klasické metody kalibrace s absolutními metodami, aby mohly být absolutní metody optimalizovány (například z hlediska zde zkoumaných úhlových závislostí) a zaváděny do praxe.

Mnohé práce označují metodu kalibrace detektorů světla pomocí korelovaných fotonových párů jako velmi slibnou a s velkým potenciálem již dlouhou dobu. Přesto zatím neopustila prostředí výzkumných laboratoří. Mohou za to výše zmíněné nevýhody. I když tato metoda časem pronikne do laboratoří národních metrologických institucí, které budou schopny splnit její vysoké experimentální nároky, stále bude dlouho trvat, než pronikne do univerzitních laboratoří a do průmyslových odvětví. Otázka je, zda tyto instituce mají vůbec potřebu provádět tato náročná, ale přesná měření a zda pro ně tedy nezůstanou klasické metody kalibrace výhodnější. Narušit momentální stav by v budoucnu jistě pomohl vývoj kompaktního přenosného kalibračního zařízení založeného na principu SPDC, které by nevyžadovalo náročnou údržbu a na které by pouze stačilo připojit kalibrovaný detektor.

4. Závěr

V této práci byl proveden teoretický rozbor technik používaných pro určení kvantové účinnosti detektorů světla, které jsou založeny na jevu spontánní sestupné parametrické konverze. Byly popsány přístupy vhodné pro kalibraci různých typů detektorů (fotonásobiče, lavinové fotodiody, analogové detektory, polohové detektory apod.) a tyto metody byly porovnány s klasickými metody kalibrace detektorů. V experimentální části této práce byla použita technika umožňující kalibraci iCCD kamery využívací zobrazovací monochromátor.

Experimentální výsledky bohužel úplně neodpovídají očekávání. Kvůli příčinám diskutovaným dříve se velká část naměřených dat ukázala jako nevyhodnotitelná. Pokud jde o měření kvantové účinnosti, lze toto měření označit spíše jako demonstrativní. Zjednodušeným postupem, který odpovídá vztahu (19), bylo zjištěno, že při použití $\lambda_p = 325$ nm má detektor průměrnou kvantovou účinnost $(12,1 \pm 1,7)$ %. Toto je výsledek blízký teoretické hodnotě pro 650 nm (přibližně 15 %), který je zároveň zatížen jednou z nejmenších chyb.

Dále byl zkoumán vliv úhlu vstupu čerpacího svazku do krystalu na kvantovou účinnost pro $\lambda_p = 325$ nm, tedy jako v minulém případě. Bylo zjištěno, že při změně úhlu dochází i ke změně vypočtené kvantové účinnosti. Závislost kvantové účinnosti na úhlu ovšem nemá žádnou jasnou tendenci. V některých intervalech je klesající a v jiných zase stoupající. Výsledná kvantová účinnost všech měření vypočtená podle postupu, použitého při vyhodnocování první série měření, se pohybuje v intervalu (7-35) %, což je velký rozptyl oproti prvnímu měření, nicméně maximální hodnota 35 % již velmi převyšuje teoretickou hodnotu 15 %. Optimalizací úhlu by tedy mělo být možné naměřit správnou hodnotu kvantové účinnosti.

Druhá série měření posloužila také pro vyhodnocení kvantové účinnosti v závislosti na vlnové délce pro použitý rozsah monochromátoru. Byla vyhodnocena měření s nejmenším a největším úhlem. Podle teoretických hodnot by tyto závislosti měly být monotónně klesající, což se nepodařilo zcela naměřit, ale jisté tendence byly zaznamenány. Z porovnání úhlů také vyplývá, že hodnoty naměřené s nejnižším úhlem jsou řádově shodné s teoretickými, ale ty s nejvyšším úhlem vůbec neodpovídají teoretickým. Pro hlubší pochopení těchto úhlových závislostí by tedy bylo užitečné provést větší počet měření pro větší rozpětí úhlů a také měření pro různé vlnové délky čerpání.

Při posledním měření byla zkoumána účinnost iCCD kamery v rozsahu (440-580) nm, tedy v okolí jejího detekčního maxima. Toto maximum bylo přibližně nalezeno, ale hodnoty získané při tomto měření jsou o něco nižší než teoretické.

