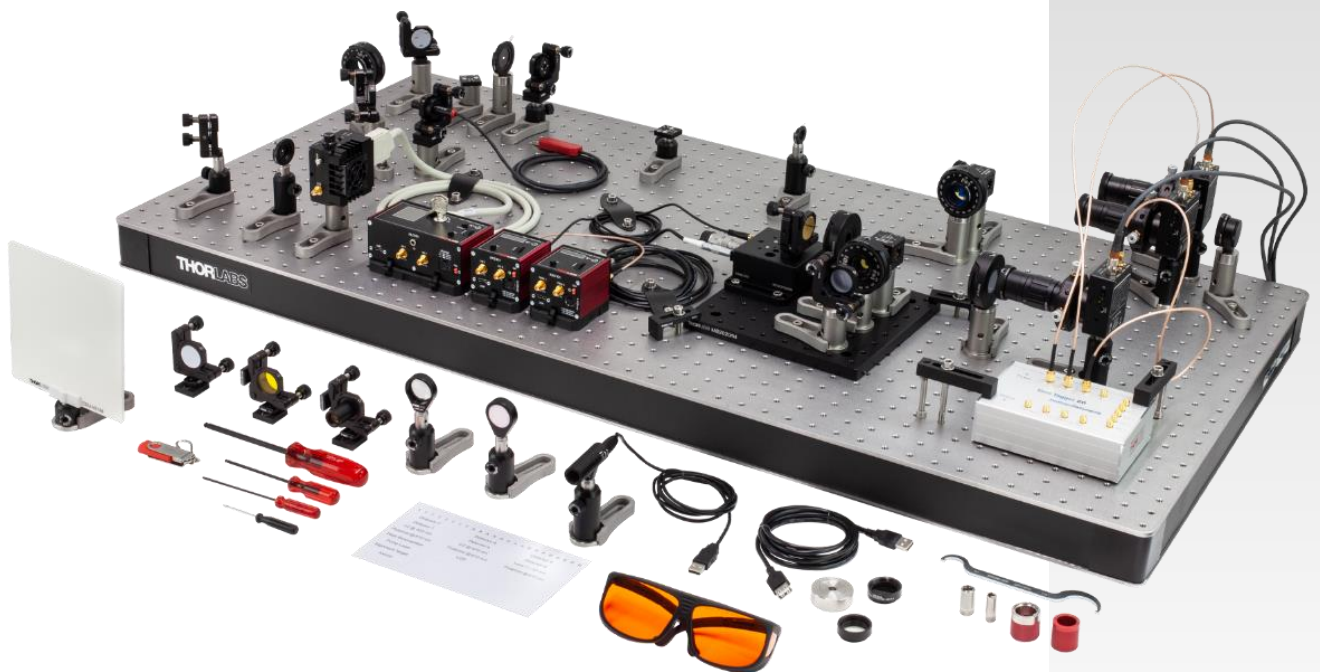

THORLABS

EDU-QOP1(/M)
Quantenoptik-Kit

Benutzerhandbuch



Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1 Sicherheit	1
1.1 Definitionen der Warnsymbole	1
1.2 Warnung vor Laser-Strahlung	1
1.3 Piezo Controller Warnung	1
Kapitel 2 Produktbeschreibung	2
Kapitel 3 Grundlagen der Quantenoptik	4
3.1 Klassische Beschreibung von Licht	4
3.1.1 Verhalten an einem Strahlteiler	4
3.1.2 Interferenz.....	5
3.1.3 Polarisisation	6
3.2 Mathematischer Formalismus der Quantenmechanik	8
3.2.1 Dirac-Notation.....	8
3.2.2 Allgemeiner Fall.....	8
3.2.3 Anwendung in Quantenmechanik und Quantenoptik.....	8
3.2.4 Lineare Operatoren	9
3.2.5 Eigenzustände und Eigenwerte	10
3.2.6 Kommutator-Beziehungen	10
3.2.7 Basen des Hilbert-Raums	10
3.2.8 Observablen	11
3.2.9 Messungen und Superposition von Quantenzuständen	11
3.2.10 Erwartungswerte.....	12
3.2.11 Gemischte Zustände.....	12
3.2.12 Kombination von Quantensystemen.....	12
3.3 Quantenbeschreibung von Licht	13
3.3.1 Fock-Zustände	13
3.3.2 Kohärente Zustände.....	14
3.3.3 Thermische Zustände	14
3.4 Beweis für quantisiertes Licht - Theorie	15
3.4.1 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung	16
3.4.2 Quantenmechanische Behandlung eines Strahlteilers.....	17
3.4.3 Quantenfelder.....	18
3.5 Beweis für quantisiertes Licht - Experiment	19
3.5.1 Hanbury-Brown-Twiss Experiment.....	19
3.5.2 Korrelationsfunktion für Einzelphotonen-Detektoren	20
3.5.3 Grangier-Roger-Aspekt-Experiment	22
3.5.4 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema.....	22
3.5.5 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema: Erklärung 1	23
3.5.6 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema: Erklärung 2	23
3.5.7 Zufällige Koinzidenzen	24
3.6 Interferenz einzelner Photonen	25
3.6.1 Theoretische Beschreibung	25
3.6.2 Experimentelle Umsetzung	27
3.7 Quantenmechanische Behandlung der Polarisisation	28
3.7.1 Theoretische Beschreibung	28
3.7.2 Experimentelle Umsetzung	29
3.8 Der Quantenradierer	29
3.8.1 Theoretische Beschreibung	29
3.8.2 Experimentelle Umsetzung	31
3.9 Parametrische Fluoreszenz	31

Kapitel 4 Experimentelle Konzepte	35
4.1 Einzelphotonen-Detektoren	35
4.2 Time Tagging	36
4.2.1 Time Tagging im Vergleich mit Koinzidenzelektronik	36
4.2.2 Jitter und Koinzidenzfenster	36
4.2.3 Verzögerungskompensation	38
Kapitel 5 Kit Komponenten	39
5.1 Pump- und Justagelaser	39
5.2 Kristall und Justierhilfen	40
5.3 Optiken	41
5.4 Detektoren	43
5.5 Michelson-Interferometer	44
5.6 Time Tagger und Software	45
5.7 Quantenradierer	45
5.8 Montage und Werkzeuge	46
5.9 Schrauben und Werkzeuge	47
5.9.1 Zölliges Kit.....	47
5.9.2 Metrisches Kit	47
Kapitel 6 Aufbau-Kurzanleitung	48
Kapitel 7 Aufbau und Justierung	51
7.1 Zusammenbau der Komponenten	51
7.1.1 Pumplaser	51
7.1.2 Justagelaser	52
7.1.3 Spiegel.....	53
7.1.4 Irisblenden	55
7.1.5 Halbwellen-Platten	55
7.1.6 Kristall, Axicon und Filter	56
7.1.7 Strahlteiler	58
7.1.8 Detektoren.....	58
7.1.9 Detektor-Optik.....	59
7.1.10 Strahlfalle	60
7.1.11 Justierhilfe	61
7.1.12 Plattenstrahlteiler	61
7.1.13 Beobachtungsschirm.....	62
7.1.14 Spiegel für Michelson-Interferometer	62
7.1.15 Linse.....	64
7.1.16 LED	64
7.1.17 Polarisatoren für Quantenradierer	65
7.1.18 Beschriftung des Time Taggers	66
7.2 Vorbereitung	67
7.2.1 Software-Installation	67
7.2.2 Kollimieren des Pumplasers.....	67
7.2.3 Kalibrieren der Polarisatoren	70
7.3 Aufbau des HBT-Experiments mit dem Justagelaser	72
7.4 Einrichten der Photonenpaarquelle	76
7.4.1 Justierung des Pumplaser-Strahlengangs	77
7.4.2 Justierung von Pump- und Justagelaser auf gleichen Strahlengang	79
7.4.3 Positionierung der Detektoren	83
7.4.4 Feineinstellung des Detektors	86
7.4.5 Justierung des Kristallwinkels	88

7.5	Aufbau des Grangier-Roger-Aspect-Experiments.....	90
7.5.1	Positionierung des Strahlteilers	91
7.5.2	Positionierung des dritten Detektors	92
7.5.3	Feineinstellung des dritten Detektors	92
7.5.4	Testmessung	93
7.6	Justierung des Michelson-Interferometers.....	94
7.6.1	Zusätzlicher Justierpfad.....	95
7.6.2	Justierung des Interferometers	96
7.6.3	Positionierung des dritten Detektors	103
7.6.4	Feinjustierung des Detektors	104
7.6.5	Justierung der Einzelphotonen-Interferenz.....	105
7.6.6	Testmessung mit dem Michelson-Interferometer	106
7.7	Einrichten des Quantenradierers	107
Kapitel 8	Lernziele und Missverständnisse	111
Kapitel 9	Experimente	114
9.1	HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laser.....	114
9.2	Photonenpaarquelle	115
9.3	HBT-Experiment mit einem Arm der Photonenpaarquelle	116
9.4	Grangier-Roger-Aspect-Experiment	116
9.5	GRA Experiment mit klassischem Licht.....	118
9.6	Malus' Gesetz für einzelne Photonen.....	118
9.7	Einzelphotonen-Michelson-Interferometer	119
9.8	Quantenradierer	122
Kapitel 10	Zusätzliche Experimente	125
10.1	Kohärenzlänge	125
10.2	Das Drei-Polarisator-Paradoxon	127
10.3	Quantencomputer	128
10.3.1	Qubits und Gatter	128
10.3.2	Deutsch-Jozsa-Algorithmus	130
10.3.3	Optische Implementierung.....	131
10.3.4	Experimentelle Realisierung.....	132
10.3.5	Beispielmessungen	136
10.3.6	Diskussion der Fehlerquellen	137
10.3.7	Weitere Algorithmus-Ideen.....	138
10.4	Direkte Beobachtung der Detektorpulse	138
Kapitel 11	Software.....	142
11.1	Software-Installation	142
11.2	Allgemeine Bemerkungen	142
11.3	Speichern von Ergebnissen	142
11.4	Alignment-Tab	143
11.5	Delay Adjust Tab.....	144
11.6	HBT und GRA Tabs	145
11.7	Malus-Tab	146

11.8	Michelson-Tab.....	148
11.9	Configuration-Tab.....	149
11.10	Versteckte Einstellungen.....	150
Kapitel 12	Technische Hinweise	152
12.1	Weitere Definitionen von Dreifach-Koinzidenzen.....	152
12.1.1	Standard-Dreifach-Koinzidenzen	152
12.1.2	Koinzidenzzählung mittels Gate.....	153
12.1.3	Änderung der Koinzidenzdefinition in der Software.....	155
12.2	Umgebungsbedingungen	155
12.3	Vermeidung von Fluktuationen im Michelson-Interferometer.....	156
12.4	Zufällige Koinzidenzen	157
12.5	Maximierung der Zählrate.....	160
12.6	Auswahl der Polarisatoren	160
12.7	Polarisatoren vs. Viertelwellen-Platten	160
12.8	Axicon Design	161
12.9	Temperaturabhängigkeit der Pumplaser-Wellenlänge	162
12.10	Einstellbares Zählraten-Verhältnis.....	162
12.11	Bewegliches Michelson-Interferometer	162
12.12	Polarisationen im SPDC-Prozess	163
Kapitel 13	Fehlersuche	165
13.1	Pumplaser funktioniert nicht	165
13.2	Niedrige Zählraten mit Filter	165
13.3	Niedrige Zählraten mit BBO-Kristall.....	166
13.4	Niedrige Koinzidenzzählraten.....	166
13.5	Die Messung nach dem Malus-Gesetz ist asymmetrisch	166
13.6	Michelson-Interferometer Probleme	167
13.7	Quantenradierer Probleme	168
Kapitel 14	Berechnungen zur Lasersicherheit	169
14.1	Laser System	169
14.2	Bestimmung der Laserklasse	169
14.3	Auswahl der Laserschutzbrille	169
Kapitel 15	Danksagung	171
Kapitel 16	Gesetzliche Bestimmungen	172
16.1	Rücksendung von Geräten	172
Kapitel 17	Thorlabs Weltweit.....	173

Kapitel 1 Sicherheit

1.1 Definitionen der Warnsymbole

Nachfolgend finden Sie eine Liste von Warnsymbolen, die Sie in diesem Handbuch oder auf Geräten finden können.



Warnung: Laserstrahlung



Allgemeine Warnung

1.2 Warnung vor Laser-Strahlung

Warnung



Die in diesem Kit verwendete Laserdiode der Klasse 3B kann eine optische Leistung von mehr als 50 mW abgeben, die bei direkter Betrachtung zu ernsten Augenschäden führen kann. Der Lasertreiber ist mit einem Schlüsselschalter und einer Schaltsperre ausgestattet, welche zur Gefahrenabwehr verwendet werden sollten. Außerdem empfehlen wir, bei der Verwendung dieses Kits eine geeignete Laserschutzbrille zu tragen.



1.3 Piezo Controller Warnung

Allgemeine Warnung



Falls dieses Gerät auf eine Art und Weise benutzt wird, die nicht den Spezifikationen des Herstellers entspricht, können die eingebauten Schutzfunktionen des Geräts unwirksam werden. Insbesondere kann Feuchtigkeit die Funktion des Geräts beeinträchtigen.

Dieses Produkt erzeugt und nutzt hohe Spannungen, welche gefährlich sind und schwere Verletzungen verursachen können, und gibt diese am SMC-Verbinder (HV Output) aus. In jedem Aufbau, in dem ein KPZ101 Piezo Controller genutzt wird, liegt es in der Verantwortung des Nutzers, ausreichende Isolation und Vorsichtsmaßnahmen zu gewährleisten, um das Risiko eines Stromschlags zu vermeiden. Kabel für den Hochspannungs-Ausgang müssen für 250 V RMS zugelassen sein.

Kontakt mit verspritzten Flüssigkeiten, etwa Probenlösungen sollte vermieden werden. Falls Flüssigkeit verschüttet wird, beseitigen Sie diese umgehend durch saugfähige Tücher. Lassen Sie nicht zu, dass verschüttete Flüssigkeit ins Innere des Geräts gelangt.

Kapitel 2 Produktbeschreibung

Der Bereich der Quantenphysik entwickelt sich rapide weiter: Quantencomputer, Quantenkryptographie-Netzwerke und quantenbasierte Sensorik stehen kurz vor der Einführung in den Anwendungsbereich. Bezeichnend dafür ist die Verleihung des Nobelpreises für Physik 2022 an Alain Aspect, John F. Clauser und Anton Zeilinger für ihre bahnbrechenden Arbeiten zur Quantenoptik. Gleichzeitig wird dadurch die Vermittlung von Quantenkonzepten immer wichtiger. Unser Lehrversuch zur Quantenoptik ermöglicht es Studierenden, die Quanteneigenschaften des Lichts in einer offenen und zugänglichen Umgebung aus erster Hand zu erforschen.

Ein besonders wichtiger Aspekt des Kits ist die Aufklärung darüber, was eine nicht-klassische Lichtquelle ist. Die Studierenden können unter Anderem messen, dass ein abgeschwächter Laser keine Einzelphotonenquelle ist. Die Quelle, die in diesem Kit aufgebaut und analysiert wird, ist eine so genannte Photonenpaarquelle. Paare von 810-nm-Photonen werden in einem nichtlinearen Typ-I-BBO-Kristall durch die Strahlung eines 405-nm-Pumplasers erzeugt. Die Photonen des Paares sind zeitlich und energetisch verschränkt (allerdings nicht polarisationsverschränkt). Die Verwendung nichtlinearer Kristalle ist in der Quantenoptik weit verbreitet, da sie sich leicht ausrichten lassen und hohe Zählraten aufweisen. Da alle Messungen mit diesen Paaren durchgeführt werden, wird diese Art von nicht-klassischer Lichtquelle auch als „heralded single photon source“ bezeichnet (d.h. ein Photon signalisiert die Ankunft des anderen).

Ein Blick auf den Aufbau, wie er in Abbildung 1 gezeigt ist, verdeutlicht das offene Design, welches es den Studierenden ermöglicht, die Eigenschaften und Funktionen der einzelnen Komponenten zu untersuchen. Außerdem verwenden wir keine optischen Fasern, die oft dazu genutzt werden, das Licht vom Tisch zu den Detektoren zu leiten, die sich abseits des Aufbaus befinden. Stattdessen verwenden wir eine Freiraumoptik und sehr kleine Einzelphotonen-Detektoren, die es uns ermöglichen, die Detektoren im System zu platzieren und die Messung an Ort und Stelle durchzuführen. Dies ist umso wichtiger, als die Diskussion darüber, wann und wo eine Messung stattfindet, in der Quantenmechanik von grundlegender Bedeutung ist. Der offene Aufbau erfordert einen abgedunkelten Raum; siehe Abschnitt 12.2 für weitere Einzelheiten.

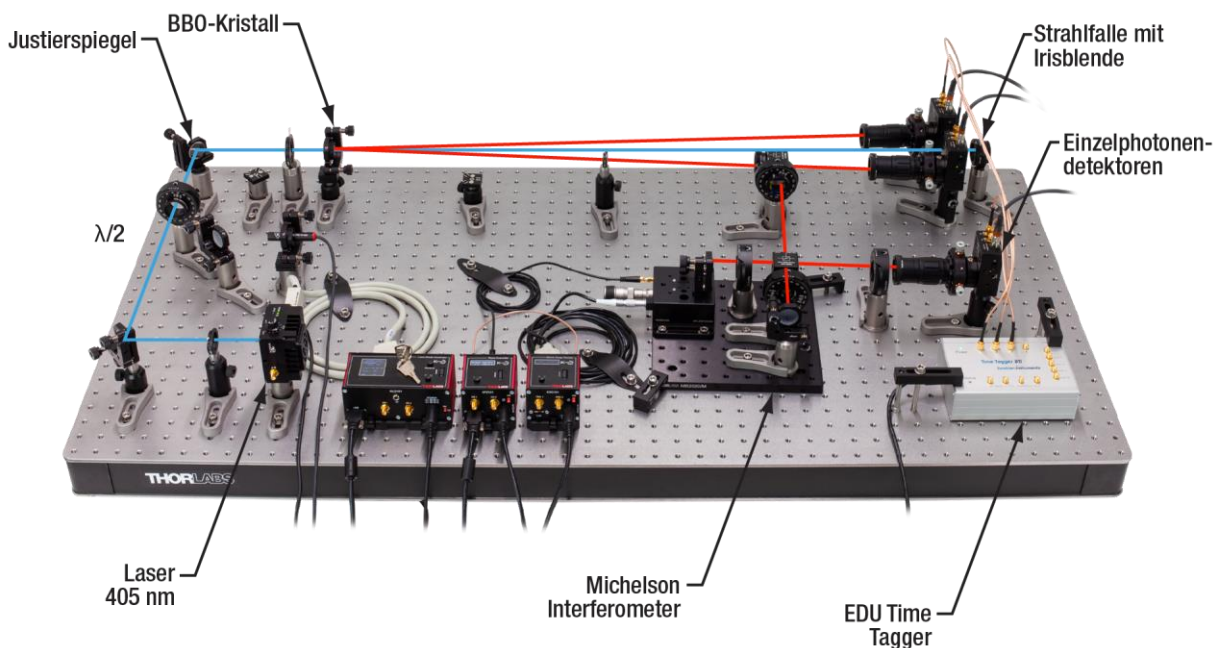


Abbildung 1 Übersicht über den quantenoptischen Aufbau (Breadboard nicht enthalten: Wir empfehlen das B2448FX (B60120AX) Breadboard mit AV5(/M) Dämpfungsfüßen.)

