

EFFIZIENTE ERZEUGUNG VERSCHRÄNKTER
PHOTONENPAARE

DISSERTATION

vorgelegt von Mag. Markus Oberparleiter

an der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

München, August 2002

Gutachter: Prof. Dr. Harald Weifurter

Prof. Dr. Axel Schenzle

Tag der Prüfung: 10. Juli 2002

Für Winnie und Jonas

Abstract

Efficient Generation of Entangled Photon-Pairs

The first experiments with correlated photons have been performed in the context of EPR-Bell experiments on the realistic and local properties of quantum mechanics. The source used there produced pairs of polarization entangled photons from a 2-photon decay of Calcium atoms. The technical requirements of these experiments were high (vacuum systems, strong dye-lasers, etc.) whereas the efficiency of the source was quite low.

An important step forward was the introduction of spontaneous parametric down conversion (SPDC), which has become the most common source in quantum optics for generating correlated or entangled photon pairs. In this process photons of an intense pump laser convert to photon pairs in an optical nonlinear crystal. Conservation of energy and momentum leads to strong correlations between the generated photons. With this kind of two-photon source it was possible to realize or improve many experiments on the foundations of quantum mechanics addressing the EPR-Paradoxon and in the new field of quantum information.

But again, more advanced experiments and applications suffer from the limited efficiency of the fluorescence process. Many photon pairs are lost by spatial and spectral filtering, which is necessary to achieve polarization entanglement and long coherence times. Different techniques have been implemented to increase the number of photon pairs using two-crystal arrangements, focusing techniques or periodically poled crystals. Most of these methods have the disadvantage that no entangled photons have been observed.

It is the aim of this work to increase the yield and to improve the mode definition of entangled photon pairs generated by resonant enhancement of the pump mode and the fluorescence modes. As a first step a linear cavity for the pump mode was realized. Since the conversion probability is proportional to the pump power it was possible to increase the photon pair count rate by factor of 7 over the previous source. Besides the possibility of further improvement on already established pair correlation experiments, such an enhancement allows to build a compact source for photon pairs, in which an expensive argon-ion laser is replaced by a cheap diode laser. Among other applications such sources are of strong interest for quantum cryptography.

In many quantum information experiments optical fibers are used to carry the photons over long distances. Therefore, light from the parametric down-conversion source has to be efficiently coupled into fibers. In the second part we report on a new method to optimize collection efficiency by matching the angular distribution of the parametric fluorescence to the spatial mode of an optical fiber. By using this technique, we detected 366500 polarization-entangled photon pairs per second in the near-infrared region in single-mode optical fibers for 465 mW pump power (at 351.1 nm) with a 2 mm BBO-crystal. The entanglement of the photon pairs was verified by measuring polarization correlations of more than 96% in a HV-basis and in a $\pm 45^\circ$ -basis. To our knowledge, such enormous count rates of highly entangled photon pairs have not been reached yet with any other technique.

In the third part of this thesis we investigated the process of parametric down-conversion in a cavity which is resonant to certain longitudinal down-conversion modes only. The idea of placing the parametric down-conversion source inside a cavity is not new. Such a device is usually referred to as a single or double resonant optical parametric oscillator (OPO) and is mainly used to generate squeezed quantum states. In that kind of application the system is operating close to but still under the threshold of oscillation. In our application the situation is quite different. The system is operating far below threshold so that mainly spontaneous emission occurs. In that mode correlations between single photons can still be observed. But bouncing the light back and forth inside the cavity increases the interaction length and hence enhances the signal levels of the down-conversion fields. Further, by resonating two certain modes only, the bandwidth is reduced by orders of magnitude and the coherence time is found to be inverse proportional to the bandwidth. A similar experiment has already been realized with a type-I parametric down-converter in the resonator. We have tried to realize a compact double resonant OPO far below threshold with a type-II parametric down-converter in a high-finesse cavity to realize a bright source of entangled photon pairs with extremely narrow bandwidth.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	3
1 Einleitung	7
2 Polarisationsverschränkte Zweiphotonen-Zustände	15
2.1 Verschränkte Zweiphotonen-Zustände	15
2.2 Spontane parametrische Fluoreszenz	16
2.2.1 Theoretische Beschreibung der parametrischen Fluoreszenz	17
2.2.2 Longitudinaler und transversaler Walk-Off	24
2.3 Test der quantenmechanischen Korrelation	27
3 Resonante Verstärkung der parametrischen Fluoreszenz	33
3.1 Einleitung	33
3.2 Ideen und Abschätzungen	35
3.3 Aufbau und Justierung des Experiments	38
3.3.1 Aufbau des Experiments	38
3.3.2 Räumliche Zweiphotonenkohärenz	43
3.4 Auswertung der Meßergebnisse	46
3.4.1 Resonatoreigenschaften	46
3.4.2 Verstärkung der Zählraten	48
3.4.3 Messung der Verschränkung	50
3.5 Diskussion	55
4 Modenanpassung in der spontanen parametrischen Fluoreszenz	57
4.1 Einleitung	57
4.2 Typ-II Phasenanpassung in BBO	58
4.3 Messung der spektralen Winkelverteilung	61
4.4 Modenanpassung der entarteten Fluoreszenzstrahlung	65
4.4.1 Modenanpassung im Fall der nichtkollinearen Fluoreszenz	65
4.4.2 Modenanpassung in der punktförmigen entarteten Fluoreszenz	83
4.5 Diskussion	87

5	Resonante Überhöhung von Fluoreszenzmoden	91
5.1	Einleitung	91
5.2	Mathematische Beschreibung des OPOs	94
5.2.1	Input-Output-Formalismus	94
5.2.2	Konversionsrate und Fluoreszenzspektrum	100
5.2.3	Typ-II Modenstruktur	101
5.2.4	Kohärenzzeit des Zweiphotonenzustandes	102
5.3	Aufbau des doppelresonanten OPOs	103
5.3.1	Ideen und Abschätzungen	103
5.3.2	Aufbau der parametrischen Fluoreszenz	106
5.3.3	Der optische parametrische Oszillator	112
5.4	Diskussion	123
6	Zusammenfassung	125
A	Anhang	127
A.1	Eigenschaften des BBO-Kristalls	127
A.2	Gaußsche Strahlenoptik	128
A.2.1	Die Gaußmode	128
A.2.2	Transformation der Gaußmode	130
A.3	Optische Resonatoren	131
A.3.1	Resonatorintensität	131
A.3.2	Stabilitätskriterium für optische Resonatoren	134
A.3.3	Elektronische Stabilisierung nach Hänsch-Couillaud	135
A.3.4	Elektronische Dither-Lock Stabilisierung	137
A.4	Publikationen	139
	Literaturverzeichnis	141
	Danksagung	149
	Lebenslauf	151

1 Einleitung

Phantasie haben heißt nicht, sich etwas ausdenken; es heißt, sich aus den Dingen etwas machen.

(Thomas Mann)

In den letzten 30 Jahren war es möglich, sehr viele quantenoptische Experimente zu Fragen und Konzepten der Quantenmechanik, aber auch im Bereich der Quantenkommunikation zu realisieren. In der Vielzahl an Experimenten zu den Grundlagen der Quantenmechanik finden sich auch neue Experimente zu Ein- und Zweiphotoneninterferenz [1, 2, 3, 4] oder Experimente, die auf die Komplementarität [5] der Quantenmechanik bzw. deren Konsequenzen eingehen. In diesen Experimenten wird zum Beispiel die Entscheidung, ob der Wellen- oder Teilchencharakter des Photons gemessen werden soll, erst dann getroffen, sobald sich das Photon in der Versuchsanordnung befindet (*Delayed Choice* Experimente [6, 7]). Eine Weiterführung dieser Experimente stellten die *Quantum Eraser* Experimente [8, 9] dar, in denen die Welcher-Weg-Information nach dem Durchlauf des Photons durch die Versuchsanordnung gelöscht und wiederum Interferenz beobachtet werden kann.

Die Aufzählung einer Reihe neuer quantenoptischer Experimente dieser Jahre könnte hier beliebig fortgesetzt werden. Ich möchte jedoch nur noch drei interessante Bereiche kurz erwähnen: So wurden Tunnelexperimente [10] durchgeführt, in denen man die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Photonen in Quantenbarrieren bestimmte. Dabei wurde gezeigt, daß die Gruppengeschwindigkeit der Photonen beim Durchgang durch Potentialbarrieren weit über der Vakuumgeschwindigkeit liegt. Unter Ausnützung interferometrischer Methoden und des Quantenzenoeffekts wurde auch gezeigt, daß es möglich ist, Objekte nahezu wechselwirkungsfrei zu vermessen [11, 12]. Dieses Konzept birgt viele interessante Aspekte für den Bereich der angewandten Optik.

Auch wurde es möglich, Experimente zur Frage nach der Vollständigkeit der quantenmechanischen Beschreibung bzw. zur Nichtlokalität der Quantenmechanik [13] durchzuführen. Die Quantentheorie ist ihrem Wesen nach eine statistische Theorie, die es grundsätzlich nicht gestattet, das Verhalten eines Einzelsystems im Detail zu beschreiben. Aufgrund der deterministischen Beschreibung der klassischen Mechanik meinten manche Forscher, daß die Unbestimmtheit der Quantenmechanik eine Folge unserer Unkenntnis bestimmter verborgener Parameter des betrachteten Systems sei. Sie stellten sich die Frage, ob nicht eine deterministische Erweiterung der Quantentheorie diesen

Mangel abhelfen könnte. Eines der letzten Experimente zu dieser Frage, ob die Quantentheorie eine vollständige Beschreibung der Natur ist oder durch eine deterministische lokale Theorie ergänzt werden muß, wurde von G. Weihs et. al. [14] durchgeführt. In ihrer Arbeit versuchten die Autoren, allen Kritikpunkten früherer Experimente gerecht zu werden. Es gelang ihnen, sämtliche Schlupflöcher, welche die Richtigkeit einer lokalen, realistischen Theorie noch offen ließen, bis auf ein letztes zu schließen. Dieses letzte Schlupfloch [15] betrifft das Problem der niederen Detektionseffizienz: ist nämlich das Verhältnis von detektierten Koinzidenz- zu Einzeldetektorereignissen kleiner als 82.8 %, so ist eine Verletzung der Bellschen Ungleichung nicht ohne eine weitere Zusatzannahme (*fair-sampling Annahme*) möglich.

Auch in der Quantenkommunikation [16] machte die Entwicklung nicht halt. So konnte zum Beispiel in einem Experiment gezeigt werden, daß mit Quantenbits (Q-Bits) Information dichter übertragen werden kann als mit klassischen Bits (*Dense Coding* [17]). Der revolutionäre Unterschied zwischen Q-Bits und klassischen Bits liegt einerseits im Träger der Information und andererseits im Superpositionsprinzip der Quantenmechanik: In der digitalen Übertragungstechnik wird die Information eines einzelnen Bits in die Intensität eines Ladungspulses oder eines Lichtpulses kodiert, während in der Quantenkommunikation Zweizustandssysteme, zum Beispiel einzelne Photonen, als Q-Bits fungieren. Zwei orthogonale Polarisationszustände eines Photons bilden zum Beispiel die Basis für ein mögliches Zweizustandssystem. Der entscheidende Unterschied zwischen der klassischen Kommunikation und der Quantenkommunikation liegt aber im Superpositionsprinzip der Quantentheorie. Da die Information eines Bits in einzelnen Quantenzuständen gespeichert wird, können Q-Bits jede beliebige Superposition von *Low* und *High* annehmen. Ein weiteres gelungenes Experiment im Bereich der Quantenkommunikation wurde von der Innsbrucker Gruppe um A. Zeilinger durchgeführt. In diesem Experiment wurde ein beliebiger Quantenzustand eines Photons auf ein zweites, unabhängiges Photon übertragen. Inspiriert durch die uns allen bekannten Startrek-Filme wird diese Möglichkeit der Informationsübertragung als Teleportation [18] bezeichnet. Einen wichtigen Bereich in der Quantenkommunikation stellt die Quantenkryptographie dar. Analog zur klassischen Kryptographie ist das Ziel der Quantenkryptographie [19, 20], eine abhörsichere Kommunikation zwischen zwei Parteien zu ermöglichen. Der Vorteil dieser Systemen gegenüber klassischen Systemen liegt darin, daß jeglicher Versuch den Informationskanal abzuhören, sofort aufgedeckt wird. Da es prinzipiell unmöglich ist, einen beliebigen Quantenzustand zu kopieren (*Non-Cloning-Theorem* [21]), verursacht ein Abhörer zusätzliche Fehler im Übertragungscode, die dem Empfänger durch einen verringerten Signal-Rausch-Abstand auffallen. Auch dieser Bereich der Quantenkommunikation ist in den letzten Jahren sehr weit fortgeschritten. So gelang es bereits Genfer Physikern [22, 23], eine sicher Quantenübertragungsstrecke über 23 km aufzubauen.

Grund für diese rasche Entwicklung in den letzten Jahren war nicht nur die Kreativität vieler Physiker, sondern natürlich auch die nicht aufzuhaltende Entwicklung neuer Technologien, mit denen sich neue experimentelle Möglichkeiten eröffneten. Für die oben angeführten Experimente, die nur beispielhaft aus einer großen Fülle von durchgeführten

Experimenten herausgegriffen wurden, war es nötig, Quellen zur Verfügung zu haben, die korrelierte Photonenpaare erzeugen: So werden die beiden Photonen eines Paares simultan erzeugt und ihre Emissionsrichtungen sowie ihre Farben (Frequenzen) stehen in Abhängigkeit zueinander. Durch diese Eigenschaften ist es möglich, mit korrelierten Photonenpaare zu experimentieren bzw. auch beide Photonen eines korrelierten Paares zu detektieren. Für immer mehr der durchgeführten Experimente war es ebenso Voraussetzung, daß die erzeugten Photonenpaare auch die quantenmechanische Eigenschaft der *Verschränkung* [24] in bestimmten Freiheitsgraden aufwiesen. Verschränkte Zustände zweier Photonen, oder allgemein mehrerer Teilchen, zeichnen sich dadurch aus, daß sie nicht in ein Produkt von Quantenzuständen der einzelnen Teilchen faktorisiert werden können. Diese Eigenschaft führte zu neuen interessanten Aspekten in der quantenmechanischen Beschreibung der Natur oder der Anwendung des Verschränkungskonzepts in dem neu erstandenen Fachgebiet, der Quanteninformatik (Quantenkommunikation, Quantencomputer, usw.). Diese revolutionären Aspekte und Anwendungsmöglichkeiten des Verschränkungskonzepts waren und sind Motivation für eine Fülle an Experimenten.

Zu Beginn dieser Versuchsreihe kamen noch Kaskadenübergänge in Ca-Atomen zur Erzeugung von verschränkten Photonenpaaren zum Einsatz. Beispiele dafür sind die Bell-Experimente von S. J. Freedman [25] und A. Aspect [26, 27]. In diesen Ca-Atomen können bestimmte Energiezustände über Zwischenniveaus zerfallen, sodaß bei diesem Übergang zwei Photonen abgestrahlt werden. Leider ist der technische Aufwand für diese Methode zur Erzeugung von Photonenpaaren enorm und die Quelle zeigt noch weitere Nachteile. So sind die beiden Photonen nicht in ihren Ausbreitungsrichtungen korreliert, da an diesem Emissionsprozeß drei freie Teilchen beteiligt sind: Das Atom und die beiden emittierten Photonen. Die Atome nehmen bei der Emission der Photonen einen Rückstoßimpuls auf, sodaß die Photonenpaare unkorreliert in alle Raumrichtungen abgestrahlt werden. Dies führt dazu, daß nur wenige der erzeugten Paare optisch erfaßt und experimentell genutzt werden können.

Eine entscheidende experimentelle Wende kam mit der Ablöse der Zwei-Photonen-Kaskade in den Labors durch die spontane parametrische Fluoreszenz [28, 29, 30] von Kristallen. Bei diesem Prozeß zerfallen einzelne Photonen eines intensiven Laserstrahls (Pumplaser) spontan in Paare wenn der Strahl einen optisch nichtlinearen Kristall durchstrahlt. Der Vorteil dieser Fluoreszenzquellen gegenüber den atomaren Kaskadenübergängen liegt nicht nur im wesentlich geringeren technischen und finanziellen Aufwand, sondern auch in der Effizienz des Prozesses. So sind die erzeugten Photonen aufgrund Gesetzmäßigkeiten des Entstehungsprozesses auch korreliert in ihrer Emissionsrichtung (Impuls) und ihrer Energie. Die parametrische Fluoreszenz wurde bereits in den 60er Jahren theoretisch und in den folgenden 70ern experimentell untersucht. Sie ist ein spontaner Prozeß, in dem einzelne Photonen eines Laserstrahls (Pumplaser) in Paare zerfallen, wenn der Laser einen optisch nichtlinearen Kristall durchsetzt. Aufgrund ihrer damals noch niederen Intensität wurde sie allgemein als *Optical Parametric Noise* bezeichnet und kam experimentell nicht zur Anwendung. Auch wurden die Photonenpaare nicht als solche gesehen. Zum Einsatz der neuen Photonenpaarquelle in quantenoptischen

Experimenten kam es erst gegen Ende der 80er Jahren, als die Qualität der Kristalle und die erzielbare Laserleistung gut genug waren, um eine effiziente Konversionsrate zu erreichen.

Im Allgemeinen unterscheidet man zwischen zwei Arten der parametrischen Fluoreszenz, abhängig von der Polarisation der Konversionsphotonen: Die Fluoreszenz der ersten Kristalle war ausschließlich vom Typ-I. In diesem Fall sind die beiden Fluoreszenzphotonen gleich, und in Bezug auf die optische Achse des Kristalls ordentlich polarisiert. Die Konversionsphotonen sind korreliert in Energie und Entstehungszeitpunkt und verschränkt in Impuls und Ort [31]. In vielen Experimenten diente auch der Konversionskristall quasi nicht als Paarquelle, sondern als Quelle einzelner Photonen, indem ein Photon (*signal photon*) in den Meßaufbau eintrat und das zweite Photon (*idler photon*) zur zeitlichen Triggerung diente. Wirkliche Anwendung fand das fundamentale Konzept der Verschränkung erst mit einer neuen Fluoreszenzquelle, der Fluoreszenzquelle vom Typ-II [32]: In diesem Fall der Konversion sind die Fluoreszenzphotonen eines Paares immer orthogonal zueinander polarisiert. Werden von dieser Quelle Fluoreszenzphotonen entlang bestimmter Ausbreitungsrichtungen selektiert, so sind diese Photonenpaare auch in ihrem gemeinsamen Polarisationszustand verschränkt. In den letzten Jahren wurde diesem prinzipiellen Konzept der Quantenmechanik immer mehr Augenmerk geschenkt, da es sich als ein wichtiges Werkzeug für die Quantenkommunikation [33] und Quantenkryptographie [34, 35] erwies.

Nun hat es aber den Anschein, als ob wir von der Vergangenheit langsam wieder eingeholt würden. Denn für viele dieser neuartigen Experimente ist die Konversionseffizienz der Kristalle fast schon wieder zu gering. Liegt die Wahrscheinlichkeit, daß eine Pump photon in ein Photonenpaar konvertiert, bei 10^{-10} , so nimmt zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von verschränkten GHZ-Zuständen [36, 37] oder verschränkten Vierteilchensystemen [38] auf 10^{-20} ab. Diese niedere Effizienz bringt natürlich eine extrem lange Justage- und vor allem Meßzeiten mit sich. Auch gibt es Vorschläge, wie man mit GHZ-Zuständen eine sichere Kommunikation zwischen mehr als zwei Teilnehmern realisieren könnte [39, 40]. Sind in bereits bestehenden quantenoptischen Kryptographiesystemen die Übertragungsraten im Vergleich zu den klassischen niedriger, so würde die Übertragungsleistung dieser Systeme, trotz ihrer hohen Sicherheit, keinem Vergleich zu klassischen Systemen standhalten. Denn man darf nicht vergessen, daß sich neben der geringen Konversionseffizienz auch noch die Dämpfung der Übertragungsstrecke und die niedere Detektoreffizienz auf die Übertragungsrate und damit auf den Signal-Rausch-Abstand negativ auswirken.

Ein weiteres Problem wurde bereits angesprochen: Im Allgemeinen ist das Verhältnis der detektierten Photonenpaare zur Einzelzählrate sehr gering: etwa 10 bis 15%. Ursachen für diese niedere Gesamtdetektionseffizienz sind die Absorptions- und Reflexionsverluste in den Fluoreszenzmoden aber vor allem die niedere Effizienz der Detektoren, die zum Nachweis der einzelnen Photonen verwendet werden. Zur Gänze läßt sich die geringe Gesamteffizienz jedoch nicht durch diese Verluste erklären. Daher sollte man versuchen, die Ursache dieser niederen Rate zu ergründen, um die experimentellen Auf-

bauten und damit verbunden die Effizienz verbessern zu können. Vielleicht gelingt einem so ein kräftiger Schritt vorwärts, um auch das letzte noch verbliebene Schlupfloch in den Bell-Experimenten schließen zu können.

Mit dieser Arbeit haben wir es uns zum Ziel gesetzt, einerseits die Konversionseffizienz der parametrischen Fluoreszenz und andererseits die Gesamtdetektionseffizienz zu verbessern, um die Erzeugungsrate verschränkter Photonenpaare zu erhöhen. Auch andere Gruppen arbeiten an Ideen, wie die Paarerzeugungsrate gesteigert werden könnte. Eine Gruppe um P. Kwiat [41] verwendet dazu zwei BBO-Kristalle¹ vom Typ-I, die stirnseitig aneinander gereiht sind. Die optischen Achsen der beiden Kristalle stehen orthogonal zueinander, und die Pumpmode ist unter 45° zu den Richtungen der beiden optischen Achsen polarisiert. So ist in beiden Kristallen parametrische Fluoreszenz mit gleicher Wahrscheinlichkeit möglich, wobei sich die gleichfarbigen Fluoreszenzringe beider Kristalle überlagern. Da die Fluoreszenzringe der beiden Kristalle zueinander orthogonal polarisiert sind, sind alle erzeugten Photonenpaare in ihrem Polarisationszustand verschränkt. Leider ist es aber nicht möglich, alle Photonen entlang eines Fluoreszenzringes in optische Fasern zu sammeln, sodaß man weiterhin auf Paare entlang gewisser Emissionsrichtungen beschränkt bleibt. Durch die Kaskadenanordnung zweier Kristalle vom Typ-I profitiert man aber vom höheren nichtlinearen Koeffizienten des Kristalls. Der nichtlineare Koeffizient des BBO-Kristalls ist in der parametrischen Konversion vom Typ-I doppelt so hoch als in der Konversion vom Typ-II.

Andere Gruppen [42, 43] verwenden periodisch gepolte Kristalle [44], zum Beispiel PPLN², anstelle der herkömmlichen Volumen-Kristalle (*Bulk*-Kristalle) zur Erzeugung von Photonenpaaren. In der Regel sind die nichtlinearen Koeffizienten periodisch gepolter Kristalle wesentlich höher als jene von Bulk-Kristallen. Erzeugt man durch Diffusion von Fremdatomen noch zusätzlich eine Wellenleiterstruktur in diesen periodisch gepolten Kristallen, so sind sie etwa 6000 bis 20000 mal effizienter als reine Bulk-Kristalle, die zur Erzeugung verschränkter Photonenpaare verwendet werden. Dies wäre natürlich ein Grund, um periodisch gepolte Kristalle einzusetzen. Leider wären wir mit diesen Kristallen (im Moment noch) gezwungen, zu längeren Wellenlängen und damit zu einem neuen Lasersystem und Detektoren zu wechseln³. Auch ist im Fluoreszenzwellenlängenbereich dieser Kristalle (um 1500 nm) die Effizienz der Detektoren sehr gering, sodaß die Gesamtdetektionseffizienz des Systems weiter ab- statt zunehmen würde. Ein weiterer Nachteil periodisch gepolter Wellenleiter ist auch, daß diese hohe Konversionseffizienz nur bei der Erzeugung von reinen Fock-Zuständen erreicht werden kann. Verschränkung dieser Zweiphotonenzustände ist aufgrund der kollinearen Emission nur

¹Beta-Barium Borat (β -BB₂O₄, BBO)

²periodisch gepoltes Lithium Niobat, ($PPLiNbO_3$, PPLN)

³In unseren Anwendungen liegt die Wellenlänge des Pumplasers bei 351.1 nm und jene der parametrischen Fluoreszenz bei 702.2 nm. Lithium Niobat ist aber nur für Wellenlängen größer 400 nm transparent. Periodisch gepoltes Lithium Tantalat wäre in diesem Wellenlängenbereich transparent ist aber noch nicht erhältlich. Als eine weitere Schwierigkeit stellt sich das Polen dieser Kristalle für so kurze Wellenlängen dar.

über interferometrische Methoden und geschickte Nachselektion bestimmter Photonenzustände erreichbar. Diese Eigenschaft, daß der gesamte Zweiphotonenzustand durch einen reinen Produktzustand beschrieben wird, bestimmte selektierte Teilzustände der Photonenpaare aber Verschränkungseigenschaften aufweisen, wird im weiteren als *Quasi-verschränkung* des Photonenpaares bezeichnet. Theoretisch könnten mit diesen Kristallen polarisationsverschränkte Photonen direkt erzeugt werden. Jedoch sinkt dabei die Effizienz der Kristalle auf ein $1/10$, in diesem Fall ist der effektive nichtlineare Koeffizient wesentlich geringer, und die Phasenanpassungsbedingung ist nur durch technischen Mehraufwand erzielbar.

In dieser Arbeit geben wir zuerst eine kurze Einführung in die Theorie der parametrischen Fluoreszenz und dem quantenmechanischen Konzept der Verschränkung. Im dritten Kapitel zeigen wir, wie durch resonante Überhöhung der Pumpmode in einem linearen Resonator, die Konversionsrate in Bulk-Kristallen gesteigert werden kann. Dies ist insofern ein interessantes Konzept, da mit dieser Methode teure Argon-Ionenlaser, die als Pumplaser für die Konversionskristalle im Einsatz sind, durch günstige und vor allem kleine Diodenlaser ersetzt werden können.

In vielen Experimenten kommen immer häufiger optische Fasern zum Einsatz, zum Beispiel in der Quantenkommunikation, um Lichtquanten über lange Strecken übertragen zu können, aber auch in anderen komplexen experimentellen Aufbauten, um diese Aufbauten modular und damit einfacher gestalten zu können. Im vierten Kapitel zeigen wir eine Methode, mit der Fluoreszenzmoden innerhalb einer bestimmten Bandbreite optimal in optische Monomode-Fasern eingekoppelt werden können. Die Idee dabei ist, die Divergenz der Gaußschen Mode, die in eine Single-Mode Faser eingekoppelt werden kann, an die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenz anzupassen. Zu diesem Zweck versuchten wir zuerst die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz theoretisch und experimentell zu quantifizieren, um die daraus gewonnenen Ergebnisse in der Modenanpassung auch anwenden zu können. Mit dieser Methode war es nicht nur möglich, die Modenqualität zu verbessern, sondern auch die Zählraten und das Verhältnis von Photonenpaarzählrate zu Einzelzählrate wesentlich zu erhöhen.

Ein Nachteil in allen interferometrischen Anwendungen der parametrischen Fluoreszenz ist die große spektrale Bandbreite der Fluoreszenzmoden. Durch räumliche Filter, zum Beispiel durch Blenden, kann man die Bandbreite höchstens auf einige Zehntel Nanometer reduzieren. Im letzten Abschnitt möchten wir auf eine Methode eingehen, mit der die Bandbreite durch aktives Filtern um einige Größenordnungen eingeschränkt werden kann. Bei dieser Methode wird der Konversionskristall in einem Resonator plaziert, wobei die Resonatormode zu zwei bestimmten longitudinalen Konversionsmoden der parametrischen Fluoreszenz gleichzeitig resonant ist. So gesehen ist diese Idee nicht unbedingt neu und allgemein als optischer parametrischer Oszillator (OPO) bekannt. OPOs werden im Bereich ihres Schwellwertes oder weit über dem Schwellwert betrieben, dies ist abhängig von der Art der Anwendung: Squeezing oder Erzeugung von starken kohärenten Feldern. In unserer Anwendung betreiben wir den OPO hingegen weit unter dem Schwellwert, in einem Bereich, in dem die spontane Emission noch wesentlich stärker

als die stimulierte Emission ist. Was passiert in diesem Bereich? Zum Ersten bleiben die Korrelationen zwischen den Fluoreszenzphotonen erhalten. Zum Zweiten haben die Photonen eine gewisse Lebenszeit im Resonator, während der sie zwischen den beiden Resonatorspiegel hin und her oszillieren. Die Lebensdauer bestimmt die Kohärenzzeit und damit die Bandbreite der Fluoreszenzphotonen. Weiters vergrößert die Oszillation der Photonen die effektive Wechselwirkungslänge zwischen Pump- und Fluoreszenzmoden des Kristalls wodurch die Intensität der Fluoreszenzmoden zusätzlich verstärkt wird. In der Gruppe von Z. Y. Ou [45] wurde bereits ein ähnliches Experiment für Typ-I Fluoreszenz durchgeführt. Wir versuchen hier einen kompakten Resonatoraufbau für parametrische Fluoreszenz vom Typ-II zu realisieren. Dies macht die Aufgabe nicht unbedingt leichter, da wir uns zusätzliche Schwierigkeiten durch die Doppelbrechung des Kristalls aufbürden.

2 Polarisationsverschränkte Zweiphotonen-Zustände

2.1 Verschränkte Zweiphotonen-Zustände

Verschränkte Zustände beschreiben entweder den Quantenzustand eines Teilchens in einem mehrdimensionalen Hilbertraum oder den Gesamtzustand von mindestens zwei Teilchen. Im Rahmen dieser Arbeit sind wir vor allem an verschränkten Photonenzuständen der zweiten Art interessiert. Grund für dieses Interesse ist ihr breites Anwendungsspektrum, wie es schon in der Einleitung aufgezeigt wurde. Es stellt sich natürlich die Frage, welche Eigenschaften einen verschränkten Zustand ausmachen und wie sie in den Labors hergestellt werden können. Wie wir später noch genauer sehen werden, ist das Merkmal eines verschränkten Zustandes die Eigenschaft, daß er nicht als Tensorprodukt der einzelnen Teilchenzustände angeschrieben werden kann. Die effizienteste Methode zur Erzeugung verschränkter Photonenpaare ist der Prozeß der parametrischen Fluoreszenz. Diese neuartige Quelle erlaubte die Erzeugung verschiedenster Arten verschränkter Zweiphotonenzustände. So zeigten Rarity und Tapster [31], daß mit dieser Quelle impulsverschränkte Zweiphotonenzustände erzeugt werden können. Dies ist möglich, indem mit Blenden vier entsprechende Fluoreszenzmoden unterschiedlicher Wellenlänge selektiert werden.

Franson [46] zeigte in seiner Arbeit eine weitere Möglichkeit zur Verschränkung korrelierter Fluoreszenzphotonen. Diese Methode nützt die quantenmechanische Unschärfe zwischen Energie und Zeit. Der relative zeitliche Unterschied im Entstehungszeitpunkt zweier korrelierter Photonen ist kleiner als die Kohärenzzeit des Photonenpaares. Somit ist es möglich, die Photonenpaare über zwei asymmetrische Interferometer in den Fluoreszenzarmen zu verschränken.

Zwei Gruppen, eine von Y. H. Shih [47] und eine weitere um L. Mandel [48], führten Experimente durch, in denen ebenfalls polarisationsverschränkte Zweiphotonenzustände erzeugt werden konnten. Dies war möglich, indem sie zwei orthogonal polarisierte, impuls-korrelierte Fluoreszenzmoden an einem Strahlteiler überlagerten, und nur jene Ereignisse auswählten, bei denen die Photonen vom Strahlteiler in unterschiedliche Ausgänge emittiert wurden. Nachteil dieser Methode ist, daß zwar der quantenmechanische Teilzustand der selektierten Photonenpaare Verschränkungseigenschaften zeigt, der Gesamtzu-

stand aller Photonenpaare nach dem Austritt aus dem Strahlteiler aber weiterhin durch einen Produktzustand beschrieben wird.

Polarisationsverschränkte Zustände können, ohne jegliche Selektion, mit einer relativ jungen Quelle [32] erzeugt werden. Durch spontane parametrische Fluoreszenz vom Typ-II werden direkt von einem BBO-Kristall polarisationsverschränkte Photonen entlang zweier Moden ausgestrahlt. Diese Quelle revolutionierte förmlich den experimentellen Fortschritt im Gebiet der Quantenkommunikation, und sie wird auch in unseren Experimenten als Photonenpaarquelle eingesetzt.

Mit diesem Kapitel möchten wir zunächst eine theoretische Einführung in den Prozeß der spontanen parametrischen Fluoreszenz geben. Wir werden zeigen, wie man in der parametrischen Fluoreszenz vom Typ-II zu den Phasenanpassungsbedingungen gelangt, und in der Folge für den Fall der entarteten Fluoreszenz den polarisationsverschränkten Zweiphotonenzustand ableiten. Dabei gehen wir auch auf die technischen Probleme ein, die aufgrund der Doppelbrechung auftreten, und besprechen den transversalen sowie longitudinalen Walk-Off Effekt. Zum Abschluß dieses Abschnittes diskutieren wir das quantenmechanische Konzept der Verschränkung, machen auf den Widerspruch zum klassischen Realitätsbegriff aufmerksam und zeigen in diesem Zusammenhang die Ansätze der Theorien mit verborgenen Variablen auf.

2.2 Spontane parametrische Fluoreszenz

Der Prozess der spontanen parametrischen Fluoreszenz wurde ausführlich von Mollow [49] bzw. Hong und Mandel [50] theoretisch beschrieben. Da aber dieser Prozeß die Grundlage aller folgenden Experimente darstellt, ist es wichtig, die grundlegenden Eigenschaften der spontanen parametrischen Fluoreszenz zu diskutieren.

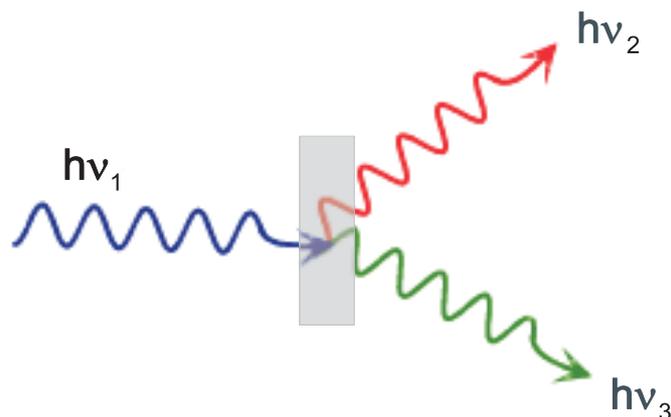


Abbildung 2.1: Ein einfallendes Photon einer intensiven Lichtquelle zerfällt in einem Kristall spontan in zwei Photonen geringerer Frequenz.

In der Literatur gibt es viele Bezeichnungen für diesen physikalischen Prozeß. Wurde er ursprünglich als *optisches parametrisches Rauschen* [28] benannt, so sind heute *spontane parametrische Fluoreszenz* oder *spontane parametrische Down-Conversion* (SPDC) die gängigen Bezeichnungen. All diese Namen stehen eigentlich für einen recht einfachen Prozeß: Bei Wechselwirkung eines starken Lichtfeldes der Frequenz ω_1 mit einem optisch nichtlinearen Kristall werden zwei neue Felder der Frequenz ω_2 und ω_3 erzeugt (es gilt: $\omega_{2,3} < \omega_1$). Im Photonenbild entspricht die parametrische Fluoreszenz einem spontanen Zerfall eines Photons in zwei Photonen geringerer Energie. Die zwei entstandenen Photonen werden allgemein als *signal* und *idler* Photon bezeichnet. Voraussetzung dafür, daß parametrische Fluoreszenz in einem Kristall auftritt, ist, daß die Gitterstruktur des Kristalls kein Inversionszentrum aufweist. Dies bewirkt eine nichtlineare Abhängigkeit der Polarisation vom elektrischen Feld, in der auch ein Term 2. Ordnung vorkommt:

$$P^i = \epsilon_0(\chi_{ij}^{(1)} E^j + \chi_{ijk}^{(2)} E^j E^k + \chi_{ijkl}^{(3)} E^j E^k E^l + \dots) \quad (2.1)$$

Der erste Term in dieser Beziehung beschreibt die linearen Effekte wie Brechung und Dispersion, der zweite Term Effekte wie *Drei-Wellen-Mischung* (Summen- und Differenzfrequenzerzeugung) sowie die *parametrische Fluoreszenz*. Terme höherer Ordnung werden zur Erklärung der *Vier-Wellen-Mischung* oder *stimulierter Streuprozesse* herangezogen. Für die Suszeptibilität gelten folgende Größenordnungen: $\chi^{(1)} \approx 1$, $\chi^{(2)} \approx 10^{-10}$, $\chi^{(3)} \approx 10^{-17}$. Zur Berechnung der parametrischen Fluoreszenz können die Prozesse höherer Ordnung vernachlässigt werden.

Weiters sind die physikalischen Eigenschaften von Signal- und Idlerphoton eines erzeugten Paares stark korreliert [30]. So werden die beiden Photonen simultan erzeugt. Aufgrund der großen Bandbreite der parametrischen Fluoreszenz ist aber die Kohärenzzeit eines ausgestrahlten Photonenpaares sehr gering (≈ 100 fs, [1]). Neben der zeitlichen Korrelation gibt es auch frequenzmäßige Korrelationen (die Unschärfe ist bestimmt durch die Bandbreite des Pumpstrahls), da der Energieerhaltungssatz natürlich auch für die parametrische Fluoreszenz gilt. Im Gegensatz zur Zwei-Photonen-Kaskadenemission, sind hier Signal- und Idlerphoton wegen der vergleichsweise großen Masse des Kristalles impulskorreliert. Es ist die Impulserhaltung, die die möglichen Emissionsrichtungen einschränkt. Wird entlang einer bestimmten Emissionsrichtung das Idlerphoton detektiert, so kennt man damit auch die Emissionsrichtung des Signalphotons. Da aber der Gesamtimpuls nur durch das Pumpphoton vorgegeben ist, ist eine Abstrahlung in einen großen Raumwinkel möglich. Energie- und Impulserhaltung der parametrischen Fluoreszenz werden durch die Phasenanpassungsbedingungen (Gl. 2.10) beschrieben, zu denen wir im nächsten Abschnitt noch kommen werden.

2.2.1 Theoretische Beschreibung der parametrischen Fluoreszenz

Im Allgemeinen werden zwei Arten der parametrischen Fluoreszenz unterschieden, nämlich Typ-I und Typ-II. Die Unterscheidung ergibt sich aus der Polarisation der erzeugten

Photonen. Bei Typ-I Fluoreszenz sind beide Photonen ordentlich polarisiert, im Bezug auf die optische Achse des Kristalls, bei Fluoreszenz vom Typ-II ist ein Photon ordentlich (o) und das zweite Photon außerordentlich polarisiert (e). Im folgenden möchten wir die parametrische Fluoreszenz vom Typ-II [51, 52, 53] betrachten, da nur in diesem Fall Polarisationsverschränkung direkt durch den Konversionsprozeß erreicht werden kann.

Die parametrische Fluoreszenz ist ein spontaner Prozeß und muß daher quantenmechanisch berechnet werden. Die Modellierung der parametrischen Fluoreszenz startet vom effektiven Hamiltonian H_{Int} im Wechselwirkungsbild. Dieser beschreibt die Wechselwirkung der Kristallpolarisation mit dem einfallenden elektrischen Feld \vec{E}_p (Pumpmode). Wegen der extremen Größenordnungsunterschiede der einzelnen Terme in Gleichung 2.1 können die Terme größer 2. Ordnung vernachlässigt werden. Weiters erlaubt uns das Verhältnis zwischen 1. und 2. Ordnung die Berechnung des Zweiphotonenzustandes mit Hilfe der Störungstheorie, in der die nichtlineare Polarisation \vec{P}_{NL} den Störungsterm darstellt:

$$\begin{aligned} H_{Int}(t') &= \frac{1}{2} \int_V d^3x \vec{P}_{NL} \vec{E}^p = \\ &= \frac{\epsilon_0}{2} \int_V d^3x \chi_{peo}^{(2)} E_e^-(\vec{x}, t') E_o^-(\vec{x}, t') E_p^+(\vec{x}, t') + h.c. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.1 in Gleichung 2.2 zeigt sich die Kopplung der Pumpmode an die Fluoreszenzmoden \vec{E}_e , \vec{E}_o , wobei die Kopplungsstärke fast ausschließlich von der nichtlinearen Suszeptibilität des Kristalls abhängt. Das Integrationsvolumen V beschränkt sich dabei auf jenen Teil des Kristalls, der vom Pumpstrahl \vec{E}_p ausgeleuchtet wird. Wegen seiner Intensität kann der Pumpstrahl als klassische, monochromatische Welle mit Schwingungsfrequenz ω_p und Polarisationsrichtung \hat{e}_e genähert werden.

$$E_p^+(\vec{x}, t) = f(\vec{r}_\perp) e^{i(k_p z - \omega_p t)} \hat{e}_e. \quad (2.3)$$

Aus praktischen Gründen wird das Koordinatensystem im Kristall so gewählt, daß die Ausbreitungsrichtung der Pumpmode entlang der z-Achse liegt. Weiters wird die transversale Amplitudenverteilung $f(\vec{r}_\perp)$ der Mode als gaußförmig angenommen. Die Fluoreszenzmoden müssen hingegen vollständig quantisiert werden und sind durch

$$E_j^-(\vec{x}, t) = -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2\epsilon_0 n_j V_q}} \int d^3k_j A(\vec{k}_j) a_{\vec{k}_j}^\dagger e^{-i(\vec{k}_j \vec{x} - \omega_j t)} \hat{e}_j \quad (2.4)$$

gegeben, wobei Index $j = e, o$, V_q das Quantisierungsvolumen, $A(\vec{k}_j)$ die Verteilungsfunktion der Moden und $a_{\vec{k}_j}^\dagger$ der Erzeugungsoperator der Mode \vec{k}_j ist. Die Form der Verteilungsfunktion der Fluoreszenzmoden wird durch die Transmissionsfunktion der spektralen Filter vor den Detektoren bestimmt, welche in den meisten Fällen einer Gaußfunktion entspricht. Aus der Störungstheorie ergibt sich nach einer Wechselwirkungszeit

τ_c der Zustand der parametrischen Fluoreszenz zu

$$\begin{aligned}
 |\Psi_{12}\rangle &= |0\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_0^{\tau_c} dt H_{Int}(t) |0\rangle \\
 &= |0\rangle - \chi_{eff}^{(2)} \int d^3 k_e A(\vec{k}_e) \int d^3 k_o A(\vec{k}_o) \times \\
 &\quad \times \int_0^{\tau} dt e^{-i(\omega_p - \omega_e - \omega_o)t} \int_V d^3 x f(\vec{r}_\perp) e^{-i(\vec{k}_e + \vec{k}_o - \vec{k}_p)\vec{x}} a_{\vec{k}_e}^\dagger a_{\vec{k}_o}^\dagger |0\rangle. \quad (2.5)
 \end{aligned}$$

Gleichung 2.5 zeigt den Gesamtzustand der Fluoreszenzmoden, der aus einer Überlagerung des ungestörten Eingangszustandes, des Vakuumzustandes, und dem erzeugten Zweiphotonenzustand besteht. Da wir nur an Einzel- oder Paarzählraten (Koinzidenzereignisse) interessiert sind, können wir den Vakuumanteil in der mathematischen Formulierung weglassen. In der effektiven Suszeptibilität $\chi_{eff}^{(2)}$ wurden alle Konstanten, die Suszeptibilität selbst, die Feldamplituden und die Polarisierungsvektoren zusammengefaßt. Auch darf die effektive Suszeptibilität über den für uns interessanten Frequenzbereich als konstant angenommen werden. Die Wechselwirkungszeit τ_c entspricht der Kohärenzzeit des Pumpfeldes. Unter der Annahme, daß die Kohärenzlänge des Pumpfeldes viel größer als die Kristalldicke L ist, läßt sich auch das Integral über die Zeit leicht lösen. Die Integrationsgrenzen werden gegen Unendlich verschoben und wir erhalten:

$$2\pi\delta(\omega_p - \omega_e - \omega_o) \quad (2.6)$$

Das Volumenintegral wird berechnet, indem wir es in seinen transversalen (\perp) und longitudinalen (z) Anteil aufteilen. Bei vernachlässigbarer Divergenz des Pumpstrahls gilt:

$$\begin{aligned}
 \int_V d^3 x f(\vec{r}_\perp) e^{-i(\vec{k}_e + \vec{k}_o - \vec{k}_p)\vec{x}} &= \int d^2 r f(\vec{r}_\perp) e^{-i(k_o^\perp + k_e^\perp)\vec{r}_\perp} \int_0^L dz e^{-i(k_o^\perp + k_e^\perp - k_p)z} \\
 &= F(k_o^\perp + k_e^\perp) L \frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L} \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

$$\Delta k_z = k_{pz} - k_{ez} - k_{oz} \quad (2.8)$$

Die Funktion $F(k_o^\perp + k_e^\perp)$ ist die 2-dimensionale Fourier-Transformierte der Amplitudenverteilung $f(\vec{r}_\perp)$. Wenn die Kristallfläche A , die der Pumpstrahl ausleuchtet, groß genug wird, kann die Fourier-Transformierte durch eine δ -Funktion ersetzt werden

$$F(k_o^\perp + k_e^\perp) \longrightarrow E_p A \cdot \delta(k_o^\perp + k_e^\perp), \quad (2.9)$$

wobei auch hier die Pumpwelle als ebene Welle mit Amplitude E_p genähert wurde. Diese Annahme ist zulässig, solange für den Strahlradius und die transversale Impulsunschärfe die Bedingung $w\Delta\vec{k}_\perp \gg 1$ [53] erfüllt ist; w ist der Strahlradius der Pumpmode. Da die Größe des fokussierten Strahlradius w nur einige zehntel Millimeter beträgt und die Größenordnung der transversalen Impulsunschärfe $\Delta\vec{k}_\perp$ wenige inverse Mikrometern ausmacht, ist diese Bedingung fast immer erfüllt.

Das Ergebnis des Integrals über die endliche Kristalllänge ist einer Sinc-Funktion¹ ähnlich. Obwohl die Kristalldicke wesentlich größer als der Strahlquerschnitt des Pumpstrahls ist, die Kristalle haben in der Regel eine Dicke von einigen Millimetern, darf die transversale Unschärfe nicht vernachlässigt werden. Erst im Grenzfall eines Kristalls, mit unendlicher Dicke und Querschnitt, und eines ebenen Pumpstrahls, mit unendlicher transversaler Ausdehnung, können beide Funktionen, die Fourier-Transformierte sowie die sinc-Funktion, durch eine δ -Funktion ersetzt werden. Dieser Schritt führt uns zur Phasenanpassungsbedingung der Wellenzahlvektoren. Gemeinsam mit Gleichung 2.6 haben wir nun zwei Bedingungen, die den Fall der perfekten Phasenanpassung der Pumpen an die Fluoreszenzmoden im Konversionsprozeß beschreiben:

$$\begin{aligned}\vec{k}_p(\theta_p, \lambda_p) &= \vec{k}_e(\theta_e, \lambda_e) + \vec{k}_o(\lambda_o) \\ \omega_p &= \omega_e + \omega_o\end{aligned}\tag{2.10}$$

Diese Bedingungen beschreiben Energie- und Impulserhaltung des Konversionsprozesses, und damit die Impuls-Ort- bzw. Zeit-Frequenz-Korrelation der erzeugten Photonenpaare. Wegen der Doppelbrechung sind die Impulsvektoren des Pump- und außerordentlichen Strahls nicht nur abhängig von der Wellenlänge, sondern auch von der Ausbreitungsrichtung im Kristall. Die Winkel θ_p und θ_e sind jene Winkel die die Ausbreitungsrichtungen des Pumpstrahls und der außerordentlich polarisierten Fluoreszenzmode mit der optischen Achse des Kristalls einschließen; siehe auch Abbildung 2.2. Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen lassen sich die Emissionswinkel der Fluoreszenzmoden berechnen.

Abbildung 2.2 zeigt auch den Unterschied der parametrischen Fluoreszenz vom Typ-II zur Typ-I. Aus der Typ-II Phasenanpassungsbedingung ergeben sich keine Emissionskegel, die konzentrisch zum Pumpstrahl liegen, sondern man beobachtet für jede Wellenlänge zwei Emissionskegel an der Austrittsfläche, deren Symmetrieachsen zur Richtung des Pumpstrahls geneigt sind. Der Öffnungswinkel der Kegel ist dabei abhängig von der Wellenlänge der Fluoreszenzstrahlung. Abbildung 2.3 zeigt ein Photo der Emissionskegel für die Wellenlängen 681 nm (1), 702 nm (2) und 725 nm (3) eines BBO-Kristalls, der von einem UV-Laser ($\lambda_p = 351$ nm) gepumpt wurde. Abhängig von der Orientierung der optischen Achse des Kristalls sind die Emissionskegel in der oberen Hälfte ordentlich (horizontal) und jene in der unteren außerordentlich (vertikal) polarisiert. Unter dem Begriff entartete Fluoreszenz versteht man jenen Fall der Konversion, in dem die beiden Konversionsphotonen je die halbe Energie und damit die doppelte Wellenlänge des Pumpphotons haben ($\lambda_i = \lambda_s = 2\lambda_p$). Die Öffnungswinkel der entarteten Fluoreszenzkegel haben die gleiche Größe.

Wird der Winkel θ_p , den die optische Achse und die Pumpstrahlrichtung einschließen, verändert, so kann damit der Öffnungswinkel der Emissionskegel variiert werden. Dadurch kann man erreichen, daß die Kegel für den entarteten Fall sich einmal gar nicht berühren, sich entlang der Pumpstrahlrichtung berühren (kollinearer Fall) oder

¹sinc $x = \sin x/x$

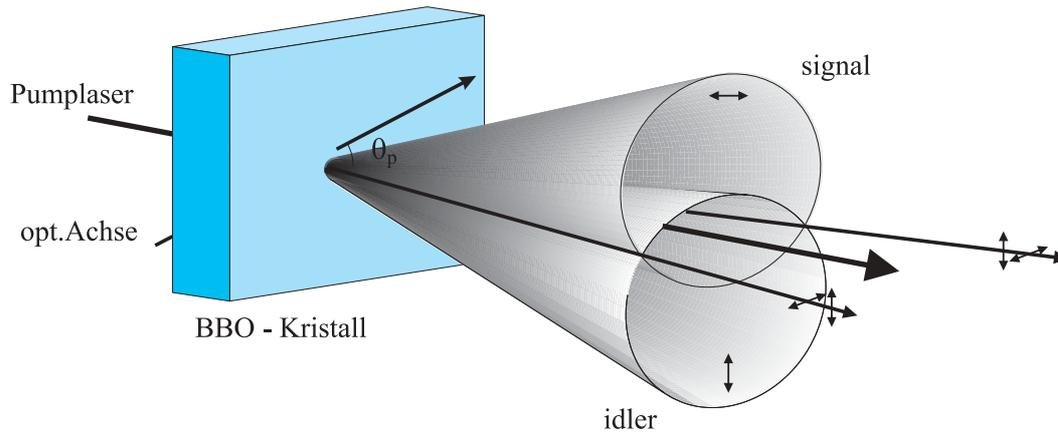


Abbildung 2.2: Entartete parametrische Fluoreszenz.

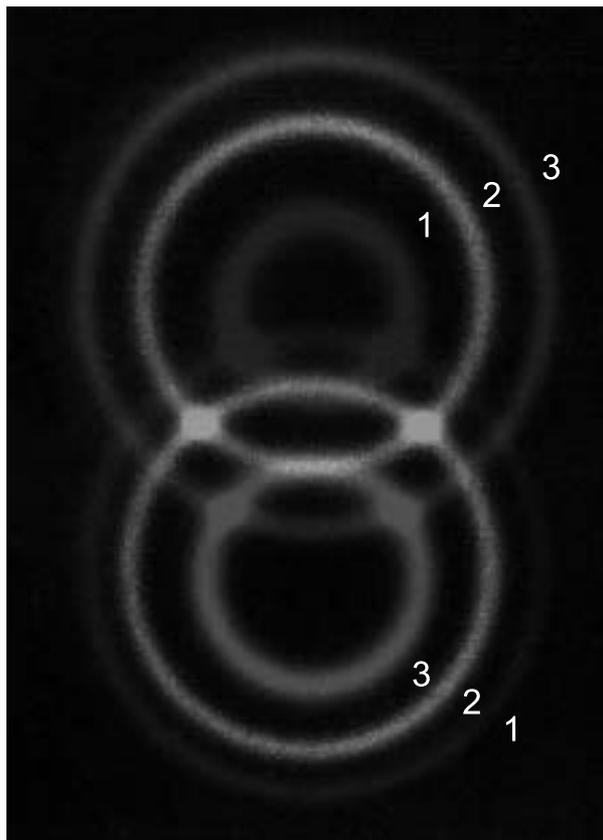


Abbildung 2.3: Fluoreszenzringe der Wellenlängen 681 nm (1), 702 nm (2) und 725 nm (3) eines BBO-Kristalls; Photo von M. Reck [32].

sich entlang zweier Ausbreitungsrichtungen schneiden (nichtkollinearer Fall). Die Fluoreszenzmoden, die sich entlang der Berührungspunkte oder Kreuzungspunkte ausbreiten, sind unpolarisiert, da entlang dieser Richtung sowohl ordentlich als auch außerordentlich polarisierte Photonen emittiert werden. Wird aber entlang einer Kegel-Schnittlinie (Idlerstrahl) zum Beispiel ein außerordentlich polarisiertes Photon emittiert, so liegt die Ausbreitungsrichtung des zweiten, ordentlich polarisierten Photons in Richtung der anderen Schnittlinie (Signalstrahl) bzw. umgekehrt. Im Rahmen dieser Arbeit sind wir vor allem am kollinearen sowie am nichtkollinearen Fall der entarteten Fluoreszenz interessiert. In beiden Fällen der Fluoreszenz ist der Polarisationszustand des emittierten Photonenpaares verschränkt. Auch jenen Fall, bei dem der Öffnungswinkel der entarteten Fluoreszenzringe verschwindet - punktförmige entartete Fluoreszenz - werden wir in Abschnitt 4 untersuchen.

Im folgenden werden wir noch zeigen, wie sich im nichtkollinearen Fall Polarisationsverschränkung erreichen läßt. Für die Berechnung des verschränkten Zweiphotonenzustandes setzen wir in Gleichung 2.5 das für ebene Wellen genäherte Volumsintegral ein, um von folgendem Zweiphotonenzustand ausgehen zu können:

$$|\Psi\rangle_{12} = C_1 \int d^3k_e A(\vec{k}_e) \int d^3k_o A(\vec{k}_o) \times \\ \times \delta(\omega_p - \omega_e - \omega_o) \delta(k_o^\perp - k_e^\perp) \Psi(\Delta k_z L) a_{k_e}^\dagger a_{k_o}^\dagger |0\rangle \quad (2.11)$$

mit

$$\Psi(\Delta k_z L) = \frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L}. \quad (2.12)$$

Im Parameter C wurden alle Konstanten zusammengefaßt. Die Schnittlinien der beiden Kegel schließen mit dem Pumpstrahl den Winkel φ ein. Die in den Experimenten erreichten Winkel sind sehr klein ($\varphi < 30$ mrad), was uns folgende Näherung erlaubt:

$$k_j = \sqrt{(k_j^z)^2 + (k_j^\perp)^2} = k_j^z \sqrt{1 + \frac{(k_j^\perp)^2}{(k_j^z)^2}} \\ \approx k_j^z \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(k_j^\perp)^2}{(k_j^z)^2}\right) = k_j^z \left(1 + \frac{1}{2} \tan^2 \varphi\right) \\ k_j \approx k_j^z \quad (2.13)$$

Diese paraxiale Näherung wird auch als Quasi-Phasenanpassung bezeichnet, da die Abhängigkeit des Betrags des Wellenzahlvektors vom transversalen Anteil vernachlässigbar gering ist, und es gilt

$$k_j^z \approx k_j = \frac{n(\omega_j)\omega_j}{c}. \quad (2.14)$$

Mit dieser Näherung ist es uns möglich, die Integrale über d^3k_e und d^3k_o zu lösen. Dafür werden die Verteilungsfunktionen $A(\vec{k}_j)$ in einen longitudinalen $A(k_j^z)$ und transversalen Anteil $A(k_j^\perp)$ aufgeteilt. Aus Gleichung 2.14 ist ersichtlich, daß der longitudinale

Anteil in eine Frequenzabhängigkeit übergeführt werden kann $A(k_j^z) \mapsto A(\omega_j)$. Zur Erinnerung, $A(\omega_j)$ entspricht der spektralen Verteilungsfunktion der eingesetzten Filter. Durch Verwendung sehr schmalbandiger Filter mit einer Mittenfrequenz ω_F kann die Verteilungsfunktion durch eine δ -Funktion ersetzt werden

$$A(k_j^l) \mapsto \delta(\omega_j - \omega_F). \quad (2.15)$$

Da wir den entarteten Fall betrachten, bei dem die erzeugten Photonen gerade die doppelte Wellenlänge bzw. die halbe Frequenz des Pumpphotons besitzen, ist die Mittenfrequenz des Filters festgelegt: $\omega_F = \omega_p/2$.

