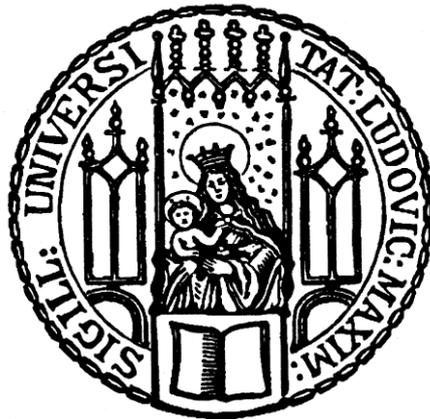


# 2-Photonen Beugung am Doppelspalt

Bachelorarbeit  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität München



Maximilian Seitner

16.06.2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. EINLEITUNG</b> .....	<b>4</b>
<b>2. THEORIE DES VERSUCHES</b> .....	<b>5</b>
2.1 GAUß'SCHE STRAHLENOPTIK .....	5
2.2 BEUGUNG AM DOPPELSPALT .....	6
2.3 2-PHOTON BEUGUNG UND INTERFERENZ AM DOPPELSPALT VIA SPONTANER PARAMETRISCHER FLUORESZENZ (SPDC) .....	8
<b>3. EXPERIMENT</b> .....	<b>12</b>
3.1 VERSUCHSAUFBAU .....	13
3.2 JUSTAGE UND CHARAKTERISIERUNG DES AUFBAUS .....	14
3.2.1 Vermessung des Pumpstrahls .....	14
3.2.2 Aufbau des Detektionsbereichs .....	21
3.3 BBO-JUSTAGE .....	23
3.4 2-PHOTONEN BEUGUNG AM DOPPELSPALT .....	26
<b>4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE</b> .....	<b>30</b>
<b>A. ANHANG</b> .....	<b>33</b>
<b>B. LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	<b>34</b>

# 1. Einleitung

„There's plenty of room at the bottom“

(Richard P. Feynman 1959)

Diesen Titel gab der spätere Physik Nobelpreisträger Richard Phillips Feynman (1918-1988) seinem Vortrag bei einer Tagung der *American Physical Society im Dezember 1959* am kalifornischen Institut für Technologie (Caltech). Sein Vortrag beschäftigte sich unter anderem mit neuen mikroskopischen Techniken, die es ermöglichen kleinere Strukturen als ein *Raster-Elektronen-Mikroskop (SEM)* aufzulösen [1]. Der trivial formulierte Titel dieses Vortrags trägt allerdings auch wichtige Aspekte der mesoskopischen Physik in sich. Bezieht man seine Aussage auf optische Detektoren, so kann man vermuten dass es aufgrund des wissenschaftlichen, bzw. technischen Fortschritts möglich sein wird, beliebig kleine Strukturen aufzulösen. Der Auflösung sind also nach unten hin keine Grenzen gesetzt. Diese Aussage widerspricht jedoch dem klassischen Beugungs-Auflösungs-Limes. Das klassische Auflösungsvermögen eines abbildenden Instrumentes, z.B. eines optischen Mikroskops, ist mit seinen Möglichkeiten verknüpft, getrennte Bilder von zwei nahe benachbarten Objektpunkten zu liefern und nach der *Abbeschen Theorie* proportional zur Wellenlänge des eingestrahlt Lichts [2]. Dabei kann dieses sowohl als elektromagnetische Welle, wie auch als Teilchen charakterisiert werden. Als solches gehorcht es in seiner quantisierten Form, dem Photon, den Gesetzen der Quantenmechanik. Diese erlauben es verschränkte Zustände von Photonen zu erzeugen, bei denen die beteiligten Teilchen nicht mehr unabhängig voneinander beschrieben werden können. Nach der Präparation derartig verschränkter Quantenzustände, ist es möglich Interferenzexperimente durchzuführen.

Um quantenmechanische Interferenzexperimente zu betreiben und zu verstehen, kann die Beugung am Doppelspalt als Grundlagenexperiment angeführt werden. Hier ist die Intensitätsverteilung im Fernfeld bekannt und besitzt einen analytischen Ausdruck. Diese Kenntnisse können verwendet werden, um Informationen über die Beugungseigenschaften des verschränkten Teilchenzustands zu gewinnen. Somit kann eine 2-Photonen-Beugung realisiert werden, die es unter anderem erlaubt den Teilchencharakter von Licht zu veranschaulichen, sowie dessen Folgen aufzuzeigen.

Ziel der Arbeit ist es, das Beugungsmuster eines verschränkten 2-Photonen Zustands am Doppelspalt aufzunehmen und es mit dem eines klassischen 1-Photon Doppelspalt-Beugungsmusters zu vergleichen. Die Photonenpaare werden mittels *spontaner parametrischer Fluoreszenz (SPDC)* erzeugt und sind in Impuls und Energie verschränkt. Durch die Abbildung eines Doppelspalts an ihren Entstehungsort, wird der verschränkte Zustand mit der Eigenschaft, dass 2 Photonen in der Bildebene eines Spaltes entstehen, erzeugt. Dies ermöglicht es, ein 2-Photonen-Doppelspalt-Beugungsmuster im Fernfeld aufzunehmen.

## Gliederung

Nach einer kurzen theoretischen Beschreibung der physikalischen Grundlagen der 2-Photonen-Beugung am Doppelspalt, wird auf den Aufbau und die Justage des Versuchsaufbaus näher eingegangen. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Messung der 2-Photonen-Beugung, mit denen der klassischen Beugung am Doppelspalt verglichen. Den Abschluss der Arbeit bildet die Diskussion der Messergebnisse zusammen mit einem kurzen Ausblick.

## 2.Theorie des Versuches

Superposition ist eine der maßgeblichsten Eigenschaften in der Quantentheorie und wurde in unzähligen Experimenten zur 1-Teilchen-Interferenz untersucht [3][4]. Quanten Verschränkung, die kohärente Überlagerung von Zuständen in Mehrteilchen-Systemen, liefert jedoch komplexere Phänomene [5]. Eine häufig verwendete Art von Mehrteilchen-Experimenten benutzt Impuls-, bzw. Frequenzverschränkte Photonen, um mit diesen Zuständen Interferometrie zu betreiben. Ein in dieser Weise verschränkter 2-Teilchen-Zustand, kann durch den Prozess der *spontanen parametrischen Fluoreszenz (SPDC)* erzeugt werden [6]. Hierfür werden hohe Pump-Intensitäten benötigt, die mit einem Laser erreicht werden können. Dessen räumliche Ausbreitung, sowie die 1-Photon-, bzw. 2-Photonen-Beugungseigenschaften am Doppelspalt werden im Folgenden erläutert.

### 2.1 Gauß'sche Strahlenoptik

Anders als ein Lichtstrahl in der geometrischen Optik, der einen verschwinden Durchmesser besitzen soll, hat das von einem Laser emittierte Licht eine Intensitätsverteilung mit endlichem Durchmesser, man spricht von einem Lichtbündel. Bestimmt man aus der Intensitätsverteilung den Bündeldurchmesser, so findet man, dass sich dieser mit der weiteren Ausbreitung des Lichts ändert [2]. Dies ist in Abbildung 2.1.1 dargestellt.

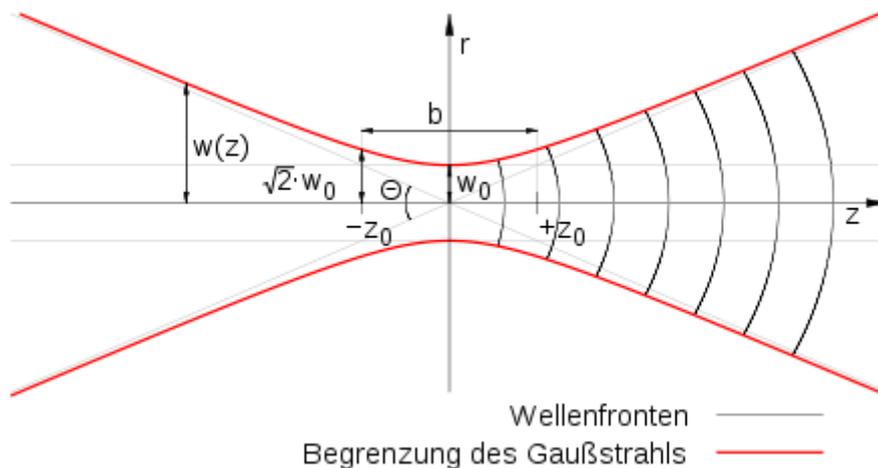


Abb. 2.1.1 Gauß-Strahl (schematisch) mit Abmessungen, Strahlradius in rot und Wellenfronten auf der positiven z-Achse [7]

Ein wichtiger Punkt eines Gauß'schen Strahlenbündels ist der Fokuspunkt. An diesem sind die Wellenfronten parallel und der *Strahlradius*  $W(z)$  ist am geringsten,

$$W(z=0) = W_0.$$

Der *Strahltaillenradius*  $W_0$  hängt von der *Wellenlänge*  $\lambda$  des Strahls, sowie der *Rayleighlänge*  $z_0$  ab. Die *Rayleighlänge* ist die Distanz entlang der optischen Achse ( $z$ ), die ein Laserstrahl braucht, bis seine Querschnittsfläche sich, ausgehend von der Strahltaille, verdoppelt. Der Radius ist dort um den

Faktor  $\sqrt{2}$  größer. Die Rayleigh-Länge gibt also an, nach welcher Strecke vor oder hinter einem Fokus sich die vom Lichtstrahl beleuchtete Fläche verdoppelt hat [8]. Somit ergibt sich

$$W_0 = \sqrt{\frac{z_0 \lambda}{\pi}} \quad (2.1.1).$$

Die Strahlintensität am Punkt  $z = z_0$  der optischen Achse, entspricht der Hälfte der maximalen Intensität. Als *Fokustiefe* des Strahls bezeichnet man die doppelte *Rayleighlänge*.

## 2.2 Beugung am Doppelspalt

Der Begriff Beugung bezeichnet die Ausbreitung einer Welle (z.B. Licht), nach dem Auftreffen auf ein Hindernis. Bei Beugungserscheinungen kann sich die Welle hinter dem Hindernis (Spalt, Gitter, etc.) ausbreiten. Zur Beugung kommt es durch Entstehung neuer Wellen entlang einer Wellenfront gemäß dem Huygens-Fresnelschen Prinzip. Hierbei dient jeder Punkt der Wellenfront als Ursprung einer neuen Welle, der Elementarwelle [9]. Diese können durch Überlagerung zu Interferenzerscheinungen führen. Im Folgenden wird die Interferenz an einem Doppelspalt betrachtet.

Der Doppelspalt entsteht durch die Anordnung von zwei identischen Spalten der Breite  $b$  nebeneinander in einem Abstand  $a$  (Abstand der Spaltzentren). Die Geometrie zeigt Abbildung 2.2.1.

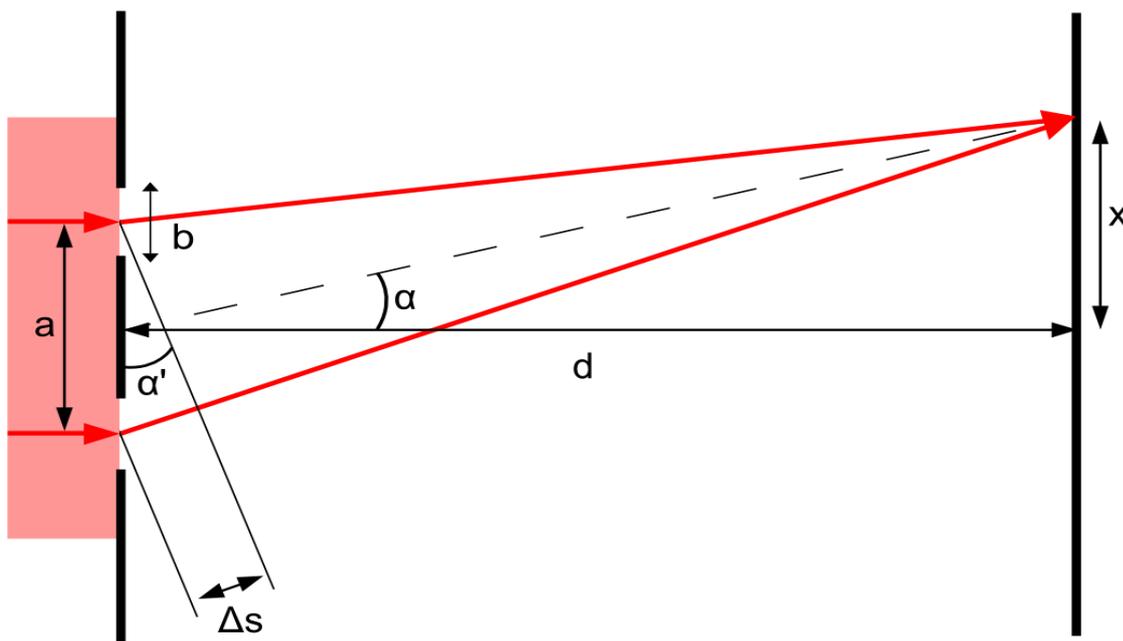


Abb.2.2.1: Geometrie des Doppelspalt; für kleine Werte von  $\alpha$  gilt  $\alpha = \alpha'$ ; im Folgenden angenommen [9]

Diese Anordnung erlaubt neben der einfachen Behandlung als beugendes Objekt, eine Vielzahl von allgemeineren Betrachtungen über die Natur des Lichts. Sie erweist sich außerdem als einfach genug, um sie als Gedankenexperiment im Zusammenhang mit dem Welle-Teilchen-Dualismus von Licht und Materie zu verwenden [2].