Um die von den drei Einzelphotonendetektoren kommenden Signale zu analysieren und zu korrelieren, wird eine moderne Zeitmessungselektronik eingesetzt. Es gibt mehrere Experimente, die die Studierenden selbst aufbauen und messen können:

- Die Paarquelle selbst

- Den experimentellen Nachweis einer nicht-klassischen Lichtquelle (Grangier-Roger-Aspect Experiment)
- Experimentelle Falsifizierung des Missverständnisses, dass abgeschwächte Laser Einzelphotonenquellen sind
- Verhalten von einzelnen Photonen an einem linearen Polarisator
- Einzelphotonen-Interferenz in einem Michelson-Interferometer
- Quantenradierer-Experiment

Alle diese Experimente werden in diesem Handbuch detailliert beschrieben und durch klare Aufbau-Prozeduren und Justierhilfen, die beim zuverlässigen Auffinden der interessierenden Signale sehr hilfreich sind, experimentell zugänglich gemacht.

Kapitel 3 Grundlagen der Quantenoptik

3.1 Klassische Beschreibung von Licht

In diesem Abschnitt wird eine Zusammenfassung der klassischen Beschreibung des Lichts gegeben, welche sich auf jene Eigenschaften konzentriert, die bei den Experimenten in diesem Bausatz eine Rolle spielen. Es ist oft nützlich, die in späteren Abschnitten abgeleiteten quantenmechanischen Ergebnisse mit den klassischen Ergebnissen dieses Abschnitts zu vergleichen.

Klassisch wird Licht als ein elektromagnetisches Feld betrachtet, das durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben wird.

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (4)$$

Hier sind \vec{E} und \vec{B} die elektrischen und magnetischen Felder, ρ ist die Ladungsdichte, \vec{J} die elektrische Stromdichte, ϵ_0 die Permittivitätskonstante des Vakuums und μ_0 ist die Permeabilitätskonstante des Vakuums.

Durch die Kombination der Maxwell-Gleichungen kann eine elektromagnetische Welle im Vakuum durch eine einzige Gleichung beschrieben werden:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (5)$$

Eine Lösung dieser Gleichung ist eine ebene Welle mit:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \quad (6)$$

Hier ist \vec{k} der Wellenvektor und ω die Winkelfrequenz.

Ein kartesisches Koordinatensystem kann so gewählt werden, dass die Ausbreitung der Welle entlang der z-Richtung erfolgt, d.h. der Wellenvektor ist $\vec{k} = k \cdot \vec{u}_z$, wobei \vec{u}_z der Einheitsvektor in z-Richtung ist. Es gilt also die folgende Gleichung:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c} \quad (7)$$

Hier ist λ die Wellenlänge, f die Frequenz und c die Geschwindigkeit des Lichts.

Das von einem Laser emittierte elektrische Feld kann als ebene Welle angenähert werden und die Intensität ist das Quadrat des elektrischen Feldes $I = |\vec{E}_0|^2$.

3.1.1 Verhalten an einem Strahlteiler

Wenn eine ebene Welle mit einer Amplitude \vec{E}_i auf den Eingang eines Strahlteilers mit einem Transmissionskoeffizienten t und einem Reflexionskoeffizienten r einfällt, sind die Ausgangsfelder immer noch ebene Wellen mit den Amplituden $\vec{E}_t = t \cdot \vec{E}_i$ und $\vec{E}_r = r \cdot \vec{E}_i$. Die Ausgangsintensitäten sind dann:

$$I_t = t^2 \cdot |\vec{E}_i|^2 = t^2 \cdot I_i \quad (8)$$

$$I_r = r^2 \cdot |\vec{E}_i|^2 = r^2 \cdot I_i \quad (9)$$

Unter der Annahme eines idealen verlustfreien Strahlteilers addieren sich die Quadrate der Koeffizienten zu 1:

$$t^2 + r^2 = 1 \quad (10)$$

3.1.2 Interferenz

Nehmen wir den Versuchsaufbau¹ an, der in Abbildung 2 gezeigt ist: Eine Lichtwelle \vec{E}_i (grüner Pfeil), wird an einem Strahlteiler geteilt. Das Licht von jedem Ausgang, \vec{E}_α und \vec{E}_β (blaue gestrichelte Pfeile), trifft dann bei normalem Einfall auf einen Spiegel und wird zurück in den Strahlteiler reflektiert. Nach Reflexion an den Spiegeln am Ende beider Arme werden die Lichtwellen am Strahlteiler rekombiniert und treten in Richtung des Detektors (\vec{E}_d) sowie zurück zur Lichtquelle (\vec{E}_s) aus (rot gestrichelte Pfeile). Der Detektor kann dabei z.B. ein Bildschirm, eine Kamera oder das Auge sein.

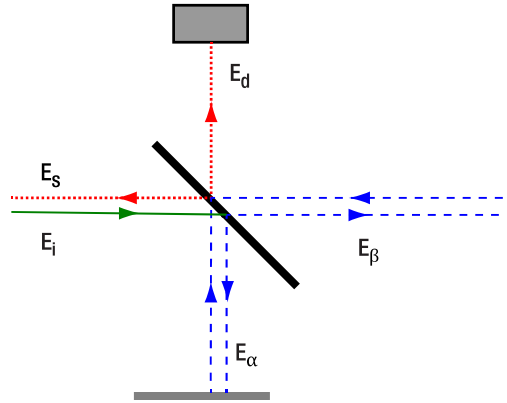


Abbildung 2 Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers

Wenn das Eingangsfeld eine Amplitude E_i hat und das Verhältnis der Strahlteiler 50:50 ist, dann sind die Amplituden E_α und E_β in den beiden Armen des Interferometers:

$$E_\alpha = E_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_i \quad (11)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Weglängen Δl der Arme α und β verschiebt sich die Phase der Felder in den Armen gegeneinander mit einer Phasendifferenz ϕ :

$$\phi = \frac{2\pi\Delta l}{\lambda} \quad (12)$$

Die Amplitude des Feldes E_d am Ausgang ist dann:

$$E_d = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_\alpha + E_\beta \cdot e^{i\phi}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_i + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_i \cdot e^{i\phi} \right) = \frac{1}{2} \cdot E_i \cdot (1 + e^{i\phi}) \quad (13)$$

Die Intensität I_d , die am Detektor im Ausgangspfad gemessen wird, ist dann:

$$I_d = |E_d|^2 = \frac{|E_i|^2}{4} \cdot (1 + e^{i\phi}) \cdot (1 + e^{-i\phi}) = \frac{I_i}{4} (2 + 2 \cos \phi) = \frac{I_i}{2} (1 + \cos \phi) \quad (14)$$

wobei I_i die Intensität des Lichts am Eingang ist. Abhängig von der Pfadlängendifferenz kann die Ausgangsintensität also von 0 (destruktive Interferenz) bis I_i (konstruktive Interferenz) betragen.

Wenn zwei Strahlen an einem Strahlteiler kombiniert werden, ergibt sich aus der Energieerhaltung, dass in einem der ausgehenden Felder die eingehenden Felder eine zusätzliche Phasenverschiebung π zueinander² erfahren. In welchem ausgehenden Strahl dies geschieht, hängt von der tatsächlichen Konstruktion des Strahlteilers ab. Hier ordnen wir die zusätzliche Phasenverschiebung dem Ausgangsfeld \vec{E}_s zu, das zurück zum Laser geht. Die Feldamplitude E_s und die Intensität I_s in diesem Pfad sind dann:

$$E_s = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_\alpha + E_\beta \cdot e^{i(\phi+\pi)}) = \frac{1}{2} \cdot E_i \cdot (1 + e^{i(\phi+\pi)}) \quad (15)$$

¹ Thorlabs bietet mit dem EDU-MINT2(M) ein Lernpaket für die klassische Interferometrie an. Das Handbuch ist kostenlos auf der Produktwebseite erhältlich und stellt das Michelson-Interferometer näher vor.

² M. Fox, Quantum Optics: An Introduction. (Oxford University Press, Oxford, 2006)

$$I_s = |E_s|^2 = \frac{|E_i|^2}{4} \cdot (1 + e^{i(\phi+\pi)}) \cdot (1 + e^{-i(\phi+\pi)}) = \frac{I_i}{4} (2 + 2 \cos(\phi + \pi)) = \frac{I_i}{2} (1 - \cos \phi) \quad (16)$$

Es ist offensichtlich, dass die Summe der Intensitäten in den beiden Ausgangsarmen immer gleich der Eingangsintensität I_i ist, was bedeutet, dass die Energie erhalten bleibt.

3.1.3 Polarisation

Die Maxwell-Gleichungen zeigen, dass das elektromagnetische Feld ein transversales Feld ist, d.h. die Feldvektoren stehen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung². Abbildung 3 zeigt ein Beispiel für eine solche Welle.

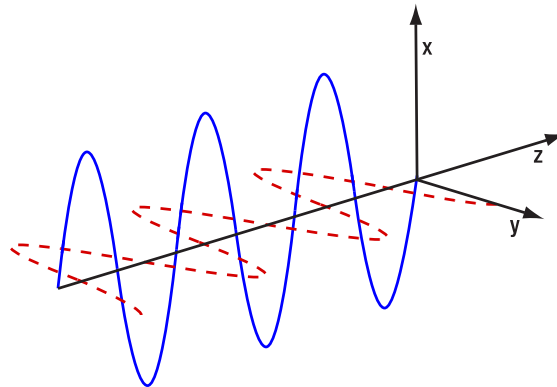


Abbildung 3 Eine elektromagnetische Welle, die sich entlang der z-Richtung ausbreitet. Das elektrische Feld ist als durchgezogene blaue Linie und das magnetische Feld als rote gestrichelte Linie markiert.

Die Polarisation wird durch die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors definiert; daher wird das magnetische Feld in den folgenden Gleichungen weggelassen. Für eine ebene Welle, die sich in z-Richtung ausbreitet, liegt der elektrische Feldvektor in der xy-Ebene und kann wie folgt beschrieben werden:

$$\vec{E} = E_x \cdot \vec{u}_x + E_y \cdot \vec{u}_y \quad (17)$$

Für diese ebene Welle gelten die folgenden Gleichungen:

$$E_x = E_{0x} \cdot \cos(kz - \omega t) \quad (18)$$

$$E_y = E_{0y} \cdot \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (19)$$

Hier bezeichnen E_{0x} und E_{0y} die Amplituden der Felder in x- bzw. y-Richtung und ϕ den Phasenfaktor, der beschreibt, dass das Feld in x- und y-Richtung in getrennten Phasen schwingen kann. Die Gesamtamplitude des elektrischen Feldes E_0 ist dann:

$$E_0 = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (20)$$

Der Polarisationsvektor $\vec{\epsilon}$ beschreibt die Richtung der elektrischen Feldschwingung und ist definiert als:

$$\vec{\epsilon} = \frac{E_{0x}}{E_0} \cdot \vec{u}_x + \frac{E_{0y}}{E_0} \cdot e^{i\phi} \cdot \vec{u}_y \quad (21)$$

Das elektrische Feld \vec{E} kann über den Polarisationsvektor beschrieben werden (siehe Literatur³ für eine detailliertere Herleitung) als:

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{i(kz - \omega t)} \cdot \vec{\epsilon} \quad (22)$$

Um die Bedeutung des Polarisationsvektors zu verstehen, ist es hilfreich, einige Spezialfälle zu untersuchen.

³ M. Beck, Quantum Mechanics, Theory and Experiment. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

Lineare Polarisation

Wenn $\phi = 0$ ist, d.h. die x- und y-Komponenten des elektrischen Feldes in Phase schwingen, dann ist \vec{E} ein reeller Vektor, der eine Linie beschreibt, die um einen Winkel θ von der x-Achse versetzt ist:

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}}\right) \tag{23}$$

Das elektrische Feld schwingt entlang dieser Linie und das Licht wird als linear polarisiert bezeichnet. Abbildung 4 zeigt ein Beispiel für ein linear polarisiertes elektrisches Feld.

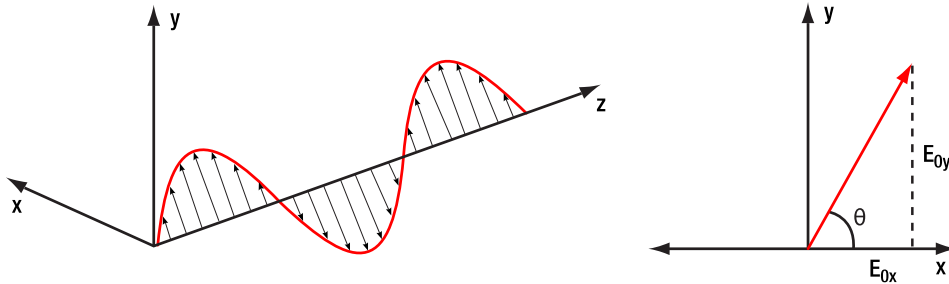


Abbildung 4 Elektrisches Feld einer linear polarisierten Welle. Die Perspektive im rechten Diagramm zeigt in negative z-Richtung (in Richtung der Quelle)

Zirkulare Polarisation

Wenn $\phi = \frac{\pi}{2}$ und $E_{0x} = E_{0y}$ ist, wird der Polarisationsvektor $\vec{\epsilon}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\vec{u}_x + i\vec{u}_y)$. Der Index L bezeichnet die links-zirkulare Polarisation. Wenn man die elektrischen Felder in diesem Fall berechnet und $z = 0$ setzt, um nur die Oszillation in der Zeit an einem festen Punkt zu betrachten, erhält man:

$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \cos(\omega t) \tag{24}$$

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \sin(\omega t) \tag{25}$$

Das bedeutet, dass sich die Richtung des elektrischen Feldes ständig ändert und einen Kreis in der x-y-Ebene beschreibt, daher der Name zirkulare Polarisation. Die Drehung ist gegen den Uhrzeigersinn gerichtet (bei Blick in Richtung der Quelle) und wird links-zirkular polarisiert genannt.

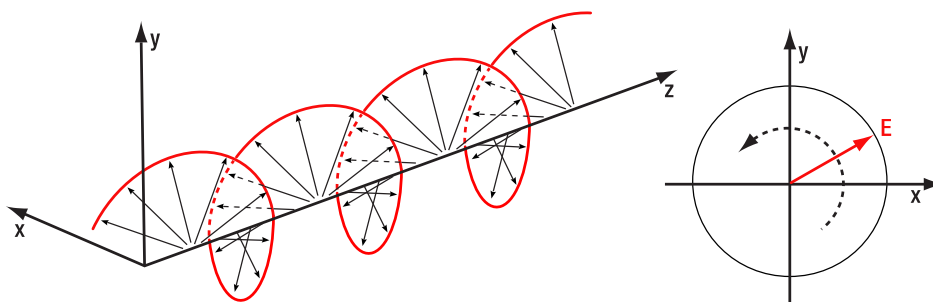


Abbildung 5 Elektrisches Feld einer links-zirkular polarisierten Welle. Die Perspektive im rechten Diagramm zeigt in negative z-Richtung (in Richtung der Quelle)

Eine Phasendifferenz von $\phi = -\frac{\pi}{2}$ führt zu einer Drehung im Uhrzeigersinn (wieder mit Blick auf die Quelle) und das Licht wird dann als rechts-zirkular polarisiert bezeichnet. In diesem Fall wird der Polarisationsvektor:

$$\vec{\epsilon}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\vec{u}_x - i\vec{u}_y) \tag{26}$$

Elliptische Polarisation

Die elliptische Polarisation ist der allgemeine Fall, wenn keiner der oben genannten Sonderfälle zutrifft. Die Phasenverschiebung und das Verhältnis der Amplituden in x- und y-Richtung bestimmen die Ausrichtung und Exzentrizität der Ellipse.

Lineare Polarisatoren

Lineare Polarisatoren sind optische Elemente, die nur die Komponente des einfallenden Lichts durchlassen, die entlang der Polarisatorachse orientiert ist. Das Licht nach dem Polarisator ist dann entlang dieser Achse linear polarisiert.

Die Polarisation von linear polarisiertem Licht, das einen linearen Polarisator passiert, wird auf die Polarisatorachse projiziert und die Intensität wird gemäß dem Malus-Gesetz abgeschwächt:

$$I_{out} = I_{in} \cdot \cos^2(\theta_{in} - \theta_{pol}) \quad (27)$$

Hierbei bezeichnen I_{in} und I_{out} die Intensitäten vor bzw. nach dem Polarisator. θ_{in} ist der Winkel zwischen der Polarisation des einfallenden Lichts und der x-Achse, während θ_{pol} der Winkel zwischen der Achse des Polarisators und der x-Achse ist.

Die Intensität von zirkular polarisiertem Licht wird immer um einen Faktor von $\frac{1}{2}$ abgeschwächt, wenn es durch einen linearen Polarisator fällt, unabhängig von der Achse des Polarisators.

3.2 Mathematischer Formalismus der Quantenmechanik

Bevor im nächsten Abschnitt die quantenmechanische Behandlung des elektromagnetischen Feldes vorgestellt wird, wird in diesem Abschnitt eine sehr kurze Einführung in die Quantenmechanik gegeben, allerdings nur so weit, wie es für die Berechnungen im weiteren Verlauf des Kapitels erforderlich ist. Eine ausführlichere Einführung finden Sie in der Literatur^{4,5}.

3.2.1 Dirac-Notation

In diesem Kapitel wird die von Dirac eingeführte Bra-Ket-Notation verwendet. Im folgenden Unterabschnitt wird ein kurzer Überblick über die Komponenten und ihre mathematischen und physikalischen Bedeutungen gegeben.

3.2.2 Allgemeiner Fall

Ein Ket wird in der Form $|w\rangle$ geschrieben. Mathematisch gesehen ist er ein Vektor in einem Vektorraum V .

Ein Bra wird in der Form $\langle f|$ geschrieben. Mathematisch gesehen ist er eine lineare Form $f: V \rightarrow \mathbb{C}$, die einen Vektor auf die Ebene der komplexen Zahlen abbildet.

Die Anwendung einer linearen Form $\langle f|$ auf einen Ket $|w\rangle$ wird als $\langle f|w\rangle$ dargestellt. Das Ergebnis dieser Operation ist eine komplexe Zahl.

3.2.3 Anwendung in Quantenmechanik und Quantenoptik

In der Quantenphysik können Quantenzustände durch Vektoren in einem komplexen Hilbert-Raum dargestellt werden (die genaue Beschaffenheit dieses Raums hängt vom jeweiligen Problem ab), was die Berechnung in den meisten Fällen erleichtert. Diese Vektoren werden mit Kets bezeichnet. Das/die Symbol(e) innerhalb des Kets sind eine Bezeichnung für den Zustand, sie sind keine mathematische Einheit, mit der Operationen durchgeführt werden können. Zum Beispiel gilt im Allgemeinen $|1\rangle + |2\rangle \neq |3\rangle$ und $\frac{1}{2}|2\rangle \neq |1\rangle$.

