

FAKULTÄT FÜR PHYSIK
LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Masterarbeit

Erzeugung von
polarisationsverschränkten
Photonenpaaren mittels
spontaner parametrischer
Fluoreszenz

Christine Ogrisek

20. April 2016

Betreut durch Prof. Dr. H. Weinfurter

DEPARTMENT OF PHYSICS
LUDWIG-MAXIMILIAN-UNIVERSITY MUNICH

Master's Thesis

**Generation of polarization
entangled photon pairs via
spontaneous parametric down
conversion**

Christine Ogriseg

20. April 2016

Supervised by Prof. Dr. H. Weinfurter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Doppelbrechung in nichtlinearen Kristallen	3
2.2	Spontane Parametrische Fluoreszenz	7
2.2.1	Verschankung von Photonenpaaren	9
2.3	Walk-Off	15
2.3.1	Transversaler Walk-Off in BBO-Kristallen	15
2.3.2	Kompensation des transversalen Walk-Off	17
2.3.3	Longitudinaler Walk-Off in BBO-Kristallen	20
2.3.4	Longitudinaler Walk-Off in YVO_4 -Kristallen	23
2.3.5	Gesamter longitudinaler Walk-Off und dessen Kompen- sation	25
2.4	Temperaturabhängigkeit	30
3	Versuchsaufbau	37
3.1	Pumplaser	37
3.2	Die Down-Conversion-Quelle	41
3.2.1	Vorbereitung des Pumpstrahls	43
3.2.2	Charakterisierung der BBO-Kristalle und Bestimmung der optischen Achsen	44
3.2.3	Kompensation des transversalen Walk-Offs	54
3.2.4	Kompensation des longitudinalen Walk-Offs	54
3.3	Trennung von Signal und Idler und Detektion der Photonen	56
4	Messungen	61
4.1	Wellenlängenabhängigkeit der Korrelationskurven	62
4.1.1	Messkurven und Ergebnisse	62
4.2	Zeitabhängigkeit der Korrelationskurven	66
4.2.1	Auswertung und Ergebnisse	67
4.3	Temperaturabhängigkeit der Korrelationskurven	69
5	Zusammenfassung und Ausblick	73

1 Einleitung

*The light in the world comes principally from two sources
the sun and the student's lamp*

-Christian Nestell Bovee

Bereits im 18. Jahrhundert beschäftigten sich verschiedene Größen der Physik wie Newton oder Huygens mit der Erforschung von Licht und seinen Eigenschaften. Zunächst herrschten noch die zwei gegensätzlichen Theorien dieser beiden Physiker vor, die Licht entweder in Form von Wellen (Huygens) oder in Form von Teilchen (Newton) beschrieben [1]. Diese beiden Theorien schienen nicht vereinbar zu sein. Anfang des 20. Jahrhunderts jedoch änderte sich die Situation mit Plancks Hypothese zur Schwarzkörperstrahlung grundlegend. Er postulierte, dass diese Strahlung als diskrete Energiepakete (Quanten) emittiert wird und konnte somit sogar die Ultraviolett Katastrophe lösen [2], ein Problem, das Physiker bis dahin schon lange beschäftigt hatte. Nur vier Jahre später (1905) konnte Einstein diese Theorie zur Beschreibung des *Photoelektrischen Effekts* anwenden [3]. Dadurch konnte er die Licht-Materie-Wechselwirkung erklären, bei der durch Absorption eines Photons ein Elektron aus seiner Bindung (z.B. im Atom) gelöst werden kann. Somit war der Grundstein für die quantenmechanische Beschreibung von Licht und Atomen gelegt.

Auch in der heutigen Zeit forschen Physiker im Bereich der Optik bzw. Quantenoptik und versuchen ihr ihre Geheimnisse zu entlocken. Eigenschaften und Charakteristiken von Licht und seiner Wechselwirkung mit Materie sind dabei ein genauso spannendes Feld wie seine verschiedenen Anwendungsbereiche. Als eine besonders interessante Eigenschaft von Licht, die mit den Jahren entdeckt wurde, ist meiner Ansicht nach die Verschränkung von Photonenpaaren zu erwähnen. Dieses besondere Merkmal kann bei Licht auftreten und ist nicht mehr mit klassischen Theorien erklärbar. Dabei handelt es sich um Photonen deren Einzelzustände nicht unabhängig voneinander ausgedrückt werden können, sondern stets als Superposition von Mehrphotonenzuständen betrachtet werden müssen.

Das wirklich Interessante allerdings tritt zu dem Zeitpunkt auf, an dem eines dieser Photonen verändert oder manipuliert wird. Man kann nämlich eine

besondere Korrelation des Messergebnisses seines Partners beobachten; unabhängig davon, ob sich die beiden an demselben oder unterschiedlichen Orten befinden. Man könnte meinen, dass die Information über den veränderten Zustand eines Partners mit Überlichtgeschwindigkeit an den anderen Partner übertragen wurde. Dies kann laut der allgemeinen Relativitätstheorie allerdings nicht möglich sein. Eine Möglichkeit der Interpretation ist es also, dass die Messergebnisse (Observablen) zu keinem Zeitpunkt von der tatsächlichen Messung festgelegt sind und nicht mit sogenannten lokalen Variablen beschrieben werden können. Dies macht diesen Effekt zu einem rein quantenmechanischen Problem [1]. Das wohl bekannteste Gedankenexperiment zum Thema Verschränkung ist das *EPR-Paradoxon* [4], das von den drei Physikern Einstein, Rosen und Podolsky verfasst wurde. Sie postulierten bereits 1935, dass aufgrund eines Experiments mit verschränkten Teilchen die Quantenmechanik gegen die Annahmen der Lokalität verstößt. Erst ca. 30 Jahre später konnte John Bell eine Ungleichung einführen, mittels der getestet werden kann, ob ein System mit einer lokalen und realistischen Theorie beschrieben werden kann [5]. Verschränkte Photonenpaare verletzen diese Ungleichung und stimmen damit mit der Quantenmechanik überein. Ihre Eigenschaften sind nicht mehr lokal beschreibbar.

Dieses Phänomen mag auf den ersten Blick paradox erscheinen. Trotzdem machen es sich heutzutage viele Physiker zunutze, z.B. im Bereich der Quantenkryptografie zur sicheren Schlüsselübertragung. Dafür können zuverlässige Quellen für verschränkte Photonen verwendet werden. Es gibt verschiedene Methoden, um diese zu erzeugen. Dabei ist sicherlich die *Spontane Parametrische Fluoreszenz (Down Conversion)* als eine der zuverlässigsten und stabilsten Quellen für die Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonenpaaren zu erwähnen. Da diese Art einer Quelle aus vergleichsweise wenigen Komponenten besteht, ist es prinzipiell möglich, sie kompakt und stabil aufzubauen. Für eine reale Anwendung ist dies natürlich eine wichtige Voraussetzung. Eine SPDC-Quelle kann somit auch als vergleichsweise „einfache“ Demonstrationsquelle für polarisationsverschränkte Photonen dienen. Bei Vorlesungen oder Praktika könnten damit Experimente zum Thema Verschränkung anschaulich erklärt und demonstriert werden.

In dieser Arbeit wird erklärt, welche Charakteristiken die verschiedenen Komponenten bei einer SPDC-Quelle aufweisen sollten und welche Schwierigkeiten und Tücken beim Justieren von jener auftreten können. Der aufmerksame Leser soll letzten Endes selbst dazu in der Lage sein, eine Quelle für polarisationsverschränkte Photonen zu bauen.

2 Physikalische Grundlagen

Mit Hilfe von nichtlinearen optischen Kristallen können durch spontane parametrische Fluoreszenz (SPDC) - oder auch Down Conversion (DC) genannt - Photonenpaare erzeugt werden. Die beiden entstehenden Photonen werden Signal und Idler genannt. Grundsätzlich wird bei solchen Quellen zwischen Typ I und Typ II unterschieden.

Im Falle von Typ I sind die entstehenden Signal- und Idler-Photonen gleich polarisiert [6]. Bei Typ II [7] hingegen sind sie senkrecht zueinander polarisiert (vgl. [1]). Der Unterschied im Aufbau einer Quelle für polarisationsverschränkte Photonenpaare liegt im Wesentlichen darin, dass entweder ein einzelner, nichtlinearer Kristall für die Erzeugung der Photonenpaare (Typ II) verantwortlich ist oder dafür zwei gekreuzte Kristalle (Typ I) verwendet werden. Letzteres bedeutet, dass die optischen Achsen der beiden Kristalle einen Winkel von 90° einschließen. Hierfür werden die beiden Kristalle miteinander verklebt und können so als eine einzelne Komponente käuflich erworben werden.

Außerdem kann der Experimentator auch selbst festlegen, ob die Wellenlängen der entstehenden Photonenpaare entartet sind oder sich voneinander unterscheiden (nicht-entarteter Fall). Dies kann, wie in den folgenden Kapiteln ausführlich erklärt wird, über die Phasenanpassungsbedingungen in den Kristallen, die zur Erzeugung der Photonen verwendet werden, festgelegt werden. Zunächst sollen hier nun wichtige Grundlagen erörtert werden, um die Notwendigkeit bestimmter Komponenten und deren Funktion im Aufbau darzulegen.

2.1 Doppelbrechung in nichtlinearen Kristallen

Photonenpaare können in nichtlinearen Kristallen erzeugt werden. Eine besondere Eigenschaft dieser Kristalle ist die Doppelbrechung. Diese wurde erstmals 1669 im Calcit-Kristall von Erasmus Bartholinus beobachtet, der feststellte, dass die Doppelbilder, die er durch den Kristall erkennen konnte, nicht durch das Snelliussche Brechungsgesetz zu erklären waren. Doppelbrechende Kristalle sind anisotrop, d.h. ihre optischen Eigenschaften hängen von der Richtung ab, in der das Licht sie passiert ([8]). Prinzipiell können auch isotrope Medien durch Druck, elektrische Felder oder Temperaturgradienten doppelbrechend

werden. Der Einfachheit halber wollen wir uns hier allerdings auf den Fall der anisotropen Materialien beschränken.

Aus der Festkörperphysik ist bekannt, dass es in solchen Medien eine kristallographische Hauptachse gibt. Im Weiteren soll diese als optische Achse bezeichnet werden. Diese optische Achse stellt eine Vorzugsrichtung dar. Wir werden sehen, dass mit Bezug auf diese Achse die Lichtausbreitung im Kristall eine Polarisationsabhängigkeit aufweist. Die Frage ist also: Was passiert mit Licht, das auf so einen Kristall fällt?

Um dies zu verstehen, betrachten wir der Einfachheit halber stets Licht, das senkrecht auf die Oberfläche des Kristalls trifft. Im ersten Fall soll sich das Licht in Richtung der optischen Achse ausbreiten und dessen Feldstärkevektor \vec{E} senkrecht zur optischen Achse schwingen. Man kann dabei beobachten, dass solches Licht den Kristall mit der Geschwindigkeit $v_o = \frac{c}{n_o}$ passiert ohne dabei gebrochen zu werden. c stellt in dieser Formel die Lichtgeschwindigkeit des Vakuums und n_o den *ordentlichen* Brechungsindex dar. Das Licht verhält sich also genau so wie man es aufgrund des Snelliusschen Brechungsgesetz erwarten würde. Bei der Ausbreitung in Richtung der optischen Achse ist die Geschwindigkeit somit unabhängig von der Polarisation des Lichtes. \vec{E} schwingt immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und ist damit immer senkrecht zur optischen Achse.

Ein ganz anderer Fall tritt für Licht auf, dessen k -Vektor einen beliebigen Winkel θ zur optischen Achse einschließt. Das bedeutet bei senkrechtem Lichteinfall, dass die optische Achse nicht mehr parallel zur Kristalloberfläche liegt. Hier kann man eine Polarisationsabhängigkeit beobachten. Senkrecht zur optischen Achse polarisiertes Licht verhält sich wiederum wie eben beschrieben. Es wird bei senkrechtem Einfall auf die Oberfläche des Kristalls nicht gebrochen, sondern verändert lediglich seine Geschwindigkeit. Daher wird es im Weiteren als *ordentliches* Licht bezeichnet. Handelt es sich allerdings um Licht, das parallel zur optischen Achse polarisiert ist, werden zwei Effekte beobachtet: zum einen verändert sich die Phasengeschwindigkeit v_{oo} und zum anderen kann dieser Lichtstrahl gebrochen werden, obwohl er senkrecht auf die Eintrittsfläche trifft ([8]). Da dieser Effekt nicht mehr durch das Snelliussche Brechungsgesetz beschrieben werden kann, wird dieses Licht auch *außerordentlich* genannt. Beliebiger polarisiertes Licht wird also durch so einen doppelbrechenden Kristall in seine Polarisationskomponenten aufgeteilt und transversal voneinander getrennt.

Kristalle, deren optische Achse parallel zur Oberfläche liegen, stellen einen Spezialfall dar. Trifft polarisiertes Licht senkrecht auf die Kristalloberfläche, schließen außerordentliche Polarisationsrichtung und optische Achse einen Winkel von $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 180^\circ$ ein. Dadurch wird ein transversales Auseinanderlau-

fen von ordentlichem und außerordentlichem Strahl vermieden. Sie sammeln auf ihrem Weg durch den Kristall lediglich eine relative Phase zwischeneinander auf.

Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der ordentlichen und außerordentlichen Anteile des Lichts innerhalb des doppelbrechenden Kristalls lassen sich auf die richtungsabhängigen Brechungsindizes (n_o und n_{ao}) zurückführen. Allgemein lassen sich diese über den diagonalisierten Dielektrizitätstensor $\tilde{\varepsilon}$ beschreiben, dessen Hauptwerte den drei Werten des Brechungsindex ($n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ und $n_3 = \sqrt{\varepsilon_3}$) entsprechen. Man betrachte dabei einen Vektor $\mathbf{n} = [n_x, n_y, n_z]$ vom Nullpunkt aus im Hauptachsensystem (n_1, n_2, n_3) [9]. Seine Endpunkte beschreiben somit ein Ellipsoid,

$$\frac{n_x^2}{n_1^2} + \frac{n_y^2}{n_2^2} + \frac{n_z^2}{n_3^2} = 1 \quad (2.1)$$

welches auch als *Indexellipsoid* bezeichnet wird ([9]). Kristalle, für deren Brechungsindizes $n_1 = n_2 \neq n_3$ gilt, werden als *optisch einachsige Kristalle* bezeichnet. Das Indexellipsoid für so einen Kristall ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Da auch die im Experiment verwendeten BBOs (Beta-Barium-Borat Kristalle) solche einachsigen Kristalle darstellen, beschränken wir uns im Weiteren auch nur auf diesen Fall. Wir können also sehen, dass es in solchen Kristallen unterschiedliche Brechungsindizes für unterschiedliche Richtungen gibt. Diese werden wiederum als ordentlich n_o und außerordentlich n_{ao} bezeichnet und sind auch der Grund für die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten von senkrecht und parallel polarisiertem Licht. Je nachdem ob nun $n_3 = n_{ao} < n_1 = n_2 = n_o$ oder $n_{ao} > n_o$ gilt, nennt man die Kristalle optisch negativ oder optisch positiv. BBO-Kristalle gehören zu den optisch negativen Kristallen. Somit breitet sich in ihnen der außerordentliche Strahl mit einer höheren Phasengeschwindigkeit aus als der ordentliche.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass bei doppelbrechenden Medien im Wesentlichen zwei Effekte auftreten: Zum einen kann senkrecht einfallendes Licht in zwei Anteile, den ordentlichen und außerordentlichen Strahl, aufgespalten und durch Brechung räumlich voneinander getrennt werden. Zum anderen breiten sich die beiden Strahlen mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten aus.

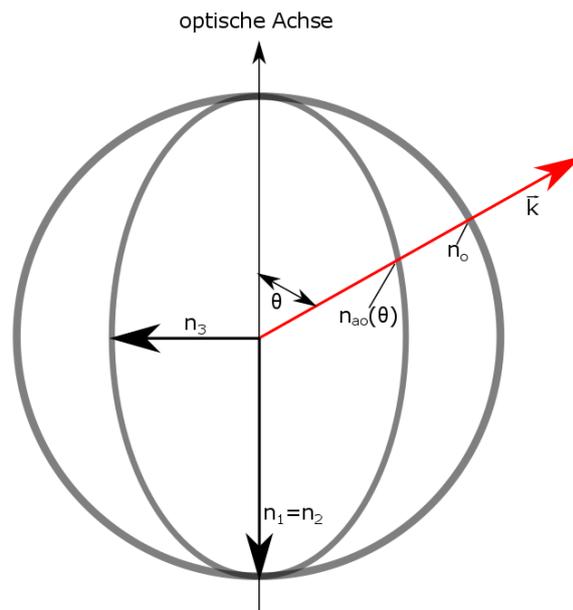


Abbildung 2.1: Indexellipsoid für einen optisch negativen Kristall: Es ist deutlich zu erkennen, dass der ordentliche Brechungsindex n_o für jeden beliebigen Einfallswinkel θ gleich groß ist. Der außerordentliche Brechungsindex n_{ao} hingegen ändert sich abhängig vom Einfallswinkel. Nur für $\theta = 0^\circ$ bzw. $\theta = 180^\circ$ haben die beiden Brechungsindizes den gleichen Wert. Dies entspricht einer Ausbreitungsrichtung entlang der optischen Achse.

2.2 Spontane Parametrische Fluoreszenz

Wir wissen nun, dass in nichtlinearen Kristallen Doppelbrechung auftreten kann. Damit darf dieser Effekt bei der Justage der Quelle keineswegs vernachlässigt werden, da er unter Umständen auch hilfreich sein kann. Im nächsten Schritt wollen wir uns auf den Mechanismus der spontanen parametrischen Fluoreszenz konzentrieren. Dieser nichtlineare Prozess zweiter Ordnung ist nämlich die Ursache für die Entstehung der Photonenpaare im BBO-Kristall. Um zu verstehen, was bei diesem Prozess im Kristall passiert, soll zunächst die allgemein bekannte Formel für die Polarisation von Licht mit Hilfe der *elektrischen Suszeptibilität* χ neu beschrieben werden.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.2)$$

mit

$$\chi = (\varepsilon(\omega) - 1) \quad (2.3)$$

Dabei ist $\varepsilon(\omega)$ eine frequenzabhängige Größe. Man erhält also einen linearen Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und Polarisation: erhöht man die Feldstärke, so steigt auch die Polarisation an. Allerdings muss man davon ausgehen, dass die Polarisation nicht beliebig hoch ansteigen kann, sondern irgendwann ein Sättigungsvorgang eintritt. Folglich kann man schlussfolgern, dass auch die Suszeptibilität eine von der elektrischen Feldstärke abhängige Funktion ist und damit mittels Potenzreihenansatz beschrieben werden kann [9]:

$$\begin{aligned} P_i &= \varepsilon_0 \left(\sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_j \sum_k \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \right. \\ &\quad \left. \sum_j \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right) \\ &= P_{lin} + P_{NL} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Da sowohl die Polarisation als auch die Feldstärke Vektorcharakter besitzen, müssen die verschiedenen Suszeptibilitäten χ_i als Tensoren betrachtet werden. Setzt man nun einen Ansatz ebener Wellen in die obige Gleichung ein, erhält man unter Beachtung der Maxwell'schen Gleichungen die *Nichtlineare Wellengleichung* [10]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - (\chi_1 + 1)\varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

Somit erhält man auf der rechten Seite einen zusätzlichen Term. Dieser beschreibt nun solche Effekte, die mit Hilfe der linearen Optik nicht erklärbar sind. Zur theoretischen Beschreibung dieser Effekte werden zwei Annahmen benötigt: Zum einen soll der Ansatz ebener Wellen in die nichtlineare Wellengleichung eingesetzt werden; zum anderen soll man annehmen, dass die Einhüllende des Feldes E_0 sich nur langsam ändert. Damit erhält man schließlich einen Term, der für eine Erzeugung von Licht bei anderen Frequenzen verantwortlich ist (siehe dazu [10]), d.h. dass aus zwei einfallenden Photonen (ω) eines der Frequenz $2\omega_p$ (Frequenzverdopplung) entsteht. Strahlt man allerdings mehr als ein elektrisches Feld ein, können auch Effekte wie Summenfrequenzerzeugung ($\omega_1 + \omega_2$) oder auch Differenzfrequenzerzeugung ($|\omega_1 - \omega_2|$) auftreten. Wir wollen uns an dieser Stelle fragen, ob auch der umgekehrte nichtlineare Prozess, die spontane parametrische Fluoreszenz (SPDC), beobachtet werden [1] kann. Durch eine Quantisierung der oberen Gleichungen kann man tatsächlich feststellen, dass es möglich ist, aus einem Pumpphoton hoher Energie zwei Photonen (Signal und Idler) mit niedrigeren Frequenzen zu erzeugen. Dieser Effekt kann mit klassischen Theorien nicht mehr erklärt werden und stellt damit ein rein quantenmechanisches Problem dar. Eine vollständige theoretische Erläuterung soll an dieser Stelle nicht erfolgen, sondern kann unter anderem in [11] und [12] nachgelesen werden.

Bei SPDC müssen die sogenannten *Phasenanpassungsbedingungen* (*Phase Matching*) erfüllt werden. Diese sind wie folgt zu verstehen: Die Entstehung von Photonen erfolgt immer unter zwei Bedingungen - Energie- und Impulserhaltung.

$$\omega_p = \omega_i + \omega_s \quad (2.6)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (2.7)$$

Sowohl die Energie- als auch die Impulserhaltung sind für den Aufbau der Down Conversion Quelle äußerst wichtig, da beide von den Wellenlängen der Photonen abhängen. Anhand der Impulserhaltung soll dies näher erläutert werden. Da die k -Vektoren der verschiedenen Photonen bekanntermaßen sowohl von der Wellenlänge als auch vom Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und optischer Achse abhängen, wird ersichtlich, dass sich über die Verkipfung des nichtlinearen Kristalls (Winkeleinstellung zwischen optischer Achse und Pumplaser) die Phasenanpassungsbedingung in bestimmten Fällen realisieren lässt. Man stellt dabei den Winkel zwischen k -Vektor und optischer Achse ein

und kann somit die Wellenlängen der entstehenden Photonen selektieren. Dadurch kann z.B. für den kollinearen Fall eingestellt werden, ob die Wellenlängen der Photonenpaare entartet sind oder ob sie sich voneinander unterscheiden. Allerdings muss dabei beachtet werden, dass Photonen unterschiedlicher Wellenlängen unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten $v_{Ph_i} = \frac{c}{n(\omega_i)}$ im Medium besitzen. Das bedeutet, dass solche Prozesse nur in nichtlinearen Medien stattfinden können, da Medien normaler Dispersion eine Phasenanpassung der Art $n(\omega_p) = n(\omega_s + \omega_i)$ nicht zulassen würden. Bei doppelbrechenden Kristallen allerdings wählt man - je nach Art der Doppelbrechung - die Polarisation der Grundwelle außerordentlich und die der erzeugten Wellen ordentlich oder umgekehrt. Durch Kippen des Kristalls (Einstellen von Winkel zwischen k-Vektor und optischer Achse) lässt sich dann die Phasenanpassung realisieren.

2.2.1 Verschränkung von Photonenpaaren

Im Experiment wird eine Typ I Down Conversion Quelle realisiert. Das bedeutet, dass aus einem außerordentlich polarisierten Pumpphoton zwei ordentlich polarisierte Down Conversion Photonen erzeugt werden. Um mit dieser Quelle Photonenpaare unterschiedlicher Polarisationen zu erzeugen und damit Verschränkung erreichen zu können, reicht ein einzelner Kristall nicht mehr aus. Es müssen zwei Kristalle zum Einsatz kommen, deren optische Achsen im rechten Winkel zueinander stehen. Sofern die Kristalle ansonsten völlig identisch sind und auch gleich im Aufbau stehen (Winkel zwischen k-Vektor des Pumplasers und optischer Achse), werden in jedem Kristall Photonenpaare erzeugt, die jeweils die gleichen Wellenlängen aufweisen, sich allerdings in ihrer Polarisation um 90° unterscheiden. Durch die Verwendung eines Kristallpaares erhalten wir also Photonenpaare aus beiden Kristallen, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Das Ziel ist es, Verschränkung für den Zustand zu erreichen, der von so einem Kristallpaar aufgesammelt werden kann.