Zunächst kann man den Doppelspalt physikalisch als zwei Einzelspalte betrachten. An jedem Spalt wird das einfallende Licht gebeugt. Die beiden Beugungsfiguren überlappen sich im Fernfeld, bzw. in

der Brennebene einer Linse. Das aktuelle Bild jedoch, hängt von der Art der Ausleuchtung der beiden Spalte ab. Im einfachsten Fall verwendet man dabei eine ebene, senkrecht einfallende Welle. Eine Näherung hierfür, lässt sich durch die senkrechte Fokussierung eines Laserstrahls auf den Doppelspalt erreichen, da im Fokuspunkt des Lasers die Wellenfronten eben sind [8]. Trotzdem bleibt die Intensitätsverteilung gaußförmig. Auf diese Weise erhält man für jeden Ablenkwinkel  $\alpha$  eine definierte Phasenbeziehung (Gangunterschied  $\Delta s$ ) zwischen den Lichtkomponenten, die von beiden Spalten her emittiert werden. Dadurch treten zusätzlich zum Beugungsbild eines Spaltes ausgeprägte Modulationen auf.

Für eine mathematische Herleitung der Intensitätsverteilung, wird auf den Formalismus der Fouriertransformation [2] zurückgegriffen. Die Blendenöffnungsfunktion des Doppelspalts  $\Omega_{DS}$  setzt sich aus zwei Rechteckfunktionen zusammen:

$$\begin{aligned}\Omega_1(\eta) &= \Theta\left(\frac{a+b}{2} - |\eta|\right) \\ \Omega_2(\eta) &= \Theta\left(\frac{a-b}{2} - |\eta|\right)\end{aligned}\tag{2.2.1}$$

$$\Omega_{DS}(\eta) = \Omega_1(\eta) - \Omega_2(\eta)$$

wobei  $\Theta(x)$  die Heavyside-Funktion ist. Nach der Theorie [2] entspricht die Intensitätsverteilung im Fernfeld dem Betragsquadrat der Fouriertransformierten von  $\Omega_{DS}(\eta)$ . Es ergibt sich:

$$\frac{I_{DS}(\beta)}{I_{DS}(0)} = \cos^2\left(\frac{k\beta a}{2}\right) \frac{\sin^2\left(\frac{k\beta b}{2}\right)}{\left(\frac{k\beta b}{2}\right)^2} \quad \text{mit } \beta = \sin \alpha; k = \frac{2\pi}{\lambda}\tag{2.2.2}$$

Die sich überlagernden Strahlen interferieren also konstruktiv (Intensitätsmaximum) in der Ordnung  $n$  falls

$$a \sin \alpha = \pm n\lambda\tag{2.2.3}$$

und destruktiv (Intensitätsminimum) in der Ordnung  $n$  falls

$$a \sin \alpha = \frac{(2n+1)}{2} \lambda\tag{2.2.4}$$

gilt.

Bei der Beleuchtung des Doppelspalts mit ebenen Wellen, entspricht sein Beugungsmuster also dem eines Einzelspalts [2] moduliert mit der Kosinusfunktion  $\cos^2\left(\frac{k\beta a}{2}\right)$ .

## 2.3 2-Photon Beugung und Interferenz am Doppelspalt via spontaner parametrischer Fluoreszenz (SPDC)

Im vorherigen Abschnitt wurde die Beugung eines Photons am Doppelspalt diskutiert. Um diese Theorie auf Interferenzen mit verschränkten Photonennpaaren auszuweiten, muss zunächst die Erzeugung letzterer, sowie die Art der Verschränkung verstanden werden.

### Spontane parametrische Fluoreszenz (SPDC)

Die SPDC kann als spontaner Elementarprozess des parametrischen Oszillators [10] aufgefasst werden. Hier wird nur eine stark vereinfachte Beschreibung verwendet. Wird ein nichtlineares Material, das genügend Transparenz bei allen beteiligten Wellenlängen aufweisen muss, mit einem starken monochromatischen Lichtfeld (Pump-Laser  $p$ ) bestrahlt, wird eine Polarisierung verursacht, die Photonennpaare erzeugt. Diese werden aus historischen Gründen mit *Signal*- ( $s$ ) und *Idler*-Photon ( $i$ ) bezeichnet. Dabei muss Energie-, sowie Impulserhaltung gelten. Diese Erhaltungssätze werden auch als *Phasenanpassungsbedingung* bezeichnet.

$$\text{Energieerhaltung: } \hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (2.3.1)$$

$$\text{Impulserhaltung: } \hbar\mathbf{k}_p = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_i, \quad \text{mit } \mathbf{k}_j = \frac{p_j}{\hbar} = \frac{n_j\omega_j}{c} \hat{\mathbf{e}}_j \quad j = p, i, s \quad (2.3.2)$$

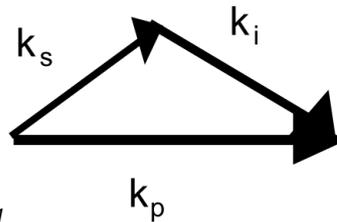


Abb.2.3.1: Impulserhaltung

Die Erfüllung dieser Bedingungen ist wegen der Dispersion in isotropen Medien unmöglich. Bei normaler Dispersion gilt im Allgemeinen für die jeweiligen Brechungsindizes  $2n_p > n_s + n_i$ . In doppelbrechenden Kristallen [10], kann die Bedingung jedoch erfüllt werden, da dieser einen ordentlichen- ( $n_o$ ) und einen außerordentlichen Brechungsindex ( $n_e$ ) besitzt. Hierbei unterscheidet man *Phasenanpassung* Typ I und Typ II. In Typ I – Konfiguration sind die beiden Fluoreszenzphotonen gleich- (ordentlich) und orthogonal zum eingestrahlten Lichtfeld (außerordentlich) polarisiert. In Typ II - Konfiguration sind sie gemischt orthogonal (ordentlich-außerordentlich) polarisiert. Sie werden aus Symmetriegründen auf zwei Kegeln emittiert. Im Folgenden wird ausschließlich Typ I *Phasenanpassung* betrachtet. Die Brechungsindizes der beiden Fluoreszenzphotonen unterscheiden sich nur durch die Dispersion und daher wenig voneinander. Im Entartungsfall  $\omega_s = \omega_i$  fallen die Emissionskegel perfekt zusammen. Zudem verlangt die Impulserhaltung einen kleinen Winkel zwischen den Emissionsrichtungen. Im Spezialfall der *kollinearen* Emission, verlassen die beiden Photonen den Kristall parallel.

Die erzeugten Photonennpaare sind demnach in Impuls und Frequenz verschränkt. Misst man eine der zwei Größen an einem der beiden Photonen, so ist diese Messgröße am anderen Photon festgelegt. Zudem entstehen sie aufgrund der Impulserhaltung am gleichen Ort und sind somit räumlich korreliert.

## Berechnung der 2-Photonen Intensitätsverteilung im Fernfeld des Doppelspalts

Um die in Kapitel 2.2 beschriebene Beugung am Doppelspalt auf Beugung mit 2 verschränkten Photonen auszuweiten, ist es zunächst erforderlich die Geometrie des Aufbaus zu verstehen. Der Doppelspalt wird mittels einer Optik scharf in den Kristall abgebildet. Ein Pump-Photon passiert also einen der beiden Spalte, welchen ist jedoch nicht bekannt. Aus diesem Grund entsteht ein durch das Pump-Photon erzeugtes Photonenpaar immer in der Bildebene eines Spaltes. Da nicht bekannt ist welchen Spalt das Pump-Photon zuvor passiert hat, gibt es Überlagerungen der beiden Möglichkeiten. Der quantenmechanische Zustand des 2-Teilchensystems nach der Bildebene des Doppelspalts ergibt sich in einem vereinfachten Modell als

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} ( |2\rangle_A |0\rangle_B + e^{i2\varphi} |0\rangle_A |2\rangle_B ) \quad (2.3.3)$$

wobei  $\varphi$  der Phasenunterschied in der 1 Photon-Beugung am Doppelspalt ist.

Um den quantenmechanischen 2-Photonen-Zustand im Fernfeld, also in der Detektionsebene zu charakterisieren, ist eine ausführlichere quantenmechanische Rechnung notwendig. Abbildung 2.3.2 zeigt die für die Rechnung verwendeten Größen.

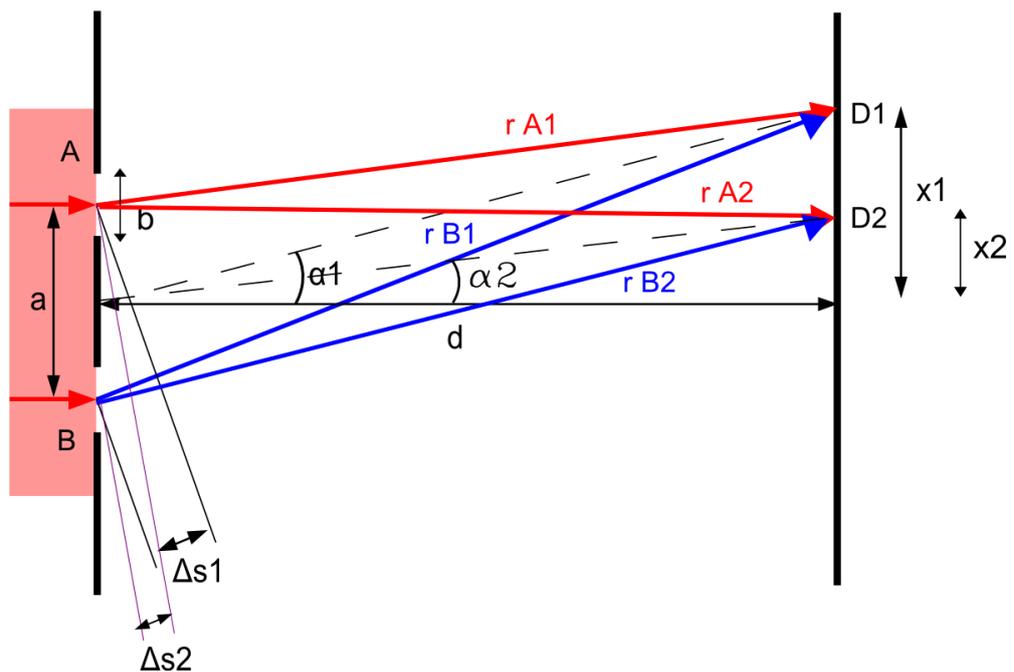


Abb.2.3.2: Schematische Darstellung der 2-Photonen-Beugung am Doppelspalt (Spalten A,B)

In der verwendeten Anordnung lässt sich der Zustand nach dem Doppelspalt analog zu Gleichung (2.3.3) in 2.Quantisierung aufstellen:

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \varepsilon [ a^\dagger a^\dagger + b^\dagger b^\dagger ] |0\rangle \quad (2.3.4)$$

mit  $\varepsilon \ll 1$  als Proportionalitätsfaktor zum Pump-Feld und zur Nichtlinearität des Kristalls.

Die Koinzidenzzählrate  $CC$  ist gegeben durch die Wahrscheinlichkeit  $P_{12}$  ein Photonenpaar mit den Detektoren  $D_1$  und  $D_2$  gemeinsam zu messen. Diese ergibt sich als [11]

$$P_{12} = \langle \psi | E_1^\dagger E_2^\dagger E_2 E_1 | \psi \rangle = |\langle 0 | E_2 E_1 | \psi \rangle|^2 \quad (2.3.5)$$

wobei  $E_1$  und  $E_2$  Felder auf den jeweiligen Detektoren im Abstand von den Spalten  $A$ ,  $B$  sind. Sie ergeben sich als

$$\begin{aligned} E_1 &= a \exp(ikr_{A1}) + b \exp(ikr_{B1}) \quad , \\ E_2 &= a \exp(ikr_{A2}) + b \exp(ikr_{B2}) \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

Hier bezeichnet  $r_{Aj}$  ( $r_{Bj}$ ) die optische Weglänge von Spalt  $A$  ( $B$ ) zum  $j$ -ten Detektor.

Setzt man Gleichung (2.3.4) und (2.3.6) in Gleichung (2.3.5) ein, erhält man

$$\begin{aligned} CC &\propto P_{12} \propto \varepsilon^2 |\exp(ikr_A) + \exp(ikr_B)|^2 \\ &\propto 1 + \cos[k(r_A - r_B)] \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

wobei  $r_A \equiv r_{A1} + r_{A2}$  ( $r_B \equiv r_{B1} + r_{B2}$ ) definiert wurde. Nun gilt es 2 Fälle zu unterscheiden.

### 1. Fall: Detektoren am gleichen Ort

Positioniert man beide Detektoren nahezu am gleichen Ort, so werden beide Photonen am gleichen Detektor gemessen. Daher sind ihre optischen Weglängen zu den Detektoren ebenfalls vergleichbar. Somit kann man  $r_{A1} \approx r_{A2}$  ( $r_{B1} \approx r_{B2}$ ) annehmen. Es ergibt sich also

$$CC \propto 1 + \cos[2k(r_{A1} - r_{B1})] \quad . \quad (2.3.8)$$

Die Differenz  $r_{A1} - r_{B1}$  entspricht dem schon aus Kapitel 2.2 bekannten Gangunterschied  $\Delta s = a \sin(\alpha)$  der Einzelphoton-Interferenz mit Spaltabstand  $a$ .

Durch eine trigonometrische Umformung und einsetzen von  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  erhält man

$$CC \propto \cos^2\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) a \sin(\alpha)\right] \quad . \quad (2.3.9)$$

Durch eine analoge Rechnung für die 2-Photon-Beugung am Einzelspalt [11], ergibt sich

$$CC \propto \text{sinc}^2\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) b \sin(\alpha)\right] \quad (2.3.10)$$

wobei  $b$  die Spaltbreite darstellt.