Da ein inneres Produkt (\cdot, \cdot) in jedem Hilbert-Raum definiert ist (hierbei ist das Symbol " \cdot " ein Platzhalter für jedes mögliche Element des Hilbert-Raums), kann der Bra $\langle v|$ so verstanden werden, dass der Vektor $v \equiv |v\rangle$ die erste Position des inneren Produkts einnimmt, also $(v, \cdot) \equiv \langle v|$. Ein Bra $\langle v|$ der auf einen Ket $|w\rangle$ wirkt, wird dann

⁴ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

⁵ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

verstanden als das innere Produkt $(v, w) \equiv \langle v|w \rangle$. Dieses wird typischerweise als eine Projektion des Zustands $|w\rangle$ auf den Zustand $|v\rangle$ interpretiert, d.h. als die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Zustand $|w\rangle$ in den Zustand zu kollabieren $|v\rangle$. Das innere Produkt ist antilinear, d.h. der Austausch der Komponenten ergibt das konjugierte komplexe Produkt:

$$\langle v|w \rangle = \langle w|v \rangle^* \quad (28)$$

3.2.4 Lineare Operatoren

Lineare Operatoren werden mit \hat{A} dargestellt. Wenn sie auf einen Ket wirken, ist das Ergebnis ebenfalls ein Ket, z.B., $\hat{A}|w\rangle = |x\rangle$. Eine typische Art, lineare Operatoren zu konstruieren, ist das äußere Produkt. Wenn $|w\rangle$ ein Ket und $\langle v|$ ein Bra ist, dann ist das äußere Produkt definiert als $|w\rangle\langle v|$ und wirkt auf einen Ket $|x\rangle$ wie folgt:

$$|w\rangle\langle v|(|x\rangle) \equiv |w\rangle\langle v|x\rangle = \langle v|x\rangle \cdot |w\rangle \quad (29)$$

Lineare Operatoren sind distributiv, d.h.:

$$(\hat{A} + \hat{B})|w\rangle = \hat{A}|w\rangle + \hat{B}|w\rangle \quad (30)$$

$$\hat{A}(|w_1\rangle + |w_2\rangle) = \hat{A}|w_1\rangle + \hat{A}|w_2\rangle \quad (31)$$

Im Folgenden sind einige spezielle Typen von Operatoren aufgelistet, die später von Bedeutung sind.

Adjungierter Operator

Für jeden linearen Operator \hat{A} gibt es einen Operator \hat{A}^\dagger , für den Folgendes gilt:

$$\text{Wenn } \hat{A}|w\rangle = |x\rangle, \text{ dann } \langle w|\hat{A}^\dagger = \langle x| \text{ für alle } |w\rangle \text{ und } |x\rangle \quad (32)$$

Der Operator \hat{A}^\dagger heißt der adjungierte Operator zu \hat{A} .

Identitätsoperator

Der Identitätsoperator $\hat{1}$ hat keine Auswirkungen auf einen Zustand, d.h.:

$$\hat{1}|w\rangle = |w\rangle \text{ für alle } |w\rangle \quad (33)$$

Inverser Operator

Der inverse Operator zu \hat{A} wird bezeichnet als \hat{A}^{-1} bezeichnet und ist definiert als:

$$\hat{A}\hat{A}^{-1} = \hat{A}^{-1}\hat{A} = \hat{1} \quad (34)$$

Unitärer Operator

Ein unitärer Operator ist ein Operator, für den die folgende Gleichung gilt:

$$\hat{U}\hat{U}^\dagger = \hat{U}^\dagger\hat{U} = \hat{1} \quad (35)$$

Projektionsoperator

Ein Operator der Form $\hat{P}_w = |w\rangle\langle w|$ wird Projektionsoperator genannt, weil er jeden Zustand im Hilbert-Raum auf den Zustand $|w\rangle$ abbildet. Projektionsoperatoren sind idempotent, d.h.:

$$\hat{P}_w^2 = \hat{P}_w \quad (36)$$

Das bedeutet, dass nach einer einmaligen Projektion auf den Zustand $|w\rangle$ jede weitere Projektion auf denselben Zustand nichts mehr ändert.

Hermitesche Operatoren

Ein Operator wird hermitesch oder selbstadjungiert genannt, wenn er mit seinem eigenen adjungierten Operator identisch ist, d.h.:

$$\hat{O} = \hat{O}^\dagger \quad (37)$$

Hermitesche Operatoren spielen in der Quantenmechanik eine Schlüsselrolle, da sie messbare physikalische Größen wie Energie oder Impuls darstellen.

3.2.5 Eigenzustände und Eigenwerte

Wenn es für einen linearen Operator \hat{A} einen oder mehrere Zustandsvektoren gibt $|A_i\rangle$ für die:

$$\hat{A}|A_i\rangle = A_i|A_i\rangle \quad (38)$$

werden diese Vektoren als Eigenzustände von \hat{A} bezeichnet und die A_i (im Allgemeinen komplexe Zahlen) werden Eigenwerte genannt.

Wenn $|A_i\rangle$ ein Eigenzustand von \hat{A} ist, dann gilt die folgende Beziehung für den entsprechenden Bra $\langle A_i|$ und den adjungierten Operator \hat{A}^\dagger :

$$\langle A_i|\hat{A}^\dagger = A_i^* \cdot \langle A_i| \quad (39)$$

Hierbei ist A_i^* der komplex konjugierte Wert von A_i .

3.2.6 Kommutator-Beziehungen

Im Allgemeinen sind Operatoren nicht kommutativ, d.h.: $\hat{A}\hat{B} \neq \hat{B}\hat{A}$. Der Kommutator von zwei Operatoren ist definiert als:

$$[\hat{A}, \hat{B}] \equiv \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} \quad (40)$$

Wenn $[\hat{A}, \hat{B}] = 0$ ist, werden die Operatoren als kommutierend bezeichnet.

3.2.7 Basen des Hilbert-Raums

In jedem Hilbert-Raum gibt es mindestens eine orthonormale Basis, d.h. eine Menge von Vektoren $|b_i\rangle$ für die die folgende Beziehung gilt:

$$\langle b_i|b_j\rangle = \delta_{ij} \quad (41)$$

wobei δ_{ij} die Kronecker-Delta-Funktion ist, die definiert ist als:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{for } i = j \\ 0 & \text{for } i \neq j \end{cases} \quad (42)$$

Eine orthonormale Basis enthält genauso viele Elemente wie die Dimension des Hilbert-Raums und die Linearkombination dieser Basis kann verwendet werden, um jeden Vektor im Hilbert-Raum zu beschreiben. Seien $|b_i\rangle$ die Basisvektoren in einem N-dimensionalen Hilbert-Raum, dann kann jeder normalisierte Vektor $|w\rangle$ (Bedeutung: $\langle w|w\rangle = 1$) ausgedrückt werden als:

$$|w\rangle = \sum_i c_i \cdot |b_i\rangle \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (43)$$

Hier sind die c_i komplexe Koeffizienten, für die das Folgende gilt:

$$\sum_i |c_i|^2 = 1 \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (44)$$

Wenn ein Ket $|w\rangle$ durch eine Basis des Hilbert-Raums ausgedrückt wird, ist der entsprechende Bra:

$$\langle w| = \sum_i c_i^* \cdot \langle b_i| \quad (45)$$

Hier werden die Basisvektoren durch ihre entsprechenden Bras ersetzt und die Koeffizienten sind die konjugierten Komplexe derjenigen, die verwendet werden, um den Ket auszudrücken.

Außerdem gilt für eine orthonormale Basis die folgende Beziehung:

$$\hat{1} = \sum_i \hat{P}_{b_i} = \sum_i |b_i\rangle\langle b_i| \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (46)$$

Hierbei ist $\hat{P}_{b_i} = |b_i\rangle\langle b_i|$ ein Projektionsoperator, wie in Abschnitt 3.2.4. beschrieben. Die Eigenzustände eines hermiteschen Operators in einem endlich dimensionalen Hilbert-Raum bilden immer eine orthonormale Basis, und die Eigenwerte sind reelle Zahlen.

3.2.8 Observablen

Eine Observable ist eine beliebige physikalisch messbare Größe, wie Impuls, Energie oder Polarisation. Jede Observable entspricht einem hermiteschen Operator und die möglichen Ergebnisse einer Messung der Observable sind die Eigenwerte des entsprechenden Operators.

Für ein System in einem beliebigen normalisierten Zustand $|\psi\rangle$ ist die Wahrscheinlichkeit der Messung des Wertes λ :

$$P(\lambda \parallel \psi) = |\langle \lambda | \psi \rangle|^2 \quad (47)$$

Hierbei ist λ der Eigenwert zum Eigenzustand $|\lambda\rangle$.

Mit Gleichung (46) und der Tatsache, dass die Eigenvektoren eines hermiteschen Operators eine Basis des Hilbert-Raums bilden, können wir jeden hermiteschen Operator \hat{O} mit den Eigenvektoren $|\lambda_i\rangle$ umschreiben als:

$$\hat{O} = \hat{O}\hat{1} = \sum_i \hat{O}|\lambda_i\rangle\langle\lambda_i| = \sum_i \lambda_i \cdot |\lambda_i\rangle\langle\lambda_i| \quad (48)$$

3.2.9 Messungen und Superposition von Quantenzuständen

In diesem Unterabschnitt ist eine wesentliche Eigenschaft der Quantenphysik verborgen: die Superposition von Zuständen. Wie bereits erwähnt, ist die Messung einer Observablen O eines Teilchens im Zustand $|\psi\rangle$ im Allgemeinen ein beliebiger Eigenwert λ_i des Operators \hat{O} . Das liegt daran, dass sich das Teilchen vor der Messung in einer Überlagerung aller Eigenzustände $|\lambda_i\rangle$ des Operators befindet.

$$|\psi\rangle = \sum_i c_i \cdot |\lambda_i\rangle$$

Das Ergebnis der Messung ist nicht im Voraus festgelegt! Die Superpositionskoeffizienten c_i geben die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Messergebnisse an (und definieren den Zustand $|\psi\rangle$).

Bei der Berücksichtigung mehrerer Messungen sind zwei Fälle zu unterscheiden:

Mehrere Messungen an demselben Partikel:

Nach einer Messung, die ein Ergebnis von λ_i ergibt, wird der Zustand zu $|\lambda_i\rangle$ geändert. Das bedeutet, dass jede aufeinanderfolgende Messung der gleichen Observablen mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% wieder λ_i ergibt (es sei denn, der Zustand wurde in der Zwischenzeit verändert, z.B. durch die Messung einer anderen Observablen). Dieser Prozess der Zustandsänderung durch eine Messung wird oft als Kollaps des Zustands (der Superposition von Zuständen) bezeichnet, wie in: „Die Messung ergab λ_i , also kollabierte der Zustand zu $|\lambda_i\rangle$.“

Mehrere Messungen an identischen Partikeln:

Hier wird ein entscheidender Unterschied zwischen der klassischen und der Quantenphysik sichtbar: In der klassischen Physik ist eine Größe wie der Impuls immer wohldefiniert (auch wenn sie unbekannt ist). Wenn man Messungen dieser Größe an einem Ensemble identischer Teilchen im gleichen Zustand durchführt, erhält man immer das gleiche Ergebnis. Das ist in der Quantenphysik nicht der Fall: Messungen an einem Ensemble von Teilchen im gleichen Zustand können zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Das Ergebnis vor der Messung ist nicht nur unbekannt, sondern kann aus Prinzip nie bekannt sein!

3.2.10 Erwartungswerte

Wenn viele Messungen einer Beobachtungsgröße O an einem Zustand $|\psi\rangle$ durchgeführt werden (nicht an demselben System, sondern an einem Ensemble von Systemen im identischen Zustand), dann wird der erwartete Durchschnitt der Messergebnisse als Erwartungswert $\langle O \rangle$ der Messung bezeichnet. Er wird wie folgt berechnet:

$$\langle O \rangle = \langle \psi | \hat{O} | \psi \rangle \tag{49}$$

Die Wahrscheinlichkeit der Messung eines bestimmten Eigenwerts λ von \hat{O} ist:

$$P(\lambda \parallel \psi) = |\langle \lambda | \psi \rangle|^2 = \langle \lambda | \psi \rangle^* \cdot \langle \lambda | \psi \rangle = \langle \psi | \lambda \rangle \cdot \langle \lambda | \psi \rangle = \langle \psi | \hat{P}_\lambda | \psi \rangle = \langle P_\lambda \rangle \tag{50}$$

Für die dritte Gleichheit haben wir die antilineare Eigenschaft des inneren Produkts verwendet, siehe Gleichung (28). Wir sehen, dass die Wahrscheinlichkeit, einen Eigenwert zu messen, der Erwartungswert des Projektionsoperators \hat{P}_λ auf den entsprechenden Eigenzustand $|\lambda\rangle$ ist.

Die Varianz der Messung ist:

$$\Delta O^2 = \langle \hat{O}^2 \rangle - \langle \hat{O} \rangle^2 \tag{51}$$

3.2.11 Gemischte Zustände

Zustände, die durch einen einzigen Ket-Vektor ausgedrückt werden können, werden reine Zustände genannt. Es gibt jedoch Zustände des elektromagnetischen Feldes, die nicht durch einen reinen Zustand dargestellt werden können. Stattdessen handelt es sich um statistische Mischungen von reinen Zuständen, d.h. man kann nur die Wahrscheinlichkeiten dafür angeben, dass sich das System in einem von zwei oder mehr reinen Zuständen befindet. Diese Zustände werden als gemischte Zustände⁶ bezeichnet und durch den sogenannten Dichteoperator ausgedrückt:

$$\hat{\rho} = \sum_{n=1}^N P_n |n\rangle \langle n| \quad \text{with} \quad 0 < P_n \leq 1 \quad \text{and} \quad \sum_{n=1}^N P_n = 1 \tag{52}$$

Die P_n sind die Wichtungen für die reinen Zustände und können als die Wahrscheinlichkeiten des gemischten Zustands interpretiert werden, sich so zu verhalten, als wäre er im entsprechenden reinen Zustand, wenn eine Observable gemessen wird. Beachten Sie, dass es sich dabei **nicht** um die Wahrscheinlichkeit handelt, dass der gemischte Zustand der reine Zustand **ist**. Die Zahl N kann hier eine beliebige Zahl sein.

3.2.12 Kombination von Quantensystemen

Nehmen wir an, es gibt zwei Quantensysteme (z.B. Teilchen), genannt A und B. Jedes System hat einen entsprechenden Hilbert-Raum, H_A und H_B und eine Menge von orthonormalen Basisvektoren $|A_i\rangle$ und $|B_j\rangle$. Wenn die beiden Quantensysteme interagieren, dann ist der Zustand des kombinierten Systems ein Element des erweiterten Hilbertraums $H_{AB} = H_A \otimes H_B$. Das Symbol \otimes bezeichnet das Tensorprodukt. Die Dimension von H_{AB} ist das Produkt aus den Dimensionen von H_A und H_B und $|A_i\rangle \otimes |B_j\rangle$ ist eine orthonormale Basis von H_{AB} .

Sei $|\psi_A\rangle_A$ sei ein normalisierter Vektor in H_A und $|\psi_B\rangle_B$ ein normalisierter Vektor in H_B . Dann ist $|\psi_A\rangle_A \otimes |\psi_B\rangle_B$ ebenfalls normalisiert und ein Element von H_{AB} . Um die Notation zu vereinfachen, definieren wir:

$$|\psi_A\rangle_A \otimes |\psi_B\rangle_B \equiv |\psi_A, \psi_B\rangle \equiv |\psi_A\rangle |\psi_B\rangle \tag{53}$$

Ausgedrückt in der orthonormalen Basis $|A_i\rangle \otimes |B_j\rangle$ ist der Zustand:

$$|\psi_A, \psi_B\rangle = \sum_{i,j} c_{ij} |A_i\rangle |B_j\rangle \quad \text{with} \quad \sum_{i,j} |c_{ij}|^2 = 1 \tag{54}$$

Das innere Produkt von zwei Vektoren $|\psi_A, \psi_B\rangle$ und $|\phi_A, \phi_B\rangle$ in H_{AB} ist definiert als:

$$\langle \psi_A, \psi_B | \phi_A, \phi_B \rangle \equiv \langle \psi_A | \phi_A \rangle \cdot \langle \psi_B | \phi_B \rangle \tag{55}$$

⁶ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

Eine Beobachtungsgröße eines Subsystems wird immer noch durch einen Operator dargestellt. Sei O_A eine Beobachtungsgröße im Teilsystem A. Dann ist $\hat{O}_A \hat{1}_B$ ein Operator, der nur auf denjenigen Teil des kombinierten Zustands wirkt, welcher das Teilsystem A beschreibt und dabei das Teilsystem B unverändert lässt. Oft wird dies nur geschrieben als \hat{O}_A .

Der Erwartungswert von O_A für einen kombinierten Zustand $|\psi_A, \psi_B\rangle$ ist:

$$\langle \hat{O}_A \rangle = \langle \psi_A, \psi_B | \hat{O}_A | \psi_A, \psi_B \rangle \quad (56)$$

3.3 Quantenbeschreibung von Licht

In diesem Abschnitt geben wir einen kurzen Überblick über die Quantenbeschreibung von Licht und konzentrieren uns dabei auf die Lichtzustände, die für die Experimente in diesem Kit am wichtigsten sind. Eine ausführlichere Einführung finden Sie in der Literatur⁷.

Um das elektromagnetische Feld quantenmechanisch zu behandeln, wird angenommen, dass jede Mode des Feldes einem harmonischen Oszillator⁸ entspricht. Der Hamilton-Operator einer Mode des elektromagnetischen Feldes kann dann geschrieben werden als:

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\hat{n} + \frac{1}{2} \right) \quad (57)$$

Hierbei bezeichnet $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, wobei h die Planck-Konstante ist, ω steht für die Resonanz-Winkelfrequenz und \hat{n} für den Besetzungszahlenoperator. Der Besetzungszahlenoperator lässt sich durch den Vernichtungsoperator \hat{a} und den Erzeugungsoperator \hat{a}^\dagger darstellen als:

$$\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a} \quad (58)$$

Die Quantenmechanik behandelt also das elektromagnetische Feld als quantisierte Anregung in (Energie-)Paketen von $\hbar\omega$. Diese Pakete werden Photonen genannt.

3.3.1 Fock-Zustände

Ein einzelnes Photon ist das fundamentale Anregungsquantum des elektromagnetischen Feldes, d.h. die kleinstmögliche Anregung des Feldes. Es wird durch den sogenannten Fock-Zustand $|1\rangle$ beschrieben. Fock-Zustände beschreiben im Allgemeinen die fundamentalen Anregungen des elektromagnetischen Feldes. Sie sind die Eigenzustände $|n\rangle$ des Hamilton-Operators und des Besetzungszahlenoperators:

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (59)$$

Für Fock-Zustände gelten die folgenden Gleichungen:

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n} \cdot |n-1\rangle \quad (60)$$

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1} \cdot |n+1\rangle \quad (61)$$

Hier erschließt sich die Bedeutung hinter den Namen der Operatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger . Wenn der Vernichtungsoperator auf einen Fock-Zustand wirkt, führt das zu einem Fock-Zustand mit einem Photon weniger, während die Anwendung des Erzeugungsoperators auf einen Fock-Zustand zu einem Fock-Zustand mit einem zusätzlichen Photon führt. Der Grundzustand des elektromagnetischen Feldes ist $|0\rangle$ und wird Vakuumzustand genannt. Er beschreibt die vollständige Abwesenheit von Photonen.

Die Operatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger kommutieren nicht. Der Kommutator kann berechnet werden, indem man ihn auf einen Zustand $|n\rangle$ einwirken lässt und die obigen Definitionen anwendet:

$$\begin{aligned} [\hat{a}, \hat{a}^\dagger]|n\rangle &= \hat{a}\hat{a}^\dagger|n\rangle - \hat{a}^\dagger\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n+1} \cdot \hat{a}|n+1\rangle - \sqrt{n} \cdot \hat{a}^\dagger|n-1\rangle \\ &= \sqrt{n+1}\sqrt{n+1} \cdot |n\rangle - \sqrt{n}\sqrt{n} \cdot |n\rangle = (n+1-n)|n\rangle = 1 \cdot |n\rangle \end{aligned} \quad (62)$$

⁷ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

⁸ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

Da dies für jeden Zustand $|n\rangle$ gilt, erhalten wir:

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1 \tag{63}$$

Der Erwartungswert und die Varianz der Photonenzahl in einem Fock-Zustand sind:

$$\langle n|\hat{n}|n\rangle = n \cdot \langle n|n\rangle = n \tag{64}$$

$$\Delta n^2 = \langle n|\hat{n}^2|n\rangle - \langle n|\hat{n}|n\rangle^2 = n^2 - n^2 = 0 \tag{65}$$

Das bedeutet, dass eine Feldmode in einem Fock-Zustand genau n Photonen enthält, siehe die linke Grafik in Abbildung 6. Die experimentelle Erzeugung von Fock-Zuständen war lange Zeit eine Herausforderung. Heutzutage gibt es zuverlässige Methoden, um Licht im Zustand $n = 1$ zu erzeugen, aber Fock-Zustände mit höheren Photonenzahlen erfordern immer komplexere Techniken.