Dazu müssen wir zunächst verstehen, was man unter Verschränkung versteht. Ein Mehrteilchensystem wird nämlich dann als verschränkt bezeichnet, wenn die Wellenfunktion dieses Zustands nicht mehr in ein Produkt aus Einzelzuständen faktorisiert werden kann [1]. Dieses Konzept ist mit zwei der wohl berühmtesten Publikationen der Geschichte der Quantenmechanik verbunden. 1935 veröffentlichten Einstein, Rosen und Podolsky ihr „EPR-Paper“ und erklärten darin die Eigenschaften eines verschränkten Zwei-Teilchen Systems [4]. Als Antwort darauf behandelte auch Schrödinger die Verschränkung in seiner berühmten Beschreibung des Katzen-Paradoxons [13].

Ein vereinfachtes Beispiel zur Erklärung des EPR-Paradoxons wurde 1951 von David Bohm eingeführt [14]. Er betrachtete dafür ein Molekül, wie z.B. Hg_2 , das aus zwei Spin- $\frac{1}{2}$ -Atomen besteht und Gesamtspin 0 hat. Dieses Sys-

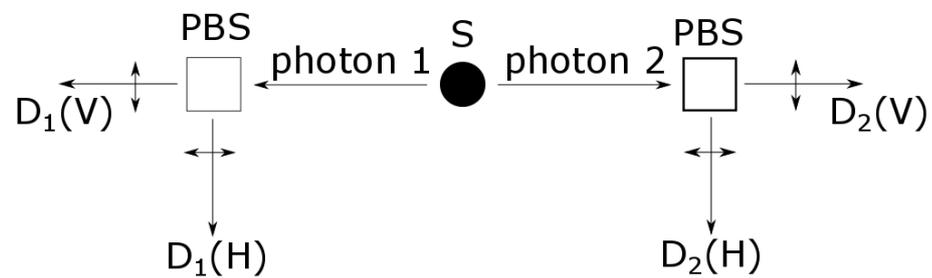


Abbildung 2.2: Der Aufbau des Gedankenexperiments: Die Lichtquelle S (Source) emittiert korrelierte Photonenpaare (Photon 1 nach links, Photon 2 nach rechts). Am polarisierenden Strahlteiler wird unterschieden, ob das Photon horizontal oder vertikal polarisiert ist. Abhängig davon messen die Detektoren hinter den Ausgängen des Strahlteilers ein Ereignis oder eben nicht.

tem kann durch Dissoziation unter Erhaltung des Gesamtdrehimpulses voneinander getrennt werden. Das bedeutet, dass keine direkte Wechselwirkung mehr stattfinden kann, sobald sich die beiden Atome weit genug voneinander entfernt haben. Wenn wir nun die Spin-Komponenten dieser beiden Atome in einer Basis messen, die z.B. parallel zur z-Richtung orientiert ist, erhalten wir perfekte Korrelation. Dieses Ergebnis überrascht uns allerdings nicht. Auch in der Alltagswelt können solche Korrelationen beobachtet werden. Werden z.B. eine schwarze und weiße Kugel losgeschickt, ohne zu wissen welche Kugel sich in welche Richtung bewegt, kann der Empfänger der ersten Kugel sofort Aussagen über die Farbe der zweiten Kugel treffen [15].

Interessant wird diese Messung, wenn die beiden Detektoren nicht mehr die gleiche Messbasis verwenden (z.B. orthogonale Richtungen z und x). Dem EPR-Paradoxon zufolge, wüsste man nach einer Messung eines Atoms in z-Richtung sofort über das Ergebnis des zweiten Atoms in x-Richtung bescheid. Die Nicht-Vertauschbarkeit der Spinkomponenten in der Quantenmechanik lässt so ein Verhalten allerdings nicht zu. Dies veranlasste Bohm zur Entwicklung einer Theorie mit lokal verborgenen Variablen, die dieses Gedankenexperiment erklären sollte [16] [17]. Diese verborgenen Variablen sind für uns nicht direkt messbar, legen aber den Ausgang der Messungen von vornherein fest. Damit wollte er der Quantentheorie einen deterministischen Charakter verleihen.

Es kommt in diesem Gedankenexperiment nicht darauf an, dass Atome verwendet werden. Da dieses mit jedem Zwei-Teilchen-System möglich ist, wollen wir hier nun in Anlehnung an Bohms Gedankenexperiment ein optisches Beispiel vorstellen, das die Eigenschaften von polarisationsverschränkten Photonen erläutern soll. Dazu wollen wir den Aufbau in Abbildung 2.2 betrachten: Hier soll die Lichtquelle in H/V-korrelierte Photonenpaare emittieren von denen Photon 1 in eine und Photon 2 in die andere Richtung läuft. Die Polarisation dieser Photonen soll anschließend mit einer Konfiguration aus polarisierendem Strahlteiler und Detektoren gemessen werden. Dabei können zwei Eigenschaften festgestellt werden. Misst man die Polarisation von nur einem Photon erhalten wir ein zufälliges Ergebnis. Bei einer Polarisationsmessung eines Photonenpaares jedoch erhält man miteinander korrelierte Ergebnisse. Im Prinzip kann man vier verschiedene Resultate sehen: [1]:

1. Misst Detektor $D_1(H)$ ein Photon, dann misst auch $D_2(H)$.
2. Misst Detektor $D_1(V)$ ein Photon, dann misst auch $D_2(V)$.
3. Misst Detektor $D_1(H)$ ein Photon, dann misst auch $D_2(V)$.
4. Misst Detektor $D_1(V)$ ein Photon, dann misst auch $D_2(H)$.

Es gibt nun Zustände, die zwei dieser Eigenschaften ergeben und dies aber zusätzlich noch für andere Richtungen als H und V tun. Die vier Zustände, die so ein System aus korrelierten Photonen beschreiben, werden auch *Bell-Zustände* genannt und sind von der Form:

$$|\phi^\pm\rangle = |H\rangle_1 |H\rangle_2 \pm |V\rangle_1 |V\rangle_2 \quad (2.8)$$

$$|\psi^\pm\rangle = |H\rangle_1 |V\rangle_2 \pm |V\rangle_1 |H\rangle_2 \quad (2.9)$$

Bei diesen maximal verschränkten Zuständen ist durch die Polarisationsmessung an einem der beiden Photonen das Resultat am zweiten festgelegt. Über 30 Jahre lang wurde dieser Effekt als Paradoxon aufgefasst. Erst J. Bell schaffte es 1964 eine Ungleichung aufzustellen, mit Hilfe derer man dem Widerspruch zwischen Quantenmechanik und Theorien mit verborgenen Variablen durch Messungen näher kam [5]. Lokale Theorien erfüllen dabei diese Ungleichung, während sie in der Quantenmechanik verletzt wird. Da die Bellsche Ungleichung aber perfekte Analysatoren und Detektoren voraussetzt, schlugen Clauser, Horne und Shimony dazu 1969 eine Variante vor, die Abweichungen zulässt [18]. Sie konnten zeigen, dass eine Theorie mit lokal verborgenen Variablen die Ungleichung

$$-2 \leq S \leq +2 \quad (2.10)$$

erfüllt. Der Parameter S wird dabei mittels Gleichung

$$S = E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta'_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta'_2) - E(\theta'_1, \theta'_2) \quad (2.11)$$

bestimmt. Die Winkel θ entsprechen hierbei den Messbasen (Polarisationszustände). Der Wert E ist der Erwartungswert unter den Winkeln θ_1, θ_2 und kann über die Koinzidenzzählraten bestimmt werden [7].

Verschränkte Systeme können nicht lokal beschrieben werden. Daher erwarten wir bei entsprechenden Messungen S -Werte, die größer als 2 sind und damit die Ungleichung nicht erfüllen. So kann unter anderem auch nachgewiesen werden, ob sich ein System überhaupt in einem verschränkten Zustand befindet oder nicht.

Eine weitere Methode zur Veranschaulichung von Verschränkung ist das Messen sogenannter *Korrelationskurven*. Dazu wird bei der Messung eines korrelierten Zustandes die Polarisation von Photon 1 durch einen Polarisator auf

eine beliebige Basis festgelegt. Abhängig davon wird anschließend die Polarisation von Photon 2 in verschiedenen Basen gemessen. Um einen verschränkten Zustand (Bell Zustand) nachweisen zu können, müssen mindestens vier Kurven in den Basen $H, V, +45^\circ$ und -45° aufgenommen werden. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Nur ein verschränkter Zustand würde solche Kurven liefern. Diese Abbildung zeigt die Korrelationskurven für den Bell-Zustand $|\phi_+\rangle$. Beispiel 2 (Abb. 2.4) hingegen zeigt das Ergebnis eines nicht verschränkten Zustandes. Man kann erkennen, dass dieser nicht in beiden Basen Korrelationen aufweist. In beiden Beispielen soll der Nullpunkt der x-Achse der horizontalen Position von Polarisator 1 entsprechen. Damit ergibt sich folgende Farbcodierung für die beiden Abbildungen: Orange= H , Blau= V , Grün= $+45^\circ$, Rot= -45° . Der Nachweis eines verschränkten Zustandes erfolgt also genau dann, wenn in allen vier Messbasen Korrelationen nachgewiesen werden.

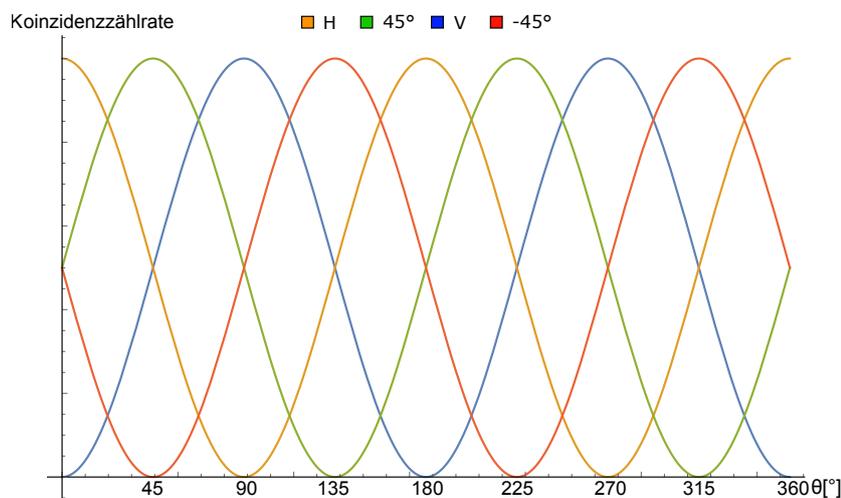


Abbildung 2.3: Beispiel 1: Korrelationskurven für den Zustand $|\phi_+\rangle = |H\rangle_1 |H\rangle_2 + |V\rangle_1 |V\rangle_2$. Der Winkel θ der x-Achse gibt den Winkel des Polarisators von Photon 2 an. Die verschiedenen Kurven stehen für die verschiedenen Messbasen und damit die Position des Polarisators von Photon 1.

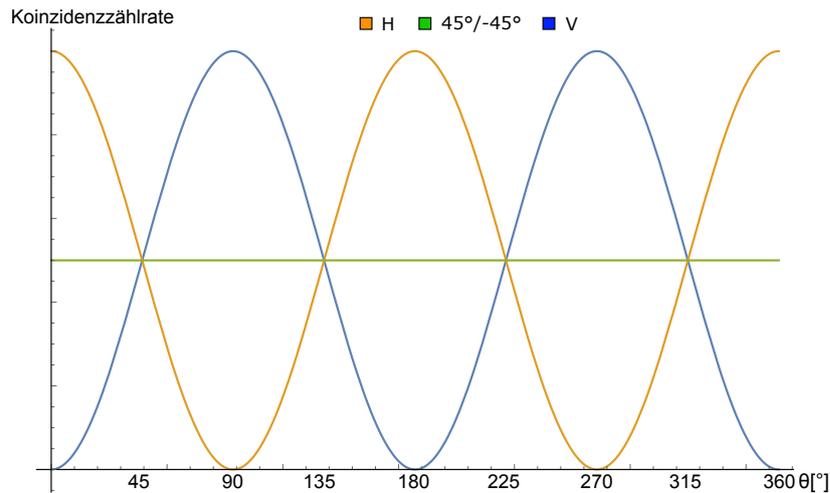


Abbildung 2.4: Beispiel 2: Korrelationskurven für eine Quelle ohne Verschränkung: $|\psi\rangle = (|H\rangle_1 + |V\rangle_1)(|H\rangle_2 + |V\rangle_2)$. θ steht wieder für die Position von Polarisator 2 im Verhältnis zu Polarisator 1. Sowohl unter $+45^\circ$ als auch unter -45° wird in diesem Fall keine Korrelation gemessen. Das heißt, dass man lediglich eine Quelle besitzt, die zu gleichen Teilen horizontal und vertikal polarisierte Photonen emittiert.

Natürlich ist es auch möglich, Verschränkung direkt aus der Quanteninformation des emittierten Zustandes nachzuweisen. Dazu wird ein Verfahren verwendet, das unter *Quanten-Zustands-Tomographie* bekannt ist. Das Ziel dieses Verfahrens ist es über wiederholte Messungen die Dichtematrix des von der Quelle emittierten Zustandes zu rekonstruieren. Kennt man nämlich diesen Zustand, kann daraus unter anderem direkt abgeleitet werden, ob es sich um einen verschränkten Zustand handelt oder nicht. Eine nähere Behandlung dieser Methode soll an dieser Stelle nicht erfolgen und kann unter anderem in [19], [20] nachgelesen werden.

2.3 Walk-Off

Als Walk-Off werden zwei verschiedene Effekte bezeichnet, die bei der Arbeit mit nichtlinearen Medien auftreten. Man unterscheidet dabei zwischen dem *transversalen Walk-Off* und dem *longitudinalen Walk-Off*. Die Ursachen, die diesen beiden zugrunde liegen, wurden bereits in den oberen Abschnitten angedeutet. In den nächsten Abschnitten werden wir auf beide noch einmal genauer eingehen.

2.3.1 Transversaler Walk-Off in BBO-Kristallen

Walk-Off in einem BBO-Kristall

Es ist bereits bekannt, dass der außerordentliche Anteil des Pumpasers im BBO-Kristall gebrochen wird und sich somit vom ordentlichen Anteil räumlich trennt. Da im Experiment genau dieser außerordentliche Strahl für die Entstehung der Photonenpaare verantwortlich ist, hat dies zur Folge, dass sowohl der außerordentliche Anteil des Pumpasers als auch die Signal- und Idler-Photonen bei Verlassen des Kristalls räumlich vom ordentlichen Anteil getrennt sind. Die Ursache dafür ist der doppelbrechende Charakter der nichtlinearen Kristalle. Somit wird auch die Richtung, in die die Photonen verschoben werden, von der Lage der optischen Achse im Kristall festgelegt. Wegen der Phasenanpassungsbedingungen ist dieser nämlich so zugeschnitten, dass seine optische Achse einen Winkel von $\theta = 29^\circ$ zur Eintrittsfläche einschließt. Dadurch wird der außerordentliche Anteil auch bei senkrechtem Einfall auf den Kristall immer gebrochen, da sein k -Vektor nicht entlang der optischen Achse zeigt. In Abbildung 2.5 sind die vier Möglichkeiten dargestellt, in die der Pumpstrahl je nach Lage der optischen Achse im Raum abgelenkt werden kann.

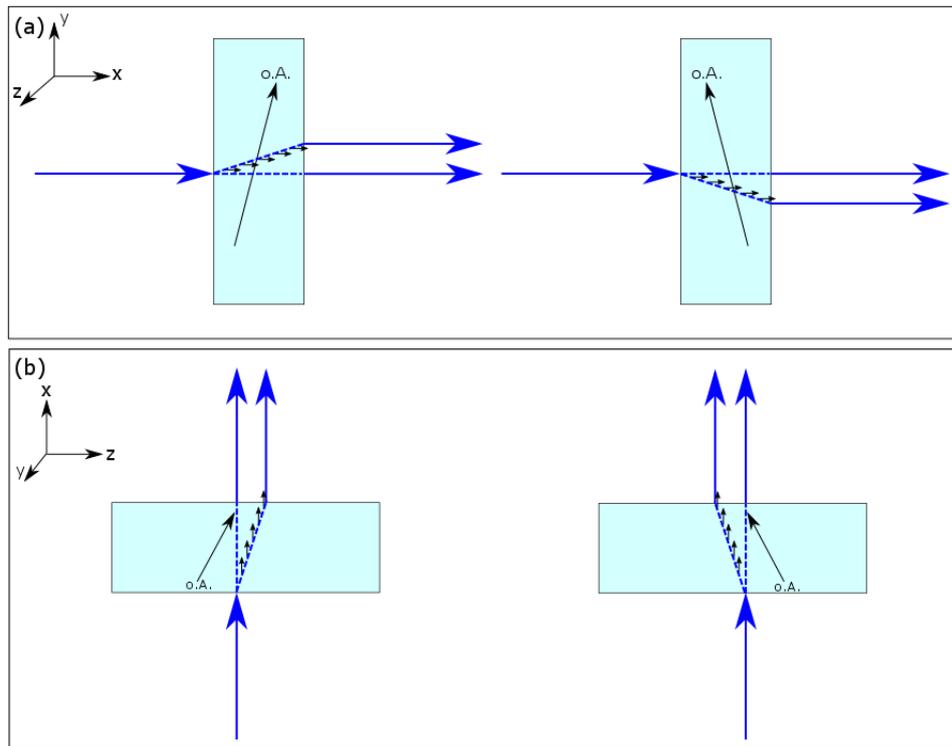


Abbildung 2.5: (a): Seitenansicht zweier Kristalle deren optische Achsen in der vertikalen Ebene liegen. Der Pumpstrahl wird jeweils in Richtung der optischen Achse gebrochen.
 (b): Um die Ablenkung des Lasers bei optischen Achsen in der horizontalen Ebene zu veranschaulichen, wird die Draufsicht verwendet. Wiederum werden die Lichtstrahlen zur optischen Achse hin gebrochen.

Aufgrund dieser Doppelbrechung ist aber auch ein zweiter Effekt zu beobachten, der bereits in Abbildung 2.5 angedeutet ist. Die vom außerordentlichen Strahl ausgehenden Pfeile stellen die k -Vektoren der Down-Conversion Photonen dar, die beim Passieren des Pumplasers entstehen. Da die Photonenpaare entlang des ganzen Kristalls entstehen können, wird ihr Modenprofil in einer Dimension in die Länge gezogen. Es entspricht daher eher einem verschmierten Kreis, der sich zwischen Start- und Endpunkt der außerordentlichen Ablenkung erstreckt (lange Halbachse). Die Breite dieses Kreises hängt natürlich von der Strahltaile des Pumpstrahls ab.

Walk-Off im BBO-Kristallpaar

Durch die Verwendung zweier Kristalle, deren optische Achsen senkrecht zueinander stehen, können letztendlich zwei Ellipsen unterschiedlicher (senkrechter) Polarisierungen beobachtet werden. Diese überlappen sich allerdings nicht in der Mitte, sondern bilden eine „L-Form“. Wie genau dieses „L“ im Raum steht, hängt von der Reihenfolge der optischen Achsen dieser beiden Kristalle ab. Der Grund dafür ist relativ einfach: auch die Signal- und Idler-Photonen werden im nichtlinearen Kristall gebrochen und abgelenkt, wenn sie außerordentliche Polarisierungen aufweisen. In der Typ I Down Conversion entstehen unter Verwendung eines Kristallpaares im ersten Kristall Paare mit ordentlicher Polarisation. Der zweite Kristall ist allerdings um 90° um die Ausbreitungsrichtung des Pumpstrahls gedreht. Somit weisen dort die eben entstandenen Paare außerordentliche Polarisation auf und werden dementsprechend beim Passieren des Kristalls abgelenkt. Zur gleichen Zeit entstehen im zweiten Kristall die Paare der zweiten Polarisation. Damit ergeben sich insgesamt acht verschiedene Möglichkeiten der räumlichen Anordnung, je nachdem wie die beiden Achsen in Pumpichtung angeordnet sind. In Abbildung 2.6 sind diese bildlich dargestellt. Die Pfeile unter den jeweiligen Bildern geben dabei an, in welcher Reihenfolge und in welche Richtung (in Pumpichtung betrachtet) die außerordentlichen Strahlen abgelenkt werden.

2.3.2 Kompensation des transversalen Walk-Off

Da im Experiment ein kollinearere Aufbau realisiert werden soll, muss der Effekt des transversalen Walk-Offs kompensiert werden. Dadurch wird ein effizientes Aufsammeln beider Polarisierungen mit nur einer Aufsammeloptik gewährleistet. Die Moden der Photonenteile beider Polarisierungen sollten sich also so weit als möglich überlappen. Bildlich betrachtet ist es nun das Ziel, aus der „L-Form“ der Photonen ein „Kreuz“ zu bilden und die Ellipsen damit besser zu überlappen.

Die beste Methode zur Kompensation dieses Effektes ist es, ein weiteres BBO-Paar zu verwenden. Auch hier sollen die optischen Achsen der beiden Kristalle im rechten Winkel zueinander stehen und um denselben Winkel zur Oberfläche verkippt sein wie die Achsen des ersten BBO-Paares. In welche Richtung sie dabei zeigen sollen (in Pumpichtung betrachtet), muss passend zur Lage und Reihenfolge der optischen Achsen der ersten Kristalle gewählt werden. Diese beiden Kompensationskristalle sollen nun aber nur genau halb so lang wie die ersten beiden sein. Diese Länge reicht bereits aus, um die Moden in die richtige Position zu schieben. Das heißt, dass durch die Kompensationskristalle

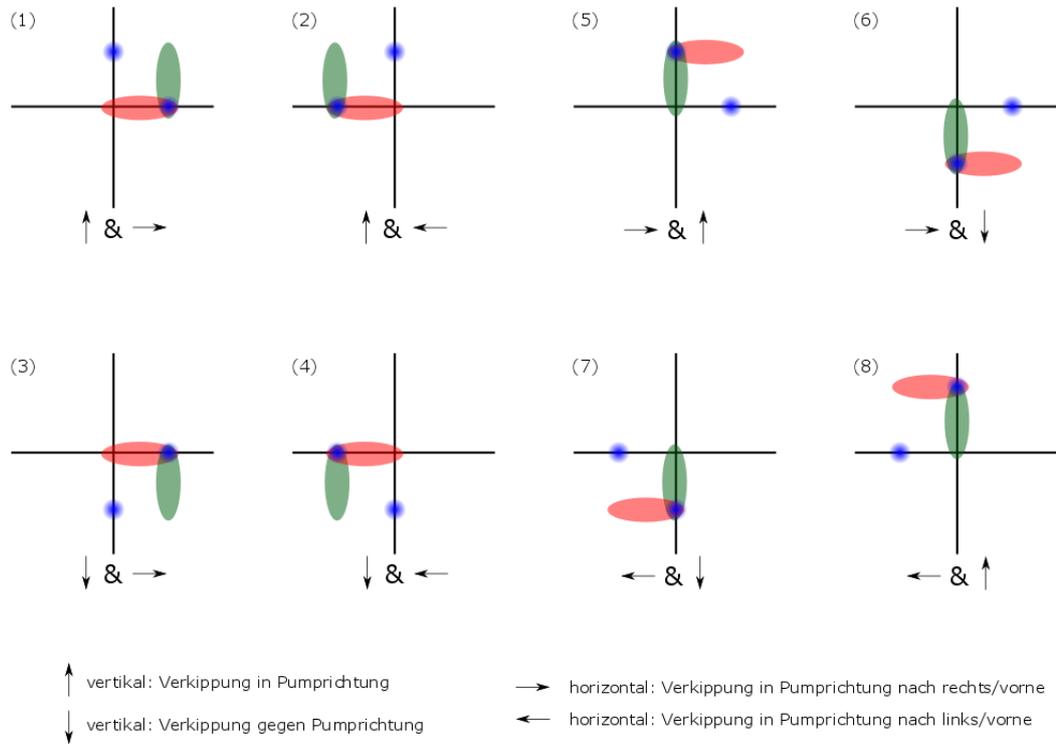


Abbildung 2.6: Durch die Doppelbrechung in den BBO-Kristallen werden sowohl Pumpstrahl als auch DC-Photonen abgelenkt. Je nachdem wie die optischen Achsen der beiden Kristalle angeordnet sind, gibt es 8 verschiedene Möglichkeiten für die Positionen der Photonen nach dem ersten Kristallpaar. Die Pfeile unter den jeweiligen Bildern stellen hier die Reihenfolge der Ablenkung dar. Die unterschiedlichen Polarisierungen der DC-Photonen sind durch verschiedenen Farben dargestellt (H entspricht grün, V entspricht rot).

im Prinzip ein zweiter transversaler Walk Off induziert wird. Dieser soll die entsprechenden Polarisationen in die gewünschte Richtung zurück bringen. In Abbildung 2.7 ist dies bildlich dargestellt. Die unterschiedlichen Polarisationen der Down Conversion Photonen sind hier wieder durch verschiedene Farben gekennzeichnet. Da dieses Kristallpaar nur genau halb so lang ist wie das erste, kann aus der ursprünglichen L-Form der Down Conversion Moden sozusagen ein Kreuz gebildet werden. Dieses ermöglicht ein effizienteres kollineares Auf-sammeln beider Polarisationen.