Bei festgelegter Frequenz hängt die Emissionsrichtung nur mehr vom transversalen Wellenvektor ab. Durch Anordnung zweier räumlicher Blenden werden die möglichen Emissionsrichtungen auf jene entlang der Kegelschnittlinien eingegrenzt. Die Transmissionsfunktion der Blenden wird wieder durch δ -Funktionen simuliert. Dabei wird berücksichtigt, daß ein in Iderrichtung sich ausbreitendes, ordentlich polarisiertes Photon von einem außerordentlich polarisiertem Photon in Signalrichtung begleitet wird. Auch ist mit gleicher Wahrscheinlichkeit der umgekehrte Fall möglich. Das Produkt der modellierten transversalen Verteilungsfunktionen sieht folgendermaßen aus

$$A(k_e^\perp)A(k_o^\perp) \mapsto (\delta(k_o^\perp - k_s^\perp)\delta(k_e^\perp - k_i^\perp) + \delta(k_e^\perp - k_s^\perp)\delta(k_o^\perp - k_i^\perp)). \quad (2.16)$$

Werden in Gleichung 2.11 die Verteilungsfunktionen durch die Filter- und Blendenfunktionen ersetzt

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{12} &= C_1 \int d\omega_e \int d\omega_o \Psi(\Delta k_z L) \delta(\omega_p - \omega_e - \omega_o) \delta(\omega_o - \frac{\omega_p}{2}) \delta(\omega_e - \frac{\omega_p}{2}) \times \\ &\quad \times \int dk_e^\perp \int dk_o^\perp \{ \delta(k_o^\perp - k_s^\perp) \delta(k_e^\perp - k_i^\perp) + \delta(k_e^\perp - k_s^\perp) \delta(k_o^\perp - k_i^\perp) \} \times \\ &\quad \times \delta(k_o^\perp - k_e^\perp) a_{k_e}^\dagger a_{k_o}^\dagger |0\rangle, \end{aligned} \quad (2.17)$$

so können die Integrale über dk_e^\perp und dk_o^\perp ausgeführt werden. Der Zweiphotonenzustand reduziert sich auf

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{12} &= C_1 \int d\omega_e \int d\omega_o \Psi(\Delta k_z L) \delta(\omega_p - \omega_e - \omega_o) \delta(\omega_o - \frac{\omega_p}{2}) \delta(\omega_e - \frac{\omega_p}{2}) \times \\ &\quad \times (a_{k_{o,s}}^\dagger a_{k_{e,i}}^\dagger + a_{k_{e,s}}^\dagger a_{k_{o,i}}^\dagger) |0\rangle. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Auch die Integrale über $d\omega_e$ und $d\omega_o$ können gelöst werden, und wir gelangen schließlich zum verschränkten und normierten Zweiphotonenzustand

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{k_{o,s}}^\dagger a_{k_{e,i}}^\dagger + a_{k_{e,s}}^\dagger a_{k_{o,i}}^\dagger) |0\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_{o,s} |1\rangle_{e,i} + |1\rangle_{e,i} |1\rangle_{o,s}). \end{aligned} \quad (2.19)$$

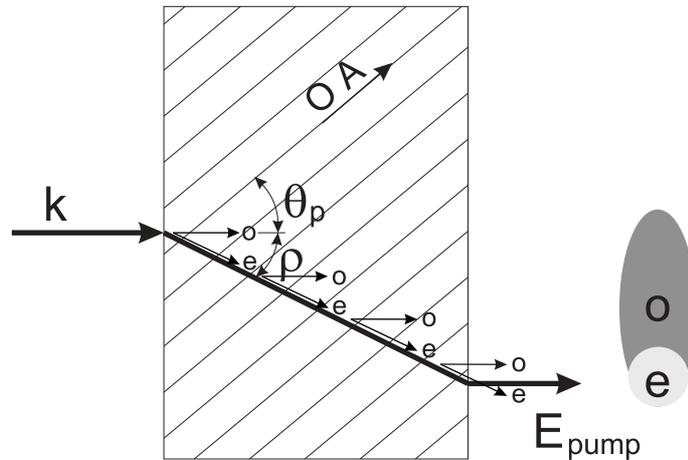


Abbildung 2.4: Transversaler Walk-Off der parametrischen Fluoreszenzmoden.

Zustand 2.19 kann auch in einer weiter vereinfachten Form (erste Quantisierung) an-
geschrieben werden:

$$|\Psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle + |V\rangle|H\rangle) \quad (2.20)$$

wobei $|H\rangle|V\rangle$ bedeutet: Photon 1 ist horizontal polarisiert und bewegt sich entlang Mode s und Photon 2 ist vertikal polarisiert und bewegt sich entlang Mode i.

2.2.2 Longitudinaler und transversaler Walk-Off

Wegen der optischen Anisotropie des BBO-Kristalls tritt Doppelbrechung auf. Die Doppelbrechung bewirkt erstens eine Strahlableitung der außerordentlich polarisierten Konversionsmode relativ zur ordentlich polarisierten Konversionsmode (*transversaler Walk-Off*) und zweitens, daß sich die Wellenpakete der Konversionsphotonen mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit durch den Kristall ausbreiten (*longitudinaler Walk-Off*). Beide Effekte mindern den Grad der Verschränkung und müssen deshalb kompensiert werden.

Transversaler Walk-Off

Als erstes möchten wir den transversalen Walk-Off der Fluoreszenzmoden diskutieren. Der intensive Pumpstrahl trifft senkrecht auf den BBO-Kristall. Der Kristall ist so geschnitten, daß die optische Achse mit der Ausbreitungsrichtung einen Winkel θ_p einschließt (Abb. 2.4). Wäre der Pumpstrahl senkrecht zur optischen Achse polarisiert, so würde nur der ordentliche Brechungsindex n_o eine Rolle spielen und der Pumpstrahl dem gewöhnlichen Snellius-Gesetz folgen. Zur Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung (Glg. 2.10) muß aber der Pumpstrahl außerordentlich polarisiert sein. Daher wir-

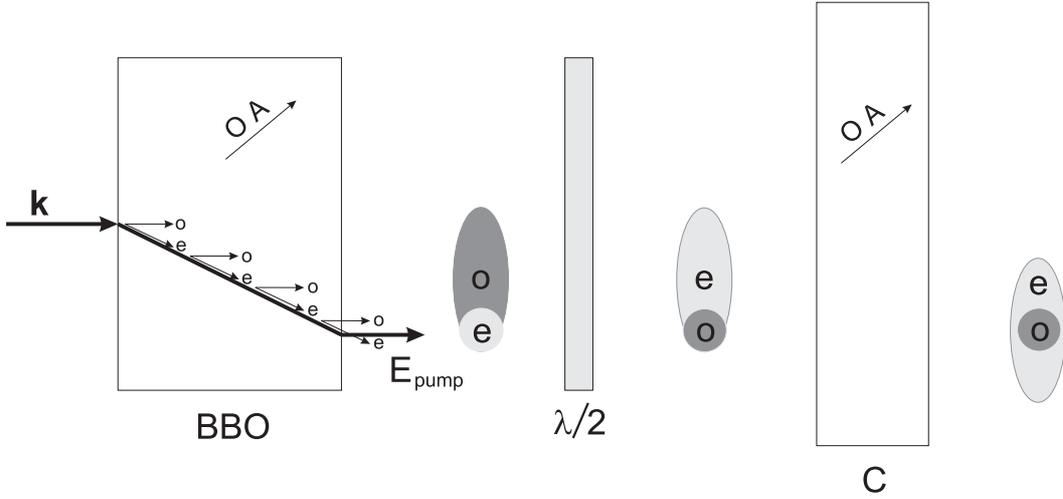


Abbildung 2.5: Die Abbildung zeigt die Kompensation des transversalen Walk-Offs, der durch die Doppelbrechung des Konversionskristalls (BBO) verursacht wird. Mit Hilfe eines Halbwellenplättchens ($\lambda/2$) unter 45° wird die Polarisation der Fluoreszenzmoden vertauscht. Nach dem Durchgang der Photonen durch einen weiteren Kristall (C) mit halber Dicke kommen die Symmetrieachsen der Fluoreszenzmoden wieder übereinander zu liegen.

ken unterschiedliche Brechungsindizes auf die Polarisationskomponenten des Feldes, die senkrecht und parallel zur optischen Achse stehen, und der Pumpstrahl propagiert als außerordentlicher Strahl durch den Kristall. Die Ausbreitungsrichtung wird durch den Energiefluß bzw. den Pointingvektor \vec{S} bestimmt,

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.21)$$

der mit dem Wellenzahlvektor \vec{k} den Winkel ρ einschließt. Aus den Stetigkeitsbedingungen für die dielektrische Verschiebung \vec{D} und dem Zusammenhang zwischen der dielektrischen Verschiebung und der elektrischen Feldstärke kann der Ausbreitungswinkel berechnet werden

$$\tan \rho = \frac{E_z}{E_x} = \frac{1}{2} n_e^2(\lambda, \theta_p) \frac{n_e^2(\lambda) - n_o^2(\lambda)}{n_o^2(\lambda) n_e^2(\lambda)} \sin 2\theta_p. \quad (2.22)$$

Paarerzeugungsprozesse passieren nun spontan entlang der Ausbreitungsrichtung des Pumpstrahls im Kristall. Dies hat zur Folge, daß der Strahl der ordentlich polarisierten Konversionsphotonen aufgeweitet und dessen Strahlprofil elliptisch wird. Der Energiefluß der außerordentlich polarisierten Konversionsphotonen bildet mit dem Wellenzahlvektor einen Winkel ähnlicher Größe wie der Pumpstrahl, sodaß die Symmetrieachsen der Fluoreszenzmoden nach dem Austritt aus dem Kristall zueinander versetzt sind. Der

transversale Walk-Off der entarteten Fluoreszenzmode aber auch jener der Pumpmode macht in unseren Experimenten etwa $70\mu\text{m}/\text{mm}$ BBO-Kristalllänge² aus. Schon bei Kristalldicken von einigen Millimetern wird der Walk-Off größer als der Pumpstrahldurchmesser, was zu einem inkohärenten Überlapp der beiden Konversionsmoden entlang der Kreuzungslinien führt. Den transversale Walk-Off können wir teilweise kompensieren, indem wir die Polarisation der beiden Photonen vertauschen, bevor sie einen weiteren BBO-Kristall, mit halber Dicke und gleicher Orientierung der optischen Achse, durchlaufen. Wie Abbildung 2.5 zeigt, tauschen wir die Polarisation der beiden Photonen mit Hilfe eines Halbwellenplättchens, dessen optische Achse unter 45° zur horizontalen geneigt ist. Nach dem Durchgang durch den Kompensatorkristall liegt die ordentlich polarisierte Mode im Zentrum der außerordentlich polarisierten Fluoreszenzmode.

Longitudinaler Walk-Off

Weiters sieht das außerordentlich polarisierte Photon einen anderen Brechungsindex entlang seiner Ausbreitungsrichtung als das ordentlich polarisierte Photon. Daher breiten sich die Wellenpakete der Photonen mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit im Kristall aus, was zu einem longitudinalen Auseinanderlaufen der Wellenpakete der orthogonal polarisierten Photonen führt (longitudinaler Walk-Off). Der Zeitunterschied δt , mit dem die Photonen aus dem Kristall austreten, hängt davon ab, wo der Konversionsprozeß im Kristall statt findet, und wird maximal für jene Photonenpaare, die am Kristallanfang erzeugt werden. Für unsere Fluoreszenzwellenlänge von 702.2 nm beträgt der Laufzeitunterschied der Wellenpakete $\delta t \approx 200\text{ fs}/\text{mm}$ Kristalllänge. Wird der Laufzeitunterschied größer als die Kohärenzzeit τ_c der Photonen, so werden die Photonen bzw. die Zustände $|H\rangle|V\rangle$ und $|V\rangle|H\rangle$ prinzipiell unterscheidbar und die Verschränkung geht verloren. Es ist zu bedenken, daß bei einer typischen Filterbandbreite von $\Delta\lambda = 5\text{ nm}$ die Kohärenzzeit nur 125 fs beträgt.

Eine Kristallanordnung, wie sie Abbildung 2.5 zeigt, kann auch den longitudinalen Walk-Off der Photonen kompensieren [51, 54]. Das Halbwellenplättchen vertauscht die Polarisation der beiden Photonen, wodurch beim Durchgang durch den zweiten Kristall, dem Kompensatorkristall, die zeitliche Verschiebung im Mittel kompensiert wird. Die Phasenverschiebung der Photonenpaare, die in der ersten Kristallhälfte erzeugt wurde, wird zur Hälfte kompensiert. Die der Photonenpaare, die in der Kristallmitte entstanden, wird zur Gänze kompensiert. Jene Photonenpaare, die in der zweiten Kristallhälfte erzeugt wurden, erfahren eine Phasenverschiebung, die spiegelsymmetrisch zu jener der ersten Kristallhälfte ist. Da die Erzeugungsprozesse über die ganze Kristalllänge kohärent sind, findet man für jedes $|H\rangle|V\rangle$ -Ereignis aus der ersten Kristallhälfte mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein $|V\rangle|H\rangle$ -Ereignis aus der zweiten Kristallhälfte mit umgekehrter longitudinaler Verschiebung. Zur Veranschaulichung sind zwei solche, zur Kristallmitte

²Dieser Walk-Off wird erreicht bei den Wellenlängen von 351.1 nm des verwendeten Argon-Ionenlasers bzw. 702.2 nm für die entartete Fluoreszenzmode.

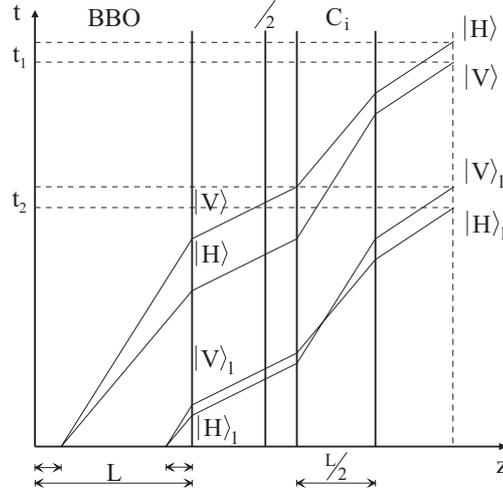


Abbildung 2.6: Raum-Zeit Diagramm der Emission eines Photonenpaares, welches entweder bei ϵ , oder bei $L - \epsilon$ im Kristall erzeugt wurde. Nach dem Durchgang durch das Halbwellenplättchen und den Kompensatorkristall weisen die Endzustände beider möglicher Ereignisse die gleiche zeitliche Verzögerung δt_i ($i = 1, 2$) auf.

symmetrische, Emissionsprozesse in Abbildung 2.6 dargestellt. Aus der zeitlichen Verschiebungen $\delta t_{1,2}$ der Wellenpakete kann nun keine Information mehr über die Polarisation der Photonen gewonnen werden. Ereignisse, für die die Differenz der zeitlichen Verschiebungen wesentlich kleiner als die Kohärenzzeit τ_c ist

$$|\delta t_1 - \delta t_2| < \tau_c, \quad (2.23)$$

sind ununterscheidbar, und werden durch den verschränkten Quantenzustand

$$|\Psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_\epsilon |V\rangle_\epsilon + e^{i\varphi} |V\rangle_{L-\epsilon} |H\rangle_{L-\epsilon}) \quad (2.24)$$

beschrieben. Die Laufzeitunterschiede sind nun kompensiert, ein noch verbleibender, sehr kleiner relativer Phasenschub φ des Zustands kann durch leichtes Kippen eines der beiden Kompensatorkristalle zum Beispiel auf $\varphi = 0$ justiert werden.

2.3 Test der quantenmechanischen Korrelation

Der in Gleichung 2.24 angegebene Quantenzustand wird allgemein als verschränkter Zustand bezeichnet. Wie schon erwähnt, wurde der Begriff *Verschränkung* oder *Entanglement* erstmals von E. Schrödinger [24] verwendet. Zustände zusammengesetzter Quantensysteme werden als verschränkt bezeichnet, wenn sie nicht faktorisiert sind. Bezüglich

Zustand $|\Psi\rangle_{12}$ bedeutet dies, daß er in keiner Basis als Tensorprodukt der beiden einzelnen Teilchenzustände angeschrieben werden kann:

$$|\Psi\rangle_{12} \neq |\Psi\rangle_1 \otimes |\Psi\rangle_2 \quad (2.25)$$

Es sind ihre Eigenschaften, die verschränkte Zustände für die Physik so interessant machen. So ist die Polarisation des einzelnen Photons unbestimmt. Formal ist dies ersichtlich, wenn man Zustand 2.24 als Dichteoperator anschreibt, und die Spur über eines der beiden Teilchen zieht. Es ergibt sich für den Polarisationszustand des anderen Teilchens

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \text{Tr}_2\{|\Psi\rangle_{12} \langle\Psi|\} \\ &= \frac{1}{2}|H\rangle\langle H| + \frac{1}{2}|V\rangle\langle V|. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Die einzelnen Photonen für sich befinden sich in einem Gemisch aus horizontaler und vertikaler Polarisation, und eine Polarisationsmessung an einem einzelnen Photon würde somit ein absolut zufälliges Ergebnis liefern. Aber das erhaltene Meßergebnis ist stark korreliert mit dem Ergebnis einer Polarisationsmessung am zweiten Photon: Hätte eine Messung am ersten Photon horizontale Polarisation ergeben, so würde eine Messung am anderen Photon vertikale Polarisation ergeben. Es hat den Eindruck, als würde eine Messung an einem Teilchen instantan die Polarisation des anderen Teilchens, bzw. den Ausgang einer Polarisationsmessung am anderen Teilchen, festlegen. Betrachtet man diese Korrelationen nur in einer Basis, wie hier in der HV-Basis, so scheinen sie sich nicht weiter von klassischen Korrelationen zu unterscheiden. Transformiert man Zustand 2.24 hingegen in eine zirkulare Basis (R für rechts und L für links zirkular), so erhält man mit

$$|\Psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle|R\rangle + |L\rangle|L\rangle), \quad (2.27)$$

wieder einen verschränkten Zustand. Nun hätte man auch die Polarisation in der zirkularen Basis an dem einen Photon messen können, und hätte je nach Ausgang der Messung rechts oder links zirkulare Polarisation für das zweite Photon erhalten. Diese scheinbar *geisterhafte* Fernwirkung und die damit verbundenen Konsequenzen standen im Widerspruch mit dem physikalischen Lokalitäts- und Realitätsbegriff von A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen (EPR, [55]). Wenn man nämlich davon ausgeht, daß eine Messung an dem einen Teilchen keinerlei physikalische Wirkung auf das andere Teilchen hat, so hätte das zweite Photon schon seit seiner Entstehung eine definierte Polarisation besessen. Nun kann aber ein und das selbe Photon nicht gleichzeitig linear und zirkular polarisiert sein. Es entsteht der Eindruck, als sei die quantenmechanische Beschreibung unvollständig. Mit ihrer Arbeit aus dem Jahre 1935 gaben die Autoren den Anstoß für eine andauernde Diskussion, ob die Quantenmechanik zu einer lokalen Theorie mit versteckten Variablen vervollständigt werden muß, die diese Korrelationen erklären kann. Überraschenderweise konnte Bell (1964) [56, 57] am Beispiel eines EPR-Experimentes

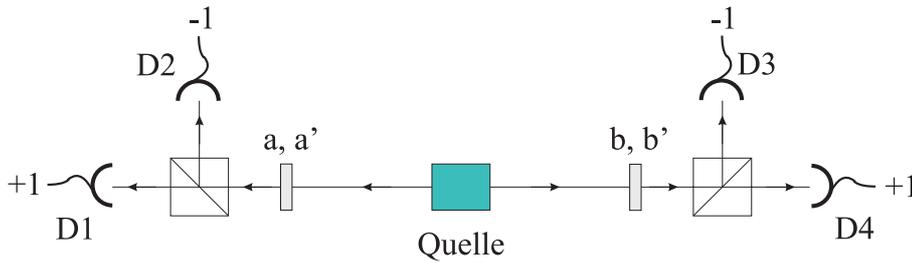


Abbildung 2.7: Experimenteller Vorschlag zur Messung einer Bellschen Ungleichung. Von einer Quelle S werden polarisationsverschränkte Photonenpaare emittiert, die zwei Analystoreinheiten, bestehend aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler, kreuzen, bevor sie von den Detektoren nachgewiesen werden. Die Parameter a, a' und b, b' entsprechen je zwei Winkelstellungen der Halbwellenplättchen.

zeigen, daß dem nicht so ist. Aus einer lokalen Theorie mit verborgenen Variablen ergeben sich Folgerungen, die mit den quantenmechanischen Vorhersagen nicht vereinbar sind.

Diese Widersprüche lassen sich in Form einer Ungleichung ausdrücken. Im folgendem möchten wir die Herleitung der Bellschen Ungleichung nach Clauser, Horne, Shimony und Holt (CHSH, [58, 59, 60]) kurz zeigen, da diese sehr gut an die experimentellen Gegebenheiten, wie sie auch in unseren Experimenten herrschen, angelehnt ist.

Betrachten wir ein System (Abbildung 2.7), in dem von einer Quelle Photonenpaare ausgehen, die sich exakt im Zustand 2.24 befinden. Jedes Photon trifft auf eine Analystoreinheit, bestehend aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler mit zwei Detektoren in den Ausgängen. Betrachten wir nur ein einzelnes Teilchen, und gehen davon aus, daß sich Messungen an den einzelnen Photonen nicht gegenseitig beeinflussen (Lokalitätsannahme), so ist das Meßergebnis A nur von der Analysatorstellung a und von einem Satz lokaler verborgener Parameter λ abhängig; analog gilt dies für das Meßergebnis B am zweiten Teilchen. Je nachdem, ob das Photon im Detektor des reflektierten oder im Detektor des transmittierten Strahls nachgewiesen wird, sprechen wir dem Ausgang der Messung unterschiedliche Eigenwerte zu

$$A(a, \lambda) = \pm 1 \quad B(b, \lambda) = \pm 1. \quad (2.28)$$

Die Parameter λ können dabei jede beliebige Information beinhalten bzw. Größe annehmen. Wir gehen aber davon aus, daß die Verteilungsfunktion der verborgenen Parameter innerhalb ihres Wertebereiches normiert ist.

$$\int d\lambda \rho(\lambda) = 1 \quad (2.29)$$

Die entscheidende Annahme ist, daß das Ergebnis A für Teilchen 1 nicht von der Analysatorrichtung b für Teilchen 2 abhängt, bzw. auch nicht umgekehrt. Damit erhalten

wir für den Erwartungswert $E(a, b)$ für den Ausgang einer gemeinsamen Messung von A und B an beiden Teilchen bei beliebiger Analysatorstellung von a und b

$$E(a, b) = \int d\lambda \rho(\lambda) A(a, \lambda) B(b, \lambda). \quad (2.30)$$

Durch die Unabhängigkeit der jeweiligen Einzelmessungen kann der Erwartungswert $E(a, b)$ aus dem Produkt der Einzelergebnisse gewonnen werden. Weiters gilt für die Differenz zweier Erwartungswerte, mit den unterschiedlichen Einstellungen b und b'

$$E(a, b) - E(a, b') = \int d\lambda \rho(\lambda) \{A(a, \lambda) B(b, \lambda) - A(a, \lambda) B(b', \lambda)\} \quad (2.31)$$

$$= \int d\lambda \rho(\lambda) A(a, \lambda) \{B(b, \lambda) - B(b', \lambda)\}, \quad (2.32)$$

bzw. für den Betrag der Differenz

$$\begin{aligned} |E(a, b) - E(a, b')| &= \left| \int d\lambda \rho(\lambda) A(a, \lambda) \{B(b, \lambda) - B(b', \lambda)\} \right| \\ &\leq \int d\lambda \rho(\lambda) |A(a, \lambda)| |B(b, \lambda) - B(b', \lambda)| \\ &\leq \int d\lambda \rho(\lambda) |B(b, \lambda) - B(b', \lambda)|. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Genauso erhalten wir für die Summe zweier Erwartungswerte bei den Analysatorstellungen (a', b) und (a', b')

$$|E(a', b) + E(a', b')| \leq \int d\lambda \rho(\lambda) |B(b, \lambda) + B(b', \lambda)|. \quad (2.34)$$

Wenn wir Gleichungen 2.33 und 2.34 in die Dreiecksungleichung

$$|B(b, \lambda) - B(b', \lambda)| + |B(b, \lambda) + B(b', \lambda)| \leq 2 \quad (2.35)$$

einsetzen, so erhalten wir für die Erwartungswerte

$$|E(a, b) - E(a, b')| + |E(a', b) + E(a', b')| \leq 2. \quad (2.36)$$

Nach nochmaliger Anwendung der Dreiecksungleichung gelangen wir zur üblichen Darstellung der Bellschen Ungleichung, die uns eine Grenze für die maximale Korrelation eines Systems innerhalb einer lokalen Theorie vorgibt:

$$\begin{aligned} S(a, a', b, b') &\equiv E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b') \\ -2 &\leq S(a, a', b, b') \leq 2 \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die Summe über die Erwartungswerte wird allgemein in der Variablen $S(a, a', b, b')$ zusammengefaßt. Wenn wir $S(a, a', b, b')$ quantenmechanisch berechnen, so zeigt sich, daß

bei gewissen Analysatorstellungen Gleichung 2.37 verletzt wird. Für die Analysatorrichtung $a = 0^\circ$, $a' = 45^\circ$, $b = 22.5^\circ$ und $b' = 67.5^\circ$ erhalten wir die numerisch stärkste Verletzung der obigen Bellschen-Ungleichung. Für diese Winkel gilt

$$S^{qm}(0^\circ, 45^\circ, 22.5^\circ, 67.5^\circ) = 2\sqrt{2} \quad (2.38)$$

Die Quantenmechanik läßt also eine größere Grenze, oder anders formuliert, eine stärkere Korrelation zu, als irgendeine lokale Theorie mit versteckten Variablen:

$$2\sqrt{2} \leq S^{qm}(a, a', b, b') \leq 2\sqrt{2} \quad (2.39)$$

Mit dieser einfachen Bellschen Ungleichung (Glg. 2.37) haben wir nun ein Maß dafür gewonnen, ob die Korrelation der erzeugten verschränkten Zustände von Quantennatur oder noch von klassischer Natur ist, das heißt, durch eine lokale Theorie erklärbar ist. Eine Annahmen muß aber für reelle Experimente getroffen werden: Da nicht alle erzeugten Photonen ihren Weg von der Quelle bis zu den Detektoren finden (Absorption, Detektoreffizienz, usw.), wird vorausgesetzt, daß die detektierten Ereignisse ein repräsentatives Ensemble aller erzeugten Photonenpaare darstellen (*fair sampling* Annahme, [61]).

Im einem realen Experiment werden normalerweise keine Erwartungswerte, sondern Koinzidenzereignisse zwischen den einzelnen Detektoren gemessen. Weiters wird gerne die Anzahl der Detektoren auf zwei Detektoren reduziert und die Analysatorkombinationen, bestehend aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler, durch Linearpolarisatoren ersetzt. Folglich ist eine Messung aller Koinzidenzzählraten nicht mehr gleichzeitig möglich. Die fehlenden Koinzidenzen müssen nacheinander bei verdrehten Analysatorstellungen aufgenommen werden. Nun stellt sich die Frage, wie wir bei diesem Aufbau aus den gemessenen Koinzidenzzählraten C die Erwartungswerte der Bellschen Ungleichung bestimmen können. Der Erwartungswert $E(a = \alpha, b = \beta)$ wird zum Beispiel folgendermaßen berechnet [62]: Die Meßoperatoren $A(\alpha)$ und $B(\beta)$ lassen immer zwei mögliche Ergebnisse (± 1) zu. Daher besteht der Erwartungswert für eine gemeinsame Messung von A und B aus vier Beiträgen. Um diese Beiträge anschreiben zu können, benötigen wir noch folgende Definitionen: Wenn wir ein Photon mit Eigenwert $+1$ detektieren, so war die Polarisation des Photons α . Detektierten wir es mit Eigenwert -1 , so war das Photon gerade orthogonal zur Analysatorstellung, unter α^\perp , polarisiert. Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon unter α und das korrelierte Photon unter β zu detektieren ist $P(\alpha, \beta)$. Damit erhalten wir für den Erwartungswert

$$\begin{aligned} E(\alpha, \beta) &= (+)(+)P(\alpha, \beta) + (-)(+)P(\alpha^\perp, \beta) + (+)(-)P(\alpha, \beta^\perp) + (-)(-)P(\alpha^\perp, \beta^\perp) \\ &= P(\alpha, \beta) - P(\alpha^\perp, \beta) - P(\alpha, \beta^\perp) + P(\alpha^\perp, \beta^\perp). \end{aligned} \quad (2.40)$$

Um von unseren einzelnen Koinzidenzzählraten auf die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten in Gleichung 2.40 kommen zu können, müssen wir die Koinzidenzzählraten normieren. Normiert werden die Koinzidenzereignisse auf die Summe aller vier entsprechenden Koinzidenzzählraten. Dieser Schritt beruht auf einer Version der *fair sampling*-Annahme, die davon ausgeht, daß die Eigenschaften der Subensembles mit jener der

Gesamtheit übereinstimmen. Damit können die Wahrscheinlichkeiten mit den relativen Häufigkeiten der Ereignisse gleichgesetzt werden, und wir erhalten für den Erwartungswert folgenden Ausdruck, der nur mehr von den Koinzidenzzählraten abhängt:

$$E(\alpha, \beta) = \frac{C(\alpha, \beta) + C(\alpha^\perp, \beta^\perp) - C(\alpha, \beta^\perp) - C(\alpha^\perp, \beta)}{C(\alpha, \beta^\perp) + C(\alpha^\perp, \beta) + C(\alpha, \beta) + C(\alpha^\perp, \beta^\perp)} \quad (2.41)$$

Die drei übrigen Erwartungswerte $E(\alpha, \beta')$, $E(\alpha', \beta)$ und $E(\alpha', \beta')$ ergeben sich ganz analog. Um alle Erwartungswerte berechnen zu können, müssen in Summe 16 Koinzidenzereignisse bei entsprechender Analysatorstellung aufgenommen werden.

3 Resonante Verstärkung der parametrischen Fluoreszenz

3.1 Einleitung

Im Vergleich zu anderen Techniken zur Erzeugung korrelierter Photonenpaare ist die parametrische Fluoreszenz nicht nur die eleganteste Methode, sie ist auch die effizienteste. Mit dem Wort *effizient* muß man in diesem Zusammenhang aber vorsichtig sein. Mit der von Kwiat et. al. vorgestellten Quelle [32], einem BBO-Kristall vom Typ-II, wurden etwa 1500 korrelierte Photonenpaare pro Sekunde gezählt, und dies bei einer Leistung der einfallenden Welle von etwa 100 mW. Bezogen auf die einfallende Leistung ist der Konversionsprozeß alles andere als effizient. Ursachen für diese niedere Effizienz gibt es viele: Zu aller erst ist, wie wir bereits wissen, die nichtlineare Suszeptibilität sehr gering ($\chi^{(2)} \approx 10^{-10}$). Zweitens ist die parametrische Fluoreszenz des Kristalls nicht gerichtet, wie zum Beispiel die erzeugte zweite Harmonische (SHG) einer Grundwelle, sondern wird inkohärent in einen großen Bereich ausgestrahlt. Die Grenze für den maximalen Öffnungswinkel der beiden Fluoreszenzkegel liegt dort, wo die Phasenanpassungsbedingung nicht mehr erfüllt werden kann. Aufgrund dieser inkohärenten Ausstrahlung der parametrischen Fluoreszenz und der niederen Suszeptibilität des Kristalls kommt es auch zu keinen stimulierten Prozessen¹. Folge dieser niederen Zählraten sind natürlich lange Meß- und Übertragungszeiten in den Experimenten.

Als Experimentator ist man daher interessiert, Möglichkeiten und Wege zu finden, mit denen die Effizienz des Konversionsprozesses erhöht werden kann. Um einen Ansatz zur Steigerung der Effizienz finden zu können, muß man wissen, von welchen Parametern die Paarerzeugungsrate abhängt. Ein Parameter ist die Suszeptibilität, die natürlich von Kristall zu Kristall unterschiedlich ist. Da wir aber möglichst effizient verschränkte Photonenpaare erzeugen möchten, sind wir in der Wahl der Kristalle eingeschränkt. Letzlich bleibt nur ein BBO-Kristall vom Typ-II über: Von den Kristallen, die im UV-Bereich transparent sind, besitzt BBO den größten nichtlinearen Koeffizienten.

Ein weiterer Parameter, von dem die Zahl der erzeugten Photonenpaare abhängt, ist sicherlich die Leistung oder aber auch die Intensität der Pumpwelle. Die Frage, von

¹Um stimulierte Konversionsprozesse anregen zu können, müßte zumindest eine der beiden Fluoreszenzmoden resonant überhört werden; optischer parametrischer Oszillator.

welchen der beiden Strahlparameter die parametrische Fluoreszenz abhängt, können wir beantworten, wenn wir die mittlere Koinzidenzzählrate zwischen zwei korrelierten Fluoreszenzmoden berechnen. Die mittlere gemessene Koinzidenzzählrate R_c ist definiert als das zeitlichen Integral über die Intensitätskorrelation zwischen Signal- und Idlermode:

$$\begin{aligned} R_c &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T dt_1 \int_0^T dt_2 \langle \Psi | E_s^{(-)}(t_1) E_i^{(-)}(t_2) E_i^{(+)}(t_2) E_s^{(+)}(t_1) | \Psi \rangle \times S(t_1 - t_2) \\ &\approx |\langle 0 | E_i^{(+)}(t_2) E_s^{(+)}(t_1) | \Psi \rangle|^2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Der Term $S(t)$ ist dabei eine Funktion des Koinzidenzzeitfensters, welche innerhalb der Koinzidenzzeit ($t \leq t_{coinci}$) gleich Eins und außerhalb der Koinzidenzzeit ($t > t_{coinci}$) gleich Null definiert ist. Für den Zustand $|\Psi\rangle$ der korrelierten Fluoreszenzmoden setzen wir den in Abschnitt 2.2.1 berechneten Zweiphotonenzustand ein:

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= C_1 \int d\omega_e \int d\omega_o \Psi(\Delta k_z L) \delta(\omega_p - \omega_e - \omega_o) \delta(\omega_o - \frac{\omega_p}{2}) \delta(\omega_e - \frac{\omega_p}{2}) \times \\ &\quad \times (a_{o,s}^\dagger(\omega_o) a_{e,i}^\dagger(\omega_e) + a_{e,s}^\dagger(\omega_e) a_{o,i}^\dagger(\omega_o)) |0\rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die Feldoperatoren aus Gleichung 3.1 sind ähnlich zu den quantisierten Feldern aus Gleichung 2.4 definiert:

$$\begin{aligned} E_s^{(+)}(t_1) &= \int_0^\infty d\omega' f_s(\omega') [(\hat{e}_e \cdot \hat{e}_s) e^{-i\omega' t_1^e} a_{s,e}(\omega') + (\hat{e}_o \cdot \hat{e}_s) e^{-i\omega' t_1^o} a_{o,e}(\omega')] \\ E_i^{(+)}(t_2) &= \int_0^\infty d\omega'' f_i(\omega'') [(\hat{e}_e \cdot \hat{e}_i) e^{-i\omega'' t_2^e} a_{s,e}(\omega'') + (\hat{e}_o \cdot \hat{e}_i) e^{-i\omega'' t_2^o} a_{s,o}(\omega'')] \end{aligned} \quad (3.3)$$

Dabei sind \hat{e}_s, \hat{e}_i die Richtungsvektoren der Analysatorstellung der Polarisatoren in den Moden und \hat{e}_o, \hat{e}_e die Einheitsvektoren der Polarisationsrichtung der ordentlich und außerordentlich polarisierten Photonen entlang der beiden Ausbreitungsrichtungen. Die Verteilungsfunktionen $f_{i,s}(\omega)$ beschreiben die Transmissionskurven der Filter vor den Detektoren. Wir möchten hier aber nicht detailliert auf die Berechnung der Intensitätskorrelation eingehen, da diese bereits ausführlich von Rubin et. al. [51, 54] durchgeführt wurde. Auch ist es für den Zweck, den Zusammenhang zwischen Koinzidenzzählrate und Pumpleistung zu zeigen, nicht nötig. Wenn man für die Felder und den Zweiphotonenzustand in Gleichung 3.1 einsetzt, so kann man sofort die Konstante C_1 vor die Frequenzintegrale bzw. aus dem Erwartungswert der Intensitätskorrelation ziehen. Wir wissen, daß in C_1 alle Konstanten zusammengefaßt wurden, so auch die Amplitude des Pumpfeldes E_p und das Wechselwirkungsvolumen $V = A \cdot L$. Es ist also

$$\begin{aligned} R_c &\sim |C_1|^2 = |C_2 \cdot E_p \cdot A \cdot L|^2 \\ &\sim P_p \cdot A \cdot L^2. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Laut Gleichung 3.4 ist die Koinzidenzzählrate proportional zum Quadrat der Kristalllänge. Wegen des transversalen Walk-Offs überlappt die Pumpwelle nach kurzer Laufstrecke

im Kristall nicht mehr mit den erzeugten Fluoreszenzmoden, sodaß sich auch diese Abhängigkeit auf einen linearen Zusammenhang reduziert. Damit ist die Koinzidenzzählrate linear proportional zur Pumpleistung und zum Wechselwirkungsvolumen. Es kann nun einerseits die Kristalllänge verlängert oder auch die Pumpleistung erhöht werden, um die Koinzidenzzählrate zu steigern. Aufgrund der negativen Effekte, verursacht durch den Walk-Off der außerordentlich polarisierten Moden, ist aber die zweite Möglichkeit der ersten vorzuziehen.

Wenn man aber einzig die Leistung des Pumplasers erhöht, um die Koinzidenzzählraten zu erhöhen, so hat man damit nicht die Effizienz des Konversionsprozesses verbessert. Weiters arbeitet man im Labor ohnehin bei maximaler Laserleistung, sodaß dieser Schritt gleichbedeutend mit der Anschaffung eines neuen Lasersystems wäre! Man könnte aber die Leistung der Pumpmode resonant überhöhen, indem der Konversionskristall in einen optischen Resonator eingebaut wird. In diesem Abschnitt möchten wir eine einfache Methode vorstellen, mit der wir die Konversionsrate um mindestens eine Größenordnung steigern können.

3.2 Ideen und Abschätzungen

Als erstes wurde überlegt, ob für dieses Experiment ein linearer Resonator oder ein Ringresonator zur Überhöhung der Pumpmode aufgebaut werden sollte. Da bei Ringresonatoren der Einkoppelspiegel schräg zum einfallenden Laserstrahl steht, wird die starke optische Rückkopplung auf die Laserquelle, wie man sie im Allgemeinen von linearen Resonatoren kennt, vermieden. Wahrscheinlich würde man bei dieser Konfiguration auch ohne einen optischen Isolator für den Pumplaser, in unserem Fall ein Argon-Ionenlaser, auskommen. Andererseits werden die verschränkten Fluoreszenzmoden unter einen Öffnungswinkel von 6° vom Kristall ausgestrahlt. In einem Ringresonator steht aber der Auskoppelspiegel schräg zur Pumpstrahlrichtung. Daher würden die Fluoreszenzmoden beim Resonatoraustritt unterschiedlich stark gebrochen. Die Fluoreszenzstrahlen sind aufgrund ihrer Intensität und Wellenlänge (702.2 nm) für das menschliche Auge nicht sichtbar, sodaß zum Auffinden der Fluoreszenzmoden ein Justierlaser um 700 nm Wellenlänge nötig wäre. Ein Laser in diesem Wellenlängenbereich war aber zu diesem Zeitpunkt nicht verfügbar. Ein wesentlicher Vorteil linearer Resonatoren gegenüber Ringresonatoren ist, daß diese kompakter aufgebaut werden können. Je kürzer die Resonatorlänge, desto höher wird auch die Finesse und damit verbunden die Intensitätsüberhöhung, die erreicht werden kann. Auch haben wir zu berücksichtigen, daß die Strahltaile des Pumplasers relativ groß ausfällt. Liegt die Strahltaile des Pumplasers bei der Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG) zwischen 10 und 20 μm , so ist sie bei parametrischen Fluoreszenz im Allgemeinen um das 20 fache größer. Dies ist notwendig, um die transversale Phasenanpassungsbedingung scharf erfüllen zu können. Da die Strahldivergenz umgekehrt proportional zur Strahltaile ist, ist auch die Strahldivergenz bzw. auch die Krümmung der Wellenfront des Pumplasers bei parametrischen

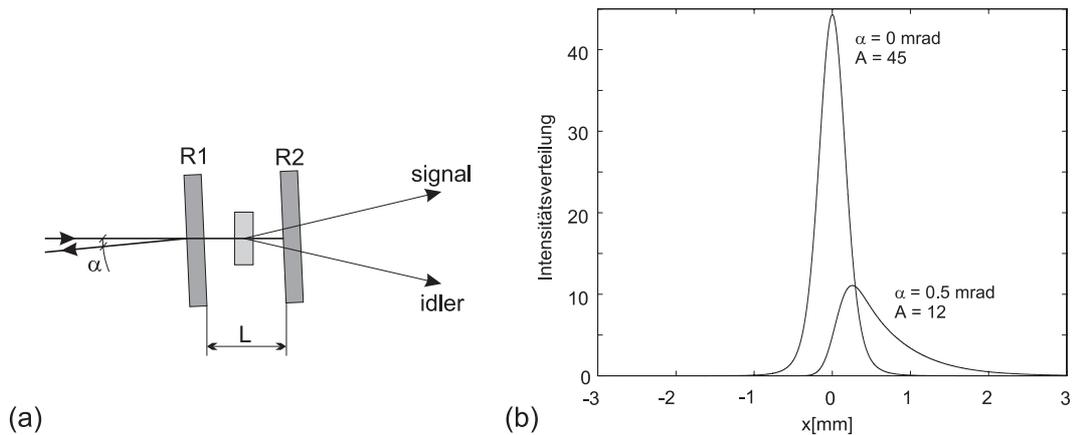


Abbildung 3.1: (a) Etalon zur UV-Leistungsüberhöhung. (b) Transversaler Schnitt durch die Resonatormodenintensität, normiert auf die Leistung der einfallenden Mode.

Fluoreszenz relativ gering. Wenn wir nun den Pumplaser resonant überhöhen möchten, müssen wir fast ebene Spiegel einsetzen und geraten dadurch an die Stabilitätsgrenze eines optischen Resonators. Wenn wir aber den Resonator möglichst kompakt aufbauen, so wir können wir eine höhere Stabilität erreichen.

Die Realisierung des Experiments durch eine lineare Resonatoranordnung lag daher nahe. Die einfachste Resonatorlösung wären dabei zwei ebene Spiegel. Mit $g_{1,2} = 1$ liegt dieser Resonator aber an der Stabilitätsgrenze; siehe Abschnitt A.3. Ohne optischen Isolator müßte man die Resonatorachse zur Pumpstrahlrichtung verkippen, um eine optische Rückwirkung vom Resonator auf den Laser zu unterdrücken (Abbildung 3.1 (a)). Verkippt man aber die Resonatorachse, so vermindert man die maximal erreichbare Überhöhung der Resonatorintensität, da das Feld im Resonator schneller auseinanderläuft. Anstatt die Resonatorachse zu neigen, könnte man natürlich einen Isolator zur optischen Trennung verwenden. Allerdings haben Isolatoren im UV-Bereich auch nur eine Transmission von etwa 60 % - es ist also Geschmackssache, wo man die Verluste in Kauf nehmen möchte. Eine Abschätzung, welche Überhöhung der Pumpintensität bei verkippter Resonatorachse erreicht werden kann, ist daher angebracht.

Der Abstand zwischen Laser und Resonator war vorgegeben, da der optischer Tisch und die Laserquelle mit einem weiteren Experiment geteilt wurde. Aus diesem Abstand berechneten wir, unter welchem Winkel der Rückreflex zur Pumpstrahlrichtung mindestens abgelenkt werden müßte, sodaß der Rückreflex nicht mehr in den Laser zurückfällt. Wir erhielten einen Winkel von 0.5 mrad. Die Strahltaile der Resonatormode wurde zu $500 \mu\text{m}$ gewählt. Bei dieser Strahltaile kann der Pumpstrahl als ebene Welle genähert [53] werden. Ein breiter Pumpstrahl hat auch den Vorteil, daß das Auseinanderlaufen der Resonatormode eine geringere Auswirkung hat. Weitere zur Abschätzung der Intensitätsüberhöhung nötige Parameter sind die Resonatorlänge $d = 2 \text{ cm}$, die Spie-

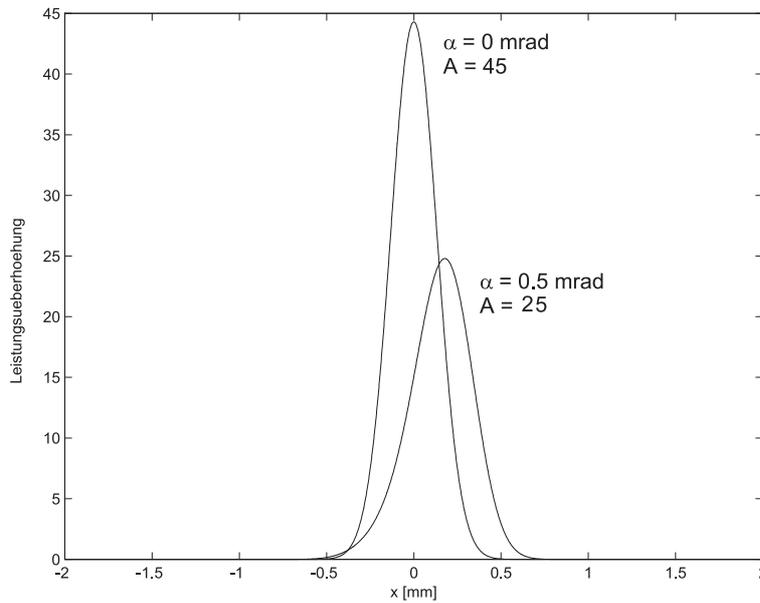


Abbildung 3.2: Leistungsüberhöhung mit gekrümmten Einkoppelspiegel; $R = 20 \text{ m}$.

gelreflektivitäten der beiden Resonatorspiegel, $R_1 = 96 \%$ und $R_2 = 99.99 \%$, sowie die Transmission des BBO-Kristalls $T_{BBO} = 99 \%$. Abbildung 3.1 (b) zeigt einen transversalen Schnitt durch die berechnete Resonatormode. Die Intensität wurde normiert auf die Leistung der einfallenden Mode. Mit diesen Parametern kann eine Überhöhung der Pumpleistung und damit der parametrischen Fluoreszenz um das 12-fache erreicht werden, während bei senkrechtem Einfall die Intensität sogar um das 45-fache überhöht werden könnte. Weiters ist Abbildung 3.1 (b) zu entnehmen, daß das Verkippen der Resonatorachse eine Aufweitung und eine transversale Verschiebung der Resonatormode verursacht. Die gewählte Resonatorgeometrie verursacht einen Strahlversatz von $255 \mu\text{m}$, liegt also in der Größenordnung des ursprünglichen Strahlradiuses, und eine Verbreiterung der Strahltaile auf etwa 1.6 mm .

Die Leistungsüberhöhung wurde für ein ideales Etalon berechnet. Aus technischen Gründen ist aber eine plan polierte Spiegeloberfläche nicht erzielbar. Planspiegel weisen immer eine geringe konvexe Krümmung auf. In weiterer Folge neigen Etalons zur Instabilität, so daß mit einer weiteren Abnahme der Leistungsüberhöhung gerechnet werden muß. Aufgrund der geringen Leistungsüberhöhung und der starken Modenverbreiterung ist daher eine Resonatorgeometrie mit zumindest einem gekrümmten Spiegel vorzuziehen. Wir haben daher die Leistungsüberhöhung für einen Resonator mit gekrümmten Einkoppelspiegel, aber sonst unveränderten Parametern berechnet. Bei einer Strahltaile von $500 \mu\text{m}$ und einer Resonatorlänge von 2 cm erhalten wir eine Spiegelkrümmung von $R = 20 \text{ m}$. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Mit dieser Konfiguration könnte eine 25-fache Überhöhung der Pumpleistung erreicht werden. Die-

se liegt im Bereich des Resonators mit senkrechten Einfall des Feldes, wenn man die Transmissionsverluste des Isolators mit berücksichtigt. Auch ist in dieser Resonatoranordnung die Modenverbreiterung ($w_{0,Res} = 350 \mu\text{m}$) und der Strahlversatz ($160 \mu\text{m}$) der Mode wesentlich geringer. Wir haben uns daher für die Realisierung dieser Resonatorgeometrie entschieden.

3.3 Aufbau und Justierung des Experiments

3.3.1 Aufbau des Experiments

Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Als Pumplaser für die parametrische Fluoreszenz wurde ein Argon-Ionenlaser von Coherent, aus der Serie Inova 300, verwendet. Der Laser wurde im UV-Bereich mit 351.1 nm Wellenlänge im *single-line* und *single-frequency* Modus betrieben und die Lasermode war vertikal polarisiert. Eine vertikale Polarisationsrichtung war Voraussetzung, um die Typ-II Phasenanpassungsbedingung im Konversionskristall erfüllen zu können. Der Laser hat ein Verstärkungsprofil mit einer Linienbreite von $5 - 7 \text{ GHz}$ und einen freien Spektralbereich von 125 MHz [63]. Ohne eingebauten Etalon würden daher 50 bis 60 Moden gleichzeitig anschwingen. Deswegen wurde in den Laser ein Fabry-Perot-Etalon zur Modenreduktion eingebaut, das die Zahl der resonanten Moden auf eine, und die Linienbreite wesentlich kleiner als 60 MHz^2 reduzierte. Dies ergab eine minimale Kohärenzlänge des Lasers von $l_c \approx c/\Delta\nu = 5 \text{ m}$. Im *single-frequency* Modus erreichte der Laser eine konstante Ausgangsleistung von 100 mW .

Mit Hilfe eines Dispersionsprismas wurde das restliche Fluoreszenzlicht der Gasentladung aus dem Laserstrahl gefiltert. Das Strahlprofil der Lasermode entsprach einer TEM_{00} -Mode mit einem Strahldurchmesser von 1.5 mm am Auskoppelspiegel und einer Strahldivergenz von etwa 0.5 mrad [63]. Über ein Teleskop, bestehend aus drei Linsen, wurde der Laserwaist auf eine Strahltaile von $w_0 = 265 \mu\text{m}$ am Ort des Kristalls abgebildet (siehe auch Kapitel A.2). Der jeweilige Abstand zwischen zwei Linsen entsprach in etwa der Summe der beiden Brennweiten. Diese Kombination aus drei Linsen erleichtert die Modenanpassung der Lasermode an die Resonatormode, da Waistgröße und -position beinahe unabhängig voneinander verstellt werden können. Durch Variation des Linsenabstandes d_1 zwischen erster und zweiter Linse ist es möglich, die Waistposition zu verschieben, ohne dabei die Strahltaile zu verändern. Ändert man hingegen den Abstand d_2 zwischen zweiter und dritter Linse so kann die Waistgröße verstellt werden; siehe Abbildung 3.4. Hinter dem High-Reflector des optischen Resonators wird der UV-Strahl abgeschwächt und auf eine Photodiode gelenkt. Über diese Photodiode wurde das

²Die wahre Linienbreite des Lasers wird vom Hersteller nicht angegeben und müßte experimentell bestimmt werden. Läuft der Laser aber stabil und kommt es zu keinen Modensprüngen, so kann man davon ausgehen, daß die Linienbreite schmaler als die Hälfte des freien Spektralbereichs des Lasers ist.

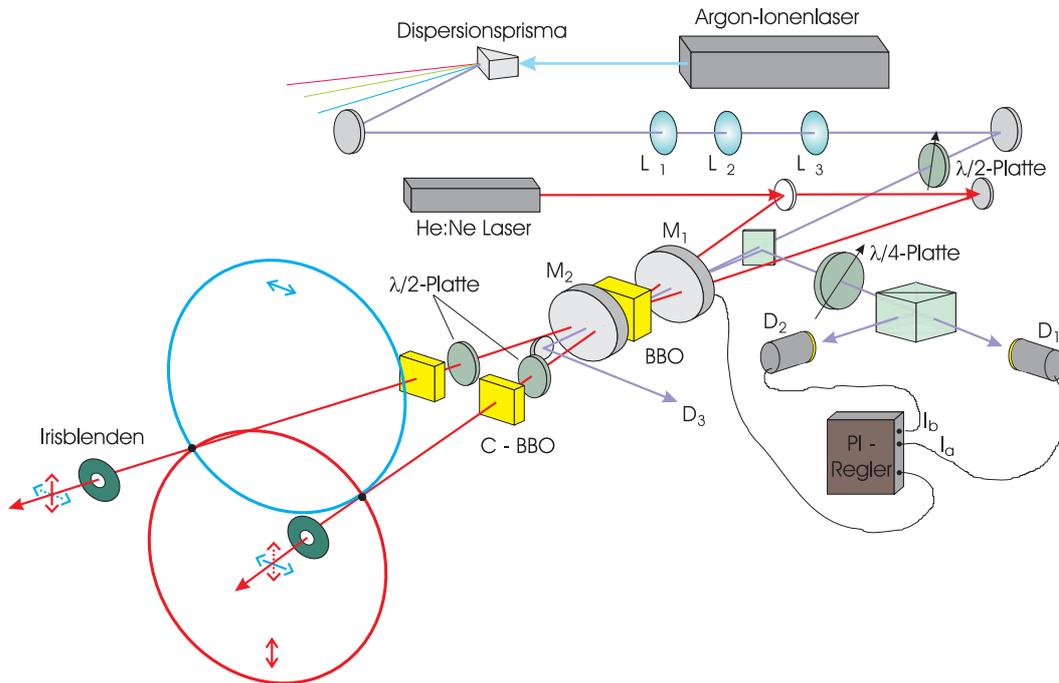


Abbildung 3.3: Aufbau des optischen Resonators zur Überhöhung der Pumpmode, bestehend aus den Spiegeln M_1 und M_2 und dem BBO-Kristall im Fokus. Zur Stabilisierung verwendeten wir ein Polarisationspektroskopisches Verfahren nach Hänsch-Couillaud. Das Teleskop (Linsen L_1 , L_2 , L_3) ermöglichte die Modenanpassung der Pumpmode an die Resonatormode. Die beiden folgenden Halbwellenplättchen und BBO-Kristalle (C-BBO) in den Fluoreszenzmoden dienten zur Kompensation der Walk-Off Effekte. Die räumliche Filterung auf polarisationsverschränkte Fluoreszenzmoden erfolgte mittels zweier Blenden. Zum Nachweis einzelner Photon verwendeten wir Si-Avalanche Photodioden (D_1 , D_2).

Transmissionssignal des Resonators aufgenommen.

Der lineare Resonator zur Überhöhung der Pumpmode bestand aus zwei Laserspiegeln, die in einem Abstand von 2 cm zueinander standen. Die Symmetrieachse des Resonators war zur Strahlrichtung verkippt, um Rückreflexe in den Argon-Ionenlaser zu vermeiden. Als Resonatorspiegel kamen dichroider High-Power Laserspiegel zur Verwendung. Der konkave Einkoppelspiegel hatte einem Krümmungsradius von 20 m und eine Reflektivität von 96% für die Pumpwellenlänge von 351.1 nm. Auch war der Einkoppelspiegel über ein Piezoröhrchen an der Spiegelhalterung fixiert. Der Auskoppelspiegel für die parametrische Fluoreszenzmoden war plan, sodaß der Waist der Resonatormode auf der Spiegelebene lag. Der Auskoppelspiegel war hochreflektierend für die Pumpwellenlänge ($R = 99.9\%$) und transparent ($T > 85\%$) im sichtbaren bzw. infraroten Wellenlängenbereich der Fluoreszenzmoden. Die Rückseiten der Resonatorspiegel waren

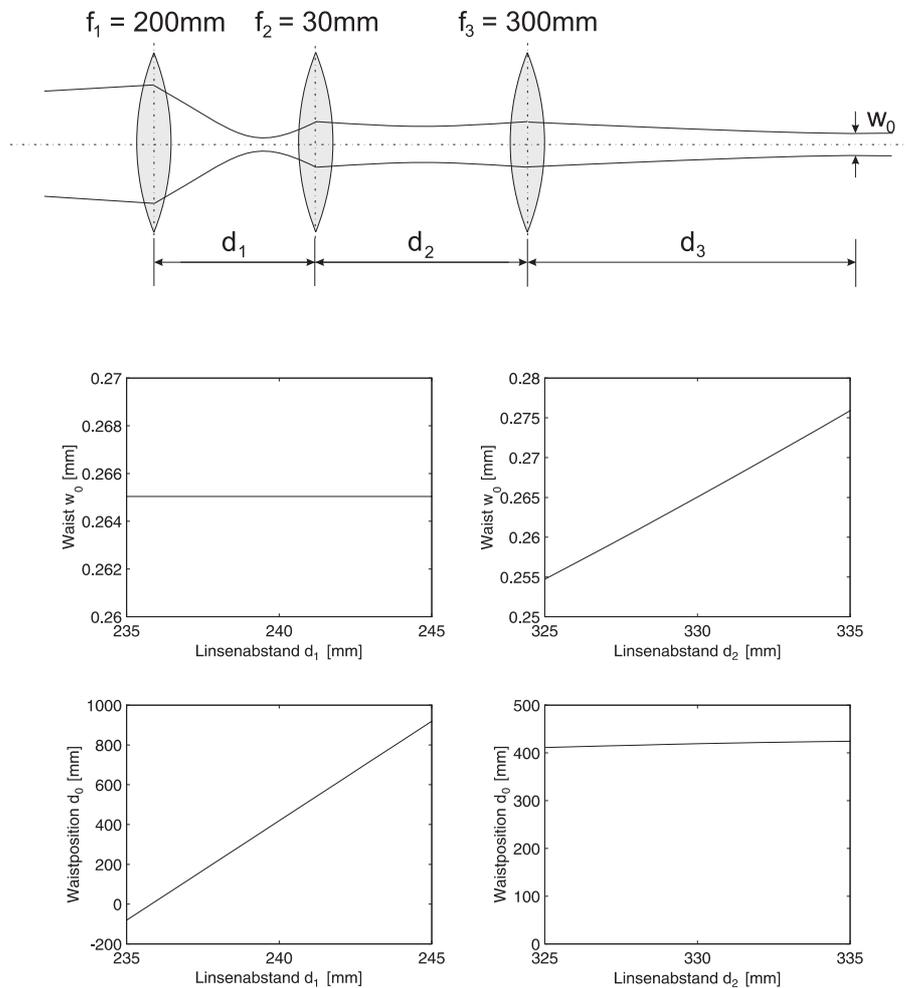


Abbildung 3.4: Teleskop, bestehend aus drei Linsen, zur Anpassung der Pumpstrahlmode an die Resonatormode. Die Graphen zeigen die Funktionsweise des Teleskops: Wird der Abstand zwischen erster und zweiter Linse vergrößert, so wird die Waistposition bei konstanter Größe in Ausbreitungsrichtung verschoben. Variiert man hingegen den Abstand zwischen zweiter und dritter Linse, so wird die Größe der Strahltaile verändert, die Position bleibt dabei aber annähernd unverändert.