3.3.2 Kohärente Zustände

Eine ebene elektromagnetische Welle mit konstanter Amplitude, wie sie z.B. von einem (stark abgeschwächten) Laser ausgesendet wird, **ist nicht dasselbe wie** ein Fock-Zustand mit einer Anzahl von Photonen, die der in der Welle enthaltenen Energie entspricht. Stattdessen wird eine solche ebene Welle durch einen kohärenten Zustand beschrieben.

Ein solcher kohärenter Zustand kann als lineare Kombination von Fock-Zuständen ausgedrückt werden, da Fock-Zustände eine orthonormale Basis des Fock-Raums bilden. Der kohärente Zustand $|\alpha\rangle$ ist:

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \cdot |n\rangle \right) \tag{66}$$

Kohärente Zustände sind die Eigenzustände des Vernichtungsoperators \hat{a} , d.h., $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha \cdot |\alpha\rangle$. Der Vernichtungsoperator ist nicht hermitesch, so dass im Allgemeinen die Eigenwerte α komplexe Zahlen sind. Kohärente Zustände sind das beste quantenmechanische Analogon zu klassischen Oszillatoren.

Die mittlere Photonenzahl (Erwartungswert des Besetzungszahlenoperators) eines kohärenten Zustands ist:

$$\langle n\rangle = \langle \alpha|\hat{n}|\alpha\rangle = \langle \alpha|\hat{a}^\dagger \hat{a}|\alpha\rangle = \alpha^* \cdot \alpha \cdot \langle \alpha|\alpha\rangle = |\alpha|^2 \tag{67}$$

Die Varianz eines solchen Zustands ist:

$$\begin{aligned} \Delta n^2 &= \langle \alpha|\hat{n}^2|\alpha\rangle - \langle \alpha|\hat{n}|\alpha\rangle^2 = \langle \alpha|\hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a}|\alpha\rangle - |\alpha|^4 = \alpha^* \cdot \alpha \cdot \langle \alpha|\hat{a} \hat{a}^\dagger|\alpha\rangle - |\alpha|^4 \\ &= |\alpha|^2 \cdot \langle \alpha|1 + \hat{a}^\dagger \hat{a}|\alpha\rangle - |\alpha|^4 = |\alpha|^2 \cdot (1 + |\alpha|^2) - |\alpha|^4 = |\alpha|^2 \end{aligned} \tag{68}$$

Hier haben wir die Kommutatorbeziehung der Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren verwendet: $\hat{a} \hat{a}^\dagger = 1 + \hat{a}^\dagger \hat{a}$ (siehe Abschnitt 3.3.1). Die Varianz ist gleich dem Erwartungswert, was auf eine Poisson-Verteilung der Photonenzahlen hindeutet. In der Tat kann bewiesen werden, dass die Wahrscheinlichkeiten, dass ein kohärenter Zustand in verschiedenen Fock-Zuständen gemessen wird, einer Poisson-Verteilung folgen⁹, wie im mittleren Diagramm von Abbildung 6 gezeigt.

3.3.3 Thermische Zustände

Neben Fock-Zuständen und kohärenten Zuständen gibt es auch andere, chaotischere Zustände des Lichts. Dazu gehören die Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers, fluoreszierende Lichtquellen und LEDs. Chaotisches Licht kann nicht durch einen reinen Quantenzustand beschrieben werden. Stattdessen ist es eine statistische Mischung aus reinen Zuständen; solche gemischten Zustände sind in Abschnitt 3.2.11 erklärt.

Alle oben genannten chaotischen Lichtquellen haben die gleiche Photonenzahlverteilung für eine feste mittlere Photonenzahl $\langle \hat{n} \rangle$:

⁹ M. Fox, *Quantum Optics: An Introduction*. (Oxford University Press, Oxford, 2006).

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} \quad (69)$$

Es kann gezeigt werden, dass die Varianz für die Wahrscheinlichkeitsverteilung in Gleichung (69) immer wie folgt gegeben ist:

$$\Delta n^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle \quad (70)$$

Da ein schwarzer Körper das prominenteste Beispiel für diese Art von Lichtquelle ist, werden alle Zustände mit dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung im Folgenden als thermische Zustände bezeichnet, auch wenn die explizite Dichtematrix von der genauen Art der Quelle abhängt. Zum Beispiel kann der Zustand eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur T durch die folgende Dichtematrix¹⁰ ausgedrückt werden:

$$\hat{\rho} = \left(1 - e^{\left(\frac{-\hbar\omega}{k_b T}\right)}\right) \cdot e^{\left(\frac{-\hbar\omega \hat{n}}{k_b T}\right)} \quad (71)$$

Hierbei ist ω die Winkelfrequenz und k_b die Boltzmann-Konstante. Der Exponentialwert des Besetzungszahlenoperators ist durch eine Potenzreihenentwicklung definiert.

Man kann aus Gleichung (70) ablesen, dass die Photonenanzahlvarianz von thermischen Zuständen immer größer ist als bei einer Poisson-Verteilung, wie sie bei kohärenten Zuständen vorliegt. Abbildung 6 zeigt ein Diagramm der Photonenanzahlwahrscheinlichkeiten für einen Fock-Zustand, einen kohärenten Zustand und einen thermischen Zustand mit der gleichen mittleren Photonenanzahl 5.

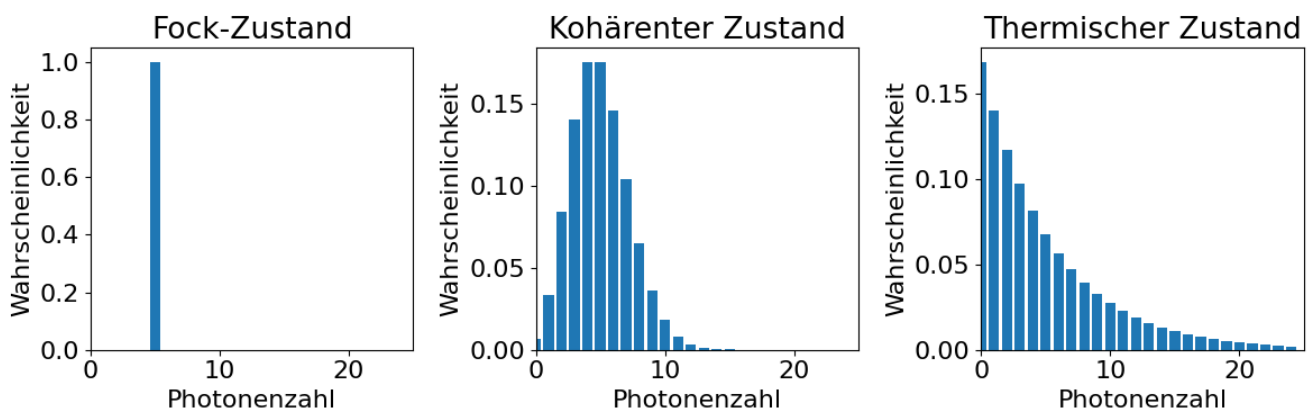


Abbildung 6 Photonenanzahlwahrscheinlichkeiten für einen Fock-Zustand (links), einen kohärenten Zustand (Mitte) und einen thermischen Zustand (rechts), alle mit der gleichen mittleren Photonenanzahl $\langle n \rangle = 5$. Beachten Sie, dass die Skalierung im ersten Diagramm anders ist als im zweiten und dritten, um eine bessere Lesbarkeit zu gewährleisten.¹¹

3.4 Beweis für quantisiertes Licht - Theorie

In der pädagogischen Literatur wird die Quantisierung von Licht oft mit dem photoelektrischen Effekt¹² begründet. Dieses Phänomen kann jedoch vollständig durch semiklassische Theorien beschrieben werden, die keine Quantisierung des elektromagnetischen Feldes erfordern. In diesen Theorien werden nur die Energieniveaus der Atome in der Materie quantisiert¹³, während das Lichtfeld immer noch durch die klassischen Maxwell-Gleichungen definiert ist. Daher sind andere Experimente als der Photoeffekt erforderlich, um die Quantennatur des Lichts zu testen.

¹⁰ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

¹¹ Die Abbildung wurde mit der Qutip Quantum Toolbox für Python erstellt.

¹² B. J. Pearson and D. P. Jackson, *American Journal of Physics*, **78**(5), 471 (2010).

¹³ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

3.4.1 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Ein konzeptionell einfacher Test besteht darin, einen Lichtstrahl mit extrem geringer Intensität auf einen Strahlteiler mit zwei Detektoren an den beiden möglichen Ausgängen des Teilers zu schicken. Wenn das Licht tatsächlich gequantelt ist, dann sollte es unmöglich sein, dass die beiden Detektoren das Licht genau zur gleichen Zeit (in Koinzidenz) detektieren, da ein einzelnes Lichtquant nur in einem der Detektoren gemessen werden kann. Eine Skizze eines solchen Aufbaus, der oft als Intensitätsinterferometer bezeichnet wird und von Hanbury Brown und Twiss (HBT)¹⁴ eingeführt wurde, finden Sie in Abbildung 7.

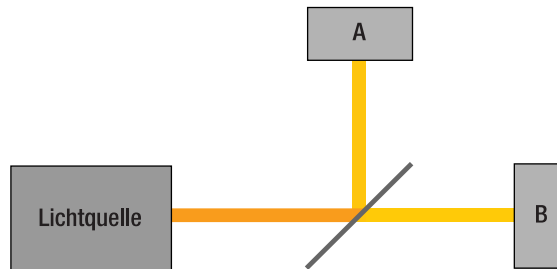


Abbildung 7 Schematische Darstellung eines Intensitätsinterferometers

In diesem Abschnitt konzentrieren wir uns auf die Definition wichtiger Größen, während das Experiment in Abschnitt 3.5.1 beschrieben ist. Die gemessene Größe in diesem Aufbau ist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung. Für das klassische elektromagnetische Feld und zwei Detektoren A und B ist diese Funktion wie folgt definiert:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_A(t + \tau) \cdot I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t + \tau) \rangle \cdot \langle I_B(t) \rangle} \tag{72}$$

Hierbei sind $I_A(t)$ und $I_B(t + \tau)$ die Intensitäten an Detektor A zum Zeitpunkt t und an Detektor B zum Zeitpunkt $t + \tau$. Die spitzen Klammern bezeichnen einen zeitlichen Mittelwert. Die Funktion wird „zweiter Ordnung“ genannt, weil sie die Korrelation von Intensitäten beschreibt. Eine Korrelationsfunktion erster Ordnung beschreibt Korrelationen zwischen Amplituden.

Korrelationen zweiter Ordnung geben Aufschluss über die Natur des Lichts, das in den Aufbau eintritt. Der wichtigste Aspekt ist die Korrelation der Detektorsignale zur gleichen Zeit, d.h. bei $\tau = 0$.

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_A \cdot I_B \rangle}{\langle I_A \rangle \cdot \langle I_B \rangle} \tag{73}$$

Wenn $g_{AB}^{(2)}(0)$ einen Wert von 1 annimmt, bedeutet dies, dass die Detektorsignale völlig unkorreliert sind. Ein Wert größer als 1 bedeutet eine Korrelation der Detektorsignale, d.h. wenn ein Detektor ein großes (kleines) Signal misst, ist es wahrscheinlicher, dass auch der andere Detektor ein großes (kleines) Signal misst, als bei völliger Zufälligkeit zu erwarten wäre. $g^{(2)}(0) < 1$ bedeutet hingegen eine Anti-Korrelation der Signale, d.h. ein großes (kleines) Signal auf einem Detektor fällt mit größerer Wahrscheinlichkeit mit einem kleinen (großen) Signal auf dem anderen Detektor zusammen.

Unter Verwendung der Gleichungen (8) und (9) in Abschnitt 3.1.1 können wir Gleichung (73) nach der Eingangsintensität I_i für den Aufbau in Abbildung 7 umformen (unabhängig von den Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Strahlteilers):

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{\langle I_i^2 \rangle}{\langle I_i \rangle^2} \tag{74}$$

Das Kürzel HBT zeigt an, dass die Gleichung für ein Intensitätsinterferometer gilt, wie es von HBT eingeführt wurde und in Abbildung 7 gezeigt ist. Unter Verwendung der Cauchy-Schwarz-Ungleichung kann bewiesen werden, dass gilt:

¹⁴ R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature*, **177**, 27 (1956).

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{\langle I_i^2 \rangle}{\langle I_i \rangle^2} \geq 1 \quad (\text{klassische Felder}) \quad (75)$$

Das bedeutet, dass für klassische Felder die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung immer größer oder gleich 1 ist und es keine Anti-Korrelation der Detektorsignale geben kann. Dies ist intuitiv, da der Strahlteiler die Welle immer in zwei Anteile mit einem konstanten Verhältnis aufteilt. Die Signale an den Detektoren können dann entweder unkorreliert (Eingangsamplitude zeitlich konstant) oder korreliert sein (Eingangsamplitude variiert zeitlich, beide Detektoren „sehen“ die gleiche Zunahme und Abnahme des Signals) und es gibt keine Möglichkeit, dass das Signal an einem Detektor zunimmt, während das Signal am anderen abnimmt. Im Falle einer konstanten Amplitude und somit unkorrelierter Detektorsignale erwarten wir $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$.

Das bedeutet, dass jedes Experiment, das eine Anti-Korrelation in einer HBT-Anordnung zeigt, die klassische Beschreibung des Lichts verletzt.

3.4.2 Quantenmechanische Behandlung eines Strahlteilers

Um den quantenmechanischen Erwartungswert für das HBT-Experiment zu berechnen, ist es wichtig zu verstehen, wie ein Strahlteiler in der Quantenmechanik behandelt wird. Nehmen wir einen verlustfreien Strahlteiler wie in Abbildung 8 skizziert an. Hierbei sind \hat{a}_1 und \hat{a}_2 die Vernichtungsoperatoren der Eingänge und \hat{a}_3 und \hat{a}_4 die Vernichtungsoperatoren der Ausgänge.

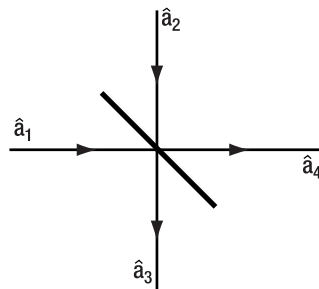


Abbildung 8 Geometrie des Strahlteilers

Unter Verwendung der Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Strahlteilers t und r , kann gezeigt werden¹⁵, dass die folgenden Beziehungen für die Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren der Ein- und Ausgänge gelten:

$$\hat{a}_1 = r \cdot \hat{a}_3 + t \cdot \hat{a}_4 \quad (76)$$

$$\hat{a}_2 = t \cdot \hat{a}_3 - r \cdot \hat{a}_4 \quad (77)$$

$$\hat{a}_1^\dagger = r \cdot \hat{a}_3^\dagger + t \cdot \hat{a}_4^\dagger \quad (78)$$

$$\hat{a}_2^\dagger = t \cdot \hat{a}_3^\dagger - r \cdot \hat{a}_4^\dagger \quad (79)$$

Diese Operatorbeziehungen können dann verwendet werden, um die Eingangszustände des Strahlteilers in die Ausgangszustände zu transformieren. Nehmen wir als wichtiges Beispiel den Eingangszustand $|1\rangle_1|0\rangle_2$, d.h. einen Fock-Zustand mit einer Photonenzahl von 1 am Eingang 1 und dem Vakuumzustand am Eingang 2 (ein einzelnes Photon, das am Eingang 1 auf den Strahlteiler trifft). Dies transformiert zu:

$$|1\rangle_1|0\rangle_2 = \hat{a}_1^\dagger|0\rangle = (r \cdot \hat{a}_3^\dagger + t \cdot \hat{a}_4^\dagger)|0\rangle = r \cdot |1\rangle_3|0\rangle_4 + t \cdot |0\rangle_3|1\rangle_4 \quad (80)$$

Das einzelne Photon am Eingang 1 geht in einen Superpositions-Zustand des Photons an den Ausgängen 3 und 4 über. Die Berechnung des Erwartungswerts der Photonenzahl am Ausgang 3 ergibt:

$$\begin{aligned} & (r \cdot \langle 1|_3 \langle 0|_4 + t \cdot \langle 0|_3 \langle 1|_4) \hat{n}_3 (r \cdot |1\rangle_3|0\rangle_4 + t \cdot |0\rangle_3|1\rangle_4) \\ &= (r \cdot \langle 1|_3 \langle 0|_4 + t \cdot \langle 0|_3 \langle 1|_4) (1 \cdot r \cdot |1\rangle_3|0\rangle_4 + 0 \cdot t \cdot |0\rangle_3|1\rangle_4) \\ &= (r \cdot \langle 1|_3 \langle 0|_4 + t \cdot \langle 0|_3 \langle 1|_4) (r \cdot |1\rangle_3|0\rangle_4) \\ &= r^2 \cdot 1 + r \cdot t \cdot 0 = r^2 \end{aligned} \quad (81)$$

¹⁵ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

Solange keine Messung stattfindet, befindet sich das Photon in einem Überlagerungszustand beider Ausgänge, siehe Abschnitt 3.2.9. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon an einem der Ausgänge gemessen wird, ist genauso verteilt wie die Intensität in der klassischen Beschreibung. Die Messung eines einzelnen Photons ist ein statistischer Prozess: Nur die Wahrscheinlichkeiten sind bekannt, und das Ergebnis lässt sich nicht mit Sicherheit vorhersagen. Allerdings wird sich die Verteilung der Photonen bei einer großen Anzahl von Photonen dem klassischen Ergebnis annähern.

3.4.3 Quantenfelder

Klassisch betrachtet, kann $g^{(2)}(0)$ in einem Intensitätsinterferometer nicht kleiner als 1 sein, wie in Abschnitt 3.4.1 hergeleitet. In diesem Abschnitt werden die Grenzen und erwarteten Werte von $g^{(2)}(0)$ in Abhängigkeit von der Natur des einfallenden Lichts quantenmechanisch hergeleitet.

Die quantenmechanische Korrelationsfunktion zweiter Ordnung ist definiert als¹⁶:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle : \hat{I}_A \hat{I}_B : \rangle}{\langle \hat{I}_A \rangle \cdot \langle \hat{I}_B \rangle} \quad (82)$$

Hierbei sind \hat{I}_A und \hat{I}_B die Intensitätsoperatoren an den Detektoren A und B und die Doppelpunkte bezeichnen die so genannte normale Anordnung, was bedeutet, dass alle Erzeugungsoperatoren links von allen Vernichtungsoperatoren stehen. Diese Funktion hat die gleichen Eigenschaften wie ihr klassisches Gegenstück¹⁷.