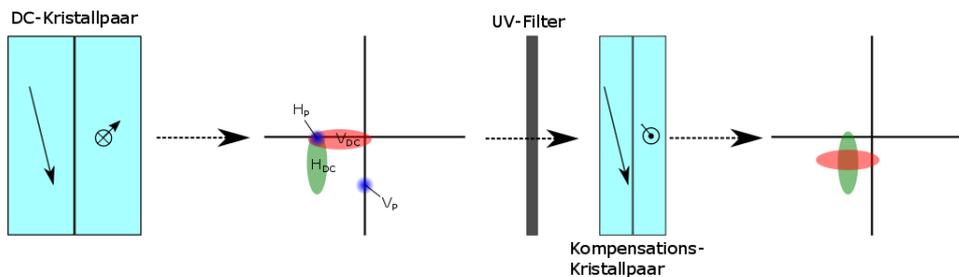


Abbildung 2.7: Durch das erste Kristallpaar wird sowohl der Pumpstrahl als auch Signal- und Idler-Photonen abgelenkt. Der halb so lange Kompensationskristall ermöglicht es, dass die Moden der Down Conversion besser überlappt werden können. Die Lage der optischen Achsen des Kompensationskristallpaares muss passend zu den optischen Achsen des ersten Paares gewählt werden. In diesem Beispiel erfolgt zuerst eine Verschiebung von V nach unten und H nach links. Deshalb muss in der Kompensation V weiter nach unten und H nach rechts verschoben werden, um das erwünschte Kreuz zu bilden.

2.3.3 Longitudinaler Walk-Off in BBO-Kristallen

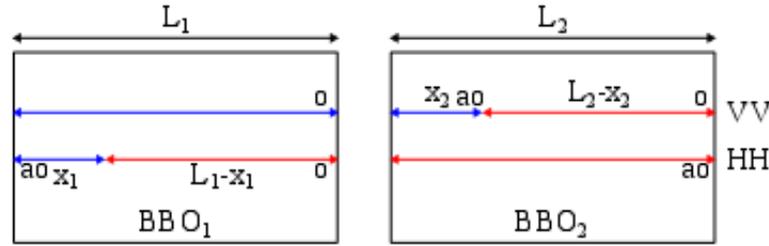


Abbildung 2.8: Zwei BBO Kristalle, die mittels UV-Laser gepumpt werden und in denen dabei Photonenpaare entstehen. Im ersten Kristall entstehen hier $|H\rangle$ -Photonen, während man aus dem zweiten Kristall $|V\rangle$ polarisierte Paare erhält. Dies kann jeweils auf der gesamten Länge des jeweiligen Kristalls passieren, wodurch unterschiedliche Phasen aufgesammelt werden.

Wir wissen, dass unter Verwendung zweier BBO-Kristalle zur Realisierung einer Typ I Down Conversion Quelle in jedem der beiden durch einen außerordentlich polarisierten Pumplaser ordentlich polarisierte Photonenpaare erzeugt werden. Da sich die Achsen der beiden Kristalle kreuzen - also um 90° um die Ausbreitungsrichtung des Pumplasers gedreht sind - produziert eine solche Quelle einen Zustand, der eine Superposition der entsprechenden Zwei-Photonen-Zustände darstellt. Für jedes produzierte Paar kann daher folgender Zustand aufgeschrieben werden [21]:

$$|\psi\rangle = |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i\varphi(\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i)} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \quad (2.12)$$

Man kann eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Bell-Zustand aus 2.2.1 erkennen. Da in der kollinearen Quelle nicht der Ort der entscheidende Faktor zur Unterscheidung der Photonen ist, wird die Wellenlänge des jeweiligen Photons als Index angegeben. Außerdem muss eine Phase φ zwischen den beiden Polarisationszuständen eingefügt werden. Diese leistet aufgrund der Dispersion im doppelbrechenden Kristall für jede beteiligte Wellenlänge einen unterschiedlichen Beitrag.

Im Weiteren soll diese longitudinale Phase zwischen den H- und den V-Photonen anhand von Abbildung 2.8 berechnet werden. Dafür müssen wir zunächst die folgenden Definitionen beachten:

- Im ersten Kristall ist $|H\rangle$ als *ordentliche* Polarisation definiert.
- Damit ist im zweiten Kristall $|V\rangle$ die ordentliche Polarisation.

- Die x-Achse entspricht auch der Richtung des Pumpstrahls.

Damit kann nun zunächst die longitudinale Phase für die H- und V-Photonen und anschließend die relative Phase zwischen den beiden Polarisationen berechnet werden. Letzten Endes wird auch eine Möglichkeit zur Kompensation dieser relativen Phase vorgestellt werden, um eine gute Verschränkung der Photonenpaare gewährleisten zu können.

Phase der $|H\rangle|H\rangle$ -Photonen

Im ersten Kristall ist nach obiger Definition der außerordentliche Anteil des Pumpstrahls vertikal polarisiert. Somit entstehen in diesem Kristall Photonenpaare mit horizontaler Polarisation. Wir wollen nun zuerst berechnen, welche zeitliche Phase die Signal- und Idler-Photonen während ihres Weges durch die beiden Kristalle aufsammeln, wenn diese zuvor an einem beliebigen Ort x_1 im ersten Kristall entstanden sind. Die Phase ändert sich damit abhängig vom Entstehungsort x_1 :

$$\begin{aligned}\Phi_s(x_1) &= k_s^o(L_1 - x_1) + k_s^{ao}L_2 \\ \Phi_i(x_1) &= k_i^o(L_1 - x_1) + k_i^{ao}L_2 \\ \Phi_p(x_1) &= k_p^{ao}x_1\end{aligned}\tag{2.13}$$

Da der Entstehungsort x_1 an einer beliebigen Stelle entlang L_1 gewählt werden kann, besteht der Zustand der Signal- und Idler-Photonen aus einer Superposition aller möglichen Positionen x_1 . Somit müssen wir über die gesamte Länge L_1 integrieren:

$$\begin{aligned}|\psi_H\rangle_{\lambda_s}|\psi_H\rangle_{\lambda_i} &= \int_0^{L_1} dx_1 e^{i(\Phi_p(x_1)+\Phi_s(x_1)+\Phi_i(x_1))} |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} \\ &= e^{i(k_s^o+k_i^o)L_1+i(k_s^{ao}+k_i^{ao})L_2} \int_0^{L_1} dx_1 e^{i(k_p^{ao}-k_s^o-k_i^o)x_1} |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i}\end{aligned}\tag{2.14}$$

Phase der $|V\rangle|V\rangle$ -Photonen

Die Berechnung der Phase der im zweiten Kristall entstandenen vertikal polarisierten Photonen erfolgt prinzipiell nach demselben Schema. Es ändert sich lediglich der Entstehungsort und damit auch die Integrationsgrenzen zu x_2 bzw. L_2 . Zu berücksichtigen ist außerdem die Phasenänderung des horizontal

polarisierten Pumpstrahls im ersten Kristall. Dort war dieser nämlich noch ordentlich polarisiert.

$$\begin{aligned}\Phi_p(x_2) &= k_p^o L_1 + k_p^{ao} x_2 \\ \Phi_s(x_2) &= k_s^o (L_2 - x_2) \\ \Phi_i(x_2) &= k_i^o (L_2 - x_2)\end{aligned}\tag{2.15}$$

$$\begin{aligned}|\psi_V\rangle_{\lambda_s} |\psi_V\rangle_{\lambda_i} &= \int_0^{L_2} dx_2 e^{i(\Phi_p(x_2)\Phi_s(x_2)\Phi_i(x_2))} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \\ &= e^{ik_p^o L_1 + i(k_s^o + k_i^o)L_2} \int_0^{L_2} dx_2 e^{i(k_p^{ao} - k_s^o - k_i^o)x_2} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\end{aligned}\tag{2.16}$$

Die relative Phase zwischen $|\psi_H\rangle_{\lambda_s} |\psi_H\rangle_{\lambda_i}$ und $|\psi_V\rangle_{\lambda_s} |\psi_V\rangle_{\lambda_i}$

Da es immer noch unser Ziel ist, den Zustand $|\psi\rangle$ aus 2.12 bzw. die darin enthaltene Phase φ zu berechnen, müssen nun die oberen Ergebnisse addiert werden, um den Gesamtzustand zu erhalten.

$$|\psi\rangle = |\psi_H\rangle_{\lambda_s} |\psi_H\rangle_{\lambda_i} + |\psi_V\rangle_{\lambda_s} |\psi_V\rangle_{\lambda_i}\tag{2.17}$$

Dabei können zwei Vereinfachungen angenommen werden:

1. Beide Kristalle besitzen dieselbe Länge $L_1 = L_2 = L$.
2. Wenn beide Kristalle gleich lang sind (vergleiche Abbildung 2.8), liefern die beiden Integrale dieselben Ergebnisse. Dadurch können sie als globale Phase betrachtet werden. Solche Beiträge können bei einer Berechnung der relativen Phase stets vernachlässigt werden.

Das Resultat vereinfacht sich letztendlich zu

$$|\psi\rangle = |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i\varphi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\tag{2.18}$$

mit

$$\varphi = (k_p^o - k_s^{ao} - k_i^{ao})L.\tag{2.19}$$

2.3.4 Longitudinaler Walk-Off in YVO_4 -Kristallen

Um mit diesem eben errechneten Zustand Verschränkung messen zu können, muss nun die Phase φ über das gesamte gemessene Spektrum konstant sein. Die Wellenlängenabhängigkeit von φ muss mit Hilfe von weiteren nichtlinearen Kristallen kompensiert werden. Man kann allerdings jetzt schon erahnen, dass für die Verschränkung bei schmalen Spektren bessere Werte gemessen werden können. Diese Kompensation des longitudinalen Walk-Offs soll mit Hilfe zweier YVO_4 Kristalle (Yttrium-Vanadat) erfolgen, wobei einer der beiden vor das BBO-Kristallpaar gesetzt wird, während der zweite dahinter seinen Platz findet (Abbildung 2.9). Auch YVO_4 -Kristalle sind nichtlineare Kristalle und sind damit doppelbrechend. Die optischen Achsen der verwendeten Kristalle sind aber im Gegensatz zu den BBO-Kristallen nicht zur Oberfläche verkippt. Dadurch ergibt sich stets ein Winkel von $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 180^\circ$ zwischen außerordentlicher Polarisation und optischer Achse. Wir haben bereits gesehen, dass dieser Winkel einen transversalen Walk Off des außerordentlichen Strahls verhindern kann. So werden die beiden Komponenten des Pumpstrahls zwar zeitlich voneinander getrennt, aber nicht räumlich.

In den folgenden Abschnitten werden nun zuerst die Phasen berechnet, die in den YVO_4 -Kristallen aufgesammelt werden, um damit jene aus den BBO-Kristallen zu kompensieren. Anschließend kann die totale longitudinale Phase aus allen vier Kristallen berechnet werden. Es wird aufgezeigt, welche Abhängigkeiten diese aufweist und grafisch dargelegt, wie deren Kompensation erfolgen muss.

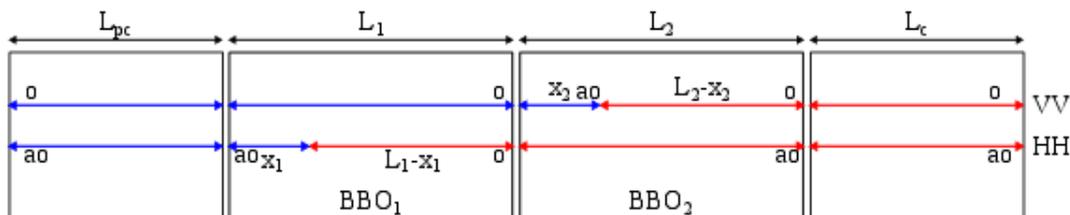


Abbildung 2.9: Diese Abbildung zeigt die beiden BBO-Kristalle (Mitte), die zur Erzeugung der Photonen verantwortlich sind. Davon und dahinter ist jeweils in YVO_4 Kristall platziert, der zur Kompensation der longitudinalen Phase dient, die im BBO-Paar aufgesammelt wird. Die Lagen der optischen Achsen dieser Kompensationskristalle müssen dabei passend zu den optischen Achsen der BBO-Kristalle gewählt werden.

Erste Phase vor den BBO-Kristallen

Die Kompensation im ersten YVO_4 -Kristall (Prä-Kompensation) findet zwar ausschließlich für den Pumpstrahl statt, diese überträgt sich allerdings auch auf die Signal- und Idler-Photonen. Dadurch wird nämlich eine Verzögerung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Anteil des Pumpstrahls erzeugt. Da YVO_4 -Kristalle optisch positiv sind ($n_{ao} > n_o$), passiert der ordentliche Anteil des Pumpstrahls den Kristall mit einer höheren Geschwindigkeit als der außerordentliche. Die optische Achse des YVO_4 -Kristalls muss dabei so liegen, dass sowohl in diesem Kristall als auch im ersten BBO-Kristall ordentlich und außerordentlich gleich definiert sind (siehe Abb. 2.9). Das bedeutet, dass im Kristall die horizontale Polarisation ordentlich und die vertikale Polarisation außerordentlich definiert ist. Die Phase, die die ordentlichen und außerordentlichen Anteile von Licht mit beliebiger Wellenlänge in so einem Kristall aufsammeln, hängt wieder von deren k -Vektoren und der Länge des Kristalls ab:

$$\begin{aligned}\Phi_{pc}^o(\lambda) &= k_\lambda^o L_{pc} \\ \Phi_{pc}^{ao}(\lambda) &= k_\lambda^{ao} L_{pc}.\end{aligned}\tag{2.20}$$

Der Index pc soll andeuten, dass es sich hier um den Kristall handelt, der vor dem BBO-Paar platziert ist („pre-compensation“). Prinzipiell könnte der Kristall auf zwei verschiedene Arten positioniert sein. Im vorliegenden Beispiel ist die ordentliche Achse des Prä-Kompensationskristalls parallel zu den $|H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i}$ -Down-Conversion-Photonen gewählt. Somit ist der außerordentliche Anteil vertikal polarisiert.

$$\begin{aligned}|\psi_{pc+}\rangle &= e^{i\Phi_c^{ao}(\lambda_p)} |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i\Phi_c^o(\lambda_p)} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \\ &\propto |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i(\Phi_c^o(\lambda_p) - \Phi_c^{ao}(\lambda_p))} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \\ &= |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{iL_c(k_{\lambda_p}^o - k_{\lambda_p}^{ao})} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\end{aligned}\tag{2.21}$$

$$|\psi_{pc+}\rangle = |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i\Phi_{pc+}} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\tag{2.22}$$

Damit ergibt sich eine Phase von $\Phi_{pc+} = L_{pc}(k_{\lambda_p}^o - k_{\lambda_p}^{ao})$.

Zweite Phase hinter den BBO-Kristallen

In diesem zweiten Kristall findet nun die Kompensation ausschließlich für die Down Conversion Photonen statt. Im Versuchsaufbau werden wir sehen, dass

der Pumpstrahl bereits vor diesem Kristall aus dem Strahlengang gefiltert wird. Analog zur Prä-Kompensation sammeln auch hier die Photonen eine Phase auf, die sowohl von deren Wellenlänge als auch von der Länge des Kristalls (L_c) abhängt.

$$\begin{aligned}\Phi_c^o(\lambda) &= k_\lambda^o L_c \\ \Phi_c^{ao}(\lambda) &= k_\lambda^{ao} L_c\end{aligned}\tag{2.23}$$

Wiederum müssen die Lagen der optischen Achsen passend zum BBO-Kristallpaar gewählt werden. Da die horizontal polarisierten Photonen bereits einen Phasenschub erfahren haben, muss nun ϕ_c für die vertikalen Anteile größer sein als für die horizontalen. Daher wird in unserem Beispiel und später auch im Experiment die ordentliche Achse dieses Kristalls parallel zu $|V\rangle$ gewählt. Damit liegen die Achsen dieses Kompensationskristalls in den gleichen Ebenen wie jene des zweiten BBO-Kristalls, der die vertikal polarisierten Photonen des Gesamtzustandes erzeugt. Damit ergibt sich folgender Quantenzustand:

$$\begin{aligned}|\psi_{c-}\rangle &= e^{i(\Phi_c^{ao}(\lambda_s) + \Phi_c^{ao}(\lambda_i))} |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i(\Phi_c^o(\lambda_s) + \Phi_c^o(\lambda_i))} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \\ &\propto |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{-i(\Phi_c^{ao}(\lambda_s) - \Phi_c^o(\lambda_s) + \Phi_c^{ao}(\lambda_i) - \Phi_c^o(\lambda_i))} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i} \\ &= |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{-iL_c(k_{\lambda_s}^{ao} - k_{\lambda_s}^o + k_{\lambda_i}^{ao} - k_{\lambda_i}^o)} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\end{aligned}\tag{2.24}$$

$$|\psi_{c-}\rangle = |H\rangle_{\lambda_s} |H\rangle_{\lambda_i} + e^{i\Phi_{c-}} e^{i\phi} |V\rangle_{\lambda_s} |V\rangle_{\lambda_i}\tag{2.25}$$

mit einer Phase von $\Phi_{c-} = -L_c(k_{\lambda_s}^{ao} - k_{\lambda_s}^o + k_{\lambda_i}^{ao} - k_{\lambda_i}^o)$.

2.3.5 Gesamter longitudinaler Walk-Off und dessen Kompensation

Aus den Berechnungen der oberen Abschnitte, lässt sich nun eine totale longitudinale Phase aufschreiben. Diese setzt sich aus den Phasen zusammen, die in den BBO-Kristallen aufgesammelt werden und aus jenen, die durch die YVO_4 -Kristalle zur Kompensation eingeführt werden. Die Phase, die die Photonen im zweiten BBO-Paar erfahren, kann dabei vernachlässigt werden, weil sie für beide Polarisierungen gleich groß ist. Damit kann dieser Beitrag als eine globale Phase betrachtet werden.

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \Phi_{pc+} + \varphi + \Phi_{c-} \\
 &= + (k_{\lambda_p}^o - k_{\lambda_p}^{ao}) L_{pc} \\
 &\quad + (k_p^o - k_s^{ao} - k_i^{ao}) L \\
 &\quad - (k_{\lambda_s}^{ao} - k_{\lambda_s}^o + k_{\lambda_i}^{ao} - k_{\lambda_i}^o) L_c
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

Man kann also sehen, dass die kritischen Variablen bei der Kompensation des longitudinalen Walk-Offs die verschiedenen Wellenlängen und die Längen der Kristalle sind. Da diese Phase für alle beteiligten Wellenlängen kompensiert werden soll, kann man bereits erahnen, dass schmalere Spektren mit einer besseren Kompensation gleichzusetzen sind. Da allerdings das Spektrum der Down Conversion Photonen bereits durch die spektrale Breite der Laserdiode des Pumpstrahls festgelegt wird, wollen wir uns hier jetzt auf die Kristalllängen konzentrieren. Mit 4.1 haben wir dazu verschiedene Grafiken generiert, die das Verhalten der Phasenkurve für die verschiedenen Wellenlängen bei unterschiedlichen YVO_4 -Kristalllängen aufzeigt. Die verschiedenen k -Vektoren für die unterschiedlichen Wellenlängen wurden dabei mittels $k = \frac{2\pi n(\lambda)}{\lambda}$ berechnet. Die entsprechenden Brechungsindizes können mit Hilfe der Sellmeier Gleichungen bestimmt werden.

Im Experiment ist ein BBO-Paar verwendet worden, das insgesamt eine Länge von $L = 2 \cdot 3.94mm = 7.88mm$ besitzt. Daraus ist für die Prä-Kompensation eine YVO_4 -Länge von $L_{pc} = 2260\mu m$ und für den zweiten Kristall $L_c = 2050\mu m$ errechnet worden. Man kann in Abbildung 2.10 sehen, dass für diese Längen der Kristalle die Phasenkurve für das gesamte Down Conversion Spektrum relativ flach verläuft. Dies bedeutet eine gute Kompensation und damit eine gute Verschränkung.

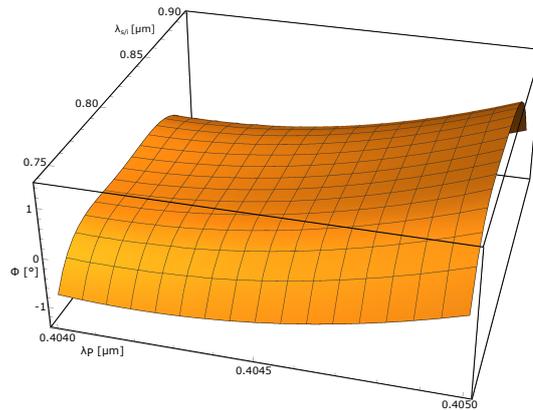


Abbildung 2.10: Phasenkurve für die idealen Kristalllängen: $L = 3,94\text{mm}$, $L_{pc} = 2260\mu\text{m}$ und $L_c = 2050\mu\text{m}$. Die flache Kurve über das gesamte Down Conversion Spektrum indiziert eine gute Kompensation der longitudinalen Phase.

Die folgenden Beispiele zeigen, wie sehr sich die Phasenkurven verändern, wenn die Kristalllängen um nur $\delta L = 10\mu\text{m}$ variieren. Pro Grafik wurde dabei nur eine Länge eines Kompensationskristalls verändert. Bereits eine Abweichung von $\delta L = 10\mu\text{m}$ eines einzelnen Kristalls verändert die Phasenkurven erheblich. Dadurch wird eine Kompensation dieser Phase erschwert oder sogar unmöglich. Kleinere Längenänderungen können durch Verkipfung der Kristalle um ihre optische Achse kompensiert werden, da dadurch der optische Weg im Kristall länger wird. Sind die Änderungen aber größer, müsste der Kristall so weit verkippt werden, dass ein zu großer Strahlversatz durch Brechung an der Oberfläche entstehen würde. Damit wird diese Art der Kompensation unbrauchbar.

Wir können zudem aus den Bildern lernen, dass die exakte Länge der Kristalle umso wichtiger wird, je breiter das Spektrum des Pumpstrahls und der Down Conversion ist. Für schmalere Spektren erhält man schneller eine flache Phasenkurve als für breite. Daher muss ein Ausgleich zwischen Breite des Spektrums und Exaktheit der Kristalllängen gefunden werden.

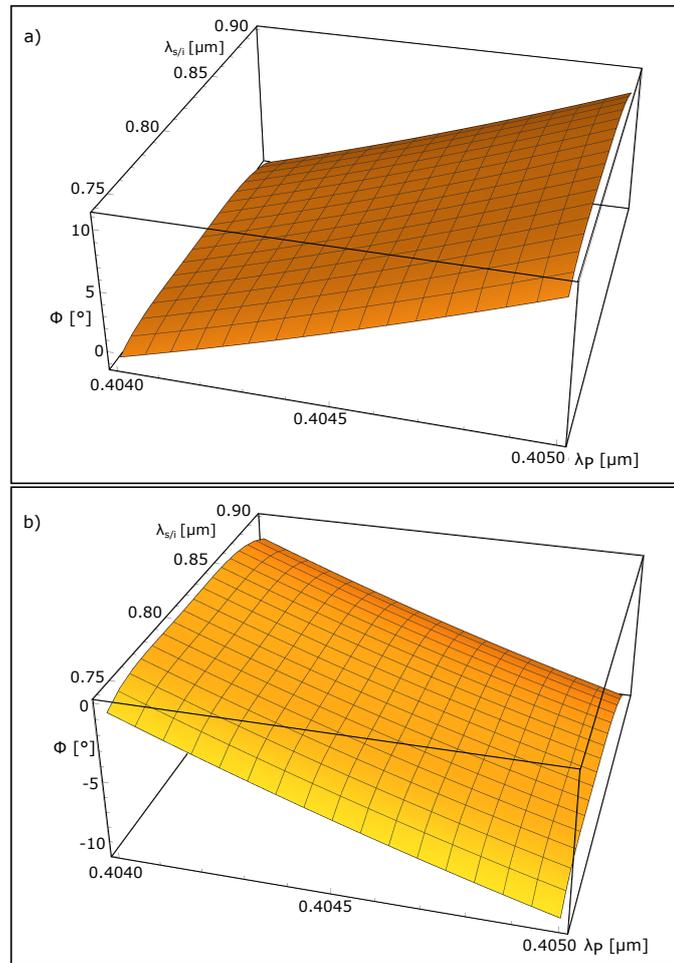


Abbildung 2.11: Die Abbildungen zeigen wie sehr sich die Phasenkurven verändern, wenn die Länge des ersten YVO_4 -Kristalls nicht exakt mit der errechneten $L_{pc} = 2260\mu m$ übereinstimmt. Die beiden anderen Kristalllängen (BBO-Paar und zweiter Kompensationskristall) bleiben unverändert. Hier zu beachten sei vor allem die unterschiedliche Skalierung der y-Achse (Phase ϕ).

a) Die Länge des Prä-Kompensationskristalls ist um $\delta L = 10\mu m$ verkürzt ($L_{pc} = 2250\mu m$).

b) Hier ist die Länge desselben Kristalls zu $L_{pc} = 2270\mu m$ verlängert worden.