Multipliziert man beide Ergebnisse (2.3.9, 2.3.10) so erhält man die Intensitätsverteilung des 2-Photonen Doppelspalt-Beugungsmusters im Fernfeld

$$CC \propto \cos^2\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) a \sin(\alpha)\right] \text{sinc}^2\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) b \sin(\alpha)\right] \quad . \quad (2.3.11)$$

## 2.Fall: Detektoren an unterschiedlichen Orten

Positioniert man einen Detektor unter einem festen Winkel ( $\alpha_1$ ) und verschiebt den anderen über den gesamten Messbereich (Abb.2.3.2), so ergibt sich durch die unterschiedlichen Weglängen zu den Detektoren ein anderer Gangunterschied  $\Delta s_2 = a (\sin\alpha_1 + \sin\alpha_2)$ . Somit erhält man für das 2-Photonen Doppelspalt-Beugungsmusters im Fernfeld

$$CC \propto \cos^2\left[\left(\frac{\pi}{\lambda}\right) a(\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2))\right] \operatorname{sinc}^2\left[\left(\frac{\pi}{\lambda}\right) b(\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2))\right] \quad (2.3.12)$$

Vergleicht man die Gleichungen (2.3.11) und (2.3.12) mit dem Ergebnis der 1-Photon-Beugung am Doppelspalt (2.2.2), lassen sich Eigenschaften der 2-Photonen-Beugung ablesen.

Im ersten Fall, ist die räumliche 2-Photonen-Intensitätsverteilung um den Faktor 2 verschmälert. Dies entspricht einer 1-Photon-Beugung mit der halben Wellenlänge. Die effektive de-Broglie-Wellenlänge des verschränkten Photonenpaares [5], entspricht also der eines einzelnen Photons der halben Wellenlänge.

Im zweiten Fall, besitzt das Beugungsmuster keine schmälere räumliche 2-Photonen-Intensitätsverteilung. Es entspricht einer klassischen 1-Photon-Beugung. Die Position der Minima bzw. Maxima verschiebt sich in Kleinwinkelnäherung lediglich um den Wert von  $\alpha_1$ .

### 3. Experiment

Das Ziel dieses Versuchs besteht darin, ein von verschränkten Photonenpaaren erzeugtes Beugungsbild eines *Doppelspalt*es aufzunehmen und es mit dem klassischen Doppelspalt-Beugungsmuster zu vergleichen. Hierzu benötigt man eine nichtklassische „2-Photonen-Quelle“. Diese wird in diesem Experiment mittels *Typ I-SPDC* eines *BBO Kristalls* [6] realisiert. Diese „nichtlineare 2-Photonen-Quelle“ erzeugt Photonenpaare die gemäß der *Phasenanpassungsbedingung* (2.3.1, 2.3.2) in ihrem Impuls und ihrer Frequenz verschränkt sind. Folglich treten wie schon in Kapitel 2.3 beschriebene Quanteneffekte auf, welche es erlauben dem 2-Photonen-Zustand eine *effektive de Broglie Wellenlänge* von  $\frac{\lambda}{2}$  zuzuordnen [5]. Die Idee dieses Experimentes ist es, den *Doppelspalt* mittels dem darauf fokussierten *Pumpstrahl* durch ein optisches System direkt in den Kristall, also in die „2-Photonen-Quelle“ abzubilden. Da das Pump-Photon zuvor durch einen der beiden Spalte geht, werden ausschließlich verschränkte Zustände erzeugt, in denen ein Photonenpaar in der Bildebene eines Spalt es entsteht. Da jedoch nicht bekannt ist welchen der beiden Spalte das Pump-Photon passiert hat, gibt es Überlagerungen der beiden Möglichkeiten. Das dadurch erzeugte Beugungsmuster soll anschließend mittels 2-Photonen-Detektion im Fernfeld aufgenommen werden. Es wird ein Detektionsaufbau benötigt, welcher es ermöglicht die Detektion eines Photonenpaares von der eines einzeln eintreffenden Photons zu trennen. Zusätzlich soll durch einen bestimmten räumlichen Bereich systematisch gescannt werden. Der verwendete 2-Photonen-Detektor setzt sich also aus mehreren Komponenten, dem Detektionsbereich, zusammen. Letzterer besteht aus einer automatisch verschiebbaren *Glasfaser*, einem *50:50 Faser-Strahlteiler* um die eingekoppelten Photonen aufzuteilen und zwei *Avalanche-Photodioden (APD)* zur Photonen-Detektion. Somit ist es möglich durch das Doppelspalt-Beugungsmuster der Impuls- und Frequenzverschränkten Photonen zu scannen und die 2-Photonen-Verteilung zu messen.

### 3.1 Versuchsaufbau

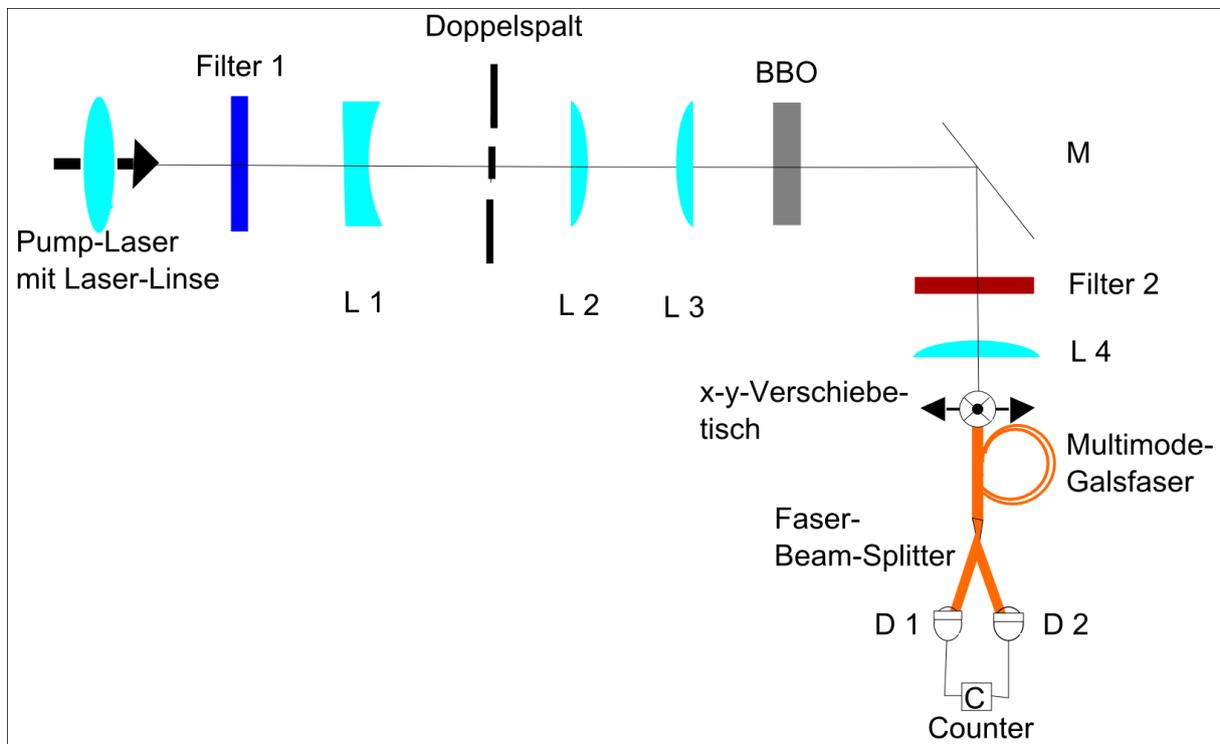


Abb. 3.1.1: Versuchsaufbau

#### Liste der optischen Komponenten:

- Pump-Laser: Blue-Ray Laserdiode mit  $\lambda = 407,5 \text{ nm}$ , Leistung  $P = 26,5 \text{ mW}$  bei Diodenstrom  $I = 60,1 \text{ mA}$  und einer vormontierten Linse
- Filter 1: Farbglasfilter (Thorlabs FBG37, Schott BG40)
- L 1: Plankonkave Linse mit Brennweite  $f_1 = -50 \text{ mm}$  (Thorlabs LC1715-A)
- Doppelspalt mit Spaltbreite  $b = 50 \mu\text{m}$  und Spaltabstand  $a = 100 \mu\text{m}$
- L 2: Plankonvexe Linse mit  $f_2 = 100 \text{ mm}$  (Thorlabs LA1509-A)
- L 3: Plankonvexe Linse mit  $f_3 = 125 \text{ mm}$  (Thorlabs LA1986-A)
- BBO: Beta Barium Borat ( $\text{BBO}$ ) Kristall (Typ I) mit Dicke  $d = 0,5 \text{ mm}$
- M: dielektrischer Spiegel (Thorlabs E03)
- Filter 2: Langpass Kantenfilter RG715nm
- L 4: Zylinder Linse mit  $f_4 = 19,7 \text{ mm}$  (Thorlabs LJ115L1-B)
- x-y-Verschiebetisch mit Schrittmotoren
- Multimode Glasfaser mit  $62,5 \mu\text{m}$  Durchmesser (Thorlabs M31L02)
- Faser-Strahlteiler, 50:50,  $(850 \pm 40) \text{ nm}$  (Thorlabs P/N: FCMM625-50A-FC)
- D 1, D2: Avalanche Photodioden (APD)
- Counter mit Koinzidenz-Zeitfenster von  $10 \text{ ns}$

Abbildung 3.1.1 zeigt den Versuchsaufbau. Er gliedert sich grundsätzlich in vier Bereiche. Der Abschnitt „Pumpstrahl“ (Kapitel 3.2.1) setzt sich zusammen aus der Laserdiode mit der vormontierten Linse, dem Farbglasfilter *Filter 1* und der Zerstreuungslinse *L1* für die Vergrößerung des Strahls. Der Bereich „Abbildung auf den Kristall“ beinhaltet den *Doppelspalt* und die Linsen *L2* und *L3* zur Erzeugung der Abbildung in der „2-Photon-Quelle“ (Kapitel 3.2.1). Der *BBO Kristall* bildet den Abschnitt „SPDC“ (Kapitel 3.3) und alle Komponenten hinter dem Kristall werden als „Detektionsbereich“ (Kapitel 3.2.2) zusammengefasst.

## 3.2 Justage und Charakterisierung des Aufbaus

Um die Aufnahme eines 2-Photonen Beugungsbildes am *Doppelspalt* zu gewährleisten, ist es nötig letzteren scharf in den Kristall abzubilden. Hierfür müssen die beiden Spalte vollständig durch den Pumpstrahl ausgeleuchtet werden. Es wird also zunächst eine Vermessung des Pump-Lasers benötigt, um ihn anschließend an die Größe des *Doppelspalts*, sowie an die Dicke des Kristalls anzupassen.

Zur Aufnahme des Beugungsmusters werden Einzel-Photon-Detektoren wie etwa *Avalanche-Photodioden* benötigt, die wiederum sehr sensitiv auf Hintergrundlicht, sowie Fluoreszenzlicht der optischen Komponenten im Aufbau reagieren. Das entstehende Fluoreszenzlicht führt dabei auch zur Detektion von zufälligen Koinzidenzen, welche ihren Ursprung nicht in verschränkten Photonenpaaren finden und folglich in Messungen als Untergrund Zählrate auftreten. Ein anderer konzeptionell erschwerender Faktor liegt in der Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes  $n(\lambda)$  der optischen Komponenten. So werden Abbildungen von Objekten, die mit unterschiedlichen Wellenlängen erzeugt wurden, an andere Positionen abgebildet. Eine exakte Justage des Aufbaus über den Pump-Laserstrahl ist also a priori nicht möglich. Deshalb wurden in diesem Experiment unterschiedliche Justage- und Messmethoden verwendet, auf die in den folgenden Kapiteln näher eingegangen wird.

### 3.2.1 Vermessung des Pumpstrahls

Ein wichtiger Aspekt des Versuches ist die Ausleuchtung des *Doppelspalts* durch den *Pumpstrahl*. Damit eine möglichst große Intensität der verschränkten Photonenpaare gewährleistet ist, müssen die Abmessungen des *Doppelspalts* mit dem Taillendurchmesser des *Pumpstrahls* übereinstimmen. Um den Strahl auf die Größe des *Doppelspalts* anzupassen, wird zusätzlich zur Laser-Linse eine plankonkave Zerstreuungslinse (*L1* mit  $f_1 = -50\text{mm}$ ) verwendet, die im Abstand von ca. 11 cm (Berechnung via *Gaußoptik*) vor dem *Doppelspalt* platziert wird, um eine Vergrößerung der vertikalen

Komponente (Beugungsrichtung des Doppelspalts) der Strahltaile  $W_{0v}$  von ursprünglich  $64\mu\text{m}$  auf  $112\mu\text{m}$  zu erreichen. Hierfür werden Aufnahmen mit einer CCD-Kamera im Fokus des *Pumpstrahls* gemacht und anschließend die Abmessungen mit einer Gauß'schen Fitfunktion in *Wolfram Mathematica 6.0* berechnet. Die vertikale Komponente der Strahltaile vor- ( $W'_{0v}$ ) bzw. nach ( $W_{0v}$ ) dem Einbringen von *L1* zeigt Abbildung 3.2.1.1.