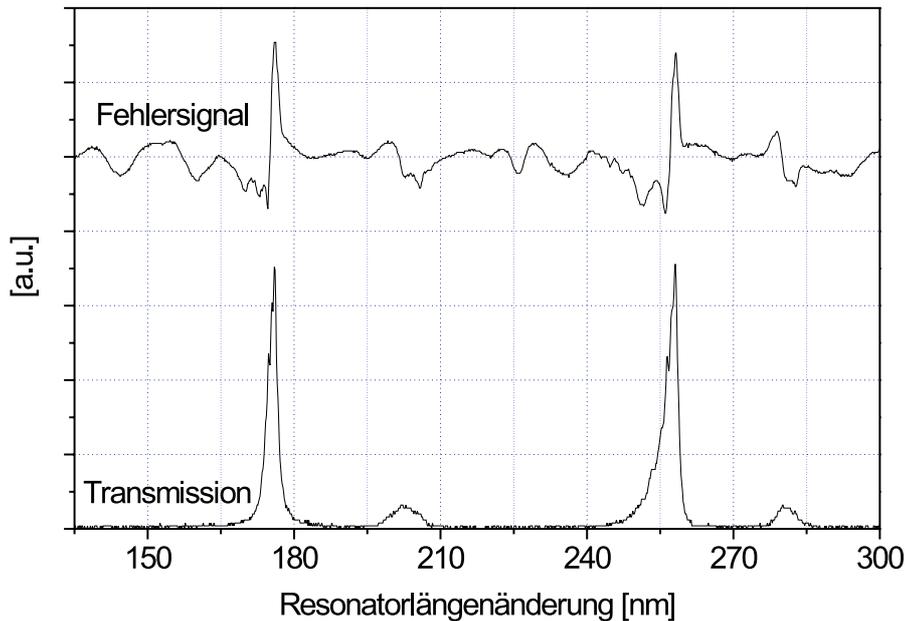


Abbildung 3.5: Oszilloskopaufnahme eines typischen Transmissionssignals mit entsprechendem Fehlersignal unseres Resonators in Abhängigkeit von der Resonatorlänge.

für beide Wellenlängenbereiche, UV und IR, optisch vergütet, um Reflexionsverluste zu vermeiden.

Zur Stabilisierung des optischen Resonators gegen Schwankungen der Resonatorlänge, ausgelöst durch Stöße oder Temperaturdriften, wurde ein polarisationsspektroskopisches Verfahren nach Hänsch-Couillaud [64] verwendet. Dafür war es nötig, die lineare Polarisation des Pumpasers mit Hilfe eines Halbwellenplättchens um 10° zur Vertikalen zu verdrehen und die Polarisation des vom Einkoppelspiegel rückreflektierten Pumplichtes in einer 45° -Basis zu analysieren. Das daraus gewonnene elektronische Fehlersignal wurde über eine PI-Regelstrecke³ verstärkt und als Regelgröße an das Piezoröhrchen geführt. Die genaue Funktionsweise des abgewandelten Stabilisierungsverfahren wird in Abschnitt A.3.3 erklärt. Abbildung 3.5 zeigt ein typisches Transmissionsspektrum mit entsprechendem Differenzsignal der beiden Photodiodenströme ($I_a - I_b$, Fehlersignal) unseres Resonators in Abhängigkeit von der Resonatorlänge.

Die Krümmung der Wellenfront eines Gaußstrahls ist in der Strahltaile am geringsten, sodaß der Konversionskristall in der Strahltaile des Pumpstrahls positioniert werden sollte. Aufgrund der Resonatorgeometrie kommt aber die Strahltaile am ebenen Auskoppelspiegel zum liegen. Der Konversionskristall wurde daher möglichst nahe vor dem Auskoppelspiegel positioniert. Der Abstand zwischen Spiegelfläche und Kristall betrug etwa 2 mm. Da der konfokalen Parameter des Pumpstrahls $b = 1.26$ m betrug,

³Proportionale u. integrierende Regeleinrichtung

war bei diesen geringen Abständen von der Strahltaile noch keine Abweichungen von einer ebenen Wellenfront zu erwarten. Auch konnte bei diesem Abstand zum Auskoppelspiegel eine Winkelabweichung der optischen Achse des Kristalls durch leichtes Verkippen des Kristalls korrigiert werden. Als Konversionskristall verwendeten wir BBO mit einer Dicke von 2 mm. Der Kristall war an beiden Endflächen sowohl für die Pumpwellenlänge (351.1 nm) als auch für die Fluoreszenzwellenlänge (702.2 nm) antireflex beschichtet ($T_{BBO} > 99\%$). Der Kristall war so geschnitten, daß bei senkrechtem Einfall des Pumpstrahls auf die Kristallfläche die optischen Achse des Kristalls einen Winkel von $\theta_p = 49.7^\circ$ mit der Ausbreitungsrichtung des Pumpstrahls einschloß. Abbildung 3.6 zeigt die berechneten Emissionswinkel der entarteten Fluoreszenzringe, die sich für diese Neigung der optischen Achse ergeben. Die Emissionswinkel lassen sich aus den Phasenanpassungsbedingungen berechnen. Die Abbildung verdeutlicht den Halböffnungswinkel von 3° der beiden verschränkten Fluoreszenzmoden. Der Winkel der optischen Achse ist nicht zufällig zu $\theta_p = 49.7^\circ$ gewählt. Bei diesem Winkel schneiden sich die Tangenten an den Fluoreszenzkegel am Ort der beiden Schnittpunkte unter 90° . Damit erhalten wir ein symmetrisches Emissionsspektrum entlang den Schnittlinien.

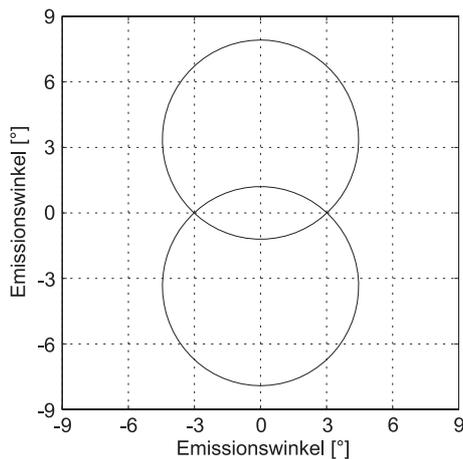


Abbildung 3.6: Berechnete externe Emissionswinkel für die entarteten Fluoreszenzringe von 702.2 nm Wellenlänge.

parallel zum Querkristall ausgerichtet. Somit fielen die Konversionsstrahlen unter dem gleichen Winkel durch die Kompensatorkristalle, unter dem sie sich auch im Pumpkristall ausbreiteten.

Zwei in transversaler Richtung verstellbare Irisblenden, ca. 85 cm hinter der Quelle, ermöglichten die Fluoreszenzmodenselektion auf maximale Verschränkung. Die selektierten Fluoreszenzmoden wurden über Linsen ($f = 100$ mm) auf die Einzelphotonendetektoren abgebildet. Zur Einschränkung der Bandbreite der Fluoreszenzmoden und

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 diskutiert, haben die Photonenpaare je nach Entstehungsort unterschiedliche Ankunftszeiten an den Detektoren. Dieser Effekt wurde als longitudinaler Walk-Off beschrieben. Weiters wissen wir, daß der transversale Walk-Off zu einer Verringerung des Modenüberlapps zwischen außerordentlich und ordentlich polarisierter Mode führt. Im gleichen Abschnitt haben wir eine Methode vorgestellt, mit der beide Walk-Off Effekte vollständig kompensiert werden können. Das Halbwellenplättchen und die beiden BBO-Kristalle (C) mit 1 mm Dicke in den Fluoreszenzarmen bildeten dafür die Kompensatoreinheit. Die optische Achse des Halbwellenplättchens wurde um 45° zur Vertikalen verdreht, sodaß die Polarisation der Photonen gerade vertauscht wurde (aus H wurde V bzw. umgekehrt). Die beiden Kompensatorkristalle waren

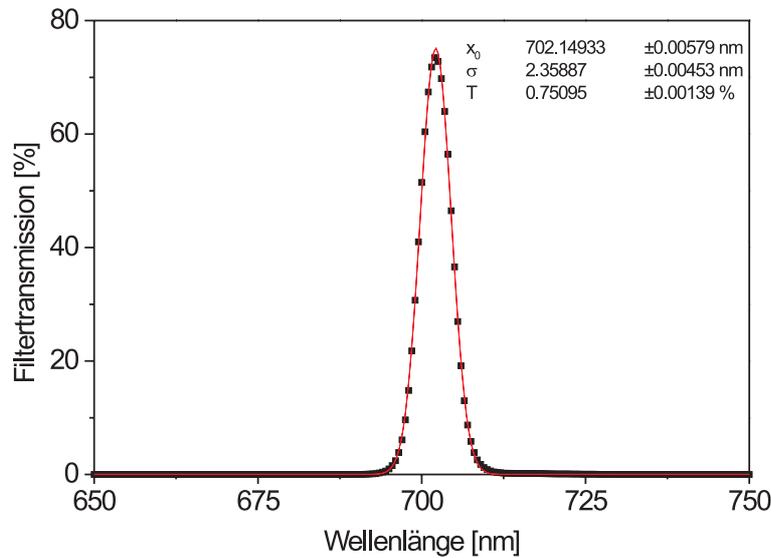


Abbildung 3.7: Transmissionspektrum der verwendeten Interferenzfilter.

zur Reduktion der Hintergrundzählrate wurden vor jedem Detektor zwei Filter angebracht: Erstens, ein Interferenzfilter (IF) mit einer Bandbreite von 5.5 nm (FWHM) und zweitens, ein Kantenfilter, welcher nur für Wellenlängen über 550 nm transparent war. Die Transmissionskurve der beiden IF-Filter ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Als Detektoren wurden Si-Avalanche Photodioden (APD) von *EG&G* verwendet [65, 66, 67]. Damit man mit diesen Detektoren einzelne Photonen nachweisen kann, müssen die Photodioden im Geigermodus mit 20V über der Durchbruchspannung betrieben werden. Weiters waren die Dioden mit einer Passive-Quenching Schaltung zur Löschung der Diodenpulse beschaltet. Die Einzelzählraten wurden direkt ausgelesen, die Koinzidenzzählraten hingegen innerhalb eines Zeitfensters von 2 nsec über einen TAC⁴ gemessen.

3.3.2 Räumliche Zweiphotonenkohärenz

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß sich die beiden entarteten Emissionskegel entlang zweier Linien schneiden. Dies gilt aber nur, wenn wir perfekte Phasenanpassung voraussetzen und die Fluoreszenz durch extrem schmale Filter betrachten. Reale Filter, siehe Abbildung 3.7, weisen aber eine gewisse Bandbreite auf, wodurch sich der Überlapp der beiden Fluoreszenzkegel verbreitert. In diesem Kreuzungsbereich müssen wir die beiden Blenden möglichst gut positionieren, um einen hohen Korrelationsgrad des Polarisationszustandes zu erzielen. Dies wurde folgendermaßen erreicht:

- Als erstes mußten die beiden Blenden und Detektoren unter 3° zum Konversions-

⁴TAC: Time to Amplitude Converter

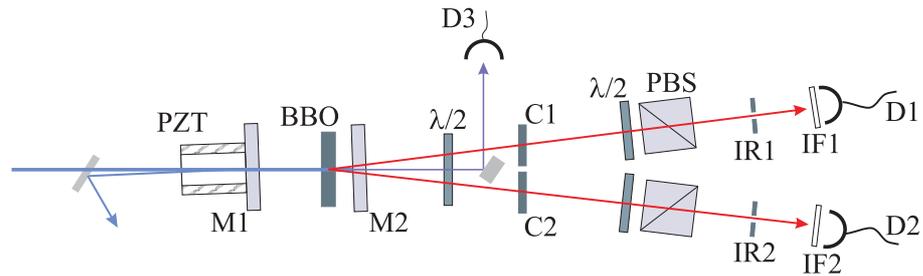


Abbildung 3.8: *Meßanordnung zur Analyse der Polarisationskorrelation. Die Polarisatoren bestanden je aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler. Die Funktionsweise ist analog zu absorbierenden Linearpolarisatoren, nur entspricht eine Drehung der optischen Achse des Halbwellenplättchens um den Winkel α einer Drehung eines Linearpolarisators um 2α .*

kristall ausgerichtet werden. Da das Fluoreszenzlicht für das menschliche Auge unsichtbar ist, wurden Blenden und Detektoren mit Hilfe eines HeNe-Lasers ausgerichtet. Dieser wurde über ein Prisma bzw. über einen Spiegel in Richtung der beiden Fluoreszenzmoden eingekoppelt; siehe auch Abbildung 3.3. Zu diesem Zeitpunkt des Aufbaus waren vom optischen Resonator erst der Konversionskristall und der hochreflektierende Auskoppelspiegel positioniert; der Spiegel deswegen, um die Brechung der beiden Fluoreszenzmoden bereits bei der Ausrichtung der Blenden und Detektoren berücksichtigen zu können.

- Nach dieser ersten groben Justage lagen die Detektoren bereits im Bereich der Kreuzungspunkte. Ob sich die Detektoren im Bereich der Kreuzungspunkte befinden, ist an den Zählraten zu erkennen, da in den Kreuzungspunkten die Zählraten um den Faktor zwei gegenüber dem restlichen Bereich des entarteten Konversionskegel überhöht sind. Dieser deutliche Anstieg der Zählraten im Bereich der Kreuzungspunkte ermöglicht auch die exakte Ausrichtung der beiden Detektoren.
- Zur Optimierung des Korrelationsgrades verringerten wir den Blendendurchmesser einer der beiden Blenden auf 1 mm, während die zweite Blende völlig offen blieb. Nun wurde die Blende in 0.5 mm Schritten in horizontaler Richtung verfahren und nach jedem Schritt der Kontrast der Koinzidenzzählrate gemessen. Anschließend wurde die Blende auf jene Position, an der der höchste Kontrast gemessen wurde, positioniert und das Verfahren in vertikaler Richtung wiederholt.
- Der Kontrast der Koinzidenzzählrate wird mit Hilfe zweier Polarisatoren bestimmt; siehe Abbildung 3.8. Als Polarisatoren wählten wir eine Kombination bestehend aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel. Diese

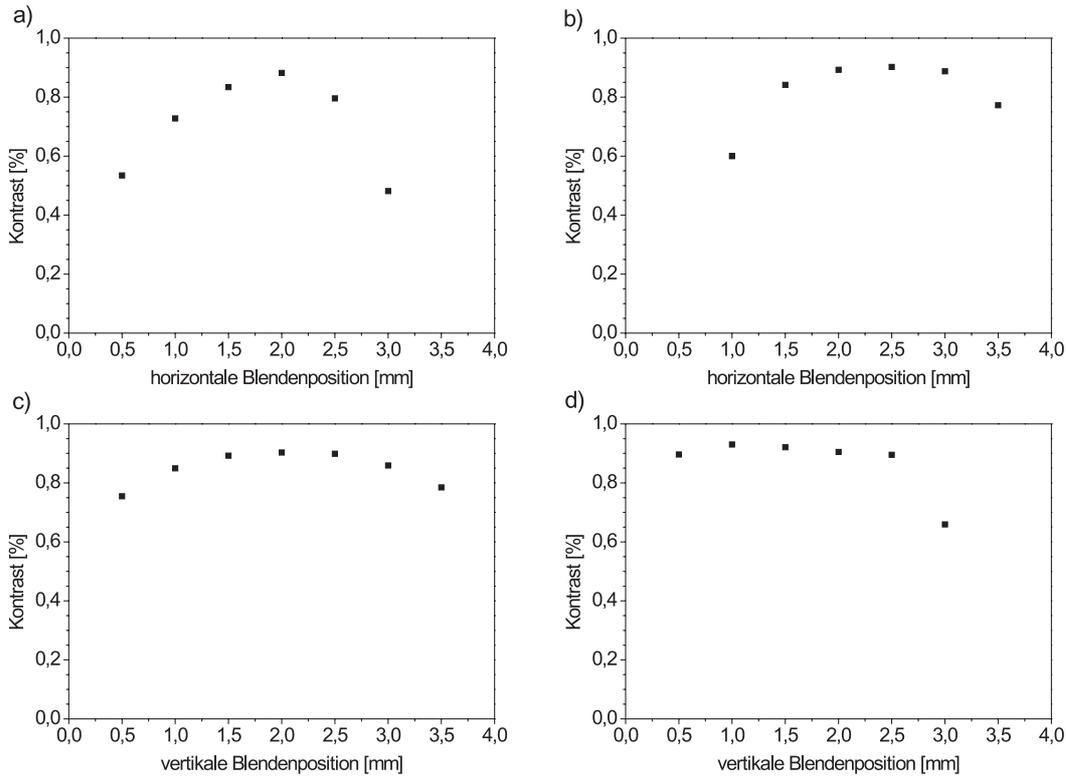


Abbildung 3.9: Korrelationsgrad als Funktion der Blendenpositionen. (a) Horizontale und (c) vertikale Korrelationsfunktion für Blende IR_1 (1mm) bei geöffneter Blende IR_2 . (b) Horizontale und (d) vertikale Korrelationsfunktion für Blende IR_2 (1mm) bei geöffneter Blende IR_1 .

Analysatoren⁵ sind vom Prinzip den absorbierenden Linearpolarisatoren ähnlich. Es ist aber zu beachten, daß eine Drehung der optischen Achse des Verzögerungsplättchens um $\theta/2$ einer Drehung der Analysatorstellung eines Linearpolarisators um den Winkel θ entspricht. Die Polarisationsrichtungen der beiden korrelierten Photonen stehen immer orthogonal zueinander, daher wurde die Koinzidenzzählraten bei gekreuzter $C_{MAX}(H, V)$ und bei paralleler Polarisatorstellung $C_{MIN}(H, H)$ gemessen. Der Kontrast V der Polarisationskorrelation ist folgendermaßen definiert:

$$V = \frac{C_{MAX}(H, V) - C_{MIN}(H, H)}{C_{MAX}(H, V) + C_{MIN}(H, H)} \quad (3.5)$$

⁵Verglichen zu konventionellen Linearpolarisatoren, verursachen diese Polarisatoren nur einen sehr geringen Strahlversatz. Der Grund ist die hohe Güte der verwendeten Halbwellenplättchen.

- Auch die Position der zweiten Blende wurde nach diesem Iterationsverfahren optimiert, bevor wir beide Blendendurchmesser auf 2 mm einstellten, und die Positionen der beiden Blenden noch leicht aufeinander abstimmten.

Die horizontalen und vertikalen Koinzidenzzählratenprofile beider Blenden sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Auffallend ist die deutliche Richtungsabhängigkeit des Korrelationsgrades in horizontaler Richtung, während sich hingegen in vertikaler Richtung ein schmales Plateau zeigt. Diese Asymmetrie wurde durch die unterschiedliche Brechung der Fluoreszenz in horizontaler und vertikaler Richtung beim Kristallaustritt verursacht, da der BBO-Kristall nicht exakt senkrecht zum Pumpstrahl stand.

Mit Hilfe der Polarisatoreinheiten konnte auch die relative Phase φ des polarisationsverschränkten Zustandes 2.24 auf $\varphi = 0$ korrigiert werden. Wird nämlich der Polaritionszustand in der $\pm 45^\circ$ -Basis analysiert,

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|H\rangle) \\ &\xrightarrow{\varphi=0} \frac{1}{\sqrt{2}}(|45^\circ\rangle|45^\circ\rangle + |-45^\circ\rangle|-45^\circ\rangle) \end{aligned} \quad (3.6)$$

so ist bei orthogonaler Analysatorstellung ($+45^\circ, -45^\circ$) die Koinzidenzzählrate nur dann gleich Null, wenn auch die relative Phase $\varphi = 0$ ist. Es wurde daher bei orthogonaler Stellung der Polarisatoren einer der beiden Kompenstorkristalle leicht verkippt, bis die Koinzidenzzählrate auf ein Minimum abnahm.

3.4 Auswertung der Meßergebnisse

3.4.1 Resonatoreigenschaften

Als erstes möchten wir die Eigenschaften des Resonators diskutieren. Aus den Spiegelreflektivitäten und den internen Resonatorverlusten ergibt sich für die Finesse ein theoretisch erreichbarer Wert von $\mathcal{F} = 100$ (Abschnitt A.3). Durch die Resonatorlänge von 2 cm ist der freie Spektralbereich (FSR) des Resonators auf $\nu_0 = c/2d = 7.5$ GHz festgelegt.

Die Meßkurve in Abbildung 3.10 zeigt ein typisches Transmissionspektrum des Resonators. Zur Aufnahme des Modenspektrums wurde an jenem Piezoröhrchen, auf welchem der Einkoppelspiegel befestigt war, eine Dreieck-Spannung angelegt und dadurch die Resonatorlänge über einen freien Spektralbereich verstimmt. Die Meßkurve zeigt die Resonanzlinien für den vertikalen und den horizontalen Polarisationsanteil des Pumpfeldes. Der Abstand zwischen den Resonanzpeaks unterschiedlicher Polarisation entspricht einer Phasendifferenz von $\delta = \pi/2$, die die Doppelbrechung des Kristalls verursacht. Das Spektrum selbst zeigt eine Periodizität von der halben Wellenlänge des Feldes, woraus abgelesen werden kann, daß nur eine transversale Mode, die Grundmode, angeregt wurde.

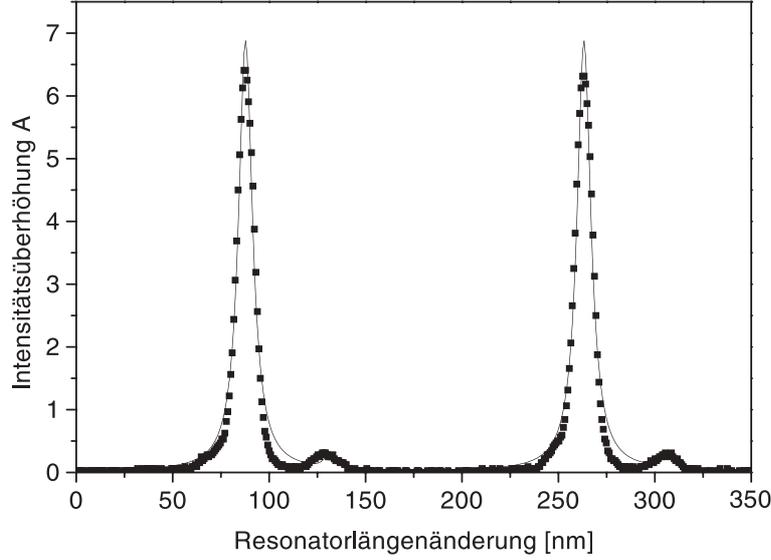


Abbildung 3.10: *Überhöhung der Resonatorintensität in Abhängigkeit von der Resonatorlänge; die Überhöhung der Pumpintensität wurde bestimmt, indem das Transmissionssignal des Resonators auf das Transmissionssignal bei entferntem Einkoppelspiegel normiert wurde.*

Zur Ermittlung der Intensitätsüberhöhung im Resonator normierten wir das Spektrum auf die transmittierte CW-Leistung bei entferntem Einkoppelspiegel.

Mit unserer Resonatorgeometrie konnte eine Überhöhung der Pumpmode um das 7-fache gegenüber der CW-Leistung erreicht werden. Die mittlere Resonatorleistung lag demnach bei etwa 700 mW. Die Überhöhung lag unter dem erwarteten Wert von 25; die Ursache für die Differenz ist in dem, durch die Modenverbreiterung, reduzierten Überlapp zwischen Laser- und Resonatormode zu suchen. Aus der Fitfunktion an die Meßdaten wurden die experimentell erreichte Finesse \mathcal{F} und der Verlustfaktor κ des Resonators bestimmt (siehe auch Abschnitt A.3.1). Mit unserer Resonatoranordnung konnte eine Finesse von $\mathcal{F} = 40$ erreicht werden, was einem Verlustfaktor $\kappa = 2.3 \cdot 10^{-3}/\text{mm}$ des Resonators entspricht. Weiters gilt:

$$V = e^{-2d\kappa} = T_{BBO}^2(1 - V_{Streu}) = 0.91 \quad (3.7)$$

Der Parameter V ist ein anschauliches Maß, mit dem die internen Resonatorverluste je Modenumlauf angegeben bzw. aufgeschlüsselt werden können. Entstehen in einem Resonator keine Verluste, leerer Resonator, so ist $V = 1$. Demnach betrug die Summe der Streuverluste, verursacht durch Reflexion an den Flächen der BBO-Kristalle, und der Dämpfungsverluste, bedingt durch das Auseinanderlaufen der Resonatormode, des Resonators etwa $V_{Streu} = 7\%$.

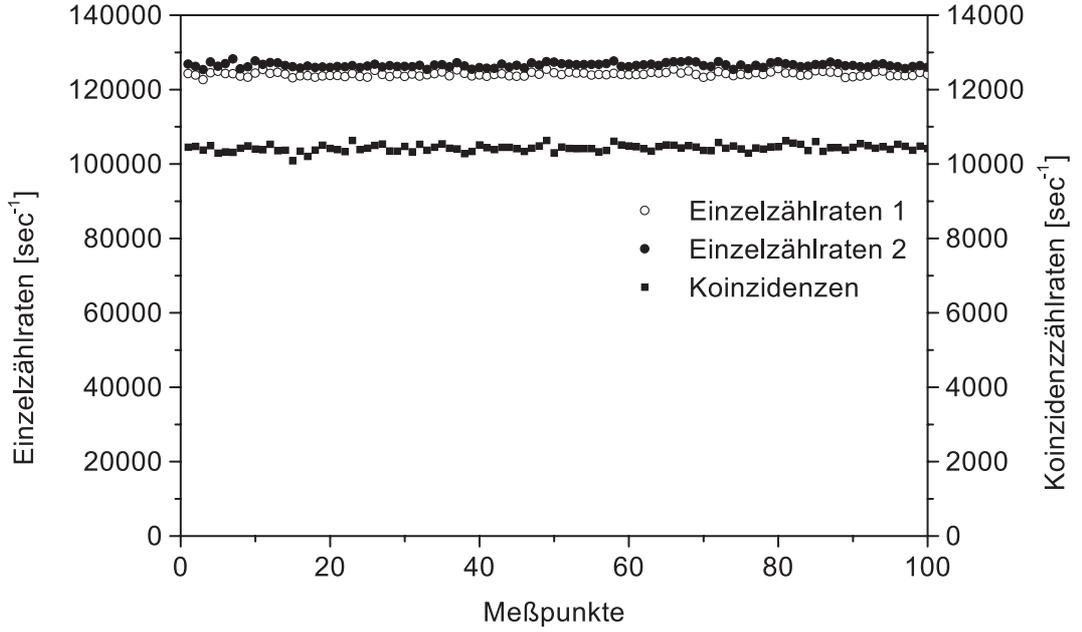


Abbildung 3.11: Erreichte Einzelzählraten und Koinzidenzzählrate unserer Zweiphotonen-Quelle durch resonante Überhöhung der Pumpmode.

3.4.2 Verstärkung der Zählraten

Abbildung 3.11 zeigt die erreichten Einzel- und Koinzidenzzählraten des stabilisierten Resonators. Die Paarphotonenquelle ist zeitlich stabil und bei einer Pumpleistung von 100 mW und 2 mm Irisblendendurchmesser wurde eine maximale Koinzidenzzählrate von 10.500 sec^{-1} gemessen.

Das Verhältnis zwischen Koinzidenz- und Einzelzählrate beträgt 1:12. Dies entspricht einer Gesamteffizienz der Detektion von 8.4%. Wie kommt man zu dieser Größe? Wenn die Zahl aller erzeugten Photonennpaare gleich N ist, so werden $N_1 = \eta_1 N$ Singles in dem einen Fluoreszenzarm, bzw. $N_2 = \eta_2 N$ Singles in dem anderen Fluoreszenzarm, detektiert. In den Effizienzen $\eta_{1,2}$ gehen die einzelnen Absorptionsverluste sowie die Detektoreffizienz der Fluoreszenzmode ein. Die Zahl der detektierten Koinzidenzen beträgt $C = \eta_1 \eta_2 N$. Unter der Annahme, daß die Verluste in beiden Armen und die Detektoreffizienz beider Detektoren gleich sind, $\eta = \eta_1 = \eta_2$, kann aus dem Verhältnis Einzel- zu Koinzidenzzählrate die Gesamteffizienz berechnet werden.

$$\frac{C}{N_{1,2}} = \frac{\eta^2 N}{\eta N} = \eta \quad (3.8)$$

Wenn wir alle Absorptionsverluste in den Fluoreszenzarmen, wie die Transmission des Auskoppelspiegels (85%), des Interferenz- (75%) und Kantenfilters (90%), die Verluste an den vergüteten und unvergüteten Flächen der weiteren optischen Komponenten

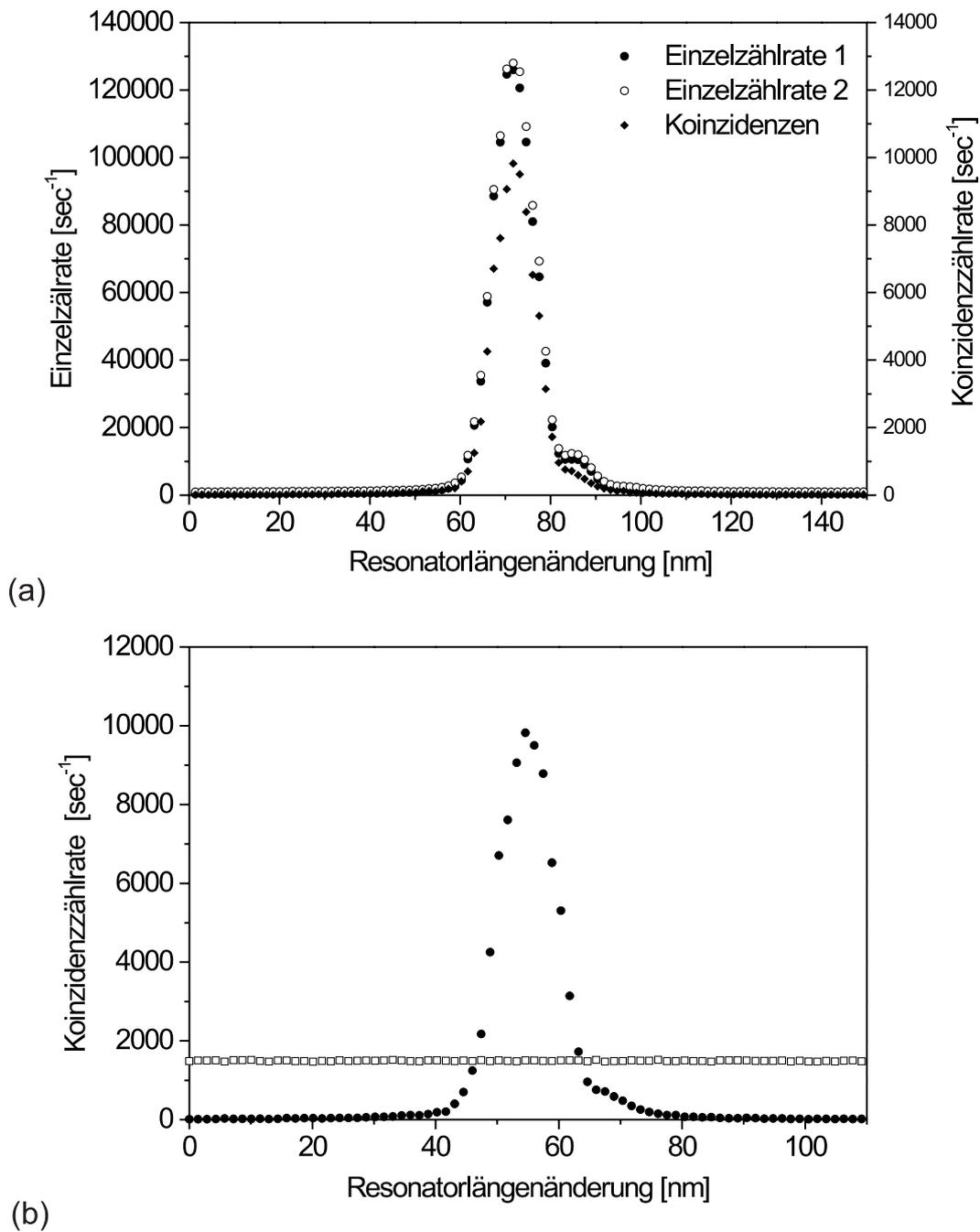


Abbildung 3.12: *Abbildung (a) zeigt die Einzelzählraten und die Koinzidenzzählrate in Abhängigkeit zur Resonatorlänge. In Abbildung (b) wird die Koinzidenzzählrate mit und ohne resonanter Überhöhung der Pumpmode verglichen.*

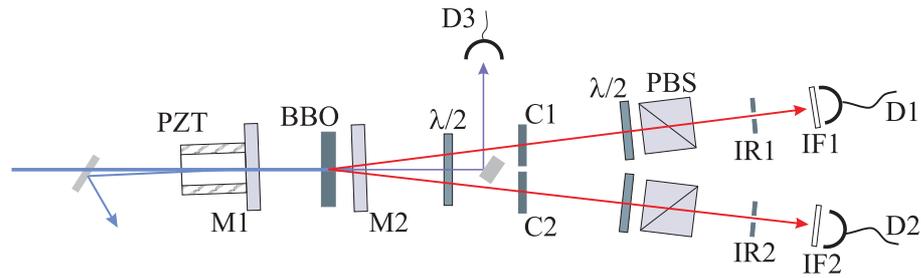


Abbildung 3.13: Experimenteller Aufbau zur Messung der Korrelationsfunktion des verschränkten Polarisationszustandes und zum Test der Bellschen Ungleichung.

sowie die Detektoreffizienz von 40% [67, 68], berücksichtigen, so müßte eigentlich die Gesamteffizienz der Detektion bei 25% liegen. Diese Diskrepanz zwischen theoretischer und experimenteller Gesamteffizienz wird allgemein beobachtet. Ein typischer Wert für Experimente mit Bulk-Kristallen ist etwa 10%. Ursache für diese Diskrepanz ist die räumlichen Filterung durch Blenden, durch die zwar ein hoher Korrelationsgrad in der Polarisation der Photonen erreicht werden kann, deren räumliche Modenselektion aber nicht an die spektrale Verteilung der Fluoreszenzstrahlung angepaßt ist.

Weiters wurden die Zählraten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge aufgenommen. Dazu wurde der Einkoppelspiegel durch eine am Piezoröhrchen angelegte Dreiecksspannung langsam verfahren (mHz-Bereich). Die erzielten Meßergebnisse sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Abbildung (a) zeigt die Einzel- sowie die Koinzidenzzählraten, die, wie erwartet, proportional zur Resonatorintensität von Null auf ihr Maximum in Resonanz ansteigen und dann wieder auf Null abfallen. Wie aus den Abbildungen ersichtlich klingen die Resonanzpeaks der Zählraten noch langsam aus. Ursache für den erneuten leichten Anstieg bzw. das Ausklingen der Zählraten sind Anregungen höherer transversaler Moden des Pump lasers durch den Resonator. In Abbildung (b) wird die Koinzidenzzählrate der resonanten Überhöhung zur CW-Koinzidenzzählrate bei entferntem Einkoppelspiegel verglichen. Die Zählratendifferenz läßt darauf schließen, daß durch resonante Überhöhung der Pumpmode auch die Koinzidenzzählrate um das 7-fache verstärkt wurde. Damit ist auch gezeigt, daß die Intensität der Fluoreszenzstrahlung proportional zur einfallenden Pumpleistung ist.

3.4.3 Messung der Verschränkung

Polarisationskorrelationsmessung

Zur vollständigen Charakterisierung unserer Zweiphotonenquelle wurde auch das Verschränkungsmaß des Polarisationszustandes der erzeugten Photonenpaare bestimmt. Die Verschränkung wird durch Messung der Polarisationskorrelation des Zweiphotonenzustandes in der HV-Basis, sowie in der 45° -Basis, bestimmt. Werden in die beiden Flu-

reszenzarme Polaristoren gestellt, wie noch einmal in Abbildung 3.13 gezeigt, so hängt die Koinzidenzzählrate ausschließlich vom Winkel, den die Transmissionsrichtungen der beiden Polaristoren einschließen, ab. Abhängig davon, in welcher Basis der Zweiphotonenzustand analysiert wird, erhalten wir eine unterschiedliche Abhängigkeit der Koinzidenzzählrate $C(\theta_1, \theta_2)$ von den Analysatorwinkeln θ_1 und θ_2 der beiden Polarisatoren. Die Werte der Analysewinkel sind immer Relativwerte zur vertikalen Ebene. Die Abhängigkeit der Koinzidenzzählrate von den Analysewinkeln der Polarisatoren sind für den eingestellten Polarisationszustand der Photonen

$$|\Psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle + |V\rangle|H\rangle) \quad (3.9)$$

in nachfolgender Tabelle aufgelistet:

Basis	Korrelationsfunktion
HV	$C(\theta_1, \theta_2) = C_0 \sin^2(\theta_1 + \theta_2)$
$\pm 45^\circ$	$C(\theta_1, \theta_2) = C_0 \cos^2(\theta_1 - \theta_2)$

Tabelle 3.1: Korrelationsfunktion in der HV- und 45° -Basis.

Zur Durchführung der Korrelationsmessungen, wurden beide Halbwellenplättchen der Polarisatoreinheiten auf motorisierte Dreheinheiten montiert, die ihrerseits über PC angesteuert wurden. Für die Korrelationsmessung wurden beide Blendendurchmesser auf 2 mm eingestellt und die Laserleistung lag bei 100 mW, um das Maß der Verschränkung bei voller Paarerzeugungsrate bestimmen zu können. Die Ergebnisse der Korrelationsmessung in beiden Basen findet sich in Abbildung 3.14 wieder. Es zeigt die Polarisationskorrelation der Koinzidenzzählrate als Funktion der Polarisatorstellung θ_1 bei fixen θ_2 . Die Meßwerte mußten nicht auf zufällige Koinzidenzen korrigiert werden, da die Rate mit 6 zufälligen Koinzidenzereignissen pro Sekunde, vernachlässigbar gering ausfiel. In Anlehnung an die theoretischen Korrelationskurven, siehe obige Tabelle, wurde an die Meßwerte die Funktion

$$C = C_0(1 \mp V \cos(2(\theta_1 \pm \theta_2))) \quad (3.10)$$

angepaßt. C_0 ist die mittlere Koinzidenzzählrate zwischen Detektor 1 und 2. V , der Kontrast der Korrelationskurve, ist ein Maß für die Güte der Polarisationsverschränkung der korrelierten Photonenpaare. Aus der Anpassung der Fitfunktion an die durchgeführten Messungen erhält man einen Kontrast von $V = 92.2 \pm .8\%$ in der HV-Basis bzw. einen Kontrast von $V = 92.2 \pm .3\%$ in der 45° -Basis.

Test der Bellschen Ungleichung

Im folgenden möchten wir demonstrieren, daß mit dem, in den Polarisationskorrelationsmessungen erreichten Kontrast, eine Bellsche Ungleichung verletzt werden kann. In der

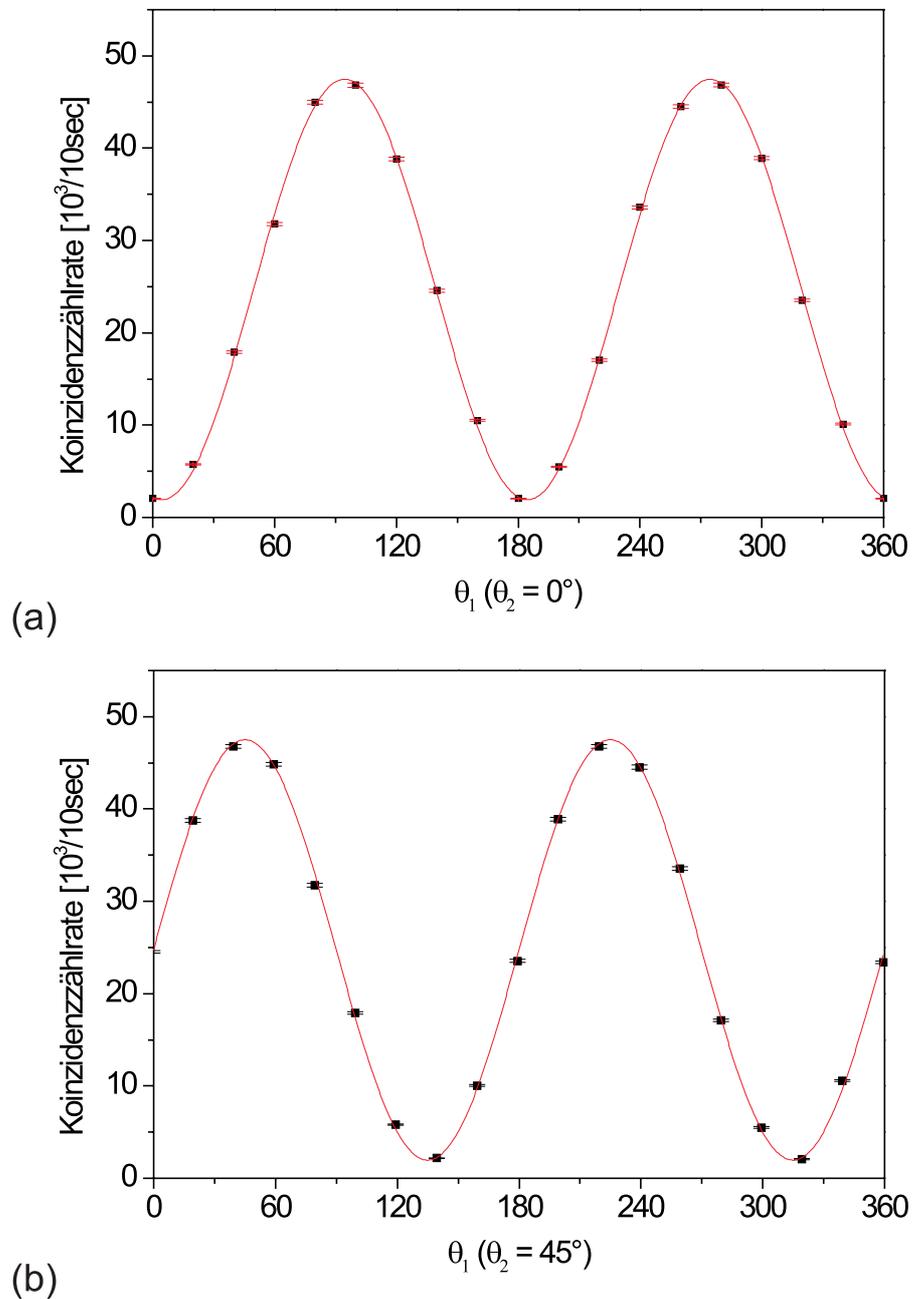


Abbildung 3.14: Polarisationskorrelation in der HV- (a) und 45°-Basis (b). Zur Bestimmung des Korrelationsgrades in der HV-Basis wurde Polarisator 2 auf Transmission für vertikal polarisierte Photonen gestellt $\theta_2 = 0^\circ$ und Polarisator 1 durchgeföhren. Für die Messung in der 45°-Basis wurde der Analysatorwinkel θ_2 auf $\theta_2 = 45^\circ$ fixiert.

von uns verwendeten Meßanordnung (Abbildung 3.13) wurden absorbierende Polarisationsanalysatoren mit nur einem Detektor in Durchlaßrichtung verwendet. Clauser und Horne [69] vereinfachten die in Abschnitt 2.3 besprochene CHSH-Ungleichung für diese Situation. Dafür ist es aber notwendig, daß bestimmte Symmetriebedingungen, die aus quantenmechanischen Vorhersagen gewonnen werden, im Experiment erfüllt sind: Erstens muß die Korrelationsfunktion vom Winkel ϕ , den die beiden Analysatorachsen miteinander einschließen, abhängen. Daß diese Bedingung in unserem Experiment erfüllt ist, können wir an Hand der vorangegangenen Korrelationsmessungen (Abb. 3.14) erkennen. Zweitens muß die Koinzidenzzählrate unabhängig von der Winkelstellung eines der beiden Polarisatoren sein, wenn der zweite Polarisator aus dem Aufbau entfernt wurde. Bis auf einen kleinen Fehler wird auch dieser Bedingung in unserem Aufbau eingehalten, da die beiden Fluoreszenzmoden für sich unpolarisiert sind. Wie groß ist dieser Fehler und wodurch wird er verursacht? Wird ein Polarisator um 360° gedreht, so schwanken die Einzelzählraten um $\pm 5\%$, die Koinzidenzzählrate bleibt hingegen fast konstant. Die Schwankung beträgt $\pm 1.5\%$ der mittleren Koinzidenzzählrate. Die Ursache für diese leichte Winkelabhängigkeit ist der transversale Walk-Off der Fluoreszenzmoden im Kristall, durch den das Strahlprofil der ordentlich polarisierten Mode elliptisch ausgeweitet wurde. Die räumliche Blende sitzt genau im Überlapp der beiden Moden, sodaß wir einen leichten Intensitätsunterschied zwischen ordentlich und außerordentlich polarisierten Photonen feststellen können.

Unter den genannten Voraussetzungen und der Bedingung, daß die Polarisatoren und Detektoren *ideal* sind, das heißt, daß alle emittierten Photonenpaare auch detektiert werden, genügt die Koinzidenzzählrate $C(\phi)$ nach einer lokalen, deterministischen Theorie folgender Ungleichung:

$$-1 \leq \frac{3C(\phi)}{C_0} - \frac{C(3\phi)}{C_0} - \frac{C_I + C_{II}}{C_0} \leq 0 \quad (3.11)$$

$C(\phi)$ ist die gemessene Koinzidenzzählrate in Abhängigkeit vom relativen Winkel ϕ , den die Analysatorstellungen der beiden Polarisatoren einschließen. C_0 ist die Koinzidenzzählrate für den Fall, daß beide Polarisatoren entfernt wurden. C_I und C_{II} sind die winkelunabhängigen Koinzidenzzählraten in Abwesenheit von jeweils einem der beiden Polarisatoren.

Die quantenmechanische Beschreibung der Koinzidenzzählrate als Funktion von ϕ ist einfach. In der 45° -Basis gehorcht die Koinzidenzzählrate folgender Korrelationsfunktion:

$$C^{qm}(\phi) = \frac{1}{2} C_0^{qm} \cos^2 \phi \quad (3.12)$$

Entfernen wir einen der beiden Polarisatoren aus dem Aufbau, so gilt

$$C_I^{qm} = C_{II}^{qm} = \frac{1}{2} C_0^{qm}. \quad (3.13)$$

Werden die quantenmechanischen Ausdrücke 3.12 und 3.13 in Ungleichung 3.11 eingesetzt, so stellt man fest, daß sich für die Winkel $\phi = 22.5^\circ$ und $\phi = 67.5^\circ$ eine maximale

Verletzung der Ungleichung ergibt. Dies legt nahe, die Ungleichung 3.11 für beide Winkel anzuschreiben und die Ausdrücke voneinander zu subtrahieren. Damit gelangen wir zu einer neuen, vereinfachten Bell-Ungleichung [25]:

$$S(22.5^\circ, 67.5^\circ) = \left| \frac{C(22.5^\circ)}{C_0} - \frac{C(67.5^\circ)}{C_0} \right| \leq \frac{1}{4} \quad (3.14)$$

Diese Relation hat den Vorteil, daß die beiden Terme C_I und C_{II} nicht mehr enthalten sind, und die Ungleichung auf die Polaristortransmission normiert werden kann. Durch Einsetzen der quantenmechanischen Korrelationsfunktion 3.12 in die neu abgeleitete Ungleichung 3.14 liefert die linke Seite der Relation

$$S^{qm}(22.5^\circ, 67.5^\circ) = \sqrt{2}/4 \approx 0.35 > \frac{1}{4} \quad (3.15)$$

und damit einen Widerspruch zur Bell-Ungleichung. Die Koinzidenzzählrate wurde bei beiden Winkeldifferenzen gemessen, um eine Verletzung der Bellschen Ungleichung nachweisen zu können. Bei einer Meßzeit von von 10 Sekunden je Meßwert erhielten wir folgende Werte für die Koinzidenzzählraten:

$C(\phi)$	$C(3\phi)$	C_0
40757	8587	104550

Wenn wir diese Werte in die Bellsche Ungleichung (Gl. 3.14) einsetzen, so erhalten wir für die Funktion S folgenden Wert:

$$\begin{aligned} S(22.5^\circ, 67.5^\circ) &= 0.30770 \pm 0.00212 \\ \frac{S - 1/4}{\Delta S} &= 27 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Dieser Wert weicht um 27 Standardabweichungen⁶ von dem nach lokalen Theorien erlaubten Wert von 1/4 ab, was eine klare Verletzung der Ungleichung bedeutet. Es wurde aber auch der nach quantenmechanischer Vorhersage erlaubte Wert von etwa 0.35 nicht erreicht. Die Ursache für die Abweichung kann vor allem auf die eingeschränkte Transmission der Polarisatoren ($T_{Pol} \geq 95\%$; Detektoreffizienzen kürzen sich bei Ungleichung 3.14 heraus) aber auch auf die nicht perfekte Polarisationskorrelation ($V = 92.2\%$) der Photonenpaare zurückgeführt werden.

⁶Die Standardabweichung des Parameters S erhält man durch Ableitung von S nach allen 3 Koinzidenzzählraten und mit Hilfe Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Die Meßfehler der Koinzidenzzählraten ergeben sich wiederum aus der Quadratwurzel der Ereignisse, da die Photonenstatistik einer Poisson-Verteilung genügte.

3.5 Diskussion

Mit dem von uns gewählten Setup haben wir die Pumpleistung um den das siebenfache steigern können und eine mittlere Koinzidenzzählrate von 10500 sec^{-1} erreicht. Da kein optischer Isolator zur Entkopplung des Lasers vom externen Resonator verwendet wurde, und wir die Resonatorachse zur Pumpstrahlrichtung verkippen mußten, haben wir mehr Leistung verschenkt als erwartet. Die Ursachen dafür waren die erhöhte Dämpfung der Resonatormode, aber auch ein verminderte Modenanpassung bzw. Modeneinkopplung der Lasermode in die Resonatormode. Aus diesen Gründen konnte die berechnete Modenüberhöhung von $A = 25$ nicht erreicht werden. Die Verschränkung des Polarisationszustandes betrug 92.2% . Mit dieser Verschränkung konnte eine Verletzung der Bell-Ungleichung um 27 Standardabweichungen nachgewiesen werden.

Prinzipiell wurde gezeigt, daß durch resonante Überhöhung der Pumpmode die Paarerzeugungsrate wesentlich verstärkt werden kann. Die Verstärkung der Paarerzeugungsrate ist dabei proportional zur Überhöhung der Pumpleistung. Wo liegen die Vorteile einer solchen Photonenpaarquelle? Selbst eine resonante Überhöhung des Pumpfeldes um das 10 bis 20 fache würde schon erlauben, teure Argon-Ionenlaser durch frequenzverdoppelte Single-Frequency Laserdioden zu ersetzen, ohne eine Einbuße an Zählraten in Kauf nehmen zu müssen. In einer Weiterführung dieses Experiments wurde in unserer Gruppe eine kompakte Festkörperquelle [70] zur Erzeugung verschränkter Photonenpaare aufgebaut. In diesem Experiment wurde das Feld einer frequenzverdoppelten Laserdiode (von 856 nm auf 428 nm) in einem Resonator um das 13 fache verstärkt und polarisationsverschränkte Photonenpaare, mit einer Verschränkung größer $V > 94\%$, erzeugt. Weiters flossen auch die Erfahrungen aus Kapitel 4, Erfahrungen aus der Modenanpassung der Fluoreszenzmoden an die Pumpmode bzw. an die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz, in das Experiment mit ein. So konnte mit dieser Quelle eine äquivalente Paarerzeugungsrate erreicht werden - dies aber bei nur 7 mW UV-Leistung. Weiters sind schon erste Single-Frequency Laserdioden⁷ mit 400 nm Wellenlänge erhältlich. Sobald diese Dioden mit ausreichender Leistung verfügbar sind, wäre es möglich extrem kompakte, unkomplizierte und effiziente Quellen für polarisationsverschränkte Photonenpaare zu bauen. Diese Quellen würden vor allem in der Quantenkommunikation und Quantenkryptographie Anwendung finden.

⁷Laserdiodenmodel NLHV500A, Nichia Corporation, www.nichia.co.jp

4 Modenanpassung in der spontanen parametrischen Fluoreszenz

4.1 Einleitung

Die parametrische Fluoreszenz ist momentan sicherlich die effizienteste Methode zur Erzeugung korrelierter oder verschränkter Photonen. Unbefriedigend an diesem Prozeß ist aber das Verhältnis aus detektierter Koinzidenzzählrate zu den Einzelzählraten der Detektoren - also die Gesamteffizienz der Detektion. Im Allgemeinen wird ein Verhältnis von 1:10 beobachtet. Der Umstand, daß nur zu jedem zehnten detektierten Photon auch das korrelierte Photon detektiert wird, ist in keinem Experiment ein erfreulicher Zustand, bedeutet dies doch, daß Meßzeiten hundertmal länger dauern als in einem idealen, verlustfreien experimentellen Aufbau und daß die Übertragungsraten in Quantenkommunikationsstrecken hundertmal niedriger sind, als sie bei voller Effizienz wären. Weiters eröffnen sich durch diese niedere Effizienz in Experimenten zu lokalen Theorien mit verborgenen Variablen Schlupflöcher, die die Beweiskraft dieser Experimente mindern [15]. In diesem Abschnitt möchten wir eine Methode vorstellen, mit deren Hilfe die Gesamteffizienz der Detektion, aber auch die Rate der verschränkten Photonenpaare, drastisch erhöht werden kann.

Bisher wurden bei Interferenzexperimenten mit Fluoreszenzphotonen die räumlichen Moden der Konversionsphotonen allein durch Blenden vorgegeben. Damit war und ist man natürlich in der Größe des experimentellen Aufbaus beschränkt, da mit zunehmendem Abstand von der Quelle bzw. mit größer werdendem Strahldurchmesser der Fluoreszenzmoden die Justierung der Interferometer immer schwieriger wird. Natürlich kann auch diese räumliche Selektion erst nach dem experimentellen Aufbau, also kurz vor den Detektoren, erfolgen. Mit dieser Methode verliert man aber an Zählrate, da diese proportional zur detektierten spektralen Modendichte ist. In vielen neuartigen Experimenten sind auch wohldefinierte räumliche Fluoreszenzmoden von großen Vorteil, zum Beispiel in Interferenzexperimenten, um eine ideale Modenüberlagerung erreichen zu können. Diese wohldefinierten Moden lassen sich einfach erreichen, indem wir die Fluoreszenzstrahlung über einen optischen Lichtwellenleiter in den experimentellen Aufbau einkoppeln. Auch in der Quantenkommunikation und Quantenkryptographie [35] werden immer mehr optische Lichtwellenleiter eingesetzt, da diese eine Kommunikation mit

schwachen Lichtpulsen oder einzelnen Photonen über weite Entfernungen ermöglichen. Voraussetzung für all diese Experimente ist, daß die Fluoreszenzmoden modenangepaßt in die optischen Fasern eingekoppelt werden.

Die Methode, die wir vorstellen möchten, nützt den Zusammenhang zwischen Emissionsrichtung und Wellenlänge der parametrischen Fluoreszenz bei vorgegebener Wellenlänge des Pumpasers. Es wird versucht, die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenz innerhalb einer bestimmten Bandbreite an jene räumliche Mode anzupassen, die in eine Single-Mode Faser eingekoppelt wird. Dafür ist zuerst nötig, die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz theoretisch und experimentell zu quantifizieren.

4.2 Typ-II Phasenanpassung in BBO

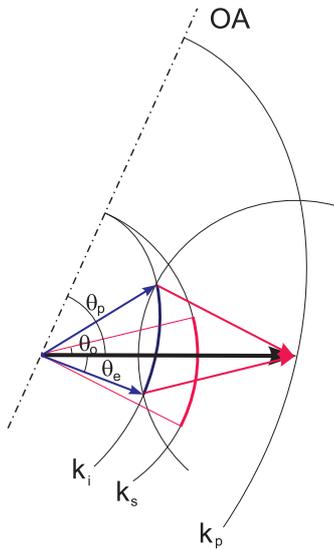


Abbildung 4.1: Skizze der Typ-II Phasenanpassung.

Aus den Phasenanpassungsbedingungen 2.10 können wir die Emissionwinkel und die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenzmoden berechnen. Bei Typ-II Phasenanpassung ist eine Lösung des Problems nur numerisch möglich, da wir zu einer Gleichung vierter Ordnung gelangen. Um die Berechnung zu vereinfachen, begrenzen wir die Lösung der Emissionswinkel auf jene Ebene, in der die optische Achse des Kristalls und der Pumpvektor liegen (vertikale Ebene in der Pumpstrahlrichtung).