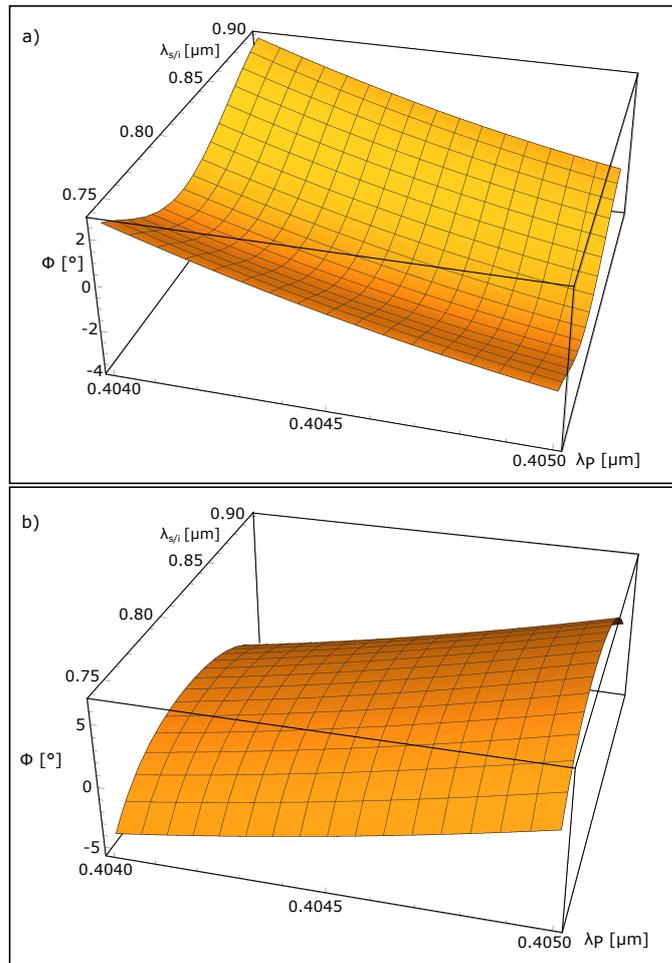


Abbildung 2.12: Diese beiden Abbildungen zeigen was bei Veränderung von $L_c = 2050\mu m$ passiert. Die beiden anderen Kristalllängen (BBO-Paar und erster Kompensationskristall) sind wieder unverändert und entsprechen den Ideallängen.

a) Die Länge des Kompensationskristalls ist um $\delta L = 10\mu m$ verkürzt ($L_c = 2040\mu m$).

b) Diese Kurve entspricht einer Verlängerung des Kompensationskristalls zu $L_{pc} = 2060\mu m$.

2.4 Temperaturabhängigkeit

Ein weiterer Parameter, der die Phase zwischen den horizontal und den vertikal polarisierten Photonen beeinflussen kann, ist die Temperatur [22]. Diese geht sowohl in die Längen der Kristalle als auch in deren Brechungsindizes ein. Die Längenänderung eines Kristall aufgrund von Temperaturschwankungen kann allgemein mit der Formel

$$L(T) = L_0 + L_0 \Delta T \alpha \quad (2.27)$$

beschrieben werden. Darin steht L_0 für die Länge des Kristalls bei 20°C , ΔT für die Temperaturänderung und α für den thermischen Expansionskoeffizienten. Letzterer hängt vom Material ab, aus dem der Kristall besteht und kann aus der Literatur entnommen werden:

$$\begin{aligned} \alpha_a^{\text{YVO}_4} &= 4.43 * 10^{-6} K^{-1} \\ \alpha_c^{\text{YVO}_4} &= 11.37 * 10^{-6} K^{-1} \\ \alpha_a^{\text{BBO}} &= 4 * 10^{-6} K^{-1} \\ \alpha_c^{\text{BBO}} &= 36 * 10^{-6} K^{-1} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die Indizes a und c stehen für die verschiedenen Gitterkonstanten. Wir sehen also, dass sich die Längen der Kristalle mit schwankender Temperatur linear ändern. Wie wir bereits gesehen haben, kann so eine Längenänderung dazu führen, dass sich die Phasenkurven aufgrund dieser Unterschiede verändern.

Zudem löst eine Temperaturschwankung eine Änderung des ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindex aus. Auch diese ändern sich linear mit der Temperatur und können über die Sellmeier Gleichungen berechnet werden [23]. Für die im Experiment verwendeten Kristalle betragen die Änderungen des Brechungsindex in Abhängigkeit der Temperatur:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_o^{YVO_4}}{dT} &= 3.0 * 10^{-6} K^{-1} \\
\frac{dn_{ao}^{YVO_4}}{dT} &= 8.5 * 10^{-6} K^{-1} \\
\frac{dn_o^{BBO}}{dT} &= -9.3 * 10^{-6} K^{-1} \\
\frac{dn_{ao}^{BBO}}{dT} &= -16.6 * 10^{-6} K^{-1}
\end{aligned}
\tag{2.29}$$

Unterschiedliche Brechungsindizes bedeuten veränderte optische Wege in den Kristallen. Das heißt, dass sich für die Photonen die Länge der Kristalle ändert. Daraus ergibt sich letztendlich wieder eine Veränderung der Phasenkurve zwischen den horizontal und den vertikal polarisierten Photonen. Sofern die Quelle im Experiment keine Temperaturstabilisierung erhält, darf dieser Effekt auch nicht vernachlässigt werden.

Die folgenden Bilder zeigen simulierte Beispiele für Phasenkurven bei unterschiedlichen Raumtemperaturen. Der Einfachheit halber wollen wir hier annehmen, dass es zwischen den Kristallen keine Temperaturgradienten gibt. Dies lässt sich damit begründen, dass sich die Raumtemperatur im Labor nur sehr langsam verändert und sich damit alle Kristalle gleich thermalisieren.

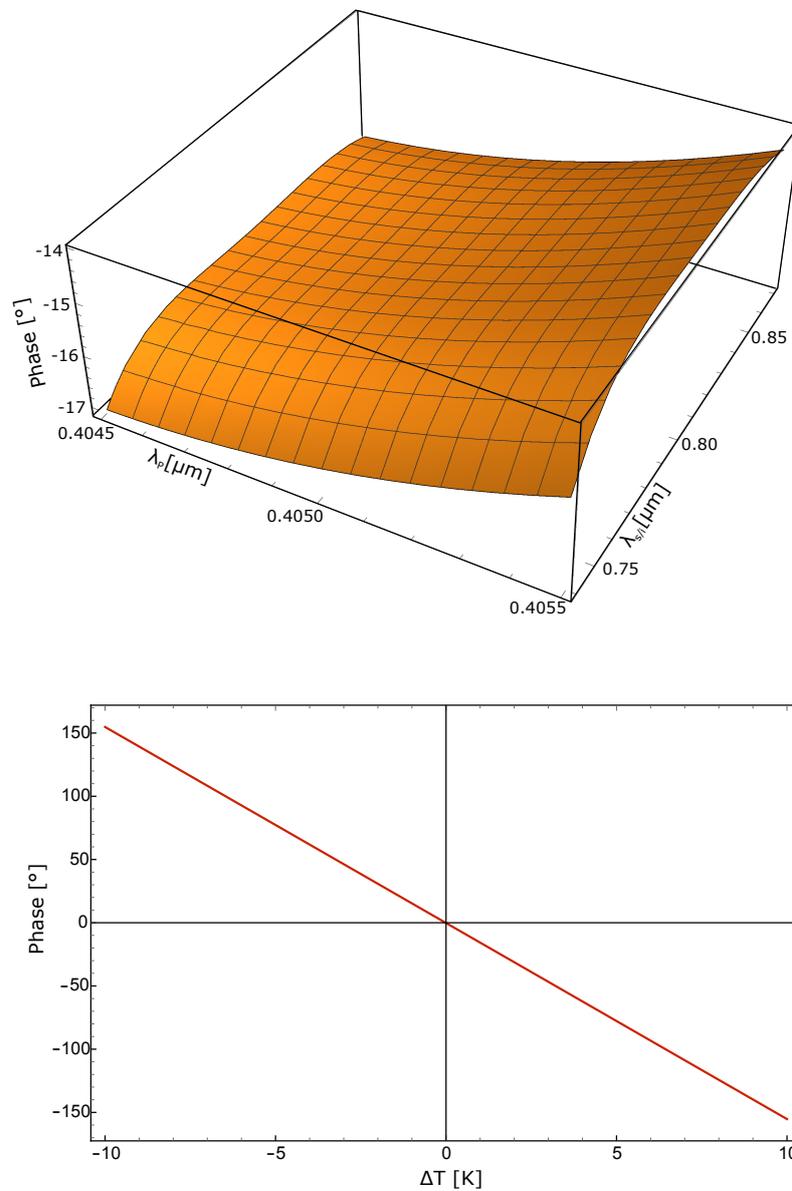


Abbildung 2.13: a) Phasenkurve in Abhängigkeit von λ_p und $\lambda_{s/i}$ bei veränderter Temperatur im ersten Kompensationskristall. Zu beachten sind hier die unterschiedlichen Werte der Phase im Vergleich zum Idealfall 2.10.

b) Diese Abbildung zeigt die Änderung der Phase in Abhängigkeit der Temperatur im ersten Kompensationskristall. Die Wellenlängen wurden auf $\lambda_p = 405\text{nm}$, $\lambda_s = 765\text{nm}$ und $\lambda_i = 860\text{nm}$ festgelegt.

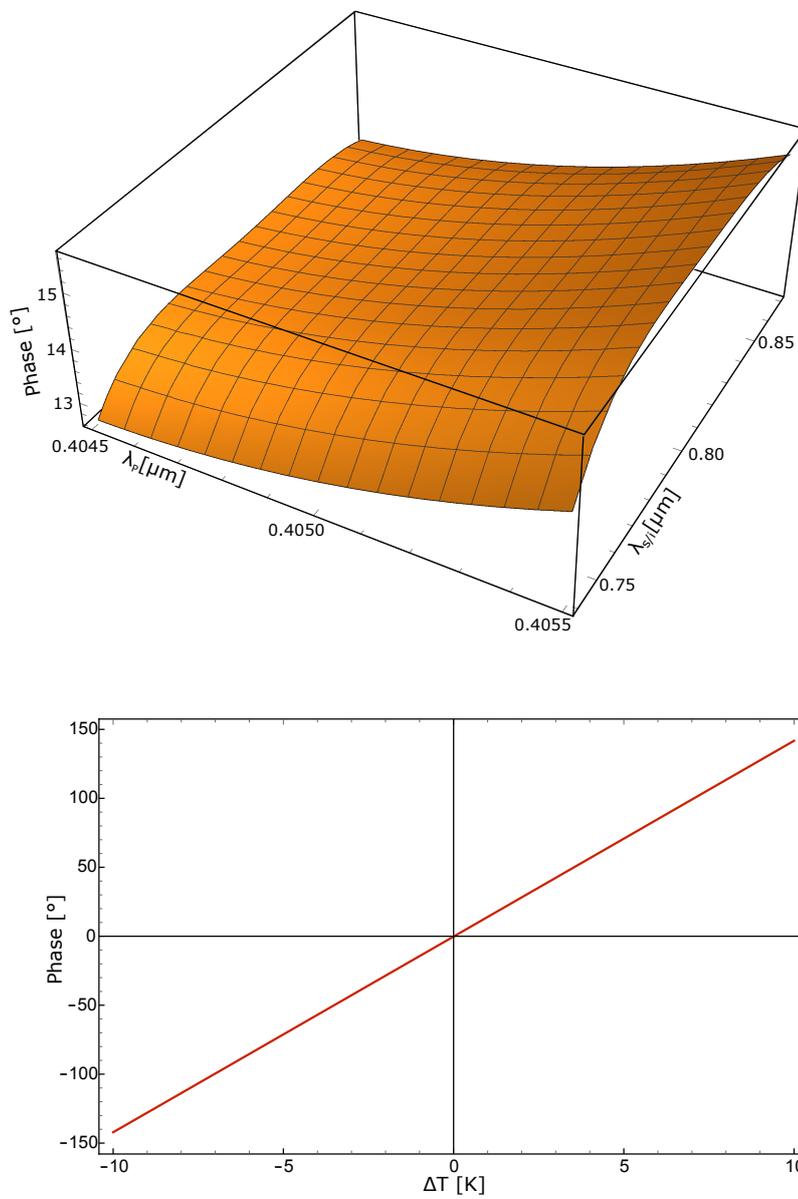


Abbildung 2.14: a) Phasenkurve in Abhängigkeit von λ_p und $\lambda_{s/i}$ bei veränderter Temperatur im zweiten Kompensationskristall.
b) Zum Vergleich wieder die Phase im Verhältnis zur Temperatur im zweiten Kompensationskristall für $\lambda_p = 405nm$, $\lambda_s = 765nm$ und $\lambda_i = 860nm$.

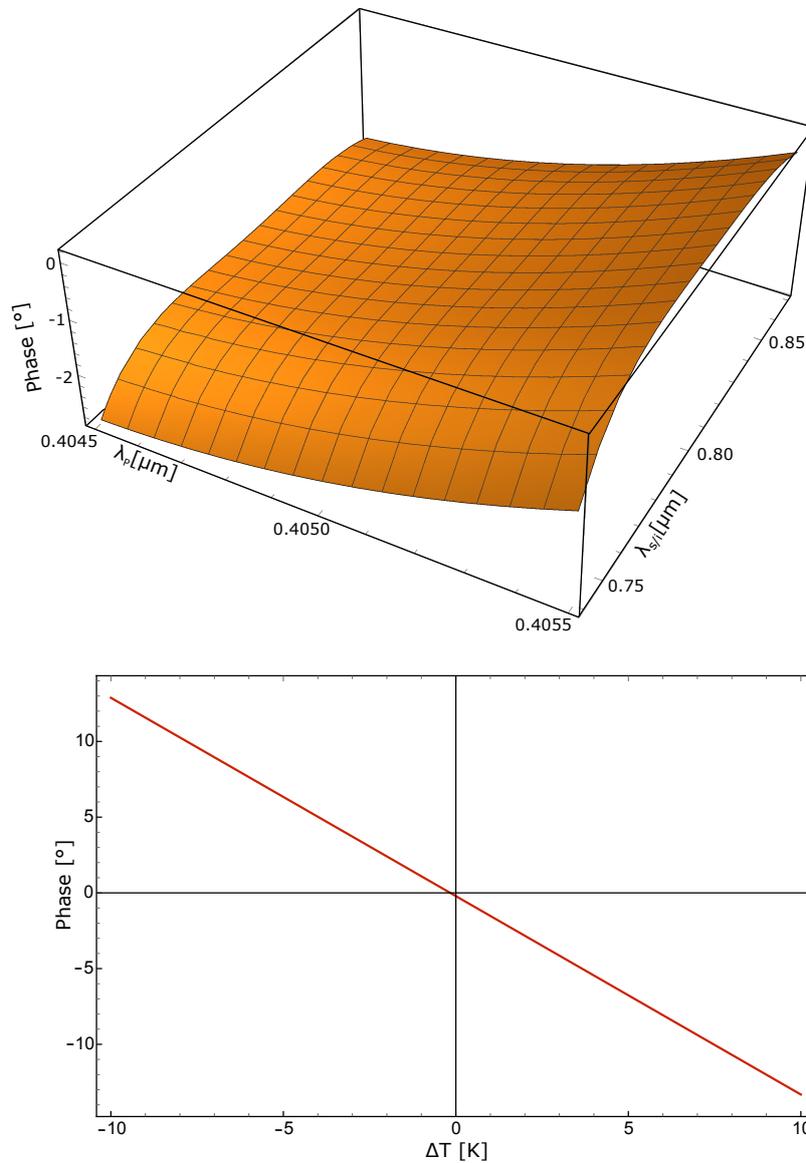


Abbildung 2.15: a) In dieser Abbildung sehen wir, was mit der Phasenkurve passiert, wenn beide YVO_4 -Kristalle dieselbe Temperaturänderung erfahren. Man kann erkennen, dass sich die Effekte aus den beiden Kristallen gegeneinander aufheben.
 b) Wieder wird auch allein die Phase in Abhängigkeit der Temperatur bei den festen Wellenlängen $\lambda_p = 405\text{nm}$, $\lambda_s = 765\text{nm}$ und $\lambda_i = 860\text{nm}$ dargestellt.

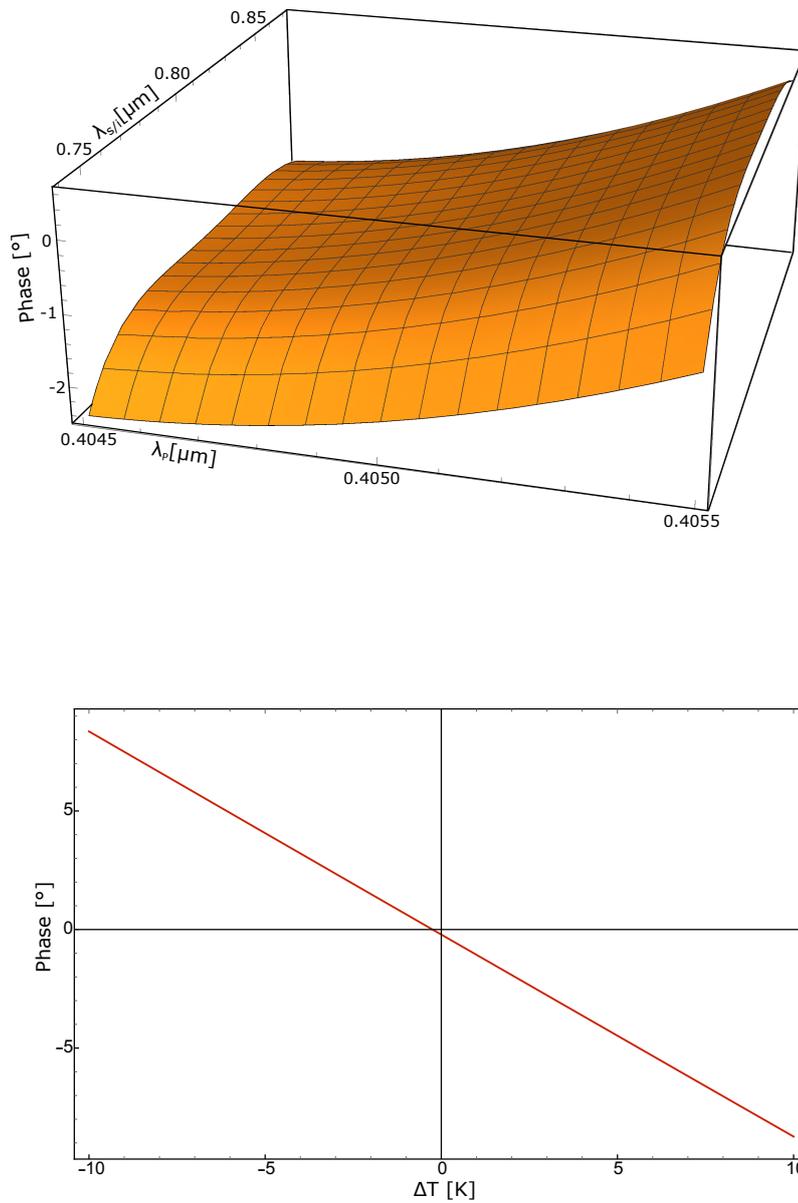


Abbildung 2.16: Den kleinsten Effekt kann man beobachten, wenn sowohl beide YVO_4 -Kristalle als auch das Down Conversion BBO-Paar dieselbe Temperaturänderung erfahren. Wir können also sehen, dass eine Temperaturänderung keinen großen Effekt auf die Phasenkurve zwischen den H- und V-Photonen hat, solange sie langsam genug passiert. Die Kristalle müssen die Zeit haben, sich gleich zu thermalisieren.

3 Versuchsaufbau

Das Ziel dieser Arbeit ist es, polarisationsverschränkte Photonen mittels einer kollinearen Typ I SPDC-Quelle zu erzeugen, deren Wellenlängen bei $\lambda_s = 765nm$ bzw. bei $\lambda_i = (\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s})^{-1} = 860nm$ liegen. Wir haben uns für diese Wellenlängen entschieden, da im Allgemeinen die Effizienz der Detektoren bei höheren Wellenlängen abnimmt. Für die gewählten Wellenlängen stehen uns allerdings gute Detektoren zur Verfügung. Zur Erzeugung dieser Photonen werden zwei BBO-Kristalle (Typ I) verwendet, deren optische Achsen im rechten Winkel zueinander stehen. Diese werden kollinear justiert, was soviel bedeutet, dass sowohl die k -Vektoren der Signal- und Idler Photonen als auch der des Pumpstrahls in dieselbe Richtung zeigen. So können die erzeugten Photonen mit derselben Optik aufgesammelt werden. Wir werden sehen, dass diese Art der Justage die Quelle stabil und leicht justierbar macht. Wie man in Abb. 3.1 erkennen kann, wird außerdem der Gesamtaufbau in verschiedene Einzelkomponenten zerlegt, damit bestimmte Bereiche unabhängig von den anderen justiert und optimiert werden können. Zur Verbindung der Teilbereiche werden verschiedene Glasfasern eingesetzt, wodurch jeder Teil zugleich auch austauschbar wird. Diese Methode erweist sich vor allem bei der Justage der einzelnen Kristalle und der Optik zum Auftrennen der verschiedenen Wellenlängen als sehr hilfreich. Mögliche Fehlerquellen können so leichter gefunden und behoben werden. Auch diese werden im Weiteren näher beschrieben und deren Lösungsansätze vorgestellt.