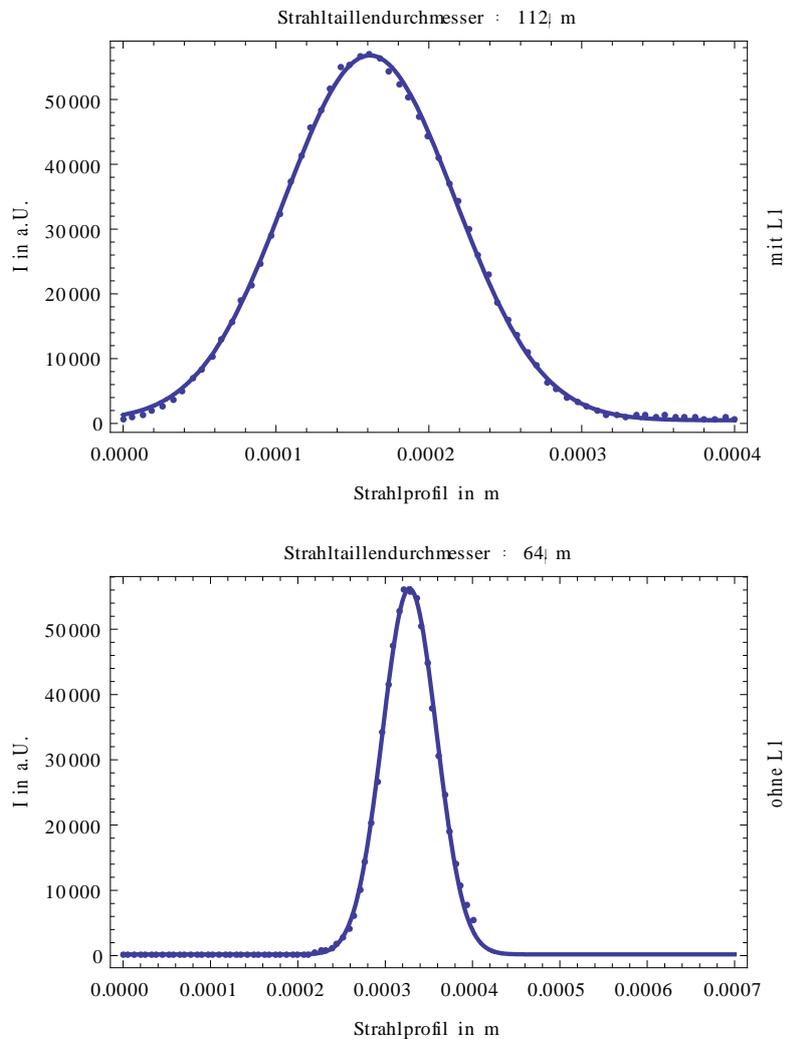


Abbildung 3.2.1.1: oben: vertikales Strahlprofil nach Vergrößerung durch Zerstreuungslinse *L1*; unten: vertikales Strahlprofil ohne *L1*

Abbildung 3.2.1.2 zeigt das gesamte Strahlprofil in einer Kontur-Darstellung. Es ist zu erkennen, dass der Strahl nicht vollständig rund, bzw. die horizontale Ausdehnung geringer als die vertikale ist. Dies hat für das Experiment jedoch keine Konsequenzen, da durch die Orientierung des *Doppelspalts* nur in der vertikalen Ebene Doppelspalt-Beugungserscheinungen auftreten.

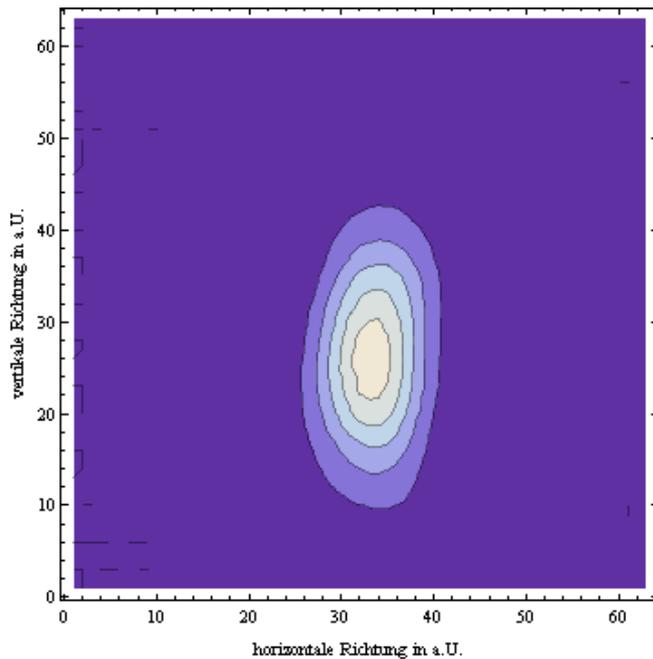


Abb.3.2.1.2: 2-dimensionales Strahlprofil; Helle Bereiche symbolisieren hohe Intensitäten

### Einbau des Doppelspalts

Der verwendete Doppelspalt befindet sich auf einer Metallmaske und wird auf einem x-y-z-Verschiebetisch eingebaut. Eine Intensitätsmessung mit dem Powermeter nach dem Spalt liefert

$P_{0s} = 10\text{mW}$ , bei Diodenstrom  $I = 60,1\text{mA}$ .

Im Vergleich mit der Leistung die ohne den Spalt gemessen wurde ( $P_0 = 26,5\text{mW}$ ), ergibt sich ein Intensitätsverlust von etwa 62%.

Um den *Doppelspalt* durch den *Pumpstrahl* in den *BBO Kristall* zu projizieren, wird ein Abbildungssystem benötigt. Dieses setzt sich zusammen aus zwei plankonvexen Linsen  $L_2$  ( $f_2 = 100\text{mm}$ ) und  $L_3$  ( $f_3 = 125\text{mm}$ ). Zunächst wird Linse  $L_2$ , gemäß ihrer Brennweite, 10cm in Strahlrichtung entfernt vom *Doppelspalt* aufgestellt um den Strahl dadurch zu kollimieren. Mit Hilfe einer im Durchmesser verstellbaren Lochblende wird der Rückreflex des Lasers kontrolliert, um so eine gerade Position der Linse im Strahl zu gewährleisten. Die im Abstand von 12,5cm nach  $L_2$  positionierte Linse  $L_3$  dient der anschließenden Fokussierung auf den nichtlinearen Kristall. Bei der Platzierung wird analog zu  $L_2$  vorgegangen.

Für die Positionsbestimmung des *Typ I BBO* wird im Brennweitenabstand 12,5cm von  $L_3$  das Strahlprofil durch eine auf einem Verschiebetisch montierte CCD-Kamera betrachtet. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 3.2.1.3.

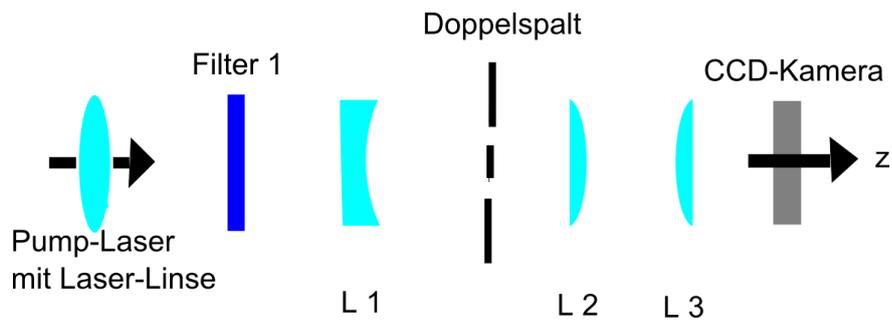


Abb.3.2.1.3: Versuchsaufbau zur Bestimmung der optimalen z-Position des BBO Kristalls

Es werden Aufnahmen bei verschiedenen z-Positionen (in Strahlrichtung) der Kamera gemacht. Repräsentative Messungen zeigen Abbildung 3.2.1.4 und Abbildung 3.2.1.5.

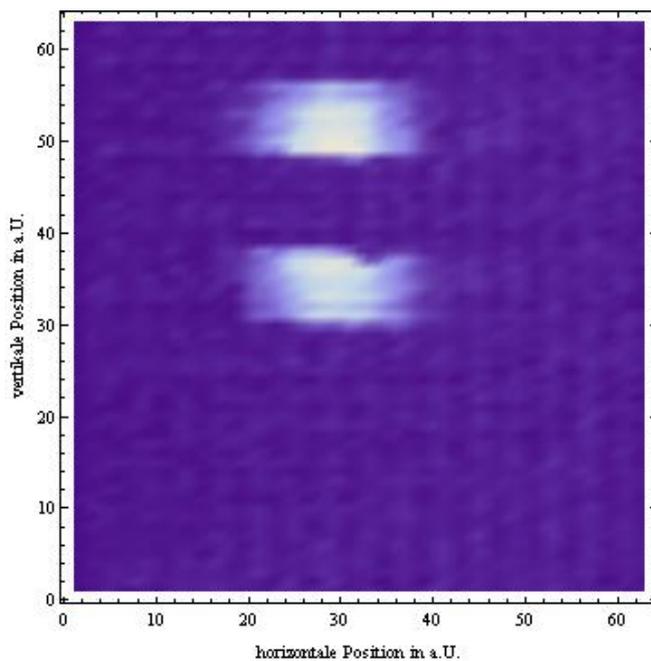


Abb.3.2.1.4: qualitative Messung der räumlichen Intensitätsverteilung; aufgenommen in 12.5cm Entfernung der CCD-Kamera von L3.

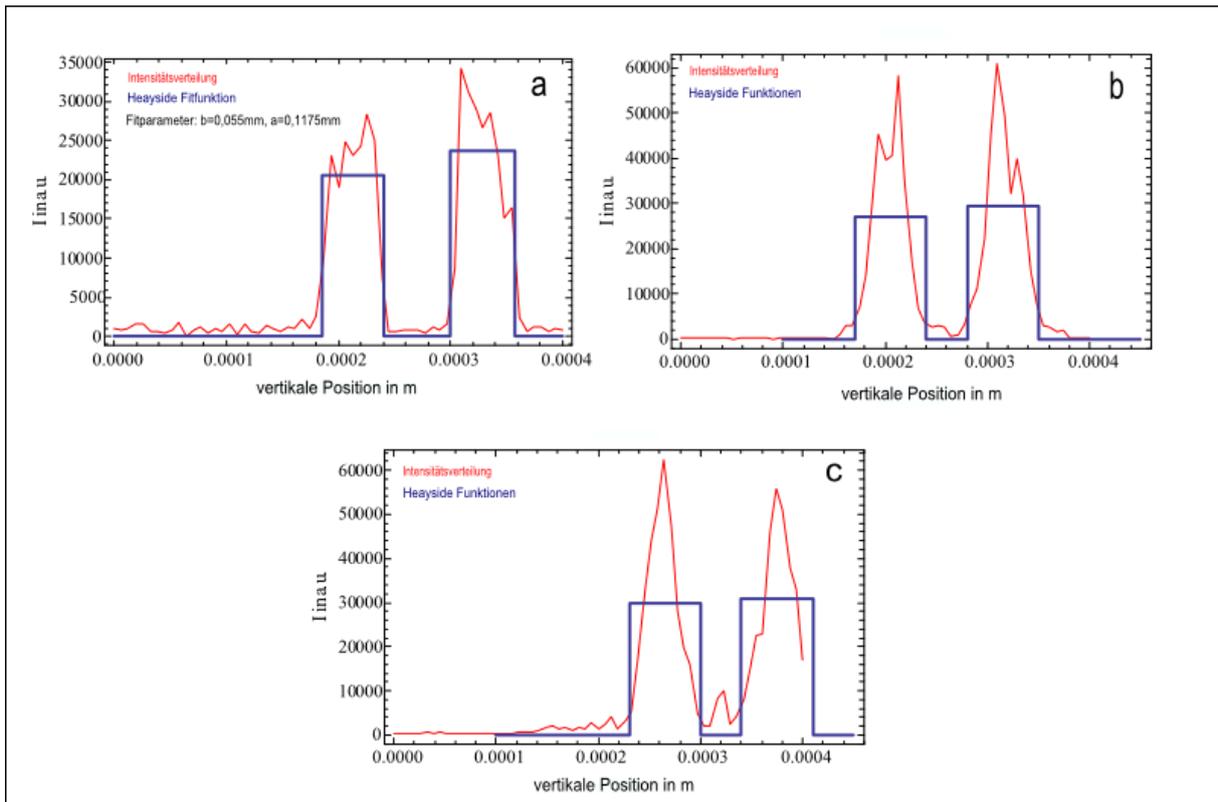


Abb.3.2.1.5: (a)-(c) roter Graph: gemessene Intensitätsverteilung, Messpunkte durch Linien verbunden; blauer Graph: Rechteck-Fitfunktion entsprechend der Blendenfunktion des Doppelspalts; (a): ideale Position für den Kristall, Fitparameter: Spaltabstand  $a = 117.5\mu\text{m}$ , Spaltbreite  $b = 55\mu\text{m}$ ; (b): 1,0 mm verschobene Position in z-Richtung,  $a = 110\mu\text{m}$ ,  $b = 70\mu\text{m}$ ; (c): 5,0 mm verschobene Position in z-Richtung,  $a = 110\mu\text{m}$ ,  $b = 70\mu\text{m}$

Wie in Abb.3.2.1.5 illustriert, ist die Projektion des Doppelspalts stark abhängig von der z-Position der CCD-Kamera. In der idealen Position (a) sind die beiden Spalte deutlich unterscheidbar zu erkennen und somit ist eine scharfe Abbildung des Doppelspalts gewährleistet. Im Abstand von 1mm nach der optimalen Position (b) zeigt das Strahlprofil schwache Abweichungen von der Rechteck-Fitfunktion indem es schmaler wird und sich zwischen den beiden Intensitätsmaxima allmählich ein noch stark unterdrückter weiterer Peak ausbildet. Folglich ist bei dieser Position eine scharfe Projektion nicht mehr vollständig gewährleistet. In Position (c) sind die Spalten nicht mehr klar definiert. Ein Nahfeld-Beugungsmuster des Strahls ist erkennbar und dominiert das Profil. Somit ist die scharfe Abbildung des *Doppelspalts* in dieser Position nicht mehr vorhanden. Aus diesen Messungen ergibt sich also eine Bedingung an die Dicke  $d$  des *Typ IBBO-Kristalls*:

$$d < 2\text{mm} \quad (3.2.1.1)$$

Da sich die z-Abhängigkeit der Abbildung in- bzw. entgegen der Strahlrichtung symmetrisch um die Bildebene (a) verteilt, muss der Bereich in dem eine scharfe Abbildung gewährleistet ist (1mm) verdoppelt werden. Je dünner der Kristall ist, desto schärfer kann der Doppelspalt in ihn abgebildet werden. Es wird ein *Typ IBBO-Kristall* der Dicke  $d = 0,5\text{mm}$  verwendet.