Der Intensitätsoperator ist proportional zum Besetzungszahloperator¹⁸, so dass wir schreiben können:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle : \hat{n}_A \hat{n}_B : \rangle}{\langle \hat{n}_A \rangle \cdot \langle \hat{n}_B \rangle} \quad (83)$$

Wenn man die Besetzungszahloperatoren durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren ausdrückt und die normale Anordnung beachtet, kann dies wie folgt geschrieben werden:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle : \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B : \rangle}{\langle \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \rangle \cdot \langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B \rangle} = \frac{\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \hat{a}_B \rangle}{\langle \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \rangle \cdot \langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B \rangle} \quad (84)$$

Nehmen wir nun ein Intensitätsinterferometer an, wie es in Abschnitt 3.4.1 eingeführt wurde. Das Feld an Eingang 1 ist ein beliebiger Zustand $|\psi\rangle$ und das Feld an Eingang 2 befindet sich im Vakuumzustand $|0\rangle$. Die Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren nach dem Strahlteiler können dann durch die entsprechenden Operatoren des einfallenden Feldes über die Gleichungen (76) - (79) (mit $\hat{a}_A = \hat{a}_3$ und $\hat{a}_B = \hat{a}_4$) ausgedrückt werden, so dass der Zähler wie folgt umgeformt wird:

$$\begin{aligned} \langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \hat{a}_B \rangle &= \langle (t\hat{a}_1^\dagger - r\hat{a}_2^\dagger)(r\hat{a}_1^\dagger + t\hat{a}_2^\dagger)(r\hat{a}_1 + t\hat{a}_2)(t\hat{a}_1 - r\hat{a}_2) \rangle \\ &= {}_1\langle \psi | {}_2\langle 0 | (t\hat{a}_1^\dagger - r\hat{a}_2^\dagger)(r\hat{a}_1^\dagger + t\hat{a}_2^\dagger)(r\hat{a}_1 + t\hat{a}_2)(t\hat{a}_1 - r\hat{a}_2) | \psi \rangle_1 | 0 \rangle_2 \\ &= {}_1\langle \psi | (t\hat{a}_1^\dagger)(r\hat{a}_1^\dagger)(r\hat{a}_1)(t\hat{a}_1) | \psi \rangle_1 = r^2 t^2 \cdot {}_1\langle \psi | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 | \psi \rangle_1 \end{aligned} \quad (85)$$

Die Erwartungswerte im Nenner können in ähnlicher Weise geschrieben werden als:

$$\langle \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \rangle = r^2 \cdot {}_1\langle \psi | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 | \psi \rangle_1 \quad (86)$$

$$\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B \rangle = t^2 \cdot {}_1\langle \psi | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 | \psi \rangle_1 \quad (87)$$

Die Kombination dieser Ergebnisse führt zum folgenden Ausdruck für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung des Intensitätsinterferometers:

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \hat{a}_B \rangle}{\langle \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_A \rangle \cdot \langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B \rangle} = \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 \rangle}{\langle \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \rangle^2} \quad (88)$$

¹⁶ J. J. Thorn et al., *American Journal of Physics*, **72**(9), 1210 (2004)

¹⁷ R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

¹⁸ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die erwarteten Werte von $g_{HBT}^{(2)}(0)$ für verschiedene Zustände des einfallenden Lichts bestimmen.

Einzelne Photonen

Das erste Beispiel ist $|1\rangle$, der Fock-Zustand mit der Photonenzahl 1, welcher einzelnes Photon genannt wird.

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{\langle 1|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1\hat{a}_1|1\rangle}{\langle 1|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1|1\rangle^2} = \langle 1|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1\hat{a}_1|1\rangle = \langle 1|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1|0\rangle = 0 \quad (89)$$

Der Erwartungswert für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung mit einem einzelnen Photon, das auf den Strahlteiler trifft, ist Null. Dies beschreibt eine vollständige Anti-Korrelation, d.h. wenn das Photon an einem Ausgang des Strahlteilers detektiert wird, kann es niemals am anderen Ausgang detektiert werden. Das ist intuitiv: Da das Photon die kleinstmögliche Anregung des elektromagnetischen Feldes ist, kann es nicht weiter aufgespalten werden. Dies kann in diesem Kit experimentell bestätigt werden, siehe Abschnitt 9.4.

Laserlicht

Wie ist die Situation für einen stark abgeschwächten Laser? Dieser würde quantenmechanisch durch einen kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ dargestellt werden, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{\langle \alpha|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1\hat{a}_1|\alpha\rangle}{\langle \alpha|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1|\alpha\rangle^2} = \frac{|\alpha|^4}{(|\alpha|^2)^2} = 1 \quad (90)$$

Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für kohärente Zustände ist 1, unabhängig von der mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle = |\alpha|^2$ des Zustands, d.h. das Detektorsignal im Intensitätsinterferometer ist völlig unkorreliert. Das bedeutet, dass selbst ein sehr stark abgeschwächter Laser keine geeignete Quelle für quantenoptische Experimente ist. Die experimentelle Bestätigung ist Teil dieses Kits, beschrieben in Abschnitt 9.1.

Thermisches Licht

Um den Erwartungswert für die Korrelation zweiter Ordnung des thermischen Lichts zu erhalten, hilft es, $g_{AB}^{(2)}(0)$ in Form des Erwartungswertes und der Varianz der Photonenzahl auszudrücken:

$$\begin{aligned} g_{HBT}^{(2)}(0) &= \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1\hat{a}_1 \rangle}{\langle \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 \rangle^2} = \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger(\hat{a}_1\hat{a}_1^\dagger - 1)\hat{a}_1 \rangle}{\langle \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 \rangle^2} = \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 \rangle}{\langle \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 \rangle^2} = \frac{\langle \hat{n}^2 - \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = \frac{\langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} \\ &= \frac{(\Delta n)^2 + \langle \hat{n} \rangle^2 - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = \frac{\langle \hat{n} \rangle^2 + \langle \hat{n} \rangle + \langle \hat{n} \rangle^2 - \langle \hat{n} \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 2 \end{aligned} \quad (91)$$

Für die erste Gleichheit wurde die Kommutatorbeziehung zwischen \hat{a}_1^\dagger und \hat{a}_1 verwendet. Für die vorletzte Gleichheit wurde genutzt, dass für die Varianz $(\Delta n)^2 = \langle \hat{n} \rangle^2 + \langle \hat{n} \rangle$ gilt, wie in Abschnitt 3.3.3 gezeigt.

Infolgedessen ist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für thermisches Licht 2, d.h. die Detektorsignale im Intensitätsinterferometer sind korreliert. Anschaulich formuliert, emittiert die Quelle die meiste Zeit keine Photonen, aber wenn sie es tut, neigt sie dazu, mehrere zur gleichen Zeit zu emittieren, die am Strahlteiler gleichmäßig aufgeteilt werden. Die korrelierten/dichten Ansammlungen von Photonen steigern $g_{HBT}^{(2)}(0)$ über 1.

3.5 Beweis für quantisiertes Licht - Experiment

3.5.1 Hanbury-Brown-Twiss Experiment

Das Konzept des Intensitätsinterferometers (siehe Abschnitt 3.4.1) wurde erstmals 1956 von Hanbury Brown und Twiss (HBT)¹⁹ vorgestellt, als sie nach einer Methode zur Messung der scheinbaren Größe von Sternen suchten. Dies war ein rein klassisches Experiment.

¹⁹ R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature*, **177**, 27 (1956).

Als sie jedoch ihr Experiment im Labor simulierten und eine stark abgeschwächte Spektrallinie aus einer Quecksilberdampflampe als Lichtquelle verwendeten, stellten sie fest, dass die Signale an den beiden Detektoren positiv korreliert waren, d.h. $g_{HBT}^{(2)}(0) > 1$.

Nach der Veröffentlichung dieser Ergebnisse gab es einen Disput über die Interpretation, der von Hanbury Brown und Twiss beigelegt wurde, indem sie zeigten, dass das Ergebnis $g_{HBT}^{(2)}(0) > 1$ mit semiklassischen Theorien vereinbar ist, wie sie in Abschnitt 3.4.1 vorgestellt wurden. Der Grund dafür, dass keine Anti-Korrelation festgestellt wird, obwohl das Licht aus Photonen besteht, liegt im Zustand des einfallenden Lichts. Die Quecksilberdampflampe ist eine thermische Quelle, daher befindet sich das Licht in einer thermischen Zustandsmischung, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung wird daher mittels Gleichung (91) berechnet:

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = 2 \quad (\text{Thermisches Licht}) \quad (92)$$

Bitte beachten Sie, dass dieser Wert nur im Rahmen idealisierter Detektoren mit perfekter Zeitauflösung gemessen werden kann. Die Zeitauflösung realer Detektoren reduziert den gemessenen Wert von $g_{HBT}^{(2)}(0)$ in Richtung des Grenzwerts von 1, wie in Abschnitt 3.5.2 erklärt.

3.5.2 Korrelationsfunktion für Einzelphotonen-Detektoren

Um die extrem niedrigen Intensitäten, die in der Quantenoptik üblich sind, zu detektieren, werden Einzelphoton-Detektoren eingesetzt. Diese Detektoren geben kein kontinuierliches Signal aus, sondern einzelne Ausgangsimpulse (Zählimpulse oder Klicks genannt). Es ist wichtig, sich darüber im Klaren zu sein, dass die Klicks eines solchen Detektors für sich genommen nicht die Quantisierung des Lichtfeldes beweisen. Das Verhalten des Detektors kann mit semiklassischen Theorien erklärt werden, die nur die Energieniveaus im Detektormaterial quantisieren. Die Impulserzeugung ist ein Zufallsprozess, und die Impulsrate ist proportional zur Intensität des Lichts, das auf den Detektor trifft²⁰.

$$P_i = \eta_i \cdot \langle I_i(t) \rangle \cdot \Delta t \quad (93)$$

Hierbei ist P_i die Wahrscheinlichkeit für ein Detektionsereignis am Detektor i in dem kurzen Zeitfenster Δt , η_i die Detektionseffizienz des Detektors i und $I_i(t)$ die Intensität des auf den Detektor i treffenden Lichts.

Um die Korrelationsfunktion für Einzelphotonendetektoren zu berechnen, muss Gleichung (72) modifiziert werden, um die Zählraten anstelle der Intensitäten einzubeziehen.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Detektionsereignis am Detektor i in einem kurzen Zeitfenster Δt gefolgt von einem Detektionsereignis am Detektor j (ebenfalls in einem kurzen Zeitfenster Δt) nach einer Zeit τ ist:

$$P_{ij}(\tau) = \eta_i \cdot \eta_j \cdot \langle I_i(t + \tau) \cdot I_j(t) \rangle \cdot \Delta t^2 \quad (94)$$

Das Einsetzen der Gleichungen (93) und (94) (für $i = A$ und $j = B$) in Gleichung (72) ergibt:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P_{AB}(\tau)}{P_A \cdot P_B} \quad (95)$$

Die Wahrscheinlichkeiten sind lediglich die durchschnittlichen Zählraten R_A und R_B der Detektoren A und B sowie die durchschnittliche Koinzidenzzählrate R_{AB} , jeweils multipliziert mit dem Zeitfenster Δt .

$$P_A = R_A \cdot \Delta t \quad P_B = R_B \cdot \Delta t \quad P_{AB}(\tau) = R_{AB}(\tau) \cdot \Delta t \quad (96)$$

Setzt man dies in Gleichung (95) ein, so ergibt sich:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{R_{AB}(\tau)}{R_A \cdot R_B \cdot \Delta t} \quad (97)$$

Für $\tau = 0$ wird dies geschrieben als:

$$g^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}(0)}{R_A \cdot R_B \cdot \Delta t} = \frac{R_{AB}}{R_A \cdot R_B \cdot \Delta t} \quad (98)$$

²⁰ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

Diese Zwei-Detektor-Korrelationsfunktion wird in diesem Kit auf zwei verschiedene Arten verwendet:

- 1.) Als Charakterisierung der Paarquelle: Hier werden die in einem BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare (siehe Abschnitt 3.9) direkt zu den beiden Detektoren geschickt. In diesem Fall misst man deutlich mehr Koinzidenzen als für unkorreliertes Licht erwartet, also $g_{PS}^{(2)}(0) \gg 1$. Das Kürzel PS steht für „Pair Source“. Die Menge $g_{PS}^{(2)}(0)$ wird als Indikator für die Qualität der Paarquelle verwendet (je größer, desto besser) und beträgt für den Aufbau in diesem Kit etwa 100.
- 2.) Als Maß für die Korrelation von Licht in einem HBT-Experiment: Dies ist die Größe $g_{HBT}^{(2)}(0)$ wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben. Ein Wert kleiner als 1 würde hier auf nicht-klassisches Licht hinweisen.

Streng genommen ist das, was hier $g_{HBT}^{(2)}(0)$ genannt wird, nicht mehr der Wert an dem Punkt $t = 0$, sondern eine Integration von $g_{HBT}^{(2)}(\tau)$ über das Zeitfenster Δt zentriert bei $t = 0$ ²¹. Solange $g_{HBT}^{(2)}(\tau)$ sich nicht schnell über Δt ändert, gibt es keinen Unterschied zwischen den beiden. Insbesondere bleiben diejenigen Ungleichungen, die $g_{HBT}^{(2)}(0)$ enthalten, weiterhin gültig.

Für thermische Lichtquellen (siehe Abschnitt 3.3.3), fällt die zeitabhängige Korrelationsfunktion von 2 bei $t = 0$ auf 1 für $\tau \gg \tau_c$ ab, wobei τ_c die Kohärenzzeit des Lichts²² ist, wie in Abbildung 9 dargestellt. Die Kohärenzzeit einer Lichtquelle ist ein Maß für die Dauer, über die die Phase des von der Quelle ausgesandten Lichts stabil bleibt.

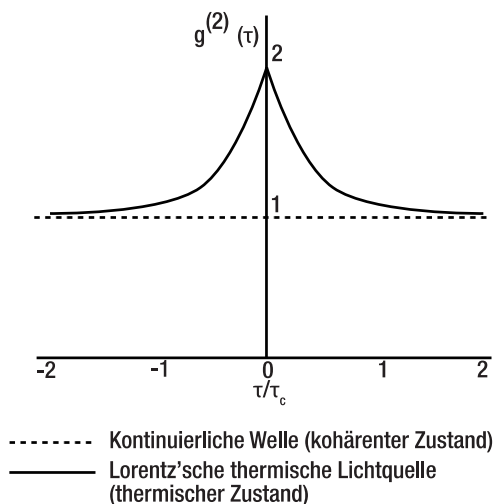


Abbildung 9 Zeitabhängige Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Selbst für spektral gefilterte thermische Quellen liegt τ_c in der Größenordnung von Femtosekunden²³, während typische Werte von Δt in der Größenordnung von 1 ns liegen. Daher ist $g_{HBT}^{(2)}(\tau)$ für den größten Teil des Fensters 1, was zu gemessenen Werten von $g_{HBT}^{(2)}(0) \approx 1$ für die zeitintegrierte Korrelation führt.

Dies wird in diesem Kit experimentell bestätigt, siehe Abschnitt 9.3. Nur mit extrem schnellen Detektoren und Elektronik könnte man $g_{HBT}^{(2)}(0) = 2$ für thermische Quellen messen.

In der Literatur gibt es mehrere Ansätze, um eine pseudothermische Lichtquelle zu konstruieren, die die gleichen Statistiken wie thermisches Licht aufweist, aber mit Fluktuationen auf einer viel längeren Zeitskala. Prominente Beispiele sind sich bewegende Laserspeckle, die durch einen rotierenden Diffusor erzeugt werden²⁴ oder eine LED, die so programmiert ist, dass sie eine zufällige Intensität ausgibt²⁵. Mit solchen Quellen kann $g_{HBT}^{(2)}(0) \approx 2$ mit dem Aufbau in diesem Kit gemessen werden.

²¹ R. W. Boyd, S. G. Lukishova, and V. N. Zadkov, *Quantum Photonics: Pioneering Advances and Emerging Applications*. (Springer, New York City, 2019), p. 3.

²² R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. (Oxford University Press, Oxford, 1965).

²³ Mark Beck, "Quantenmechanik, Theorie und Experiment", Oxford University Press, 2012. Kapitel [L2.6]

²⁴ F. T. Arecchi, *Physical Review Letters*, **15**(24), 912 (1965).

²⁵ R. Scholz et al., *European Journal of Physics*, **37**(5), 055302 (2016).

3.5.3 Grangier-Roger-Aspect-Experiment

In den 1970er Jahren wurden mehrere Experimente^{26,27,28} mit verschiedenen Arten von Einzelphotonenquellen durchgeführt, die experimentell Effekte nachwiesen, die nur durch eine Quantisierung des Lichtfeldes erklärt werden konnten.

Das experimentelle Konzept, das den Experimenten in diesem Kit zugrunde liegt, wurde 1986 von Grangier, Roger und Aspect (GRA)²⁹ vorgestellt. Sie verwendeten eine Atomkaskade, die Paare von Photonen erzeugte, wobei die beiden Photonen die Quelle in unterschiedliche Richtungen verließen (siehe Abbildung 10). Eines dieser Photonen wurde als Auslöser (Trigger) verwendet (wenn es am Detektor T detektiert wurde), um die Anwesenheit des anderen „anzukündigen“. Mit dem angekündigten Photon wurde ein Korrelationsexperiment analog zum Hanbury-Brown-Twiss-Intensitätsinterferometer (Detektoren A und B) durchgeführt.

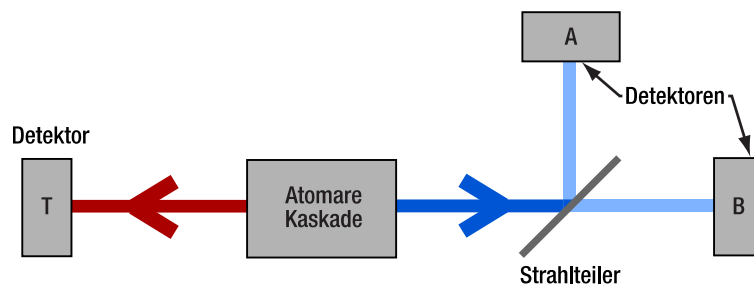


Abbildung 10 Schematische Darstellung des Grangier-Roger-Aspect-Experiments

Mit diesem Ansatz erhielten sie $g_{GRA}^{(2)}(0) = 0.18$; ein Ergebnis, welches nur durch die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes erklärt werden kann (der Index GRA weist auf die Änderung des Aufbaus im Vergleich zu einem HBT-Intensitätsinterferometer hin). Später ermöglichten Vorteile bei Photonengruppen und Detektoren Experimente, die noch deutlichere Verletzungen von $g_{GRA}^{(2)}(0) \geq 1$ ergaben. Die mathematische Behandlung des GRA-Aufbaus wird im folgenden Abschnitt erläutert.

Ein großer Vorteil des GRA-Aufbaus ist, dass parallel zu Experimenten mit den Photonen in einem Arm nach dem Strahlteiler, ein Test des nicht-klassischen Charakters des Lichts durchgeführt werden kann, um den Einzelphotonencharakter des Hauptexperiments zu bestätigen. Ein Beispiel für so ein Hauptexperiment ist die Michelson-Interferometrie, welche in Abschnitt 3.6 beschrieben ist.

3.5.4 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema

Beim GRA-Experiment erreicht ein Photon des Paares direkt den Detektor T, während das andere einen Strahlteiler mit den Detektoren A und B an den Ausgängen passiert. Da die Quelle Paare von Photonen erzeugt, könnte man annehmen, dass das Licht in den beiden Armen jeweils aus einzelnen Photonen besteht. Dies ist jedoch **nicht** der Fall. Ein HBT-Experiment unter Vernachlässigung des Detektors T würde zu folgendem Ergebnis führen: $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$ (innerhalb des Messfehlers). Dies zeigt, dass die Photonenzustand in einem einzelnen Arm klassischen Charakter hat.

Um die Quantisierung des Lichtfeldes zu zeigen, muss die Information über die Photonverteilung am Detektor T verwendet werden. Die beiden Photonen eines Paares werden zur gleichen Zeit emittiert. Die Messung eines Photons am Detektor T liefert die Information, dass sich genau zu diesem Zeitpunkt ein weiteres Photon im A-B-Arm befinden muss. Zu diesem Zeitpunkt ist der Quantenzustand im A-B-Arm dann nicht mehr thermisch, sondern wird zum Einzelphotonen-Fock-Zustand. Man sagt, dass der thermische Zustand in den Fock-Zustand kollabiert. Zählt man nur solche angekündigten Ereignisse an den Detektoren A und B, erhält man das nicht-klassische Ergebnis $g_{HBT}^{(2)}(0) < 1$. Aus diesem Grund wird eine Photonengruppe auch als angekündigte

²⁶ D. C. Burnham and D. L. Weinberg, *Physical Review Letters*, **25**(2), 84 (1970).