Všechna provedená měření jsou zatížena nejistotami, které se pohybují od desetin procent po desítky procent. Důvody přítomnosti těchto chyb jsou neznámé a byly nastíněny a popsány v kapitole 3. Lepšímu zhodnocení přesnosti této práce by jistě pomohlo, kdyby byly zjištěny přesné hodnoty kvantové účinnosti iCCD kamery, nejlépe od výrobce, protože teoretické hodnoty použité k porovnání s experimentálními výsledky jsou jen přibližné. Přesto jim ale většina experimentálních výsledků alespoň řádově odpovídá.

Seznam použité literatury

- [1] PEŘINA, J. JR., HADERKA, O., HAMAR, M. a MICHÁLEK, V. *Photonnumber distributions of twin beams generated in spontaneous parametric down-conversion and measured by an intensified CCD camera*. Phys. Rev. A **85**, 023816 (2012).
- [2] HADERKA, O., PEŘINA, J. JR., HAMAR, M. a PEŘINA, J. *Direct measurement and reconstruction of nonclassical features of twin beams generated in spontaneous parametric down-conversion*. Phys. Rev. A **71**, 033815 (2005).
- [3] MIGDALL, A. L. *Single-photon detection characterization using correlated photons: the march from feasibility to metrology*. J. Mod. Opt. **51**, 1549 (2003).
- [4] BRIDA, G., CHEKHOVA, M., GENOVESE, M., PENIN, A. a RUO-BERCHERA, I. *The possibility of absolute calibration of analog detectors using parametric down-conversion: a systematical study*. Opt. Soc. Am. B **23**, 2185 (2006).
- [5] SHIH, Y. *Entangled biphoton source-property and preparation*. Rep. Prog. Phys. **66**, 1009 (2003).
- [6] MANDEL, L. a WOLF, E. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995, xxvi. ISBN 05-214-1711-2.
- [7] SALEH, B. E. A. a TEICH, M. C. *Fundamentals of photonics*. 2nd ed. Hoboken: Wiley-Interscience, 2007, xix. ISBN 978-0-471-35832-9.
- [8] BOYD, R. W. *Nonlinear optics*. 3rd ed. Academic Press, 2008.
- [9] SOUBUSTA, J. *Využití sestupné frekvenční parametrické konverze v optických experimentech*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2009, habilitační práce.
- [10] MIČUDA, M. *Generace korelovaných párů fotonů a jejich využití v experimentech s kvantovým zpracováním informace*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2011, disertační práce.
- [11] HALENKOVÁ, E., ČERNOCH, A. a SOUBUSTA, J. *Spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze a zdroj fotonových párů podle návrhu P.G. Kwiaty*. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012. ISBN 978-80-244-3111-6.
- [12] HADERKA, O., PEŘINA, J. JR., HAMAR, M. a PEŘINA, J. *Direct measurement and reconstruction of nonclassical features of twin beams generated in spontaneous parametric down-conversion*. Phys. Rev. A **71**, 033815 (2005).

- [13] LOUISELL, W. H., YARIV, A. a SIEGMAN, A. E. *Quantum fluctuations and noise in parametric processes I*. Phys. Rev. **124**, 1646 (1961).
- [14] BURNHAM, D.C. a WEINBERG, D. L. *Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs*. Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970).
- [15] KLYSHKO, D. N. *Utilisation of vacuum fluctuations as an optical brightness standard*. Sov. J. Quantum Electron **7**, 591 (1977).
- [16] KLYSHKO, D. N. *Use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors*. Sov. J. Quantum Electron. **10**, 1112 (1980).
- [17] MALYGIN, A. A., PENIN, A. N. a SERGIENKO, A. V. *Efficient generator of a two-photon field of visible radiation*. Sov. J. Quantum Electron. **11**, 939 (1981).
- [18] BOWMAN, S. R., SHIH, Y. H. a ALLEY C. O. *The Use Of Geiger Mode Avalanche Photodiodes For Precise Laser Ranging At Very Low Light Levels: An Experimental Evaluation*. Proc. SPIE **663**, 24 (1986).
- [19] RARITY, J. G., RIDLEY, K. D. a TAPSTER, P. R. *Absolute measurement of detector quantum efficiency using parametric downconversion*. Appl. Opt. **26**, 4616 (1987).
- [20] PENIN, A. N., SERGIENKO, A. V. *Absolute standardless calibration of photodetectors based on quantum two-photon fields*. Appl. Opt. **30**, 3582 (1991).
- [21] GINZBURG, V. M., KERATISHVILI, N., KORZHENEVICH, E. L., LUNEV G. V., PENIN, A. N. a SAPRITSKY, V. *Absolute meter of photodetector quantum efficiency based on the parametric down-conversion effect*. Opt. Eng. **32**, 2911 (1993).
- [22] KWIAT, P. G., STEINBERG, A. M., CHIAO, R. Y., EBERHARD, P. H. a PETROFF, M. D. *Absolute efficiency and time-response measurement of single-photon detectors*. Appl. Opt. **33**, 1844 (1994).
- [23] MIGDALL, A., DATLA, R., SERGIENKO, A., ORSZAK, J. S. a SHIH, Y. H. *Absolute detector quantum-efficiency measurements using correlated photons*. Metrologia **32**, 479 (1995).
- [24] BRIDA, G., CASTELLETTO, S., DEGIOVANNI, I. P., NOVERO, C. a RASTELLO, M. L. *Towards an uncertainty budget in quantum-efficiency measurements with parametric fluorescence*. Metrologia **37**, 625 (2000).
- [25] MIGDALL, A., L. *Absolute Quantum Efficiency measurement using correlated photons: Toward a measurement protocol*. IEEE transactions on instrumentation and measurement **50**, 478 (2001).