3.1 Pumplaser

Um Photonen mit Wellenlängen rund um $\lambda = 810nm$ erzeugen zu können, müssen die BBO-Kristalle mit einer Lichtquelle im UV-Wellenlängenbereich gepumpt werden. Dafür wird eine frei laufende Laserdiode verwendet, die im Bereich von $405nm$ mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von ca. $0.5nm$ Licht emittiert. Bei solchen Dioden muss man allerdings beachten, dass ihre zentrale Wellenlänge mit wachsendem Strom ansteigt, d.h. die Wellenlänge der Diode ändert sich mit der optischen Leistung. Diese ist daher mit Hilfe eines Spektrometers (Avasoft) bei verschiedenen Leistungen vermessen worden. Dazu wird die Diode mit Hilfe eines Stromtreibers betrieben, der über eine

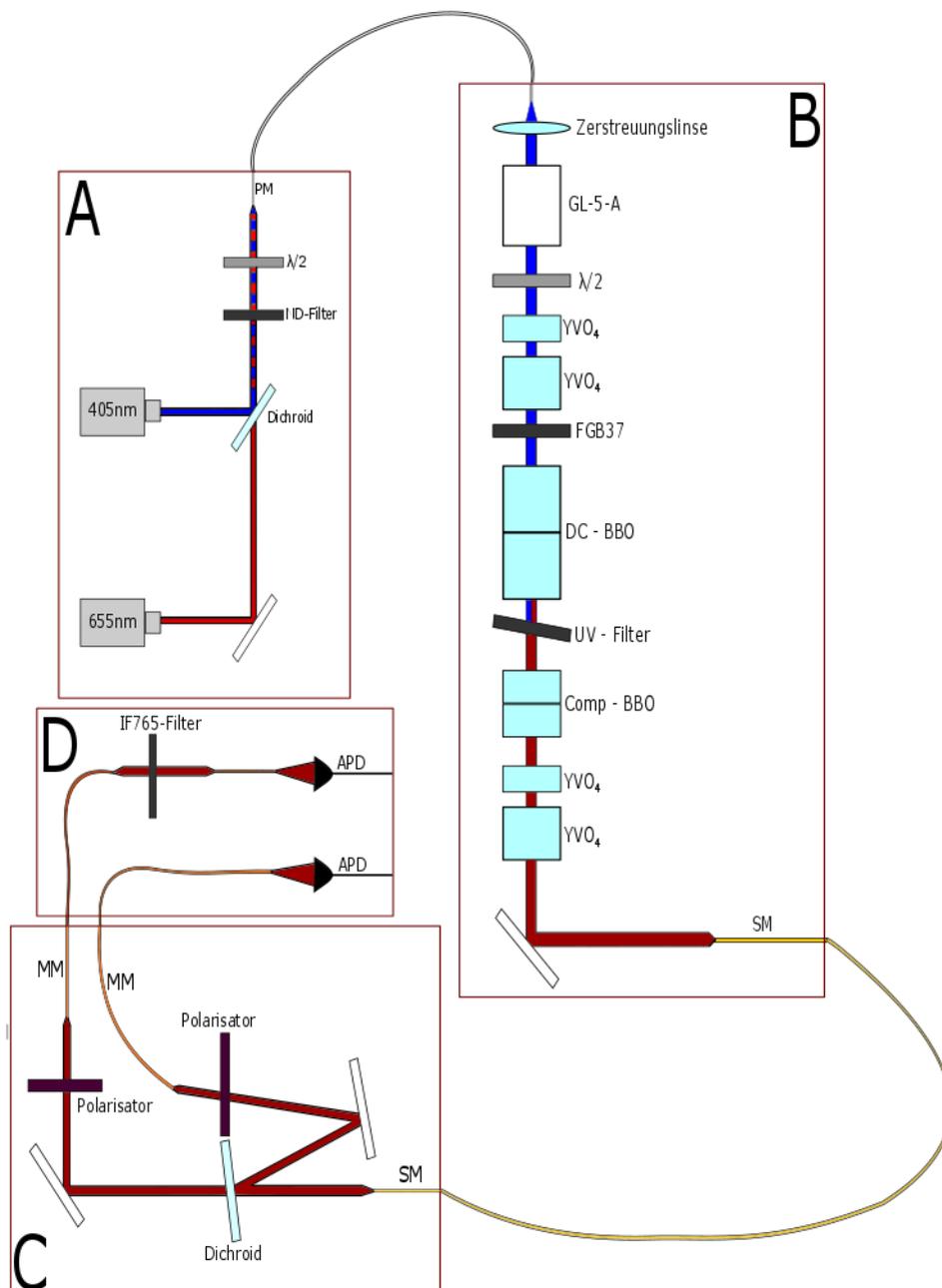


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau und Aufsammeloptik: Die einzelnen Teilbereiche (A,B,C,D) wurden unabhängig voneinander aufgebaut und justiert und können so jederzeit auch ausgetauscht und durch andere Komponenten ersetzt werden. Zur Verbindung der Einzelteile werden verschiedene Glasfasern eingesetzt.

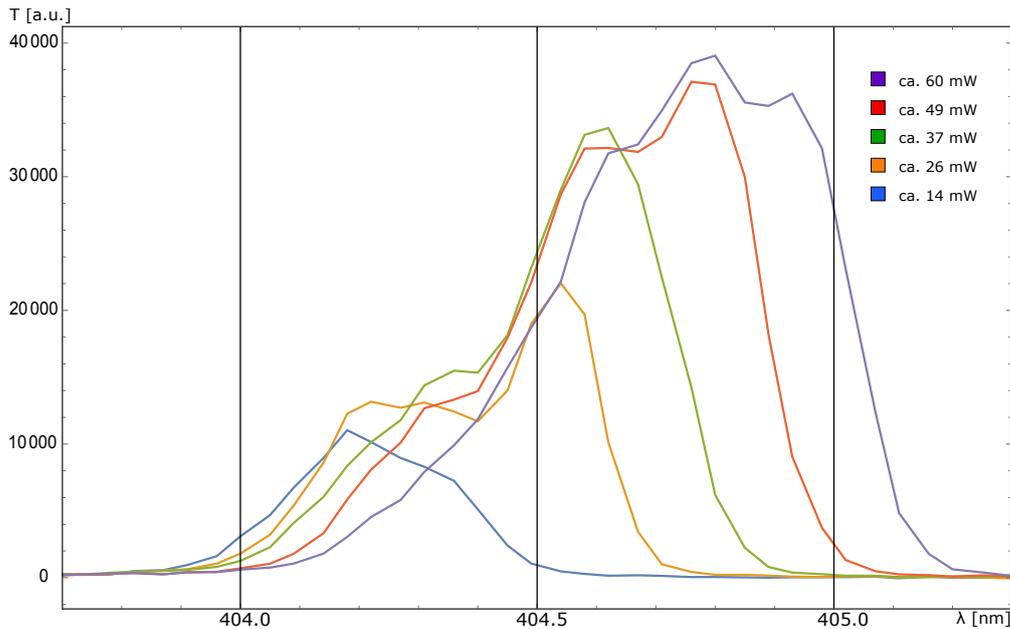


Abbildung 3.2: Emission der UV-Diode bei verschiedenen Leistungen. Wie man leicht erkennen kann, steigt sowohl die Amplitude als auch die zentrale Wellenlänge mit wachsender Leistung.

externe Spannung gesteuert wird. So kann der Strom bzw. die Leistung des Lasers durch Einstellen der Spannung verändert werden. Die Ergebnisse dieser Messung kann man in Abb. 3.2 sehen.

Es ist eindeutig zu erkennen, dass sich sowohl die Leistung als auch die zentrale Wellenlänge mit wachsendem Strom ändern. Die Werte für die verschiedenen Leistungen wurden direkt hinter der UV-Diode gemessen. DC-Quellen sind stets für eine bestimmte Pumpwellenlänge optimiert, da sich damit auch die Spektren der entstehenden Signal- und Idler-Photonen ändern. Deswegen ist es wichtig, die zentrale Wellenlänge des Pumpstrahls zu kennen ([24]). Der Pumpstrahl wird anschließend über einen dichroiden Spiegel in eine polarisationserhaltende Faser (PM-S405-XP) eingekoppelt. Durch das Verwenden solch einer Glasfaser kann nämlich mit relativ geringem Aufwand ein gutes Modenprofil gewährleistet werden. Zusätzlich kann in diese spezielle Faser über den dichroiden Spiegel ein zweiter, roter (655nm) Laser eingekoppelt werden. Dieser wird beim späteren Justieren der Quelle als optische Hilfe dienen. Aufgrund der Verwendung dieser Glasfaser ist bei der vorangegangenen Messung nur relativ niedriger Strom an die Diode angelegt worden, damit die Leis-

tung des Pumplasers noch nicht die kritische Leistung der verwendeten Glasfaser überschreitet und diese damit beschädigt oder gar zerstört. Wie hoch genau diese kritische Leistung ist, hängt von mehreren Faktoren wie z. B. der Wellenlänge des Lasers ab. Bei ungefähr 405nm liegt die Zerstörschwelle im Falle der im Experiment verwendeten Faser bei ca. 15mW . Sie liegt also nur knapp überhalb der Laserschwelle der Diode. Prinzipiell möchte man allerdings Laserdioden stets bei Leistungen betreiben, die wesentlich höher als diese Schwelle sind. Dazu wird zusätzlich ein optischer Dichtefilter ($ND = 0.6$) vor die Faser gesetzt (vgl. Abb. 3.3). Somit kann die Diode bei höheren Leistungen betrieben werden, ohne die Glasfaser zu beschädigen. Im Experiment wurden also die folgenden Parameter realisiert:

- $\lambda_P = 405\text{nm}$
- $P_{\lambda_P}^0 = 52.7\text{ mW}$ - Leistung des Pumplasers
- $P_{\lambda_P}^{ND} = 11.74\text{ mW}$ - Leistung des Pumplasers nach Passieren des optischen Dichtefilters
- $P_{\lambda_P}^{Faser} = 4.73\text{ mW}$ - Leistung des Pumplasers nach Passieren der polarisationserhaltenden Faser

Eine weitere Komponente, die bei Verwendung von polarisationserhaltenden Fasern zum Einsatz kommt, ist ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen. PM-Fasern besitzen nämlich zwei Eigenachsen (Vorzugsrichtungen). Durch die Verwendung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte kann das linear polarisierte Licht der Laserdiode auf eine dieser beiden Achsen gedreht werden. Nur so kann eine effiziente Kopplung gewährleistet werden. Damit steht nun die Lichtquelle für das Pumpen der Down-Conversion-Kristalle. Im nächsten Schritt kann also die Justage der Kristalle erfolgen.

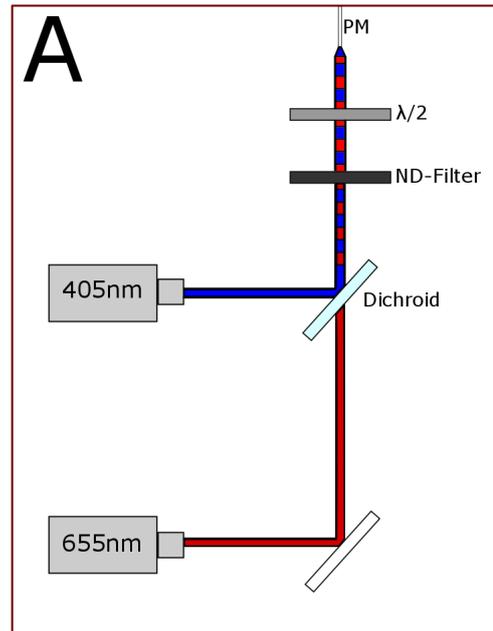


Abbildung 3.3: Teil A: Aufbau des Pump-Lasers und des Justage-Lasers.

3.2 Die Down-Conversion-Quelle

Der Aufbau der kollinearen Typ I Down Conversion Quelle ist in Abb. 3.4 zu sehen. Zur Erzeugung der Signal- und Idler-Photonen wird ein gekreuztes BBO-Kristallpaar verwendet. Dieses wird mittels UV-Laser gepumpt, wodurch Photonenpaare mit einer zentralen Wellenlänge von 810nm entstehen. Durch die kollineare Emission können sowohl Signal als auch Idler mit derselben Optik in einer Glasfaser aufgesammelt werden. Erst später werden diese abhängig von ihrer Wellenlänge mittels eines dichroiden Spiegels aufgetrennt. Unser Ziel ist es einen kollinearen Aufbau mit polarisationsverschränkten Photonen zu gewährleisten. Daher werden zur Kompensierung des transversalen und longitudinalen Walk-Offs sowohl ein weiteres BBO-Paar (transversal) als auch mehrere YVO_4 -Kristalle (longitudinal) benötigt.

Im Weiteren wird nun einzeln auf die verschiedenen Komponenten der Quelle eingegangen und ihre Funktion und Justage beschrieben.

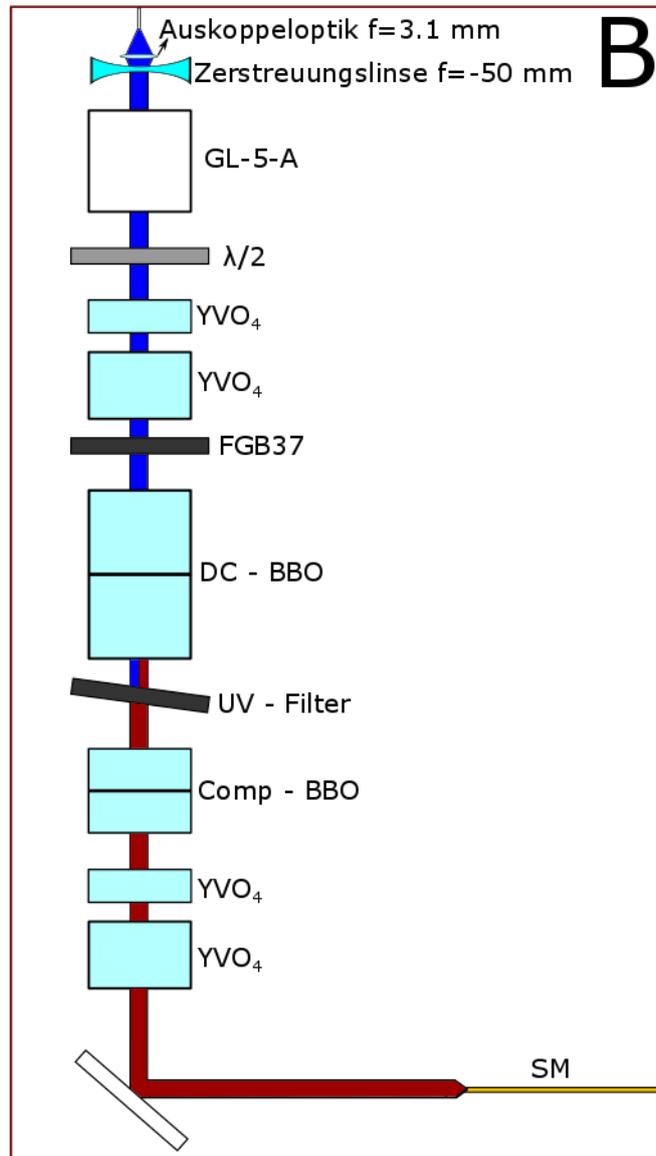


Abbildung 3.4: Teil B: Aufbau der Down Conversion Quelle. Ganz im Gegensatz zu anderen Quellen dieser Art sind hier vier anstatt nur zwei YVO_4 -Kristalle zu sehen. Dies ist lediglich notwendig, wenn die Längen der Kristalle nicht exakt die richtigen sind. Ungenaue Längen in den Kompensationskristallen lösen schnell größere Phasenunterschiede bei den Signal- und Idler-Photonen aus, was die Qualität der Polarisationsverschränkung erheblich verschlechtert.

3.2.1 Vorbereitung des Pumpstrahls

Um die bestmögliche Qualität an Verschränkung erzielen zu können, ist es dringend notwendig, den Pumpstrahl optimal vorzubereiten. Dies bedeutet einerseits, dass sein Fokus idealerweise genau in der Mitte des BBO-Kristallpaares liegt, andererseits, dass dessen Polarisation genau 45° betragen soll. Die Fokussierung entscheidet dabei darüber, wie effektiv die Photonenpaare der beiden Kristalle aufgesammelt werden. Liegt z.B. der Fokuspunkt des Pumpstrahls im ersten Kristall, werden von dort mehr Paare eingekoppelt als vom zweiten Kristall. Dies bedeutet, dass nicht gleich viele Photonen beider Polarisationen aufgesammelt werden, was wiederum den Kontrast der Verschränkung erheblich verschlechtern kann. Zudem ist auch die Fokusgröße entscheidend, da diese Einfluss auf die Rayleighlänge des Pumpstrahls hat. Diese Rayleighlänge muss nämlich wesentlich größer sein als die Kristalllängen, damit sich beim Passieren des Kristalls die Strahltaile des Pumpasers nicht ändert. Dadurch kann auch die Aufsammeloptik auf die Fokusgröße angepasst werden. Daher haben wir uns für eine Strahltaile von ca. $320\mu\text{m}$ für den Pumpaser (Rayleighlänge $z_R = \frac{\pi \cdot 320 \cdot 10^{-6}}{405 \cdot 10^{-9}} = 2.48 \text{ km}$) entschieden. So kann der Pumpstrahl gut über eine lange Strecke kollimiert werden. Mit Hilfe einer Aufsammellinse der Brennweite $f = 11\text{mm}$ (Abstand zu den Kristallen ca. 56cm) werden so die Photonen der Down Conversion gut in eine Glasfaser aufgesammelt.

Um nun den Fokus des Pumpasers genau in die Mitte der Kristalle zu setzen und zugleich den Strahl zu kollimieren, werden im Experiment zwei verschiedene Linsen eingesetzt. Die erste befindet sich in der Auskoppeloptik der PM-Glasfaser und besitzt eine Brennweite von $f = 3,1\text{mm}$. Außerdem ist diese in einer Mechanik fixiert, die es erlaubt, den Abstand zwischen Linse und Faserende zu variieren. Somit kann zunächst das stark divergente Licht aus der Glasfaser auf den Ort fokussiert werden, an dem später das Kristallpaar stehen soll. Anschließend wird eine Zerstreuungslinse der Brennweite $f = -50\text{mm}$ in den Strahlengang gebracht. Diese muss genau in dem Abstand zur ersten Linse stehen, an dem die Strahltaile des Pumpasers $w_0 = 320\mu\text{m}$ beträgt, da sie aus dem fokussierten Laserstrahl einen kollimierten erzeugt. So erhält man einen Pumpstrahl, dessen Strahltaile sich über eine lange Strecke kaum ändert. Man kann berechnen, dass dafür die Zerstreuungslinse in ca. 10 cm Abstand vor dem Fokuspunkt des Pumpasers stehen muss. Damit ergibt sich im Experiment ein Abstand von ca. 4 cm zwischen Auskoppeloptik und Zerstreuungslinse. Die theoretische Berechnung dieser Abstände erfolgt dabei über die Matrizenmethode, die auf die bekannte Gaussoptik angewendet wird ([25],[10]).

Des Weiteren muss auch die richtige Polarisation des Pumpstrahls (45°) ge-

währleistet werden, damit in beiden Kristallen gleich viele Photonenpaare erzeugt werden. Man zielt für den Pumpstrahl auf einen Zustand, der durch die Formel

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |V\rangle \quad (3.1)$$

beschrieben werden kann. Dies kann man für das linear polarisierte Laserlicht unter 45°-Polarisation erreichen.

Im Laufe der Justage hat sich herausgestellt, dass das alleinige Verwenden der polarisationserhaltenden Faser nicht dazu ausreicht, um einen genügend guten Polarisationszustand des Pumpstrahls zu erzeugen. Es konnte nämlich nur ein Auslöschungsverhältnis von $\frac{1}{15}$ (nach der Faser) erreicht werden. Da dieser Wert nicht ausreicht, um einen hohen Kontrast in der Verschränkung der Photonen zu erzeugen, ist eine Kombination aus Glan-Taylor-Prisma und $\frac{\lambda}{2}$ -Platte eingebaut. Das durch das Prisma transmittierte Licht trägt eine gut definierte Polarisation ($|H\rangle$) und kann so auch als Referenz für alle weiteren Polarisationsmessungen dienen. Die Messungen ergaben damit ein Auslöschungsverhältnis von rund $\frac{1}{70}$. Für die erwähnten Referenzmessungen kann ein Polarisator auf maximale Transmission eingestellt werden, während ein zweiter auf Auslöschung justiert wird. Diese beiden Polarisatoren können im weiteren Verlauf der Justage stets als Referenzwerte für H- bzw. V-Polarisation verwendet werden. Mit Hilfe der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte wird anschließend das horizontal polarisierte Licht aus dem Prisma gedreht und der Pumpstrahl so auf die gewünschten 45° gebracht werden. Es ist dabei wichtig, dass das Plättchen „Nullter Ordnung“ ist, damit die zuvor gefilterte Polarisation nicht durch Effekte des Wellenplättchens wieder verschlechtert wird.

3.2.2 Charakterisierung der BBO-Kristalle und Bestimmung der optischen Achsen

Zur Erzeugung der Signal- und Idler-Photonen wird ein Paar aus zwei β -BBO Kristallen verwendet, welche jeweils 3.94mm lang sind. Die optischen Achsen dieser Kristalle liegen dabei in der vertikalen bzw. in der horizontalen Ebene. Die vertikale Polarisationskomponente des Pumpasers ist daher im Kristall als die außerordentliche definiert, während im zweiten die horizontale Komponente außerordentlich polarisiert ist. Der Schnittwinkel zwischen der Oberfläche des Kristalls (Einfallsebene) und der optischen Achse beträgt jeweils $\theta = 29^\circ$. Dadurch wird auch bei senkrechter Lichteinstrahlung ein transversaler Walk-Off induziert. Dieser Effekt kann zunächst betrachtet werden, um die genaue Lage der optischen Achse in einem BBO-Kristall zu bestimmen.

Der Versuchsaufbau zur Analyse der verschiedenen Kristalle ist in Abbildung

3.5 zu sehen. Als Lichtquelle wird der zuvor vorbereitete Pumplaser verwendet (vgl. Abschnitt 3.2.1). Um den transversalen Walk-Off des Pumpstrahls gut beobachten zu können, wird eine hochsensible CCD-Kamera (Sensicam von PCO) verwendet. Prinzipiell könnte man zur Beobachtung des Pumpstrahls auch eine herkömmliche CCD-Kamera verwenden. Wir werden jedoch sehen, dass es zur vollständigen Charakterisierung eines Kristallpaares notwendig ist, auch die Moden der Down-Conversion-Photonen zu betrachten, welche nur mittels solcher hochsensiblen Kameras gemessen werden können. Da man beide Messungen mit derselben Kamera durchführen möchte, wird auch die Verschiebung des Pumplasers schon mit der Sensicam vermessen. Um bei der Auswertung des Pumpstrahls die Kamera nicht zu beschädigen, wird davor ein zusätzlicher optischer Dichtefilter eingesetzt. Außerdem wird ein Objektiv für die Kamera benötigt. Die Brennweite dieser Komponente hängt vom Abstand zwischen Kristall und Kamera ab und kann daher beliebig gewählt werden. Sie wird erst bei der Betrachtung der Down Conversion Moden wichtig werden. Bei der Vermessung der Kristalle der Down Conversion Quelle ist ein Abstand von 20cm zwischen Kristall und Kamera gewählt worden, da lediglich ein Objektiv mit einer Brennweite von $f = 16\text{mm}$ zur Verfügung stand. Im Abstand von 20cm konnte damit im Wellenlängenbereich der DC-Photonen gut auf den Kristall fokussiert werden. Zur Betrachtung des Walk-Offs des Pumpstrahls muss allerdings der Fokuspunkt des Objektivs zunächst lediglich auf „unendlich“ eingestellt werden.

Analyse eines Einzelkristalls

Die Analyse eines einzelnen Kristalls stellt uns vor kein großes Problem. Daher soll sie hier nur kurz beschrieben werden. Das Verständnis darüber, was mit dem Pumpstrahl in so einem einzelnen Kristall passiert, kann später die Auswertung der Ergebnisse eines Kristallpaares wesentlich vereinfachen. Der Ablauf der Messung bleibt sowohl für Einzelkristalle als auch für Kristallpaare gleich und erfolgt in zwei Schritten.

1. Der erste Schritt zur Charakterisierung eines Kristalls ist die Bestimmung des Nullpunkts. Dazu muss der Pumpstrahl zunächst ungehindert (ohne Kristall) von der Kamera gemessen werden. Anschließend markiert man die Stelle, an der der Pumpstrahl auf dem Bildschirm zu sehen ist. Es ist dabei wichtig, dass die Kamera gut im Aufbau befestigt ist und nicht mehr bewegt werden kann, damit die Ergebnisse nicht verfälscht werden.
2. Im zweiten Schritt wird der zu analysierende Kristall in den Aufbau gebracht. Wichtig dabei ist, dass der Kristall möglichst gerade vor der

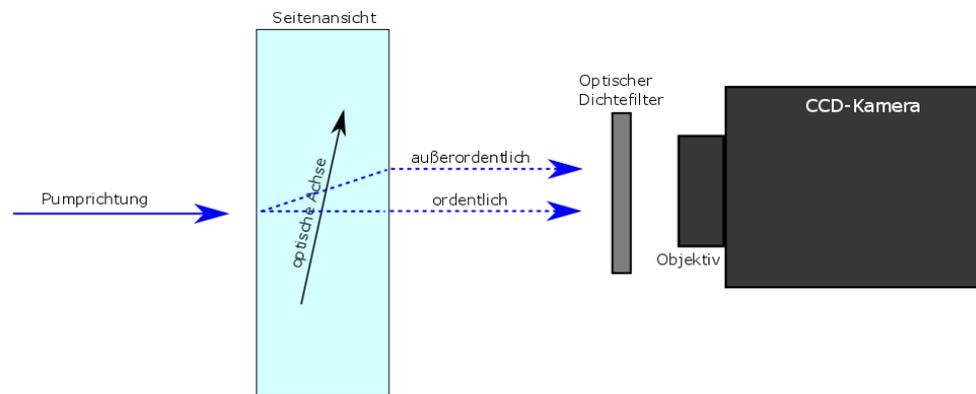


Abbildung 3.5: Aufbau zur Charakterisierung eines nichtlinearen Kristalls. In diesem Beispiel liegt die optische Achse des Kristalls in der vertikalen Ebene. Die Verkippung zur Obeffläche des Kristalls zeigt in Pumprichtung. Der außerordentliche Anteil des Laserlichts wird in Richtung der optischen Achse gebrochen.