## Einbau des BBO-Kristalls und Positionsanpassung des Doppelspalts

Zur späteren Ausrichtung wird der Kristall in einen verstellbaren Spiegelhalter montiert. Hierbei ist besonders die Richtung des Kristalls zu beachten. Um den Effekt der *spontanen parametrischen Fluoreszenz Typ I* zu beobachten, muss der *Pumpstrahl* außerordentlich polarisiert sein. Zur Vermessung der Polarisation des Pump-Lasers wird ein drehbarer Polarisator verwendet. Es ergibt sich, dass der Pumpstrahl horizontal polarisiert ist. Der Kristall wird an die bisherige Stelle der CCD-Kamera montiert. Aufgrund der geringen Dicke ( $d = 0.5\text{mm}$ ), sowie der starken  $z$ -Abhängigkeit der Doppelspalt-Abbildung, ist eine Feinjustage der Kristallposition unumgänglich. Hierfür bietet es sich an, nicht die Position des Kristalls zu verändern, sondern die des *Doppelspalts* zu variieren und gleichzeitig dessen Abbildung zu betrachten. Zu diesem Zweck wird aus den beiden plankonvexen Linsen  $L5$  ( $f_5 = 75\text{mm}$ ) und  $L6$  ( $f_6 = 200\text{mm}$ ) eine vergrößernde Optik aufgebaut (Vergrößerung  $V=2,67$ ), die es erlaubt mit Hilfe der CCD-Kamera die Oberfläche des Kristalls zu beobachten. Den schematischen Teilversuchsaufbau zeigt Abbildung 3.1.2.6.

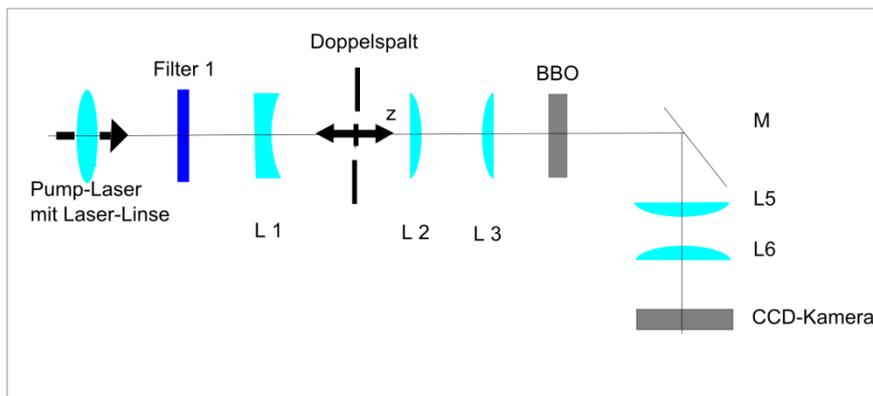


Abb.3.2.1.6: Teilversuchsaufbau zur Anpassung der  $z$ -Position des Doppelspalts an den Kristall; die Linsen  $L5$  und  $L6$  bilden eine vergrößernde Optik

Als erstes gilt es die scharfe Abbildung der Kristalloberfläche auf den CCD-Chip zu bekommen. Dies lässt sich z.B. durch Positionierung eines Linsenputztuches knapp hinter dem Kristall erreichen. Die feine Struktur des Tuches ist mit der CCD-Kamera bei normalem Raumlicht zu erkennen. Die exakte Position für die Kamera erhält man etwa durch das Streulicht von Staubpartikeln auf der Kristalloberfläche, indem man im Dunkeln mit einer Taschenlampe seitlich dessen Oberfläche beleuchtet (Abb.3.2.1.7). Da man nun die Kristalloberfläche vergrößert in die Kamera abbildet, wird die  $z$ -Position des *Doppelspalts* variiert bis ein scharfes Bild dessen entsteht (Abb.3.2.1.8).

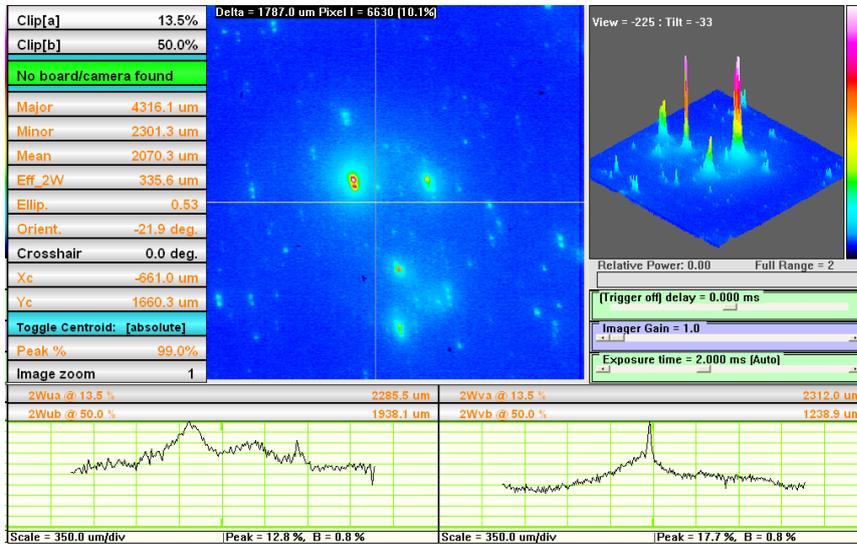


Abb.3.2.1.7: Bild der Oberfläche des BBO Kristalls; die leuchtenden Punkte sind von einer Taschenlampe beleuchtete Staubpartikel

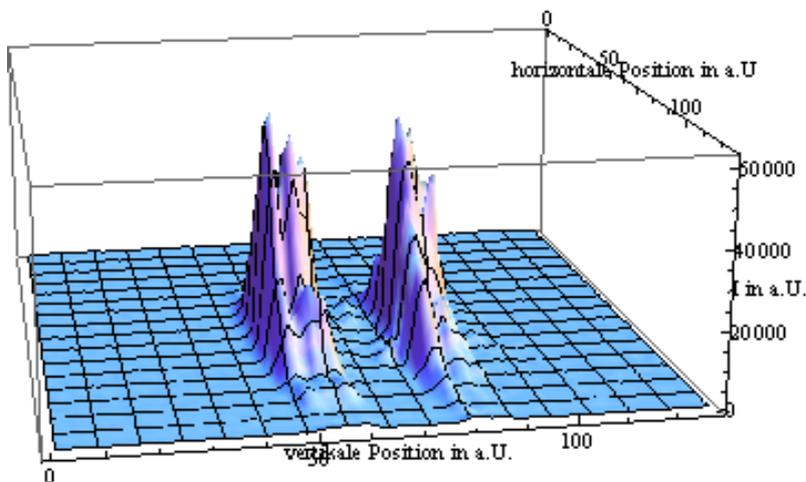


Abb.3.2.1.8: 3-dimensionale Darstellung der Abbildung des Doppelspalts auf der Kristalloberfläche

Bevor nun der Detektionsbereich aufgebaut werden kann, gilt es noch den Farbglasfilter (*Filter 1*) in den Strahlengang zu bringen. Die zentrale Wellenlänge der mittels *spontaner parametrischer Fluoreszenz* erzeugten Photonen liegt bei der doppelten Wellenlänge des *Pumpstrahls*, sprich ca. 815nm. Da das Laserspektrum auch Wellenlängen im Bereich größer als 715nm (Grenzwellenlänge des Kantenfilters <*Filter 2*>) aufweist, ist es notwendig diese herauszufiltern, um sie später nicht zusammen mit denen der *SPDC* zu detektieren.

### 3.2.2 Aufbau des Detektionsbereichs

Für den Aufbau und die Justage des Detektionsbereichs werden noch zusätzliche Komponenten benötigt. So helfen ein Dioden-Laserpointer ( $\lambda = 650\text{nm}$ ) und ein 3mW NIR-Dioden-Laser ( $\lambda = 808\text{nm}$ ) dabei die optischen Komponenten entgegengesetzt der Pumpstrahlrichtung zu justieren und schließlich eine Überlagerung des Justage-Strahls mit dem *Pumpstrahl* herzustellen. Für die Intensität der später eingekoppelten Ausschnitte des Beugungsbildes in der *Multimode-Glasfaser*, sind zwei Größen entscheidend: die numerische Apertur, sprich der Einkopplungswinkel, sowie die Position der Faser. Ein *dielektrischer Spiegel (M)* in einem verstellbaren Spiegelhalter dient der Einstellung des korrekten Kopplungswinkels, während für die Positionierung der Glasfaser ein *x-y-Verschiebetisch* mit Faserhalterung verwendet wird. An dessen Stellschrauben sind computergesteuerte Schrittmotoren montiert. Diese Motoren erlauben es das Beugungsbild in zuvor eingestellten Positionen und Schrittweiten vollautomatisch und systematisch zu scannen.

#### Berechnung des notwendigen Abstands $D$ des Detektionsbereichs vom Kristall

Um das Doppelspalt Beugungsmuster deutlich aufnehmen zu können, muss der Abstand eines Beugungsmaximums von einem benachbarten Minimum viel größer sein als der Durchmesser der *Multimode-Glasfaser*. Dieser Abstand  $\Delta y$  entspricht der Hälfte des Abstands zweier benachbarter Intensitätsminima, wobei die Lage eines Intensitätsminimums gegeben ist durch (2.2.4) und sich somit der Abstand zwischen benachbarten Maxima und Minima als

$$\Delta y = D \frac{\lambda}{4a} \quad (3.2.2.1)$$

ergibt. Hierbei wurde die Näherung

$$\sin \alpha \approx \alpha \approx \tan \alpha$$

für kleine Werte von  $\alpha$  verwendet.

Nimmt man einen Faktor von 4 bei einem Faser-Durchmesser von  $62,5\mu\text{m}$  als Vergleichsmaßstab an, ergibt sich mit  $\lambda = 407,5\text{nm}$  und  $a = 100\mu\text{m}$  folgende Rechnung:

$$4 \cdot 62,5\mu\text{m} = 250\mu\text{m} = \Delta y = D \frac{407,5\text{nm}}{200\mu\text{m}}$$

$$\Leftrightarrow D = 245,4\text{mm}$$

Der *x-y-Verschiebetisch* sollte sich also rund 25cm hinter dem BBO Kristall befinden.

#### Positionierung der Einkoppeloptik

Zur Positionierung des *x-y-Verschiebetisches* mit eingebauter Glasfaser, wird zunächst der Laserpointer, sowie der 808nm Dioden-Laser jeweils in eine Singlemode-Glasfaser eingekoppelt, da diese ein definierteres Strahlprofil als Multimode-Glasfasern bieten. Aufnahmen der Strahlprofile nach den unterschiedlichen Fasern sind im Anhang (A.I) dargestellt. Der *Pumpstrahl* kann nun mit

einem der Strahlen der eingekoppelten Laser überlagert werden, um dadurch eine korrekte Positionierung der Komponenten des Detektionsbereich zu gewährleisten. Diese Technik wird in Abbildung 3.2.2.1 illustriert. Eine Kopplungslinse  $L7$  mit Brennweite  $f_7=11\text{mm}$  wird auf den  $x$ - $y$ -Verschiebetisch vor den Faserausgang montiert, um den austretenden Strahl auf den *BBO Kristall* zu fokussieren und somit eine Überlagerung der Strahlen im gesamten Versuchsaufbau zu erzeugen.

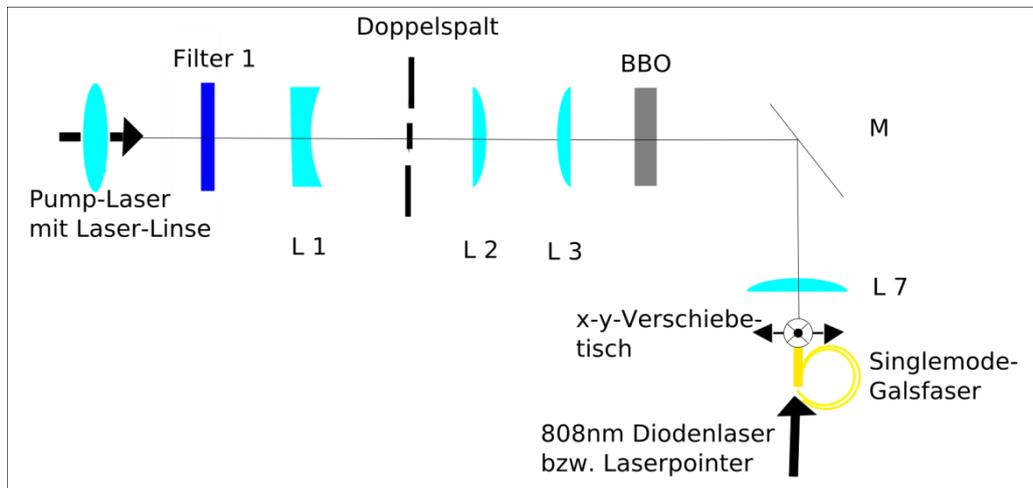


Abb.3.2.2.1: Versuchsaufbau zur Positionierung des Detektionsbereichs

### Vervollständigung des Detektionsbereichs

Um den Aufbau des Detektionsbereichs abzuschließen, wird der *50:50 Faserstrahlteiler* mit der Glasfaser verbunden und seine beiden Ausgänge jeweils an eine *Avalanche-Photodiode (APD)* angeschlossen. Diese Einzelphoton-Detektoren registrieren die Anzahl eintreffender Photonen (Counts) mit einer Effizienz von 30-40% bei 800nm. Ein auf die Diode treffendes Photon erzeugt eine Lawine, welche durch die Elektronik in ein Digitalsignal umgewandelt und an einen *Counter* mit einem Koinzidenz-Zeitfenster ( $t_c$ ) von 10ns gesendet wird. Am Counter kann dann die aktuelle Photonenzählrate an beiden APD's in verschiedenen Integrationszeiten ( $t = 0,1\text{s} - 10\text{s}$ ) dargestellt werden. Falls zwei Photonen innerhalb des Koinzidenz-Zeitfensters an unterschiedlichen Detektoren eintreffen, werden sie als Koinzidenz (C) gezählt. Dies ist die Messgröße für die mittels *SPDC* erzeugten, verschränkten Photonenpaare. Zu dieser Zählrate tragen jedoch auch zufällige Koinzidenzen (RC) bei, welche proportional zum Produkt der beiden Einzelzählraten ( $SC_i$ ,  $i = 1,2$ ) an der jeweiligen APD sind. Die Zählrate der verschränkten Photonenpaare pro Sekunde (CC) ergibt sich demnach als

$$CC = \frac{C - RC}{t} \quad (3.2.2.2)$$

wobei

$$RC = \frac{SC_1 \cdot SC_2}{t^2} \cdot t_c \quad (3.2.2.3)$$

ist.