Die spontane parametrische Fluoreszenz wurde bereits in Kapitel 2.2.1 ausführlich theoretisch besprochen und der Prozeß in den Abbildungen 2.2 und 2.3 skizziert. Bei der Herleitung des Zweiphotonenzustandes sind wir auf die Phasenanpassungsbedingungen

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_{e,i} + \omega_{o,s} \\ \vec{k}_p(\lambda_p, \theta_p) &= \vec{k}_{e,i}(\lambda_i, \theta_i) + \vec{k}_{o,s}(\lambda_s)\end{aligned}\quad (4.1)$$

gestoßen, welche die Energie- und Impulserhaltung des Konversionsprozesses innerhalb des Kristalls beschreiben. Hier wird, wie bereits eingeführt, das außerordentlich polarisierte Photon als Idler-, und das ordentlich polarisierte Photon als das Signalphoton bezeichnet. Aus der vektoriellen Phasenanpassungsbedingung für den Wellenvektor \vec{k}_p erhalten wir durch quadrieren und durch Ausnützung von Symmetrieneigenschaften des Prozesses eine Gleichung für die Absolutbeträge der Wellenvektoren

$$k_s^2 - k_i^2(\theta_i) + 2k_p k_i(\theta_i) \cos\theta_i - k_p^2 = 0, \quad (4.2)$$

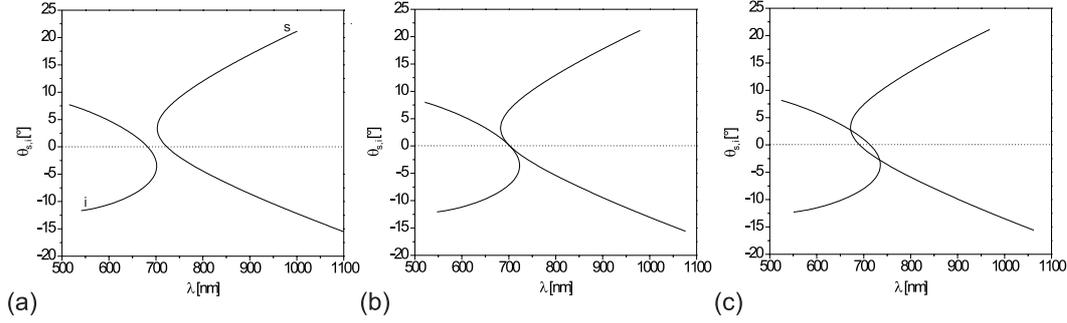


Abbildung 4.2: Emissionswinkel für Idler (*i*) und Signalphoton (*s*) für die Orientierungen $\theta_p = 48.3^\circ$ (a), $\theta_p = 49.2^\circ$ (b) und $\theta_p = 49.7^\circ$ (c) der optischen Achse in Abhängigkeit von der Fluoreszenzwellenlänge. Die berechneten Emissionswinkel sind begrenzt auf jene Ebene, in der die Kristallachse und der Ausbreitungsvektor des Pumpasers liegen.

wobei

$$\begin{aligned}
 k_i(\lambda_i, \theta_i) &= \frac{2\pi n_e(\lambda_i, \theta_i)}{\lambda_i}, & k_s(\lambda_s) &= \frac{2\pi n_o(\lambda_s)}{\lambda_s} & \text{und} \\
 k_p(\lambda_p, \theta_p) &= \frac{2\pi n_e(\lambda_p, \theta_p)}{\lambda_p} & & & (4.3)
 \end{aligned}$$

ist. Wie Abbildung 4.1 zeigt, ist θ_i jener Winkel, den der Idlerstrahl mit dem Pumpstrahl einschließt und θ_p ist der Winkel zwischen der optischen Achse und dem Pumpvektor. Die Brechungsindizes ergeben sich aus der Gleichung des Index-Ellipsoids bzw. aus den Sellmeier-Gleichungen des verwendeten Kristalls; siehe dazu Anhang A.1. Aus Gleichung 4.2 können nun numerisch unter Vorgabe des Winkels θ_p und der Pumpwellenlänge ($\lambda_p = 351$ nm) Werte für den Winkel θ_i in Abhängigkeit von der Idlerwellenlänge berechnet werden. Energie- und Impulserhaltung bestimmen Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung des zweiten Photons, des Signalphotons. Schließlich ist noch die Brechung an der Kristallaustrittsfläche zu berücksichtigen, um die externen Fluoreszenzwinkel der beiden Konversionsphotonen zu erhalten. Diese sind in Abbildung 4.2 als Funktion der Wellenlänge für drei verschiedene Stellungen der optischen Kristallachse dargestellt: (a) zeigt die berechneten externen Fluoreszenzwinkel bei $\theta_p = 48.3^\circ$, (b) für $\theta_p = 49.2^\circ$ und (c) für $\theta_p = 49.7^\circ$. Dies sind drei, für experimentelle Anwendungen interessante, Fluoreszenzfälle, auf die wir daher näher eingehen möchten.

$\theta_p = 48.3^\circ$ ist der kleinste Winkel, bei dem Phasen Anpassung für die entartete parametrische Fluoreszenz ($\lambda_i = \lambda_s = 2\lambda_p$) noch möglich ist. Bei diesem Winkel werden noch keine Fluoreszenzringe beobachtet, da die entarteten Photonen erst entlang zweier Fluoreszenzmoden emittiert werden: Zum Einem in Richtung $\theta_s \approx 3.5^\circ$, die Signalmode, und zum Anderen in Richtung $\theta_i \approx -3.5^\circ$, die Idlermode. Diese Geometrie bezeichnen wir als *punktförmige entartete parametrische Fluoreszenz*. Erst mit zunehmendem Winkel

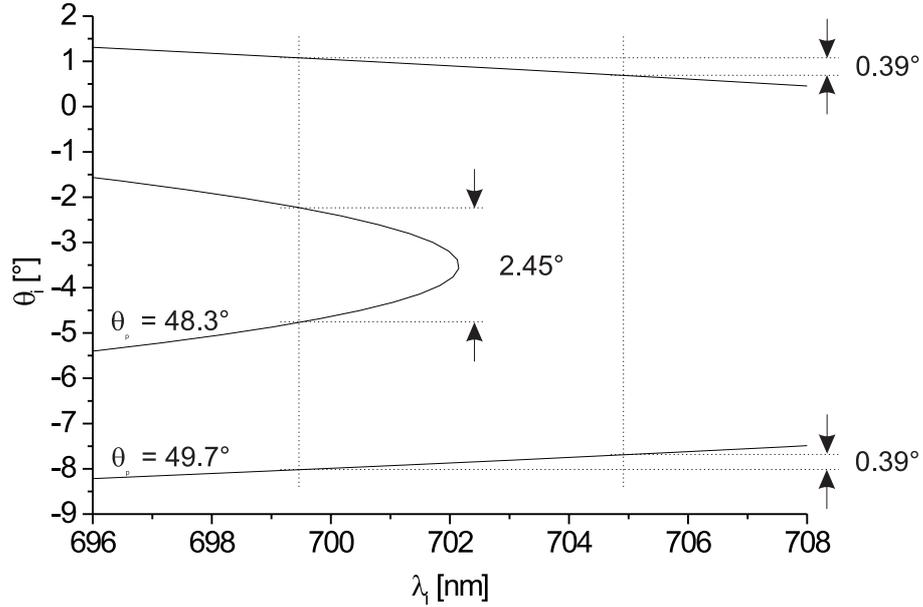


Abbildung 4.3: Winkelverteilung der entarteten Iidlerphotonen (in jener Ebene, in der die optische Achse und der Pumpstrahl liegen) bei $\theta_p = 48.3^\circ$ und $\theta_p = 49.7^\circ$ und 5.5 nm Bandbreite.

θ_p entstehen aus diesen gerichteten Fluoreszenzlinien doughnutförmige Emissionsringe. Dies ist auch aus Abbildungen 4.2 ersichtlich: In den in Abbildung (b) und (c) dargestellten Fällen erhält man jeweils zwei Lösungen aus Gleichung 4.2 für den Winkel θ_i , und damit auch für θ_s , bei der entarteten Wellenlänge von 702.2 nm.

Bei $\theta_p = 49.2^\circ$ berühren sich die entarteten Fluoreszenzringe gerade entlang der Ausbreitungsrichtung des Pumpstrahls. Werden durch eine Blende nur jene Konversionsphotonen selektiert, die sich entlang der Berührungslinie der beiden Kegel ausbreiten, so ist auch in diesem Fall Polarisationsverschränkung möglich [71, 72]. Dieser Fall wird allgemein als *kollineare entartete parametrische Fluoreszenz* bezeichnet.

Bei noch größeren Winkeln zwischen der optischen Achse und dem Pumpstrahl beginnen sich die Fluoreszenzringe zu überschneiden. Bei $\theta_p = 49.7^\circ$ schneiden sich die Tangenten an den Schnittpunkten der entarteten Fluoreszenzringe gerade unter 90° . Diese Konfiguration wird gerne zur Generierung polarisationsverschränkter Photonenpaare gewählt [32, 16, 35, 12], da einerseits die Photonen räumlich separiert sind, und andererseits die spektrale Verteilung der Fluoreszenzmoden entlang diesen Schnittlinien rotationssymmetrisch ist; *nichtkollineare entartete parametrische Fluoreszenz*. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Schnittlinien der beiden Fluoreszenzkegel beträgt gerade 6° .

In realen Experimenten können natürlich keine beliebig schmalen Interferenzfilter realisiert werden, sodaß man immer eine bestimmte Bandbreite $\Delta\lambda$ um die entartete

Wellenlänge ($2\lambda_p$) mit aufammelt. Dies erlaubt den Signal- und Idlerphotonen, daß sie sich vom Quellpunkt aus in einen bestimmten Winkelbereich $\Delta\theta$ ausbreiten können. Die Form der spektralen Winkelverteilung wird bestimmt durch die Filterfunktion. Die von uns verwendeten Interferenzfilter haben eine gaußförmige Filterfunktion mit einer Bandbreite von 5.5 nm (FWHM) um eine zentrale Wellenlänge von 702 nm; die entsprechende Meßkurve ist in Abbildung 3.7 zu finden. Unter der Annahme, daß die vektorielle Phasen Anpassungsbedingung der Wellenzahlvektoren perfekt erfüllt ist, werden die 5.5 nm Bandbreite, in den für uns interessanten Konversionsprozessen, in folgenden Winkelbereich $\Delta\theta_{theor}$ ausgestrahlt:

θ_p	48.3°	49.2°	49.7°
$\Delta\theta_{theor}$	2.45°	0.45°	0.39°
$d\theta/d\lambda$	0.745°	0.073°	0.055°

$d\theta/d\lambda$ ist dabei die differentielle Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz in den drei von uns betrachteten Fällen: die punktförmige, die kollineare und die nicht-kollineare parametrische Fluoreszenz. Da die Krümmung der Emissionswinkel im Fall der punktförmigen entarteten Fluoreszenz sehr stark ist, gilt hier die differentielle Winkelverteilung nur im Bereich um 702.2 nm Wellenlänge, siehe auch Abbildung 4.3. Als nächstes möchten wir diese berechneten Winkelverteilungen der entarteten Fluoreszenzmoden experimentell überprüfen.

4.3 Messung der spektralen Winkelverteilung

Das Setup zur Bestimmung der spektralen und räumlichen Modenverteilung der parametrischen Fluoreszenz ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Dabei wurde ein schwach fokussierter Argon-Ionenlaserstrahl ($\lambda=351.1$ nm) auf einen 2 mm dicken BBO-Kristall gerichtet und die Winkelverteilung des Fluoreszenzlichtes mit einem Einzelphotonendetektor (Si-Avalanche Photodetektor, APD) aufgenommen. Der Laser wurde im *single-line* und *single-frequency* Modus mit einer Leistung von 100 mW am BBO-Kristall betrieben.

Der Kristall wurde im Fokus des Laserstrahls positioniert; die Strahltaile des Pumpstrahls betrug im Fokus 1 mm. Diese Strahltaile entspricht einer Strahldivergenz von nur $\Theta_{div} = 0.03^\circ$. So konnte der Pumpstrahl in guter Näherung als ebene Welle betrachtet werden [53]. Der verwendete Kristall war so geschnitten, daß bei senkrechtem Einfall des Pumpstrahls auf die Kristallfläche die Pumpstrahlachse mit der optischen Achse des Kristalls einen Winkel von $\theta_p^{(0)} = 49.2^\circ$ einschloß; also für den kollinearen Fall der entarteten parametrischen Fluoreszenz. Hinter dem Kristall wurde ein dichroider Spiegel (hoch reflektierend für die Pumpwellenlänge aber transparent für das Fluoreszenzlicht) unter 45° positioniert, der den Pumpstrahl aus dem Fluoreszenzlicht ausblendete. Von der Detektoreinheit konnten all jene Konversionsphotonen nachgewiesen werden, die in einen Raumwinkel von $20^\circ \times 20^\circ$ von der Quellregion emittiert wurden. Die erste Linse im

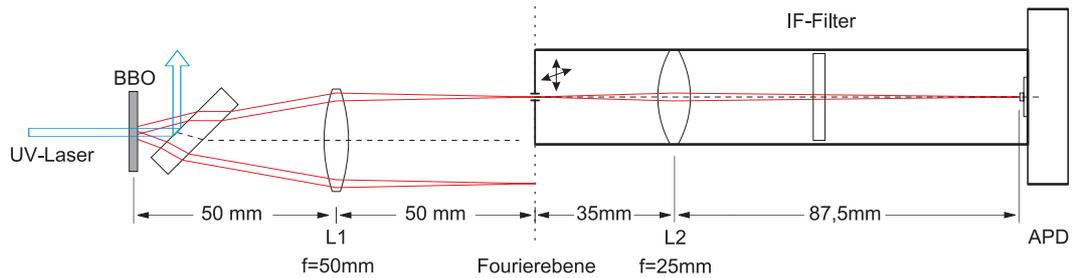


Abbildung 4.4: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der spektralen Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz. Mit dem dichroiden Spiegel wird das Fluoreszenzlicht vom Pumpstrahl getrennt. Linse L_1 dient zur Fouriertransformation der spektralen Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz in eine räumliche Verteilung in der Fokusebene der Linse. In dieser Ebene wird mittels einer Linse und einem Detektor die Intensitätsverteilung der Fluoreszenzphotonen orts aufgelöst gemessen. Mit Hilfe der zweiten Linse L_2 wird die Auflösung von 0.25 mm^2 auf 0.04 mm^2 verbessert. Der Interferenzfilter (IF) schränkte die Bandbreite der Fluoreszenz auf 5.5 nm (FWHM) um eine zentrale Wellenlänge von 702.2 nm ein. Zur Detektion der einzelnen Fluoreszenzphotonen wurde eine Si-Avalanche Photodiode (APD) verwendet.

Aufbau fungierte als Fouriertransformations-Linse ($f = 50 \text{ mm}$), sodaß die Winkelverteilung der Fluoreszenz auf eine räumliche Verteilung von $17 \times 17 \text{ mm}^2$ in der Fokusebene der Linse abgebildet wurde. Mit der zweiten Linse ($f = 25 \text{ mm}$) wurde die Auflösung von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ auf $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ verbessert, da der Durchmesser der aktiven Diodenfläche unsere APD $500 \mu\text{m}$ betrug. Optik und APD waren in einem Rohrsystem integriert. Dieses hatte eine zirkuläre Eintrittsöffnung von 1 mm Durchmesser, um die Hintergrundzählrate zu minimieren. Die spektrale Bandbreite der detektierten Fluoreszenzmoden wurde durch ein IF-Filter mit 702.2 nm Mittenwellenlänge und 5.5 nm Bandbreite (FWHM) vorgegeben. Weiters waren Abbildungsoptik und APD auf einem 2D-Translationsschlitten montiert, um die Fourierebene in $250 \mu\text{m}$ -Schritten abtasten zu können. Der Translationsschlitten wurde über zwei DC-Motoren und PC gesteuert, die Meßzeit je Meßpunkt betrug 1 Sekunde .

Die Intensitätsverteilung des Fluoreszenzlichtes wurde nun bei verschiedenen Winkeln der optischen Kristallachse aufgenommen. Dazu wurde der Kristall aus seiner vertikalen Ausrichtung geneigt, und der Winkel, den die optische Achse mit der Pumpstrahlachse einschließt, variiert. Es war zu beachten, daß der Kippwinkel des Kristalls nicht äquivalent zum Verstellwinkel der optischen Achse ist, da die Brechung des Pumpstrahls beim Kristalleintritt nicht vernachlässigt werden darf.

Die gemessenen Intensitätsverteilungen sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Abbildung zeigt die entarteten Fluoreszenzringe für 702.2 nm Wellenlänge und 5.5 nm Bandbreite, beginnend bei $\theta_p = 48.32^\circ$ bis $\theta_p = 49.94^\circ$. Bei $\theta_p = 48.32^\circ$ beobachten wir

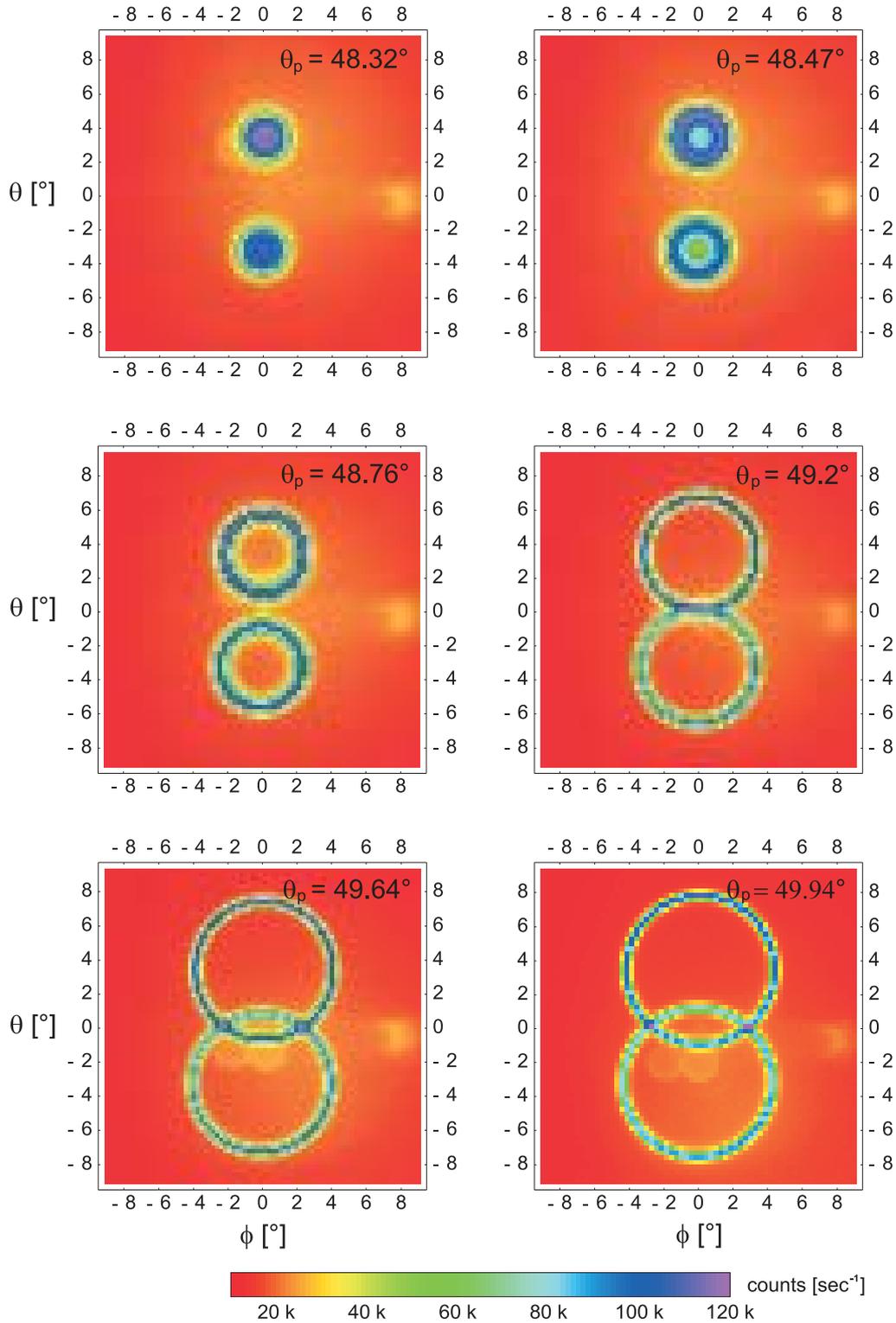


Abbildung 4.5: Winkelabhängige Intensitätsverteilung des Fluoreszenzlichtes bei 702.2 nm Wellenlänge und einer spektralen Breite von 5.5 nm und unterschiedlicher Orientierungen θ_p der optischen Achse des BBO-Kristalls.

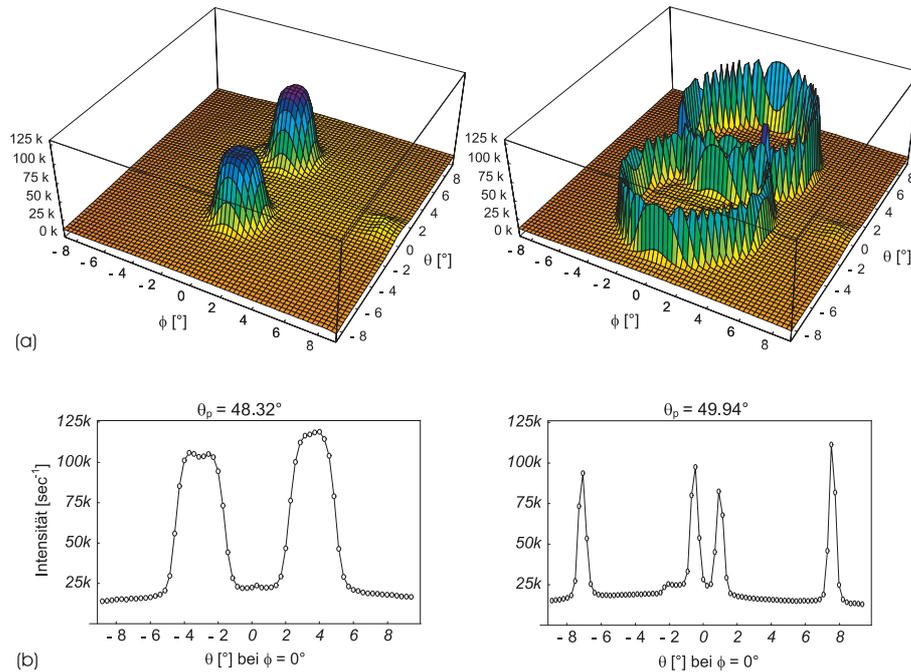


Abbildung 4.6: (a) Gemessene Winkelverteilungen der Fluoreszenzintensität bei 702.2 nm Wellenlänge und einer spektralen Breite von 5.5 nm für die beiden Fälle: $\theta_p = 48.32^\circ$ und $\theta_p = 49.94^\circ$. (b) Schnitt durch die Intensitätsverteilung bei $\phi = 0^\circ$.

die gaußförmigen Intensitätspeaks. Bei kleineren Winkeln kann die Phasenanpassungsbedingung für die entartete Fluoreszenz nicht erfüllt werden. Mit zunehmendem Winkel θ_p nehmen auch die Radien der Fluoreszenzringe zu, bis sie sich bei $\theta_p^{(0)} = 49.2^\circ$ berühren bzw. bei größeren Winkeln überschneiden. Aus den Graphen ist die allgemeine Tendenz ablesbar, daß mit zunehmendem Durchmesser der Fluoreszenzringe die Emissionsbreite abnimmt. Die entsprechenden Winkelverteilung $\Delta\theta$ wurden bestimmt, indem wir die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von θ bei $\phi = 0^\circ$ betrachteten. Abbildung 4.6 zeigt neben einer dreidimensionalen Darstellung der punktförmigen bzw. der nichtkollinearen Fluoreszenz, den Schnitt durch die Intensitätsverteilungen bei $\phi = 0^\circ$. Auffällig an der punktförmigen Fluoreszenz ist, daß die Winkelverteilung des außerordentlich polarisierten Fluoreszenzpeaks, Peak in der negativen Halbebene von θ , größer als beim ordentlich polarisierten Fluoreszenzpeak ist. Was ist der Grund für diese Verbreiterung? Der außerordentlich polarisierte Peak ist bereits beim Übergang zur doughnutförmigen Fluoreszenzform, auch zu erkennen am kleinen Einbruch im Maxima der Verteilung. Diese leichte Asymmetrie der Emission wird verursacht durch die unterschiedliche Brechung der Fluoreszenzpeaks beim Kristallaustritt. An die eindimensionalen Verteilungen haben wir Gaußfunktionen angepaßt, um aus den Fitparametern die Werte für $\Delta\theta_{exp}$ zu erhalten. Diese Werte sind neben den berechneten Werten $\Delta\theta_{theor}$ in Tabelle 4.3 angeführt;

die Meßwerte stimmen gut mit der Theorie überein.

Weiters haben wir die Photonenzählraten über die gaußförmigen Intensitätspeaks der punktförmigen bzw. über die Kreuzungspunkte der nichtkollinearen parametrischen Fluoreszenz aufsummiert, um die absoluten Photonraten, die in 5.5 nm Bandbreite liegen, zu bestimmen. Dabei wurde berücksichtigt, daß die Schrittweite der Scans 250 μm

θ_p	48.3°	49.2°	49.7°
$\Delta\theta_{theor}$	2.45°	0.45°	0.39°
$\Delta\theta_{exp}$	2.48°	0.49°	0.41°

Tabelle 4.1: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten für die spektrale Winkelverteilung $\Delta\theta$ bei vorgegebener Richtung der optischen Achse des Kristalls.

betrug, die APD aber nur eine kreisförmige aktive Fläche mit einem Durchmesser von 200 μm hatte. Für die Intensitätspeaks ergibt sich dabei eine Photonenzählrate von $1.5 \times 10^7 \text{sec}^{-1}$, in den Kreuzungspunkten liegt die Zählrate bei $2.3 \times 10^6 \text{sec}^{-1}$, und das bei einer UV-Leistung von nur 100 mW. Wird nun die SPDC als Zweiphotonenquelle für Experimente genutzt, so wäre es vor allem in Quantenkommunikationsexperimenten von Interesse, diese volle Fluoreszenzintensität nützen zu können. Im nächsten Abschnitt möchten wir nun daran gehen, die Anpassung der Pump- und Fluoreszenzmoden an die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenz vorzustellen. Auch möchten wir die mit dieser Methode erzielten Ergebnisse präsentieren. Angewandt wurde dieses Verfahren in der nichtkollinearen und in der punktförmigen entarteten Fluoreszenz.

4.4 Modenanpassung der entarteten Fluoreszenzstrahlung

4.4.1 Modenanpassung im Fall der nichtkollinearen Fluoreszenz

Idee und mathematische Formulierung

Unser Vorhaben ist es, die Fluoreszenzphotonen, die innerhalb einer bestimmten spektralen Breite $\Delta\lambda$ (FWHM) entlang den beiden Schnittpunkte der entarteten Fluoreszenzringe emittiert werden, in optische Lichtwellenleiter einzukoppeln. Die Fluoreszenzphotonen mit der Wellenlänge $\lambda \pm \Delta\lambda/2$ werden ausgehend vom Quellpunkt im Kristall in einen Winkel $\theta \pm \Delta\theta/2$ emittiert; wie auch in Abbildung 4.7 skizziert. Es gilt folgender mathematischer Zusammenhang zwischen der spektralen Winkelverteilung $\Delta\lambda$ und dem ausgeleuchteten Winkelbereich $\Delta\theta$:

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda. \quad (4.4)$$

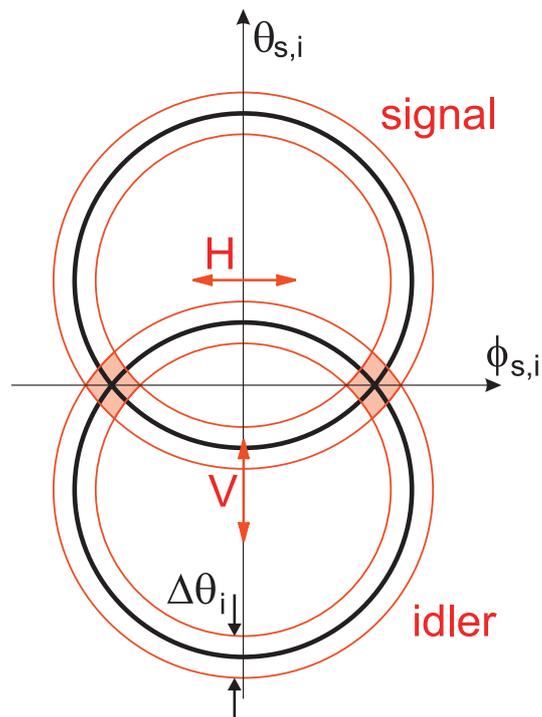


Abbildung 4.7: Skizze der spektralen Winkelverteilung $\Delta\theta$.

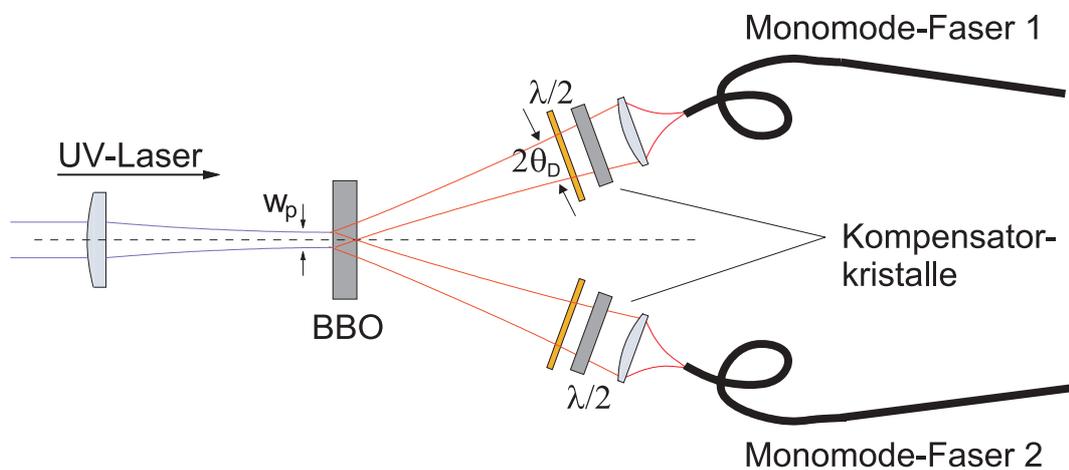


Abbildung 4.8: Skizzierter Aufbau zur Modenanpassung. Der Pumpstrahl wird auf den BBO-Kristall fokussiert, wobei der Pumpstrahlradius w_p an die Strahlradien der Fluoreszenzmoden angepasst ist. Die Fluoreszenzmoden werden über Linsen in Monomode-Fasern eingekoppelt. Die beiden Halbwellenplättchen bzw. die beiden weiteren Kristalle $C_{1,2}$ sind für die Kompensation der Walk-Off Effekte nötig.

Aufgrund der Symmetrie der Fluoreszenzringe gilt dieser Zusammenhang entlang des gesamten ordentlich polarisierten wie auch außerordentlich polarisierten Fluoreszenzringes.

Wie wir bereits festgestellt haben, ist die nichtkollineare entartete parametrische Fluoreszenz dadurch ausgezeichnet, daß sich in den Schnittpunkten die Tangenten an die Fluoreszenzringe exakt unter 90° schneiden. Dies erlaubt uns die Annahme, daß für eine gaußförmige spektrale Verteilung der Fluoreszenzringe die spektralen Verteilungen von Signal- und Idlermoden entlang der Schnittlinien rotationssymmetrisch sind. Wir können daher für die räumliche Mode der parametrischen Fluoreszenzstrahlen, die sich entlang der Schnittlinien und innerhalb der Winkeldivergenz $\Delta\theta$ ausbreiten, eine Gaußsche Zielmoden mit einer Strahldivergenz Θ_{div} definieren:

$$I(\theta) \approx \exp(-2(\theta/\Theta_{div})^2), \quad (4.5)$$

Die Strahltaillen ($2w_0$) dieser Gaußmoden liegen im Quellbereich des Kristalls, wie es auch Abbildung 4.8 zeigt. Was uns jetzt noch fehlt, ist die Abhängigkeit der Strahldivergenz Θ_{div} der Gaußmode von der Winkelverteilung $\Delta\theta$ der parametrischen Fluoreszenz. $\Delta\theta$ ist die Halbwertsbreite (FWHM) der spektralen Verteilung, sodaß sich folgender Zusammenhang ergibt:

$$\begin{aligned} \Theta_{div} &= \frac{\Delta\theta}{\sqrt{2\ln 2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda \end{aligned} \quad (4.6)$$

Mit der Divergenz der Gaußschen Mode ist auch die Strahltaille der Mode festgelegt; es gilt $w_0 = \lambda/(\pi\Theta_{div})$. Um den Überlapp zwischen der Pumpmode und den Fluoreszenzmoden zu maximieren, und dadurch maximale Konversion in die Fluoreszenzmoden garantieren zu können, wird die Strahltaille der Pumpmode an die Strahltaille der Fluoreszenzmoden angepaßt: $w_p = w_0$. Die beiden Gaußschen Fluoreszenzmoden werden nun über asphärische Linsen in optische Monomode-Fasern eingekoppelt. Die Abstände zwischen dem Kristall und den beiden Linsen sowie den Linsen und den Faserenden werden mit Hilfe der Gaußschen Optik berechnet.

Um die Fluoreszenzmoden in die optischen Monomode-Fasern einkoppeln zu können, muß die Strahltaille der Fluoreszenzmoden über die Linsen an den Modendurchmesser ($2w_F$) der von den Fasern geführten Moden angepaßt werden. Der Modenradius der Fasermode ist folgendermaßen definiert [73]:

$$w_F = a \cdot \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6}\right) \quad \text{mit} \quad V = 2\pi NA \frac{a}{\lambda}, \quad (4.7)$$

mit a dem geometrischen Kerndurchmesser und NA der numerischen Apertur der Faser. In der geometrischen Optik wird die Ausbreitung eines Lichtstrahls in einer Faser durch

Totalreflexion am Kern-Cladding-Übergang¹ beschrieben. Ein Lichtstrahl kann sich daher nur in einer optischen Faser ausbreiten, wenn der Sinus des Einfallswinkels kleiner der numerischen Apertur² der Faser ist. Wenn man daher eine passende Linse für die Einkopplung der Fluoreszenz wählen möchte, müßte man in erster Näherung nur die numerische Apertur der Linse gleich der numerische Apertur der Faser wählen. Exakter ist es jedoch, mit Hilfe der Gaußschen Optik, die Modendurchmesser von Fluoreszenzmode und Fasermode anzupassen.

Der dimensionslose Parameter V in obigen Zusammenhang ist die normierte Frequenz des Wellenleiters, und wird auch als V -Zahl des Wellenleiters bezeichnet. Viele Faserparameter können nämlich durch die V -Zahl der Faser ausgedrückt werden, wie zum Beispiel die Anzahl der Moden, die sich bei einer bestimmten Wellenlänge gleichzeitig in der Faser ausbreiten können. Für $V < 2.405$ kann sich in einem Wellenleiter mit stufenförmigen Brechungsindexprofil nur eine Mode ausbreiten (Monomode).

In der Praxis kann man etwa 60% der Intensität der einfallenden Mode in eine Monomode-Faser einkoppeln. Dies liegt in erster Linie an der unterschiedlichen Intensitätsverteilung einer Gaußmode (TM₀₀-Mode) zur Grundmode (transversale Hybridmode HE₁₁) eines Lichtwellenleiters, aber auch an der Reflexion an den Faserenden.

Experimenteller Aufbau

Soviel zur Theorie; im folgenden möchten wir diese Ideen für die nichtkollinearen parametrischen Fluoreszenz anwenden. Theoretisch und experimentell erhielten wir für diesen Fall der parametrischen Fluoreszenz eine differentielle Winkelverteilung von $d\Theta/d\lambda \approx 0.055^\circ/nm$. Weiters möchten wir entlang der Schnittlinien alle Fluoreszenzmoden, die innerhalb der spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 4 nm$ liegen, in die Monomode-Fasern einkoppeln. Diese Winkelverteilung und Bandbreite entspricht nach Gleichung 4.6 folgender Divergenz für die räumliche Gaußmode der eingekoppelten parametrischen Fluoreszenz:

$$\Theta_{div} = \frac{1}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot 0.055^\circ/nm \cdot 4nm = 0.186^\circ \quad (4.8)$$

Um eine weitere Aufweitung der Winkelverteilung, bedingt durch die Divergenz des Pumpstrahls, zu berücksichtigen, wurde für die gaußförmigen Fluoreszenzmoden eine Strahldivergenz von $\Theta_{div} = 0.16^\circ$ gewählt. Diese Strahldivergenz entspricht nach $w_0 = \lambda/(\pi\Theta_{div})$ einem minimalen Strahlradius der Fluoreszenzmode von $w_0 = 82 \mu m$. Für den experimentellen Aufbau war es wichtig, auch die Lasermode an diesen Strahlradius anzupassen. Wie wir bereits besprochen haben, wird dadurch eine optimale Konversion in die beiden Fluoreszenzmoden garantiert.

¹Optische Fasern bestehen aus drei Schichten: Im Innersten befindet sich der Faserkern, der eigentliche Lichtleiter mit hohen Brechungsindex, gefolgt vom Mantel mit niederen Brechungsindex, der wiederum von einer schützenden Hülle umgeben ist. Der Fasermantel wird auch als *cladding* bezeichnet.

²Die numerische Apertur ist der Sinus des maximal erlaubten Einfallswinkels.

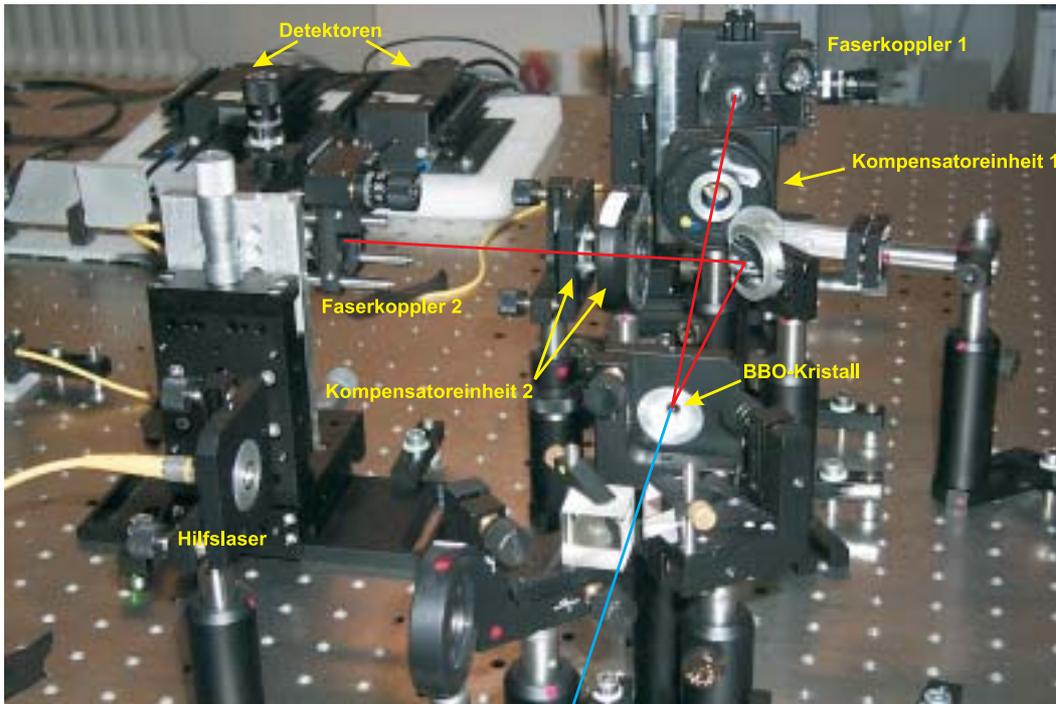


Abbildung 4.9: Das Photo zeigt den fertigen Quellenaufbau für verschränkte Photonenpaare. Aufgrund der kompakten Anordnung der Komponenten mußte eine der Fluoreszenzmoden über einen Spiegel seitlich herausgeführt werden. In beiden Fluoreszenzarmen befinden sich bereits die optischen Komponenten (Halbwellenplättchen und ein zweiter Kristall von halber Dicke) zur Kompensation des transversalen und longitudinalen Walk-Offs. Weiters sieht man noch die Gehäuse unserer fasergekoppelten APD-Detektoren.

Abbildung 4.9 zeigt ein Photo des fertigen Aufbaus der Quelle für verschränkte Photonenpaare. Als Pumplaser diente ein Argon-Ionenlaser (Serie 2080 von Spectra-Physics) im *single-line* und *single-frequency* Modus bei der üblichen Wellenlänge von 351.1 nm. Um einen direkten Vergleich mit früheren Ergebnissen ziehen zu können, wurde am Kristall eine UV-Leistung von 100 mW gewählt. Der Laserwaist von $610 \pm 15 \mu\text{m}$ wurde über ein Teleskop, bestehend aus zwei Linsen (L_1 mit $f = 150 \text{ mm}$, L_2 mit $f = 75 \text{ mm}$), auf einen Strahlradius von $82 \mu\text{m}$ am Ort des Konversionskristalls fokussiert. Der BBO-Kristall hatte eine Dicke von 2 mm und war mit einem Schnittwinkel von $\theta_p = 49.7^\circ$ für die nichtkollineare parametrische Fluoreszenz optimiert. Weiters waren die Oberflächen des Kristalls für Wellenlängen im IR- und UV-Bereich optisch vergütet. In der Abbildung sind auch die optischen Komponenten zur Kompensation des transversalen und longitudinalen Walk-Offs zu sehen. Diese Kompensatoreinheiten bestanden wiederum je aus einem Halbwellenplättchen unter 45° zur Horizontalen und einem weiteren Kristall von halber Dicke (siehe auch Abschnitt 2.2.2). Weiters erlaubten uns diese Kompensator-

einheiten die relative Phase φ des verschränkten Polarisationszustandes der korrelierten Photonenpaare

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|H\rangle) \quad (4.9)$$

auf $\varphi = 0$ zu justieren.

Die beiden Fluoreszenzmoden wurden über Faserkoppler in die optischen Monomode-Fasern eingekoppelt, wobei die Faserkoppler aus asphärische Linsen mit einer Brennweite von $f = 11$ mm und einer numerischer Apertur von $NA = 0.25$ bestanden. Die verwendeten optischen Monomode-Glasfasern hatten folgende Parameter: Ihre numerische Apertur betrug $NA = 0.13$ und ihre Cutoff-Wellenlänge war mit < 620 nm angegeben. Die Cutoff-Wellenlänge spezifiziert das untere Limit des Wellenlängenbereiches, in dem die Faser als Monomode-Faser eingesetzt werden kann; typischerweise für Wellenlängen bis 50 nm kleiner bzw. bis etwa 200 nm größer der Cutoff-Wellenlänge. Mit Gleichung 4.7 ergibt sich für den Modendurchmesser in der Faser ein Wert von $2w_F = 4.40$ μm . Diese Größe wurde auch experimentell überprüft und verifiziert. Die Abstände zwischen Kristall und Linsen betragen 400 mm, jene zwischen Linsen und Faserenden entsprachen in etwa der Fokallänge. Berechnet wurden diese Abstände mit Hilfe der Gaußschen Optik. Über die Fasern wurden die Photonenpaare entweder direkt zu den Einzelphotonendetektoren oder in weitere Analyseaufbauten (Spektrometer, Polarisationsanalyse, usw.) geleitet.

Justiert wurde die Anordnung mit einem HeNe-Lasers. Dieser wurde über einen Strahlteiler bzw. ein Prisma, die vor dem Kristall positioniert waren, den Fluoreszenzmoden überlagert. Mit dieser Methode können die Faserkoppler relativ gut in die Zentren der Schnittpunkte der Fluoreszenzringe positioniert werden. Um ihre Positionen zu optimieren, verwendeten wir Interferenzfilter ($\lambda_{Center} = 702$ nm, $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 5.5$ nm), die den Faserkopplern vorgesetzt wurden. Damit schränkten wir die Bandbreite des Fluoreszenzspektrums unserer Quelle ein. Mit den Faserkopplern hatten wir nun insgesamt fünf Freiheitsgrade zur Verfügung, um das Faserende optimal in die Schnittpunkte zu positionieren: Zwei Freiheitsgrade, um die Linse transversal zum Strahl zu verstellen; einen weiteren in longitudinaler Richtung, der die Divergenz des eingekoppelten Strahles vorgegab; die zwei übrigen, um das nackte Faserende im Fokus des Fluoreszenzstrahles zu positionieren. Die Stellung der Faserkoppler bzw. der Faserenden wurden nun optimiert, wobei die Koinzidenzzählrate als Maß für die Güte der Positionen diene.

Als Detektoren zur Zählung der einzelnen Photonen wählten wir Si-Avalanche Dioden, die von der Firma EG&G bereits fertig konfektioniert mit Multimode-Fasern geliefert wurden. Die Dioden waren in Aluminiumblöcken montiert, über Peltierelemente auf -28°C gekühlt und im Geigermodus bei 20 V über Durchbruch betrieben. Die Dioden waren passiv, zur Löschung der Ladungslawine, beschalten (*Passive-Quenching*). Die Diodenausgangspulse wurden über Vorverstärker verstärkt und mit CFDs³ in NIM-Signale umgewandelt. CFDs haben den Vorteil, daß die Ausgangspulse für die folgende Koin-

³Constant Fraction Discriminator

zidenzlogik nur mit einem sehr geringen Zeit-Jitter behaftet sind. Die Einzelzählraten wurden direkt über einen NIM-to-TTL-Converter vom Rechner ausgelesen, die Koinzidenzzählraten hingegen über ein NIM-Logikelement (Und-Gatter) gemessen. Mit dieser Koinzidenzschaltung konnte ein Koinzidenzzeitfenster von $\tau_c = 6.8 \pm 0.1$ nsec erreicht werden. Auch waren die Dunkelzählraten unserer Detektoren extrem niedriger. In der folgenden Tabelle sind die Hintergrundzählraten unserer APDs in 10 Sekunden Meßzeit, mit und ohne vorgeschalteten Interferenzfiltern, aufgelistet.

dark counts / 10 sec	Detektor 1	Detektor 2	Koinzidenzen
mit IF	1342	2411	0
ohne IF	6227	5568	0

Diese niedrige Hintergrundzählrate der Detektoren bei entfernten IF-Filtern verdanken wir der starken räumlichen Selektivität der Monomode-Fasern. Sie erlaubten uns auch alle folgenden Messungen ohne Filter durchzuführen. Dies ist ein entscheidender Vorteil gegenüber früheren Experimenten, da die maximale Transmission durch die gaußförmigen IF-Filter nur 70% beträgt.

Erste Ergebnisse

Die ersten Ergebnisse, die mit der Methode der Modenanpassung erzielt wurden, sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Sie zeigt die Einzelzählraten der Detektoren in den beiden Fluoreszenzarmen, sowie die Koinzidenzzählrate bei einer Meßzeit von einer Sekunde je Meßpunkt und einer UV-Leistung von 100 mW am Kristall. Mit dem einfachen Versuch, innerhalb einer gewissen Bandbreite die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz an die räumliche Mode einer Monomode-Faser anzupassen, haben wir die Koinzidenzzählrate, im Vergleich zu früheren Experimenten [32, 17, 74], bei gleicher Leistung fast um das 40-fache auf 56160 Koinzidenzen pro Sekunde erhöht. Das Verhältnis Koinzidenzen zu Einzelzählrate wurde ebenfalls deutlich verbessert, sodaß die Gesamteffizienz von durchschnittlich 10% auf 22% angestieg.

Detektor 1 [sec^{-1}]	Detektor 2 [sec^{-1}]	Koinzidenzen [sec^{-1}]
256550	260350	56160

Mit diesen hohen Zählraten sind wir aber auch schon an der Leistungsgrenze unserer Detektoren angelangt, die bei etwa 200000 Zählereignissen pro Sekunde zu sättigen beginnen. Dank der Zusammenarbeit mit einer Schweizer Gruppe um Prof. N. Gisin war es uns möglich, aktiv geschaltene APDs [75] auszuleihen, die ebenfalls mit Multimode-Fasern versehen waren. Diese Dioden haben zwei große Vorteile gegenüber den von uns im Einsatz befindlichen Dioden: Erstens haben diese Dioden eine wesentlich höhere Detektoreffizienz (laut Spezifikation $\eta_D = 70\%$), und zweitens sättigen sie erst bei über einer Million Zählrate pro Sekunde.

Um einem weiteren Problem, das uns beim Einsatz dieser aktiven Dioden begegnen würde, vorzubeugen, haben wir die Einzelzählraten über einen 1:16-Vorteiler noch

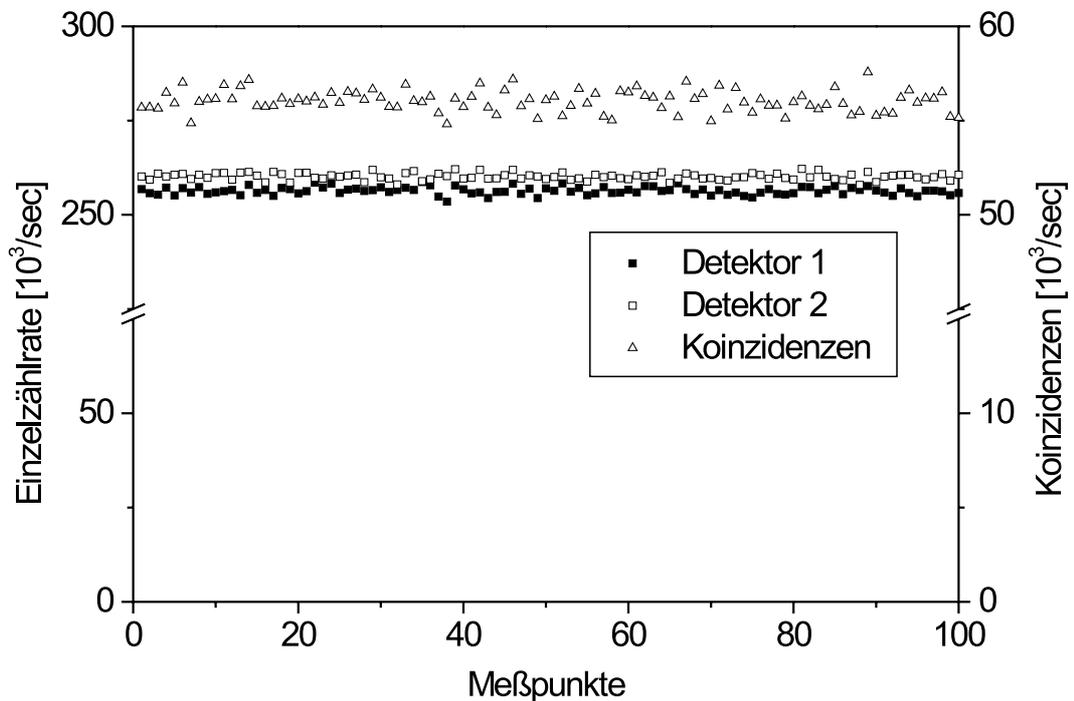


Abbildung 4.10: Erzielte Einzel- und Koinzidenzzählraten bei 100 mW UV-Leistung am Kristall.

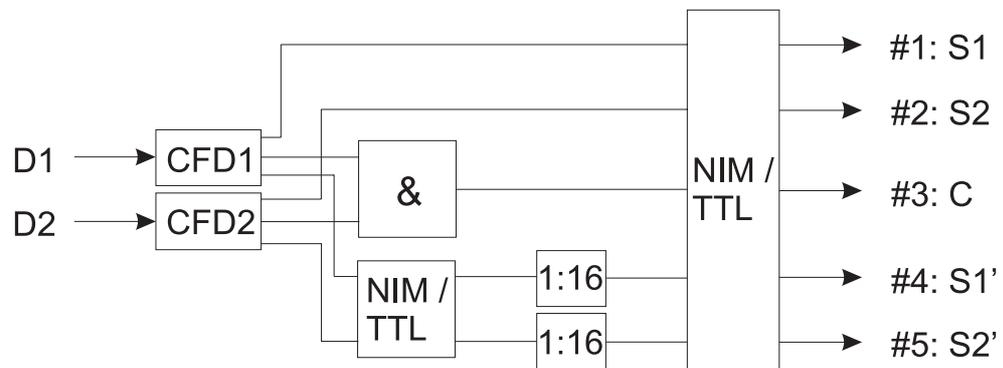


Abbildung 4.11: Blockschaltbild der Zähl Elektronik. Die Detektorpulse wurden verstärkt und über CFDs in NIM-Pulse für die Koinzidenzlogik umgewandelt. Die Einzel- und Koinzidenzzählraten wurden über NIM-to-TTL-Converter vom Rechner ausgelesen. Weiters wurden die Pulsrate über Verteiler im Verhältnis 1:16 verringert und ebenfalls vom Rechner ausgelesen.

zusätzlich abgeschwächt. Unsere ersten Ergebnisse für die Einzelzählraten ließen erahnen, daß bei noch höheren Pumpleistungen die Zählerkarte als nächstes sättigen würde. Die Zählerkarte war ausgelegt für eine maximale Zählrate von 10 MHz. Diese Angabe ist folgendermaßen zu verstehen: Detektorpulse mit einem Abstand kleiner $1/100$ msec können von der Zählerkarte nicht mehr aufgelöst werden. Da die parametrische Fluoreszenz ein spontaner Prozeß ist, sind aber die Photonenabstände gleichmäßig verteilt. Abbildung 4.11 zeigt ein Blockschaltbild der Zählelektronik. Damit wurden neben den wahren Einzel- und Koinzidenzzählraten auch die um den Faktor 16 abgeschwächten Einzelzählraten vom Rechner ausgelesen. Das Koinzidenzzeitfenster betrug auch für die folgenden Messungen unverändert 6.8 ± 0.1 nsec.

Zählraten

Welche Zählraten mit dem fertigen Quellenaufbau erreicht wurden, ist aus Abbildung 4.12 ersichtlich. Die Abbildung zeigt die Einzel- und Koinzidenzzählraten in Abhängigkeit von der Laserleistung am Ort des Kristalls. Aufgrund der höheren Effizienz und des größeren linearen Zählbereiches der APDs lag die Koinzidenzzählrate bei 90000 sec^{-1} bei 100 mW Pumpleistung. Mit diesem Aufbau erreichten wir bei maximaler UV-Leistung (465 mW) eine Koinzidenzrate von 366500 Koinzidenzen pro Sekunde! Eine vergleichbare Rate an polarisationsverschränkten Photonenpaaren wurde bisher noch in keinem anderen Experiment erreicht. Auch in diesen Meßkurven ist bereits bei höheren Pumpleistungen ein leichter Sättigungseffekt der aktiven APDs ersichtlich. Wenn wir dies berücksichtigen, so erhalten wir aus der Steigung der Meßkurve eine Rate von 900 Koinzidenzen je mW Pumpleistung für unseren 2 mm dicken Kristall.

Aus dem Verhältnis der Koinzidenzereignisse zur Einzelzählrate bestimmten wir die Gesamteffizienz der Detektion. In dieser Effizienz gehen alle Absorptionsverluste entlang einer Fluoreszenzmode sowie die Detektoreffizienz ein. Die Gesamteffizienz unserer Quellenanordnung über den gesamten Leistungsbereich des UV-Lasers ist in Abbildung 4.13 wiedergegeben. Es zeigt die Detektionseffizienz, berechnet aus den ungeteilten Zählerdaten sowie aus den Vorteiler-Zählerdaten. Die Effizienz, berechnet aus ungeteilten Zählerdaten, ist natürlich wesentlich höher, da sich in diesen Daten die Sättigung der Zählerkanäle für die Einzelzählraten bemerkbar macht. Daher ist die Effizienz auch nicht konstant. Die wahre Gesamteffizienz, berechnet aus den Vorteiler-Raten, ist fast über den gesamten Leistungsbereich konstant und liegt bei $\eta_g = 28.96 \pm 0.04\%$. Unter 100 mW Laserleistung schaltet sich die elektronische Richtungsstabilisierung des Lasers (*beam lock*) ab; dies erklärt auch den Einbruch der Gesamteffizienz in diesem Leistungsbereich.

Abschließend möchten wir noch überprüfen, wie gut die Modenanpassung der parametrischen Fluoreszenz an die räumliche Mode des optischen Lichtwellenleiters gelang. Dafür ist es nötig, die Verluste entlang der Fluoreszenzmode aufzuschlüsseln: Die Reflexionsverluste an den unvergüteten optischen Komponenten machte etwa 10% aus, die Einkoppeleffizienz in die Singlemode-Faser lag bei 60%, die Koppeleffizienz zwischen Monomode-Faser und Multimode-Faser betrug 80% und die Detektoren hatten eine Ef-

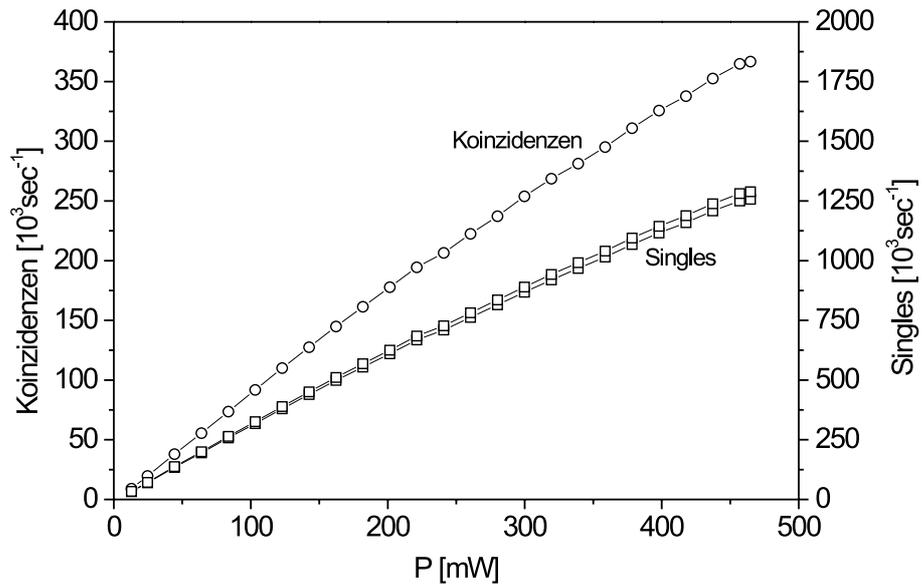


Abbildung 4.12: Einzel- und Koinzidenzzählraten der beiden APDs, in Abhängigkeit von der UV-Leistung im Kristall.