Kamera platziert wird, um einen zusätzlichen Strahlversatz durch Brechung am Medium zu vermeiden. Für eine exakte Justage kann man die Rückreflexe des Lasers von der Kristalloberfläche beobachten und so erkennen, ob die Oberfläche des Kristalls senkrecht zum ausgerichteten Pumpstrahl steht.

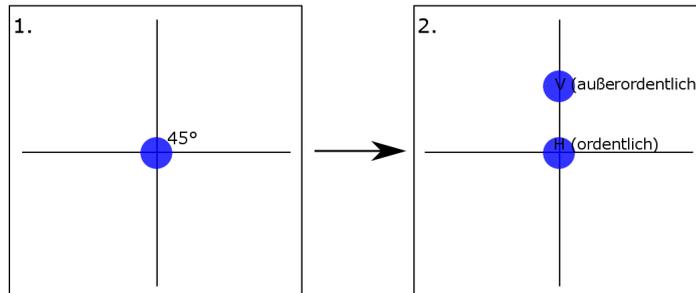


Abbildung 3.6: 1. Der Pumpstrahl wird ohne Ablenkung auf die Kamera gerichtet. Der Nullpunkt des Koordinatensystems wird in die Mitte der Pumpmode gesetzt.
2. Der außerordentliche Anteil des Pumpstrahls wird entsprechend der Lage der optischen Achse nach oben abgelenkt. Es können nun zwei Punkte unterschiedlicher Polarisation beobachtet werden.

Der Pumpstrahl muss nun zuerst den Kristall passieren, bevor er auf die Kamera trifft. Da der Pumpstrahl 45° polarisiert ist und er sich nicht entlang der optischen Achse ausbreitet, wird er in seine beiden Komponenten (ordentlich und außerordentlich) geteilt (vergleiche 2.1). Die Kamera misst nun also zwei Laserpunkte unterschiedlicher Polarisation. Dabei ist ein Punkt (ordentlicher Strahl) immer noch am vorher festgelegten Nullpunkt zu sehen, während der zweite, abgelenkte Punkt an einer anderen Stelle auf dem Bildschirm auftaucht. In welche Richtung genau er abgelenkt wird, hängt ausschließlich von der Lage der optischen Achse ab. Das bedeutet, dass der außerordentliche Teil in die Richtung abgelenkt wird, in die die optische Achse verkippt ist. Am Beispiel von Abbildung 3.5 wird der außerordentliche Strahl (vertikal polarisiert) nach

oben abgelenkt. Die Abbildung 3.6 zeigt die beiden Bilder, die man bei solch einer Messung erhalten würde. Die beiden Strahlen erscheinen allerdings nur gleich intensiv, sofern der Kristall unter 45° -Polarisation gepumpt wird.

Es lässt sich somit also feststellen, in welcher Ebene die optische Achse in einem Kristall liegt und in welche Richtung sie zur Oberfläche des Kristalls verkippt ist.

Analyse eines Kristallpaares

Etwas schwieriger wird die Situation, wenn ein Kristallpaar analysiert werden soll. Da diese Paare fest miteinander verklebt sind, können die Kristalle nicht einzeln vermessen werden, sondern müssen stets als Ganzes behandelt werden. Dazu kommt, dass die beiden optischen Achsen senkrecht zueinander stehen. Das bedeutet, dass eine der beiden in der vertikalen Ebene liegt, während die andere in der horizontalen verläuft.

Der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung zur Vermessung dieser Kristallpaare erfolgen - wie anfangs erwähnt - nach demselben Schema wie beim Einzelkristall. Dieser wird lediglich durch das Kristallpaar ersetzt. Man beobachtet, dass sich beide Punkte auf dem Bildschirm vom Nullpunkt aus wegbewegen. Verursacht wird diese doppelte Verschiebung durch die gekreuzten optischen Achsen der Kristalle. Die Polarisationskomponente, die im ersten Kristall noch als die ordentliche definiert ist und dadurch ohne Ablenkung den Kristall passiert, wird jetzt im zweiten zur außerordentlichen. Dort wird sie dann entsprechend der Lage der optischen Achse gebrochen und erscheint somit nicht mehr am ursprünglich gesetzten Nullpunkt. Gleiches geschieht auch für die zweite Polarisationskomponente in umgekehrter Reihenfolge. Anhand der Lage der beiden Strahlen kann man wiederum erkennen, in welche Richtung die optischen Achsen verkippt sind. Abbildung 3.7 zeigt ein mögliches Ergebnis einer solchen Messung und in welche Richtung die entsprechenden optischen Achsen dafür zeigen müssen.

Das Beispiel aus Abbildung 3.7 zeigt also ein Kristallpaar, dessen vertikale Achse von der Pumpichtung aus nach unten zeigt, während die horizontale nach links verkippt ist. Genau so erscheinen damit auch die Punkte auf der Kamera. Zum Vergleich dazu zeigt Abbildung 3.8 eine tatsächliche Aufnahme des Pumpstrahls, der durch das insgesamt fast 8mm lange BBO-Kristallpaar in seine beiden Polarisationskomponenten aufgeteilt wurde. Die unterschiedlich großen Verschiebungen für die horizontale und vertikale Ebene lassen darauf schließen, dass der Kristall bei der Vermessung leicht verkippt gewesen sein muss und dadurch ein Strahlversatz verursacht wurde. Für uns ist es allerdings zu diesem Zeitpunkt wichtiger, dass man trotzdem eindeutig die Richtungen des Walk-Offs erkennen kann.

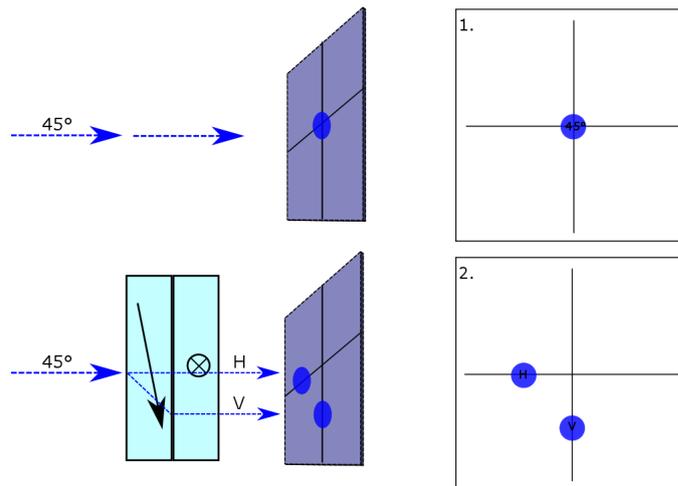


Abbildung 3.7: 1. Analog zum Beispiel des Einzelkristalls wird zunächst der Pumpstrahl ohne Ablenkung auf die Kamera gerichtet und somit der Nullpunkt als Referenz gesetzt.
2. Sowohl die vertikale als auch die horizontale Polarisationskomponente wird aufgrund der gekreuzten Kristallachsen abgelenkt und verschoben.

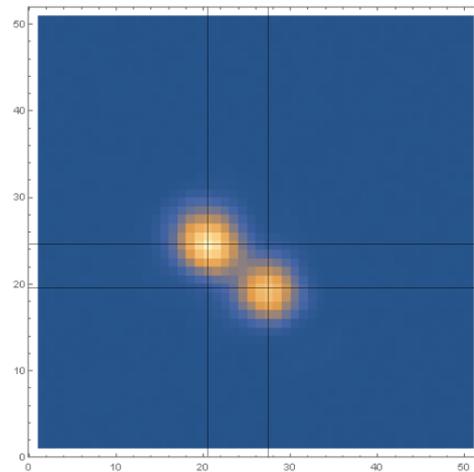


Abbildung 3.8: Die Abbildung zeigt die Positionen der H- und V-Komponenten des Pumpstrahls nach Passieren des BBO-Kristallpaares. Es ist eine klare Auftrennung der beiden Polarisierungen zu erkennen

Die Strahltaile des Pumpasers betrug zum Zeitpunkt dieser Messung $w_0 = 100\mu m$. Man kann also bereits anhand des Bildes einen beträchtlichen transversalen Walk-Off im Verhältnis zur Pumpgröße erkennen. Dessen Größenordnung lässt sich mit

$$\rho = \left[\theta - \arctan \left(\frac{n_o^2}{n_{ao}^2} \tan(\theta) \right) \right] \text{sgn}(n_o - n_{ao}) \quad (3.2)$$

abschätzen ([26]). ρ beschreibt hier den Walk-Off-Winkel für den außerordentlichen Strahl im Kristall. n_o und n_{ao} stehen für die beiden Brechungsindizes. Diese können über die Sellmeier Gleichungen für jede beliebige Wellenlänge berechnet werden ([23]). Der Winkel $\theta = 29^\circ$ ist wiederum jener zwischen der Oberfläche des Kristalls und der optischen Achse. Daraus ergibt sich eine maximale Ablenkung von

$$x = \tan(\rho)L \approx 265\mu m \quad (3.3)$$

für den Pumpstrahl. Man kann an Gleichung 3.3 erkennen, dass der Walk-Off des Pumpstrahls linear von der Länge des Kristalls abhängt. Außerdem werden wir sehen, dass auch die Down Conversion Photonen einen transversalen Walk Off erfahren. Um diesen zu berechnen, müssen lediglich deren Wellenlängen in die Formeln für ρ und x eingesetzt werden. Es stellt sich also die Frage, ob dünnere Kristalle die Lösung dieses Problems sein können. Dünnere Kristalle bedeuten einen kleineren transversalen Walk-Off, wodurch eventuell auch eine Kompensation überflüssig werden würde. Dagegen spricht allerdings, dass die Effizienz der Paarerzeugung proportional zur Länge des Kristalls ist. Man muss also einen passenden Mittelweg finden, um sowohl effizient Photonen zu erzeugen, als auch den Walk-Off möglichst gering zu halten bzw. ein kleineres Verhältnis zwischen Walk-Off und Pumpwaist zu erzielen. Im Experiment wurde dafür der Pumpwaist auf $w = 320\mu m$ erhöht. So kann bereits vor der Kompensation des transversalen Walk-Offs ein größerer Überlapp der beiden Polarisationen erreicht werden.

Man ist nun also in der Lage, die Richtung des Walk-Offs zu bestimmen und seine Größenordnung abzuschätzen. Allerdings kann man noch keine Aussage darüber treffen, in welcher Reihenfolge die Verschiebungen geschehen sind. Dasselbe Ergebnis erhält man nämlich auch, wenn die horizontale vor der vertikalen Verschiebung stattfindet. Wir werden aber sehen, dass dies ein entscheidender Faktor bei der Kompensierung des transversalen Walk-Off Effektes ist. Es wird also eine weitere Messung benötigt, um die Reihenfolge der Achsen in Pumprichtung zu bestimmen.

Bestimmung der Reihenfolge der optischen Achsen

Es hat sich im Laufe der Messungen herausgestellt, dass eine alleinige Analyse mit Hilfe des Pumplasers nicht ausreicht, um eine vollständige Charakterisierung eines Kristallpaares vornehmen zu können. Durch die vorangegangene Messung konnte man zwar feststellen in welche Richtung die optischen Achsen verkippt sind, man weiß aber noch nicht in welcher Reihenfolge der Pumpstrahl diese Achsen passiert. Um auch darüber Kenntnis zu erlangen, sollen nun nicht mehr die Moden des Pumpstrahls sondern jene der Down Conversion Photonen, die beim Passieren des UV-Lasers durch den Kristall entstehen, betrachtet werden. Der Versuchsaufbau bleibt im Wesentlichen immer noch gleich. Lediglich der optische Dichtefilter muss durch einen Filter ersetzt werden, der die Wellenlängen der Down Conversion Photonen transmittiert und alle anderen reflektiert. So kann man gewährleisten, dass die DC-Photonen von der Kamera gemessen werden können und nicht beispielsweise vom Pumplaser überstrahlt werden. Die folgende Messung erfolgt wieder in zwei Schritten:

1. Im ersten Schritt sollen die Moden der Signal- und Idler-Photonen im Fernfeld betrachtet werden. Dadurch kann nämlich das Kristallpaar einfach in die Position gekippt werden, unter der die kollinearen Phasenanpassungsbedingungen erfüllt werden. Experimentell bedeutet dies, dass man nicht die für die Down Conversion typischen Ringe, sondern zwei kollimierte Moden beobachten möchte. Das Kristallpaar muss also so lange verkippt werden, bis die richtige Position gefunden ist, unter der die zwei ellipsenförmigen Moden unterschiedlicher Polarisation sichtbar werden. Dabei ist es sehr hilfreich, wenn man das Kristallpaar in einem handelsüblichen Spiegelhalter fixiert und über dessen Einstellschrauben verkippt. Somit entspricht eine Schraube der Halterung stets der Verkipfung um nur eine bestimmte Achse und damit auch der Justage von nur einer Polarisationskomponente. Unter zusätzlicher Verwendung der beiden Referenzpolarisatoren können so die H- und V-Photonen der Down Conversion unabhängig voneinander kollinear justiert werden.
2. Im nächsten Schritt soll mit Hilfe des Objektivs auf die Endfläche des Kristallpaares fokussiert und damit das Nahfeld der Down Conversion betrachtet werden. Auch jetzt erscheinen die Punkte nicht nur rund um den Nullpunkt, sondern sind, genau wie der Pumpstrahl, verschoben. Man kann bereits die in Abschnitt 2.3.1 beschriebene L-Form erahnen, mit unterschiedlicher Polarisation für die horizontale bzw. die vertikale Ellipse. Das alleinige Betrachten der Moden hinter dem Kristall reicht jedoch noch nicht aus, um definitiv die Reihenfolge der Achsen zu bestimmen. Es ist nämlich eine äußerst präzise Justage nötig, um jeglichen

möglichen Strahlversatz durch die Kristalle oder die Filter zu vermeiden, welcher die Ergebnisse verfälschen könnte. Um ein eindeutiges Resultat zu erzielen, soll das Kristallpaar noch abwechselnd in der horizontalen und der vertikalen Ebene leicht verkippt werden. Dazu muss dank der Fixierung im Spiegelhalter nur abwechselnd an den beiden Schrauben der Halterung gedreht werden. Durch das Verkippen des Kristalls kann man beobachten, wie sich die zuvor eingestellte Kollinearität verschlechtert und sich wieder die typischen Ringe ausbilden. Der Winkel, unter dem die Photonen emittiert werden, wird also wieder größer. Zudem kann man feststellen, dass eine der beiden Polarisierungen (eine Ebene) wesentlich empfindlicher auf die Verkipfung reagiert als die andere. Die empfindlichere Polarisation der beiden ist somit genau jene, die im ersten Kristall entstanden ist. Da wir nämlich die Endfläche des zweiten Kristalls betrachten, müssen die Photonen des ersten Kristalls noch den gesamten zweiten Kristall durchlaufen bis sie vom Objektiv aufgesammelt werden. Durch den vergrößerten Emissionswinkel können sie damit weiter auseinanderlaufen. Die Photonen, die im zweiten Kristall entstehen, werden beinahe direkt nach ihrer Entstehung beobachtet. Sie legen eine viel kürzere Strecke zurück, weshalb der Emissionswinkel stärker verändert werden muss, um für uns sichtbar zu werden.

In Abbildung 3.9 kann man die beiden gemessenen Moden der Down Conversion Photonen sehen. Der Strahlversatz, der für die vertikal polarisierten Photonen auftritt, konnte auch durch mehrmaliges Justieren nicht behoben werden. Deshalb konnte nur durch das zusätzliche Verkippen des Kristallpaares eindeutig festgestellt werden, dass die horizontal polarisierten Photonen zuerst entstanden sind. Durch dieses Ergebnis können wir schlussfolgern, dass der UV-Laser zuerst den Kristall pumpt, dessen außerordentliche optische Achse in der vertikalen Ebene liegt. Damit lässt sich auch eindeutig die richtige Position der Ellipsen zuweisen.

Nun gilt es zu überlegen, wie dieser transversale Walk-Off wieder kompensiert werden kann, um die Photonen beider Polarisierungen mit Hilfe von nur einer Optik gleich effizient aufzusammeln zu können.

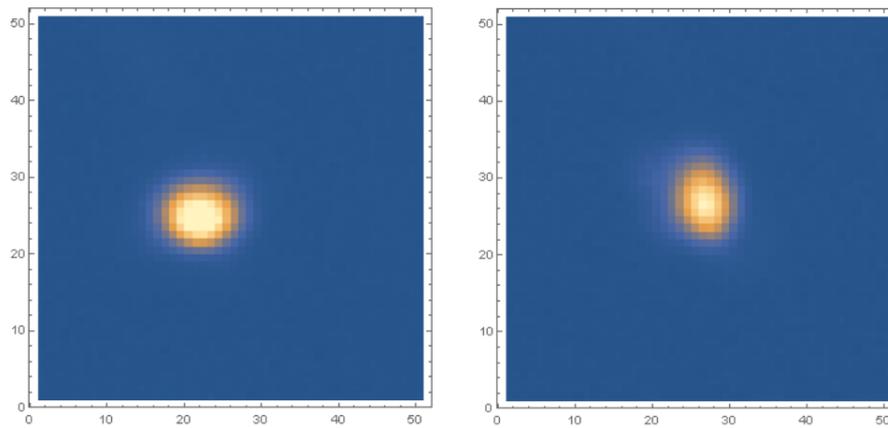


Abbildung 3.9: Die Abbildung zeigt zur linken die horizontal polarisierte Down Conversion Mode und zur rechten die vertikal polarisierte Mode. Allein durch das Betrachten der Moden konnte noch keine eindeutige Zuweisung der Achsen erfolgen, da die verschiedenen Komponenten im Versuchsaufbau einen Strahlversatz verursacht haben, der nicht zu beheben war.

3.2.3 Kompensation des transversalen Walk-Offs

Aus Abschnitt 2.3.2 wissen wir, dass zur Kompensation des transversalen Walk-Offs ein weiteres BBO-Paar mit halber Kantenlänge genügt. Da bei diesem BBO-Paar die optischen Achsen wieder im rechten Winkel zueinander stehen, müssen auch für diese Kristalle die oben beschriebenen Charakterisierungen durchgeführt werden. Dadurch kann dieses Paar anschließend richtig orientiert in den Aufbau gestellt werden, um das transversale Auseinanderlaufen der Down Conversion Photonen zu kompensieren.

An dieser Stelle sei auch erwähnt, dass im endgültigen Aufbau vor dieses Kompensationspaar ein UV-Filter platziert werden muss, damit diese Kristalle nicht zusätzlich gepumpt werden und weitere Photonen erzeugen.

3.2.4 Kompensation des longitudinalen Walk-Offs

Durch die Kompensation des transversalen Walk-Offs gelingt es nun, sowohl die vertikal polarisierten als auch die horizontal polarisierten Photonen kollinear aufzusammeln. Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, erhalten die Photonenpaare bei Durchqueren der BBO-Kristalle Phasen, die sich zu einer relativen Phase zwischen dem $|H\rangle|H\rangle$ - und dem $|V\rangle|V\rangle$ -Zustand zusammenfassen lassen:

$$\varphi = (k_p^o - k_s^{ao} - k_i^{ao})L. \quad (3.4)$$

Es ergibt sich eine Wellenlängenabhängigkeit ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Um aber Verschränkung zwischen den beiden Polarisationen zu erhalten, muss diese Phase für das gesamte gemessene Spektrum konstant sein. Durch das Pumpen mit einem breitbandigen UV-Laser ($FWHM = 0.5 \text{ nm}$) entsteht auch ein breitbandiges Down Conversion Spektrum. In Abbildung 3.10 ist das gemessene Spektrum dargestellt. Es gilt daher nun, diese Phase für ein möglichst breites Spektrum zu kompensieren und damit konstant zu machen.

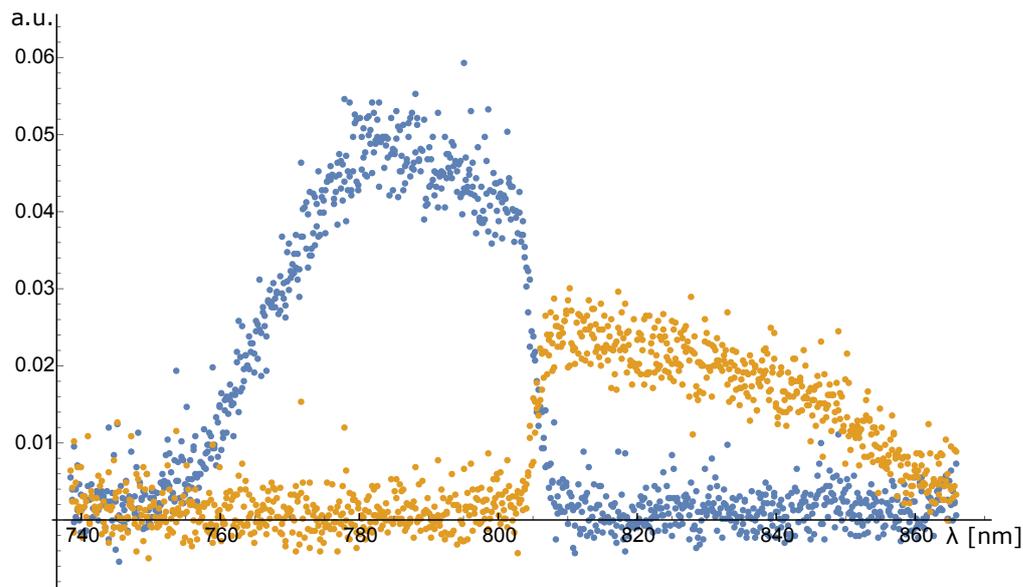


Abbildung 3.10: Messung des Down Conversion Spektrums: Man kann deutlich die Trennung der verschiedenen Wellenlängen durch den dichroiden Spiegel in der Mitte des Gesamtspektrums erkennen, da sich die Kurven der beiden Spektren wegen ihrer Breitbandigkeit überlappen.

Dafür werden weitere doppelbrechende Kristalle (YVO_4) eingesetzt. Wie wir bereits gesehen haben, ist deren Länge genauestens durch die Längen der BBO-Kristalle definiert. Daher sind im aktuellen Aufbau auch vier anstatt nur zwei Kristalle verbaut. Es hat sich herausgestellt, dass aus Mangel an passenden Kristalllängen zusätzlich die beiden kürzeren YVO_4 -Kristalle notwendig sind, um die optimalen Längen zu realisieren. Die Justage dieser Kristalle sollte kein größeres Problem darstellen, da sie lediglich gerade in den Aufbau gestellt werden müssen. Am einfachsten lässt sich dies wieder mit Hilfe des roten Justagelasers realisieren, dessen Rückreflexe von den Kristallen ein Indiz dafür sind, ob die Oberflächen senkrecht zur Pumprichtung stehen. Allerdings muss auch hier wieder auf die Lage der optischen Achsen geachtet werden. Die Achsen von YVO_4 -Kristallen stehen senkrecht zur Strahlrichtung ($\theta = 0$) und verursachen damit keinen räumlichen Walk-Off. Daher bleiben pro Kristall nur zwei Möglichkeiten der Ausrichtung, welche leicht festgestellt werden können. Stehen die Achsen nämlich nicht richtig im Aufbau, kann bei einer Messung des Kontrasts im Wesentlichen keine Veränderung der Zählraten beobachtet werden. Sind sie allerdings richtig orientiert (siehe Abbildung 2.9), wird die zeitliche Phase zwischen den $|H\rangle$ - und den $|V\rangle$ -Photonen kompensiert. Damit

verbessert sich der Grad der Verschränkung und es können Kontraste gemessen werden. Eine Beschreibung solch einer Messung des Kontrasts folgt in den folgenden Kapiteln.