Damit solch eine Messung möglich wird, ist es nötig den Pumpstrahl zuvor herauszufiltern. Realisiert wird die Filterung durch einen Kantenfilter (RG715nm, *Filter 2*), welcher kleinere Wellenlängen als 700nm zu 96% absorbiert und für größere Wellenlängen als 750nm eine Transmission von 91% aufweist (Herstellerangaben).

### 3.3 BBO-Justage

Die Justage des Kristalls wird durch den Ausbau des zuvor positionierten *Doppelspalts* erheblich erleichtert. Aufgrund des Leistungsverlustes von etwa 62% am *Doppelspalt*, kann ohne letzteren die Zählrate gesteigert werden, was wiederum eine Vereinfachung der Kristall-Justage zur Folge hat. Für eine weitere Steigerung der Zählrate, muss der *BBO Kristall* verkippt werden, damit die Photonenpaare ihn möglichst im kollinearen Fall verlassen. Aus diesem Grund wird mittels der in z-Position verstellbaren Kopplungslinse L7 auf die Kristalloberfläche fokussiert und anschließend über die Verkipfung des Kristalls die Koinzidenzzählrate optimiert. Diese Justage wird mit Hilfe der Singlemode-Faser durchgeführt, da jene weniger Streulicht aufammelt und folglich ein besseres Zählratenverhältnis ( $\frac{CC}{SC}$ ) als die Multimode-Faser zulässt. Tabelle 3.3.1 zeigt das Ergebnis der Zählratenmessung.

Diodenstrom I	Integrationszeit t	Einzelzählrate SC <sub>1</sub>	Einzelzählrate SC <sub>2</sub>	Koinzidenzzählrate C	Zufällige Koinzidenzzählrate RC	SPDC Koinzidenzzählrate CC
60,0mA	10s	371564	555270	39808	619	39189

Tab.3.3.1: zur Messung wurde ein Counter mit einem Koinzidenz-Zeitfenster von 30ns verwendet; alle Angaben der Zählraten beziehen sich auf eine Integrationszeit von 10s

Aus der Messung ergibt sich ein Zählratenverhältnis von  $\frac{CC}{SC} \approx 8,5\%$ , wobei über die beiden Einzelzählraten gemittelt wurde. Die hohe Koinzidenzzählrate gepaart mit dem großen Verhältnismaßstab spricht für eine optimale Justage des *BBO-Kristall*.

#### Austausch der Kopplungslinse L7 durch die Zylinderlinse L4

Da eine Aufnahme des *Doppelspalt* Beugungsmusters im Fernfeld mit der auf den Kristall fokussierten Kopplungslinse L7 nicht möglich ist, wird sie durch die Zylinderlinse L4 ( $f_4 = 19,7\text{mm}$ ) ersetzt. Diese wird im Folgenden verwendet um die horizontale Strahlrichtung auf die Multimode-Glasfaser zu fokussieren und dabei die vertikale Richtung, also die Beugungsrichtung, nicht zu beeinflussen. Zur Bestimmung der idealen z-Position wird die *Zylinderlinse* zunächst 19,7mm entfernt von der Glasfaser auf einen Verschiebetisch montiert. Damit eine gerade Stellung der Linse im Strahlengang gewährleistet ist, wird analog zur Positionierung des *x-y-Verschiebetisches* (Kapitel 3.2.2) vorgegangen. Nach Anschluss der Singlemode-Faser mit dem eingekoppelten Laserpointer wird sein Strahl in horizontaler Richtung auf den Kristall fokussiert und anschließend erneut beide Strahlen

überlagert. Nach Abschluss dieser Justage wird die Multimode-Faser wieder angeschlossen um die Abhängigkeit der Breite des Fokus von der z-Position der Linse zu messen (Abb.3.3.1). Die Ergebnisse der Messungen sind Abbildung 3.3.2 zusammengefasst.

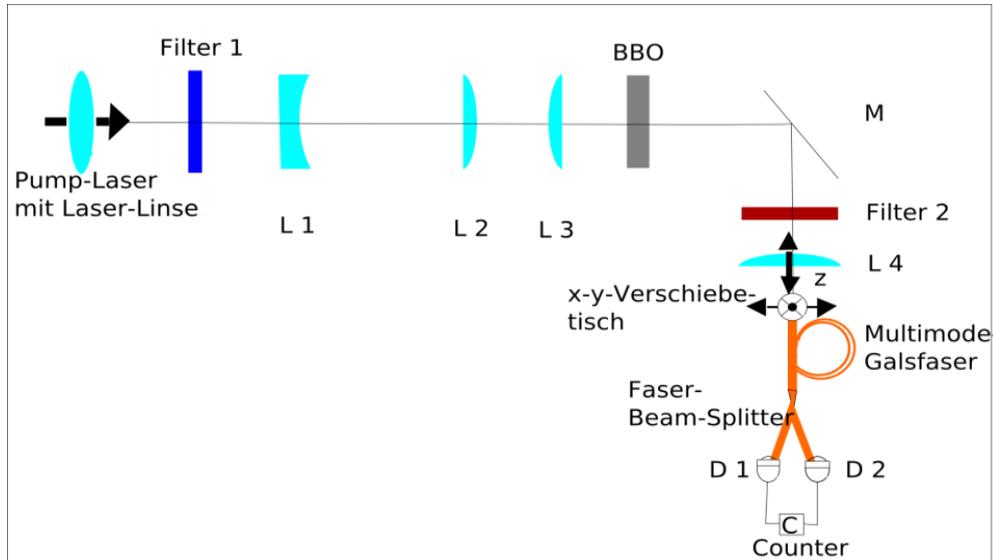


Abb.3.3.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der z-Position der Zylinderlinse L4

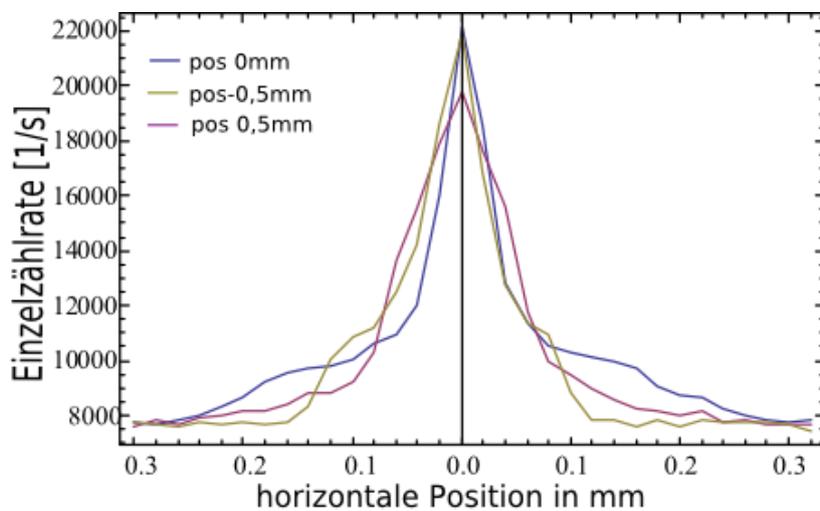


Abb.3.3.2: Abhängigkeit der horizontalen Fokusbreite von der z-Position der Zylinderlinse L4; Integrationszeit  $t=1,0s$ ; Diodenstrom  $I = 60,1mA$ ; Messpunkte wurden verbunden

Die Zylinderlinse L4 wird bei der Position „pos 0mm“ platziert, da bei dieser Einstellung wie in Abb.3.2.2 zu erkennen, der horizontale Fokus am schmalsten und folglich die Zählrate am größtem ist.

## 2 dimensionale Vermessung der Koinzidenzverteilung

Die räumliche Verteilung der verschränkten Photonennpaare spielt eine entscheidende Rolle für das spätere Doppelspalt Beugungsbild. Die horizontale Breite der Verteilung wird im Wesentlichen durch die Zylinderlinse bestimmt. Die vertikale Komponente jedoch, lässt Rückschlüsse über den Öffnungswinkel des Kegels auf dem die verschränkten Photonennpaare emittiert werden zu. Im kollinearen Fall verlassen *Signal* und *Idler* Photon den Kristall parallel und schaffen somit ideale Bedingungen für die 2-Photonen-Interferenz, d.h. je schmaler der Emissionskegel, desto deutlicher ist das Doppelspalt-Beugungsmuster zu erkennen. In Abbildung 3.3.3 ist die räumliche Verteilung der Koinzidenz-, sowie der Einzelzählrate illustriert. Der Scanbereich in horizontaler Richtung reicht von -0,04 bis 0,04mm in Schritten von 0,02mm und in vertikaler Richtung von -0,7 bis 0,7mm in Schritten von 0,05mm. Eine kleinere Schrittweite ist nicht nötig, da der Durchmesser der zur Detektion verwendeten *Multimode-Glasfaser* bei 0,065mm liegt.

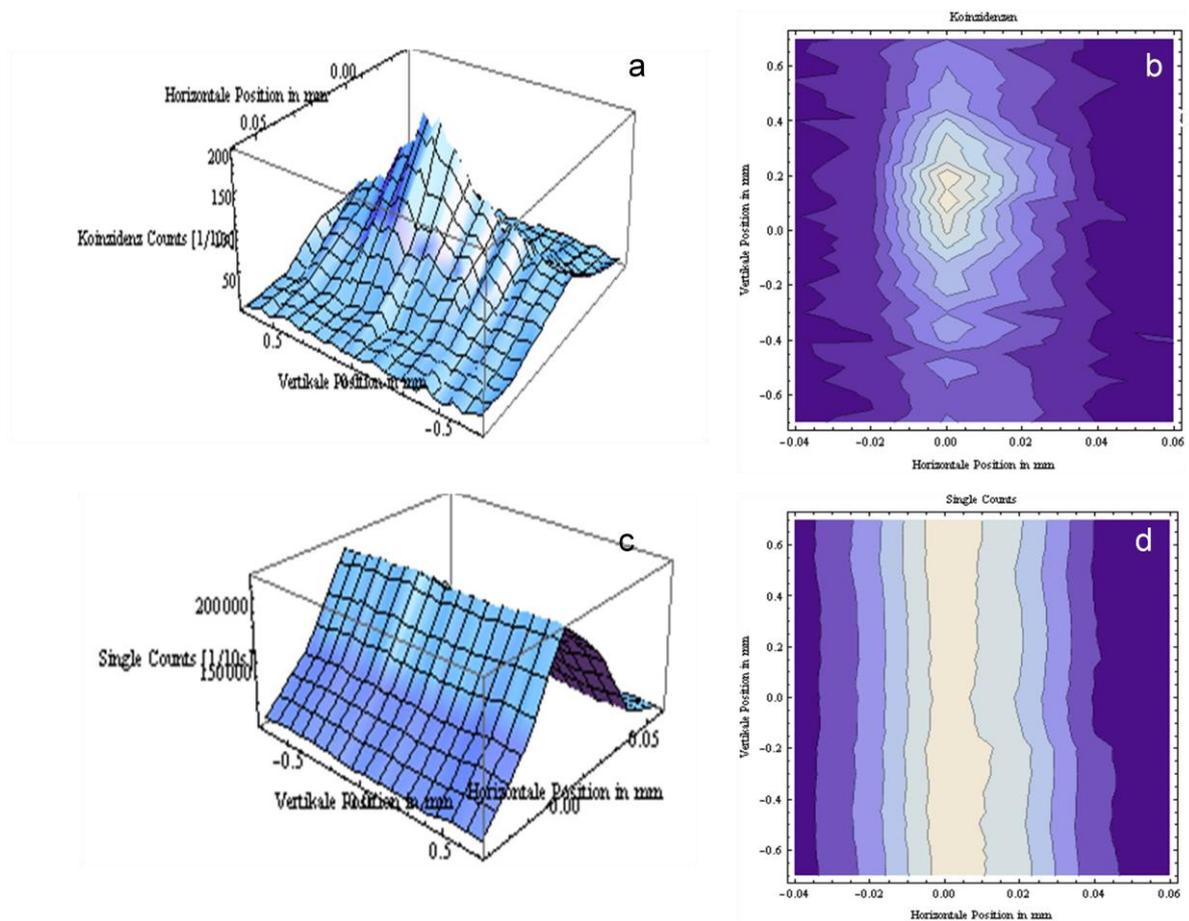


Abb.3.3.3: Übersicht über die räumlichen Verteilungen der Einzel- und Koinzidenzzählrate; Diodenstrom  $I = 60,1\text{mA}$ ; Integrationszeit  $t=10\text{s}$ ; Positionen in mm; (a): 3-dimensionale Aufnahme der räumlichen Verteilung der Koinzidenzzählrate; (b): 2-dimensionale Konturdarstellung der Koinzidenzzählratenverteilung; (c): 3-dimensionale Darstellung der räumlichen Verteilung der Einzelzählrate; (d): 2-dimensionale Konturdarstellung der Einzelzählratenverteilung; Helle Bereiche stehen für hohe Intensitäten

Es ist zu erkennen, dass die Koinzidenzzählrate eine schmalere Verteilung als die Einzelzählrate in der Vertikalen aufweist. *Signal* und *Idler* Photon werden also auf einem schmalen Kegelmantel emittiert. Abbildung 3.3.3(b) zeigt, dass der Bereich höchster Intensität in vertikaler Richtung sehr klein ist (ca. 0,15mm). Dies ist ein Indikator dafür, dass nah am kollinearen Fall gearbeitet wird. Es sind also nahezu optimale Bedingungen für die 2-Photonen-Beugung am *Doppelspalt* vorhanden.