²⁷ J. F. Clauser, *Physical Review D*, **9**(4), 853 (1974).

²⁸ H. J. Kimble et al., *Physical Review Letters*, **39**(11), 912 (1974).

²⁹ P. Grangier et al., *Europhysics Letters*, **1**(4), 173 (1986).

Einzelphotonenquelle bezeichnet. Dieser Prozess wird hier als Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema bezeichnet und wird im weiteren Verlauf dieses Unterabschnitts genauer beschrieben.

Jeder Zählimpuls an Detektor A oder B wird nur gezählt, wenn er gleichzeitig mit einem Zählimpuls auf T auftritt. Das Koinzidenzfenster ist Δt . Wenn ein Ereignis an Detektor A in Koinzidenz mit T registriert wird, trägt dies zur Koinzidenzzählrate R_{TA} bei. Die Koinzidenzzählrate R_{TB} wird auf die gleiche Weise ermittelt. Detektionsereignisse bei A und B, die nicht in Koinzidenz mit Ereignissen bei T auftreten, werden verworfen. Eine Koinzidenz zwischen A und B wird nur dann registriert, wenn sowohl Detektor A als auch B ein Ereignis in Koinzidenz mit **demselben** Ereignis an Detektor T registrieren, was zu einer Dreifach-Koinzidenzzählrate R_{TAB} führt. Die Definition für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung bleibt bestehen (siehe Abschnitt 3.5.2):

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{P_{TAB}}{P_{TA} \cdot P_{TB}} \quad (99)$$

Hier zeigt der Index GRA an, dass die Korrelationsfunktion mit dem Detektionsschema des ursprünglichen GRA-Experiments gemessen wurde.

Die Wahrscheinlichkeiten im Fall der Dreifach-Koinzidenz können auf die Zählrate des Triggerdetektors T normalisiert werden, da dies die maximale Zählrate an den anderen Detektoren ist³⁰. Daher:

$$P_A = \frac{R_{TA}}{R_T}, \quad P_B = \frac{R_{TB}}{R_T}, \quad P_{AB} = \frac{R_{TAB}}{R_T} \quad (100)$$

Setzt man dies in Gleichung (99) ein, ergibt sich:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} \quad (101)$$

3.5.5 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema: Erklärung 1

Warum ermöglicht dieses Verfahren die Messung $g_{GRA}^{(2)}(0) < 1$ wenn das einfachere HBT-Experiment mit einem Arm der Paarquelle dies nicht tun? Es gibt mehrere Möglichkeiten, diese Frage zu beantworten. Hier geben wir eine quantenmechanische Antwort, während der nächste Abschnitt eine eher intuitive Erklärung bietet.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, Photonenpaare zu erzeugen, die in der Zeit verschränkt sind. Ein Beispiel ist die parametrische Fluoreszenz (spontaneous parametric down-conversion, SPDC), die im Kit verwendet wird (siehe Abschnitt 3.9). Die zeitliche Verschränkung bedeutet, dass die Detektion eines Photons am ersten Detektor zu einem bestimmten Zeitpunkt t garantiert, dass das zweite Photon fast genau zur gleichen Zeit am zweiten Detektor detektiert wird (wenn dieser im gleichen Abstand von der Paarquelle platziert ist). Die Unsicherheit der Ankunftszeit des zweiten Photons ist viel kleiner als die typische Zeitauflösung des Experiments. Daher kann man davon ausgehen, dass sich das System im zweiten Arm in einem Fock-Zustand $|1\rangle$ befindet, wenn ein Photon im ersten Arm gemessen wird und im Zustand $|0\rangle$ zu allen anderen Zeiten. Das Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema stellt sicher, dass das System nur im Zustand $|1\rangle$ betrachtet wird (wenn Zählimpulse in Koinzidenz mit Detektor T stattfinden) und nicht im thermischen Zustand wie im einfacheren Zweidetektor-HBT-Aufbau.

3.5.6 Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema: Erklärung 2

Eine zweite, vielleicht intuitivere, Erklärung lautet wie folgt:

Nehmen wir zunächst an, dass ein völlig zufällig verteilter Photonenstrom mit 10000 Photonen pro Sekunde mit 100%iger Effizienz an zwei Detektoren ankommt.

Bei der Durchführung des HBT-Experiments (mit einem 50:50-Strahlteiler) betragen die Zählraten der einzelnen Detektoren dann $R_A = R_B = 5000 \text{ Hz}$ (jeweils die Hälfte der Photonen an den beiden Detektoren). Wir setzen

³⁰ Technisch gesehen ist dies nur dann der Fall, wenn die Zählraten so niedrig sind, dass es sehr unwahrscheinlich ist, dass während eines Koinzidenzfensters mehrere Ereignisse an einem Detektor registriert werden. Da die Detektoren jedoch normalerweise Totzeiten aufweisen, die viel größer als das Fenster sind (siehe Abschnitt 4.1), ist dies automatisch der Fall.

das Koinzidenzfenster auf $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ ³¹, d.h. eine Koinzidenz ist definiert als ein Zählimpuls an Detektor B innerhalb eines Fensters von $1 \mu\text{s}$ um einen Zählimpuls an Detektor A.

Wir führen das Experiment durch und messen eine Koinzidenzzählrate $R_{AB} = 25 \text{ Hz}$. Wir berechnen dann $g_{HBT}^{(2)}(0)$ aus Gleichung (98) zu:

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}}{R_A \cdot R_B \cdot \Delta t} = \frac{25 \text{ Hz}}{5 \text{ kHz} \cdot 5 \text{ kHz} \cdot 1 \mu\text{s}} = 1 \quad (102)$$

So weit ist alles wie erwartet. Aber jetzt haben wir einen zweiten Photonenstrom, der mit dem ersten identisch ist (da die Photonen paarweise erzeugt werden). Das können wir nutzen, um die Zeit zu begrenzen, in der wir unser Experiment beobachten. Wir platzieren den Detektor T im gleichen Abstand zur Paarquelle und senden den zweiten Photonenstrom zum Detektor T. Wir beobachten unser Experiment nur für ein $1 \mu\text{s}$ -Fenster um die Zählungen am Detektor T. Das heißt, wenn das Experiment eine Zeit T läuft, beobachten wir es nur für eine Zeit T_C :

$$T_C = R_T \cdot \Delta t \cdot T = 10000 \text{ Hz} \cdot 1 \mu\text{s} \cdot T = 0,01 \cdot T \quad (103)$$

also nur 1/100stel der Zeit. Wir erhalten jedoch die gleiche Anzahl von Koinzidenz-Zählereignissen, da alle Ereignisse an den Detektoren A und B innerhalb des $1 \mu\text{s}$ -Fensters um die Ereignisse an T stattfinden.

Wenn wir die Gleichung (101) mit der Anzahl der Zählimpulse anstelle von Raten schreiben, sehen wir sofort den Einfluss der verkürzten Messzeit bei konstanten Zählereignissen:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} = \frac{N_{TAB} \cdot T \cdot 0,01}{N_{TA} \cdot N_{TB} \cdot \Delta t} = 0,01 \cdot g_{HBT}^{(2)}(0) = 0,01 \quad (104)$$

Hier haben wir die Beziehung $R_T = \frac{0,01}{\Delta t}$ die sich aus Gleichung (103) ergibt, genutzt sowie die Tatsache, dass sich die Raten aus der Anzahl geteilt durch die Messzeit ergeben, z.B. $R_{TA} = \frac{N_{TA}}{T}$. Der Trigger-Prozess ermöglichte uns die Messung von $g_{GRA}^{(2)}(0) = 0,01$ weil wir die effektive Messzeit um den Faktor $R_T \cdot \Delta t$ verkürzen konnten, ohne dass Zählereignisse verloren gingen (aufgrund der zeitlichen Korrelation zwischen den Photonen in den beiden Armen).

3.5.7 Zufällige Koinzidenzen

Wie in Abschnitt 3.4.3 gezeigt, erwartet man für einen Einzelphotonen-Fock-Zustand in einem HBT-Experiment $g_{HBT}^{(2)}(0) = 0$. Bei Verwendung des GRA-Aufbaus und des Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschemas erwartet man ebenfalls $g_{GRA}^{(2)}(0) = 0$. In einem realen Experiment können jedoch mehrere Faktoren zu Messergebnissen führen, die über diesem Wert liegen. Im Falle des GRA-Experiments sind die zufälligen Dreifach-Koinzidenzen der wichtigste Faktor.

Es gibt zwei Arten von zufälligen Dreifach-Koinzidenzen:

- **Rein zufällige Dreifach-Koinzidenz:** Ein Photon des Photonenpaares 1 trifft auf den Detektor T, und während des Koinzidenzfensters registrieren die Detektoren A und B Zählimpulse aufgrund von unkorrelierten Ereignissen (wie z.B. andere Paare, die innerhalb des Fensters erzeugt werden, Streulicht oder Dunkelzählimpulse des Detektors). Die Rate $R_{acc}^{(3)}$ solcher rein zufälligen Dreifach-Koinzidenzen³² ist:

$$R_{acc}^{(3)} = R_T \cdot R_A \cdot R_B \cdot \Delta t^2 \quad (105)$$

Hierbei ist Δt die Breite des Koinzidenzfensters.

- **Normale Zweifach-Koinzidenz mit zufälligem drittem Zählimpuls:** In diesem Fall erzeugen zwei Photonen eines Paares ein Koinzidenzereignis entweder bei T&B oder T&A und ein unkorreliertes Ereignis führt zu

³¹ Die Fensterlänge muss viel kleiner sein als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Zählungen, was hier der Fall ist. Die genaue Fensterbreite wurde gewählt, um die Berechnung zu vereinfachen. Jede Fensterbreite, die die obige Bedingung erfüllt, würde funktionieren.

³² B. J. Pearson and D. P. Jackson, *American Journal of Physics*, **78**(5), 471 (2010).

einem Zählimpuls am dritten Detektor während des Koinzidenzfensters. Die Rate $R_{acc}^{(2+1)}$ für diese Art von zufälligen Dreifach-Koinzidenzen ist:

$$R_{acc}^{(2+1)} = (R_{TA} \cdot R_B + R_{TB} \cdot R_A) \cdot \Delta t \quad (106)$$

Eine Beispielrechnung mit typischen Werten für dieses Kit mit $R_T = 200$ kHz, $R_A = R_B = 100$ kHz, $R_A^{(g)} = R_B^{(g)} = 10$ kHz, und $\Delta t = 5$ ns ergibt:

$$R_{acc}^{(3)} = R_T \cdot R_A \cdot R_B \cdot \Delta t^2 = 2 \cdot 10^{15} \text{ Hz} \cdot 25 \cdot 10^{-18} \text{ s} = 0,05 \text{ Hz} \quad (107)$$

$$R_{acc}^{(2+1)} = (R_{TA} \cdot R_B + R_{TB} \cdot R_A) \cdot \Delta t = 2 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot 5 \cdot 10^{-9} \text{ s} = 10 \text{ Hz} \quad (108)$$

Es ist offensichtlich, dass die zweite Art von zufälligen Dreifach-Koinzidenzen überwiegt. Eingesetzt in Gleichung (101) ergeben diese zufälligen Koinzidenzen einen Wert für $g_{GRA}^{(2)}(0)$ von:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{acc}^{(2+1)} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} = \frac{10 \text{ Hz} \cdot 200 \text{ kHz}}{10 \text{ kHz} \cdot 10 \text{ kHz}} = 0,02 \quad (109)$$

Alle Einzel-Detektor-Zählraten sind proportional zur Paarerzeugungsrate R_{pp} (die absolute Rate der erzeugten Photonenpaare, unabhängig davon, ob sie detektiert werden oder nicht) und unabhängig von Δt . Die Zählraten der Zweifach-Koinzidenzen sind ebenfalls proportional zu R_{pp} (mit einem anderen Proportionalitätsfaktor) und unabhängig von Δt . Setzt man dies in Gleichung (108) ein, so ergibt sich, dass $R_{acc}^{(2+1)}$ proportional ist zu $R_{pp} \cdot \Delta t$. Also:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) \propto \frac{R_{pp}^2 \cdot R_{pp} \cdot \Delta t}{R_{pp} \cdot R_{pp}} = R_{pp} \cdot \Delta t \quad (110)$$

Das ist intuitiv. Sowohl eine größere Anzahl von Photonen als auch ein breiteres Koinzidenzfenster erhöhen die Wahrscheinlichkeit, dass zwei unkorrelierte Ereignisse so registriert werden, als ob sie korreliert wären, wodurch $g_{GRA}^{(2)}(0)$ ansteigt. Folglich gibt es zwei Möglichkeiten, zufällige Dreifach-Koinzidenzen zu begrenzen und $g_{GRA}^{(2)}(0)$ näher an den Idealwert 0 zu rücken:

- Verkürzung des Koinzidenzfensters: Dies wird durch die Zeitauflösung der Detektoren und der Elektronik begrenzt. Im Fall dieses Kits beträgt der Jitter des EDU Time Tagger 720 ps (siehe Abschnitt 4.2.2), so dass Koinzidenzfenster, die kürzer als 1 ns sind, das Ergebnis nicht verbessern.
- Verringerung der Rate der Photonenpaare: Dies lässt sich am einfachsten erreichen, indem die Leistung des Pumplasers verringert wird. Der Nachteil ist natürlich eine Verringerung der Zählraten, was bedeutet, dass längere Messungen erforderlich sind, um größere Fehlerbalken zu vermeiden. Einzelheiten finden Sie in Abschnitt 12.4.

Die in diesem Handbuch angegebenen Standardwerte für das Koinzidenzfenster und die Laserleistung sind für gute Ergebnisse und komfortable Messzeiten optimiert.

3.6 Interferenz einzelner Photonen

3.6.1 Theoretische Beschreibung

Hier wird der experimentelle Fall, der in Abschnitt 3.1.2 beschrieben und in Abbildung 2 schematisch dargestellt ist, quantenmechanisch behandelt. Hier bezeichnen wir die Eingänge und Ausgänge mit „i“ für Eingang (Input), „d“ für Detektor und „ α “ und „ β “ für die beiden Arme des Interferometers.

Wenn der Zustand $|1\rangle_i \otimes |0\rangle_d$, der ein einzelnes Photon an einem Eingang und den Vakuumzustand am anderen Eingang beschreibt (siehe Abschnitt 3.2.12 für die Erklärung von kombinierten Zuständen), in den Strahlteiler einfällt, dann ist der Zustand nach dem Strahlteiler (gemäß Gleichung (80) in Abschnitt 3.4.2):

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_\alpha |0\rangle_\beta + |0\rangle_\alpha |1\rangle_\beta) \quad (111)$$

Der Unterschied in den Längen der Interferometerarme Δl führt zu einer relativen Phasenverschiebung $\phi = \frac{2\pi\Delta l}{\lambda}$. Dies kann durch eine Phasenverschiebung des Erzeugungsoperators in einem der Arme³³ (hier β) dargestellt werden: $\hat{a}_\beta^\dagger \rightarrow e^{i\phi} \cdot \hat{a}_\beta^\dagger$, so dass der Zustand vor der Rekombination am Strahlteiler wie folgt aussieht:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_\alpha|0\rangle_\beta + e^{i\phi}|0\rangle_\alpha|1\rangle_\beta) \tag{112}$$

Die Rekombination am Strahlteiler wird durch die gleichen Gleichungen beschrieben wie der Spaltprozess. Allerdings ist der Eingang nun anstelle von $|1\rangle$ und $|0\rangle$ der geteilte Zustand der Gleichung (112). Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass die Eingänge und Ausgänge im Vergleich zum Aufspaltungsprozess vertauscht sind (siehe rechte Seite von Abbildung 11), werden die Ports „i“ und „ β “ und die Ports „d“ und „ α “ in den Gleichungen (78) und (79) vertauscht. Mit $t = r = \frac{1}{\sqrt{2}}$ (um den 50:50-Strahlteiler zu berücksichtigen) werden diese beiden Gleichungen dann zu:

$$\hat{a}_\beta^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\hat{a}_i^\dagger + \hat{a}_d^\dagger) \tag{113}$$

$$\hat{a}_\alpha^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\hat{a}_d^\dagger - \hat{a}_i^\dagger) \tag{114}$$

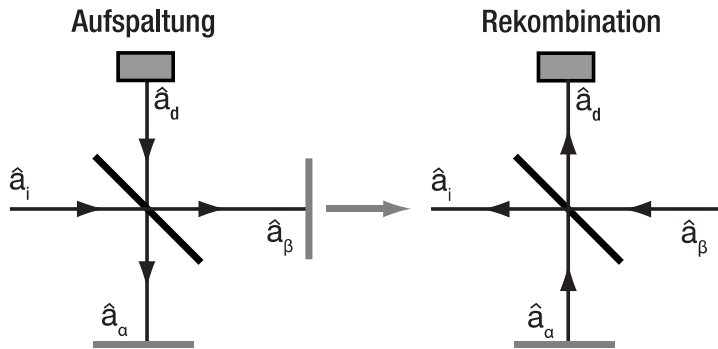


Abbildung 11 Schema des Michelson-Interferometers. Links: Aufspaltung, Rechts: Rekombination

Der Zustand nach der Rekombination ist dann:

$$\begin{aligned} |\psi_{rec}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_\alpha|0\rangle_\beta + e^{i\phi}|0\rangle_\alpha|1\rangle_\beta) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_\alpha^\dagger|0\rangle + e^{i\phi}\hat{a}_d^\dagger|0\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_d^\dagger|0\rangle - \hat{a}_i^\dagger|0\rangle) + \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_i^\dagger|0\rangle + \hat{a}_d^\dagger|0\rangle)\right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_i|1\rangle_d - |1\rangle_i|0\rangle_d) + \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\phi} \cdot (|1\rangle_i|0\rangle_d + |0\rangle_i|1\rangle_d)\right) \\ &= \frac{1}{2}\left((-1 + e^{i\phi})|1\rangle_i|0\rangle_d + (1 + e^{i\phi})|0\rangle_i|1\rangle_d\right) \end{aligned} \tag{115}$$

Die interessante Größe ist die Wahrscheinlichkeit $P(1_d)$ dass das Photon das Interferometer durch Ausgang d verlässt:

$$P(1_d) = \langle \psi_{rec} | \hat{P}_{n_d=1} | \psi_{rec} \rangle = \langle \psi_{rec} | 1 \rangle_d \langle 1 | \psi_{rec} \rangle \tag{116}$$

Hierbei ist $\hat{P}_{n_d=1} = |1\rangle_d \langle 1|$ der Projektionsoperator für den Zustand $|1\rangle_d = |0,1\rangle + |1,1\rangle$, d.h. der Zustand, der ein Photon beschreibt, das durch den Detektionsausgang austritt. Setzt man diese Definition in Gleichung (116) ein, so ergibt sich:

³³ M. Beck, Quantum Mechanics, Theory and Experiment. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

$$P(1_d) = \frac{1}{2}(1 + e^{-i\phi})\langle 0,1|0,1\rangle \cdot \frac{1}{2}(1 + e^{i\phi})\langle 0,1|0,1\rangle = \frac{1}{4}(1 + 1 + e^{-i\phi} + e^{i\phi}) = \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos(\phi)) \tag{117}$$

Die letzte Transformation verwendet die Beziehung $\cos(\phi) = \frac{e^{i\phi} + e^{-i\phi}}{2}$.