Damit ist das Grundgerüst für die Down Conversion Quelle bereits gelegt. Die kompensierten Photonenpaare werden anschließend kollinear aufgesammelt und in eine Single-Mode Faser (Thorlabs: 780HP) eingekoppelt. Somit kann die Quelle wieder völlig unabhängig von anderen Komponenten des Gesamtaufbaus justiert und optimiert werden. Um allerdings Messungen durchführen zu können, müssen die Paare je nach Wellenlängen aufgespaltet werden.

3.3 Trennung von Signal und Idler und Detektion der Photonen

Um sowohl Einzelzählraten als auch Koinzidenzen messen zu können, müssen die Photonenpaare aufgespaltet werden. Dafür wird ein dichroider Spiegel verwendet, der Wellenlängen bis zu $\lambda = 810nm$ transmittiert und größere Wellenlängen reflektiert. Diese Grenze entspricht genau der doppelten Wellenlänge des Pumplasers und ist damit auch ungefähr die mittlere Wellenlänge der Down Conversion Photonen. Die Quelle ist nämlich so justiert, dass Photonen mit zentralen Wellenlängen von $\lambda_i = 765nm$ und

$$\lambda_s = \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_i}\right)^{-1} = 860nm \quad (3.5)$$

kollinear aufgesammelt werden können. Man kann also in Abb.3.13 erkennen (Teil C), dass die vorher aufgesammelten Photonen wieder aus der SM-Faser ausgekoppelt werden und auf den dichroiden Spiegel treffen. Nach der Auftrennung werden sie wiederum in Glasfasern (Thorlabs: FG050LGA) aufgesammelt. Wichtig dabei ist auch, dass der Dichroid nahezu unter 0° im Aufbau stehen muss. Bauelemente dieser Art weisen unter größeren Winkeln Polarisationsabhängigkeiten auf, welche es hier zu vermeiden gilt. Da die Elemente zur Messung der Verschränkung erst nach der Auftrennung der Photonen platziert werden können, müssen die Polarisierungen der Photonen bis zum Zeitpunkt der Messung unbedingt erhalten bleiben. Daher ist auch der Interferenzfilter zur Verschmälerung des Spektrums erst kurz vor der Detektion eingebaut. Auch diese Filter weisen nämlich eine starke Polarisationsabhängigkeit auf, wenn sie nicht senkrecht zur Strahlrichtung stehen. Allerdings ist genau dieses Verkippen des Filters das Ziel einer der im folgenden Kapitel beschriebenen Messungen. Daher werden die Photonen direkt hinter den Polarisatoren in Multimode-Fasern aufgesammelt. Erst nach Durchqueren dieser Faser treffen

sie dann auf den Interferenzfilter. Da eine Multimode-Faser nicht polarisationserhaltend wirkt, wandelt sie das linear polarisierte Licht der Down Conversion in unpolarisiertes Licht um. Somit kann man die Polarisationsabhängigkeit der Interferenzfilter umgehen und sie beliebig schräg vor die Detektoren stellen. Diese Filter haben nämlich bei schrägem Lichteinfall weitere Eigenschaften: Zum einen ändert sich die maximale Transmission der Filter und zum anderen wandert ihre zentrale Wellenlänge mit wachsendem Einfallswinkel hin zu kürzeren λ . Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen dieses Verhalten für zwei Interferenzfilter, die bei unterschiedlichen Wellenlängen transmittieren. Es ist deutlich zu erkennen, dass sowohl die maximale Transmittivität als auch die zentrale Wellenlänge mit steigendem Einfallswinkel abnimmt. Diese Messungen sind mit einem kommerziellen Spektrometer (UV-VIS von Cary) durchgeführt worden. Dabei wurden die beiden Filter unter verschiedenen Winkeln in das Spektrometer gestellt und ihre Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge vermessen.

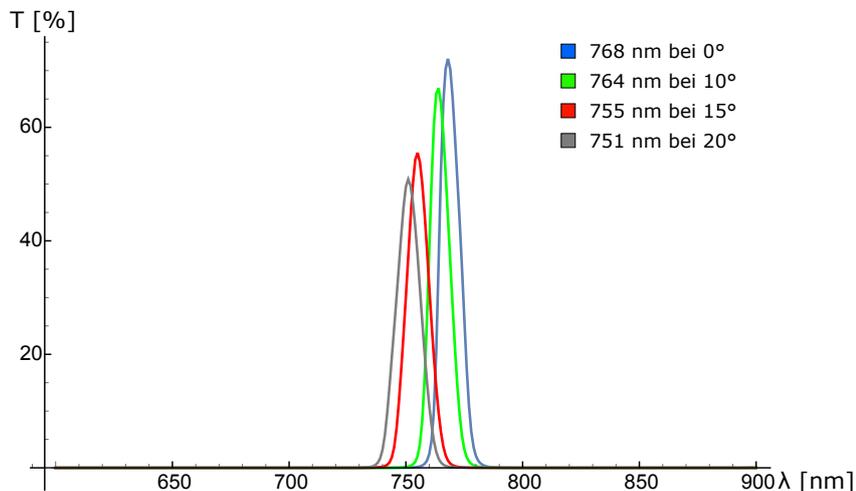


Abbildung 3.11: Messung des Transmissionsverhalten eines Interferenzfilters mit zentraler Wellenlänge von $\lambda = 765\text{nm}$ und einer Breite von $\delta\lambda = 10\text{nm}$ unter verschiedenen Einfallswinkeln in Abhängigkeit der eingestrahlten Wellenlänge.

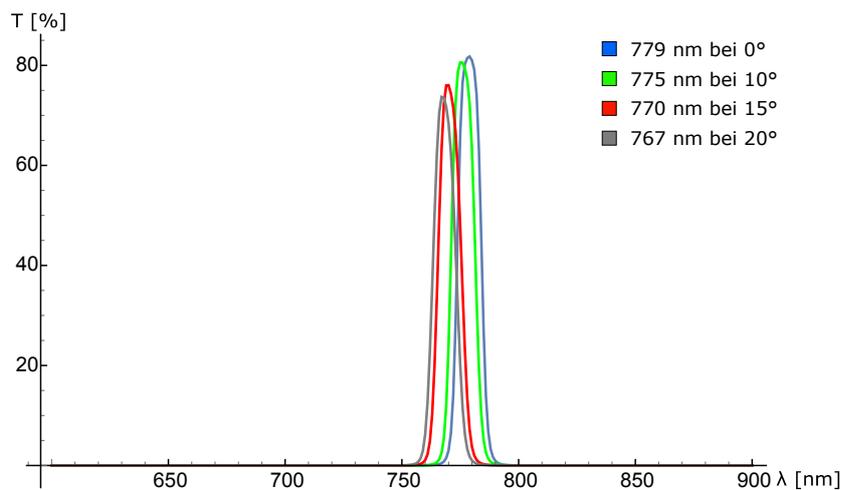


Abbildung 3.12: Transmissionsverhalten in Abhängigkeit der Wellenlänge:
zentrale Wellenlänge $\lambda = 780\text{nm}$ bei 0° , Breite $\delta\lambda = 10\text{nm}$

Bei den folgenden Messungen werden diese Filter aus zwei verschiedenen Gründen eingesetzt:

1. Wie man in den Abbildungen erkennen kann, handelt es sich bei diesen Modellen, um relativ schmalbandige Filter (Transmission für ca. 10nm). Wir werden sehen, dass die gemessenen Korrelationskurven wesentlich höhere Kontraste aufweisen, wenn ein schmales Down Conversion Spektrum gemessen wird. Da aber im Experiment mit einem breitbandigem Laser gepumpt wird, entsteht auch ein breitbandiges Down Conversion Spektrum. Dessen wellenlängenabhängige Phase kann nicht mehr vollständig kompensiert werden. Daher muss das Spektrum nachträglich verschmälert werden.
2. Aus diesem Grund sollen Phasen und Kontraste in Abhängigkeit der Wellenlänge gemessen werden. Dazu wird die winkelabhängige (und damit wellenlängenabhängige) Transmission der Filter benutzt, um Korrelationskurven in Abhängigkeit der Wellenlänge zu messen. So kann letztendlich eine Phasenkurve erstellt werden, aus der man erkennen kann, für welches Spektrum die Phase φ zwischen den H- und den V-Photonen kompensiert wird.

Zur Messung der Korrelationskurven sind in jedem Arm Polarisatoren eingebaut. Diese ermöglichen es, Photonen- bzw. Koinzidenzzählraten in Abhängigkeit der Polarisation zu messen. Dafür sind sie an Rotationsmotoren befestigt,

die von außen angesteuert und damit äußerst exakt und reproduzierbar gedreht werden können. Für die späteren Messungen ist dies dringend notwendig, um reproduzierbare Ergebnisse liefern zu können.

Im vierten und damit letzten Teil des Aufbaus (Teil D) kann man sehen, dass die Detektion der Photonen mit Hilfe von APD-Modulen („Avalanche Photo Diode“) durchgeführt wird. Diese werden an einen sogenannten „Coincidence-Counter“ angeschlossen, der jeweils die Einzelzählraten der beiden Module aufzeichnet. Außerdem ist dieser in der Lage zu erkennen, ob beide Module innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters ein Photon messen. Bei allen folgenden Messungen wird dieses Zeitfenster $t = 10ns$ lang sein. Werden innerhalb dieser Zeit an beiden APDs Ereignisse gezählt, wird dies als Koinzidenz gewertet, d.h. man hat an dieser Stelle ein Photonenpaar gemessen. Bei den folgenden Messungen werden diese Koinzidenzzählraten in Abhängigkeit der Polarisation der Photonen gemessen. Dafür werden die Polarisatoren in den beiden Detektionsarmen entsprechend eingestellt, damit die Quelle charakterisiert und getestet werden kann.

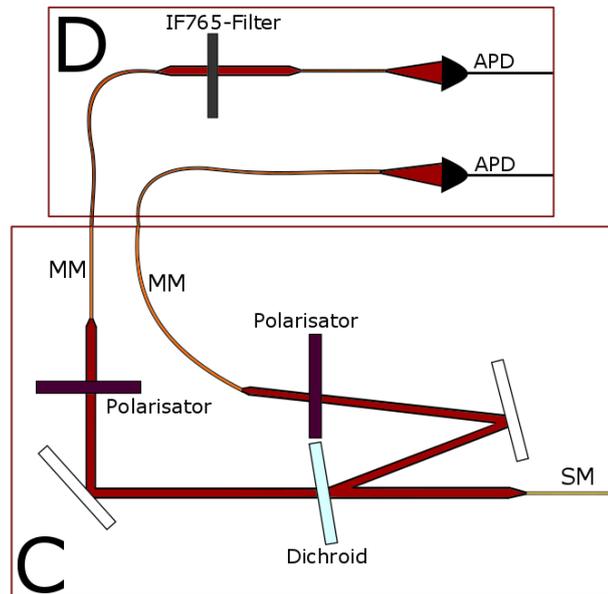


Abbildung 3.13: Teil C: Die Photonenpaare werden mittels eines dichroiden Spiegels aufgetrennt und anschließend wieder in Multimode-Fasern aufgesammelt. Für die späteren Messungen steht in jedem Arm ein Polarisator, der auf einem Rotationsmotor befestigt ist.

Teil D: Zur Detektion werden APD-Module verwendet, deren Ergebnisse durch einen Counter ausgewertet werden. Damit lassen sich direkt Einzelzählraten und Koinzidenzen messen. Der Interferenzfilter wird zum Filtern des Down Conversion Spektrums verwendet. Da wir stets Koinzidenz-zählraten messen werden, genügt es, nur einen Arm zu filtern.

4 Messungen

Da nun der Aufbau der Down Conversion Quelle bekannt ist, sollen in diesem Kapitel die Messungen beschrieben werden, die zur Charakterisierung derselbigen dienen. Der Grundgedanke ist bei allen Messungen der gleiche. Daher sollen hier zunächst die wichtigsten Parameter erläutert werden, die zur Messung von Korrelationskurven benötigt werden.

In Abschnitt 3.3 kann man nachlesen, dass durch die Verwendung von APDs und eines Counters die detektierten Photonen gezählt werden können. Außerdem kann so ein Counter, wie wir ihn verwenden, direkt auswerten, ob es sich bei dem gemessenen Ereignis um eine Koinzidenz handelt. Da wir zur Messung von Korrelationskurven Photonenpaare detektieren möchten, interessieren wir uns für die Koinzidenzzählraten. Der aufgesammelte Zustand besteht dabei aus einer Überlagerung zweier Polarisationszustände ($|H\rangle$ und $|V\rangle$), siehe dazu Abschnitt 2.3.3). Daher liegt es nahe, dass sich diese Zählraten in Abhängigkeit der gewählten Messbasis ändern.

Unter Messbasis verstehen wir hier wiederum einen gewissen, beliebig gewählten, Polarisationszustand. Wie in Abschnitt 2.2.1 ausführlich erklärt, werden wir in Abhängigkeit der Polarisierungen der Down Conversion Photonen Korrelationskurven messen. Anhand dieser können wir anschließend die Quelle charakterisieren.

Wir werden sehen, dass diese Korrelationskurven Sinuskurven ähneln, die einerseits zueinander phasenverschoben sind und andererseits unter Umständen verschieden hohe Amplituden aufweisen können. In Abschnitt 2.2.1 haben wir gesehen, dass es zum Nachweis von Verschränkung notwendig ist, Korrelationskurven in den vier Messbasen $H, V, +45^\circ$ und -45° aufzunehmen. Da die gebaute Quelle eine Überlagerung aus horizontal und vertikal polarisierten Photonen emittiert, müssen durch die Kompensation der longitudinalen Phase die Amplituden der $\pm 45^\circ$ -Kurven im Idealfall dieselbe Modulation wie jene der H, V -Basen aufweisen. Zur Analyse dieser Kurven wird der sogenannte Kontrast (Visibility) berechnet.

$$V = \frac{Z_{max} - Z_{min}}{Z_{max} + Z_{min}} \quad (4.1)$$

Z_{max} bzw. Z_{min} stehen bei unseren Messungen für die maximalen bzw. die

minimalen Koinzidenzzählraten. Das Ergebnis dieser Formel wird üblicherweise in Prozentzahlen angegeben. Wird bei einer Messung sowohl unter $\pm 45^\circ$ als auch unter H, V ein hoher Kontrast gemessen, entspricht dies einem guten Grad an Verschränkung. Unter Idealbedingungen können für Photonen sogar Kontraste von 99.9% [27] gemessen werden.

Die folgenden Messkurven werden uns zeigen, welche Charakteristiken die gebaute Down Conversion Quelle aufweist und welche Kontraste gemessen werden konnten.

4.1 Wellenlängenabhängigkeit der Korrelationskurven

Unser Ziel war es, einen polarisationsverschränkten Zustand erzeugen zu können, weshalb eine Kompensation der Wellenlängenabhängigkeit der Phase notwendig wurde. Im Laufe der Messungen haben wir festgestellt, dass ohne Filterung des gemessenen Down Conversion Spektrums keine hohen Kontraste gemessen werden können ($V > 0.75$). Daher sind die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Filter zum Einsatz gekommen. Die Ergebnisse der Messungen konnten so ohne weiteres Zutun verbessert werden. Der Grund dafür liegt in der Kompensation der longitudinalen Phase der Down Conversion Photonen. Weisen diese nämlich ein zu breites Spektrum auf, kann nicht mehr für alle beteiligten Wellenlängen gleich gut kompensiert werden. Um zu sehen, wie sich die Wellenlängenabhängigkeit der Korrelationskurven im Experiment verhält, wurden die Interferenzfilter unter verschiedenen Winkeln in einen Detektionsarm gesetzt. Wir haben bereits gesehen, dass sich die zentrale transmittierte Wellenlänge dieser Filter mit größer werdendem Winkel immer weiter verschiebt. So konnten wir jeweils Kontrastkurven unter $+45^\circ$ in Abhängigkeit der Wellenlängen messen.

4.1.1 Messkurven und Ergebnisse

Die Kurven dieser Messungen sind in Abbildung 4.1 und 4.2 dargestellt. Es wurden dafür zwei verschiedene Filter verwendet, die bei unterschiedlichen Wellenlängen transmittieren (IF765 und IF780). Zur Messung dieser Kurven wurde jeweils Polarisator 1 auf $\theta = +45^\circ$ gestellt. Polarisator 2 hat eine volle 360° Umdrehung vollzogen, bei der immer nach 5° die Koinzidenzzählraten für eine Messzeit von $t = 30s$ mitgeschrieben wurden. Diese Kurve wurde für jede Filterposition einmal aufgenommen, womit insgesamt vier Kurven pro Filter gemessen werden konnten: $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

4.1 Wellenlängenabhängigkeit der Korrelationskurven

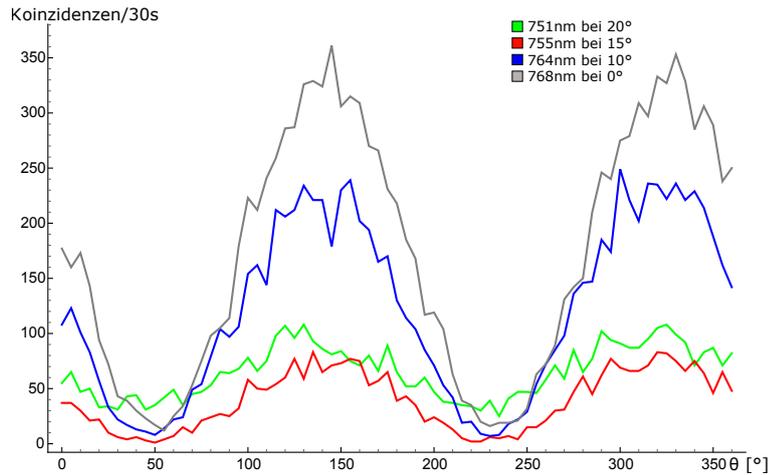


Abbildung 4.1: Zu sehen sind die vier Korrelationskurven für den Filter IF765. Jede Kurve wurde unter den gleichen Umständen aufgenommen, lediglich der Einfallswinkel auf den Filter wurde verändert. Man kann sehen, dass sich die Kurven je nach Filterposition stark verändern. θ entspricht der Position von Polarisator 2 in Abhängigkeit zur Position von Polarisator 1.

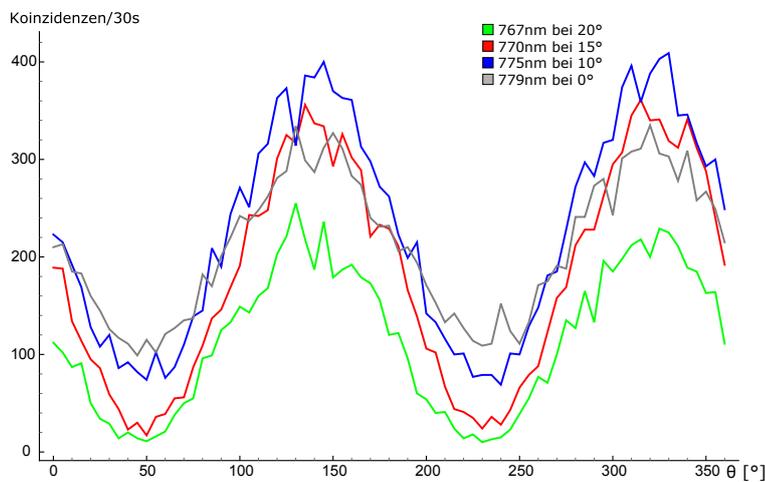


Abbildung 4.2: Dieselbe Messung wurde auch für den Filter IF780 durchgeführt. Auch hier verändern sich die Kurven wieder mit unterschiedlichem Einfallswinkel. θ entspricht wieder der Position von Polarisator 2 in Abhängigkeit zur Position von Polarisator 1.

Uns interessiert nun der Betrag der Phase der Korrelationskurven und der Betrag des Kontrasts in Abhängigkeit der Wellenlänge. Um beide zu berechnen, werden zu den gemessenen Korrelationskurven mit der Fitmethode passende Sinuskurven bestimmt. So können für jede gemessene Kurve die gesuchten Werte ermittelt werden. Die dazu passende Wellenlänge kennen wir bereits vom Transmissionsverhalten des jeweiligen Filters (siehe 3.3). Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 grafisch dargestellt.

Man kann sehen, dass sich der Wert der Phase über alle gemessenen Wellenlängen nicht ausschlaggebend ändert. Genau dieses Ergebnis haben wir auch erwartet, da diese berechnete Phase α lediglich angibt, an welcher Position sich ein Minimum der Korrelationskurven befindet. Da alle Messungen in derselben Basis durchgeführt werden, sollte sich diese Phase auch nicht in Abhängigkeit der Wellenlänge ändern.

Betrachten wir hingegen den Kontrast der Kurven in Abhängigkeit der Wellenlängen, können wir sehen, dass dieser zunächst stark ansteigt und bei längeren Wellenlängen wieder stark absinkt. Daraus können wir erkennen, dass die Kompensation der longitudinalen Phase nur für ein schmales Spektrum optimal möglich war. Je weiter sich die Messpunkte von der zentralen Wellenlänge $\lambda_s = 765nm$ entfernen, desto niedriger ist der Kontrast der gemessenen Kurve. Dies bedeutet aber auch, dass um $\lambda_i = 860nm$ ein zweites Maximum zu finden ist. Da stets Koinzidenzen gemessen werden, genügt es das Down Conversion Spektrum in nur einem Messarm zu filtern. Im zweiten Arm werden so automatisch nur die dazu passenden Partner als Koinzidenz registriert.

Durch diese Messung können wir erkennen, dass es notwendig ist, das Down Conversion Spektrum zu filtern, um gute Ergebnisse für den Kontrast unter H, V und $\pm 45^\circ$ zu erzielen. Daher wird in allen folgenden Messungen ein Interferenzfilter mit zentraler Wellenlänge $\lambda = 765nm$ und einer Breite von $10nm$ das Down Conversion Spektrum filtern.

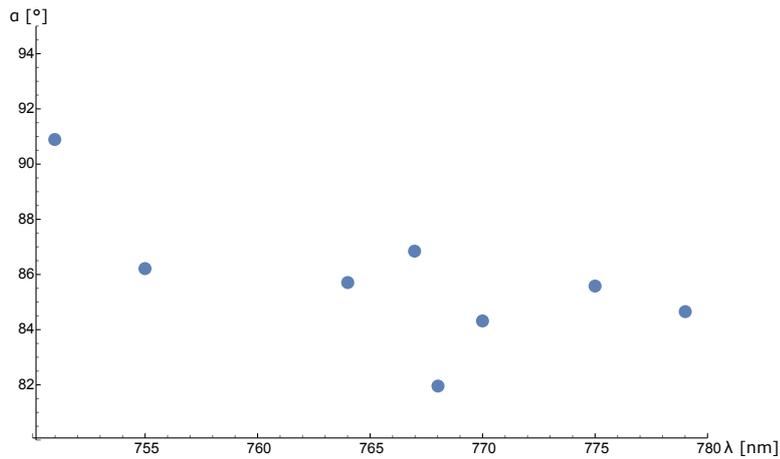


Abbildung 4.3: Die Fitergebnisse der durchgeführten Messungen geben Auskunft über die Charakteristiken der Quelle. Der Wert der errechneten Phase der Sinuskurve ändert sich wie erwartet nicht ausschlaggebend abhängig von der Wellenlänge. Da alle Kurven in der $+45^\circ$ -Basis gemessen wurden, sollte auch bei allen an derselben Stelle ihr Minimum liegen.

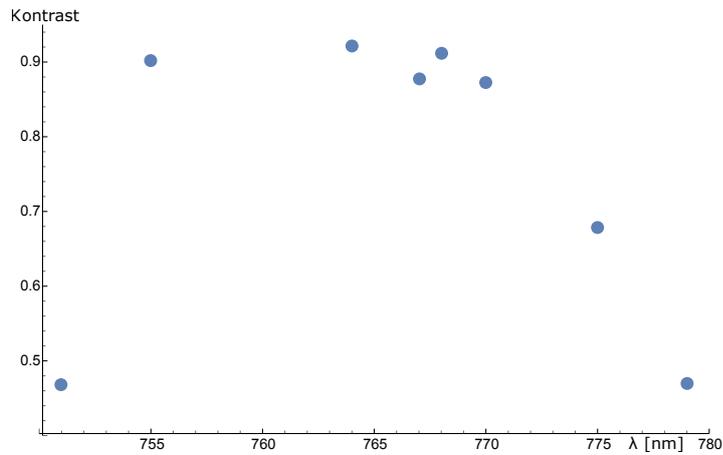


Abbildung 4.4: Die Kurve des Kontrasts in Abhängigkeit der Wellenlänge verrät, für welches Spektrum die Quelle kompensiert wurde. Klar zu erkennen ist, dass für die zentrale Wellenlänge $\lambda_s = 765\text{nm}$ ein Maximum vorliegt. Je weiter wir uns von diesem Punkt entfernen, desto schlechter wird der Kontrast.