### 3.4 2-Photonen Beugung am Doppelspalt

Für die Vermessung der 2-Photonen-Beugung am *Doppelspalt*, muss dieser zunächst wieder eingebaut werden. Hierbei wird analog zur Justage in Kapitel 3.2.1 vorgegangen. Es werden wie schon in Kapitel 2.3 beschrieben, nur solche Zustände erzeugt, bei denen *Signal* und *Idler* in einem verschränkten 2-Photonen-Zustand in der Bildebene eines Spaltes entstehen. In welchem ist jedoch nicht bekannt. Somit sammeln sie bei der Beugung die doppelte Phase auf und werden zusammen wie ein einzelnes Photon der halben Wellenlänge gebeugt.

Aufgrund der geringen Einkoppeleffizienz in die Glasfaser, sowie dem Leistungsverlust am Doppelspalt (ca.62%), ist es nötig die Messzeit pro Aufnahmepunkt stark zu erhöhen um signifikante Koinzidenzzählraten zu erhalten. Jedoch liegt die maximale Integrationszeit des *Counters* bei 10s. Deshalb werden pro Messpunkt 10 Messungen mit jeweils 10s Integrationszeit vorgenommen, was in der Summe ein Zeitfenster von 100s pro Aufnahmepunkt liefert. In einem großflächigen Scan durch das *Fernfeld-Doppelspalt-Beugungsmuster*, mit Schrittweiten von 0,1mm in vertikaler Richtung, wird eine erste grobe Positionsbestimmung der Beugungsmaxima vorgenommen. Diese Aufnahme erlaubt es den Scanbereich für eine repräsentative Messung anzupassen und das Beugungsbild in kleineren Schrittweiten zu vermessen. Der angepasste Messbereich erstreckt sich in vertikaler Beugungsrichtung von -1mm bis 4,5mm und in horizontaler Richtung von -0,06mm bis 0.06mm. Die Schrittweiten zwischen den einzelnen Messungen belaufen sich in horizontaler Richtung auf 0,02mm und in vertikaler auf 0,05mm. Die Messergebnisse sind in Abbildung 3.4.1 dargestellt.

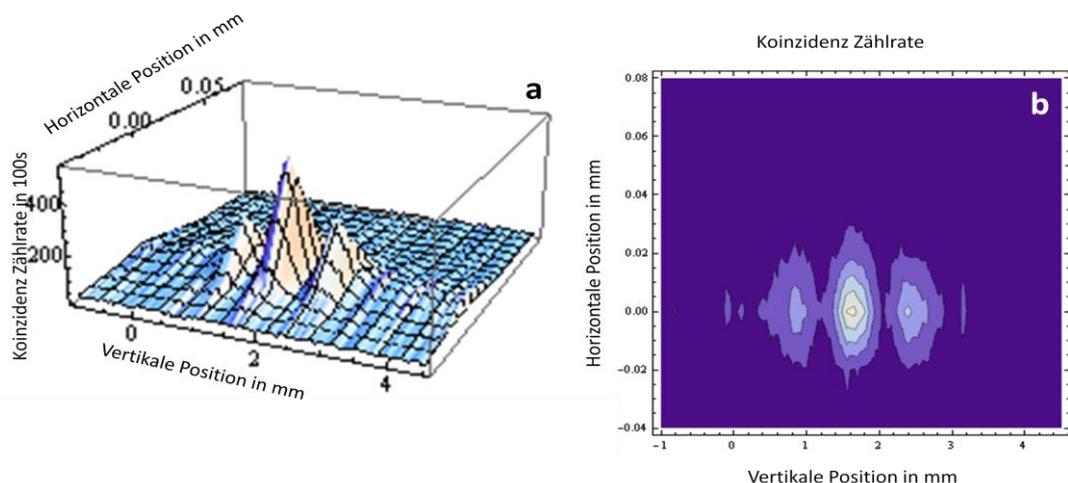


Abb.3.4.1: 2-Photonen Doppelspalt-Beugungsmuster, Diodenstrom  $I = 60,1\text{mA}$ , Integrationszeit  $t = 100\text{s}$ ; (a): 3-dimensionale Darstellung des Beugungsmusters; (b): 2-dimensionale Konturdarstellung der Messergebnisse; Helle Bereiche symbolisieren hohe Intensitäten

Abb.3.4.1 zeigt ein deutlich erkennbares *Doppelspalt-Beugungsmuster*. Das nullte, sowie die Beugungsmaxima der ersten Ordnung heben sich klar von der Untergrundzählrate ab. Die zweite Beugungsordnung ist nur noch schwach zu erkennen.

Diese Messungen allein sind jedoch noch kein Kriterium dafür, dass 2-Photonen-Beugung am *Doppelspalt* identisch zur 1-Photon-Beugung mit der halben Wellenlänge ist. Hierzu muss neben der Darstellung der Einzelzählrate, eine Vergleichsmessung aufgenommen werden, in der eine klassische 1-Photon-Beugung gemessen wird. Aus diesem Grund wird der Kantenfilter (*Filter 2*) entfernt um somit das durch den *Pumpstrahl* erzeugte *Doppelspalt-Beugungsmuster* zu vermessen. Da die Intensität des Pump-Lasers sehr viel größer als die der SPDC ist, trägt die 2-Photonen-Beugung zur Messung nicht mehr bei. Die Projektionen in die vertikale Richtung der beiden Messergebnisse werden mittels einer Fitfunktion, welche der Fouriertransformierten (2.2.2) der Doppelspalt-Blendenfunktion (2.2.1) entspricht, miteinander verglichen (Abb.3.4.2).

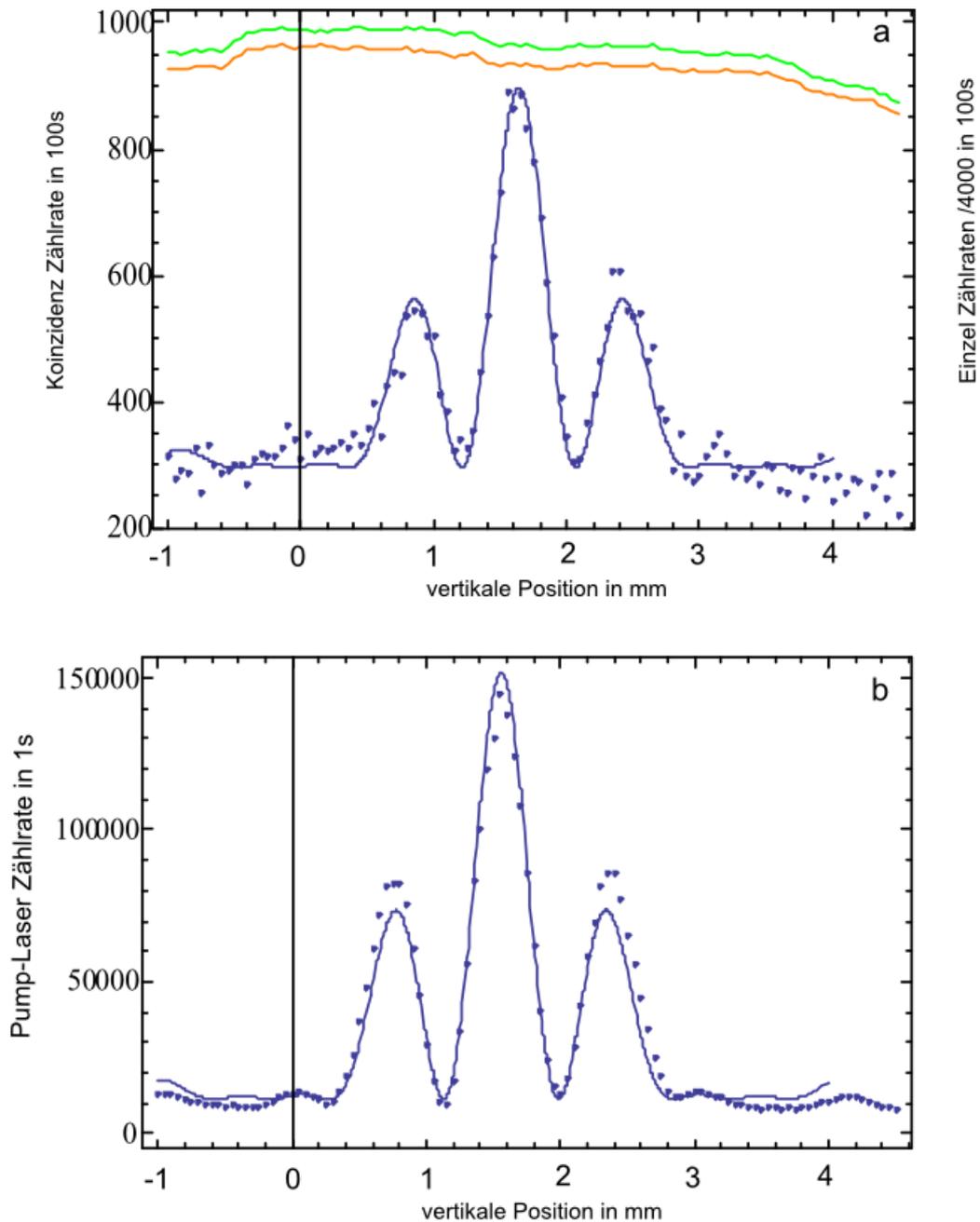


Abb.3.4.2: Messdaten mit zugehöriger Fitfunktion; in beiden Funktionen wurde bis auf einen Vergrößerungsfaktor und einer additiven Konstante mit identischen Fitparametern gearbeitet, insbesondere wurde mit der gleichen Wellenlänge  $\lambda=407,5\text{nm}$  gefittet; Parameter:  $\lambda=407,5\text{nm}$ ,  $a=100\mu\text{m}$ ,  $b=50\mu\text{m}$ ,  $D=21,03\text{cm}$ , Diodenstrom  $I = 60,1\text{ mA}$ ; (a): 2-Photonen Doppelspalt-Beugungsmuster; orange und grüne Messkurve zeigen die Einzelzählraten geteilt durch 4000, Messpunkte verbunden; (b): Durch Pump-Laser erzeugtes Doppelspalt-Beugungsmuster;

Die beiden Grafiken zeigen ähnliche *Doppelspalt-Beugungsmuster*, bis auf einen multiplikativen Vergrößerungsfaktor und eine additive Konstante, um die Zählraten an die Fitfunktion anzupassen. Einen Überblick über die Fitparameter gibt Tabelle 3.4.1.

Fitparameter	Wellenlänge $\lambda$	Spaltabstand $b$	Spaltbreite $a$	Entfernung $D$ zur Glasfaser	Vergrößerungsfaktor $B$ (gefittet)	Additive Konstante (gefittet)
Messung (a)	407,5nm	50 $\mu$ m	100 $\mu$ m	21,03cm	12,261	295,853
Messung (b)	407,5nm	50 $\mu$ m	100 $\mu$ m	21,03cm	187,311	11385,4

Tab.3.4.1: Darstellung der verwendeten Fitparameter

Insbesondere sind die Breiten der Intensitätsmaxima, bzw. –Minima, sowie deren Abstände identisch. Ihre Positionen zeigen nur geringe Abweichungen voneinander (Tab.3.4.2, Tab.3.4.3).

Beugungsordnung des Maximums	-1	0	1
Position in mm der Koinzidenzmessung	0,86	1,64	2,42
Position in mm der Pump-Strahl Messung	0,78	1,56	2,34

Tab 3.4.2: Position der Beugungsmaxima

Beugungsordnung des Minimums	-2	-1	1	2
Position in mm der Koinzidenzmessung	0,35	1,21	2,07	2,92
Position in mm der Pump-Strahl Messung	0,27	1,13	1,99	2,84

Tab.3.4.3: Position der Beugungsminima

Ein Vergleich der in Abb.3.4.2 illustrierten Aufnahmen, liefert nahezu identische Eigenschaften des Interferenzmusters. Einzig die vertikale Position der Beugungsmaxima unterscheidet sich minimal (ca. 0,08mm). Diese Verschiebung erstreckt sich über die gesamte vertikale Messebene und kann auf zwei unterschiedlichen Ursachen beruhen. Einerseits besteht die Möglichkeit, dass ein Strahlversatz durch einen nicht vollständig geraden Filter im Strahlengang entstanden ist. Dieser würde zu einer ebenen Verschiebung der Intensitätsverteilung der Messungen mit und ohne den Kantenfilter führen. Um den gemessenen Strahlversatz von 0,08mm zu erzeugen, müsste der Kantenfilter in vertikaler Richtung um ca.  $3,15^\circ$  verkippt gewesen sein (Rechnung siehe Anhang (A.2)). Da die verwendete Optik zu stabil ist, um solch einen großen Toleranzbereich aufzuweisen, muss der Strahlversatz einen anderen Grund haben.

Dieser Grund ergibt sich aus den Eigenschaften des *BBO Kristalls*. Wie schon in Abschnitt 2.3 erläutert, existieren in einem nichtlinearen Kristall ein ordentlicher und ein außerordentlicher Brechungsindex. Während Signal und Idler Photon dem ordentlichen Brechungsindex  $n_o$  unterliegen, wird der Pump-Laserstrahl gemäß dem außerordentlichen Brechungsindex  $n_e$  gebrochen. Die unterschiedlichen Brechzahlen führen ebenfalls zu einer Verschiebung der Intensitätsverteilung für die jeweiligen Messungen.