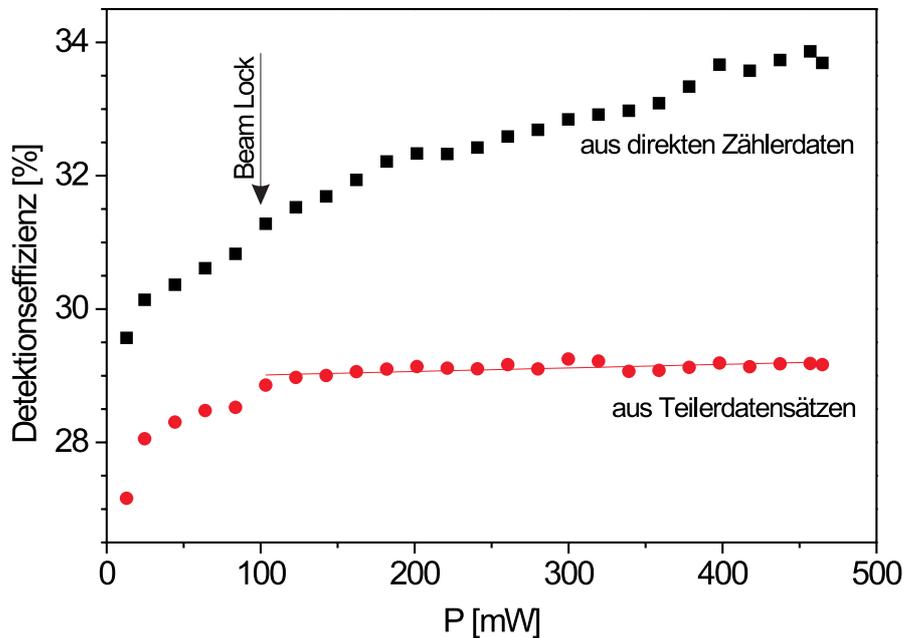


Abbildung 4.13: Gesamteffizienz der Detektion, bestimmt aus dem Verhältnis von Koinzidenz- zu Einzelzählrate. Die Detektionseffizienz wurde einmal bestimmt aus den direkt gemessenen Zählraten und einmal aus den über die Verteiler ausgelesenen Raten. Die Differenz der Meßkurven verdeutlicht die Verfälschung der Meßdaten durch die Sättigungseffekte der PC-Zählerkarte.

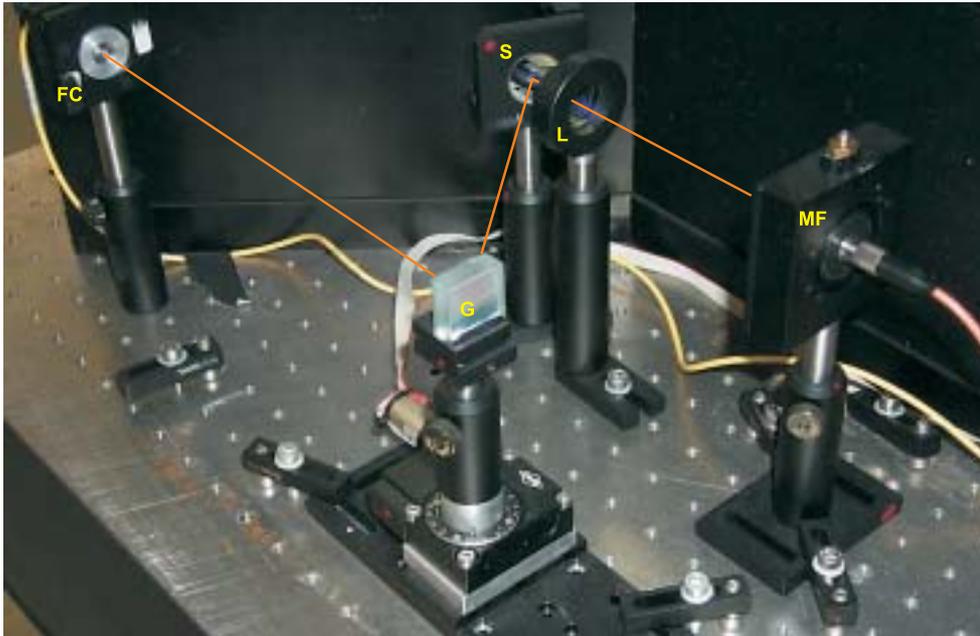


Abbildung 4.14: Aufbau des Spektrometers: Über die Monomode-Faser und den Faserkoppler (FC) wird die Fluoreszenzmode auf das Gitter (G) geleitet. In weiterer Folge wird die erste Beugungsordnung des Gitters über einen Spiegel (S) und eine Linse (L, $f = 200\text{mm}$) auf das Faserende der Multimode-Faser (MF) unserer APD abgebildet.

fizienz von 70%. Dies entspricht einer Gesamteffizienz des Aufbaus von etwa 30% und ist in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von $\eta_g = 28.96 \pm 0.04\%$. Das heißt, in einem verlustfreien Aufbau würden wir, mit der von uns vorgestellten Methode, von jedem Photon, welches in eine der beiden Fluoreszenzmoden emittiert wird, auch das korrelierte Photon detektieren. Demnach wurde mit diesem Verfahren eine optimale Modenanpassung erreicht.

Fluoreszenzspektren

Zur Aufnahme der Spektren der verschränkten Fluoreszenzmoden, wurde die Kopplung zwischen der Monomode-Faser der Einkoppelapparatur und der Multimode-Faser der APD ein Spektrometer geschaltet. Abbildung 4.14 zeigt ein Photo des eigens aufgebauten Spektrometers, da die Transmission unseres konventionellen Spektrometers wegen der niederen Fluoreszenzintensität nicht ausreichend war. In unserem Aufbau wurde die Fluoreszenzmode über die Singlemode-Faser und einen starren Faserauskoppler⁴ in das Spektrometer geleitet. Die Divergenz der Spektrometermode betrug dabei nur 0.2 mrad.

⁴F220FC-B von Thorlabs: Halterung mit einer asphärische Linse ($f = 11\text{ mm}$), in der das Faserende im Brennpunkt der Linse liegt.

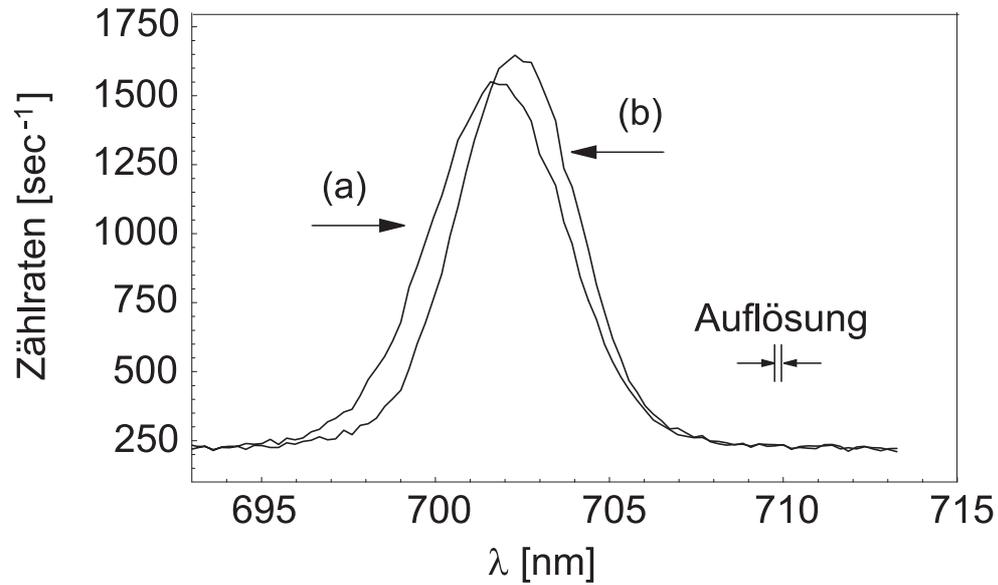


Abbildung 4.15: Spektren des abgewinkelten (a) und des geraden (b) Fluoreszenzarmes, die entlang der beiden Schnittlinien der entarteten Fluoreszenzringe in die Monomode-Fasern eingekoppelt werden.

Mit einer langbrennweitigen Linse ($f = 150 \text{ mm}$) wurde die erste Beugungsordnung auf das nackte Ende der Multimode-Faser der APD fokussiert. Der Kerndurchmesser dieser Faser betrug $50 \text{ }\mu\text{m}$. Die Auflösung des Spektrometers wurde experimentell mit einem HeNe-Laser zu $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.2 \text{ nm}$ bestimmt.

Die gemessenen Spektren der beiden Fluoreszenzmoden sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Die beiden Spektren sind zueinander um 0.55 nm versetzt und zeigen eine gaußförmige Verteilung mit einer zentralen Wellenlänge nahe der entarteten Wellenlänge von 702.2 nm . Die exakten Meßergebnisse sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

	λ_0	$\Delta\lambda_{FWHM}$
gerader Arm	$703.30 \pm 0.01 \text{ nm}$	4.06 nm
abgewinkelter Arm	$702.75 \pm 0.01 \text{ nm}$	4.60 nm

Ursache für die Abweichungen der zentralen Wellenlängen von der entarteten Wellenlänge sind leichte Winkelversätze der optischen Einkoppelapparaturen. Diese wurden ja mit Hilfe von IF-Filter in die Zentren der Schnittflächen positioniert. Wenn aber diese IF-Filter nicht exakt senkrecht zu den Fluoreszenzmoden standen, oder deren Oberflächen nicht exakt parallel sondern keilförmig waren, so verursacht das Herausnehmen der Filter einen nicht zu vernachlässigenden Modenversatz. Die Bandbreiten beider Spektren sind aber in guter Übereinstimmung mit der vorgegeben Bandbreite von 4 nm .

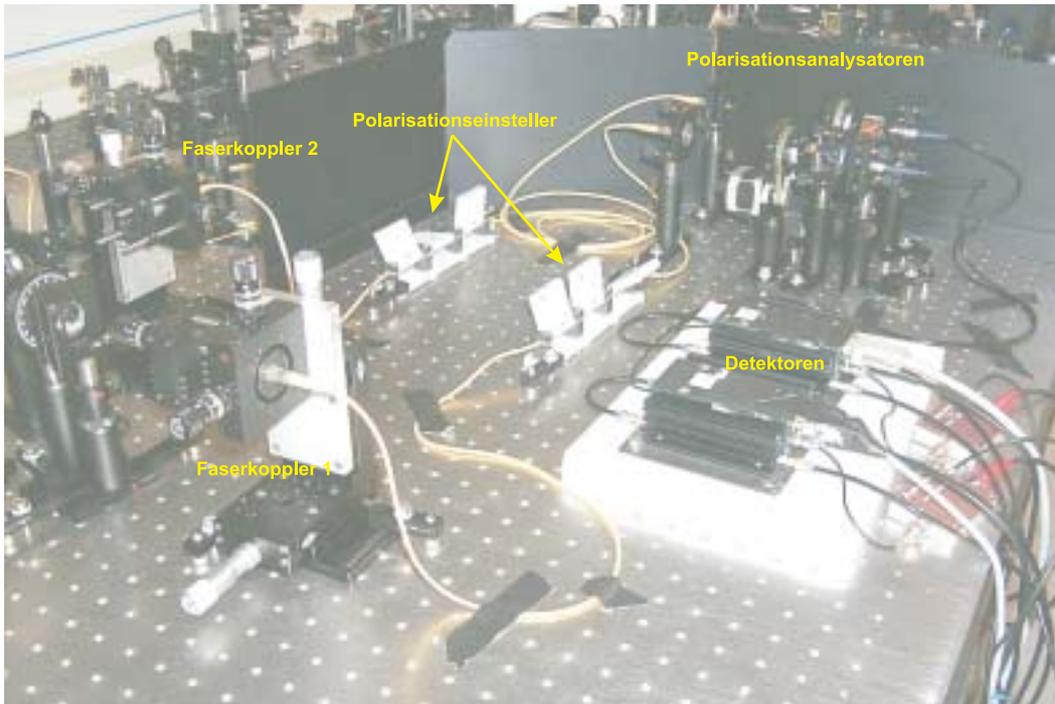


Abbildung 4.16: Das Photo zeigt die Meßanordnung zur Bestimmung der Verschränkung des Polarisationszustandes der Photonenpaare. Im Bild sind die Faserkopppler für die entarteten Fluoreszenzmoden, die Polarisationseinsteller für die Monomode-Glasfasern, die Einheiten für die Polarisationsanalyse und die beiden fasergekoppelten Passive-Quenched-Photodetektoren zu sehen. Die Analysatoreinheiten waren je aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgebaut, wobei die Richtung der optischen Achse beider Verzögerungsplättchen über ein Steuerprogramm einstellbar war.

Polarisationsverschränkung

Durch einfaches Anpassen der räumlichen Mode des Pumpstrahls und der räumlichen Mode des Fasereinkopplers an die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz haben wir die Zahl der verschränkten Photonenpaare von 1 [32] auf 110 pro nm-Bandbreite, mm-Kristalllänge und mW-Pumpleistung erhöht. In diesem Abschnitt möchten wir noch den Grad der Verschränkung dieser intensiven Zweiphotonenquelle angeben. Um den Grad der Verschränkung bestimmen zu können, muß die Polarisationskorrelation der beiden Moden zumindest in zwei unterschiedlichen Basen gemessen werden. Wir möchten darauf hinweisen, daß diese Messungen ohne weitere räumliche Einschränkung der Moden, z.B. durch zusätzliche Blenden in den Strahlengängen, wie es oft in früheren Experimenten üblich war, durchgeführt wurden.

Bevor wir die Meßergebnisse diskutieren, müssen wir noch kurz auf die Polarisati-

onseinsteller in den Monomode-Fasern eingehen; siehe Abbildung 4.16. In denen von uns eingesetzten Glasfasern ist der Brechungsindex über die gesamte Faserkernfläche isotrop und sie sind daher nicht doppelbrechend. Wenn sich Photonen entlang einer Faser ausbreiten, so ändert sich aber ihr Polarisationszustand. Grund dafür sind unvermeidbare Krümmungen der Faser, die *Spannungsdoppelbrechung* im Faserkern verursachen. Die Faser wird doppelbrechend, und zwar so, daß sich der in der Krümmungsebene liegende Polarisationsanteil schneller ausbreitet als der dazu orthogonale Polarisationsanteil. Die durch Spannungen induzierte Doppelbrechung der Faser wirkt nicht depolarisierend, verdreht aber den Polarisationszustand der Photonen. Es liegt auf der Hand, daß die Drehung der Polarisationszustände der Photonen noch vor den Analyseinheiten kompensiert werden muß.

Zur Kompensation dieser Phasenschübe verwenden wir Polarisations-einsteller, die aus drei beweglichen Ohren aufgebaut sind, siehe Abbildung 4.16. Jedes dieser Ohren wird von der optischen Faser in einer Schleife durchlaufen, da die Polarisations-einsteller ebenfalls die Spannungsdoppelbrechung der Faser ausnützen. Der Schleifendurchmesser wird so gewählt, daß in jedem Ohr gerade der Phasenschub eines Viertelwellenplättchens erreicht wird. Durch Kippen der Ohren kann zusätzlich die optische Achse dieser *Viertelwellenplättchen* gedreht werden. Die Frage, warum der Phasenschub der beweglichen Ohren gerade $\pi/2$ betragen soll ist leicht zu beantworten: mit einer Dreierkombination von Viertelwellenplättchen kann nämlich einer kohärenter Polarisationszustand in jeden beliebigen anderen kohärenten Polarisationszustand übergeführt werden [76].

Für unsere Faser-Patchkabel, dies sind Fasern, die von einer dicken Schutzhülle umgeben sind, gab es noch keine Polarisations-einsteller dieser Art, sodaß wir die Polarisations-einsteller selbst entwarfen. Den nötigen Schleifen- bzw. Krümmungsdurchmesser berechneten wir einfach aus folgender Gleichung [77]

$$\delta = -1.22 \cdot 10^{-3} \cdot \pi \cdot \frac{d_c^2 [\mu m]}{D [mm]} \approx \frac{\pi}{2}, \quad (4.10)$$

wobei die Konstante die Faserparameter (Fasermaterial, Spannungskoeffizienten, Betriebswellenlänge, usw.) beinhaltet, d_c der Claddingdurchmesser und D der Krümmungsdurchmesser der Faser sind. Mit diesen Polarisations-einstellern konnte die Doppelbrechung der Fasern soweit kompensiert werden, daß nur mehr 0.6% der Intensität des einfallenden, linear polarisierten Lichtes beim Durchlauf durch die Faser in den orthogonalen Polarisationszustand überging.

Für die Messung der Korrelationskurven wurden die Photonen über eine kurze Luftstrecke (≈ 20 cm) aus den Monomode-Fasern aus- und in die Multimode-Fasern der Detektoren wieder eingekoppelt. Zwischen Mono- und Multimode-Faser wurden nun die Apparaturen zur Polarisationsanalyse eingebaut, wie es auch in Abbildung 4.16 dargestellt ist. Jede Einheit für sich bestand aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler, wobei die optische Achse des Verzögerungsplättchens mit Hilfe eines DC-Motors über den ganzen Winkelbereich (360°) verstellt werden konnte. Die optischen Achsen der Verzögerungsplättchen waren zu Beginn der Messungen

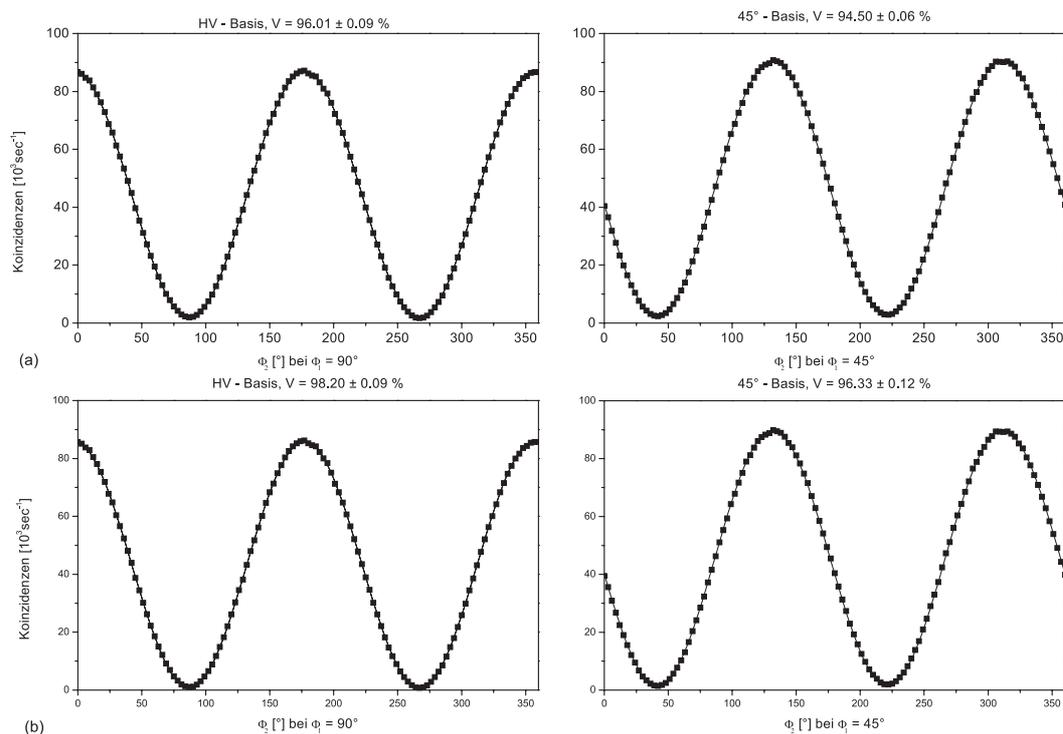


Abbildung 4.17: *Polarisationskorrelationskurven, gemessen in der HV- und $\pm 45^\circ$ -Basis. Abbildung (a) zeigt die Korrelationskurven, die direkt aus den Meßwerten gewonnen wurden, während in den Meßwerten von Abbildung (b) die zufälligen Koinzidenzergebnisse berücksichtigt wurden.*

vertikal im Raum ausgerichtet. Angaben zur Stellung der optischen Achsen bzw. der Polarisation sind daher immer auf die Vertikale bezogen. Zur Aufnahme der Korrelationskurven wurde das Halbwellenplättchen einer Einheit auf einer gewisse Position (HV: $\varphi_1 = 45^\circ$ und $\pm 45^\circ$: $\varphi_1 = -22.5^\circ$) gehalten, während die optische Achse des zweiten Plättchens schrittweise auf 180° gedreht und die Koinzidenzzählrate aufgenommen wurde. Ich möchte dabei erinnern, daß eine Drehung der optischen Achse um φ einer Drehung des Analysewinkels um $\phi = 2\varphi$ entspricht.

Um zu gewährleisten, daß der Laser die UV-Leistung während den Korrelationsmessungen konstant hielt, wurden die Messungen nicht bei voller Leistung sondern bei 400 mW UV-Leistung durchgeführt. Die Meßzeit betrug in allen Messungen nur eine Sekunde je Meßpunkt! Die Korrelationsmessungen, aufgenommen in der HV- und 45° -Basis, sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Abbildung (a) zeigt die Korrelationskurven in beiden Basen, direkt bestimmt aus den unkorrigierten Koinzidenzmeßwerten. Aus den entsprechenden sin/cos-Fitfunktionen (Tabelle 3.1) an die Korrelationskurven erhalten wir einen Kontrast von $96.01 \pm 0.09\%$ in der HV-Basis bzw. $94.50 \pm 0.06\%$ in

4 Modenanpassung in der spontanen parametrischen Fluoreszenz

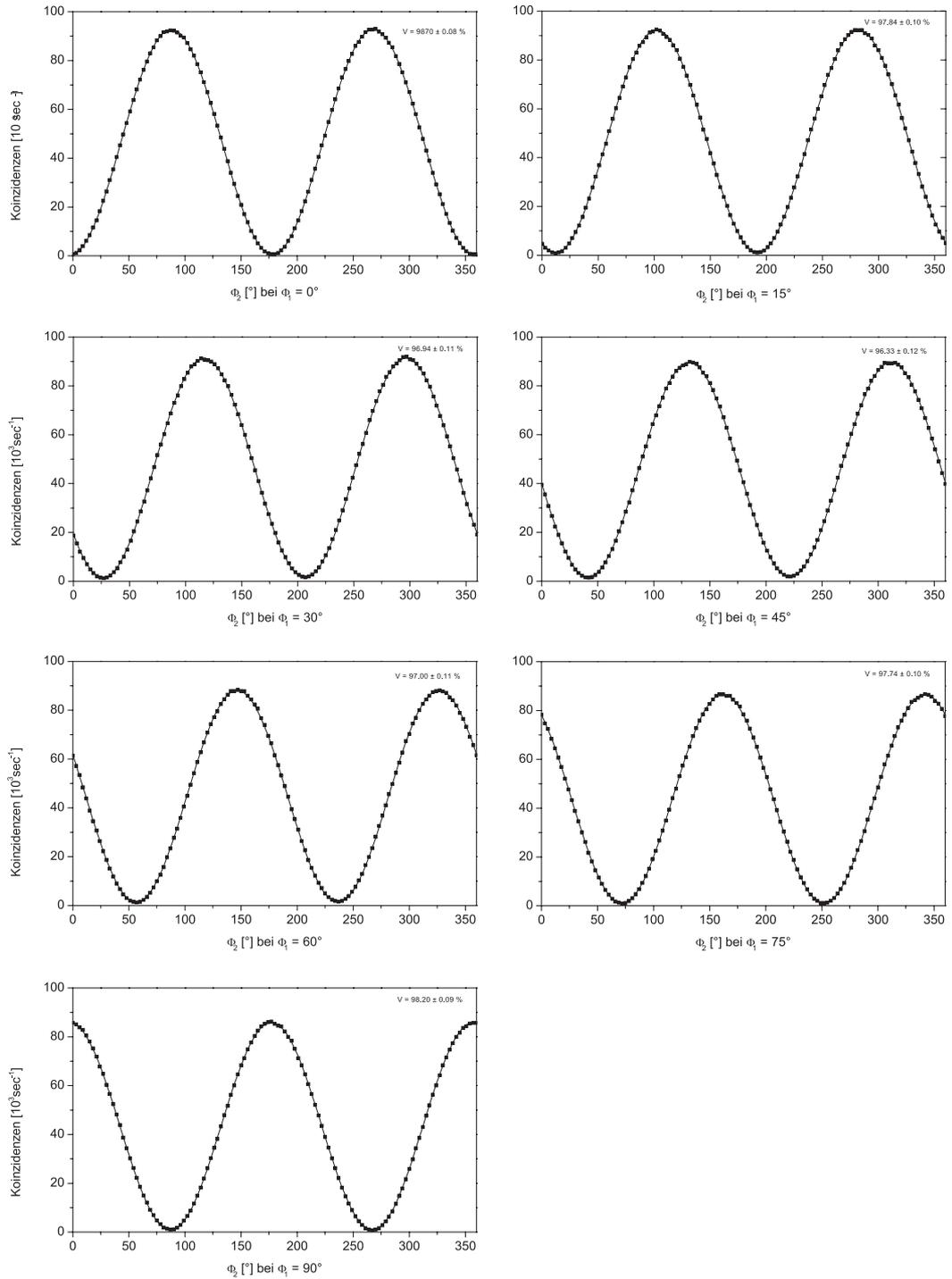


Abbildung 4.18: Korrelationsmessungen bei den Analysatorstellungen $\phi_1 = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ und 90° des ersten Polarisationsanalysators.

der $\pm 45^\circ$ -Basis. Der Kontrast der Korrelationskurven erscheint noch etwas niedriger, aber die Korrelationskurven sind auch noch mit einem Schönheitsfehler behaftet. Da das Koinzidenzzeitfenster $\tau = 6.8$ nsec betrug, müssen wir von den Zählraten die zufälligen Koinzidenzereignisse abziehen. Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen berechnen wir aus

$$n_c = n_s n_i \tau_c (1 - \eta), \quad (4.11)$$

wobei $n_{s,i} \approx 420000 \text{ sec}^{-1}$ die durchschnittlichen Einzelzählraten in den beiden Fluoreszenzarmen sind, und $\eta = 21.4\%$ die Gesamteffizienz unseres Aufbaus zur Korrelationsmessung beschreibt. Nach Korrektur der Zählraten auf zufällige Koinzidenzereignisse erhielten wir einen Kontrast von $98.20 \pm 0.09\%$ in der HV-Basis und $96.33 \pm 0.12\%$ in der $\pm 45^\circ$ -Basis; Abbildung 4.17 (b) zeigt die auf zufällige Ereignisse korrigierten Korrelationskurven. Nicht berücksichtigt wurde in der Korrektur die Güte der Polarisations-einsteller in den Faser-Patchkabeln, die den Kontrast um 1.2% schmälerten. Die korrigierten Kontrastwerte, sowohl jener in der HV- als auch der in der $\pm 45^\circ$ -Basis, sind in guter Übereinstimmung mit den erreichten, unkorrigierten Werten von $98.83 \pm 0.22\%$ und $96.98 \pm 0.20\%$ bei niedrigerer UV-Leistung (123 mW). In diesem Leistungsbereich war der Anteil an zufälligen Koinzidenzereignisse noch gering, sodaß eine Korrektur den Kontrast nicht verbessert hätte.

$0^\circ/90^\circ$	15°	30°	45°	60°	75°
98.20 ± 0.09	97.84 ± 0.10	96.94 ± 0.11	96.33 ± 0.12	97.00 ± 0.11	97.74 ± 0.10

Tabelle 4.2: Kontrast V in [%] der Korrelationsmessungen bei entsprechender Stellung des fixen Analysators.

Mit diesen hohen Zählraten wurde eine Verschränkung bzw. ein Kontrast höher 96% in allen Basen erreicht. Um zu zeigen, daß in der $\pm 45^\circ$ -Basis die Korrelation am geringsten war, wurden die Korrelationsmessungen des Polarisationszustandes nicht nur in den beiden Basen, sondern bei den Analysatorstellungen $\phi_1 = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ und 90° durchgeführt. Die Messungen bei $\phi_1 = 0^\circ$ und $\phi_1 = 90^\circ$ sind äquivalent. Die Meßergebnisse sind in Abbildung 4.18 und der folgenden Tabelle 4.2 aufgelistet und dargestellt. Es ist ersichtlich, daß in allen Messungen der Kontrast höher als in der $\pm 45^\circ$ -Basis ist.

Verletzung der Bell-Ungleichung

Zur vollständigen Quantifizierung der Zweiphotonenquelle wurde noch überprüft, wie stark mit der erreichten Polarisationsverschränkung eine Bellsche Ungleichung verletzt werden kann. Wir möchten daher noch kurz den Zusammenhang zwischen der in Kapitel 2.3 abgeleiteten Bellschen Ungleichung nach CHSH und dem durchgeführten Experiment zeigen. Abbildung 2.7 zeigt ein Setup mit einem polarisierenden Strahlteiler

und je einem Detektor in beiden Strahlteilerausgängen. Dies erlaubt eine gleichzeitige Messung aller möglichen Zweierkoinzidenzen der Erwartungswerte $E(a, b)$ für eine fixe Parameterwahl von a und b . Unser experimenteller Aufbau entsprach aber jenem Setup, welches oben für die Polarisationskorrelationsmessung bereits verwendet wurde. In diesem experimentellen Aufbau bestand die Polarisatoreinheit aus einer Kombination aus einem Halbwellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler, mit nur einem Detektor im transmittierenden Strahlteilerausgang. Diese Anordnung entspricht einem absorbierenden Linearpolarisator, und hat den Vorteil, daß weniger Detektoren benötigt werden. Um die Bellsche Ungleichung nach CHSH testen zu können, müssen zusätzlich die Koinzidenzen bei orthogonaler Polarisatorstellung gemessen werden. Dies macht aber eine weitere Annahme, daß der emittierte Zustand unabhängig von der Polarisatorstellung sein muß, erforderlich. In Tabelle 4.3 sind die Polarisatorwinkel, bei denen eine maximale Verletzung der Bellsche Ungleichung erwartet wird, und die bei den jeweiligen Polarisatorstellungen gemessenen Koinzidenzzählraten C aufgelistet. Es ist auch hier wieder zu beachten, daß die in der Tabelle angegebenen Winkel jene Winkel sind, unter denen die Polarisation der Photonen analysiert werden, und immer dem zweifachen Verstellwinkel des entsprechenden Halbwellenplättchens entsprechen!

	$\alpha = 0^\circ$	$\alpha^\perp = 90^\circ$	$\alpha' = 45^\circ$	$\alpha'^\perp = 135^\circ$
$\beta = 22.5^\circ$	13097	81072	76208	17883
$\beta^\perp = -67.5^\circ$	76173	14694	17571	75658
$\beta' = 67.5^\circ$	73304	15499	80388	13450
$\beta'^\perp = -22.5^\circ$	15829	79943	13101	80267

Tabelle 4.3: Gemessene Werte der Koinzidenzzählrate, aufgenommen bei den Analyzerstellungen für maximale Verletzung der Bell-Ungleichung. Die Meßzeit je Meßwert betrug eine Sekunde.

Aus den Koinzidenzzählraten in Tabelle 4.3 können wird die Erwartungswerte nach Gleichung 2.41 und damit die Summe S über die Erwartungswerte berechnen:

$$\begin{aligned}
 S &= |E(\alpha', \beta') + E(\alpha', \beta) + E(\alpha, \beta') - E(\alpha, \beta)| \\
 &= |0.7162 + 0.6215 + 0.6605 + 0.6996| \\
 &= 2.6979 \pm 0.0034 \\
 \frac{S - 2}{\Delta S} &= 204 \tag{4.12}
 \end{aligned}$$

Unser experimentelles Resultat steht im deutlichen Widerspruch zur Bellschen Ungleichung. Mit unserer hoch effizienten Quelle für polarisationsverschränkte Photonenpaare wurde eine Verletzung der Ungleichung um 204 Standardabweichungen⁵ erzielt, und das

⁵Die Standardabweichung des Parameters S erhält man durch Ableitung von S nach allen 16 Koinzi-

bei einer Meßzeit von nur 1 sec je Meßpunkt! Weiters wurde der Pumplaser während der Messung bei einer Leistung von 400 mW betrieben und die polarisationsverschränkten Fluoreszenzmoden durch keine weitere räumliche Selektion, wie zum Beispiel durch Blenden, eingeschränkt. Zum momentanen Zeitpunkt ist uns keine weitere Quelle bekannt, mit der bei ähnlich hohen Zählraten eine so starke Verletzung der Bellschen Ungleichung in so kurzer Meßzeit erreicht werden konnte.

4.4.2 Modenanpassung in der punktförmigen entarteten Fluoreszenz

Idee und Aufbau

Die Methode der Modenanpassung wurde auch für den Fall der punktförmigen entarteten Fluoreszenz angewandt. Natürlich sind in diesem Fall der parametrischen Fluoreszenz die einzelnen Photonenpaare in ihrem gemeinsamen Polarisationszustand nicht mehr verschränkt, aber die Rate der erzeugten Photonenpaare ist sehr hoch. In Abschnitt 4.3 haben wir die Zählraten über die Intensitätsspeaks aufsummiert und kamen auf eine Zählrate von 1.5×10^7 Photonen pro Sekunde in 5.5 nm Bandbreite. Für all jene Zweiphotonenexperimente, in denen es nicht auf Verschränkung ankommt, stellt daher dieser Fall der parametrischen Fluoreszenz eine interessante Quelle dar.

Die Winkelverteilung der spektralen Fluoreszenz könnte sich aber in diesem Fall als ein Problem erweisen. So werden die 5.5 nm Bandbreite um 702.2 nm Wellenlänge in einen Öffnungswinkel von 2.45° emittiert. Bereits in einer Entfernung von rund 10 cm vom Kristall ist der Durchmesser der Fluoreszenzmoden größer als die Apertur der Faserkoppler. Wir werden daher versuchen, eine schmalere Bandbreite in die optischen Fasern einzukoppeln. Im Nahbereich von 702.2 nm beträgt die differentielle Winkelverteilung $d\Theta/d\lambda = 0.745^\circ$. Zum Größenvergleich, im zuvor besprochen Fall betrug die differentielle Winkelverteilung nur $d\Theta/d\lambda = 0.055^\circ$, war also um eine Größenordnung kleiner. Wir werden daher die Parameter so auslegen, daß nur eine Bandbreite von 1 nm (FWHM) in die optischen Fasern eingekoppelt wird. Für diese Bandbreite ergibt sich aus Gleichung 4.6 eine Divergenz von $\Theta_{div} = 0.633^\circ$ für die Fluoreszenzmoden, die einer Strahltaile von $40 \mu\text{m}$ am Ort des Kristalls entspricht. Bei einem Strahldurchmesser von dieser Größe befindet man sich bereits im Grenzbereich der Bedingung $w\Delta\vec{k}_\perp \gg 1$ [53] und der konfokale Parameter der Pumpmode beträgt nur noch $b_0 = 11 \text{ mm}$. Die Pumpwelle kann gerade noch als ebene Welle betrachtet werden.

Die beiden Fluoreszenzmoden werden unter einem Winkel von $\pm 3.35^\circ$ relativ zur Pumpstrahlachse in der vertikalen Ebene vom Kristall aus abgestrahlt. Um den experimentellen Aufbau, siehe Abbildung 4.19, zu erleichtern, wurde daher der Kristall um 90° gekippt und damit die Kristallachse in die horizontale Ebene gedreht. Da die Phasen Anpassungsbedingung die Polarisation für den einfallenden Pumplaser vorgibt,

denzzählraten. Der Meßfehler für die Koinzidenzzählraten ergibt sich wiederum aus der Quadratwurzel der Ereignisse, da die Photonenstatistik einer Poisson-Verteilung genügt.

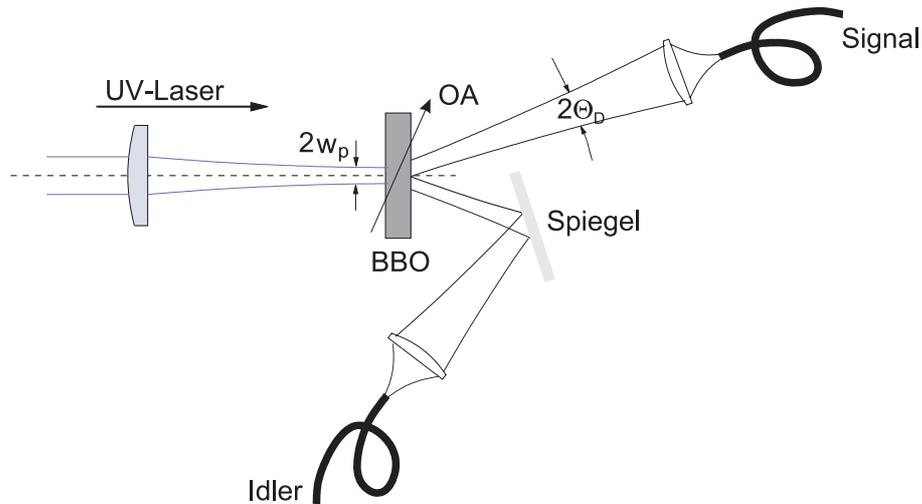


Abbildung 4.19: *Skizzierter Aufbau zur Modenanpassung im Zweipunktfall der entarteten Fluoreszenz. Der Pumpstrahl wird auf den BBO-Kristall fokussiert, wobei ein Halbwellenplättchen die Polarisationsrichtung des Laserstrahls in die horizontale Ebene dreht. Um den Aufbau zu vereinfachen, wurde nämlich der Kristall und damit seine optische Achse (OA) um 90° gedreht. Die Fluoreszenzmoden werden über kuzbrennweitige Linsen in die Monomode-Fasern eingekoppelt, wobei ein Arm aufgrund der kompakten Bauweise über einen Spiegel abgelenkt werden mußte.*

mußte auch die Polarisation der UV-Mode mit einem Halbwellenplättchen von vertikaler auf horizontale Polarisationsrichtung gedreht werden. Über ein neues Teleskop (L_1 mit $f = 100$ mm, L_2 mit $f = 200$ mm) wurde die Lasermode auf $50 \mu\text{m}$ Durchmesser im Kristall abgebildet. Da wir für diesen Fall der Fluoreszenz keinen passend geschnittenen Kristall zur Verfügung hatten, verwendeten wir jenen, der für die kollineare entartete Fluoreszenz gefertigt war und neigten ihn um $\Delta\theta = 0.88^\circ$. Die beiden Fluoreszenzmoden wurden auch hier über Faserkoppler in optische Monomode-Fasern eingekoppelt. Wegen der geringen Strahltaile verwendeten wir in diesem Fall asphärische Linsen mit einer Fokusslänge von 25 mm in den Faserkopplern. Daraus und aus den Modendurchmessern am Ort des Kristalls ($50 \mu\text{m}$) und in der Faser ($4.4 \mu\text{m}$) ergibt sich ein Abstand von 26 cm zwischen Kristall und den Faserkopplern. Aufgrund des kompakten Aufbaus mußte eine Fluoreszenzmode über einen Spiegel ablenkt werden, um Platz für den zweiten Faserkoppler zu haben.

Zählraten und Fluoreszenzspektren

An den Monomode-Fasern waren wieder unsere, mit Multimode-Fasern versehen *Passive-Quenched-Avalanche*photodioden angeschlossen. Wie schon besprochen, ist die Zählrate dieser Detektoren nur bis etwa 200000 Photonen pro Sekunde linear proportional zur

einfallenden Fluoreszenzleistung. Um diese daher nicht zu sättigen, limitierten wir den Laser auf 50 mW Ausgangsleistung; dies entsprach einer Leistung von 35 mW am Kristall. Die bei dieser Pumpleistung erreichten Zählraten sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Detektor 1 [sec^{-1}]	Detektor 2 [sec^{-1}]	Koinzidenzen [sec^{-1}]
145000	140000	10000

Mit 35 mW Pumpleistung erreichten wir eine Koinzidenzzählrate von ~ 10000 Koinzidenzereignissen pro Sekunde. Umgerechnet auf die maximale Leistung, die wir im nicht-kollinearem Fall erreichten, entspricht dies einer Koinzidenzzählrate von $\sim 133000 sec^{-1}$. Da der jetzige Aufbau nur auf ein Viertel der Bandbreite ausgelegt ist, wäre diese Zählrate in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Raten. Die Gesamteffizienz des Aufbaus lag aber nur bei $7.14 \pm 0.07\%$. Diese niedere Effizienz ist schon ein erster Hinweis dafür, daß bei dieser starken Winkeldivergenz der Fluoreszenz die Modenanpassung nur bedingt anwendbar ist. Um dies zu überprüfen, wurden wieder die Fluoreszenzspektren aufgenommen, indem wir in einem Arm die Kopplung zwischen Monomode- und Multimode-Faser trennten, und den Fluoreszenzarm über das aufgebaute Spektrometer (Abschnitt 4.4.1) zum Detektor führten. Diesmal wurden auch die Detektorpulse des zweiten Fluoreszenzarmes durch eine entsprechende Kabelstrecke verzögert, um das Fluoreszenzspektrum der Koinzidenzzählrate mit aufnehmen zu können. Abbildung 4.20 zeigt die Ergebnisse der Messung. Die obere der beiden Meßkurven zeigt ein 4.65 ± 0.06 nm (FWHM) breites Spektrum für die Einzelzählraten. Bei dieser Meßkurve liegt die zentrale Wellenlänge bei 702.35 ± 0.08 nm. Die Bandbreite der Koinzidenzzählrate ist etwas schmaler und beträgt 3.48 ± 0.06 nm (FWHM). Was ist die Ursache für die Differenz zwischen der gemessenen und jener Bandbreite, für die der Aufbau ausgelegt wurde? In der theoretischen Beschreibung der parametrischen Fluoreszenz, Kapitel 2.2.1, haben wir gesehen, daß die Schärfe der Phasenanpassungsbedingung einerseits durch die Kristalldicke (longitudinal) andererseits durch die ausgeleuchtete Kristallfläche (transversal) bestimmt ist. M. Rubin berechnete in einer Arbeit [53] die natürliche Bandbreite $\delta\lambda$ der parametrischen Fluoreszenzstrahlung eines Kristall, die durch die Unschärfe in der longitudinalen Phasenanpassungsbedingung verursacht wird:

$$\delta\lambda = \frac{2\lambda_i^2}{c|D|L} \quad (4.13)$$

Parameter D ist dabei die Differenz der inversen Gruppengeschwindigkeiten der Fluoreszenzphotonen und L die Dicke des Kristalls. Gleichung 4.13 ist so zu verstehen, daß selbst ein punktförmiger Detektor hinter dem Kristall nicht nur Photonen einer Wellenlänge (λ_i) detektieren, sondern auch Photonen, die in einer gewissen Bandbreite $\delta\lambda$ um diese Wellenlänge liegen detektieren würde. Wenn wir in Gleichung 4.13 unsere Parameter einsetzen, so kommen wir auf eine natürliche Bandbreite der parametrischen Fluoreszenz von 7 nm. Die natürliche Bandbreite muß aber wesentlich schmaler als 4 nm

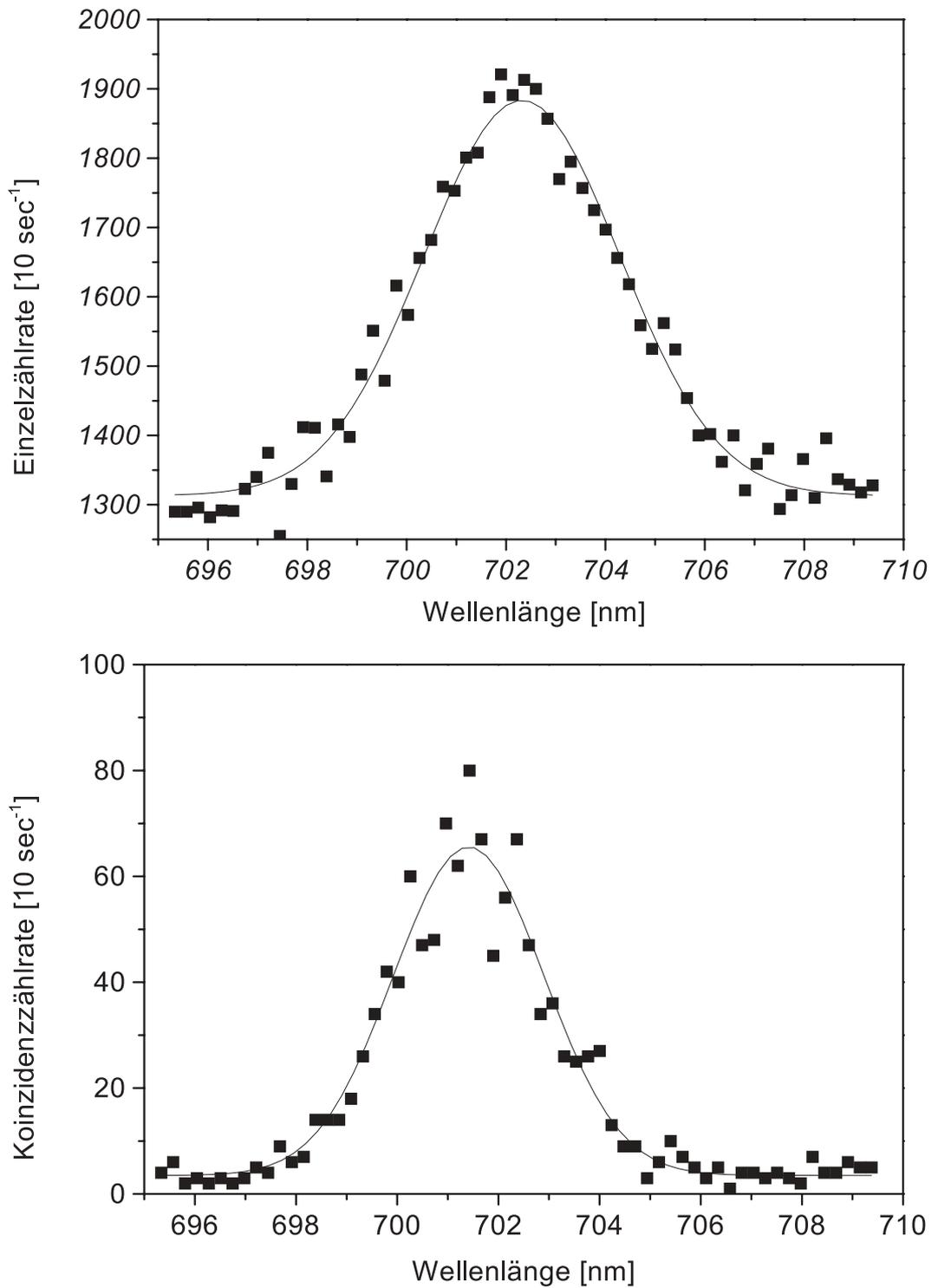


Abbildung 4.20: Fluoreszenzspektren in den Einzel- und Koinzidenzzählraten.

sein, da wir sie sonst schon im nichtkollinearen Fall der entarteten Fluoreszenz gemessen hätten. Weiters müßte nach Gleichung 2.7 die spektrale Verteilung der Zählraten einer Sinc-Funktion entsprechen, was nach unseren Meßergebnissen nicht der Fall ist. Die Unschärfe der transversalen Phasenanpassungsbedingung dürfte nicht die Ursache für die große Bandbreite der spektrale Verteilung sein.

Hier, im Zweipunktfall der entarteten Fluoreszenz, ist wegen der starken Winkelverteilung der Pumpwaist relativ klein ($25 \mu\text{m}$), sodaß zur Berechnung der Bandbreite die transversale Unschärfe der Phasenanpassungsbedingung nicht zu vernachlässigen ist. Ist diese nicht genau erfüllt, so entspricht die Verteilungsfunktion des Spektrums der Fouriertransformation des Strahlprofils des Pumpstrahls. Wie wir wissen, ist die Fouriertransformierte einer Gaußfunktion wieder eine Gaußfunktion, was wir auch in unseren Meßkurven beobachteten. In unserem Fall scheint die natürliche Bandbreite der Fluoreszenz, verursacht durch die transversale Unschärfe der Phasenanpassungsbedingung, bei $\sim 4.5 \text{ nm}$ zu liegen. Damit sind wir vor ein Problem gestellt: Wenn wir nämlich die Moden an diese Bandbreite anpassen würden, so müßten wir, wegen der starken spektralen Winkelverteilung der Fluoreszenz, den Pumpstrahl auf eine Strahltaile von $\sim 12 \mu\text{m}$ fokussieren. Bei dieser Strahltaile limitiert die Zerstörschwelle des Kristalls (10000 W/cm^2) die maximale Pumpleistung auf 5 mW . Eine andere Frage ist, ob die volle Bandbreite bei dieser Modendivergenz in eine optische Monomode-Faser überhaupt eingekoppelt werden kann.

4.5 Diskussion

Durch die Idee, die Divergenz der selektierten Fluoreszenzmoden an die spektrale Winkelverteilung der parametrischen Fluoreszenz anzupassen, und damit auch die Bandbreite der Moden festzulegen, konnten wir die Kapazität unserer Zweiphotonenquelle voll ausschöpfen. Im Fall der punktförmigen, entarteten Fluoreszenz war die spektrale Winkelverteilung noch zu stark, um mit der Linienbreite der selektierten Fluoreszenzmoden über die natürliche Linienbreite der parametrischen Fluoreszenz gehen zu können. Im nichtkollinearem Fall der entarteten Fluoreszenz hingegen konnten wir sehr interessante Ergebnisse erzielen. So haben wir im Mittel eine Koinzidenzzählrate von $\sim 366500 \text{ sec}^{-1}$ in einer Bandbreite von nur 4 nm erreicht. Diese Bandbreite eignet sich noch ideal für sämtliche Zwei- oder Einzelphotoneninterferenzexperimente, ohne dabei den Kontrast des Interferenzbildes merklich zu mindern. Das Koinzidenz- zu Einzelzählratenverhältnis betrug über den ganzen Leistungsbereich des UV-Lasers $\sim 29 \%$. Mit dieser Gesamteffizienz der Detektion sind wir dem Ziel einiger Experimentatoren, für Bell-Experimente auch das letzte Schlupfloch (Detektorschlupfloch [15]) stopfen zu können, einen deutlichen Schritt näher gerückt. Wenn wir die Gesamteffizienz durch sämtliche Absorptions- und Reflexionsverluste entlang der Moden, sowie der Detektoreffizienz dividieren, so würde die Gesamteffizienz unseres Aufbaus annähernd 100% betragen. Das heißt, zu jedem Photon das in eine der beiden Fluoreszenzmoden emittiert wird, wird auch das zweite,

das korrelierte Photon in die andere Fluoreszenzmode ausgestrahlt. Die Fluoreszenzmoden waren optimal an die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenzstrahlung angepaßt. Weiters bestimmten wir die Verschränkung des Polarisationszustandes der Photonenpaare, ohne die Fluoreszenzmoden durch zusätzliche räumliche Filter einzuschränken. Dabei erhielten wir eine Verschränkung größer 96%. Mit diesem Verschränkungsgrad war es uns möglich, eine Bell-Ungleichung (CHSH) um 204 Standardabweichungen zu verletzen, und dies in einer Meßzeit von nur einer Sekunde je Meßwert!

	Typ-II BBO Bulk	Typ-II BBO Bulk [14]	Cascade-BBO Bulk [41]	PPLN guided [42]	QPM-PPSF [78]
P_p [mW]	465	400	150	0.005	300
$\lambda_p, \lambda_{s,i}$ [nm]	351.1 - 702.2	351.1 - 702.2	351.1 - 702.2	657 - 1314	766 - 1532
$\Delta\lambda$ [nm]	4	3	5	30	140
$S_{s,i}$	1265500	100000	435000	177000 ^a	235000 ^b
R_c [sec ⁻¹]	366500	15000	21000	1550	500
$Rate^c$	220	13	140	10300	0.01
η_g [%]	29	15	5	1	1.4

^abei Dunkelzählraten von 22 kHz

^bbei Dunkelzählraten von 200 kHz

^cAnzahl der detektierten Photonenpaare je mW-Pumpleistung und nm-Bandbreite

Mit obiger Tabelle möchten wir unsere Ergebnisse mit jener anderer Experimente vergleichen: Wir haben je ein Experiment gewählt von Gruppen die entweder mit Bulk-Kristallen vom Typ-II [14] und Typ-I [41] oder mit periodisch gepolten Wellenleitern [42] bzw. Fasern [78] experimentieren. Diese lieferten, unseres Wissens nach, die bisher interessantesten Ergebnisse. In Vergleich zu den beiden Experimenten, in denen Bulk-Kristalle zur Anwendung kamen, zeigt unser Experiment die besten Ergebnisse; sei es nun in der Zahl der erreichten Koinzidenzzählereignisse (R_c), in der Gesamteffizienz der Detektion (η_g) oder in der $Rate$ an Koinzidenzereignissen je mW-Pumpleistung und nm-Bandbreite.

Wenn wir nun unsere Ergebnisse mit jenen Ergebnissen vergleichen, die entweder mit einem periodisch gepolten Wellenleiter (PPLN⁶) oder einer periodisch gepolten Faser (PPSF⁷) erzielt wurden, so kann man sagen, daß beide Techniken sowohl ihre Vor- als auch Nachteile haben. Bei periodisch gepolten Materialien ist in der Regel der nichtlineare optische Koeffizient wesentlich größer, sodaß schon eine extrem niedere Pumpleistung zur Erzeugung von Photonenpaaren ausreicht. Nur nützen Experimente mit PPLNs oder PPSFs den effektiven d_{33} Koeffizienten, sodaß Signal- und Idlerphoton nicht nur kollinear sondern auch mit gleicher Polarisierung vom Wellenleiter abgestrahlt werden. Die

⁶periodisch gepoltes Lithium Niobat mit Wellenleiterstruktur

⁷periodisch gepolte SiO₂-Faser

erzeugten Photonenpaare sind zwar korreliert in Impuls, Energie und Zeit aber nicht verschränkt in ihren Polarisationszustand! Verschränkung ist nur über interferometrische Methoden und Selektion bestimmter Zweiphotonenzustände erzielbar.

Ein Nachteil für alle interferometrischen Anwendungen ist die große natürliche Bandbreite der Fluoreszenzmoden von periodisch gepolten Materialien im Vergleich zu Bulk-Kristallen. Natürlich könnte man durch räumliche Filter schmalbandiger selektieren, nur verringert man damit zusätzlich die ohnehin schon niedere Gesamteffizienz η_g dieser Techniken. Betrachten wir die Anzahl der Koinzidenzereignisse je mW-Pumpleistung und nm-Bandbreite, so weißt nur das Experiment mit dem PPLN als Zweiphotonenquelle eine höhere Rate auf.

Bedingt durch den spektralen Transparenzbereich der erhältlichen PP-Kristalle und der minimal möglichen periodischen Domänenstruktur muß man bei periodisch gepolten Kristallen zu höheren Wellenlängen gehen. Dies hat zur Folge, daß anstelle der Si-APDs, Ga- oder InGaAs-APDs zur Photonendetektion verwendet werden müssen. Der Nachteil dieser Detektoren ist einerseits ihre extrem hohe Dunkelzählrate und andererseits ihre niedere Detektoreffizienz (10%) verglichen zu Dunkelzählrate und Effizienz einer Si-APD (50 - 70%). Diese niedere Detektoreffizienz ist auch die Hauptursache für die geringe Gesamteffizienz η_g der beiden Experimente mit periodisch gepolten Materialien.

5 Resonante Überhöhung von Fluoreszenzmoden

5.1 Einleitung

In den vorangehenden Abschnitten haben wir gesehen, daß die parametrische Fluoreszenz für viele Experimente eine ideale Quelle zur Erzeugung hochverschränkter Photonenpaare darstellt. Mit dieser Quelle können relativ einfach Photonenpaare erzeugt werden, die in ihren unterschiedlichsten Freiheitsgraden verschränkt sind. Gemessen an der Konversionsrate von etwa 10^{-12} ist der Konversionsprozeß an sich relativ schwach. Andererseits ermöglicht diese niedere Konversionseffizienz, daß wir einzelne Photonen detektieren und diese starken Korrelationen der *Zwillingsphotonen* in unseren Experimenten anwenden können.

Die parametrische Fluoreszenz vom Typ-II ist eine kompakte Quelle zur direkten Erzeugung von verschränkten Zweiphotonenzuständen. Verschränkte Mehrteilchenzustände [37, 38] können hingegen nur durch Interferenz unabhängiger Photonenpaare erreicht werden. Dazu ist es notwendig, daß die Photonenzustände kohärent, das heißt innerhalb der Kohärenzzeit, überlagert werden. Die Kohärenzzeit der Konversionsphotonen wird bestimmt durch die Bandbreite der spektralen oder räumlichen Filter vor den Detektoren. Ein typischer Wert für die Bandbreite ist 10^{13} Hz, sodaß die Kohärenzzeit im Zehntel-Pikosekundenbereich liegt. Die Reaktionsbandbreite der Einzelphotonendetektoren (APDs) liegt aber bei 10^{10} Hz, also drei Größenordnungen unter der Bandbreite der Konversionsphotonen. Mit dieser Bandbreite bzw. der damit verbundenen zeitlichen Auflösung der Detektoren ist es nicht möglich, unabhängige Photonenpaare in kohärenten Zuständen zu selektieren. Natürlich könnte man durch schmälere Filter die Bandbreite der Konversionsphotonen weiter einschränken und dadurch die Kohärenzzeit der Photonen verlängern (Ultra-Koinzidenzmethode). Mit dieser Methode würde man aber spürbar an Zählrate verlieren, da die Konversion proportional zur Modenzahl und damit zur Bandbreite, und folglich die Wahrscheinlichkeit zwei unabhängige Photonenpaare innerhalb der Koinzidenzzeit zu detektieren sehr gering ist.

Ein Ausweg aus diesem Dilemma wäre, die Quelle nicht kontinuierlich sondern gepulst [79] zu betreiben, wie es bereits in vielen Quantenkommunikationsexperimenten [18, 80, 37] der Fall ist. Bei dieser Methode ist der Entstehungszeitpunkt der Photonenpaare

durch die Pulslänge des Pumplasers (≈ 150 fsec) bestimmt. Durch zusätzliche spektrale Filter wird diese Zeitinformation gelöscht und man erreicht Ununterscheidbarkeit der unabhängigen Photonenpaare, sodaß die Auflösung der Detektoren keine Rolle mehr spielt. Ein Schwachpunkt dieses Ansatzes ist, daß man aber auch hier zu schmalbandigen Filtern greifen muß, wenn man einen guten Kontrast bei der Überlagerung der unabhängigen Photonenpaare erzielen möchte.