4.2 Zeitabhängigkeit der Korrelationskurven

Durch die ersten Messungen konnten Charakteristiken der Quelle geklärt werden, die uns Aufschluss darüber geben, welche Komponenten im Aufbau benötigt werden, um polarisationsverschränkte Photonen zu erzeugen. Es war zudem das Ziel die Quelle so stabil wie möglich zu bauen, damit sie auch über eine längere Zeit genutzt werden kann.

Um die Zeitabhängigkeit der Quelle zu messen, wird wieder eine Korrelationskurve in der Basis $+45^\circ$ aufgenommen. Auch bei dieser Messung vollzieht Polarisator 2 eine volle Umdrehung, bei der pro 5° die Koinzidenzzählraten mitgeschrieben werden. Zusätzlich wird nun auch die Zeit erfasst, an der die Messung stattfindet. Diese wird für eine längere Zeit (mehrere Stunden) ununterbrochen wiederholt. So kann man feststellen, wie lange die Quelle stabil arbeitet, d.h. wie lange sie dieselben Ergebnisse liefert. Ein typisches Bild einer solchen Korrelationskurve kann man in Abbildung 4.5 sehen. Schon anhand der Breite der Verteilung der Messpunkte kann man erahnen, dass es noch einen Faktor gibt, der die Messungen beeinflusst. Unter Idealbedingungen würden nämlich alle Messpunkte übereinander liegen und nur eine einzelne Kurve sichtbar sein.

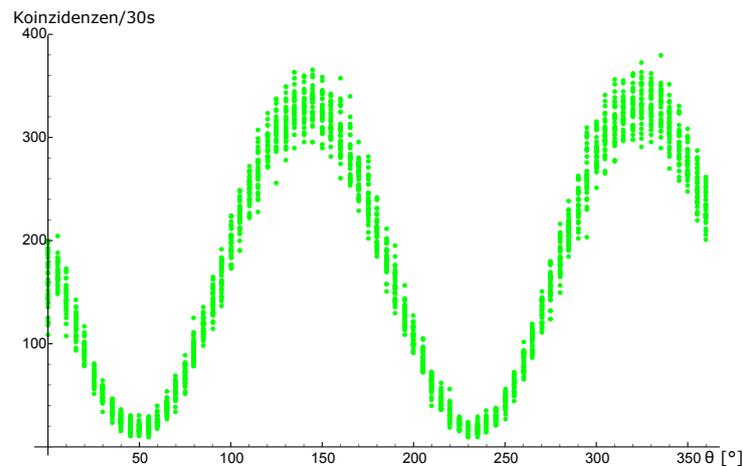


Abbildung 4.5: Die Abbildung zeigt die Koinzidenzzählraten der Basis $+45^\circ$ in Relation zur Position von Polarisator 2. Dabei entspricht die 0° -Einstellung dieses Polarisators einer vertikalen Polarisation. Man kann erkennen, dass nicht für jede einzelne Messung dieselben Zählraten gemessen werden. Dies lässt vermuten, dass es über längere Zeit betrachtet eine weitere Variable gibt, die den Ausgang der Messung beeinflusst.

4.2.1 Auswertung und Ergebnisse

Um die Messung genauer zu analysieren, wird wieder jede einzelne Kurve mit einer Sinuskurve genähert. Dadurch kann erneut der Kontrast und die Phase dieser Sinuskurven errechnet werden. Da diese Messung zur Zeitabhängigkeit der Quelle über 14 Stunden lang laufen konnte, interessiert uns nun vor allem das Verhalten dieser beiden Ergebnisse abhängig von der Messdauer. Betrachten wir nur die Messpunkte des Kontrasts im Verhältnis zur Zeit, kann man sehen, dass alle Punkte gleichverteilt im Rahmen der Messfehler auftreten. Dies spricht für eine stabile Quelle. Auch die errechneten Werte für die Phasen der Sinuskurven sehen auf den ersten Blick stabil aus. Betrachten wir allerdings die errechneten Phasenpunkte genauer, kann ein Trend erkannt werden. Es scheint, als würde der Wert der Phase ansteigen, je länger die Messung läuft. Es bestätigt sich also wieder, dass es noch eine weitere Variable geben muss, die den Ausgang der Messungen beeinflusst. Wie wir in Abschnitt 2.4 gesehen haben, liegt die Vermutung nahe, dass die Raumtemperatur einen Einfluss auf das Experiment haben könnte, da diese Quelle komplett ohne Temperaturstabilisierung gebaut worden ist. Dies könnte die Änderung der errechneten Positionen der Minima der Korrelationskurven erklären.

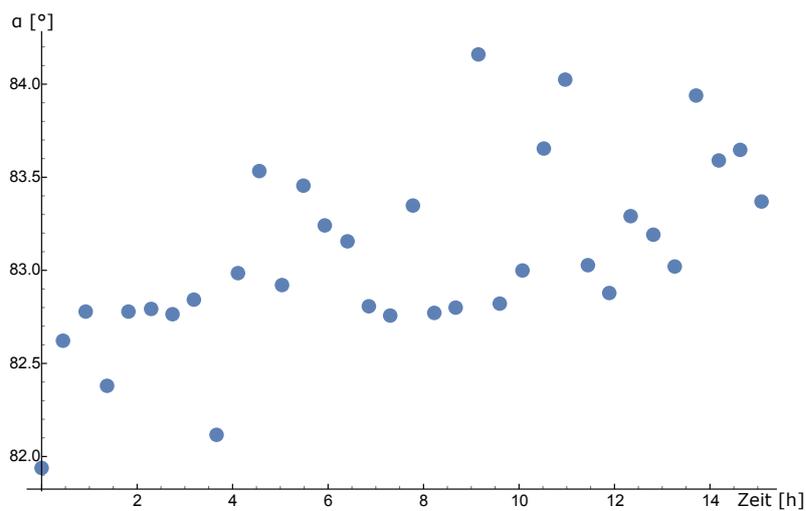


Abbildung 4.6: Zu sehen sind die errechneten Phasen der genäherten Sinuskurven (Minima der Kurven) im Verhältnis zur Messdauer. Bei genauer Betrachtung kann man feststellen, dass die Werte bei andauernder Messung ansteigen.

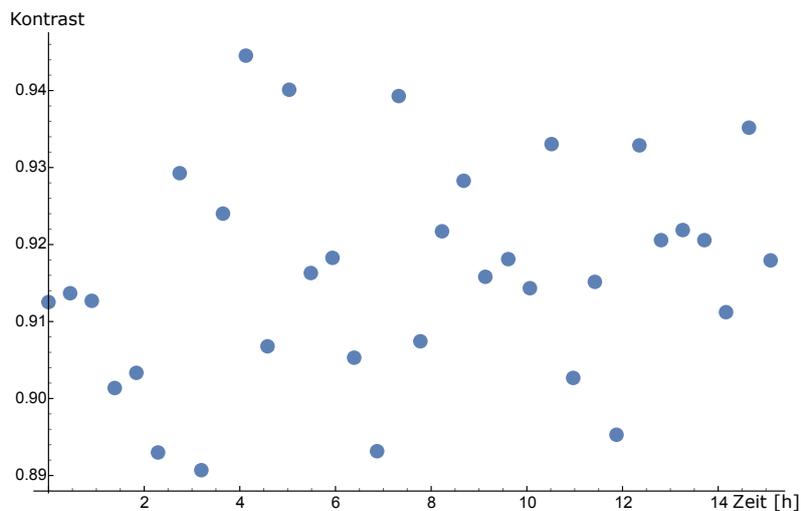


Abbildung 4.7: Der Kontrast scheint über die gesamte Messdauer konstant zu bleiben. Um diese zu verifizieren, werden weitere, länger andauernde Messungen durchgeführt, bei denen zusätzlich die Raumtemperatur verändert wird.

4.3 Temperaturabhängigkeit der Korrelationskurven

Mit weiteren Messungen, die über mehrere Tage und Wochen durchgeführt wurden, soll nun geklärt werden, welchen Einfluss die Raumtemperatur auf die Ergebnisse der Messung hat. Dazu werden wieder über eine längere Zeit Korrelationskurven gemessen, bei denen nun zusätzlich die Raumtemperatur mit aufgezeichnet wird. Außerdem wird bei diesen Messungen nicht nur die Kurve der Basis $+45^\circ$ gemessen, sondern ebenso jene der Basen -45° , 0° und 90° (siehe Abbildung 4.8). Um gute Kontraste zu erzielen, wurde das Spektrum des Photonen mit Hilfe des Interferenzfilters IF765 ($\Delta\lambda_{FWHM} = 10 \text{ nm}$) verschmälert.

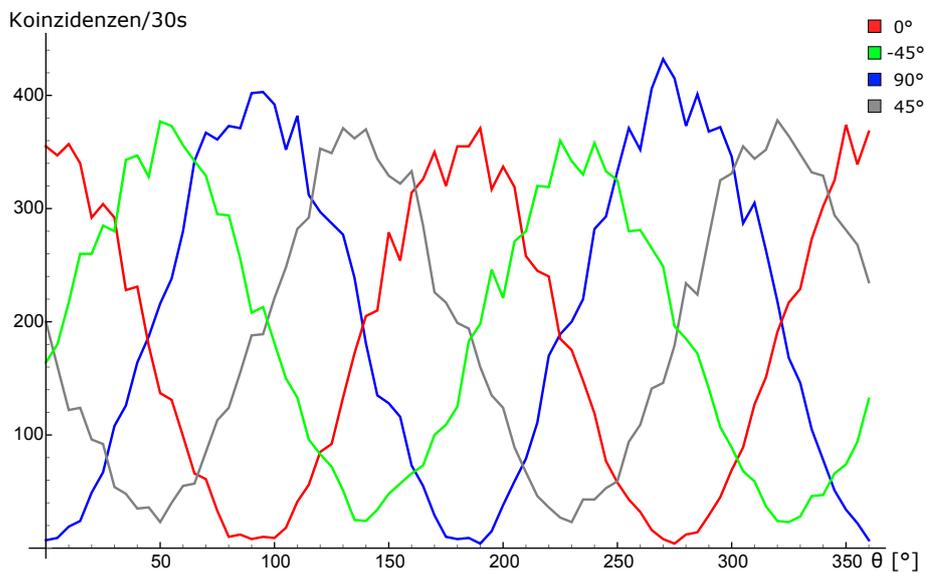


Abbildung 4.8: Die Abbildung zeigt als Beispiel die ersten vier gemessenen Kurven. Jede Farbe entspricht einer Messbasis. Unter Idealbedingungen würden alle vier Kurven eine gleiche Amplitude besitzen und Kontraste von $V = 100\%$ für alle Messbasen erreicht werden. In der Praxis ist dies nicht der Fall und vor allem die Kurven zur Basis $\pm 45^\circ$ liefern niedrigere Werte.

Außerdem ist über die gesamte Messdauer die Raumtemperatur immer wieder absichtlich verändert worden, um eventuelle Änderungen des Kontrasts zu induzieren. Für die Auswertung dieser Messung ist vor allem das Verhalten der Korrelationskurven der Basen $\pm 45^\circ$ im Verhältnis zu Zeit und Temperatur von Bedeutung. Die Schwankungen der Kontraste sollen uns Auskunft darüber

geben, wie sich die Down Conversion Quelle unter Temperaturänderungen verhält. Die Ergebnisse kann man in Abbildung 4.9 sehen.

Darin sind die errechneten Kontraste der $\pm 45^\circ$ -Kurven in Relation zur Messdauer aufgezeichnet. Die blaue Kurve steht für die $+45^\circ$ -Basis, die grüne für die -45° -Basis. Zudem zeigt die rote Kurve die Schwankungen der Raumtemperatur während dieser Zeit. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Betrag des Kontrasts der Temperaturkurve folgt. Des Weiteren können wir feststellen, dass sich der Kontrast mit steigender Temperatur wesentlich verbessert. Dies könnte darauf hindeuten, dass z.B. die Kristalle für Temperaturen um die 25°C geschnitten worden sind. Da sich auch die Brechungsindizes mit der Temperatur ändern, werden infolge dessen die Phasenanpassungsbedingungen im Kristall für andere Wellenlängen erfüllt. Damit wäre es auch möglich, dass bei höheren Temperaturen genau jene Wellenlängen besser aufgesammelt werden, für die die Kompensation der longitudinalen Phase stattgefunden hat. Andererseits könnte es auch bedeuten, dass die induzierten Längenänderungen der Kristalle durch die Temperaturschwankung dazu führen, dass sich die Gesamtlänge der YVOs der errechneten Ideallänge annähert. Auch durch das Verkippen der Kristalle konnten diese nämlich nicht erreicht werden.

Wichtig für die Stabilität der Quelle ist aber das Ergebnis, dass der Kontrast bei wiederkehrender Temperatur dieselben Werte annimmt wie vor der Schwankung. Für gleichbleibende Ergebnisse ist es also lediglich notwendig, eine Temperaturstabilisierung der Raumtemperatur von ca. 0.5 bis 1°C zu gewährleisten.

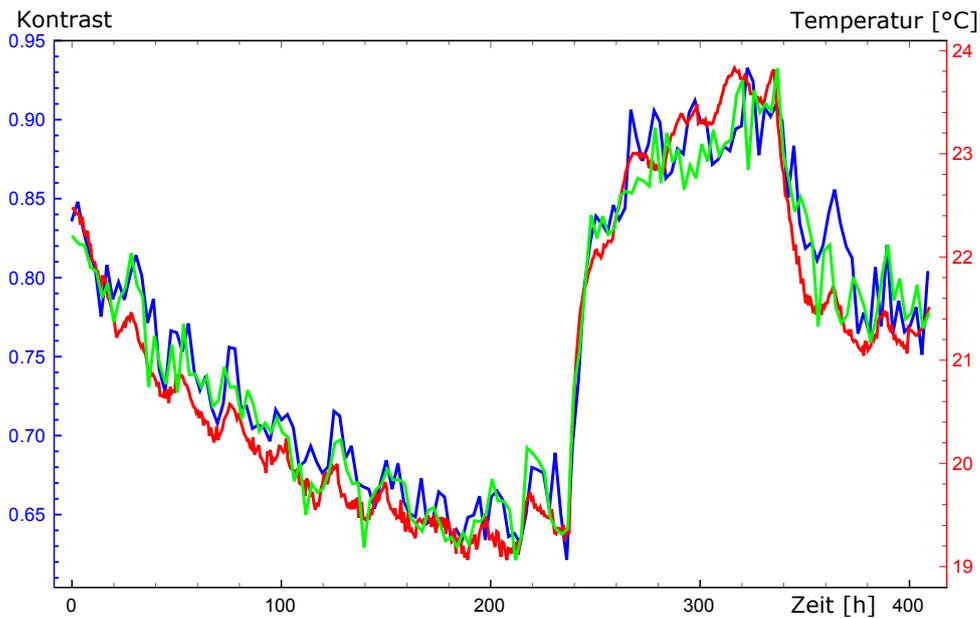


Abbildung 4.9: Über einen längeren Zeitraum und unter Veränderung der Raumtemperatur betrachtet, können wir sehen, dass die Kontraste der Korrelationskurven der Basen $\pm 45^\circ$ (Blau = -45° , Grün = $+45^\circ$) dem Temperaturverlauf (Rot) folgen. Die Quelle erweist sich trotzdem als stabil, da bei wiederkehrender Temperatur wieder gleich hohe Werte erzielt werden als vor der Temperaturschwankung.

Somit können wir schlussfolgern, dass eine stabile Quelle für polarisationsverschränkte Photonen realisiert werden konnte. Im Laufe dieser Arbeit hat sich herausgestellt, dass es unter den aktuellen Bedingungen nicht möglich ist, Kontraste von über 99% zu erzielen. Vor allem das breite Pumpspektrum und die ungenauen Längen der verschiedenen Kristalle haben dazu beigetragen, dass die gemessenen Kontraste bei $\pm 45^\circ$ etwas niedriger sind ($V \approx 95\%$). Die Quelle ist aber für Nutzungen über einen längeren Zeitraum geeignet, da sie sich bei konstanten Bedingungen stabil verhält und durch den kollinearen Aufbau leicht zu justieren ist. Kann die Raumtemperatur nicht konstant gehalten werden, werden sich die Charakteristiken der Quelle ändern. Sie pendeln sich allerdings bei wiederkehrender Raumtemperatur immer wieder ein. Außerdem ist durch das Aufteilen der Quelle in Einzelteile jeder Teil austauschbar, wodurch die Quelle bei Bedarf auch leicht umgebaut werden könnte.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Es ist uns im Laufe dieser Arbeit gelungen, eine stabile und kompakte Quelle für polarisationsverschränkte Photonenpaare zu realisieren. Vor allem der kollineare Aufbau und das Auftrennen in verschiedene Teilbereiche ermöglicht eine leichte und flexible Justage. Die einzelnen Bereiche können so unabhängig von den anderen justiert oder einfach durch neue ersetzt werden. Es hat sich auch gezeigt, dass die Quelle somit robust gegenüber Temperaturschwankungen von einigen Grad wird. Natürlich verändern sich die Ergebnisse der Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen. Wir haben aber gesehen, dass sie sich wieder einpendeln, sobald die Temperatur ihren Ausgangswert erreicht.

In den Basen $\pm 45^\circ$ konnten Kontraste von bis zu $V = 95\%$ gemessen werden, was für eine hinreichend gute Kompensation der Wellenlängenabhängigkeit der longitudinalen Phase spricht. Dafür wurde das Spektrum der Down Conversion mit einem Interferenzfilter verschmälert ($\Delta\lambda_{FWHM} = 10$ nm). Aufgrund der zentralen Wellenlänge des Filters von $\lambda = 765$ nm wurde auch die Aufsammeleoptik auf diesen Bereich optimiert. Dadurch ergeben sich für die Down Conversion Spektren die folgenden zentralen Wellenlängen: $\lambda_P = 405$ nm, $\lambda_s = 765$ nm und $\lambda_i = \left(\frac{1}{\lambda_P} - \frac{1}{\lambda_s}\right)^{-1} = 860$ nm. Bei allen Messungen wurde das Kristallpaar mit ca. $P_{pump} = 5$ mW gepumpt, wodurch im Maximum Koinzidenzzählraten von ca. 400 Photonen pro 30 s Integrationszeit gemessen werden konnten. Prinzipiell wären für verschränkte Photonen aber wesentlich höhere Werte möglich. Aufgrund dessen sollen hier einige Vorschläge gemacht werden, die zu einer Optimierung des Experiments führen könnten.

Das Pumpspektrum der UV-Laserdiode ist mit ca. 0.5 nm relativ breit. Durch Verwendung eines optischen Gitters könnte daraus eine beliebige Wellenlänge selektiert werden, die zum Pumpen der BBO-Kristalle dienen kann. Somit würde sich das Spektrum der Down Conversion Photonen erheblich verschmälern. Dies wiederum würde zu einer besseren Kompensation der longitudinalen Phase zwischen den beiden Polarisationskomponenten führen, was den Kontrast ansteigen ließe. Außerdem wäre somit auch das nachträgliche Filtern des Spektrums überflüssig.

Weiters mussten aus Mangel an passenden Kristalllängen vier anstatt nur zwei YVO_4 -Kristalle zur Kompensation eingesetzt werden. In Abschnitt 2.3.5 haben wir gesehen, dass bereits eine Längenabweichung von nur $10\mu m$ eine erhebliche Änderung der Phasenkurve nach sich zieht. Es liegt daher nahe, dass bei einem Tausch der vier aktuellen YVO_4 -Kristalle durch zwei passende die longitudinale Phase φ besser kompensiert werden kann. Auch dadurch sollte sich der Kontrast der Korrelationskurven deutlich erhöhen. Zudem müssten so im Aufbau zwei Komponenten weniger platziert werden, was die Gesamtgröße der Quelle weiter verringern könnte.

Je nach Anwendungsbereich der Quelle ist es auch möglich, die polarisationserhaltende Faser, in die der Pumpstrahl eingekoppelt wird, zu entfernen. Dadurch wird zwar eine Modenanpassung für den Pumpstrahl notwendig, man kann allerdings die BBO-Kristalle mit wesentlich höheren Leistungen pumpen. Damit steigt die Koinzidenzzählrate pro Sekunde rapide an. Messdauern können so deutlich verkürzt werden. Auch die Justage der Quelle vereinfacht sich bei höheren Zählraten wesentlich.

Mittels Optimierungen dieser Art wird es möglich sein, den Kontrast der Korrelationskurven weiter zu verbessern und damit eine stabile, kompakte und zuverlässige Quelle für verschränkte Photonen zu erhalten, die in verschiedensten Experimenten eingesetzt werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Fox. *Quantum Optics: An Introduction: An Introduction*. OUP Oxford, 2006.
- [2] M. Planck. Über die begründung des gesetzes der schwarzen strahlung. *Annalen der physik*, **342**(4):642–656, 1912.
- [3] A. Einstein. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, **322**(6):132–148, 1905.
- [4] A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical review*, **47**(10):777, 1935.
- [5] J. S. Bell. On the einstein podolsky rosen paradox, 1964.
- [6] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum und P. H. Eberhard. Ultrabright source of polarization-entangled photons. *Physical Review A*, **60**(2):R773, 1999.
- [7] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko und Y. Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Physical Review Letters*, **75**(24):4337, 1995.
- [8] R. Dohls. *Photonik Physikalisch-technische Grundlagen der Lichtquellen, der Optik und des Lasers*. Oldenburg Verlag, 2010.
- [9] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2, Elektrizitnd Optik*. Springer, 2009.
- [10] W. Zinth und U. Zinth. *Optik Lichtstrahlen-Wellen-Photonen*, volume 3. Oldenburg Verlag, 2011.
- [11] Z. Ou, L. Wang und L. Mandel. Vacuum effects on interference in two-photon down conversion. *Physical Review A*, **40**(3):1428, 1989.
- [12] C. Hong und L. Mandel. Theory of parametric frequency down conversion of light. *Physical Review A*, **31**(4):2409, 1985.

- [13] E. Schrödinger. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, **23**(49):823–828, 1935.
- [14] D. Bohm. *Quantum theory*. Courier Corporation, 2012.
- [15] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Springer-Verlag, 2009.
- [16] D. Bohm. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden" variables. i. *Physical Review*, **85**(2):166, 1952.
- [17] D. Bohm und Y. Aharonov. Discussion of experimental proof for the paradox of einstein, rosen, and podolsky. *Physical Review*, **108**(4):1070, 1957.
- [18] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony und R. A. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Physical review letters*, **23**(15):880, 1969.
- [19] C. Schwemmer. *Efficient tomography and entanglement detection of multiphoton states*. PhD thesis, lmu, 2015.
- [20] L. Knips. Reconstruction and analysis of multi-photon entangled quantum states. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2013.
- [21] K. Edamatsu. Entangled photons: generation, observation, and characterization. *Japanese Journal of Applied Physics*, **46**(11R):7175, 2007.
- [22] F. Steinlechner, P. Trojek, M. Jofre, H. Weier, D. Perez, T. Jennewein, R. Ursin, J. Rarity, M. W. Mitchell, J. P. Torres et al. A high-brightness source of polarization-entangled photons optimized for applications in free space. *Optics express*, **20**(9):9640–9649, 2012.
- [23] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan und D. N. Nikogosyan. *Handbook of nonlinear optical crystals*. Springer, 1999.
- [24] P. Trojek. *Efficient generation of photonic entanglement and multiparty quantum communication*. PhD thesis, lmu, 2007.
- [25] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Verlag, 2005.
- [26] J. Altepeter, E. Jeffrey und P. Kwiat. Phase-compensated ultra-bright source of entangled photons. *Optics Express*, **13**(22):8951–8959, 2005.
- [27] M. M. Weston, H. M. Chrzanowski, S. Wollmann, A. Boston, J. Ho, L. K. Shalm, V. B. Verma, M. S. Allman, S. W. Nam, R. B. Patel et al. Efficient and pure femtosecond-pulse-length source of polarization-entangled photons. *arXiv preprint arXiv:1603.03555*, 2016.

Erklärung

Mit der Abgabe dieser Masterarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 20. April 2016

Christine Ogriseg