Da die beiden Messungen ähnliche Eigenschaften aufweisen, besteht die Möglichkeit, dass in beiden Messungen das Beugungsbild des *Pumpstrahls* aufgenommen wurde. Aufgrund der räumlichen Konstanz der Einzelzählraten über den vertikalen Messbereich, ist es jedoch ausgeschlossen, dass das 2-Photonen-Beugungsbild durch die Aufnahme des *Pumpstrahls* entstanden ist. Es wurde also ein nicht klassisches 2-Photonen Doppelspalt-Interferenzmuster aufgenommen, dass mit der Theorie der klassischen Elektrodynamik nicht erklärbar ist, sondern auf Quanteneffekten beruht.

## 4. Diskussion der Ergebnisse

Das Ziel dieses Experiments bestand darin, ein 2-Photonen-Beugungsmuster am *Doppelspalt* aufzunehmen und zu vermessen. Hierzu wurde ein *Doppelspalt* scharf in einen *Typ I BBO Kristall* abgebildet und mittels eines 407,5nm Dioden-Pump-Lasers Photonenpaare erzeugt, die in ihrem Impuls sowie ihrer Frequenz verschränkt sind. Abschnitte des somit erzeugten *Doppelspalt-Beugungsmusters* wurden in eine *Multimode-Glasfaser* eingekoppelt. Anschließend wurde das Signal an einem *Faserstrahlteiler* aufgeteilt und über zwei *Avalanche-Photodioden* an einem *Counter* gemessen.

Hierbei wurden nur solche verschränkten Zustände erzeugt, bei denen 2 Photonen gleichzeitig in der Bildebene eines Spaltes im Kristall entstehen. In welchem der beiden sie erzeugt wurden ist allerdings nicht bekannt. In dieser Konfiguration ist es möglich, dass die zwei verschränkten Photonen bei der Beugung die doppelte Phase aufsammeln und somit wie ein Photon der halben Wellenlänge gebeugt werden. Dieses Modell ist allerdings nur dann gewährleistet, falls der *Doppelspalt* vollständig vom Pump-Laser ausgeleuchtet, sowie scharf in den *BBO Kristall* abgebildet wird.

In dieser Konfiguration gelang es, ein 2-Photonen *Doppelspalt-Beugungsmuster* aufzunehmen. Die Koinzidenzverteilung wurde mit der Einzelzählratenverteilung verglichen. Es stellte sich heraus, dass die Intensitätsverteilung der Koinzidenzen der 2-Photonen-Beugung, ähnlich zu der einer 1-Photon-Beugung mit halber Wellenlänge ist. Die Intensitätsverteilung der Einzelzählraten hingegen, blieb über den gesamten Messbereich unverändert. Zum Vergleich der Eigenschaften des Interferenzmusters mit dem des klassischen Falls, wurde das *Doppelspalt-Beugungsmuster* des Pump-Lasers aufgenommen. Die beiden Aufnahmen zeigten ähnliche Eigenschaften. Die Breite, sowie der Abstand der Minima- bzw. Maxima, ergab sich als identisch. Einzig deren Position war aufgrund der Doppelbrechung im BBO-Kristall um 0,08mm verschoben.

Die eben genannten Ergebnisse sprechen also für die Aufnahme eines 2-Photonen Beugungsmusters am *Doppelspalt*. Dass die effektive de Broglie Wellenlänge des 2-Photonen-Zustands halbiert wurde lässt Abbildung 4.1 vermuten.

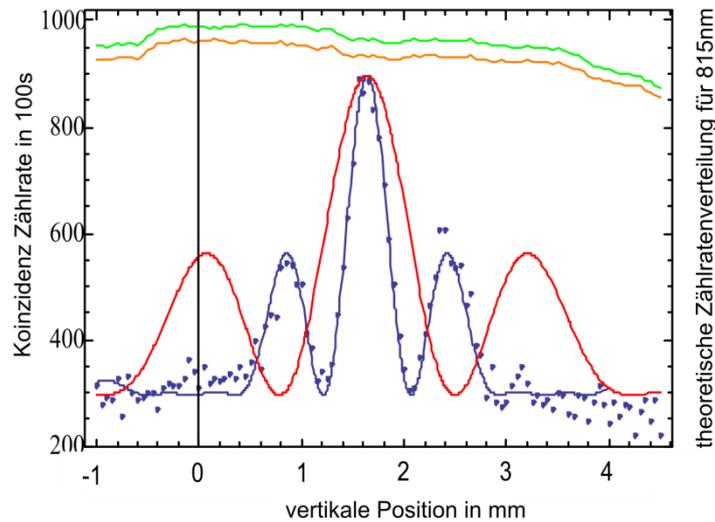


Abb.4.1: blau: gemessene Koinzidenzverteilung für verschränkte Photonenpaare mit  $\lambda=815\text{nm}$ ; rot: theoretische Intensitätsverteilung für klassisches Licht mit  $\lambda=815\text{nm}$  und sonst gleichen Variablen

Neben der aus Abb.3.4.2(a) bereits bekannten Messung des 2-Photonen-Beugungsmusters am *Doppelspalt*, ist auch eine theoretische Kurve der klassischen Doppelspalt-Beugung mit Licht der Wellenlänge  $\lambda = 815\text{nm}$  enthalten. Für diese theoretisch berechnete Kurve wurden bis auf die doppelte Wellenlänge, exakt die Fitparameter der vorherigen Messung verwendet. Es ist zu erkennen, dass die Breite der klassischen Ein-Photon Beugungsmaxima ungefähr dem Doppelten der 2-Photon-Interferenz entspricht. Die räumliche Modulation des Beugungsmusters im Vergleich zum klassischen Beugungsfall, ist demnach ebenfalls um den Faktor 2 verschmälert worden.

Alle angeführten Gründe sprechen für eine erfolgreiche Durchführung des Experiments und bestätigen somit die theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 2.3.

## Ausblick

Mit Hilfe der im Versuch verwendeten Konfiguration, ist es also möglich ein Doppelspalt-Beugungsmuster eines verschränkten Photonenpaares zu erzeugen. Dieses weist die gleichen Eigenschaften wie ein klassisches Beugungsmuster am *Doppelspalt*, mit der halben Wellenlänge auf. Es stellt sich jedoch die Frage inwiefern diese Technik einen Fortschritt in der Mikroskopie bewirkt. Das erzeugte Beugungsmuster weist die gleichen Eigenschaften wie das des Pumpstrahls auf. Folglich könnte man denken, dass die 2-Photonen-Beugung insgesamt keinen Vorteil gegenüber der Beugung mit klassischem Licht hat. Dies ist jedoch nicht zutreffend. Es existieren beispielsweise Materialien die empfindlich auf Licht im ultra-violetten Bereich reagieren, bzw. dieses absorbieren, aber im Infrarotbereich andere Eigenschaften aufweisen. Mit der verwendeten Technik der 2-Photonen-Beugung, ist es jedoch möglich die gleiche Auflösung trotz der doppelten Wellenlänge zu erreichen. Somit können diese Materialien, bzw. Strukturen, nun spektroskopisch untersucht werden, ohne einen daraus resultierenden Auflösungsverlust nach sich zu ziehen.

Ein noch größerer Vorteil der Beugung mittels verschränkter Photonen ergibt sich durch die Steigerung der Anzahl. Wird ein solches Experiment mit  $N$  verschränkten Photonen durchgeführt, ist es möglich die effektive de Broglie Wellenlänge um den Faktor  $N$  zu verringern [5]. Um solch eine Konfiguration jedoch zu realisieren, ist es nötig die Intensität des Pump-Strahls drastisch zu erhöhen, sowie den gesamten Versuchsaufbau zu modifizieren. Es existieren also noch viele unerforschte Möglichkeiten, die auf dem Prinzip der 2-Photonen-Beugung am *Doppelspalt* basieren, oder um es mit den Worten von Feynman zu sagen,

„There’s plenty of room at the bottom“.

# A. Anhang

## I Strahlprofile in Glasfasern

Zur Betrachtung von Strahlprofilen am Ausgang von Glasfasern, wurde der 808nm Diodenlaser zuerst in eine Multimode- und anschließend in eine Singlemode-Glasfaser eingekoppelt. Mit Hilfe einer Kopplungslinse ( $f = 11\text{mm}$ ), wurde der austretende Strahl auf eine CCD-Kamera fokussiert. Die Aufnahmen zeigt Abbildung A.1.

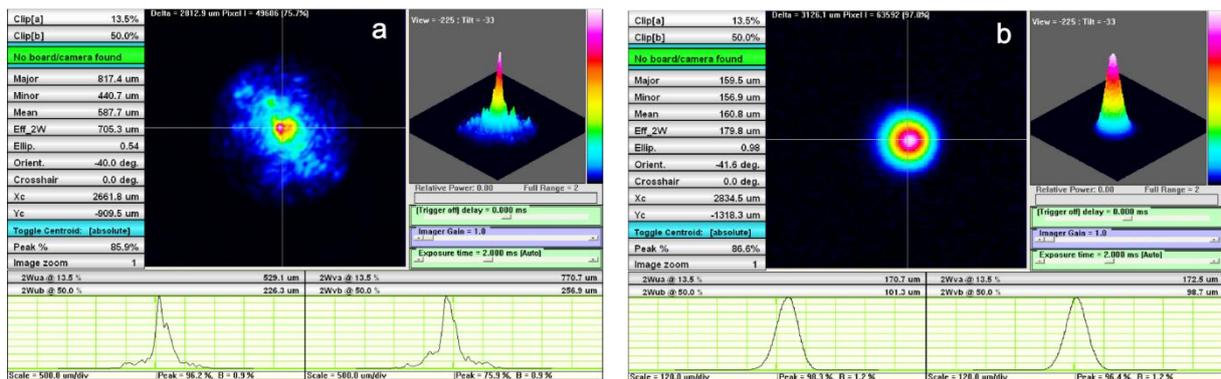


Abb.A.1: Strahlprofile nach dem Austritt aus unterschiedlichen Glasfasern; (a): Multimode-Glasfaser; (b): Singlemode-Glasfaser

Die Singlemode-Glasfaser (b) liefert ein deutlich schärferes Strahlprofil als die Multimode-Glasfaser. Da letztere sehr viel mehr Streulicht aufammelt, ist die Singlemode-Glasfaser für Justagen besser geeignet.

## II Berechnung des Strahlversatzes durch planparallele Platten

Der Strahlversatz  $\Delta$ , der durch die Verkippung eines Farbglasfilters (planparallele Platten) entsteht, ist abhängig vom Einfallswinkel  $\alpha$  des Strahls ( $\hat{=}$  Verkippungswinkel der Platten), dem Brechungsindex des verwendeten Materials  $n$  und dessen Dicke  $d$  [12].

$$\Delta = d \sin(\alpha) \left( 1 - \frac{\cos(\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)}} \right) \tag{A.1}$$

Strahlversatz $\Delta$	Brechungsindex $n$	Filterdicke $d$
0,08mm	1,53 bei $\lambda = 862,1\text{nm}$	2mm

Tab.A.1: gemessene, bzw. Literaturwerte zur Bestimmung des Strahlversatzes

Mit den in Tab.A.1 aufgeführten Werten, lässt sich der entsprechende Verkippungswinkel  $\alpha$  des Kantenfilters (Filter 2) um den Strahlversatz  $\Delta$  zu erzeugen, durch ein mathematisches Programm (Wolfram Mathematika 6.0) berechnen.

$$\alpha = 3,15^\circ$$

## B. Literaturverzeichnis

- [1] There's Plenty of Room at the Bottom. (2010, May 13). In *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. Retrieved 09:58, June 9, 2010, from [http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=There%27s\\_Plenty\\_of\\_Room\\_at\\_the\\_Bottom&oldid=361933079](http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=There%27s_Plenty_of_Room_at_the_Bottom&oldid=361933079)
- [2] W.Zinth/U.Zinth, *Optik . Lichtstrahlen-Wellen-Photonen*. (Oldenbourg, München, 2005)
- [3] L. Marton, J.A. Simpson, J.A. Suddeth, *Electron beam interferometer*. *Phys. Rev.* **90**, 490-491 (1953)
- [4] M. Arndt, et al. *Wave-particle duality of C<sub>60</sub> molecules*. *Nature* **401**, 680-682 (1999)
- [5] A. Zeilinger, J. Pan, M. Aspelmeyer, R. Ursin, S. Gasparoni, *De Broglie Wavelength of a non-local four-photon state*. *Nature* **429**, 158-161 (2004)
- [6] C.K. Hong, L. Mandel, *Theory of parametric frequency down conversion of light*. *Phys. Rev. A* **31**, 2409 (1985)
- [7] Seite „Gauß-Strahl“. In: *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. Bearbeitungsstand: 13. April 2010, 18:24 UTC. URL: <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Gau%C3%9F-Strahl&oldid=73105978> (Abgerufen: 9. Juni 2010, 09:56 UTC)
- [8] B. Saleh, M. Teich, *Fundamentals of Photonics*. (John Wiley & Sons, Inc., 1991)
- [9] Seite „Doppelspaltexperiment“. In: *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. Bearbeitungsstand: 23. Mai 2010, 22:17 UTC. URL: <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Doppelspaltexperiment&oldid=74706839> (Abgerufen: 14. Juni 2010, 12:40 UTC)
- [10] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*. 3. Auflage (Vieweg u. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2008)
- [11] M. D'Angelo, M. Chekhova, Y. Shih, *Two-Photon-Diffraction and Quantum Lithographie*. *Phys.Rev.Lett.* **87**, 013602 (2001)
- [12] Seite „Planplatte“. In: *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. Bearbeitungsstand: 9. Dezember 2009, 11:08 UTC. URL: <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Planplatte&oldid=67784003> (Abgerufen: 10. Juni 2010, 17:08 UTC)

## **Selbständigkeitserklärung**

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Maximilian Seitner

München, den 16. Juni 2010