- [26] BRIDA, G., CHEKHOVA, M., GENOVESE, M., PENIN, A., RASTELLO, M. A. a RUO-BERCHERA, I. *Absolute Calibration of Analog Detectors by using parametric down conversion*. IEEE transactions on instrumentation and measurement **56**, 272 (2007).
- [27] BRIDA, G., CHEKHOVA, M., GENOVESE, M., RASTELLO, M. L. a RUO-BERCHERA, I. *Absolute Calibration of Analog Detectors using stimulated parametric down conversion*. J. Mod. Opt. **56**, 401 (2009).
- [28] BRIDA, G., DEGIOVANNI, I. P., GENOVESE, M., RASTELLO, M. L. a RUO-BERCHERA, I. *Detection of multimode spatial correlation in PDC and application to the absolute calibration of a CCD camera*. Optics Express. **23**, 20572 (2010).
- [29] WORSLEY, A. P., COLDENSTRODT-RONGE, H. B., LUNDEEN, J. S., MOSLEY, P. J., Smith, B. J., PUENTES, G., THOMAS-PETER, N. a WALMSLEY, I. A. *Absolute efficiency estimation of photon-number-resolving detectors using twin beams*. Optics Express **17**, 4397 (2009).
- [30] PEŘINA, J. JR., HADERKA, O., MICHÁLEK, V., HAMAR, M. *Absolute detector calibration using twin beams.*, Opt. Lett. **37**, 2475 (2012).
- [31] PEŘINA, J. JR., HADERKA, O., MICHÁLEK, V., HAMAR, M. *State reconstruction of a multimode twin beam using photodetection*. Phys. Rev. A **87**, 22108 (2013).
- [32] HADERKA, O., PEŘINA, J. JR., MICHÁLEK, V., HAMAR, M. *Absolute spectral calibration of an intensified CCD camera using twin beams*. J. Opt. Soc. Am. B **31**, B1 (2014).
- [33] PEŘINA, J. JR., HADERKA, O., ALLEVI, A. a BONDANI, M. *Absolute calibration of photon-number-resolving detectors with an analog output using twin beams*. Appl. Phys. Lett. **104**, 041113 (2014).
- [34] PEŘINA, J. a KŘEPELKA, J. *Multimode description of spontaneous parametric down-conversion*. J. Opt. B **7**, 246 (2005).
- [35] PEŘINA, J. a KŘEPELKA, J. *Multimode description of stimulated parametric down-conversion*. J. Opt. B **7**, 246 (2005). Opt. Commun. **265**, 632 (2006).
- [36] PEŘINA, J. *Quantum statistics of linear and nonlinear optical phenomena*. 2. completely rev. ed. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991, xi, 412 s. ISBN 0-7923-1171-x.