Es scheint, als wäre eine niedere Zählrate der Preis für eine lange Kohärenzzeit der Photonenpaare. Wie kann nun dieses offensichtliche Problem gelöst werden? Vielversprechend klingt die Anwendung eines optischen parametrischen Oszillators (OPOs), da sich durch optische Resonatoren extrem schmale Linienbreiten erreichen lassen. Mit einem OPO werden entweder eine (einfach resonant) oder beide Fluoreszenzmoden (doppelresonant) resonant überhöht. Die schmale Linienbreite der Fluoreszenzmoden wird dabei durch die Resonanzbedingung des optischen Resonators erreicht; siehe auch Abschnitt A.3. Es stellt sich aber die Frage, ob mit OPOs ähnliche Zählraten wie bei der parametrischen Fluoreszenz erreicht werden können.

OPOs ermöglichen im Allgemeinen eine ganz andere Anwendung der parametrischen Fluoreszenz. In der angewandten Optik werden OPOs hauptsächlich zur Erzeugung durchstimmbarer kohärenter Strahlung eingesetzt. Weiters erkannte man, daß OPOs auch zur Generierung gequetschter Quantenfelder [81, 82] verwendet werden können. Diese Quantenfelder zeichnen sich dadurch aus, daß sie in einer der beiden Quadraturkomponenten ein reduziertes Rauschverhältnis gegenüber einem klassischen kohärenten Feld aufweisen. Die Quadraturkomponenten sind die Amplitude und die Phase des Feldes. Prinzipiell könnte man gequetschte Lichtzustände bereits durch parametrische Fluoreszenz erzeugen, wenn die nichtlinearen Koeffizienten der Kristalle wesentlich größer wären. Um dieses Größenproblem zu umgehen, werden die erzeugten Fluoreszenzfelder zwischen zwei Spiegel hin und her reflektiert und so die effektive Wechselwirkungslänge mit dem Kristall verlängert. Die Konversionseffizienz wird dermaßen erhöht, daß mathematisch der Prozeß nicht mehr störungstheoretisch beschrieben werden kann. In diesem Fall muß eine exakte Lösung der Bewegungsgleichung für die Feldoperatoren (Erzeuger- und Vernichteroperatoren) gefunden werden.

In den Standardanwendungen ist ein Zusammenhang zwischen der parametrischen Fluoreszenz und einem optischen parametrischen Verstärker ist nur schwer zu erkennen. Während im Fall der parametrischen Fluoreszenz die Korrelationen der erzeugten Photonenpaare (Teilchenaspekt des Lichtes) experimentell genutzt werden, so beobachtet man im Fall des OPOs die Amplitudenkorrelation (Wellenaspekt des Lichtes) der Fluoreszenzfelder. Zur Erzeugung gequetschter Lichtzustände muß der OPO im Bereich des Schwellwertes betrieben werden. In diesem Bereich beginnt der Gain des Resonators die Verluste zu übertreffen, und damit verbunden überwiegen auch die stimulierten die spontanen Konversionsprozesse. Durch stimulierte Prozesse werden vorwiegend Photonenzustände mit mehr als zwei Photonen erzeugt, sodaß der OPO für die Erzeugung einzelner Photonen in den beiden Moden weit unter dem Schwellwert betrieben werden muß. Die Funktionsweise eines OPOs weit unter seinem Schwellwert kann mit der Wirkung

eines Resonators auf einem atomaren Übergang verglichen werden: Durch den Resonator wird die Emission des Photons in bestimmte Moden (den Resonatormoden) verstärkt, in andere Moden hingegen unterdrückt. Im Unterschied zur passiven Filterung, bei der die Bandbreite erst nach der Emission durch Blenden oder IF-Filter eingeschränkt wird und dadurch Zählraten verloren gehen, sitzt hier die Quelle quasi im Filter, sodaß zwar die Bandbreite eingeschränkt wird, die Zählrate aber unverändert bleibt.

Unser Vorhaben ist es daher, mit Hilfe eines aktiven Filters - eines OPOs der unter seinem Schwellwert betrieben wird - extrem schmalbandige Photonenpaare zu erzeugen. In der Gruppe von Prof. Ou [45] wurde bereits ein ähnliches Experiment realisiert. In diesem Experiment wurde ein cw-betriebener Ti:Saphir-Laser frequenzverdoppelt und mit der zweiten Harmonischen wurden in einem OPO schmalbandige Photonenpaare erzeugt. Die Geometrie war so gewählt, daß die entarteten Photonenpaare kollinear vom Kristall ausgestrahlt wurden. Weiters wurde als Konversionskristall ein BBO-Kristall vom Typ-I verwendet. Dies hatte aber zur Folge, daß neben der entarteten Mode¹ auch alle longitudinalen Moden, die innerhalb der Filterbandbreite versetzt um die freien Spektrallänge (FSR) des Resonators lagen, resonant anschwangen. Zur Reduktion der Zahl der resonanten Moden auf nur eine Mode, mußte anschließend die entartete Mode mit einem Filterresonator aus dem Modenkamm separiert werden. Die technische Schwierigkeit des Experiments lag in der Anforderung, alle drei Resonatoren, den Laser, den OPO und den Filterresonator, aufeinander zu stabilisieren. Weiters wurden die Zwilling photons kollinear mit gleicher Polarisation vom Kristall abgestrahlt, was eine räumliche Trennung aller Photonenpaare unmöglich machte. Mit Hilfe eines Strahlteilers konnten 50% der Paare getrennt werden.

Wir möchten eine ähnliche Quelle vorstellen, die, anstelle des Typ-I Kristalls, einen Kristall vom Typ-II beinhaltet. Auch hier soll der OPO resonant für beide Fluoreszenzmoden sein. Dieses Setup hat zwei wesentliche Vorteile gegenüber dem Experiment von Ou. Erstens sind bei kollinear Konversion innerhalb der Filterbandbreite nur die beiden entarteten Moden resonant. Wie wir später noch sehen werden, wird hier durch die Doppelbrechung des Kristalls die Zahl der gleichzeitig resonanten Moden limitiert. Damit sollte in diesem Aufbau kein Filterresonator nötig sein. Zweitens können alle korrelierten Photonen durch einen polarisierenden Strahlteiler räumlich getrennt werden, und die Photonenpaare sind in ihrem Polarisationszustand verschränkt. Dieses Setup birgt aber nicht nur Vorteile in sich, da es recht schwierig zu realisieren ist. Aufgrund der Doppelbrechung des Kristalls sind bei Typ-II Konversion die beiden entarteten Moden bei unterschiedlicher Resonatorlänge resonant. Ein weiteres Problem ist der transversale Walk-Off der beiden Moden im Kristall. Auch dieser muß kompensiert werden, wenn wir Doppelresonanz des OPOs erreichen möchten.

Im folgenden geben wir eine kurze Einführung in die mathematische Beschreibung eines OPOs, der weit unter seinem Schwellwert betrieben wird. Wir diskutieren die Mo-

¹Da sich bei Typ-I Konversion beide Zwilling photons im gleichen Polarisationszustand befinden, können wir bei kollinearen Emission der Photonenpaare von einer entarteten Mode sprechen.

denstruktur der parametrischen Fluoreszenz und gehen darauf ein, wie sich ein *single-frequency*-Modus des OPOs erreichen läßt. Wir berechnen das Spektrum und die zeitliche Korrelation der erzeugten Fluoreszenzphotonen. Anschließend erläutern wir den Aufbau des Experiments, stellen die ersten Ergebnisse vor und gehen auf die technischen Probleme ein, die uns in diesem Experiment widerfahren sind.

5.2 Mathematische Beschreibung des OPOs

5.2.1 Input-Output-Formalismus

In einem doppelresonanten optischen parametrischen Oszillator befindet sich der Kristall zwischen zwei Spiegeln. Die Kristallorientierung wird so gewählt, daß sowohl Signal- als auch Idlerstrahl mit der zweifachen Pumpwellenlänge kollinear in die Resonatormode abgestrahlt werden. Der Spiegelabstand entspricht gerade einem Vielfachen der entarteten Wellenlänge, sodaß sich ein stationäres Feld für die Fluoreszenzmoden aufbauen kann. Die zeitliche Entwicklung der Fluoreszenzfelder (-moden) kann prinzipiell auf zwei unterschiedliche Arten berechnet werden. Ein möglicher Ansatz wäre die Mastergleichung offener Systeme. Die Mastergleichung ist eine mathematische Formulierung, die die Berücksichtigung von Verlust- oder Dämpfungsmechanismen in der quantenmechanischen Beschreibung offener System erlaubt. Sie beschreibt die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix eines gedämpften Systems, das an ein passives Wärmebad koppelt und allmählich mit diesem einen Gleichgewichtszustand erreicht. Der Nachteil dieses mathematischen Ansatzes ist aber, daß wir mit dieser Beschreibung nur Fluoreszenzfelder innerhalb des Resonators berechnen können. Zur Berechnung der vom OPO austretenden Moden beinhaltet diese Beschreibung keine Vorschrift.

Die zweite Methode, auf die wir auch in diesem Abschnitt näher eingehen möchten, wird als Input-Output-Formalismus bezeichnet. Mit diesem mathematischen Ansatz ist es möglich, Interferenzeffekte an der Schnittstelle zwischen internen und externen Resonatorfeldern zu beschreiben. Diese Interferenzeffekte ergeben sich aus Randbedingungen des Systems, aus denen auch die aus dem OPO austretenden Felder berechnet werden können. Zum besseren Verständnis dieser mathematischen Beschreibung möchten wir uns von der Modelgleichung eines leeren optischen Resonators ausgehend zur externen Fluoreszenzmode eines OPOs hinarbeiten. Dabei folgen wir den Herleitungen in [83, 84, 85].

Modelannahme

Abbildung 5.1 zeigt die Mode a eines optischen Resonators (System), welche über einen Spiegel mit einem externen Feld wechselwirkt. Diese Kopplung der Resonatormode an das externe Feld wird durch eine einlaufende Mode a_{in} und eine auslaufende Mode a_{out} beschrieben. Die Reflektivität des zweiten Spiegel wird hingegen als ideal reflektierend ($T_2 = 0$) angenommen. Weiters ist die Kopplung an das externe Feld schwach (einige

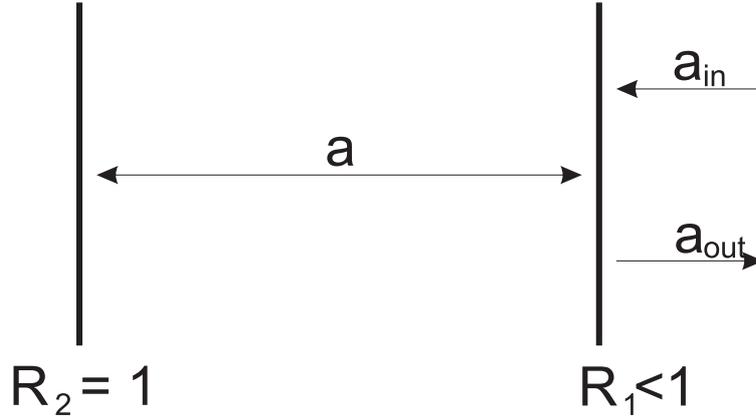


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines leeren Resonators, der nur über einen Spiegel an die Badmoden koppelt.

100 MHz) im Vergleich zur Frequenz jener einfallenden Wellen (einige 100 THz), die am stärksten an die interne Mode koppeln. Diese Annahme erlaubt die Anwendung der *Rotating-Wave-Approximation* (RWA), mit der die gegenläufigen Terme aus der Bewegungsgleichung eliminiert werden können. Zur Vereinfachung der Aufgabenstellung betrachten wir das externe Feld als ein eindimensionales Feld. Der optische Resonator mit seiner Kopplung an das externe Feld wird durch folgenden Hamiltonian beschrieben

$$H_{tot} = H_{sys} + H_b + H_{int}. \quad (5.1)$$

Der Operator H_{sys} ist in dieser Gleichung der Hamiltonian der ungedämpften Resonatormode und H_b der Hamiltonian des externen Feldes. Der Operator H_{int} beschreibt die Kopplung zwischen der internen Mode und dem externen Feld. Ausgehend von der Heisenbergschen Bewegungsgleichung für die interne Mode

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}[a, H_{tot}] \\ &= -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] - \underbrace{\frac{i}{\hbar}[a, H_b]}_{=0} - \frac{i}{\hbar}[a, H_{int}], \end{aligned} \quad (5.2)$$

erhalten wir die Quanten-Langevin Gleichung, die die zeitliche Entwicklung des internen Feldoperators $a(t)$ beschreibt:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] - \frac{\gamma}{2}a + \Gamma \quad (5.3)$$

γ ist die Zerfallskonstante der internen Mode und Γ steht für den Rausch-Operator des externen Wärmebades. In unserem Fall ist das Wärmebad das externe Feld, sodaß

die inhomogene Term Γ der Differentialgleichung dem einfallenden Teil dieses Feldes zugeschrieben werden muß. Es gilt

$$\Gamma = \sqrt{\gamma}a_{in}, \quad (5.4)$$

wobei a_{in} den Feldoperator des einfallenden Feldes und $\sqrt{\gamma}$ wiederum die Kopplungsstärke der beiden Felder beschreibt. Eine Zeit-Umkehr von Ausdruck 5.3 ist equivalent zu einem Vorzeichenwechsel vor den Systemoperatoren a bzw. dem Austausch des einlaufenden Feldes a_{in} mit dem auslaufenden Feld a_{out} .

$$\frac{da}{d(-t)} = \frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] - \frac{\gamma}{2}a + \sqrt{\gamma}a_{out} \quad (5.5)$$

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen 5.3 und 5.5 erhält man

$$a_{in} + a_{out} = \sqrt{\gamma}a. \quad (5.6)$$

Diese Gleichung ist eine Randbedingung an die Feldamplituden am Ort des Spiegels, die einen Bezug zwischen den Fernfeldamplituden außerhalb und der Feldamplitude innerhalb des Resonators herstellt.

Somit haben wir folgende Langevingleichungen, die äquivalent die zeitliche Entwicklung des internen Feldes beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] - \frac{\gamma}{2}a + \sqrt{\gamma}a_{in} \\ &= -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] + \frac{\gamma}{2}a - \sqrt{\gamma}a_{out} \end{aligned} \quad (5.7)$$

In den meisten betrachteten Systemen sind die Bewegungsgleichungen linear und können in Matrixform angeschrieben werden:

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = \mathbf{A}\mathbf{a} - \frac{\gamma}{2}\mathbf{a} + \sqrt{\gamma}\mathbf{a}_{in} \quad (5.8)$$

mit

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix}, \quad \mathbf{a}_{in} = \begin{pmatrix} a_{in} \\ a_{in}^\dagger \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

und \mathbf{A} als Systemmatrix. Weiters transformieren wir Gleichung 5.8 in den Frequenzraum, indem wir die Fourierkomponenten der Felder wie folgt definieren:

$$a(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} a(t) dt \quad (5.10)$$

Für die Vektoren der Feldamplituden gilt

$$\mathbf{a}(\omega) = \begin{pmatrix} a(\omega) \\ a^\dagger(\omega) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{a}_{in}(\omega) = \begin{pmatrix} a_{in}(\omega) \\ a_{in}^\dagger(\omega) \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

wobei auch hier $a^\dagger(\omega)$ die Fouriertransformierte von $a^\dagger(t)$ ist und die Fourierkomponenten der externen Felder folgenden Kommutatorrelationen genügen:

$$\begin{aligned} [a_{in}(\omega), a_{in}(\omega')] &= 0 \\ [a_{in}(\omega), a_{in}^\dagger(\omega')] &= \delta(\omega - \omega') \end{aligned} \quad (5.12)$$

Damit können wir Bewegungsgleichung 5.8 auf folgenden linearen Ausdruck vereinfachen

$$\left[\mathbf{A} + \left(i\omega - \frac{\gamma}{2} \right) \mathbf{1} \right] \mathbf{a}(\omega) = -\sqrt{\gamma} \mathbf{a}_{in}(\omega). \quad (5.13)$$

Durch Einsetzen von Randbedingung 5.6 ist es noch möglich, die interne Mode zu eliminieren. Wir erhalten schließlich eine Gleichung, die den Zusammenhang zwischen einer einlaufenden und einer auslaufenden Mode eines optischen Resonators beschreibt:

$$\mathbf{a}_{out}(\omega) = - \left[\mathbf{A} + \left(i\omega + \frac{\gamma}{2} \right) \mathbf{1} \right] \left[\mathbf{A} + \left(i\omega - \frac{\gamma}{2} \right) \mathbf{1} \right]^{-1} \mathbf{a}_{in}(\omega) \quad (5.14)$$

Um ein besseres Verständnis für Gleichung 5.14 gewinnen zu können, möchten wir sie in unserem speziellen Fall, dem eines leeren einseitigen Resonators, anwenden. Der Resonator beinhaltet keine optischen Elemente, sodaß die Transmission durch den Auskoppelspiegel ($R_1 < 1$) die einzige Verlustquelle für das Resonatorfeld ist. Damit kann das Resonatorfeld durch den Operator des harmonischen Oszillators beschrieben werden

$$H_{sys} = \hbar\omega_0 a^\dagger a. \quad (5.15)$$

Somit ist

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -i\omega_0 & 0 \\ 0 & i\omega_0 \end{pmatrix}, \quad (5.16)$$

was wir sogleich in Gleichung 5.14 einsetzen, um die Kopplung zwischen den beiden externen Felder $a_{in}(\omega)$ und $a_{out}(\omega)$ zu berechnen.

$$a_{out}(\omega) = \frac{\frac{1}{2}\gamma + i(\omega - \omega_0)}{\frac{1}{2}\gamma - i(\omega - \omega_0)} a_{in}(\omega) \quad (5.17)$$

Die Interpretation von Gleichung 5.17 ist einfach. Die auslaufende Mode unterscheidet sich von der einlaufenden Mode nur durch einen frequenzabhängigen Phasenschub, der von der Verstimmung der externen Modenfrequenz ω von der internen Oszillatorfrequenz ω_0 abhängt.

Der Zusammenhang zwischen der einfallenden Mode und der Resonator internen Mode lautet wie folgt

$$a(\omega) = \frac{\sqrt{\gamma}}{\frac{1}{2}\gamma - i(\omega - \omega_0)} a_{in}(\omega), \quad (5.18)$$

was uns zur bekannten Lorentzfunktion der Resonatortransmission führt.

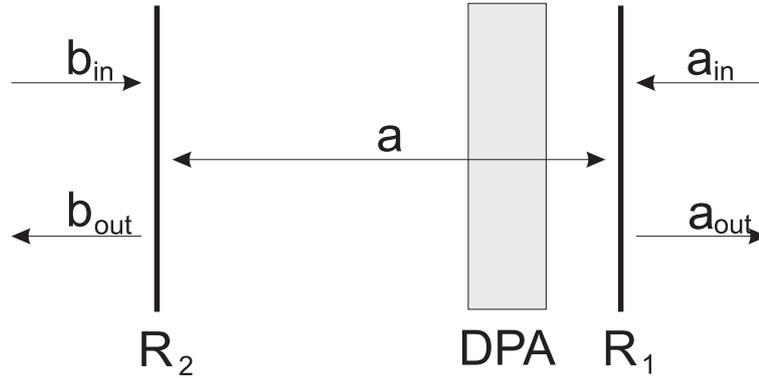


Abbildung 5.2: Optischer Resonator, der über beide Spiegel an die Badmoden koppelt, und einen entarteten optischen parametrischen Verstärker (DPA) beinhaltet.

System mit DPA und Kopplung an zwei Badmoden

Bei fast allen Resonatoren besteht die Möglichkeit, daß Felder über beide Spiegel in den Resonator ein- und austreten können; siehe Abbildung 5.2. Für den Fall eines zweiten Feldes läßt sich Gleichung 5.3 leicht erweitern

$$\frac{da}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sys}] - \frac{\gamma_1}{2}a - \frac{\gamma_2}{2}a + \sqrt{\gamma_1}a_{in} + \sqrt{\gamma_2}b_{in}. \quad (5.19)$$

Weiters befindet sich ein entarteter parametrischer Verstärker (DPA; degenerate parametric amplifier) in der Resonatormode, der von einem starken klassischen Feld getrieben wird. Die Wechselwirkung der Resonatormode über den DPA mit dem Pumpfeld wird durch eine Erweiterung des Systemhamiltonian berücksichtigt

$$H_{sys} = \hbar\omega_0 a^\dagger a + \frac{1}{2}i\hbar[\epsilon e^{-i\omega_p t} (a^\dagger)^2 - \epsilon^* e^{i\omega_p t} a^2], \quad (5.20)$$

wobei ω_p der Frequenz des Pumpfeldes entspricht und ϵ eine zur klassischen Feldamplitude des Pumpfeldes proportionale Größe ist. Die Ergänzung des Hamiltonian ist so zu verstehen, daß durch Wechselwirkung zwischen Pump- und Resonatormode entweder zwei Photonen in der Resonatormode erzeugt oder vernichtet werden. Folglich ist die Frequenz der Resonatormode nur halb so groß wie jene der Pumpmode; $\omega_p = 2\omega_0$ (entartete kollineare parametrische Fluoreszenz). Die beiden externen Felder, a_{out} und b_{out} , sind die entarteten Fluoreszenzmoden, die aus dem Resonator ausgekoppelt werden. Da wir nur jene Photonen detektieren, die in die Feldmode a_{out} ausgekoppelt werden, können wir die Mode b_{out} als Verlust- oder Dämpfungsmode betrachten. Damit berücksichtigen wir, daß für reale Spiegel niemals perfekte Reflektivität erreicht werden kann ($R_2 \approx 99.99\%$).

Den Systemhamiltonian 5.20 setzen wir nun in Gleichung 5.19 ein, um die Bewegungsgleichung weiter zu vereinfachen. Wir erhalten folgende Langevin Gleichung für

den Vernichteroperator des Resonatorfeldes

$$\frac{da}{dt} = -i\omega_0 a + \epsilon e^{-i\omega_p t} a^\dagger - \left(\frac{\gamma_1}{2} + \frac{\gamma_2}{2}\right)a + \sqrt{\gamma_1} a_{in} + \sqrt{\gamma_2} b_{in}. \quad (5.21)$$

Auf die Vernichteroperatoren des Systems und der externen Felder wenden wir nun die RWA an, um den Ausdruck in ein rotierendes Inertialsystem zu transformieren.

$$a \rightarrow e^{i\omega_p t/2} a, \quad (5.22)$$

Weiters ist die Bewegungsgleichung linear, sodaß wir auch hier die Matrizen Schreibweise anwenden können. Die transformierte Systemgleichung lautet

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = [\mathbf{A} - \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)\mathbf{1}]\mathbf{a} + \sqrt{\gamma_1}\mathbf{a}_{in} + \sqrt{\gamma_2}\mathbf{b}_{in} \quad \text{mit} \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & \epsilon \\ \epsilon^* & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.23)$$

Die Vernichteroperatoren in Gleichung 5.23 werden durch ihre Fourierkomponenten ersetzt und wir erhalten ein lineares Gleichungssystem

$$-i\omega\mathbf{a}(\omega) = [\mathbf{A} - \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)\mathbf{1}]\mathbf{a}(\omega) + \sqrt{\gamma_1}\mathbf{a}_{in}(\omega) + \sqrt{\gamma_2}\mathbf{b}_{in}(\omega), \quad (5.24)$$

indem das rotierende Inertialsystem wie folgendermaßen berücksichtigt wurde

$$\mathbf{a}(\omega) = \begin{pmatrix} a(\omega_0 + \omega) \\ a^\dagger(\omega_0 - \omega) \end{pmatrix}. \quad (5.25)$$

Dies gilt gleichfalls für die externen Feldoperatoren. Nun müssen wir nur noch die Matrizen invertieren und sehen folgenden Zusammenhang zwischen den einlaufenden und dem internen Feld:

$$\begin{aligned} a(\omega_0 + \omega) &= \frac{(\frac{1}{2}\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma_2 - i\omega)[\sqrt{\gamma_1}a_{in}(\omega_0 + \omega) + \sqrt{\gamma_2}b_{in}(\omega_0 + \omega)]}{(\frac{1}{2}\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma_2 - i\omega)^2 - |\epsilon|^2} \\ &+ \frac{\epsilon[\sqrt{\gamma_1}a_{in}^\dagger(\omega_0 - \omega) + \sqrt{\gamma_2}b_{in}^\dagger(\omega_0 - \omega)]}{(\frac{1}{2}\gamma_1 + \frac{1}{2}\gamma_2 - i\omega)^2 - |\epsilon|^2} \end{aligned} \quad (5.26)$$

Letztlich müssen wir nur mehr die Randbedingung 5.6 auf Gleichung 5.26 anwenden, um die Kopplung der auslaufenden Mode an die einfallende Mode zu erhalten. Es gilt

$$\begin{aligned} a_{out}(\omega_0 + \omega) &= G_1(\omega)a_{in}(\omega_0 + \omega) + g_1(\omega)a_{in}^\dagger(\omega_0 - \omega) \\ &+ G_2(\omega)b_{in}(\omega_0 + \omega) + g_2(\omega)b_{in}^\dagger(\omega_0 - \omega) \end{aligned} \quad (5.27)$$

mit

$$\begin{aligned} G_1(\omega) &= \frac{\gamma_1 - \gamma_2 + 2i\omega}{\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega}, & g_1(\omega) &= \frac{4\epsilon\gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega)^2}, \\ G_2(\omega) &= \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega}, & g_2(\omega) &= \frac{4\epsilon\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{(\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega)^2}. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Bei diesem Schritt haben wir noch zusätzlich berücksichtigt, daß der OPO weit unter seinem Schellwert $|\epsilon_s| = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)$ betrieben wird. Das bedeutet, daß $|\epsilon| \ll \gamma_1, \gamma_2$ ist, und die $|\epsilon|^2$ -Terme vernachlässigt werden konnten. Ausgehend von Gleichung 5.27 können wir nun sämtliche relevanten Parameter des OPOs, wie die Modenverstärkung B , den freien Spektralbereich $\Delta\omega_{DPA}$ und die Kohärenzzeit τ_c des Zweiphotonenzustandes, bestimmen. Dabei folgen wir im wesentlichen einer Arbeit von Y. J. Lu und Z. Y. Ou [86].

5.2.2 Konversionsrate und Fluoreszenzspektrum

Als erstes interessieren wir uns dafür, inwiefern die Resonanz der Fluoreszenzmoden den Konversionsprozeß verstärkt. Dafür ist es nötig, das Spektrum $S(\omega)$ des resonanten Feldes zu bestimmen, da aus dem Spektrum die Zahl der erzeugten Photonen R_{cavity} abgeschätzt werden kann. Das Spektrum ist folgendermaßen definiert:

$$\langle a_{out}^\dagger(\omega_0 + \omega)a_{out}(\omega_0 + \omega') \rangle \equiv S(\omega)\delta(\omega - \omega') \quad (5.29)$$

Aus der Berechnung des Erwartungswertes von $\langle a_{out}^\dagger a_{out} \rangle$ erhalten wir

$$S(\omega) = |g_1(\omega)|^2 + |g_2(\omega)|^2 = \frac{16|\epsilon|^2\gamma_1(\gamma_1 + \gamma_2)}{((\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4\omega^2)^2}. \quad (5.30)$$

Für die Abschätzung der Konversionsrate, müssen wir noch über das Spektrum des Resonatorfeldes integrieren

$$R_{cavity} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S(\omega) = \frac{|r|^2 \mathcal{F}^2}{\pi \Delta t \mathcal{F}_0}. \quad (5.31)$$

Das Endergebnis muß so verstanden werden: $r \equiv \epsilon \Delta t$ ist der Modenverstärkungsparameter für einen einfachen Umlauf und Δt die entsprechende Resonatorumlaufzeit. $\mathcal{F} = 2\pi/(\gamma_1 + \gamma_2)\Delta t = 2\pi/\Delta t \Delta\omega_{opo}$ ist die Finesse des Resonators, wobei $\Delta\omega_{opo} = (\gamma_1 + \gamma_2)$ die Linienbreite einer Resonatormode ist. Die Finesse \mathcal{F} entspricht der Anzahl der Resonatorumläufe eines Konversionsphotons. $\mathcal{F}_0 = 2\pi/\gamma_1 \Delta t$ wäre die Finesse des Resonators, wenn wir keine Verluste über den hochreflektierenden Resonatorspiegel hätten ($\gamma_2 = 0$).

Um die Verstärkung der Konversion durch den OPO berechnen zu können, muß uns auch die Konversionsrate bei einfacher Wechselwirkung mit dem Pumpfeld, also ohne der Resonatoranordnung, bekannt sein. Ohne Resonator ist $g_1(\omega) = r\eta(\omega)$ und $g_2(\omega) = 0$, wobei $\eta(\omega)$ als der spektrale Verstärkungsparameter der parametrischen Fluoreszenz definiert ist. Ohne Resonator wäre auch die Bandbreite der detektierten parametrischen Fluoreszenz durch einen räumlichen oder spektralen Filter, mit Filterbandbreite $\Delta\omega_{IF}$, vor den Detektoren bestimmt. Da im Allgemeinen die Filterbandbreite $\Delta\omega_{IF}$ wesentlich schmaler als das gesamte Fluoreszenzspektrum der parametrischen Fluoreszenz ist, kann innerhalb von $\Delta\omega_{IF}$ der spektrale Verstärkungsparameter als konstant angenommen werden; $\eta(\omega) \approx 1$. Damit erhalten wir für die Konversionsrate ohne Resonator

$$R_{singlepass} = |r|^2 \Delta\omega_{IF} / 2\pi. \quad (5.32)$$

Somit können wir die durchschnittliche Modenverstärkung B des Resonators wie folgt definieren [86]:

$$B \equiv \frac{R_{cavity}/\Delta\omega_{opo}}{R_{singlepass}/\Delta\omega_{IF}} = \frac{\mathcal{F}^3}{\pi\mathcal{F}_0} \quad (5.33)$$

Laut Gleichung 5.33 ist die Verstärkung der Konversionsrate durch den OPO proportional zum Quadrat der Resonatorumläufe; dies ist eine Konsequenz der bosonischen Natur der Photonen. Wir werden aber noch sehen, daß die Resonatorverluste den Verstärkungsparameter um den Faktor $\mathcal{F}/\mathcal{F}_0$ verringern.

5.2.3 Typ-II Modenstruktur

Bedingung für das Ausbilden einer Stehwelle in einer Resonatoranordnung ist, daß der Spiegelabstand L einem ganzzahligen Vielfachen (N) der halben Wellenlänge entspricht

$$L = \frac{N\lambda}{2}. \quad (5.34)$$

Alle longitudinalen Moden, die diese Bedingung gleichzeitig erfüllen, liegen in einem Frequenzabstand (FSR) von

$$\Delta\omega = 2\pi\frac{c}{2L} \quad (5.35)$$

zueinander versetzt; siehe Abschnitt A.3.

Bei der parametrischen Fluoreszenz vom Typ-II sind die beiden erzeugten Photonen in der entarteten Fluoreszenzmode orthogonal zueinander polarisiert. Wir können daher von zwei Polarisationsmoden sprechen. Obwohl sich die Moden in ihrer Frequenz gleichen $\omega_{s,i} = \omega_0 = \omega_p/2$, sehen die beiden Felder unterschiedliche Brechungsindizes beim Durchgang durch den Kristall (Phasenanpassungsbedingung). Wenn wir annehmen, daß für eine bestimmte Resonatorgeometrie die beiden Moden gleichzeitig resonant sind

$$(l + n_1d)\omega_0 = \pi N_1c \quad \text{und} \quad (l + n_2d)\omega_0 = \pi N_2c, \quad (5.36)$$

mit $N_1 \neq N_2$, Kristalldicke d und der Resonatorlänge $L = l + d$, so erhalten wir folgende Doppelresonanzbedingung für die Polarisationsmoden um die entartete Wellenlänge:

$$(l + n_1d)(\omega_0 + \Delta\omega) = \pi(N_1 + \Delta N_1)c \quad (5.37)$$

$$(l + n_2d)(\omega_0 - \Delta\omega) = \pi(N_2 + \Delta N_2)c \quad (5.38)$$

$N_{1,2}$ sind natürliche Zahlen und für die Differenz von ΔN_1 und ΔN_2 gilt: $|\Delta N_1 - \Delta N_2| = 0, 1, 2, 3, \dots$. Wenn wir die beiden Resonanzbedingungen subtrahieren, so erhalten wir den Frequenzabstand aller longitudinaler Fluoreszenzmoden, die gleichzeitig resonant im OPO anschwingen:

$$\Delta\omega = \pi c \frac{\Delta N_1 - \Delta N_2}{(n_1 - n_2)d} \quad (5.39)$$

Der minimale Frequenzabstand $\Delta\omega$ bei $|\Delta N_1 - \Delta N_2| = 1$ ist der freie Spektralbereich des doppelresonanten OPOs:

$$\Delta\omega_{DPA} = \frac{\pi c}{(n_1 - n_2)d} \quad (5.40)$$

Aus Gleichung 5.40 können wir auch eine Bedingung ableiten, mit der sich ein *quasi-single-frequency*-Betrieb des OPOs bei Typ-II Konversion erreichen läßt: Wird die Filterbandbreite der Detektoren schmaler als der freie Spektralbereich des OPOs gewählt, so sieht ein Beobachter nur eine einzige Resonatormode.

5.2.4 Kohärenzzeit des Zweiphotonenzustandes

Zur vollständigen Charakterisierung der resonant erzeugten Photonenpaare betrachten wir noch die Kohärenzzeit τ_c ihres Quantenzustandes. Wenn man das Spektrum der parametrischer Fluoreszenz bestimmt (ohne Resonator), so entspricht die beobachtete spektrale Verteilung der Filterfunktion der Interferenzfilter, die den Detektoren vorgeetzt sind. Die Kohärenzzeit der detektierten Photonenpaare wird dabei aus der Bandbreite $\Delta\omega_{IF}$ (FWHM) der Fluoreszenzmode berechnet. Bei einer gaußförmigen Filterfunktion, wie es bisher der Fall war, ist die Kohärenzzeit umgekehrt proportional zur Bandbreite der Filterfunktion; es galt: $\tau_c = \sqrt{8 \ln 2} / \Delta\omega_{IF}$. Durch die Resonatoranordnung wird die Bandbreite der Fluoreszenz auf die Linienbreite der resonanten Mode reduziert, also um einige Größenordnungen verringert. Auch entspricht die Resonanzlinie einer Lorentzfunktion, sodaß der obige Zusammenhang zwischen der Kohärenzzeit und der Modenbandbreite nicht mehr erfüllt ist. Den exakten Zusammenhang zwischen Kohärenzzeit und OPO-Bandbreite möchten wir im folgendem bestimmen.

Die Kohärenzzeit der Photonenpaare ergibt sich aus der Intensitätskorrelation $\Gamma^{2,2}(\tau)$ der beiden, kollinearen entarteten Moden

$$\begin{aligned} \Gamma^{2,2}(\tau) &= \langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle \\ &= |\langle \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle|^2, \end{aligned} \quad (5.41)$$

mit

$$\hat{E}^{(+)}(t) = [\hat{E}^{(-)}(t)]^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}_{out}(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (5.42)$$

Nach Einsetzen von Gleichungen 5.27, 5.28 und 5.42 in Gleichung 5.41 und Auflösen der beiden Integrale über ω' und ω'' , unter Berücksichtigung der Kommutatorrelationen 5.12, erhalten wir

$$\begin{aligned} \Gamma^{2,2}(\tau) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left| \int d\omega' \int d\omega'' e^{-i\omega'(t+\tau)} e^{-i\omega''t} \langle a_{out}(\omega') a_{out}(\omega'') \rangle \right|^2 \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left| \int [G_1(\omega') g_1(\omega') + G_2(\omega') g_2(\omega')] e^{-i\omega'\tau} d\omega' \right|^2 \\ &= |\epsilon|^2 (\mathcal{F}/\mathcal{F}_0)^2 e^{-|\tau|(\gamma_1 + \gamma_2)}. \end{aligned} \quad (5.43)$$

In Ausdruck 5.43 konnten die Terme höherer Ordnung von $|\epsilon|^2$ vernachlässigen, da der OPO weit unter seinem Schwellwert betrieben wird. Die Kohärenzzeit des Zweiphotonenzustandes berechnen wir wieder aus der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der obigen Verteilung (Gl. 5.43) und erhalten

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &= e^{-|\tau_c/2|(\gamma_1+\gamma_2)} \\ \tau_c &= 1.39/(\gamma_1 + \gamma_2) = 1.39/\Delta\omega_{opo}. \end{aligned} \quad (5.44)$$

Schließlich können wir mit Hilfe der Intensitätskorrelation, Gleichung 5.41, noch die Koinzidenzzählrate berechnen. Die mittlere Koinzidenzzählrate R_c ist definiert [86] als

$$R_c = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma^{2,2}(\tau) d\tau = R_{cavity} \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_0}. \quad (5.45)$$

Wie ist obiger Ausdruck zu interpretieren? Ohne die Verluste über den zweiten Spiegel ($R_2 = 100\%$ bzw. $\gamma_2 = 0$ Hz) wäre die Zahl der Photonenpaare gleich der Konversionsrate R_{cavity} von Gleichung 5.31. Die Zahl der Photonenpaare ist also gleich der Einzelzählrate, wie es für eine Zweiteilchenquelle typisch ist, und nicht proportional zu R_{cavity}^2 , wie es für zufällige Koinzidenzen der Fall wäre. Verluste eines realen Spiegels reduzieren das Verhältnis von Koinzidenz- zu Einzelzählrate um $\mathcal{F}/\mathcal{F}_0$.

5.3 Aufbau des doppelresonanten OPOs

5.3.1 Ideen und Abschätzungen

Resonatordesign

Unser Vorhaben ist es, die beiden kollinearen entarteten Fluoreszenzmoden eines Konversionkristalls vom Typ-II durch zwei Spiegel resonant zu überhöhen. Wie wir bereits wissen, sind bei Typ-II Konversion die korrelierten Fluoreszenzphotonen orthogonal zueinander polarisiert. Aufgrund der Doppelbrechung des Kristalls breiten sich vertikal (ordentlich) und horizontal (außerordentlich) polarisierte Photonen mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit im Kristall aus (longitudinaler Walk-Off). Der resultierende relative Phasenschub zwischen den korrelierten Photonen hat zur Folge, daß die horizontale Fluoreszenzmode bei einer anderen Resonatorlänge resonant überhöht wird als die vertikale Fluoreszenzmode. Für den Betrieb des OPOs ist es aber nötig, daß beide Moden gleichzeitig resonant überhöht werden, da ansonsten die nicht resonante Fluoreszenzmode die Konversion in die entarteten Moden unterdrückt. Weiters wissen wir, daß sich der Pointingvektor und der Wellenzahlvektor des außerordentlich polarisierten Strahls im Kristall unterscheiden. Dadurch wird erstens das Strahlprofil der ordentlich polarisierten Fluoreszenzmode elliptisch aufgeweitet und zweitens die Strahlachsen der beiden Moden transversal verschoben (transversaler Walk-Off). Demnach müssen wir erst

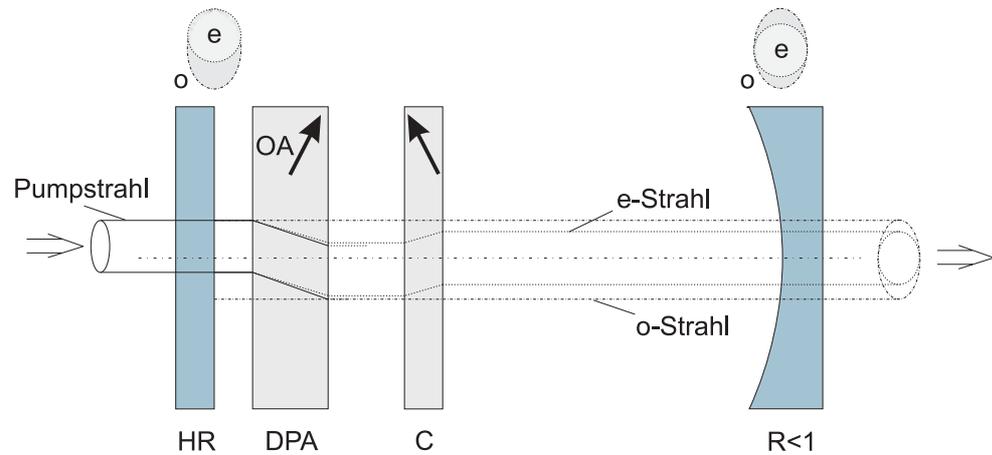


Abbildung 5.3: Skizze eines doppelresonanten OPOs. Der Pumpstrahl fällt über den ebenen High-Reflector (HR) auf den Fluoreszenzkristall (DPA) ein. Mit dem zweiten Kristall (C) wird einerseits der transversale und andererseits der longitudinale Walk-Off der beiden Fluoreszenzmoden kompensiert. Über den gekrümmten zweiten Spiegel (R) werden die Fluoreszenzmoden aus dem Resonator ausgekoppelt.

eine Resonatorgeometrie finden, in der beide Moden gleichzeitig resonant anschwingen können.

Eine mögliche Lösung für die Resonatoranordnung ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Als Spiegel wurden dabei ein Planspiegel als *High-Reflector* (HR) und ein gekrümmter Spiegel als Auskoppelspiegel (R) für die Fluoreszenzmoden gewählt. Bei dieser Spiegelanordnung liegt der Beam-Waist der Resonatormoden auf der Reflexionsfläche des Planspiegels, was uns auch die Position für den Konversionskristall (DPA) vorgibt. Beide Resonatorspiegel sollten möglichst transparent für die Pumpmode sein, da die Resonatorlänge auf die Fluoreszenzwellenlänge abgestimmt wird. Ansonsten wird die Pumpmode im Resonator abgeschwächt oder sogar unterdrückt. Der vertikal und damit außerordentlich polarisierte Pumpstrahl fällt über den *High-Reflector* auf den Fluoreszenzkristall ein. Bedingt durch den transversalen Walk-Off wird die Ausbreitungsrichtung des Pumpstrahls im Kristall abgelenkt. Auch die außerordentlich polarisierte Fluoreszenzmode erfährt einen transversalen Walk-Off, der bei BBO und unseren Wellenlängen in der Größenordnung des Pumpstrahlversatzes liegt. Die transversale Verschiebung der außerordentlichen Fluoreszenzmode wird durch einen zweiten Kristall (C) mit halber Dicke kompensiert. Voraussetzung für die Kompensation des transversalen Walk-Offs ist, daß die optischen Achsen (OA) der beiden Kristalle spiegelbildlich zueinander liegen. Somit treffen die beiden entarteten Fluoreszenzmoden symmetrisch auf die gekrümmte Spiegelfläche des Auskoppelspiegels und werden in sich zurückreflektiert. Auf der Spiegelebene des *High-Reflektors* sind die beiden Resonatormoden zueinander versetzt. Hier verhindert aber die ebene Spiegelfläche ein Auseinanderlaufen der beiden Moden. Mit

dieser Geometrie ist der Resonator stabil für beide entarteten Moden, vorausgesetzt die beiden Strahlprofile divergieren nicht zu stark. Gleichzeitige Resonanz beider Moden kann durch leichtes Verkippen des Kompensatorkristalls erreicht werden. Der longitudinale Walk-Off dürfte in dieser Anordnung den Zweiphotonenzustand, und damit die Verschränkung der Photonenpaare, nicht zerstören. Aufgrund der schmalen Linienbreite des OPOs ist hier die Kohärenzzeit des Zweiphotonenzustandes wesentlich größer als der longitudinale Walk-Off.

Bei der Realisierung des Resonators waren wir bestrebt die Resonatorlänge möglichst klein zu halten. Eine kleine Resonatorlänge erleichtert die Justage des Resonators auf Resonanz auf beide Resonatormoden. Weiters wird durch den transversalen Walk-Off das Strahlprofil der ordentlich polarisierten Mode aufgeweitet wodurch auch die Strahldivergenz verändert wird. Je größer die Resonatorlänge desto schwieriger wird es daher für beide Moden eine stabile Resonatorgeometrie zu finden. Eine kleine Resonatorlänge hat auch noch einen weiteren Vorteil neben der höheren Stabilität: eine höhere Finesse und damit verbunden eine höhere Modenüberhöhung können so erreicht werden.

Wahl der Resonatorparameter

Um einen doppelresonanten OPO, wie ihn Abbildung 5.3 zeigt, zu realisieren, müssen wir zuerst bestimmte Parameter festlegen. Auch hier wollten wir, wie bereits in Kapitel 4 gezeigt, modenangepaßt die gaußförmige Resonatormode in die optischen Fasern unserer Detektoren einkoppeln. Die Divergenz Θ_{div} der Resonatormode entsprach der spektralen Bandbreite der parametrischen Fluoreszenz, die wir mit unseren Detektoren aufsammelten. Diese räumliche Filterung ersetzte auch hier wiederum spektrale Filter (IF-Filter). Die Filterbandbreite der Detektoren muß innerhalb des freien Spektralbereiches des OPOs $\Delta\omega_{DPA}$ liegen, um die detektierten Photonen eindeutig den beiden entarteten Moden zuordnen zu können. Der freie Spektralbereich des OPOs ist umgekehrt proportional zur Kristalldicke d ; siehe Gleichung 5.40. Die Divergenz der Gaußschen Resonatormode und die Kristalldicke mußten also aufeinander abgestimmt werden. Dabei durfte auch der Zusammenhang zwischen der Kristalldicke und dem transversalen Walk-Off nicht außer Acht gelassen werden. Der transversale Walk-Off w_{trans} ist proportional zur Kristalldicke

$$w_{trans} = d \cdot \tan \rho, \quad (5.46)$$

wobei der Walk-Off-Winkel $\tan \rho$ nach Gleichung 2.22 definiert ist. Zur Berechnung des Walk-Off-Winkels müssen uns der Schnittwinkel θ_p und die Brechungsindize des Kristalls entlang der Ausbreitungsrichtung der Moden bekannt sein. Als Pumplaser wollten wir unseren Argon-Ionenlaser einsetzen, dessen Wellenlänge bei $\lambda_p = 351.1$ nm lag. Somit mußte der Schnittwinkel des BBO-Kristalls bei kollinear er entarteter parametrischer Fluoreszenz ($\lambda_{DPA} = 2\lambda_p = 702.2$ nm) $\theta_p = 49.2^\circ$ betragen. Mit diesen Werten und den Gleichungen A.1 und A.2 konnte der transversale Walk-Off je Millimeter Kristalllänge bestimmt werden:

	n_o	n_e	$\tan \rho$
351.1 nm	1.7068	1.6289	76.9 $\mu\text{m}/\text{mm}$
702.2 nm	1.6640	1.5935	71.2 $\mu\text{m}/\text{mm}$

Aus Stabilitätsabschätzungen für den doppelresonanten OPO wählten wir eine Dicke von 1 mm für den Konversionskristall und eine Strahltaile ($2w_0$) von 400 μm für die Fluoreszenzmoden.

Nun mußten wir noch überprüfen, ob bei dieser Strahltaile die spektrale Verteilung der Fluoreszenzmode kleiner als der freie Spektralbereich des OPOs sein würde. Zwischen Strahltaile und Divergenzwinkel der Mode gilt ein fester Zusammenhang $w_0 = \lambda/(\pi\Theta_{div})$; somit konnten wir aus der Divergenz die Bandbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ der Moden bestimmen; siehe Gleichung 4.6. Zur Berechnung der Bandbreite war es noch notwendig, die differentielle Winkelverteilung $d\Theta/d\lambda$ des Fluoreszenzspektrums um die entarteten Moden zu wissen. Die spektrale Winkelverteilung wurde in Abschnitt 4.3 für den kollinearen Fall berechnet und auch gemessen und betrug $d\Theta/d\lambda = 0.073^\circ/\text{nm}$. Damit erhielten wir für die Bandbreite (FWHM) der parametrischen Fluoreszenz

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \sqrt{2\ln 2} \left(\frac{d\Theta}{d\lambda} \right)^{-1} \Theta_{div} = 1 \text{ nm}. \quad (5.47)$$

Wie aus den vorhergehenden Messungen bereits bekannt, gehorcht das Spektrum der Fluoreszenzmoden einer Gaußverteilung. Bei einer gaußförmigen Verteilung kann mit guter Näherung angenommen werden, daß nach 4 Standardabweichungen die spektrale Verteilung der Fluoreszenzmode auf Null abgefallen ist. Hierbei entspricht 1 nm Bandbreite (FWHM) einer Standardabweichung von

$$\sigma = \frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{\sqrt{8 \ln 2}} = 0.425 \text{ nm}. \quad (5.48)$$

Mit Gleichung 5.40 erhalten wir für den freien Spektralbereich des OPOs

$$\Delta\lambda_{DPA} = \frac{\lambda^2}{2(n_o - n_e)(d_{DPA} + d_C)} = 2.3 \text{ nm}, \quad (5.49)$$

wobei wir für $d_{DPA} = 1 \text{ mm}$ und $d_C = 0.5 \text{ mm}$ einsetzen; die Dicken des Konversions- bzw. Kompensatorkristalls. Wie wir sehen, ist der freie Spektralbereich des Resonators wesentlich größer als die spektrale Verteilung der Fluoreszenzmode. Demnach sollte im OPO nur ein Modenpaar resonant anschwingen.

5.3.2 Aufbau der parametrischen Fluoreszenz

Der Aufbau des doppelresonanten OPOs erfolgte im wesentlichen in zwei Schritten. Im ersten Schritt wurde die Fluoreszenzeinheit, die Detektoren und Zähllogik aufgebaut, wie es in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Es wurden die Zählraten und das Spektrum der

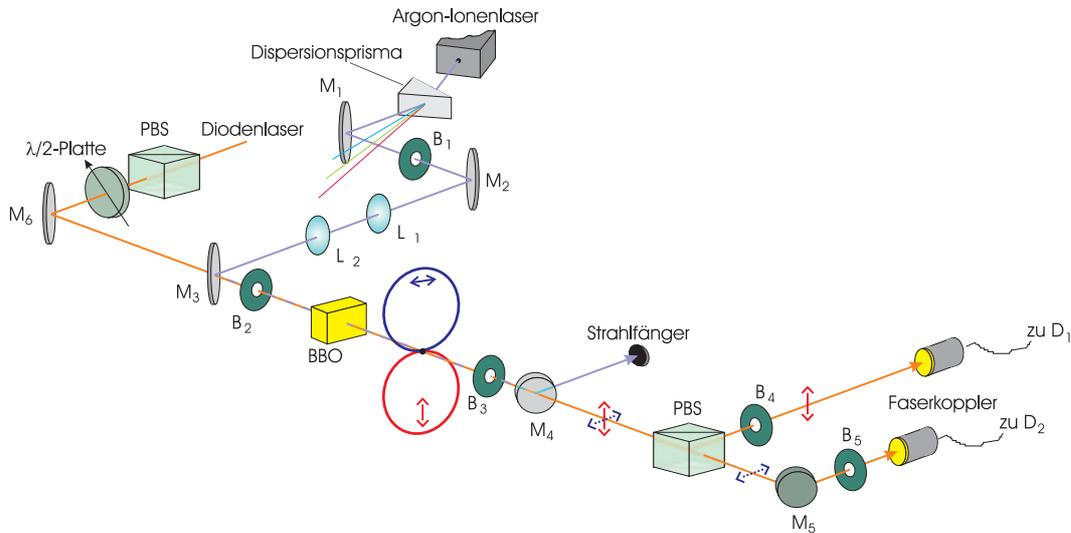


Abbildung 5.4: Erster Teil des experimentellen Aufbaus. Die Abbildung zeigt den Argon-Ionenlaser, der über ein Teleskop (Linsenpaar L_1 und L_2) auf den Konversionskristall (BBO) fokussiert, und hinter dem Kristall durch einen dichroiden Spiegel (M_4) von den Fluoreszenzmoden getrennt wird. Die entarteten Fluoreszenzmoden werden kollinear vom Kristall abgestrahlt und durch einen polarsierenden Strahlteiler (PBS) getrennt, bevor sie über optische Faserkoppler in die Monomode-Fasern eingekoppelt werden. An den optischen Fasern werden die APDs zum Nachweis einzelner Photonen angeschlossen. Weiters ist der Strahlengang des Hilfslasers zu sehen, der über Spiegel M_3 der Pumpmode, und damit auch den Fluoreszenzmoden, überlagert wird.

Fluoreszenzmoden bestimmt, da uns diese Werte bekannt sein mußten, um später die Überhöhung der resonanten Moden bestimmen zu können. Weiters war die Messung des Spektrums ein erster experimenteller Test, um zu sehen, ob ein *single-frequency*-Modus des OPOs erreicht werden könnte. Mit dem zweiten Schritt wurde der Kompensatorkristall und die Resonatorspiegel des OPOs aufgebaut, und versucht, den Resonator auf die entarteten Moden zu stabilisieren.

Anhand von Abbildung 5.4 möchten wir den ersten Teil des experimentellen Aufbaus erklären. Als Pumplaser für die parametrische Fluoreszenz diente, wie bereits erwähnt, unser Argon-Ionenlaser (Serie 2080 von Spectra Physics) bei 351.1 nm Wellenlänge. In den optischen Resonator wurde ein Fabry-Perot-Etalon eingebaut, um einen *single-line* und *single-frequency* Betriebsmodus für den Pumplaser erreichen zu können. Das Profil der transversalen Lasermode entsprach einer TM_{00} -Mode. Mit dem Dispersionsprisma und der ersten Blende hinter dem Laser-Auskoppelspiegel wurde noch das restliche Fluoreszenzlicht der Gasentladungslampe aus dem Laserstrahl gefiltert.

Der divergente Laserstrahl wurde über ein Teleskop, bestehend aus den Linsen L_1 mit Fokusslänge $f_1 = 150$ mm und L_2 mit $f_2 = 75$ mm auf den Kristall fokussiert. Der

Strahlradius der Lasermode betrug im Kristall $200 \mu\text{m}$. Wie schon erwähnt wurde ein BBO-Kristall vom Typ-II als Konversionskristall gewählt. Der Kristall war für den kollinearen Fall der entarteten parametrischen Fluoreszenz geschnitten ($\theta_p = 49.2^\circ$) und an den Stirnflächen optisch vergütet. Hinter dem Kristall wurde ein dichroider Spiegel unter 45° zur Strahlrichtung aufgestellt, um die Fluoreszenzmode von der Lasermode trennen zu können. Die horizontale Ausrichtung des Pumpstrahls erfolgte über Blenden B_2 und B_3 , die in weiterer Folge zur Ausrichtung der optischen Komponenten in den Fluoreszenzmoden verwendet werden konnten. Dazu wurde ein Hilfslaser, ein gitterstabilisierter Diodenlaser bei 702.2 nm Wellenlänge, über Spiegel M_3 der blauen Lasermode überlagert. Mit dem polarisierenden Strahlteiler und dem Halbwellenplättchen war die Polarisation des Hilfslasers beliebig zwischen horizontaler und vertikaler Polarisation einstellbar. Durch den polarisierenden Strahlteiler in der Fluoreszenzmode wurden die beiden entarteten Moden räumlich getrennt und über Faserkoppler in Monomode-Fasern eingekoppelt. In den optischen Faserkopplern waren kurzbrennweitige Linsen, mit einer Fokusslänge von $f = 11 \text{ mm}$ eingebaut, die die Fluoreszenzmode auf die Faserkerne fokussierten. Die Abstände zwischen dem Kristall und den Faserkopplern wurde mit Gaußscher Optik berechnet, wobei wir die Brechung der optischen Elemente im Strahlengang der Fluoreszenzmode mit berücksichtigten. An den optischen Eingängen der Faserkoppler waren Kantenfilter (OG 550; transparent für Wellenlängen größer 550 nm) angebracht, um noch restliche UV-Anteile aus der Fluoreszenzmode zu filtern. Zusätzlich waren an den Faserkopplern Interferenzfilter (IF) angebracht, um sie exakt auf die Fluoreszenzmoden ausrichten zu können. Die Bandbreite der IF-Filter betrug 5 nm (FWHM) und ihre zentrale Wellenlänge entsprach der entarteten Wellenlänge von 702.2 nm . Als Maß für die Güte der Ausrichtung der Faserkoppler auf die Fluoreszenzmode diente die absolute Zahl der Koinzidenzen, sowie das Verhältnis aus Koinzidenz- zu Einzelzählrate.

Als Detektoren verwendeten wir mit Multimode-Fasern gekoppelte, passiv beschaltene Si-Avalanche-Dioden von EG&G, die auf -28°C gekühlt und im Geigermodus bei 20 V über Durchbruch betrieben wurden. Zur Zählung der Ereignisse verwendeten wir erneut unsere Standardelektronik: Die Ausgangspulse der Dioden wurden erst über Vorverstärker verstärkt und dann von CFDs in NIM-Signale umgewandelt. Die Einzelzählraten wurden direkt, und die Koinzidenzereignisse über ein Logikgatter, mit einem Koinzidenzfenster von $\tau_c = 10 \text{ nsec}$, vom Rechner ausgelesen.

Zählraten und Spektren

Nach erfolgtem Aufbau wurden die Einzel- und Koinzidenzzählraten, sowie das Spektrum der parametrischen Fluoreszenz bestimmt. Abbildung 5.5 und nachfolgende Tabelle zeigen die durchschnittlichen Einzel- und Koinzidenzzählraten des entarteten parametrischen Konverters, bei 100 mW UV-Leistung am Kristall.