Dieses Ergebnis ist analog zum klassischen Ergebnis, siehe Abschnitt 3.1.2. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon das Interferometer durch den Detektionsausgang verlässt, hängt von der Armlängendifferenz ab und kann zwischen 0 und 1 liegen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon das Interferometer durch den Eingang verlässt, kann analog wie folgt berechnet werden:

$$P(1_i) = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos \phi) \tag{118}$$

Die Summe $P(1_d) + P(1_i) = 1$ für alle Phasendifferenzen ϕ , daher bleibt die Energie erhalten.

3.6.2 Experimentelle Umsetzung

In dem Experiment in diesem Kit, das dem ursprünglichen Aufbau von GRA sowie anderen nach³⁴ folgt, wird ein Michelson-Interferometer zwischen dem Strahlteiler und dem Detektor B platziert. Die grundlegende Aufbaugeometrie ist in Abbildung 12 dargestellt.

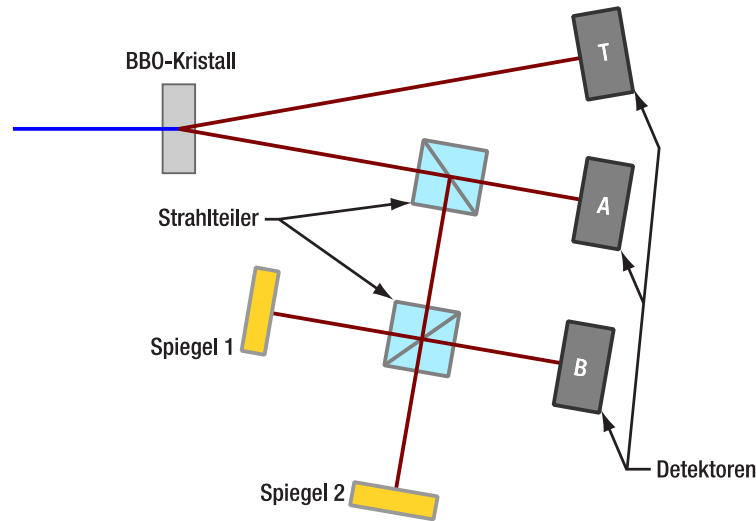


Abbildung 12 Schematischer Aufbau des Michelson-Interferometers gekoppelt mit dem GRA-Experiment

Spiegel 1 befindet sich auf einem beweglichen Tisch. Im Experiment wird die Position des Objektträgers und damit die Differenz der Weglänge Δl variiert und die Koinzidenzzahlrate R_{TB} aufgezeichnet. Die erwartete Koinzidenzzahlrate ist dann eine Funktion der Armlängendifferenz:

$$R_{TB} = R_{TB}^{max} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi \Delta l}{\lambda} \right) \right) \tag{119}$$

Hierbei ist $\lambda \approx 810$ nm die Wellenlänge der Einzelphotonen und R_{TB}^{max} eine experimentell ermittelte maximale Koinzidenzzahlrate. Parallel zu diesem Interferogramm wird die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g_{GRA}^{(2)}(0)$ wie in Gleichung (101) aufgezeichnet, um den Einzelphotonencharakter des Lichts im Experiment kontinuierlich zu überprüfen.

Durch Bewegen des Spiegels über eine Länge l und Zählen der Anzahl N der Maxima während dieser Bewegung kann die Wellenlänge der Photonen wie folgt bestimmt werden:

$$\lambda = 2 \cdot \frac{l}{N} \tag{120}$$

³⁴ E. J. Galvez et al., American Journal of Physics, 73(2), 127 (2005).

3.7 Quantenmechanische Behandlung der Polarisation

3.7.1 Theoretische Beschreibung

Einzelne Photonen haben eine Polarisation. Da die Polarisation mit dem Spin-Drehimpuls³⁵ verbunden ist, werden Photonen normalerweise so beschrieben, dass sie entweder eine links-zirkulare oder eine rechts-zirkulare Polarisation aufweisen (für die klassische Definition, siehe Abschnitt 3.1.3), oder eine Überlagerung der beiden. Der Zustand eines einzelnen Photons (Fock-Zustand mit $n = 1$) mit links-zirkularer Polarisation (Spin 1) wird als $|L\rangle$ und mit rechtshändiger Polarisation (Spin -1) als $|R\rangle$ bezeichnet. Der Spin-Zustand 0 ist nicht möglich, da Photonen masselos sind und sich immer mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

Diese beiden Zustände sind orthogonal, d.h., $\langle L|R\rangle = 0$. Sie bilden auch eine Basis im Hilbert-Raum der Polarisationszustände, was bedeutet, dass jeder Polarisationszustand durch eine lineare Kombination von $|L\rangle$ und $|R\rangle$ beschrieben werden kann. Ein Beispiel: Der Photonenzustand $|H\rangle$ entspricht der linearen Polarisation entlang der x-Achse in dem in Abschnitt 3.1.3 eingeführten Koordinatensystem und wird wie folgt beschrieben:

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|L\rangle + |R\rangle) \quad (121)$$

Diese Polarisation wird als horizontal bezeichnet. Der vertikale Polarisationszustand $|V\rangle$ (lineare Polarisation entlang der y-Achse) ist:

$$|V\rangle = \frac{1}{i\sqrt{2}} \cdot (|L\rangle - |R\rangle) \quad (122)$$

$|H\rangle$ und $|V\rangle$ bilden ebenfalls eine orthonormale Basis des Hilbert-Raums und können als solche verwendet werden, um jeden Polarisationszustand zu beschreiben. Zum Beispiel werden die zirkularen Polarisationszustände als Linearkombinationen von $|H\rangle$ und $|V\rangle$ wie folgt dargestellt:

$$|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|H\rangle + i|V\rangle) \quad (123)$$

$$|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|H\rangle - i|V\rangle) \quad (124)$$

Ein linearer Polarisationszustand entlang einer Linie mit einem Winkel θ zur x-Achse wird als $|\theta\rangle$ bezeichnet und wie folgt berechnet:

$$|\theta\rangle = \cos(\theta) \cdot |H\rangle + \sin \theta \cdot |V\rangle \quad (125)$$

Wenn ein Photon einen linearen Polarisator mit einer Polarisatorachse passiert, die einen Winkel θ mit der x-Achse bildet, wird es entweder vollständig transmittiert oder vollständig absorbiert. Wenn es transmittiert wird, ist es danach in Richtung der Achse des Polarisators linear polarisiert, d.h. sein Zustand wird zu $|\theta\rangle$. Dies stellt eine Messung der Polarisation dar, siehe Abschnitt 3.2.9. Die gemessene Beobachtungsgröße ist die Polarisation in der θ -Achse, der entsprechende hermitesche Operator heißt $\hat{\rho}_\theta$, und seine Eigenvektoren sind $|\theta\rangle$ und $|\theta + \frac{\pi}{2}\rangle$ mit den Eigenwerten 1 und -1 . Ein Photon in einem beliebigen Polarisationszustand $|\psi\rangle$, das durch den Polarisator transmittiert wird, ist gleich der Messung des Photons im Zustand $|\theta\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit der Übertragung ist somit gegeben als (siehe Abschnitt 3.2.10):

$$P(\theta \parallel \psi) = |\langle \theta | \psi \rangle|^2 \quad (126)$$

Es ist aufschlussreich, den speziellen Fall zu betrachten, in dem das eintreffende Photon linear mit einem Winkel ϕ polarisiert ist, d.h. im Zustand $|\phi\rangle$. Die Kombination der Gleichungen (125) und (126) ergibt:

$$\begin{aligned} P(\theta \parallel \phi) &= |\langle \theta | \phi \rangle|^2 = |(\cos(\theta) \cdot |H\rangle + \sin \theta \cdot |V\rangle)(\cos(\phi) \cdot |H\rangle + \sin \phi \cdot |V\rangle)|^2 \\ &= |\cos \theta \cos \phi + \sin \theta \sin \phi|^2 = |\cos(\theta - \phi)|^2 = \cos^2(\theta - \phi) \end{aligned} \quad (127)$$

³⁵ L. He et al., *Science Advances*, **2**(9), (2016).

Für eine große Anzahl von Photonen ist dieses Ergebnis dasselbe wie das klassische Malus-Gesetz (siehe Abschnitt 3.1.3), da der Erwartungswert der übertragenen Photonenzahl proportional zur klassischen Intensität ist. Die experimentelle Validierung dieses Ergebnisses ist Teil des Kits, siehe Abschnitt 9.6.

In der klassischen Beschreibung wirken die Polarisatoren auf die Intensitäten des Strahls. Der quantenmechanische Formalismus hingegen beschreibt die Wahrscheinlichkeit jedes einzelnen Photons, sich durch optische Elemente auszubreiten und/oder in einem bestimmten Zustand (hier dem Polarisationswinkel) gemessen zu werden. Die Tatsache, dass der Polarisator nicht nur die Transmissionswahrscheinlichkeit des Photons bestimmt, sondern auch seinen Zustand verändert, kann mit einem Experiment mit drei Polarisatoren gezeigt werden³⁶, wie es in Abschnitt 10.2 beschrieben ist.

Wenn nur sehr wenige Ereignisse gemessen werden, kann aus der Messung nicht auf die zugrunde liegende Wahrscheinlichkeitsverteilung geschlossen werden. Bei einer großen Anzahl von Messungen von Photonen, die im gleichen Zustand präpariert sind, konvergiert das probabilistische Ergebnis gegen die klassische Erwartung.

3.7.2 Experimentelle Umsetzung

Bei dem Experiment in diesem Kit wird ein linearer Polarisator vor dem Detektor B in einer GRA-Aufbau geometrie platziert, wie in Abbildung 13 gezeigt.

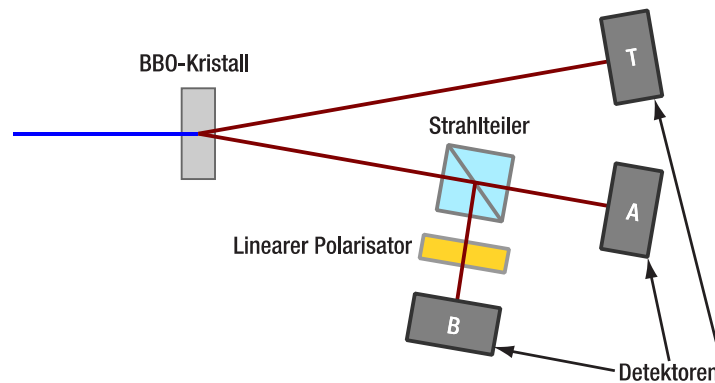


Abbildung 13 Schematischer Aufbau zur Messung des Gesetzes von Malus für einzelne Photonen

Dieser Polarisator wird dann gedreht und die Koinzidenzzählrate R_{TB} wird in Bezug auf den Winkel θ des Polarisators aufgezeichnet. Nach der obigen Theorie ist das erwartete Ergebnis:

$$R_{TB} = R_{TB}^{max} \cdot \cos^2(\theta - \phi) \quad (128)$$

wobei ϕ der Polarisationswinkel der einzelnen Photonen und R_{TB}^{max} die maximale Koinzidenzzählrate ist (die erreicht wird, wenn die Polarisationsachsen des Polarisators und der Photonen identisch sind). Diese Messung kann dann zusätzlich verwendet werden, um ϕ zu bestimmen. Gleichzeitig wird $g_{GRA}^{(2)}(0)$ gemäß der Gleichung (101) berechnet, um den Einzelphotonencharakter des Lichts im Experiment für jeden Datenpunkt zu überprüfen.

Aufgrund des Prozesses der Erzeugung der Photonenpaare (ausführlich beschrieben in Abschnitt 3.9), wird erwartet, dass die Polarisation in beiden Armen der Paar-Photonenquelle parallel ist. Dies können Sie überprüfen, indem Sie den Polarisator vor dem Detektor T statt vor B positionieren und das Experiment wiederholen.

3.8 Der Quantenradierer

3.8.1 Theoretische Beschreibung

In Abschnitt 3.6 wurde das Michelson-Interferometer behandelt. Was passiert, wenn wir Polarisatoren in das Interferometer einsetzen? Dadurch wird die Polarisation mit den Informationen über die Interferometerarme verknüpft. Um dies zu demonstrieren, werden wir kombinierte Zustände der Form $|n_\alpha, n_\beta, p\rangle$ und $|n_i, n_d, p\rangle$

³⁶ J. M. Brom and F. Rioux, *The Chemical Educator*, 7, 200 (2002).

benutzen, mit n_x als Photonenzahl am x -Port des Strahlteilers und p als Polarisation, wie sie in Abschnitt 3.7 definiert wurde.

Wir beginnen mit dem Zustand $|1_i, 0_d, 45^\circ\rangle$ am Strahlteiler. Der Strahlteiler selbst hat keinen Einfluss auf die Polarisation, daher können wir Gleichung (80) verwenden, um den Zustand nach dem Strahlenteiler zu berechnen:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|1_\alpha, 0_\beta, 45^\circ\rangle + |0_\alpha, 1_\beta, 45^\circ\rangle) \quad (129)$$

Nun fügen wir einen linearen Polarisator mit einer Polarisationsachse entlang 0° in den α -Arm und einen zweiten linearen Polarisator mit einer Polarisationsachse in Richtung 90° in den β -Arm ein. Die Polarisatoren wirken nur auf den dritten Teil der kombinierten Zustände auf die gleiche Weise wie in Abschnitt 3.7. Die Zustände in den Armen werden also durch die Polarisatoren auf folgende Weise transformiert:

$$|1_\alpha, 0_\beta, 45^\circ\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}|1_\alpha, 0_\beta, H\rangle \quad (130)$$

$$|0_\alpha, 1_\beta, 45^\circ\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}|0_\alpha, 1_\beta, V\rangle \quad (131)$$

Außerdem führt der Unterschied in der Weglänge zu einer Phasendifferenz, wie in Abschnitt 3.6:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}|0_\alpha, 1_\beta, V\rangle \rightarrow \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}}|0_\alpha, 1_\beta, V\rangle \quad (132)$$

Die Rekombination am Strahlenteiler wird analog zu Abschnitt 3.6 berechnet. Die Erzeugungsoperatoren erhalten Indizes, die die Polarisation des erzeugten Photons angeben, aber die Gleichungen (113) und (114) bleiben in ihrer Struktur unverändert:

$$\begin{aligned} |\psi_{rec}\rangle &= \frac{1}{2}(|1_\alpha, 0_\beta, H\rangle + e^{i\phi}|0_\alpha, 1_\beta, V\rangle) = \frac{1}{2}(\hat{a}_{\alpha,H}^\dagger|0\rangle + e^{i\phi}\hat{a}_{\beta,V}^\dagger|0\rangle) \\ &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|0_i, 1_d, H\rangle - |1_i, 0_d, H\rangle) + \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}}(|1_i, 0_d, V\rangle + |0_i, 1_d, V\rangle)\right) \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0_i, 1_d, H\rangle - |1_i, 0_d, H\rangle + e^{i\phi}|1_i, 0_d, V\rangle + e^{i\phi}|0_i, 1_d, V\rangle) \end{aligned} \quad (133)$$

Wir wollen wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Photon das Interferometer durch den Detektionsausgang verlässt. Analog zu Abschnitt 3.6 ist dies die Wahrscheinlichkeit $P(1_d)$, die der Erwartungswert des Projektionsoperators $\hat{P}_{n_d=1} = |1\rangle_d \langle 1|$ ist. Die Berechnung ist dieselbe wie in Abschnitt 3.6, nur dieses Mal mit einem anderen $|1\rangle_d$ (unter Berücksichtigung der Polarisationsbasis):

$$|1\rangle_d = |0,1,H\rangle + |0,1,V\rangle + |1,1,H\rangle + |1,1,V\rangle \quad (134)$$

$$P(1_d) = \langle \psi_{rec} | 1 \rangle_d \langle 1 | \psi_{rec} \rangle = \frac{1}{(2\sqrt{2})^2} (\langle 0,1,H | 0,1,H \rangle)^2 + \frac{e^{-i\phi} \cdot e^{i\phi}}{(2\sqrt{2})^2} (\langle 0,1,V | 0,1,V \rangle)^2 = \frac{1}{8} + \frac{1}{8} = \frac{1}{4} \quad (135)$$

Die Wahrscheinlichkeit ist nun unabhängig von der Phasendifferenz ϕ , was bedeutet, dass es kein Interferenzmuster gibt, wenn man den Längenunterschied der Interferometerarme³⁷ ändert! Dies kann wie folgt interpretiert werden:

Die Polarisatoren in den Interferometerarmen liefern die Information, welchen Weg ein Photon zurückgelegt hat (WW). Indem man die Polarisation eines Photons nach dem Interferometerausgang misst, kann man feststellen, welchen Weg es genommen hat. Horizontal polarisierte Photonen gingen durch den α -Arm und vertikal polarisierte Photonen durch den β -Arm. Die Interferenz eines Photons mit sich selbst ist nur möglich, wenn die Wege ununterscheidbar sind. Es kann also kein Interferenzmuster geben, wenn WW-Informationen verfügbar sind. Die Polarisationsmessung muss dabei nicht durchgeführt werden, die bloße Möglichkeit reicht aus.

³⁷ Beachten Sie dass, die Wahrscheinlichkeit nur $\frac{1}{4}$ beträgt und nicht $\frac{1}{2}$, wie man erwarten könnte. Der Grund dafür ist, dass die Hälfte der Photonen von den Polarisatoren in den Interferometerarmen absorbiert wird.

Es ist jedoch möglich, die WW-Informationen zu entfernen. In unserem Fall können Sie dies tun, indem Sie einen dritten linearen Polarisator vor dem Detektor im Interferometerausgang platzieren und seine Polarisationsachse auf 45° einstellen. In diesem Fall messen wir die Wahrscheinlichkeit $P(0,1,45^\circ)$, dass sich das Photon im Zustand $|0_i, 1_d, 45^\circ\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0_i, 1_d, H\rangle + |0_i, 1_d, V\rangle)$ befindet:

$$\begin{aligned} P(0,1,45^\circ) &= |\langle 0_i, 1_d, 45^\circ | \psi_{rec} \rangle|^2 = \frac{1}{2} |\langle 0_i, 1_d, H | \psi_{rec} \rangle + \langle 0_i, 1_d, V | \psi_{rec} \rangle|^2 = \frac{1}{16} |1 + e^{i\phi}|^2 \\ &= \frac{1}{8} (1 + \cos \phi) \end{aligned} \quad (136)$$

Dies ist das gleiche Ergebnis wie beim Interferometer ohne Polarisatoren! Die Wahrscheinlichkeit eines detektierten Photons ist wiederum abhängig von der Armlängendifferenz der Pfade, was bedeutet, dass das Interferenzmuster wiederhergestellt wird. Der einzige Unterschied ist ein Faktor von $\frac{1}{4}$ der besagt, dass im Experiment zweimal die Hälfte der Photonen absorbiert wird (zuerst an den Polarisatoren im Interferometer und dann am Polarisator vor dem Detektor). Dies lässt sich wie folgt interpretieren:

Durch Einfügen des dritten Polarisators wird die WW-Information gelöscht (die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon als 45° -polarisiert gemessen wird, ist die gleiche, egal ob das Photon Pfad α oder Pfad β passiert hat). Nach dem Polarisator sind die Arme wieder ununterscheidbar, so dass Interferenzen auftreten können.

Interessanterweise ist es auch möglich, das wiederhergestellte Interferenzmuster zu ändern. Wenn die Achse des dritten Polarisators als -45° gewählt wird, ergibt sich aus der obigen Berechnung:

$$P(0,1,-45^\circ) = \frac{1}{8} (1 - \cos \phi) \quad (137)$$

In diesem Fall sind die Minima und Maxima des Interferenzmusters im Vergleich zum 45° -Polarisator vertauscht.

Das Phänomen des Quantenradierers³⁸ kann auch ohne die Verwendung von WW-Informationen verstanden werden, indem man den „Lösch“-Prozess eher als einen „Editier“-Prozess betrachtet, bei dem eine andere Teilmenge von Photonen untersucht wird³⁹ oder indem man den Vorgang im Rahmen der Projektion des Lichts aus den Armen auf eine andere Polarisationsbasis erklärt.