- [37] PEŘINA, J. JR, HADERKA, O., HAMAR, M. a MICHÁLEK, V. *Photonnumber distributions of twin beams generated in spontaneous parametric down-conversion and measured by an intensified CCD camera*. Phys. Rev. A **85**, 023816 (2012).
- [38] Allan, D. W. *Statistics of Atomic Frequency Standards*. Proc. IEEE **54**, 221 (1966).
- [39] ČERNOCH, A. a HADERKA, O. *Detekce světla*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, skriptum k předmětu SLO/DS.
- [40] Andor, an Oxford instruments company. *Intensified CCD cameras*. [online]. [cit. 2015-11-16]. Dostupné z: <http://www.andor.com/learning-academy/intensified-ccd-cameras-the-technology-behind-iccds>.
- [41] Coherent Inc: *Uživatelská příručka pro použitý laser*.
- [42] NIKOGOSIAN, D. *Nonlinear optical crystals: a complete survey*. New York: Springer-Science, c2005, ix, 427 p. ISBN 0-387-22022-4.
- [43] Andor, an Oxford Instruments Company: *Uživatelská příručka pro monochromátor a iCCD kameru*. [online] [cit. 2016-04-18]. Dostupné z: <http://www.andor.com/scientific-cameras/intensified-camera-series/istar-334t>
http://www.tokyoinst.co.jp/product_file/file/AD10_man01_ja.pdf
- [44] HAMAR, M., PEŘINA, J., JR., HADERKA, O. a MICHÁLEK, V. *Transverse coherence of photon pairs generated in spontaneous parametric down-conversion*. Phys. Rev. A **81**, 43827 (2010).
- [45] AXNER, O. *Analysis and Design of Optical Systems*. Version 150105. Umeå: Umeå Universitet. A Comprehensive and Tutorial Manual in Gaussian Imaging and Basic Aberration Theory with Examples.
- [46] Newport Corporation. *Calibrated sources*. [online]. [cit. 2016-04-06]. Dostupné z: <http://www.newport.com/Calibrated-Sources/378236/1033/info.aspx>

Seznam použitých symbolů a zkratek

BBO	β -barium borát
GEN II, resp. III	(intenzifikátor) druhé, resp. třetí generace
iCCD kamera	intenzifikovaná CCD kamera
NDF	neutrální filtr
OPA	optický parametrický zesilovač
PDC	parametrická sestupná konverze
RF	šumový redukční faktor
SLO UP a FzÚ AV ČR	Společná laboratoř optiky Univerzity Palackého v Olomouci a Fyzikálního ústavu AV ČR
SPDC	spontánní parametrická sestupná konverze
SSJRE	společné signální a jalové rozdělené elektronů (dvourozměrné)
SSJRF	společné signální a jalové rozdělené fotonů (dvourozměrné)
a, a^\dagger	anihilační a kreační operátor
b	počet fotonů na mód
c	počet fotoelektronů generovaných při detekci fotonu
d	počet temných detekcí (v teorii k experimentální části)
D	počet temných detekcí na pixel iCCD kamery a jednotku času
E	amplituda elektrického pole
$E^{(-)}, \text{ resp. } E^{(+)}$	amplituda záporné, resp. kladné frekvenční části elektrického pole
f	naměřené SSJRE
F	hustota toku fotonů
\mathcal{F}	parametr závisící na druhé mocnině zesílení Z
H	interakční Hamiltonián
\hbar	redukovaná Planckova konstanta
i	elektrický proud
\vec{k}	vlnový vektor
K	počet pixelů iCCD kamery
m	počet fotoelektronů generovaných při detekci fotonu po korekci na signální a jalové šumové fotony
M	počet stejně obsazených efektivních módů
n	počet fotonů v poli, které se nachází před detektorem
N, N_c, N_d	počet detekcí, koincidenčních detekcí a temných detekcí (v režimu detekce čítání fotonů)
p	teoretické SSJRF
O	odchylka experimentálního a teoretického SSJRE

p_c	teoretické SSJRE
q	váhový koeficient amplitudy pulzu odpovídající elektrickému náboji (při detekci analogovým detektorem)
\vec{r}	polohový vektor
r	relativní velikost CCD čipu
t	čas
T	pravděpodobnost detekce fotonu
V	objem
w	tvar pulzu (při detekci analogovým detektorem)
x_n	posloupnost počtu snímků
Z	zesílení
Γ	gama funkce
δ	delta funkce
ϵ_0	permitivita vakua
η	účinnost detektoru
λ	vlnová délka
σ^2	Allanova variance
τ	časový rozdíl
φ	počet snímků v subsekvenci
$\chi^{(2)}$	nelineární susceptibilita druhého řádu
$ \psi\rangle, vac\rangle$	kvantový stav fotonového páru a vakua
ω	úhlová frekvence