Detektor 1	Detektor 2	Koinzidenzen	η
30400 sec^{-1}	30625 sec^{-1}	5875 sec^{-1}	19.3%

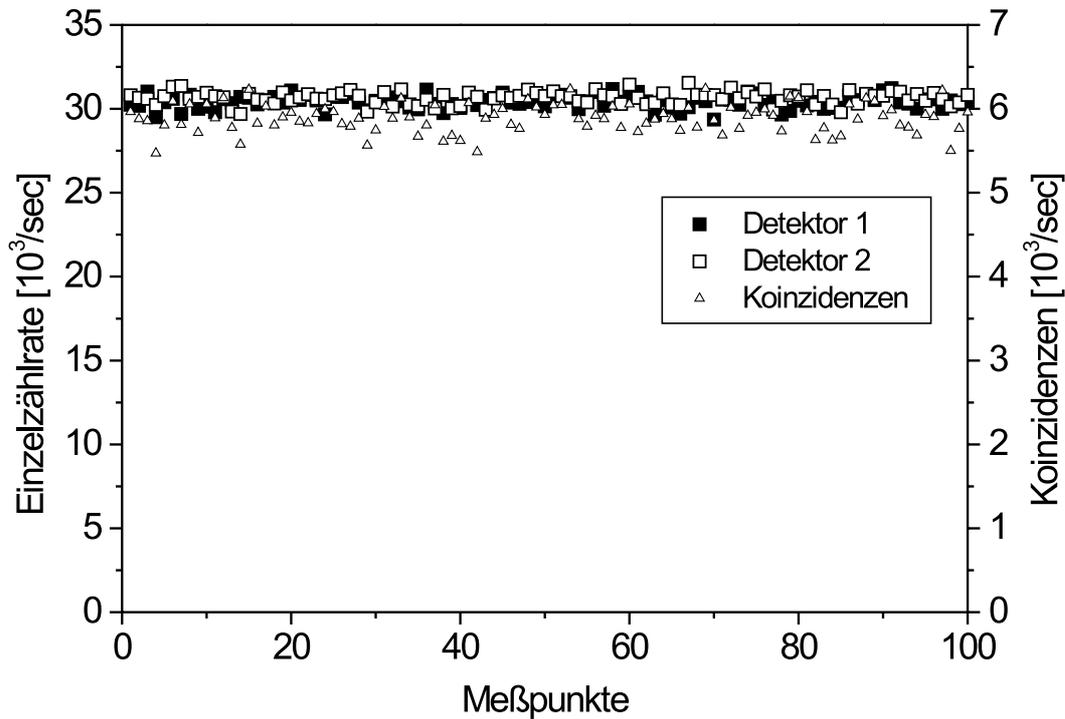


Abbildung 5.5: Einzel- und Koinzidenzzählraten der entarteten kollinearen Fluoreszenzmoden, bei 100 mW Pumpleistung am Kristall.

Die Ausgeglichenheit der beiden Einzelzählraten und das gute Verhältnis zwischen Koinzidenz- und Einzelzählrate lassen eine gute kollineare Ausrichtung der beiden Fluoreszenzmoden vermuten.

Zur Bestimmung des detektierten Fluoreszenzspektrums wurde in einem Arm die Steckverbindung zwischen der Mono- und der Multimode-Faser aufgetrennt und die Fluoreszenzmode über ein Spektrometer geführt. Als Spektrometer verwendeten wir jene Anordnung, wie sie bereits in Abschnitt 4.4.1 zum Einsatz kam. Die Auflösung dieser Spektrometeranordnung von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.2$ nm war ausreichend, um die erwartete spektrale Verteilung von 1 nm (FWHM) der Fluoreszenzmoden auflösen zu können. Gleichzeitig mit der Messung des Fluoreszenzspektrums wurde auch das Spektrum der Koinzidenzzählrate bestimmt, indem wir die Detektorsignale der zweiten Mode entsprechend der Spektrometerlänge elektronisch verzögerten.

Die spektrale Verteilung der Einzelzählrate sowie der Koinzidenzen sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Einerseits wegen der niederen Zählrate (siehe obige Tabelle), und andererseits wegen der niederen Transmission durch das Spektrometer fällt das Signal zu Rausch Verhältnis im Spektrum für die Einzelzählrate sehr gering aus. Das Spektrum der Koinzidenzzählraten ist hingegen scharf und daher aussagekräftiger. Daran ist

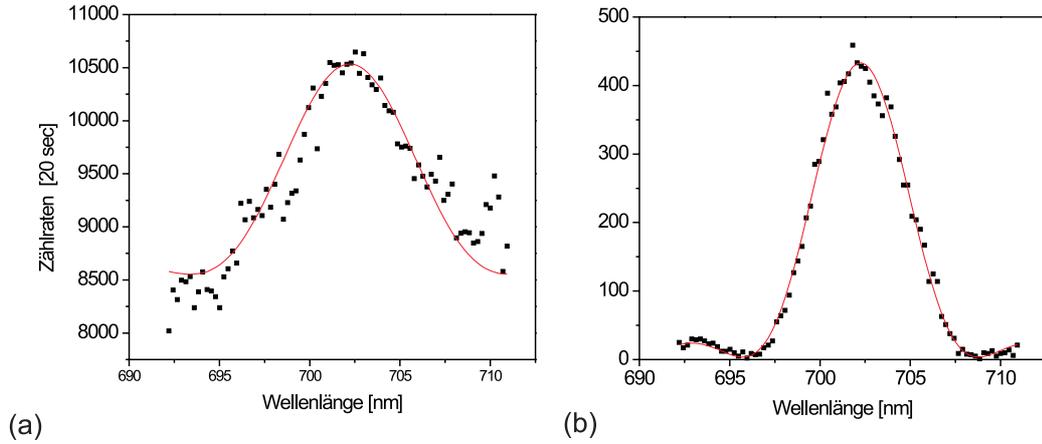


Abbildung 5.6: Spektrale Verteilung der Einzelzählrate (a) sowie der Koinzidenzzählrate (b). Die durchgezogene Linie ist ein Fit einer sinc-Funktion an die gemessenen Werte.

zu erkennen, daß die Verteilung der Spektren keiner Gaußverteilung, wie man sich auf Grund der räumlichen Filterfunktion der Monomode-Fasern erwarten würde, sondern einer sinc-Funktion genügen. In Abschnitt 4.4.2 haben wir bereits diskutiert, daß durch die endliche Kristalllänge die longitudinale Phasen Anpassungsbedingung nie scharf erfüllt werden kann. Durch diese longitudinale Impulsunschärfe würde man selbst mit einem punktförmigen Detektor, der aus dem gesamten Spektrum nur eine einzige spektrale Mode selektiert, die natürliche Bandbreite $\delta\lambda$ der parametrischen Fluoreszenz beobachten, deren Verteilung nach Gleichung 2.12 einer sinc-Funktion entspricht:

$$\Psi(\Delta k_z L) = \frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L} \approx \frac{\sin(\Delta k_z L/2)}{\Delta k_z L/2} \quad \text{und} \quad \delta\lambda \approx \Delta k_z \approx \frac{2\pi}{L} \quad (5.50)$$

Erst wenn die Bandbreite der durch die Detektorfläche selektierten Moden die natürliche Bandbreite überschreitet, beginnt die Filterfunktion des Detektors über die sinc-Funktion zu dominieren. Selbst bei einer Kristalllänge von 1 mm liegt die natürliche Bandbreite der Fluoreszenz noch weit über der räumlichen Filterbandbreite von 1 nm. An die Meßwerte von Abbildung 5.6 wurde daher eine an Gleichung 2.12 angelehnte Fitfunktion

$$R = R_0 + A \frac{\sin^2(k(\lambda_0 - \lambda))}{(k(\lambda_0 - \lambda))^2} \quad (5.51)$$

angepaßt. Die zentralen Wellenlängen λ_0 und die Werte des k -Parameters der beiden spektralen Verteilungen sind in nachfolgender Tabelle aufgelistet:

	k [nm^{-1}]	λ_0 [nm]
Einzelzählrate	0.36 ± 0.17	702.22 ± 0.17
Koinzidenzzählrate	0.48 ± 0.01	702.24 ± 0.04

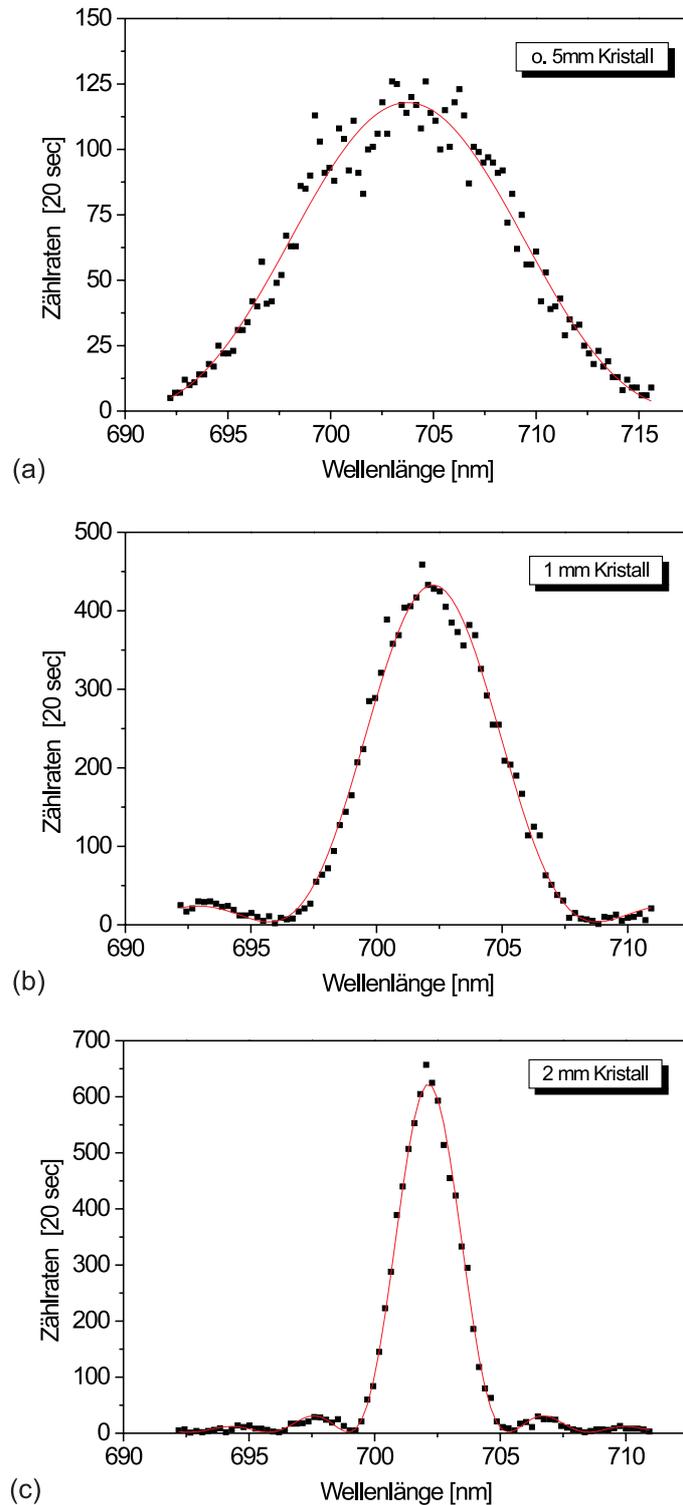


Abbildung 5.7: Vergleich der spektralen Verteilung der Koinzidenzzählrate bei verschiedenen Kristalldicken: Die Spektren wurden von einem (a) 0.5 mm, (b) 1 mm und (c) 2 mm dicken BBO-Kristall aufgenommen.

Die zentrale Wellenlänge beider Spektren liegt innerhalb ihres Fehlers auf der entarteten Wellenlänge von 702.2 nm. Die große Bandbreite der Spektren läßt aber erkennen, daß der OPO nicht nur für die entarteten Moden resonant sein wird. Aus den Gleichungen,

$$k \cdot (\lambda_0 - \lambda) = k \cdot \Delta\lambda = \pi \quad \text{und} \quad n \cdot \Delta\lambda_{DPA} \leq \Delta\lambda, \quad (5.52)$$

kann die Gesamtzahl $n_{res} = (2n + 1)$ der gleichzeitig resonanten, longitudinalen Moden abgeschätzt werden. Der freie Spektralbereich $\Delta\lambda_{DPA}$ des OPOs wurde zu 2.3 nm bestimmt; siehe Gleichung 5.49. Damit werden neben der entarteten Mode noch 4 weitere longitudinale Moden anschwingen. Ein *single-frequency*-Betrieb läßt sich demnach nur durch einen weiteren Resonator, einen Filterresonator, hinter der OPO-Anordnung erreichen.

Im letzten Absatz haben wir die Verteilung und die Verbreiterung des Spektrums durch die Unschärfe der longitudinalen Phasenanpassungsbedingung begründet. Die Dicke unseres Konversionskristalls betrug 1 mm, also mehr als ein tausendfaches der Fluoreszenzwellenlänge. Es ist erstaunlich, daß bei diesem Verhältnis von Kristalllänge zu Wellenlänge die natürliche Bandbreite der parametrischen Fluoreszenz bereits eine solche Größe erreicht. Um zu zeigen, daß diese Verbreiterung des Fluoreszenzspektrums durch die Unschärfe der longitudinalen Phasenanpassung verursacht wird, haben wir den Konversionskristall in unserem Aufbau durch drei andere BBO-Kristalle von unterschiedlicher Dicke ersetzt, und der Reihe nach die Spektren dieser Kristalle gemessen. Alle drei Kristalle waren für den kollinearen Fall der entarteten parametrischen Fluoreszenz geschnitten und ihre Dicken betragen 0.5 mm, 1 mm und 2 mm. Der Aufbau war unempfindlich auf den Austausch der Kristalle, sodaß die Spektren ohne weiteren Justageaufwand gemessen werden konnten. Die gemessenen Koinzidenzspektren sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Zur Bestimmung der Bandbreite wurde an alle drei Meßkurven eine sinc-Funktion angenähert. Aus den Fit-Parametern k und λ_0 der Fitfunktionen wurde jeweils die volle Halbwertsbreite (FWHM) des ersten Hauptmaximas berechnet. Für alle drei Meßkurven sind die Werte in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet.

Kristalldicke	0.5 mm	1 mm	2 mm
Bandbreite (FWHM)	11.68 ± 0.43 nm	5.51 ± 0.61 nm	2.69 ± 0.02 nm

Entsprechend Gleichungen 5.50 ist die Zunahme der gemessenen Bandbreite umgekehrt proportional zur Kristalldicke L . Wenn wir die Dicke des Kristalls verdoppeln, so nimmt auch die Bandbreite des Spektrums auf etwa die Hälfte ab.

5.3.3 Der optische parametrische Oszillator

Aufbau des OPOs

Abbildungen 5.8 zeigt eine Übersicht des gesamten Aufbaus und Abbildung 5.9 ein Photo des OPOs. Aus diesen Aufnahmen ist zu erkennen, daß wir vor allem auf eine hohe passive Stabilität des optischen Resonators geachtet haben. Diese Stabilität war

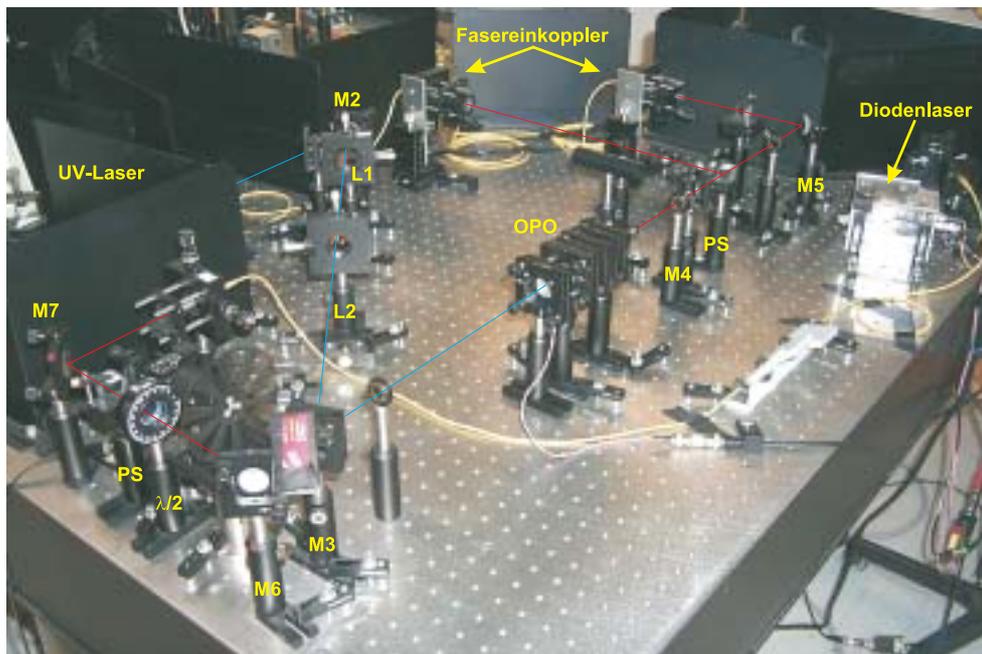


Abbildung 5.8: Übersichtsaufnahme des experimentellen Aufbaus.

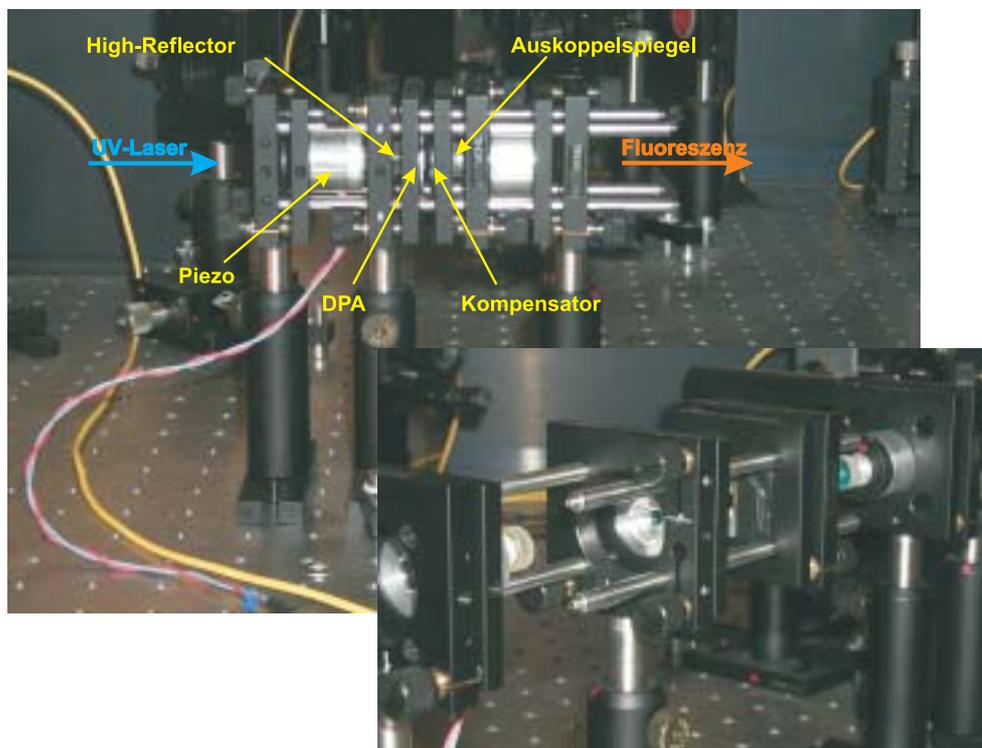


Abbildung 5.9: Detailaufnahmen des optischen parametrischen Oszillators.

aus zweierlei Hinsicht von Vorteil. So erlaubte uns diese hohe Stabilität des Resonators Messungen von kurzer Dauer (einige Minuten) auch ohne aktive Stabilisierung des OPOs durchzuführen. Weiters hatten wir die Absicht, die Intensität der Fluoreszenzzählrate selbst als Stabilisierungssignal zu verwenden. Da bei der erwarteten, niederen Zählrate schnelle Driften des Resonators nicht vom Rauschen der Zählrate² zu unterscheiden gewesen wären, mußten wir aktiv nur langsame Driften korrigieren.

Den Aufbau und die Funktionsweise des Resonators haben wir oben bereits besprochen. Daher möchten wir hier nur kurz auf die optischen Daten der Resonatorkomponenten eingehen: Der plane *High-Reflector* hatte eine Reflektivität von $R_2 = 99.99\%$ für die entartete Wellenlänge und war über ein Piezoröhrchen an der Spiegelhalterung befestigt. Mit diesem Piezo konnte einerseits die Resonatorlänge variiert bzw. der OPO auf Resonanz gehalten werden. Der Auskoppelspiegel hatte einen Krümmungsradius von 5 m und eine Reflektivität von $R_1 = 97.5\%$. Weiters war die Beschichtung beider Spiegel so gewählt, daß die Reflektivität der Spiegel für die Pumpwellenlänge des Lasers möglichst gering war ($R_{1,uv} = 18\%$ und $R_{2,uv} = 2\%$). Der Kompensatorkristall wies den gleichen Schnittwinkel wie der Konversionskristall auf ($\theta_p = 49.2^\circ$) und war 0.5 mm stark. Die Oberflächen beider Kristalle waren optisch vergütet, sodaß die Transmission für beide Wellenlängenbereiche (UV und IR) bei $T_{BBO} = 99.7\%$ lag. Die Transmission der Kristalle wurde mit einem Transmissionsspektrometer bestimmt. Die effektive Resonatorlänge ($\bar{L} = l_{frei} + n \cdot d$) des OPOs betrug 8 mm. Aus diesen Daten können wir die Abklingraten γ_i des OPOs bzw. die Linienbreite der Resonatormoden ω_{opo} , den Modenüberhöhungsfaktor B sowie die Kohärenzzeit τ_c des Zweiphotonenzustandes bestimmen. Die Definition der Abklingraten

$$\gamma_i = \frac{c}{\bar{L}}(1 - \sqrt{R_i}) \quad (5.53)$$

haben wir von Gardiner [84] übernommen. Wie bereits erwähnt, entspricht die nicht perfekte Reflektivität R_2 des *High Reflectors* einer Verlustquelle an die Resonatormode. Sie trägt damit zur Linienverbreiterung bei. In der Berechnung von γ_2 haben wir auch die Transmissionverluste der beiden BBO-Kristalle, die während eines Umlaufes der Resonatormode entstehen, mitberücksichtigt:

$$\gamma_2 = \frac{c}{\bar{L}}(1 - \sqrt{R_2 T_{BBO}^4}) \quad (5.54)$$

Die theoretischen Parameter des OPOs sind in der folgenden Tabelle aufgelistet. Dabei ist aber zu beachten, daß die Werte für den Modenüberhöhungsfaktor B und die Kohärenzzeit τ_c nur für den *single-frequency*-Modus des OPOs gelten.

γ_1	γ_2	$\Delta\omega_{opo}$	$\Delta\lambda_{opo}$	\mathcal{F}	\mathcal{F}_0	B	τ_c
471 MHz	226 MHz	698 MHz	182 fm	170	250	6120	2 nsec

²Die Zählraten der parametrischen Fluoreszenz genügen einer Poissonverteilung. Daher entspricht die Schwankungsbreite der Zählrate der Quadratwurzel der gezählten Ereignisse.

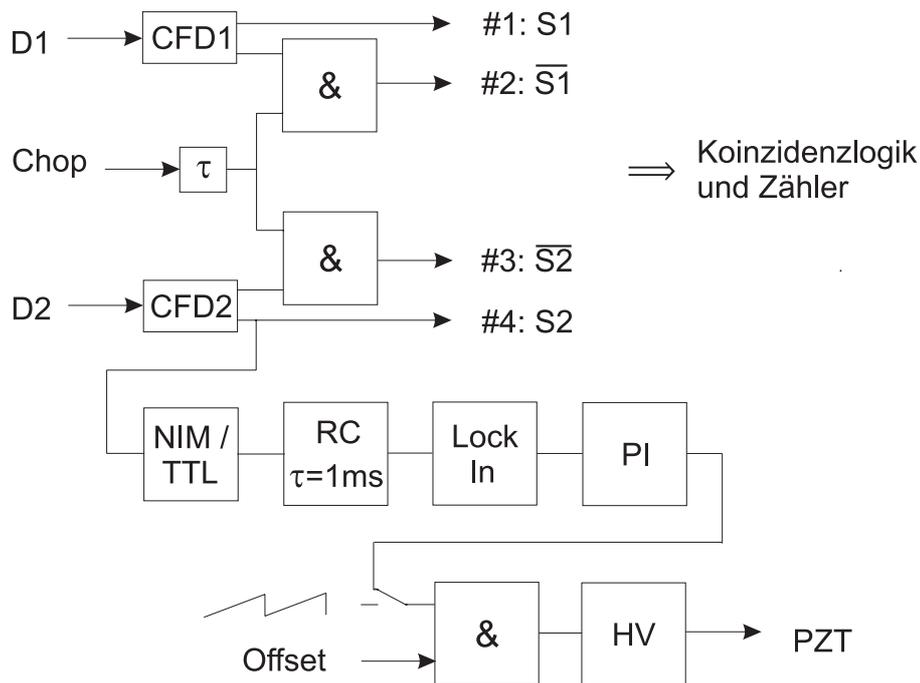


Abbildung 5.10: Blockschaltbild der Detektorlogik sowie der aktiven Dither-Lock Stabilisierung des OPOs.

Sind, wie erwartet, mehrere longitudinale Moden resonant, so ist, vorausgesetzt die spektrale Verteilung ist gleichverteilt, der Modenüberhöhungsfaktor durch die Anzahl der resonanten Moden zu dividieren. Für diesen Fall ist auch die Kohärenzzeit des Zwei-photonenzustandes neu zu definieren.

Aktive Stabilisierung des OPOs

Um den OPO auch für längere Zeit auf Resonanz halten zu können, wurde der Resonator aktiv stabilisiert. Für die Stabilisierung des OPOs wurde ein erweitertes Dither-Lock-Verfahren [87, 88] gewählt. Da wir davon ausgehen, daß die Funktionsweise eines Dither-Locks prinzipiell bekannt ist, möchten wir zur Erklärung auf den Anhang, Kapitel A.3.4, verweisen. Der Unterschied unserer Stabilisierung zum allgemeinen Dither-Lock-Verfahren lag in der Quelle für das Fehlersignal des OPOs. Als Signalquelle verwendeten wir die Intensität der Zählrate eines der beiden Einzelphotonendetektoren (APD), sodaß wir ein digitales Signal anstelle eines analogen zu verarbeiten hatten. Um aus den Zählraten ein analoges Signal gewinnen zu können, wurden die Detektorpulse über ein RC-Glied zum Lock-In-Verstärker geführt; siehe Abbildung 5.10. Im Lock-In-Verstärker wurde dem analogen Detektorsignal wieder die Modulationsfrequenz überlagert und daraus ein Fehlersignal gewonnen, welches bei Resonanz des OPOs einen Nulldurchgang

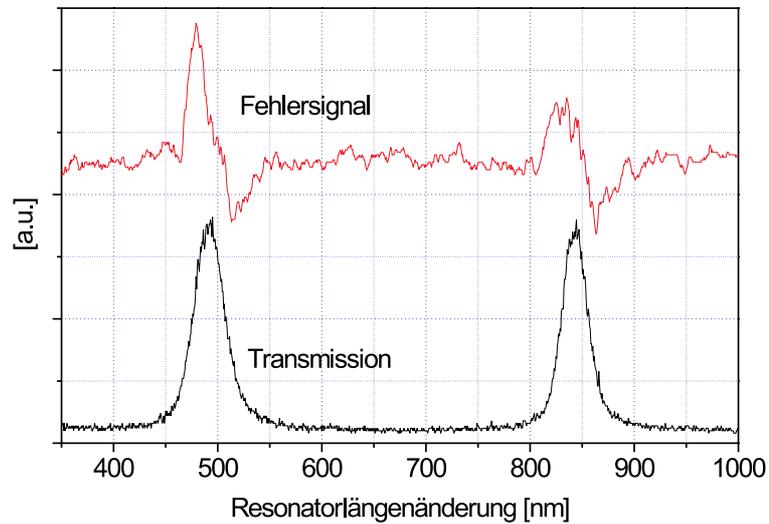


Abbildung 5.11: Fehler- und Transmissionssignal beim schnellen Durchlauf des OPOs durch Resonanz. Das Transmissionssignal wurde hinter dem RC-Glied aufgenommen.

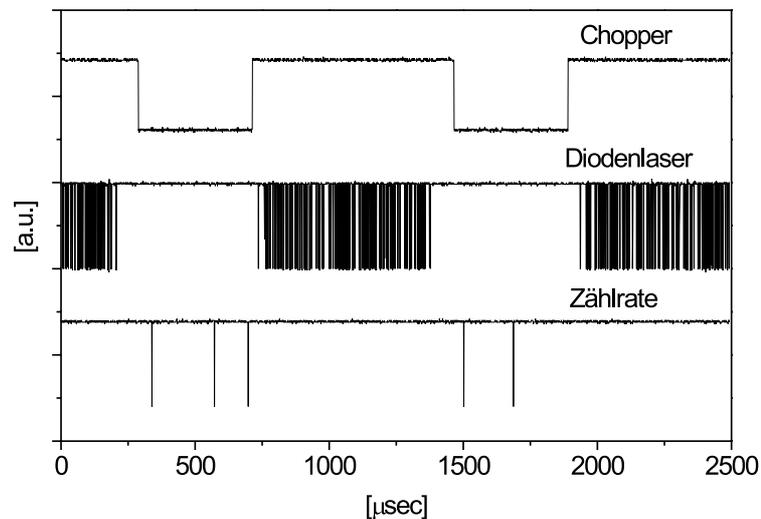


Abbildung 5.12: Die Abbildung zeigt das Referenzsignal des Choppers, die Detektorclicks des stabilen Resonators, verursacht durch den Diodenlaser und die Zählraten in Koinzidenz zum Chopper-Referenzsignal. Das Referenzsignal des Choppers konnte zeitlich verzögert werden, sodaß eine Zählung der Konversionsphotonen und -paare parallel zur OPO-Stabilisierung möglich wurde.

bzw. eine starke Flanke aufwies; siehe Abbildung 5.11. Das Ausgangssignal (Fehlersignal) des Lock-In-Verstärkers wurde durch einen PI-Regler (PI) in ein Regelsignal umgewandelt und über einen Hochspannungsverstärker (HV) an das Piezoröhrchen (PZT) des Resonators geleitet.

Weiters haben wir uns auch die Möglichkeit, den Resonator auf das Transmissionsignal der Laserdiode stabilisieren zu können, offengelassen. Dafür war es nötig, den Strahl der Laserdiode mittels eines Chopperrades periodisch zu unterbrechen (siehe Abbildung 5.8), um gleichzeitig die Konversionsphotonen zählen und den OPO auf Resonanz halten zu können. In Abbildung 5.12 ist die Funktionsweise der Meßlogik dargestellt. Auch die Zählraten mußten in diesem Fall in Koinzidenz mit dem Chopper-Referenzsignal (Chop) gemessen werden; siehe Abbildungen 5.10. In dieser Abbildung sind das Chopper-Referenzsignal, die Detektorpulse, die durch den Diodenlaser ausgelöst wurden, und die Detektorpulse in Koinzidenz mit dem Referenzsignal aufgetragen. Das Referenzsignal des Chopperrades konnten wir zeitlich verzögern. Somit war es möglich, die vom Diodenlaser ausgelösten Detektorklicks auszublenden.

Einstellen des OPOs auf Resonanz

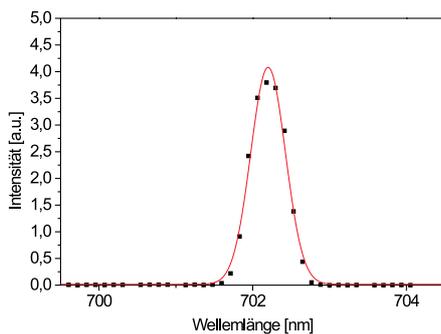


Abbildung 5.13: *Spektrum des gitterstabilisierten Diodenlasers.*

Die Einstellung des optischen parametrischen Oszillators auf Resonanz erfolgte mit Hilfe des Diodenlasers. Dafür, und natürlich auch für die aktive Stabilisierung des OPOs, war es nötig, daß die Wellenlänge des Diodenlasers mit der entarteten Wellenlänge der parametrischen Fluoreszenz zusammenfiel. Zum Abgleich der Wellenlänge des Diodenlasers auf die entartete Wellenlänge mußte der Laser auf etwa 50°C geheizt werden. Abbildung 5.13 zeigt das Spektrum des temperatur- und gitterstabilisierten Diodenlasers. Aus einem Fit einer gaußförmigen Funktion an die Meßwerte des Spektrums wurde die zentrale Wellenlänge des Lasers zu 702.20 ± 0.01 nm bestimmt, die Bandbreite der Laserlinie betrug 0.5 nm³. Zur Abstimmung des OPOs auf Resonanz wurde die Polarisationsrichtung der linear polarisierten Lasermode auf 45° zur Horizontalen verstellt. Dies erfolgte mit Hilfe des polarisierenden Strahlteilers und eines Halbwellenplättchens im Strahlengang der Laserdiode, siehe Abbildung 5.4 bzw. Photo 5.8. Die Transmissionslinien des Diodenlasers sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Es zeigt die zuerst noch phasenverschobenen Resonanzlinien der horizontalen und vertikalen Polarisationskomponenten des Lasers (a), die durch leichtes Verkippen des Kompensatorkristalls überlagert wurden (b). Durch das Verkippen des Kristalls ändern wir auch die effektive Dicke des Kristalls, die von den entarteten

³Die Auflösung des Spektrometers betrug $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.2$ nm.

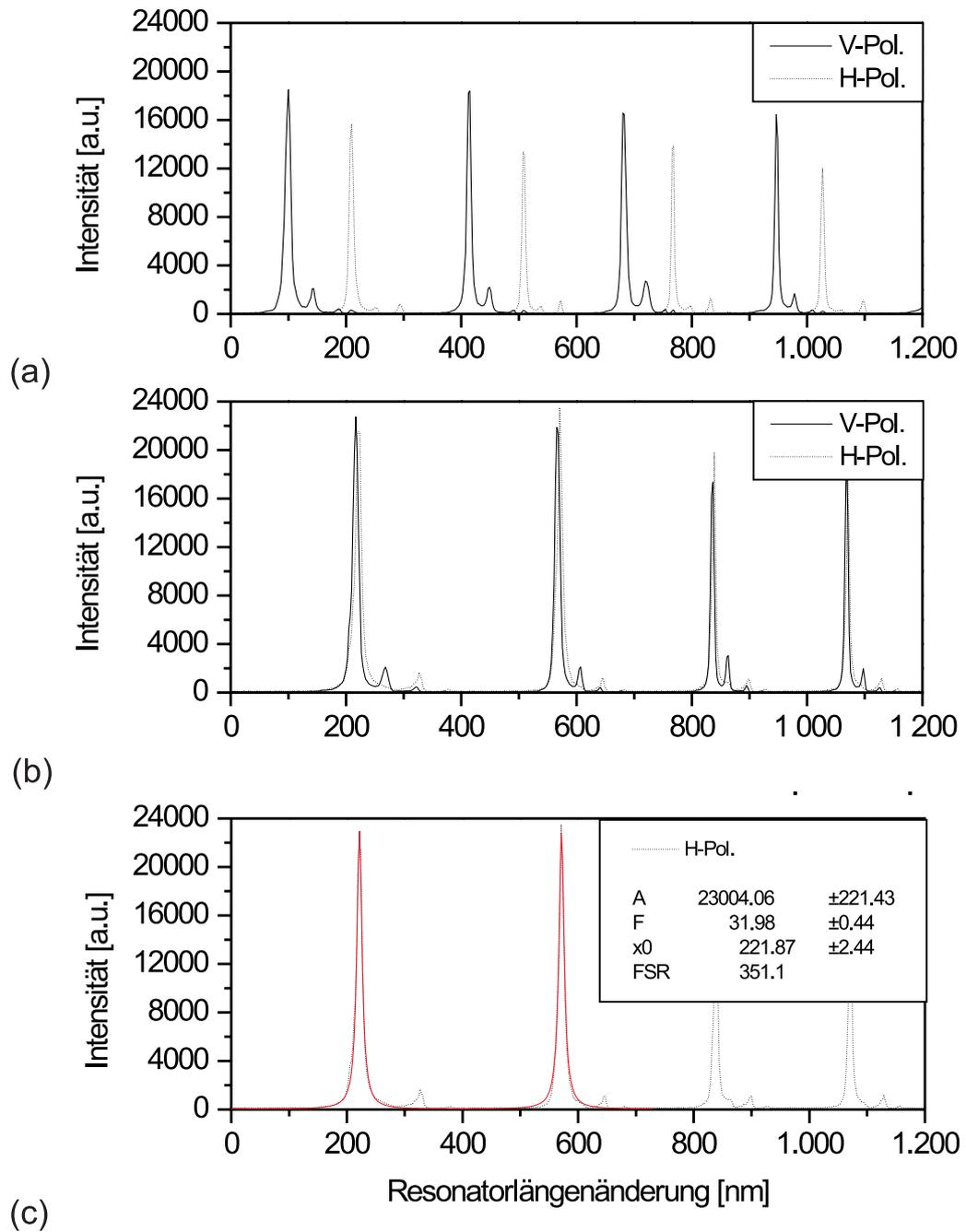


Abbildung 5.14: (a) Phasenverschobene Resonanzkurven der horizontalen und vertikalen Polarisationskomponenten des Diodenlasers. (b) Überlagerung der beiden Resonanzkurven durch leichtes Verkippen des Kompensatorkristalls. (c) Fit (durchgezogene Kurve) an die Resonanzkurve der horizontalen Polarisationskomponente.

Fluoreszenzmoden durchsetzt wird. Generell konnten die beiden Modenkämme um bis zu zwei freie Spektrallängen zueinander verschoben werden, ohne daß die Resonanzlinien in ihren Intensitäten einbrachen. Der Resonator war somit weitgehend unempfindlich auf die Neigung des Kompensatorkristalls. Auch gab uns dies die Sicherheit, daß wir im Nachhinein mögliche Driften der Diodenlaserfrequenz zur entarteten Frequenz der parametrischen Fluoreszenz kompensieren konnten, ohne die Resonatorgeometrie zu verändern.

Abbildung 5.14 (c) zeigt noch einen Fit an die Resonanzkurve der horizontalen Polarisationskomponente, aus dem wir die Finesse des OPOs bestimmten. Dieser Fit ergab für die Finesse $\mathcal{F} = 31.96 \pm 0.44$, lag also weit unter dem theoretischen Wert von $\mathcal{F}_{theor} = 170$. Aus der Finesse können die resonatorinternen Verluste V gewonnen werden; siehe auch Abschnitt A.3.1:

$$V = e^{-2d\kappa} = T_{BBO}^4(1 - V_{Streu}) = 0.9065 \quad (5.55)$$

Demnach betragen die Streuverluste (V_{Streu}) des OPOs 14.68%. Diese hohen Streuverluste machten sich bereits bei der Justage des Resonators bemerkbar. Dabei zeigte sich die Schwierigkeit, die Resonanz für beide Polarisationsmoden gleichzeitig zu optimieren. Die angeführten Meßkuven wurden bei der bestmöglichen Justage des OPOs aufgenommen, bei der noch für beide Moden die gleiche Überhöhung erzielt wurde. Aus Abbildung 5.3 ersichtlich, daß im Resonator die Pumpmode versetzt zu den beiden Fluoreszenzmoden liegt. Ein Modenversatz zwischen der Diodenlasermode und den Resonator internen Fluoreszenzmoden könnte daher eine mögliche Ursache für die niedere Finesse sein. Dies war leicht zu überprüfen, indem wir die Laserdiode über die beiden detektorseitigen optischen Faserkoppler in den Resonator einstrahlten. Mit diesem Schritt konnte aber die Finesse des OPOs nicht verbessert werden. Da sich auch die beiden Polarisationsmoden in ihrer Strahldivergenz nicht unterschieden, so konnte eigentlich nur der geringe transversale Walk-Off zwischen den Fluoreszenzmoden ausschlaggebend für die niedere Finesse sein. Wenn wir die experimentell bestimmten Verluste in der Berechnung des Modenüberhöhungsfaktors B berücksichtigen, so reduziert sich der theoretische Wert von $B_{theor} = 6120$ auf $B = 42$. Bei einer derart niederen Modenüberhöhung steht man natürlich vor der Frage, welche Zählraten noch erreicht werden können? Gemessen an der niederen Finesse und Modenüberhöhungsfaktor sind nicht mehr als 200 Koinzidenzereignisse pro Sekunde zu erwarten. Die gemessenen Einzel- und Koinzidenzzählraten des OPOs möchten wir noch im nächsten Abschnitt zeigen.

Erste Ergebnisse

Die ersten Ergebnisse, die mit diesem experimentellen Aufbau des doppelresonanten OPOs erzielt werden konnten, sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Der Graph zeigt die Einzelzählraten der beiden Detektoren sowie die Koinzidenzzählrate R_c des aktiv stabilisierten OPOs bei 1 Sekunde Meßzeit je Meßwert. Die Einzelzählraten lagen bei 3700 bzw.

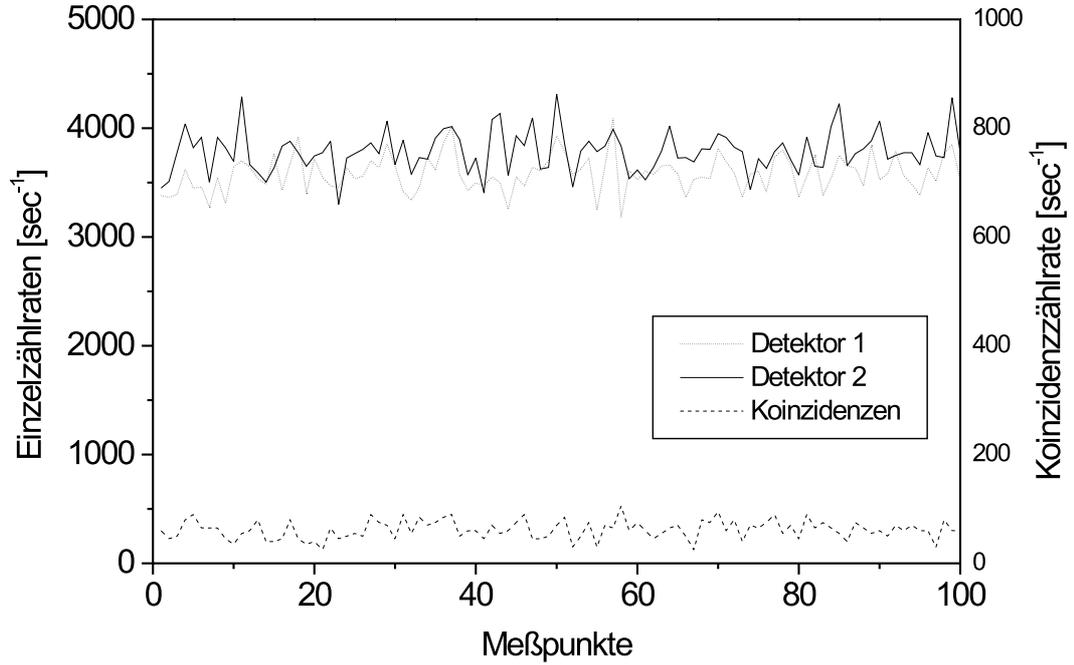


Abbildung 5.15: Einzelzählraten sowie Koinzidenzzählrate des stabilen doppelresonanten OPOs.

3500 Ereignissen pro Sekunde und die Koinzidenzzählrate bei durchschnittlich 60 Ereignissen pro Sekunde; siehe Tabelle 5.1. Diese Werte ergab ein linearer Fit an die Meßwerte aus Abbildung 5.15. Solch niedere Zählraten sind natürlich nicht befriedigend, aber mit diesem Aufbau konnte nicht mehr erreicht werden. Darauf, wie ein künftiges Setup eines doppelresonanten OPOs mit einem Konversionskristall vom Typ-II aussehen kann, möchten wir in letzten Abschnitt noch eingehen.

D_1	D_2	R_c
3750 sec^{-1}	3540 sec^{-1}	60 sec^{-1}

Tabelle 5.1: Durchschnittliche Einzelzählraten an den beiden Detektoren D_1 und D_2 , sowie die mittlere Koinzidenzzählrate des doppelresonanten OPOs. Die Werte wurden aus einem linearen Fit an die Meßwerte gewonnen.

Mit Hilfe eines Fabry-Perot-Resonators haben wir versucht, das Modenspektrum des OPOs zu bestimmen. Leider war die Finesse des Fabry-Perot-Resonators ($\mathcal{F}_{FP} = 125$) wesentlich größer als jene des OPOs, sodaß das Fabry-Perot als zusätzlicher spektraler Filter auf das resonante Konversionsspektrum wirkte⁴. Durch die Filterwirkung

⁴Die Finesse des Fabry-Perots war abgestimmt auf die theoretisch abgeschätzte Finesse des OPOs.

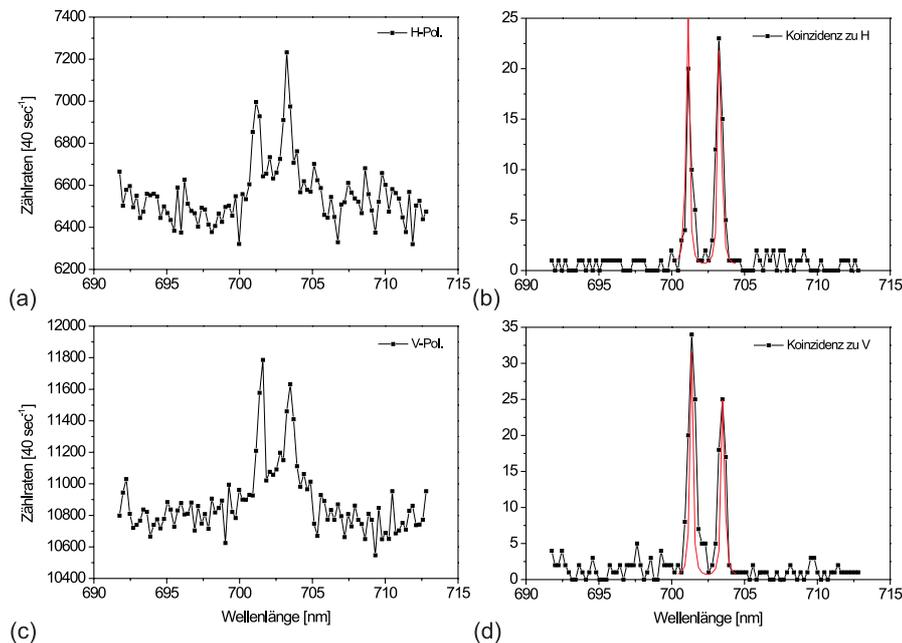


Abbildung 5.16: *Abbildung (a) zeigt das Spektrum der horizontalen Polarisationsmode des OPOs und Abbildung (b) das bei dieser Messung mitbestimmte Koinzidenzspektrum. Abbildung (c) zeigt das Spektrum der vertikalen Polarisationsmode des OPOs und Abbildung (d) das bei dieser Messung mitbestimmte Koinzidenzspektrum. Die durchgezogene Kurven in Abbildung (b) und (d) sind Fits vom Typ einer Lorentzfunktionen an die Meßwerte.*

des Fabry-Perots wurden die Zählraten so stark abgeschwächt, daß eine Bestimmung des Modenspektrums unmöglich wurde. Wir konnten aber die Messungen mit unserem *Standard*-Spektrometer (siehe Abschnitt 4.4.1) durchführen. Dies erlaubte uns auch, durch elektronische Verzögerung der Detektorklicks der jeweils anderen Mode, die Spektren für die Koinzidenzzählrate mitzubestimmen. Die entsprechenden Meßergebnisse sind in Abbildung 5.16 angeführt. Sie zeigt die Spektren der beiden Polarisationsmoden (Abb. (a) und (c)) sowie die jeweils mitbestimmten Koinzidenzspektren (Abb. (b) und (d)).

Im folgenden möchten wir die Meßkurven näher betrachten. Auffällig ist, daß nur zwei longitudinalen Moden anschwangen. Dies ist insofern verwunderlich, da wir ursprünglich von fünf longitudinale Moden innerhalb der Detektorbandbreite ausgingen. Auch müßte bei einer symmetrischen Filterfunktion, wie sie in unserem Fall vorliegt, immer eine ungerade Anzahl von gleichzeitig resonanten Moden beobachtet werden. Der gemessene Modenkamm liegt auch spektral versetzt zu seiner vorhergesehenen Position. Ursache für den Modenversatz war die Frequenzstabilität des Diodenlasers. Der Diodenlaser war zwar temperatur- und gitterstabilisiert und auf optische Rückwirkungen des Laserstrahls isoliert. Die Unterdrückung der optischen Rückkopplung auf die Laserdiode

betrug 30 dB. Die Isolation der Diode wurde einerseits durch eine nicht perfekte Einkoppelung des Laserstrahls in den optischen Wellenleiter erreicht. Der Laserstrahl wurde dabei schräg auf die Oberfläche des Faserendes gerichtet, sodaß der reflektierte Strahl nicht in die Diode zurück laufen konnte. Andererseits wurden schwache Rückreflexe auf die Diode, die an Grenzflächen von Faserübergängen entstanden, durch einen optischen Isolator unterdrückt. Der optische Isolator bestand aus einem Wellenlängenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler. Die Isolation der Laserdiode war aber nicht ausreichend sodaß es immer wieder zu Modensprüngen des Diodenlasers kam, und bei der Justage der Resonator auf die falsche Wellenlänge abgestimmt wurde. Durch den Versatz des Modenkamms lagen die höheren longitudinalen Moden am Rande bzw. bereits außerhalb der räumlichen Filterbandbreite der optischen Faserkoppler. Zusätzlich schwächte die niedere Finesse die Amplitude dieser Moden ab, sodaß sich die Moden nicht deutlich genug vom Detektorrauschen absetzen konnten. Die Spektren der Einzelzählraten zeigen noch einen leichten, gaußförmigen Untergrund um die zentrale (entartete) Wellenlänge von 702.2 nm. Dieser kann durch die schwache Finesse des Resonators erklärt werden - bei maximaler Finesse des Resonators bzw. maximaler Modenüberhöhung ginge diese restliche Fluoreszenz des Kristalls, abseits von Resonanz, im Detektorrauschen unter.

Die Spektren der horizontalen und vertikalen Polarisationsmoden sind folgendermaßen zu interpretieren: Die kreuzdiagonalen Peaks in Abbildung 5.16 (a) und (c) sind zueinander in Koinzidenz. Um dies zu zeigen, haben wir an das Frequenzspektrum der Koinzidenzzählrate eine Lorentzfunktion angepaßt; Abbildung 5.16 (b) und (d). Wenn diese Resonanzlinien zueinander koinzident sind, so muß einerseits der Abstand zwischen den korrelierten Peaks mit dem freien Spektralbereich $\Delta\lambda_{DPA}$ des OPOs übereinstimmen, andererseits müssen diesen Wellenlängen die Phasenanpassungsbedingung 2.10 erfüllen. Die folgende Tabelle zeigt die wesentlichen Parameter der beiden Fitkurven:

	$\lambda_{0,1}[nm]$	$\lambda_{0,2}[nm]$	$\Delta\lambda_{opo} [nm]$	FSR [nm]
H-Polarisation	701.09 ± 0.04	703.31 ± 0.05	0.22 ± 0.08	2.22 ± 0.03
V-Polarisation	701.35 ± 0.07	703.53 ± 0.09	0.21 ± 0.07	2.18 ± 0.04

Der mit den beiden Fitkurven bestimmte freie Spektralbereich FSR des OPOs stimmt sehr gut mit dem theoretischen Wert von $\Delta\lambda_{DPA} = 2.3$ nm überein. Die Linienbreite der Moden $\Delta\lambda_{opo}$ entspricht aber dem Auflösungsvermögen des Spektrometers, sodaß wir über die Finesse und die Linienbreite keine Aussage treffen können. Die vektorielle Phasenanpassungsbedingung 2.10 kann in eine Relation für die Wellenlängen der Pumpmode und der Fluoreszenzmoden umgeformt werden

$$\frac{n_o}{\lambda_o} + \frac{n_e(\theta_e)}{\lambda_e} = \frac{n_p(\theta_p)}{\lambda_p}, \quad (5.56)$$

wobei die entsprechenden Brechungsindize mit Hilfe der Sellmeiergleichungen A.1 bzw. mit Gleichung A.2 zu berechnen sind. Wenn wir in Gleichung 5.56 die Werte für die Resonanzpeaks aus obiger Tabelle einsetzen, so erhalten wir für die Pumpwellenlänge λ_p des Lasers:

korrelierte Moden	$\lambda_p[nm]$
$\lambda_{0,1H}, \lambda_{0,2V}$	351.12 ± 0.05
$\lambda_{0,2H}, \lambda_{0,1V}$	351.13 ± 0.06

Die beiden Werte stimmen gut mit der Laserwellenlänge von 351.1 nm überein. Dies ist ein weiteres, sehr eindeutiges Indiz für die Korrelation der Resonanzlinien.

5.4 Diskussion

Die beiden Messungen, Meßkurven 5.15 und 5.16, zeigen im Prinzip die Funktionsfähigkeit dieses, in seinem Aufbau recht einfachen, doppelresonanten OPOs. Während der Realisierung des parametrischen Oszillators sind wir aber auf gewisse Schwierigkeiten gestoßen. Diese gilt es noch zu lösen, wenn man einen voll funktionsfähigen doppelresonanten OPO realisieren möchte, der einen Typ-II Konversionskristall beinhaltet.

Ein Problem, das sich uns stellte, war die große natürliche Bandbreite der parametrischen Fluoreszenz. Sie wurde durch die Dicke des Konversionskristalls verursacht und machte einen *single-frequency*-Betrieb des OPOs unmöglich. Ein längerer Konversionskristall hätte das Problem nicht gelöst, da zwar mit einem dickeren Kristall einerseits der freie Spektralbereich des OPOs abgenommen hätte, aber andererseits der transversale Walk-Off größer geworden wäre. Wie wir gesehen haben, war der Walk-Off in unserem Experiment bereits ausreichend, um die Finesse des Resonators auf ein Viertel des theoretischen Wertes zu reduzieren. Bedingt durch diese niedere Finesse fiel der Modenüberhöhungsfaktor auf weniger als ein Hundertstel des theoretischen Wertes ab. Diese niedere Modenüberhöhung war bei weiten nicht ausreichend, um die Abnahme der Zählrate, bedingt durch die schmale Linienbreite des Resonators, kompensieren zu können.

Vielleicht könnten die beiden Probleme des Experiments, die natürliche Linienbreite der parametrischen Fluoreszenz und der transversale Walk-Off der außerordentlich polarisierten Mode, durch die Wahl eines anderen Kristalls gelöst werden. Eine Alternative zum BBO-Kristall wäre vielleicht ein CLBO-Kristall⁵ [89]. Auch dieser Kristall ist transparent im UV-Bereich; CLBO ist transparent von 200 bis 1100 nm Wellenlänge. Transparenz im UV-Bereich des Lichts ist eine grundsätzliche Eigenschaft von Kristallen, die Borat-Moleküle beinhalten. Weiters ist auch mit diesem Kristall Typ-II Phasenanpassung in unserem Wellenlängenbereich möglich. Der Vorteil dieses Kristalls gegenüber anderen Kristallen ist der geringere transversale Walk-Off der Pump- bzw. außerordentlich polarisierten Fluoreszenzmode. Für UV-Wellenlängen beträgt der Walk-Off-Winkel nur 1/5 und für optisch sichtbare Wellenlängen noch immer 1/3 von den mit einem BBO-Kristall erreichten Werten. Würde man einen CLBO-Kristall zur Frequenzkonversion verwenden, so könnte man einen längeren Kristall wählen, um die natürliche Bandbreite der Fluoreszenz zu reduzieren - Walk-Off und Strahldivergenz wären dabei

⁵Cesium Lithium Borat ($\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$, CLBO)

noch immer geringer als bei einem 1 mm starken BBO-Kristall. Die Stabilitätsprobleme des Resonators könnten durch diesen Kristall gelöst und die Anzahl der, innerhalb der Detektorbandbreite resonanten Moden, auf maximal drei Moden reduziert werden. Zur Reduzierung des Modenspektrums auf eine einzige longitudinale Mode müßte auch hier ein Filterresonator verwendet werden, wie es bereits im Experiment von Ou et. al. [45] der Fall war. Wenn wir aber einen externen Filterresonator aufbauen, so werden wir mit dem gleichen Problem wie Ou konfrontiert: In diesem Fall müßten sowohl die Resonatorlängen von OPO und Filterresonator sowie die entartete Fluoreszenzwellenlänge auf das gleiche Referenzsignal stabilisiert werden. Dies können wir nur dann erreichen, wenn wir als UV-Quelle eine frequenzverdoppelte Laserdiode [70] einsetzen, und die Grundwelle der SHG⁶ auch zur Stabilisierung der beiden Resonatoren nutzen. Da in diesem Fall die entartete Wellenlänge der Fluoreszenz immer der der Laserwellenlänge entspricht, wären auch OPO und Filterresonator resonant zur entarteten Mode der parametrischen Fluoreszenz.

Leider bringt ein neuer Kristall nicht nur Vorteile mit sich. So beträgt die Transparenz des CLBO-Kristalls nur 90% für die Fluoreszenzwellenlänge von 702.2 nm, was die Resonatorfinesse stark reduzieren würde. Ein zweiter Nachteil dieses Kristalls ist seine hohe hygroskopische Eigenschaft. Diese Eigenschaft des Kristalls erschwert nicht nur eine kompakte Bauweise des OPOs, eine größere Resonatorlänge wäre wiederum mit einer Reduzierung der Finesse verbunden. Auch ist der effektive nichtlineare Koeffizient des Kristalls etwas geringer als bei einem BBO-Kristall: $d_{CLBO}^{eff} = 0.693$ pm/V zu $d_{BBO}^{eff} = 0.964$ pm/V. Die Vor- und Nachteile eines CLBO-Kristalls müßten daher mathematisch noch exakt abgewogen werden, bevor ein neuer Aufbau mit diesem Kristall durchgeführt werden sollte.

Als ein weiteres Problem in unserem Aufbau stellte sich die Frequenzstabilität des Diodenlasers heraus. Leider war die optische Isolation des Diodenlasers nicht ausreichend, was sich im Experiment durch Liniensprünge der Diode bemerkbar machte. Diese Sprünge der Emissionslinie des Diodenlasers spiegelten sich auch im verschobenen Modenkamm des OPOs wieder. Wenn sich nämlich die Emissionslinie der Laserdiode bereits bei der Justage des Resonators verändert, so ist auch der Resonator nicht gleichzeitig resonant für die beiden Polarisationskomponenten (H und V) der entarteten Wellenlänge der parametrischen Fluoreszenz. Sehr wohl ist er es aber für zwei spektral versetzte Moden. Der spektrale Versatz der resonanten Moden ist abhängig von der Frequenzverschiebung des Diodenlasers. Es ist daher nötig, den Diodenlaser stärker gegen optische Rückwirkungen zu isolieren. Das Rückkopplungsproblem löst sich hingegen von selbst, wenn wir den Argon-Ionenlaser durch eine stabile frequenzverdoppelte Laserdiode [70] ersetzen.

⁶SHG, Second Harmonic Generation

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurden neue Konzepte vorgestellt, durch die sich polarisationsverschränkte Photonenpaare beim Prozeß der parametrischen Fluoreszenz effizienter erzeugen lassen. In diesem Prozeß kommt es zu einer spontanen Umwandlung einzelner Photonen eines intensiven Laserstrahls in Photonenpaare, wenn der Laser einen nichtlinearen Kristall durchstrahlt. Diese Quelle fand in vielen Grundlagenexperimenten der Quantenmechanik Anwendung, da sie erlaubt, experimentelle Aufbauten mit einfachen Mitteln und geringem experimentellen Aufwand zu realisieren. Aber auch für die Quantenkommunikation sind diese Quellen von Interesse. Wird nämlich die zu übertragende Information bitweise in Quantenzustände, wie zum Beispiel in Quantenzuständen einzelner Photonen, gespeichert so kann ein absolut sicherer Kommunikationskanal zwischen zwei räumlich getrennten Personen aufgebaut werden.

In dieser Arbeit sind wir zuerst theoretisch auf den Prozeß der parametrischen Fluoreszenz vom Typ-II eingegangen. Dabei haben wir gezeigt, daß durch diesen Prozeß ausschließlich Photonenpaare erzeugt werden und durch räumliche Filterung zweier Fluoreszenzmoden Photonenpaare selektiert werden können, die in ihrem quantenmechanischen Zustand Verschränkung aufweisen. Theoretisch und experimentell haben wir gezeigt, daß die Konversionsrate proportional zur Leistung des Pumplasers ist. Durch resonante Überhöhung der Pumpmode ist es uns gelungen, die Paarerzeugungsrate um eine Größenordnung auf 10.500 sec^{-1} zu erhöhen und einen Verschränkungsgrad im quantenmechanischen Polarisationszustand der Photonenpaare von 92% zu erreichen.

Im zweiten Teil stellten wir eine Methode vor, mit der die parametrische Fluoreszenz effizient in einen optischen Lichtwellenleiter eingekoppelt werden kann. Optische Fasern werden immer häufiger in Experimenten, vor allem im Gebiet der Quantenkommunikation, verwendet. Die vorgestellte Methode zeichnet sich dadurch aus, daß die spektrale Winkelverteilung der Fluoreszenzstrahlung, die von einer Faser aufgesammelt werden sollte, an die räumliche Mode des optischen Wellenleiters angepaßt wird. Somit war es uns möglich, mehr als 360.000 sec^{-1} polarisationsverschränkte Photonenpaare zu detektieren. Die Verschränkung des Polarisationszustandes lag hier zwischen 96% und 98%, abhängig von der Basis in der gemessen wurde. Die Gesamteffizienz der Detektion konnte ebenfalls mit dieser Methode auf 29% erhöht werden. Nach unserem Wissensstand wurden bisher noch mit keiner anderen Technik so enorm große Zählraten hoch verschränkter Photonenpaare erreicht.

Im letzten Teil dieser Dissertation wurde auch versucht, durch resonante Überhöhung

zweier Fluoreszenzmoden die spektrale Verteilung der parametrischen Fluoreszenz vom Typ-II um mehrere Größenordnungen einzuschränken. Anders als spektrale Filter, die die Bandbreite der Fluoreszenzmode durch Absorption einschränken, und dadurch auch die Zählraten reduzieren, wird bei dieser Methode die Emission von Photonen in nicht resonante Fluoreszenzmoden unterdrückt. Die Emission der Photonenpaare wird sozusagen in die Linienbreite der Resonatorlinie kanalisiert, sodaß eine intensive aber extrem schmalbandige Fluoreszenzmode erreicht werden kann. Diese Systeme werden als optische parametrische Oszillatoren (OPO) bezeichnet und über dem Schwellwert der Resonatoranordnung betrieben. In unserer Anwendung hingegen war es nötig, den OPO weit unter seinem Schwellwert zu betreiben, sodaß noch keine stimulierte Fluoreszenz auftritt. In einem ersten Schritt war es uns möglich die prinzipielle Funktionalität des Systems zu zeigen. Probleme bereiteten die Doppelbrechung, sowie die große natürliche Bandbreite des Kristalls. Mit dem OPO wurde versucht, die beiden Moden der kollinearen parametrischen Fluoreszenz gleichzeitig resonant zu überhöhen. Die Doppelbrechung verminderte aber den Überlapp der beiden Fluoreszenzmoden im Resonator, wodurch die Modenüberhöhung drastisch abnahm. Weiters waren wir aus technischen Gründen gezwungen, einen dünnen Konversionskristall zu verwenden (1 mm Dicke), wodurch aber die natürliche Bandbreite der Fluoreszenz zunahm. Die natürliche Bandbreite war am Ende wesentlich größer als der freie Spektralbereich des OPOs, sodaß mehrere longitudinale Moden im Resonator anschwangen. Aus diesem Experiment konnten wesentliche Erkenntnisse zum besseren Verständnis der parametrischen Fluoreszenz gewonnen werden. Mit Hilfe dieser Erfahrungen wurden mögliche Wege aufgezeigt, wie ein doppelresonanter OPO vom Typ-II realisiert werden könnte.

Einige der von uns vorgestellten Ideen wurden bereits aufgegriffen und in neuen Experimenten angewandt. So war mit Hilfe dieser Techniken möglich, einen teuren Argon-Ionenlaser durch einen frequenzverdoppelten Diodenlaser [70] zu ersetzen. In vielen Quantenoptikgruppen werden Argon-Ionenlaser als Pumplaser für den Konversionskristall verwendet, da diese im UV-Bereich des Lichtes resonant anschwingen können. Wenn es uns gelingt, diese Lasersysteme vollständig durch Diodenlaser zu ersetzen, so werden die Experimente nicht nur wesentlich günstiger, sie lassen sich auch noch kompakter und einfacher realisieren. Vielleicht finden dadurch einige Experimente im Bereich der Quantenkommunikation ihren Weg vom Labor hinaus zur technischen Anwendung. Aber auch in Experimenten zur Erzeugung verschränkter Vielteilchensysteme [90], in denen die Kristalle meist von gepulsten Lasern bestrahlt werden, werden diese, in dieser Arbeit vorgestellten Techniken bereits eingesetzt.

A Anhang

A.1 Eigenschaften des BBO-Kristalls

Beta-Barium Borat (β -BB₂O₄, BBO) [91] ist ein negativ uniaxialer Kristall. Negativ uniaxial bedeutet, daß entlang der optischen Achse sein ordentlicher Brechungsindex n_o größer als sein außerordentlicher Brechungsindex n_e ist ($n_e < n_o$). Die wellenlängenabhängigen Brechungsindize des Kristalls entlang der optischen Achse werden aus den Sellmeier Gleichungen bestimmt,

$$\begin{aligned}n_o^2(\lambda) &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \\n_e^2(\lambda) &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2\end{aligned}\quad (\text{A.1})$$

wobei die Wellenlänge in μm einzusetzen ist. Die Gleichung des Index-Ellipsoids beschreibt die Richtungsabhängigkeit des außerordentlichen Brechungsindizes:

$$\frac{1}{n_e^2(\lambda_e, \theta_e)} = \frac{\cos^2 \theta_e}{n_o^2(\lambda_e)} + \frac{\sin^2 \theta_e}{n_e^2(\lambda_e)} \quad (\text{A.2})$$

Durch Winkelanpassung kann der Kristall alternativ für Typ-I oder Typ-II Frequenzkonversion verwendet werden. BBO ist ein Kristall mit normaler Dispersion, daher muß man für die Oberwelle stets den kleineren Brechungsindex wählen, das heißt die Oberwelle muß außerordentlich polarisiert sein. Für Typ-II Frequenzkonversion hat BBO einen hohen effektiven Koeffizienten, der sich aus

$$\begin{aligned}d_{eff} &= (d_{11} \sin 3\phi - d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta \\d_{11} &= 5.8 \cdot d_{36}(KDP) \\d_{22} &< 0.05 \cdot d_{11}\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

berechnet, wobei ϕ und θ die Polar- und Azimutwinkel bezogen auf die Kristallachsen x , y und z (optische Achse) sind.

BBO ist für Wellenlängen zwischen 190 nm und 3500 nm transparent. Zusätzlich waren die Stirnflächen der von uns verwendeten BBO-Kristalle für die Wellenlängen

351.1 nm und 702.2 nm antireflexbeschichtet. Abbildung A.1 zeigt die Transmissionskurven eines Kristalls im infraroten bzw. ultravioletten Bereich; die Meßgenauigkeit der Daten beträgt 0.03 %.

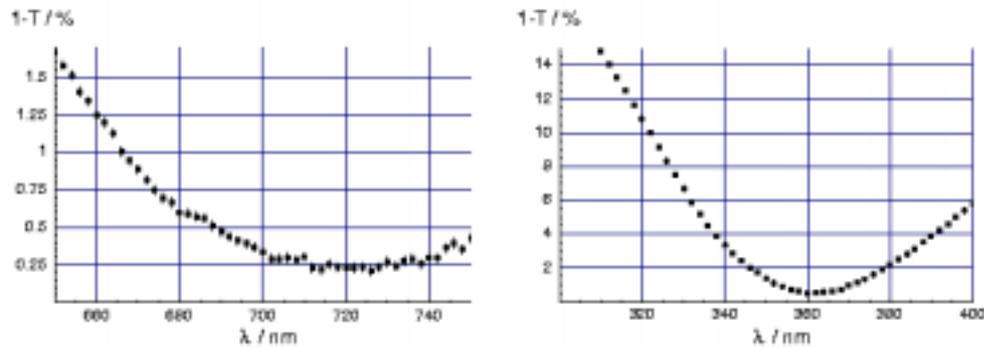


Abbildung A.1: Transmissionsverluste des BBO-Kristalls im UV und IR-Bereich.

A.2 Gaußsche Strahlenoptik

A.2.1 Die Gaußmode

Reale Laserstrahlen, die sich im freien, isotropen Raum ausbreiten, können durch die TEM₀₀-Mode bzw. Gaußsche Grundmode ideal beschrieben werden [92]. Die Gaußsche Grundmode lautet

$$E(\rho, z, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-(\rho/w(z))^2} e^{ik \frac{\rho^2}{2R(z)}} e^{i(kz - \eta(z))} e^{i\omega t}. \quad (\text{A.4})$$

Der erste Faktor beschreibt die transversale Amplitudenverteilung des Laserstrahls. Mit diesem Term wird berücksichtigt, daß der Strahl in Ausbreitungsrichtung auseinanderläuft und dabei die maximale Amplitude abnimmt. Der zweite Faktor beschreibt die zunehmende kugelförmige Krümmung der Wellenfront. Der dritte Faktor gibt die Phasenentwicklung der Welle in z-Richtung an. $\eta(z)$ ist ein zusätzlicher Phasenterm, die Gouy-Phase, mit der die Abweichung der Krümmung von einer sphärischen Welle mitberechnet wird. Namensgebend für die Grundmode ist ihre Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die der bekannten Gaußverteilung entspricht

$$I(\rho, z) = \frac{c\epsilon_0}{2} EE^* = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-2(\rho/w(z))^2} \quad \text{und} \quad I_0 = \frac{c\epsilon_0}{2} |E_0|^2. \quad (\text{A.5})$$

Die maximale Intensität nimmt in Ausbreitungsrichtung ab, die gesamte Leistung des Strahls darf sich aber wegen der Energieerhaltung nicht verändern. Durch Integration

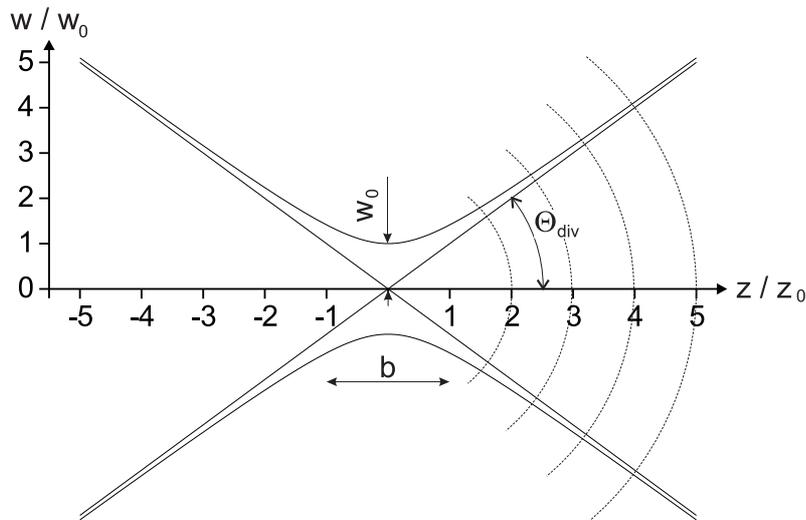


Abbildung A.2: Gaußsche Grundmode in Nähe der Strahltaille.

über den Strahlquerschnitt erhält man für die Leistung

$$P = \pi I_0 \frac{w_0^2}{2}, \quad (\text{A.6})$$

ist also unabhängig von z . Die Feldverteilung der Gaußmode ist in Abbildung A.2 dargestellt. Wichtige Begriffe zur Charakterisierung der Strahlausbreitung sind:

Strahltaille $2w_0$:

Die Strahltaille $2w_0$ bzw. -radius w_0 (engl. *beam waist*) ist der minimale Strahlquerschnitt des Gaußstrahls bei $z = 0$.

Strahlradius $w(z)$:

$w(z)$ ist der lokale Strahlradius und wird folgendermaßen berechnet:

$$w(z)^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) \quad (\text{A.7})$$

Konfokaler Parameter $b = 2z_0$:

Die Gaußmode erfährt ihre größte Änderung im Bereich der sogenannten Rayleigh-Länge oder auch Tiefenschärfe z_0 , für $-z_0 < z < z_0$. Dieser Bereich wird auch als konfokaler Parameter bezeichnet. In der Rayleigh-Zone befindet man sich im Nahfeld des kleinsten Strahlquerschnittes. Bei $z \ll z_0$ propagiert die Gaußmode fast als ebene Welle

und die Wellenfront ändert sich kaum. Die Rayleigh-Zone ist umso kürzer, je kleiner die Strahltaile ist:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.8})$$

Radius der Wellenfront $R(z)$:

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \quad (\text{A.9})$$

Aus der Gleichung ist ersichtlich, daß der Gausstrahl seine größte Krümmung (kleinster Radius) bei $z = z_0$ erfährt.

Divergenz Θ_{div} :

Bei der Divergenz des Gaußstrahls wird in zwei Divergenzwinkel unterschieden. Erstens, die Divergenz im Nahfeld der Strahltaile, die sich aus

$$\Theta_{div,n} = \frac{w_0}{z_0} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi z_0}} \quad (\text{A.10})$$

berechnet, und zweitens, die Divergenz im Fernfeld ($z \gg z_0$). Im Fernfeld läßt sich die Divergenz aus $\Theta_{div} = w(z)/z$ für $z \mapsto \infty$ berechnen.

$$\Theta_{div,f} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (\text{A.11})$$

A.2.2 Transformation der Gaußmode

Die Ausbreitung eines Gaußstrahls durch ein optisches System kann durch eine Erweiterung des aus der Strahlenoptik bekannten ABCD-Gesetzes berechnet werden. Ein Gaußstrahl ist durch das Wertepaar (w_0, z_0) eindeutig definiert. Mit w_0 oder z_0 kennt man nicht nur die Strahltaile, sondern auch die Divergenz der Mode. Ein Parameter, der die räumliche Entwicklung einer Gaußmode beschreibt, ist der komplexe Strahlparameter $q(z)$

$$q(z) = z + iz_0. \quad (\text{A.12})$$

Die lineare Transformation des Gaußstrahls an Linsen, Spiegel, Brechung, usw. wird durch eine Matrix \hat{T} mit den Elementen ABCD beschrieben, wobei gilt

$$q_1 = \hat{T} \otimes q_0 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + d}. \quad (\text{A.13})$$

Die Ausbreitung der Gaußmode durch ein optisches System kann nun durch mehrfaches Anwenden dieser Operation berechnet werden.

$$q_2 = \hat{T}_2 \otimes (\hat{T}_1 \otimes q_0) \quad (\text{A.14})$$

Ein Gaußstrahl bleibt bei der Ausbreitung durch optische Systeme, die durch Matrizen, wie in Gleichung A.14, beschrieben werden, ein Gaußstrahl. Der Realteil von $1/q_n(z)$ kennzeichnet die Phase und der Imaginärteil die Strahltaile der neuen Gaußmode.

$$\frac{1}{q_n(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (\text{A.15})$$

Die Transformationsmatrizen einer ebenen Ausbreitungsstrecke, einer brechenden Fläche und einer Linse sind

$$M_{\text{Strecke}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad M_{\text{Grenzfl.}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad M_{\text{Linse}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

wobei d die freie optische Weglänge ist, n_1 und n_2 die Brechungsindizes der dielektrischen Schichten vor und nach der brechenden Fläche sind und f die Fokusslänge einer Linse bzw. eines Spiegels mit Krümmungsradius R ($f = R/2$) ist.

A.3 Optische Resonatoren

Im Allgemeinen wird zwischen zwei Arten von optischen Resonatoren unterschieden, dem linearen Resonator und dem Ringresonator. Ein linearer Resonator ist eine Anordnung von zwei Spiegeln, zwischen denen sich eine Stehwelle ausbildet. Ein Ringresonator ist meist aus vier Spiegeln aufgebaut, sodaß sich für eine eingekoppelte Mode eine bestimmte Umlaufrichtung ergibt. Ringresonatoren haben den Vorteil, daß sie direkte Rückreflexe auf die Lichtquelle vermeiden, und daß die vorgegebene Umlaufrichtung zur Abstrahlung im Resonator erzeugter Felder (SHG oder SPDC) in nur einer Richtung führt. Nachteilig wirkt sich aber die höhere Anzahl der Spiegel auf die elektronische Stabilisierung aus. In unseren Experimenten wurden ausschließlich lineare Resonatoranordnungen verwendet.

A.3.1 Resonatorintensität

Ein linearer Resonator ist vollständig durch die Krümmungsradien (r_1, r_2) und die Intensitätsreflektivitäten (R_1, R_2) der Spiegel, sowie dem Abstand d zwischen den Spiegel­flächen und den internen Resonatorverlusten (Absorption und Streuung) bestimmt. Die Oberflächen der Spiegel müssen mit den lokalen Phasenfronten des Gaußstrahls übereinstimmen, sodaß die transversale Lasermode optimal mit der geometrischen Resonator­mode übereinstimmt (Modematching). Damit das Lichtfeld nach jedem Resonatorumlauf konstruktiv mit der einlaufenden Lasermode interferiert, muß auch die Resonatorlänge ein Vielfaches der Laserwellenlänge sein $d = N\lambda/2$. Nur wenn diese Bedingung erfüllt ist, ist das Lichtfeld mit der Resonator­mode in Resonanz, und alle longitudinalen Moden, welche diese Bedingung erfüllen, schwingen im Resonator gleichzeitig an. Diese Moden haben einen relativen Frequenzabstand von $\nu_0 = c/2d$ (wird als *freier Spektralbereich* bezeichnet; im engl. *free spectral range*: FSR).

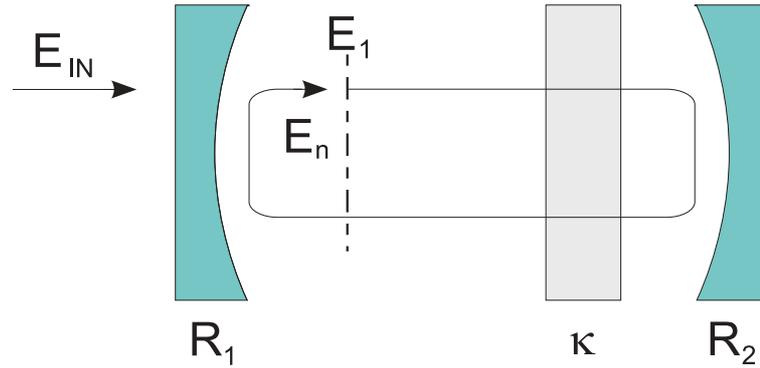


Abbildung A.3: Schematische Darstellung eines optischen, linearen Resonators mit den Spiegelreflektivitäten R_1 und R_2 und einer absorbierenden (κ), optischen Komponente im Strahlengang. Auf den Resonator fällt das elektrische Feld E_{IN} , wovon der Anteil E_0 in den Resonator eintritt. E_n ist die resultierende Resonatormode nach n ganzen Resonatorumläufen.

In Resonanz interferiert das aus dem Einkoppelspiegel wieder austretende mit dem am Einkoppelspiegel rückreflektierten Lichtfeld destruktiv - die rücklaufende Mode wird fast vollständig ausgelöscht. In diesem Idealfall kann soviel Intensität in den Resonator eingekoppelt, wie einerseits durch den Resonator transmittiert und andererseits im Resonator absorbiert bzw. gestreut wird. Der Resonatorparameter $V = \exp(-2d\kappa)$ beschreibt dabei die internen Resonatorverluste je Modenumlauf. Ist der Resonator verlustfrei so ist $V = 1$. Ähnlich den elektronischen Schwingkreisen gibt es auch für optische Resonatoren eine Impedanzanpassungsbedingung: Der weiter oben beschriebene Idealfall wird nur dann erreicht, wenn die Reflektivität des Einkoppelspiegels an die Resonatorumlauferluste angeglichen wird. Es muß gelten:

$$R_1 = V \cdot R_2 = e^{-2d\kappa} R_2 \quad (\text{A.17})$$

Abseits von Resonanz verhält sich ein Resonator wie ein Spiegel hoher Reflektivität. Weiters kommt es in Resonanz zu einer starken Überhöhung des Resonatorfeldes gegenüber dem äußeren, einfallenden Lichtfeld. Diese Intensitätsüberhöhung des Resonatorfeldes möchten wir im folgenden zeigen.

Wir betrachten die Überhöhung des elektrischen Feldes hinter dem Einkoppelspiegel des Resonators, siehe auch Abbildung A.3. Weiters beschränken wir uns nur auf eine Polarisationsrichtung. Durch den Einkoppelspiegel wird die Feldkomponente E_0 vom externen Feld E_{IN} in den Resonator eingekoppelt

$$E_0 = \sqrt{1 - R_1} E_{IN}. \quad (\text{A.18})$$

Nach n Umläufen im Resonator wird die Feldkomponente E_0 auf

$$E_n = (\sqrt{R_1} \sqrt{R_2} \sqrt{e^{-2d\kappa}})^n E_0 e^{-\gamma n} \quad (\text{A.19})$$

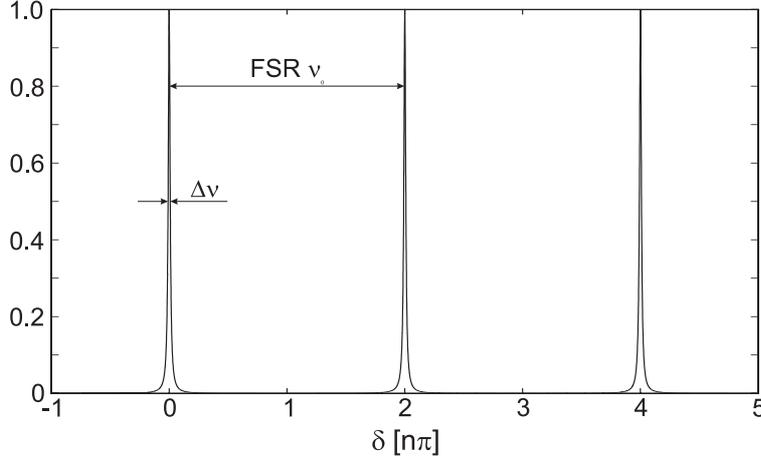


Abbildung A.4: Lorentzfunktion der resonanten Intensitätsüberhöhung.

abgeschwächt, wobei durch den Parameter κ sämtliche Resonator internen Streu- und Absorptionsverluste und durch den Phasenterm die Phasenverschiebung des Feldes nach jedem Umlauf berücksichtigt werden. Durch Aufsummierung aller Feldkomponenten erhalten wir für die elektrische Resonatorfeldstärke

$$E_{RES}(\delta) = \sum_n E_n = \frac{E_0}{1 - (\sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa}) e^{-i\delta}}. \quad (\text{A.20})$$

Wir erhalten eine Intensität der Resonatormode nach dem Einkoppelspiegel von

$$I_{RES}(\delta) \approx E_{RES} E_{RES}^* = \frac{(1 - R_1) E_{IN}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa})^2 - 4\sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa} \sin^2 \delta/2}. \quad (\text{A.21})$$

Somit ist die phasenabhängige Überhöhung der Intensität gleich

$$A(\delta) = \frac{I_{RES}}{I_{IN}} = \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa})^2} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta/2} \quad (\text{A.22})$$

mit $F = \frac{4\sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa})^2}.$

Der erste Term gibt die resonante Intensitätsüberhöhung im Resonator an und der zweite Term, eine Lorentzfunktion, beschreibt die Resonanzabhängigkeit von der Phasenverschiebung δ . Die Lorentzfunktion hat die Halbwertsbreite (FWHM) $\Delta\nu$, die durch die Anzahl der interferierenden Ordnungen bestimmt wird; siehe Abbildung A.4. Das Verhältnis des freien Spektralbereichs ν_0 zur Halbwertsbreite $\Delta\nu$ ist ein wichtiges Maß, da es das spektrale Auflösungsvermögen eines Resonators angibt. Das Auflösungsvermögen wird als *Finesse* \mathcal{F} bezeichnet.

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2} = \frac{\pi(\sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa})^{1/2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2d\kappa}} \quad (\text{A.23})$$

Die Finesse kann auch als Maß für die Verluste eines Resonators herangezogen werden. Neben der Finesse gibt es noch ein weiteres Maß, welches die Verluste eines Resonators charakterisiert: die *Photonenlebensdauer* τ_p (im engl. auch *photon lifetime*). Die Lebensdauer beschreibt das Abklingen der in einem Resonator gespeicherten Energie. Pro Umlauf nimmt die gespeicherte Energie mit $R_1 R_2 e^{-2d\kappa}$ ab. Daraus ergibt sich eine Zeitkonstante von

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{2d}(2d\kappa - \ln(R_1 R_2)). \quad (\text{A.24})$$

Im Photonenbild entspricht die Zeitkonstante der mittleren Lebensdauer bzw. Aufenthaltsdauer eines Photons im Resonator.

A.3.2 Stabilitätskriterium für optische Resonatoren

Mit Hilfe des ABCD-Gesetzes können wir die Stabilitätsbedingung für optische Resonatoren berechnen [93]. Für einen stabilen Resonator muß gelten, daß ein Gaußstrahl nach jedem Umlauf in sich selbst transformiert wird, das heißt,

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} = q_0 \quad \text{mit} \quad M_{CAVITY} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (\text{A.25})$$

M_{CAVITY} , die Transformationsmatrix des Resonators für einen geschlossenen Umlauf, erhalten wir mit Hilfe der in Gleichung A.16 angegebenen Matrizen optischer Elemente. Aus den Gleichungen A.25 und aus der Tatsache, daß die Determinante der Matrix M_{CAVITY} gleich 1 ist, erhält man demnach folgenden Zusammenhang zwischen dem Strahlradius w und den Matrixelementen

$$w^2 = \frac{2\lambda B}{\pi \sqrt{4 - (A + D)^2}}. \quad (\text{A.26})$$

Da nur reelle Strahlradien physikalisch sinnvoll sind, ergibt sich aus Gleichung A.26 folgende Bedingung an die Matrixelemente A und D:

$$-2 \leq (A + D) \leq 2 \quad (\text{A.27})$$

Nach Einsetzen für die beiden Matrixelemente folgt als Stabilitätskriterium für den linearen, optischen Resonator

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{R_1}\right)\left(1 - \frac{d}{R_2}\right) = g_1 \cdot g_2 \leq 1. \quad (\text{A.28})$$

Die Stabilitätsbedingung ist in Abbildung A.5 graphisch dargestellt, wobei die schraffierten Flächen den stabilen Bereich des Resonators kennzeichnen.

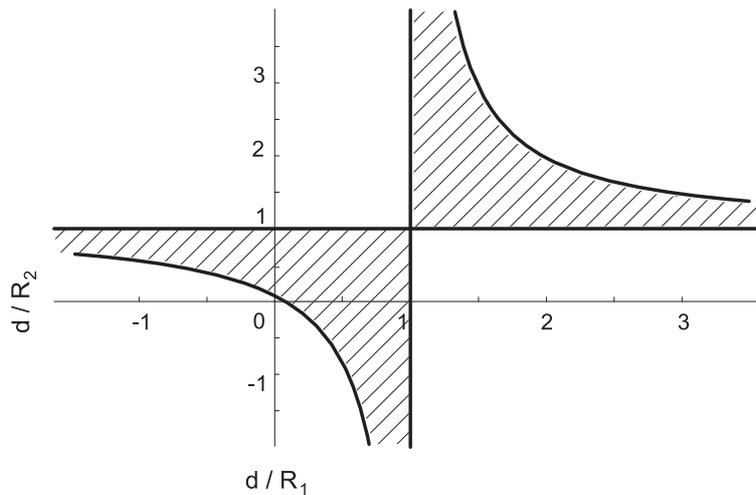


Abbildung A.5: Stabilitätsdiagramm für einen linearen, optischen Resonator mit Resonatorlänge d und Spiegelkrümmungen R_1 und R_2 .

A.3.3 Elektronische Stabilisierung nach Hänsch-Couillaud

Die von Hänsch und Couillaud [64] vorgeschlagene Stabilisierung eines Resonators ist ein einfaches, kompaktes Verfahren, indem die Polarisation des vom Resonator reflektierten Lichtes analysiert wird.

Dabei wird das linear polarisierte Laserlicht in einen Resonator eingekoppelt, der ein polarisierendes optisches Element enthält: Polarisatorplättchen, Brewsterfenster, usw.. Die Polarisationsrichtung des Laserstrahls wird mit einem Halbwellenplättchen um einen kleinen Winkel θ zur Polarisationssebene des optischen Elements verdreht, sodaß der Resonator nur für eine Polarisationskomponente (parallele) resonant ist. Die orthogonale, nicht resonante Komponente wird daher immer am Einkoppelspiegel reflektiert, während die parallele Komponente bei geeigneter Impedanzanpassung vollständig in den Resonator transmittiert. Im Resonator bildet sich ein überhöhtes stehendes Feld aus, von dem ein kleiner Teil der nichtresonanten Komponente wieder beigemischt wird.

In Resonanz entspricht die Resonatorlänge genau einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge, sodaß sich die beiden rücklaufenden Polarisationskomponenten unter einer Phase von $\delta = 2m\pi$ überlagern. Der rückreflektierte Strahl bleibt linear polarisiert, auch wenn seine Polarisationsachse nicht mehr in der gleichen Ebene wie jene der einfallenden Mode liegt.

Abseits der Resonanz wird die parallele Polarisationskomponente immer mit einer beliebigen Phasendifferenz der nichtresonanten Komponente überlagert. In diesem Fall ist der rücklaufende Strahl elliptisch polarisiert. Die Drehrichtung der Polarisation wird durch das Vorzeichen der Phasendifferenz bestimmt.

Die Polarisationsanalyse erfolgt über ein Viertelwellenplättchen (optische Achse unter

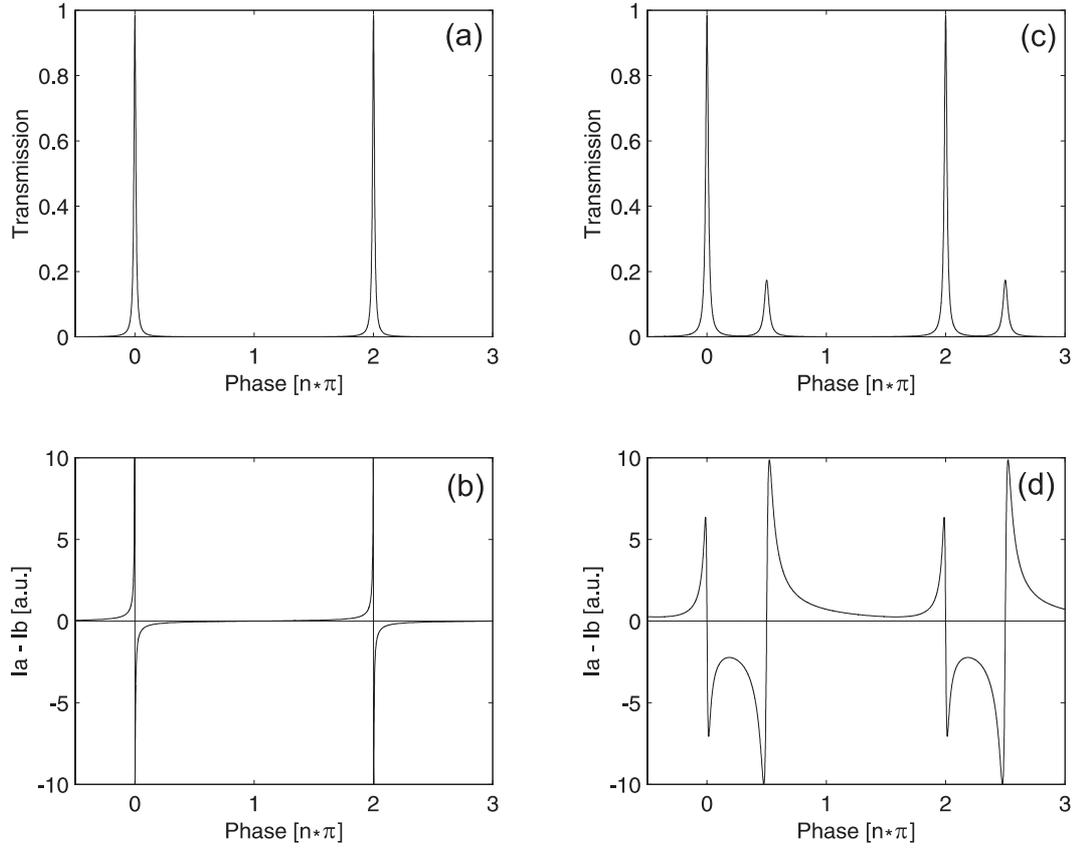


Abbildung A.6: Berechnetes Transmissions- (a) und Fehlersignal (b) nach Hänsch-Couillaud für einen Resonator, der eine polarisierende optische Komponente enthält. Berechnetes Transmissions- (c) und Fehlersignal (d) nach Hänsch-Couillaud für unsere Resonatoranordnung.

45° zur Vertikalen) und einem polarisierenden Strahlteiler. In den beiden Ausgängen des Strahlteilers stehen Photodioden. Die Diodenströme werden voneinander subtrahiert und liefern das Fehlersignal ($I_a - I_b$).

$$I_a - I_b = 2I_0 \cos \theta \sin \theta \frac{(1 - R_1)V \sin \delta}{(1 - V)^2 + 4V \sin^2 \frac{1}{2}\delta} \quad (\text{A.29})$$

I_0 ist die Intensität des einfallenden Lichtstrahls, Θ ist der Winkel zwischen Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtstrahls und der des Resonators, R_1 ist die Reflektivität des Einkoppelspiegels und V ist das Intensitätsverhältnis nach einem Umlauf. Nach Gleichung A.29 ist nur im Resonanzfall das Fehlersignal gleich Null; siehe Abbildung A.6 (a) und (b). In unserer Anordnung befindet sich ein BBO-Kristall im Resonator, der aufgrund seiner geringen Dicke (2mm) nicht im Brewsterwinkel geschnitten

werden kann. Um die Resonatorverluste gering zu halten, wurde auch auf weitere optische Elemente im Resonator verzichtet. Aber BBO ist doppelbrechend, das heißt, der Resonator ist für vertikale (V, außerordentliche) und horizontale (H, ordentliche) Polarisation bei unterschiedlichen Resonatorlängen resonant. Das rücklaufende Licht bleibt linear polarisiert bei Resonanz auf eine der beiden Polarisationen (auf H oder V), abseits von Resonanz ist das Licht wieder elliptisch polarisiert. In Abbildung A.6 (c) und (d) sind das berechnete Transmissions- und Fehlersignal für unsere Resonatoranordnung dargestellt. Der BBO-Kristall verursacht eine Phasenverschiebung $\pi/2$ zwischen den beiden Polarisationen. Demzufolge sind auch die beiden Nulldurchgänge des Fehlersignals um $\pi/2$ verschoben. Aufgrund der unterschiedliche Vorzeichen der Steigungen der beiden Flanken, kann man den Resonator auf die gewünschte Polarisations-Resonanz stabilisieren. In unserem Fall wird auf Resonanz der vertikalen Polarisationskomponente stabilisiert, da nur diese Polarisation die Phasenanpassungsbedingung für die Typ-II Frequenzkonversion erfüllt. Aus diesem Grund wird die horizontale Komponente so gering wie möglich gehalten, um nicht zu viel Pumpleistung zu verlieren. Der Abstand zwischen zwei Resonanzen der gleichen Polarisationskomponente beträgt 2π .

A.3.4 Elektronische Dither-Lock Stabilisierung

Für die Stabilisierung des in Kapitel 5 aufgebauten Resonators bot sich uns nur eine Möglichkeit: den Resonator auf maximale Transmission zu stabilisieren. Die Frage, ob man nun den Resonator auf maximale Transmission eines Hilfslasers oder der Fluoreszenzmode stabilisieren müsse, ließen wir vorerst noch offen, da dies von der Intensität der Fluoreszenzmode abhängig blieb. Um das Transmissionsmaximum elektronisch zu erkennen bzw. bei einer Abweichung vom Maximum festzustellen auf welcher Seite man sitzt, muß man das Transmissionsignal modulieren. Dies geschieht, indem dem Regelsignal der Resonatorstabilisierung eine Schwingung $U_{Osz} = U_0 \sin(\omega t + \Theta_{Osz})$ von kleiner Amplitude U_{Osz} , Frequenz ω und Phase Θ_{Osz} überlagert wird. Ein Nachteil dieser Regelungstechnik ist damit sofort ersichtlich: Dieses Verfahren ist sehr empfindlich gegenüber höherfrequenten Schwingungen (z.B.: Stöße), da es nur solche Resonatordriften ausgleichen kann, deren Frequenzen niedriger als die Modulationsfrequenz sind. Die Modulationsfrequenz ist aber limitiert durch die Trägheit der Regelstrecke (Piezoröhrchen und Spiegel).

Die Modulation des Regelsignals versetzt die Resonatorlänge in Schwingung, wodurch die Modulation auf die Resonatorphase δ übertragen wird:

$$\delta(t) = \delta_0 + \delta_1 \sin(\omega t + \Theta_{Sys}) \quad (\text{A.30})$$

Wie wir bereits gesehen haben ist die Transmissionsfunktion T ¹ des Resonators abhängig von der Phase, wodurch Gleichung A.30 zu einer Variation des Transmissionssignals

¹Die Transmissionsfunktion entspricht der Lorentzfunktion der resonanten Intensitätsüberhöhung.

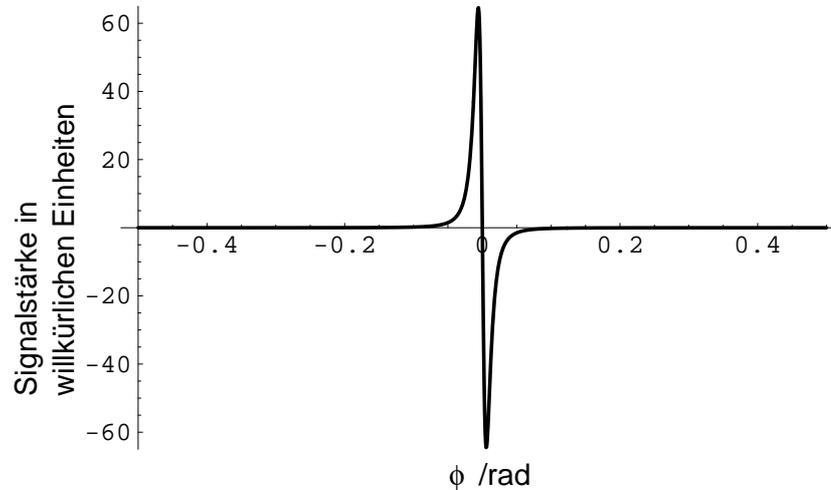


Abbildung A.7: Berechnetes Fehlersignal eines Resonators bei Anwendung des Dither-Locks als Stabilisierungsverfahren.

führt. Durch Taylorentwicklung der Transmissionsfunktion um das Zentrum der Oszillation können wir die Variation des Transmissionssignals berechnen:

$$\begin{aligned} T(\delta(t)) &= T(\delta_0 + \delta_1 \sin(\omega t + \Theta_{Sys})t) \\ &= T(\delta_0) + \left(\frac{\partial T}{\partial \delta} \right)_{\delta_0} \delta_1 \sin(\omega t + \Theta_{Sys}) + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Über eine Photodiode wird das Transmissionssignal des Resonators gemessen, deren Diodenstrom in weiterer Folge in eine proportionale Spannung $U_T \propto T(\delta)$ umgewandelt wird, die dem Verlauf des Transmissionssignals folgt. In einem Lock-In-Verstärker werden Diodenspannung U_T und Oszillatorspannung U_{OSZ} miteinander multipliziert und durch einen Tiefpaß vom Ausgangssignal alle hohen Frequenzterme heraus gefiltert. So gelangt man zu einem angenehmen DC-Fehlersignal, das direktproportional zur Amplitude der Transmissionsänderung ist.

$$U_S = \text{const.} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial \delta} \right) \cos(\Theta_{OSZ} + \Theta_{Sys}) \quad (\text{A.32})$$

Durch Kompensation der Phasenverschiebung zwischen Oszillator- und Diodenspannung erhält man schließlich das in Abbildung A.7 dargestellte Fehlersignal. Im Maximum der Transmission ist das Fehlersignal gleich Null und auf beiden Seiten des Nulldurchganges ist das Vorzeichen des Fehlersignals unterschiedlich. Stabilisierung des Resonators auf maximale Transmission ist damit möglich. Neben der Empfindlichkeit gegenüber höherfrequenter Driften weist dieses Stabilisierungsverfahren aber noch einen weiteren Nachteil auf: Der Fangbereich ist klein und im Wesentlichen auf die Breite der Transmissionslinie beschränkt.

A.4 Publikationen

Im Rahmen dieser Dissertation haben sich folgende Publikationen ergeben:

- M. Oberparleiter and H. Weinfurter, *Cavity-enhanced generation of polarization-entangled photon pairs*, Opt. Com. 183, 133-137 (2000).
- C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, and H. Weinfurter, *High efficiency entangled photon pair collection in type-II parametric fluorescence*, Phys. Rev. A 64, 023802 (2001).
- C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, and H. Weinfurter, *Generation of correlated photon pairs in type-II parametric down conversion – revisited*, accepted at J. Mod. Opt., (2001).

Literaturverzeichnis

- [1] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Phys. Rev. Lett.*, 59(18):2044–2046, 1987.
- [2] J. G. Rarity and P. R. Tapster. Fourth-order interference in parametric downconversion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(6):1221–1226, 1989.
- [3] L. Mandel. Quantum effects in one-photon and two-photon interference. *Rev. Mod. Phys.*, 71(2):274–282, 1999.
- [4] A. Zeilinger. Experiment and the foundations of quantum physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71(2):288–297, 1999.
- [5] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interference. *Europhys. Lett.*, 1(4):173–179, 1986.
- [6] J. A. Wheeler. In A. R. Marlow, editor, *Mathematical foundations of quantum theory*, page 9. Academic Press, 1978.
- [7] Th. Hellmuth, H. Walther, A. Zajonc, and W. Schleich. Delayed-choice experiments in quantum interference. *Phys. Rev. A*, 35(6):2532–2541, 1987.
- [8] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao. Observation of a ‘quantum eraser’: a revival of coherence in a two-photon interference experiment. *Phys. Rev. A*, 45(11):7729, 1992.
- [9] T. J. Herzog, P. G. Kwiat, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Complementarity and the quantum eraser. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3034–3037, 1995.
- [10] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao. Measurement of the single-photon tunneling time. *Phys. Rev. Lett.*, 71:708–711, 1993.
- [11] P. G. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger, and M. Kasevich. Experimental realization of interaction-free measurements. *Annals of the N.Y. Acad. of Sciences*, 755:383–393, 1995.

- [12] P. G. Kwiat, A. G. White, J. R. Mitchell, O. Nairz, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. High-efficient quantum interrogation measurement via the quantum zeno effect. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4725–4728, 1999.
- [13] J. S. Bell. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge UP, Cambridge, 1987.
- [14] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Violation of Bell’s inequality under strict Einstein locality conditions. *Phys. Rev. Lett.*, 81(23):5039–5043, 1998.
- [15] E. Santos. Critical analysis of the empirical tests of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. A*, 46(7):3646–3656, 1992.
- [16] H. Weinfurter. Quantum communication with entangled photons. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 42:489–533, 2000.
- [17] K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat, and A. Zeilinger. Dense coding in experimental quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 76(25):4656–4659, 1996.
- [18] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390(7):575, 1997.
- [19] Z. Zbinden, H. Bechmann-Pasquinucci, N. Gisin, and G. Ribordy. Quantum cryptography. *Appl. Phys. B*, 67:743–748, 1998.
- [20] J. Breguet, A. Muller, and N. Gisin. Quantum cryptography with polarized photons in optical fibres - experiment and practical limits. *J. Mod. Opt.*, 41(12):2405–2412, 1994.
- [21] W. K Wootters and W. H. Zurek. A single quantum cannot be cloned. *Nature*, 299:803, 1982.
- [22] A. Muller, H. Zbinden, and N. Gisin. Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fiber. *Europhys. Lett.*, 33(5):335–339, 1996.
- [23] A. Muller, T. Herzog, B. Hutter, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin. “Plug and Play” systems for quantum cryptography. *Appl. Phys. Lett.*, 70(7):793–795, 1997.
- [24] E. Schrödinger. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, 23:807–812; 823–828; 844–849, 1935.
- [25] S. J. Freedman and J. F. Clauser. Experimental test of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, 28(14):938–941, 1972.
- [26] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental test of realistic local theories via Bell’s theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 47(7):461–463, 1981.

- [27] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers. *Phys. Rev. Lett.*, 49(25):1804–1807, 1982.
- [28] D. A. Kleinman. Theory of optical parametric noise. *Phys. Rev.*, 174(3):1027–1041, 1968.
- [29] R. L. Byer and S. E. Harris. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission. *Phys. Rev.*, 168(3):1064–1068, 1968.
- [30] D. C. Burnham and D. L. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 25:84–87, 1970.
- [31] J. G. Rarity and P. R. Tapster. Experimental violation of Bell's inequality based on phase and momentum. *Phys. Rev. Lett.*, 64(21):2495–2498, 1990.
- [32] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 75:4337–4341, 1995.
- [33] A. Zeilinger. Quantum entanglement: A fundamental concept finding its application. *Physica Scripta*, pages 203–209, 1998.
- [34] A.K. Ekert. Quantum cryptography based on Bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 67(6):661–663, 1991.
- [35] T. Jennewein, Chr. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Quantum cryptography with entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, 84(20):4729–4732, 2000.
- [36] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger. Bell's theorem without inequalities. *Am. J. Phys.*, 58(12):1131–1143, 1990.
- [37] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, M. Daniell, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Observation of three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. *Phys. Rev. Lett.*, 82(7):1345–1349, 1999.
- [38] H. Weinfurter and M. Zukowski. Four-photon entanglement from down-conversion. *Phys. Rev. A*, 64:010102, 2001.
- [39] M. Zukowski, A. Zeilinger, M.A. Horne, and H. Weinfurter. *Acta Phys. Pol. A*, 93:187, 1998.
- [40] W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin. Experimental demonstration of quantum secret sharing. *Phys. Rev. A*, 63(6):26–34, 2001.
- [41] P. G. Kwiat, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberharter. Ultra-bright source of polarization-entangled photons. *Phys. Rev. A*, 60:R773–R776, 1999.

- [42] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, and P. Baldi. Highly efficient photon-pair source using a periodically poled Lithium Niobate waveguide. *Electronics Letters*, 37(1):26–28, 2001.
- [43] K. Sanaka, K. Kawahara, and T. Kuga. New high-efficiency source of photon pairs for engineering quantum entanglement. <http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/0012028>, 2000.
- [44] M. Houe and P. D. Townsend. An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28:1747–1763, 1995.
- [45] Z. Y. Ou and Y. J. Lu. Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons. *Phys. Rev. Lett.*, 83(13):2556–2559, 1999.
- [46] J. D. Franson. Bell inequality for position and time. *Phys. Rev. Lett.*, 62(19):2205–2208, 1989.
- [47] Y. H. Shih and C. O. Alley. New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 61(26):2921–2924, 1988.
- [48] Z. Y. Ou and L. Mandel. Violation of Bell’s inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 61(50), 1988.
- [49] B. R. Mollow. Photon correlations in the parametric frequency splitting of light. *Phys. Rev. A*, 8(5):2684–2694, 1973.
- [50] C. K. Hong and L. Mandel. Theory of parametric frequency down conversion of light. *Phys. Rev. A*, 31(4):2409, 1985.
- [51] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko. Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 50(6):5122–5133, 1994.
- [52] K. Mattle. Nichtklassische Lichtzustände zur optischen Nachrichtenübertragung. Master’s thesis, Universität Innsbruck, 1997.
- [53] M. H. Rubin. Transverse correlation in optical spontaneous parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 54(6):5349–5359, 1996.
- [54] T. B. Pittman. Two-photon quantum entanglement from type-ii spontaneous parametric down-conversion. Master’s thesis, University of Maryland at Baltimore, 1996.

- [55] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777–780, 1935.
- [56] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics*, 1:195–200, 1964.
- [57] J. S. Bell. On the problem of hidden variables in quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.*, 38:447–452, 1966.
- [58] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, 23:880–884, 1969.
- [59] J. F. Clauser. Experimental investigation of a polarization correlation anomaly. *Phys. Rev. Lett.*, 36(21):1223–1236, 1976.
- [60] J. F. Clauser and A. Shimony. Bell’s theorem: experimental tests and implications. *Rep. Prog. Phys.*, 41:1881, 1978.
- [61] P. Pearle. Hidden variable example based upon data rejection. *Phys. Rev. D*, 7:1418–1425, 1970.
- [62] A. Garuccio and V.A. Rapisarda. 1981.
- [63] Operator’s manuel inova 300 series ion laser. *Coherent*, 1990.
- [64] T. W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Comm.*, 35(3):441–444, 1980.
- [65] Avalanche photodiodes: A users’s guide. *EG & G Data Sheet, EG & G Canada Ltd.*
- [66] R. G. W. Brown, K. D. Ridley, and J. G. Rarity. Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 1: Passive quenching. *Appl. Opt.*, 25(22):4122–4126, 1986.
- [67] J. G. Rarity, K. D. Ridley, and P. R. Tapster. Absolute measurement of detector quantum efficiency using parametric downconversion. *Appl. Opt.*, 26(21):4616–4619, 1987.
- [68] G. Denifl. Einzelphotonen-Detektoren für Quantenkorrelations-Experimente. Master’s thesis, Innsbruck University, 1993.
- [69] J. F. Clauser and M. A. Horne. Experimental consequences of objective local theories. *Phys. Rev. D*, 10(2):526–535, 1974.
- [70] J. Volz, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter. Compact all-solid-state source of polarization-entangled photon pairs. *Appl. Phys. Lett.*, 79:869–871, 2001.

- [71] Y. H. Shih and A. V. Sergienko. 2-photon anti-correlation in a Hanbury-Brown-Twiss-type experiment. *Phys. Lett. A*, 186:29–34, 1994.
- [72] A. V. Sergienko, Y. H. Shih, and M. H. Rubin. Experimental evaluation of a two-photon wavepacket in type-II parametric down-conversion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 40:859–862, 1993.
- [73] C. Yeh. *Handbook of Fiber Optics: Theory and Applications*. Academic Press, San Diego, California, 1990.
- [74] M. Oberparleiter and H. Weinfurter. Cavity-enhanced generation of polarization-entangled photon pairs. *Opt. Comm.*, 183(8):133–137, 2000.
- [75] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, P. H. Eberhard, and M. D. Petroff. High-efficiency single-photon detectors. *Phys. Rev. A*, 1993.
- [76] R. M. Azzam and N. M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland, Amsterdam, 1989.
- [77] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, and W. Eickhoff. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 5(6):273–275, 1980.
- [78] G. Bonfrate, V. Pruneri, P. G. Kazansky, P. Tapster, and J. G. Rarity. Multiparticle generalization of entanglement swapping. *Appl. Phys. Lett.*, 75(16):2356–2358, 1999.
- [79] M. Zukowski, A. Zeilinger, and H. Weinfurter. Entangling photons radiated by independent pulsed sources. *Annals of the N.Y. Acad. of Sciences*, 755:91–102, 1995.
- [80] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental entanglement swapping: Entangling photons that never interacted. *Phys. Rev. Lett.*, 80(7):3891–3894, 1998.
- [81] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 55(22):2409–2412, 1985.
- [82] M. Xiao, L. A. Wu, and H. J. Kimble. Precision measurement beyond shot-noise limit. *Phys. Rev. Lett.*, 59(3):278–281, 1987.
- [83] D. F. Walls and G. J. Milburn. *Quantum Optics*. Springer-Verlag, 2th edition, 1995.
- [84] C. W. Gardiner and C. M. Savage. A multimode quantum theory of a degenerate parametric amplifier in a cavity. *Opt. Comm.*, 50(3):173–178, 1984.
- [85] M. J. Collett and C. W. Gardiner. Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification. *Phys. Rev. A*, 30:1136–1391, 1984.

- [86] Y. J. Lu and Z. Y. Ou. Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory. *Phys. Rev. A*, 62:033804, 2000.
- [87] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31:97–105, 1983.
- [88] R. V. Pound. *Rev. Sci. Instrum.*, 17:490–505, 1946.
- [89] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, and S. Nakai. New nonlinear optical crystal: Cesium lithium borat. *Appl. Phys. Lett.*, 67(13):1818–1820, 1995.
- [90] M. Eibl, S. Gärtner, Chr. Kurtsiefer, and H. Weinfurter. *Nature*, 2003.
- [91] Beta-barium-borate: Basic properties, advantages, and major applications. *Castech Data Sheet, Fuzhou, Fujian, P.R. China*, 1993.
- [92] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [93] J. Hawkes and I. Latimer. *Lasers, Theory and Practice*. Prentice Hall, 1985.

Danksagung

Für das Gelingen meiner Dissertation möchte ich mich bedanken bei:

Meinen Eltern, die mir meine Ausbildung ermöglichten und mich nicht nur in finanzieller Hinsicht mehr als unterstützt haben, sondern auch stets motivierten und mir hilfreich zur Seite standen.

Meiner Ehefrau Winnie für ihre Geduld und Freude am Fortschreiten der Dissertation. Ich möchte ihr dafür danken, daß sie zwei Jahre lang eine "Wochenendehe" in Kauf nahm und mir so den Abschluß meines Doktoratsstudiums ermöglichte; für ihr Verständnis für die vielen Abende, an denen ich an meiner Dissertation schrieb und keine Zeit hatte, aber auch für ihr strenges Korrekturlesen .

Meinem kleinen Sohn Jonas, der in seinen ersten Monaten seinen Papa nur selten sah aber ihn trotzdem immer mit einem freudigen Lächeln empfing.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Harald Weinfurter, der mich bereits in der Innsbrucker Zeit als Doktorand in seine Gruppe aufnahm und mir ein interessantes Dissertationsthema ermöglichte. Neben zahlreichen fachlichen Diskussionen führten wir auch so manches unterhaltsame Gespräch über die Freuden und Sorgen werdender bzw. junger Väter.

Meinen Institutskollegen, auf deren Hilfsbereitschaft ich mich immer verlassen konnte und mit denen ich einen Großteil meiner Münchner Abende verbrachte. Besonders danken möchte ich Oliver Schulz, mit dem ich Labor und Laser teilte, und der mich zum Fan von Spieleabenden und englischen Kinofilmen bekehrte; meinem Freund und Zimmerkollegen Patrick Zarda, Innsbrucker, Videorekorderbesitzer und treuer Zugbegleiter; Manfred Eibl, der mich in unseren langen, nächtlichen Diskussionen auf neue Aspekte und Ideen brachte; Christian Kurtsiefer für seine Unterstützung in technischen Belangen und "last but not least" Jürgen Volz für seinen trockenen, schwäbischen Humor. Ebenso möchte ich auch die gemeinsame Zeit in Innsbruck mit Markus Michler nicht missen. Danke für die Hilfe zu Beginn meiner Dissertation.

Dem Fond zur Förderung wissenschaftlicher Forschung (FWF) und der Deutschen Forschungsgesellschaft (DFG) für die finanzielle Unterstützung der Forschungsprojekte.



Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name: Mag. Markus Oberparleiter
Geburtsdatum: 9. Nov. 1969
Geburtsort: Hall i.T.(Österreich)
Familienstand: verheiratet und Vater eines Sohnes
Staatsangehörigkeit: Österreich

Schulbildung

1976 - 1980 Volksschule Rum
1980 - 1984 Bundesrealgymnasium Innsbruck-Sillgasse
1984 - 1989 Höhere Technische Bundeslehranstalt für Elektrotechnik (Innsbruck)

Wehrdienst

1989 - 1990 Miliz-Offiziersausbildung beim Österr. Bundesheer

Studium

1990 - 1997 Physikstudium an der Universität Innsbruck
1996 - 1997 Diplomarbeit bei Prof. Dr. A. Zeilinger am Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, zum Thema:
Bosonische und fermionische Zweiphotonstatistik am Strahlteiler
30.06.1997 Diplomprüfung
Okt. 97 Beginn der Dissertation bei Prof. Dr. H. Weinfurter am Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck
Okt. 97 - Apr. 99 Doktorandenstelle des österr. Fond für Wissenschaft und Forschung
Apr. 99 - Juli 01 Wechsel an die Universität München; wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl von Prof. Dr. T. W. Hänsch, in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. H. Weinfurter
seit Aug. 01 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Fa. Datacon in Radfeld, Tirol