3.8.2 Experimentelle Umsetzung

Die Aufbaugeometrie ist die gleiche wie in Abschnitt 3.6.2. Die Koinzidenzzählrate R_{TB} wird über der Tischposition Δl aufgetragen.

Das Experiment besteht aus drei Messungen mit den folgenden erwarteten Ergebnissen:

- 1.) Beide Polarisatoren auf 0° , kein Radierer-Polarisator: $R_{TB} = R_{TB}^{max} \cdot \frac{1}{4} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\Delta l}{\lambda}\right)\right)$
- 2.) Polarisatoren auf $0^\circ/90^\circ$, kein Radierer-Polarisator: $R_{TB} = R_{TB}^{max} \cdot \frac{1}{2}$
- 3.) Polarisatoren bei $0^\circ/90^\circ$, Radierer-Polarisator bei 45° : $R_{TB} = R_{TB}^{max} \cdot \frac{1}{8} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\Delta l}{\lambda}\right)\right)$

mit $\lambda = 810$ nm als Wellenlänge der Einzelphotonen und R_{TB}^{max} als maximaler Zählrate von Experiment 1. Parallel zu den Interferogrammen wird die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g_{GRA}^{(2)}(0)$, wie in Gleichung (101) definiert, aufgezeichnet, um den Einzelphotonencharakter des Lichts im Experiment kontinuierlich zu überprüfen.

3.9 Parametrische Fluoreszenz

Die atomare Kaskade, die Grangier, Roger und Aspect zur Gewinnung von Photonenpaaren verwendeten, ist eine sehr ineffiziente und komplizierte Quelle. Heutzutage verwenden die meisten Experimente einen Prozess namens Parametrische Fluoreszenz (englisch: spontaneous parametric down-conversion, SPDC), um Photonenpaare zu

³⁸ Thorlabs bietet mit dem EDU-QE1(M) ein Quantenradierer-Analogie-Kit an. Das Handbuch ist kostenlos auf der Produktwebseite erhältlich und stellt das Quantenradierer-Experiment näher vor.

³⁹ P. G. Kwiat et al., *AIP Conference Proceedings*, **461**(1), 69 (1999).

erzeugen. Bei SPDC werden in einem nichtlinearen Kristall Photonenpaare aus Pumplicht erzeugt, typischerweise aus der Strahlung eines Pumpasers. Diese Photonen werden praktisch gleichzeitig erzeugt, so dass eines der Photonen verwendet werden kann, um die Existenz des anderen zu signalisieren, wodurch es möglich ist, Messungen an einzelnen Photonen durchzuführen. Aus diesem Grund werden die Photonen des Paares historisch als „Idler“- und „Signal“-Photon bezeichnet. Eine schematische Zeichnung des SPDC-Prozesses finden Sie in Abbildung 14.

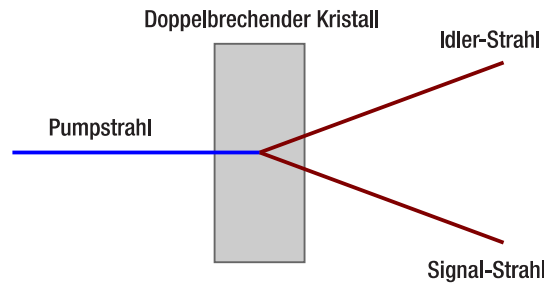


Abbildung 14 Schematische Zeichnung des SPDC-Prozesses (Draufsicht)

Der Prozess⁴⁰ wird spontaneous (im Gegensatz zu stimulated) genannt, weil das Photonenpaar ohne die Anwesenheit eines externen elektromagnetischen Feldes bei der Zielwellenlänge entsteht. Er wird parametric genannt, weil er eine Beziehung zum Modell des parametrischen Oszillators hat. Der Begriff down-conversion wird verwendet, weil die Photonen des Paares eine niedrigere Energie haben als das eintreffende Photon.

SPDC ist der Umkehrprozess zur SHG (Second Harmonic Generation), ein Prozess, der in optischen Labors sehr häufig für verschiedene Anwendungen eingesetzt wird, wie z.B. zur Erzeugung von Lasern mit einer Wellenlänge von 532 nm. Im Gegensatz zur SHG kann er jedoch nicht durch klassische Felder erklärt werden. Klassische Theorien lassen die Erzeugung eines Idler- und Signalstrahls nur dann zu, wenn bereits ein schwacher Signalstrahl vorhanden ist, ein Prozess, der parametrische Verstärkung genannt wird. Daher kann die Existenz des SPDC-Prozesses nur quantenmechanisch erklärt werden.

Für die vollständige Herleitung verweisen wir auf die Literatur⁴¹, aber wir werden im Folgenden einige der wichtigen Eigenschaften des Prozesses hervorheben.

Energie und Impuls müssen durch den SPDC-Prozess erhalten bleiben. Dies bedeutet:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \tag{138}$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \tag{139}$$

Hierbei ist ω die Winkelfrequenz des Photons und \vec{k} ist der Wellenvektor. Die Indizes p, i und s stehen jeweils für Pump, Signal und Idler. Die Frequenzen und Wellenvektoren sind nicht unabhängig, sondern über die Dispersionsbeziehung miteinander verbunden. Da alle drei Indizes dieselbe repräsentative Gleichung haben, wird im Folgenden nur das Pumpphoton als Beispiel angegeben:

$$k_p = \frac{n_p \cdot \omega_p}{c} \tag{140}$$

Hierbei ist n_p der Brechungsindex des Kristalls bei der Pumpfrequenz ω_p und c ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Der Brechungsindex hängt von der Frequenz des Lichts ab. Bei den meisten Materialien steigt er mit zunehmender Frequenz im optischen Bereich, die sogenannte normale Dispersion.

Wenn wir jedoch davon ausgehen, dass die Wellenlängen der Signal- und Idler-Photonen ähnlich sind, benötigen wir für SPDC den gleichen Brechungsindex für die Pump- und die Signal-/Idler-Photonen. Das ist der Grund, warum doppelbrechende Kristalle für SPDC verwendet werden. Diese Kristalle haben unterschiedliche Brechungsindizes für verschiedene Polarisationen. Bei Typ-I-Kristallen, wie dem in diesem Kit verwendeten Bariumborat (BBO)-Kristall, ist die Polarisation der Signal- und Idler-Photonen parallel und wird durch die Kristallorientierung

⁴⁰ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

⁴¹ C. Couteau, *Contemporary Physics*, **59**(3), 291 (2018).

bestimmt. Wenn das Pumplicht orthogonal zur Signal- und Idler-Polarisation polarisiert ist, gilt eine andere Dispersionsbeziehung. Dadurch ist es möglich, Ausrichtungen des Kristalls (im Verhältnis zu \vec{k}_p und der Pump-Polarisation) zu finden, die beide Gleichungen (138) und (139) erfüllen.

Der Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge für BBO ist in Abbildung 15 dargestellt. Die rote durchgezogene Kurve markiert den Brechungsindex für den ordentlichen Strahl (n_o). Die schwarze gestrichelte Kurve ist der Brechungsindex für den außerordentlichen Strahl (n_e), wenn der Eingangsstrahl orthogonal und die Polarisation entlang der optischen Achse des Kristalls ausgerichtet sind. Durch Drehen der Kristallachsen kann die Brechungsindexkurve verschoben werden, bis $n_e(405\text{ nm}) = n_o(810\text{ nm})$. Dies wird als Phasenanpassung (englisch: phase matching) bezeichnet und ermöglicht eine effiziente SPDC von Pump-Photonen bei 405 nm zu Signal-/Idler-Photonenpaaren bei jeweils etwa 810 nm. Der BBO-Kristall in diesem Kit ist in einem Winkel von $29,2^\circ$ geschliffen, um eine optimale Phasenanpassung für einen Pumpstrahl bei senkrechtem Einfall zu gewährleisten. Abschnitt 12.12 enthält weitere Einzelheiten über den Kristallwinkel und die Polarisation.

Ein weiterer Faktor bei diesem Experiment ist die Dicke des Kristalls. Dickere Kristalle bieten eine höhere Paarerzeugungsrate pro Pumpleistung, da das Interaktionsvolumen zwischen Licht und Kristall größer ist. Mit zunehmender Dicke verschimmt jedoch auch die Wellenlängen-Positions-Korrelation der SPDC-Photonen, da die an verschiedenen Stellen des Kristalls erzeugten Paare einen anderen Ausgangspunkt für den Kegel haben, auf dem sie emittiert werden.

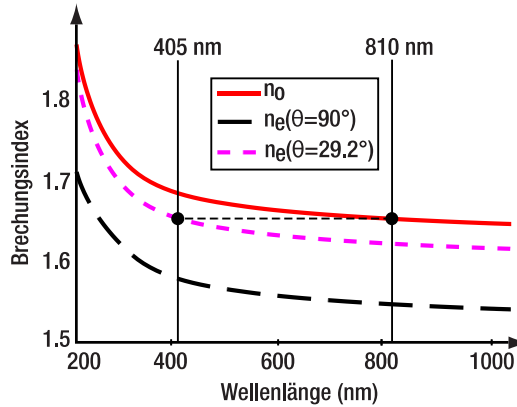


Abbildung 15 Brechungsindizes für den ordentlichen Strahl (n_o , rote Kurve) und den außerordentlichen Strahl (n_e) bei 90° (schwarze Kurve) und $29,2^\circ$ (rosa Kurve) Kristallausrichtung

Je nach den genauen Parametern der Phasenanpassung verlassen die Signal- und Idler-Paare den Kristall entweder kollinear oder auf einem Kegel mit einem kleinen Öffnungswinkel. Die k-Vektoren der Photonen für letzteren Fall sind in Abbildung 16.schematisch dargestellt. Im Kit beträgt der halbe Öffnungswinkel des Kegels 3° .

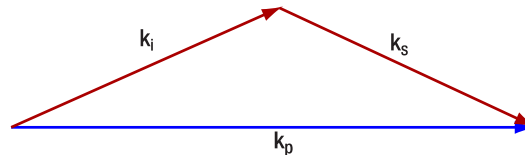


Abbildung 16 Schematische Darstellung der k-Vektoren der Pump- (p), Idler- (i) und Signal- (s) Photonen in einem SPDC-Prozess mit nicht-kollinearer Emission

Es ist wichtig zu beachten, dass bei einer Pumpwellenlänge von 405 nm die Wellenlänge der Signal- und Idler-Photonen nicht immer 810 nm beträgt. Gleichung (138) erlaubt auch Paare mit unterschiedlichen Wellenlängen, wie z.B. 812 nm / 808 nm⁴². In diesen Fällen bildet das Photon mit der längeren Wellenlänge einen etwas größeren Winkel mit dem Pumpstrahl und umgekehrt. Diese Wellenlängenabweichung wird dadurch begrenzt, wie gut die

⁴² Beachten Sie, dass die Wellenlänge der Paare über $\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}$ berechnet wird, **nicht** über $\lambda_p = \frac{\lambda_s + \lambda_i}{4}$. Das obige Beispiel würde also 812,00 nm / 808,01 nm lauten, wenn man es mit höherer Genauigkeit angibt.

Phasenanpassung bei den verschiedenen Wellenlängen erfüllt ist, da die Effizienz des SPDC-Prozesses bei nicht optimaler Phasenanpassung stark abfällt. In der Konfiguration dieses Kits werden die Photonenpaare in einem Wellenlängenbereich von bis zu mehreren 10 nm und Winkeln von bis zu mehreren Grad emittiert^{43,44}. Abbildung 17 zeigt ein theoretisch berechnetes Diagramm für die normalisierte Signalintensität in Abhängigkeit von der Signalwellenlänge für eine Pumpwellenlänge von 405 nm und den Kristallparametern, die dem Kristall im Kit entsprechen. Im Experiment bedeutet dies, dass die durch den SPDC-Prozess erzeugten Photonen über einen ziemlich großen Winkel verteilt sind. Wenn man mit zwei Detektoren gleichzeitig misst, muss man darauf achten, dass die Detektoren so positioniert sind, dass sie Photonen desselben Paares detektieren können. Außerdem muss man bei der Messung wellenlängenabhängiger Größen wie der Kohärenzlänge der von der SPDC erzeugten Photonen berücksichtigen, dass die Wellenlängen räumlich getrennt sind. Dies macht es wahrscheinlich, dass nicht alle erzeugten Wellenlängen detektiert werden.

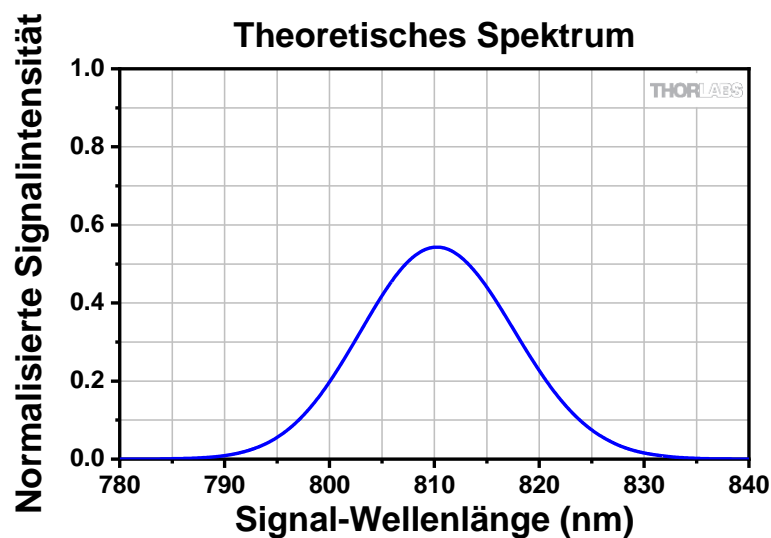


Abbildung 17 Theoretisches Spektrum der Signalintensität in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge (Berechnung über spdcalc.org)

⁴³ M. Beck, *Quantum Mechanics, Theory and Experiment*. (Oxford University Press, Oxford, 2012).

⁴⁴ N. Beouf et al., *Optical Engineering*, **39**(4), (2000).

Kapitel 4 Experimentelle Konzepte

4.1 Einzelphotonen-Detektoren

Einzelphoton-Detektoren basieren auf dem Design der Avalanche Photodiode (APD). Ein eintreffendes Photon erzeugt ein Elektron-Loch-Paar im Halbleitermaterial der APD (Silizium für die Detektoren in diesem Kit). Eine starke Sperrspannung wird an den Halbleiter angelegt, wodurch das Elektron so stark beschleunigt wird, dass es durch Stoßionisation zusätzliche freie Elektronen erzeugt, die wiederum noch mehr Elektronen erzeugen. Dieser Effekt erzeugt einen großen internen Verstärkungsfaktor, der zu einem messbaren Spannungsimpuls führt, sogar mit einem einzigen Photon als Ausgangssignal. In diesem Sinne ist das Funktionsprinzip einem Geiger-Müller-Zähler bemerkenswert ähnlich (man sagt, die Detektoren werden im Geiger-Modus betrieben), funktioniert aber bei viel niedrigeren Photonenenergien. Dieser Ausgangspuls wird oft von der internen Elektronik des Detektors so geformt, dass er einem internationalen Standard, wie z.B. TTL, entspricht. Ein typischer Ausgangspuls der Detektoren im Kit ist in der linken Grafik von Abbildung 18 dargestellt.

Nach einem Avalanche-Ereignis ist der Detektor für eine kleine Zeitspanne, die als Totzeit bezeichnet wird (<35 ns für die Detektoren in diesem Kit), unempfindlich gegenüber weiteren Photonen. Dies ist der Hauptfaktor für die maximale Zählrate, die der Detektor erkennen kann (20 MHz für die Detektoren im Kit).

Die Photonendetektionseffizienz (d.h. der Prozentsatz der eingehenden Photonen, die zu einem Signalimpuls führen) eines solchen Detektors hängt vom Detektormaterial und der Wellenlänge der Photonen ab. Die in diesem Kit verwendeten Detektoren bieten eine maximale Effizienz von 65% bei etwa 600 nm. Bei der Design-Wellenlänge des Kits (810 nm) detektieren sie immer noch etwa 45% aller eintreffenden Photonen, wie in der rechten Grafik von Abbildung 18 ablesbar.

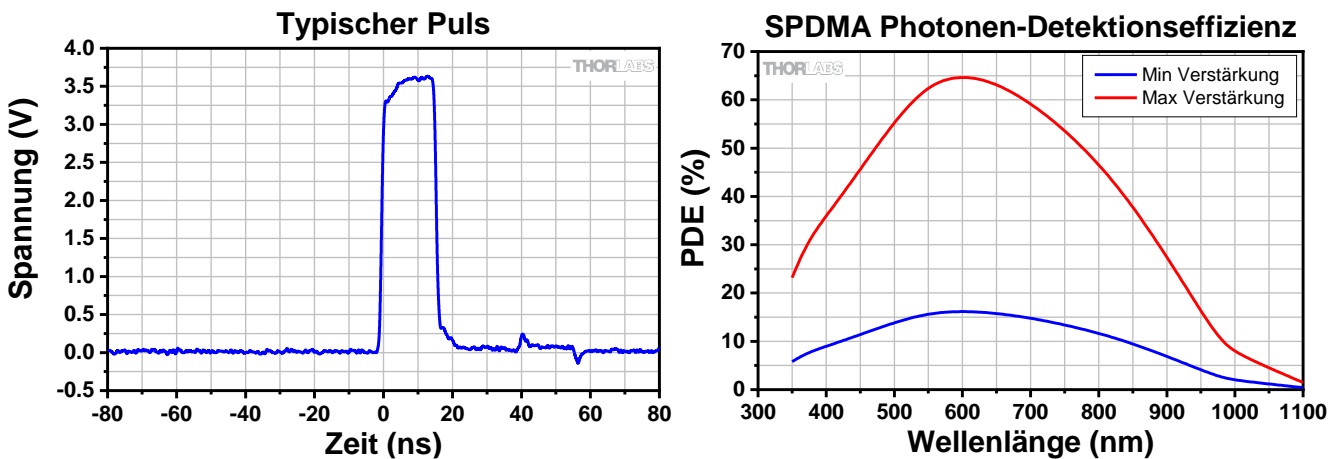


Abbildung 18 Typischer Ausgangsimpuls (links) und spektrale Photonendetektionseffizienz (rechts) für die in diesem Kit verwendeten SPDMA-Detektoren

Manchmal kommt es zu einem Avalanche-Ereignis, ohne dass ein externes Photon auf den Detektor trifft. Ein solches Ereignis wird als „Dark Count“ bezeichnet. Dark Counts sind unerwünscht, da sie Fehler in der Messung verursachen, insbesondere bei niedrigen Signalzählraten. Die typische Dunkelzählrate der SPDMA-Detektoren in diesem Kit liegt bei <300 Hz. Da die Signalzählraten in den hier beschriebenen Experimenten typischerweise mehrere 10 oder sogar 100 kHz betragen, ist der negative Einfluss der Dark Counts auf die Ergebnisse vernachlässigbar. Außerdem ist die Methode der Koinzidenzzählung, die in Abschnitt 3.5.4 beschrieben wird, die Auswirkungen der Dark Counts weiter reduziert.

Die SPDMA-Detektoren in diesem Kit bieten die Funktion, die Sperrspannung (Verstärkung) an der Diode zu reduzieren, wodurch die Dunkelzählrate verringert wird, aber gleichzeitig auch die Effizienz der Photonendetektion. Wie oben beschrieben, sind Dark Counts in den Experimenten dieses Kits kein Problem, so dass die Detektoren stets mit maximaler Verstärkung betrieben werden sollten (siehe Abschnitt 7.1.8).

Manchmal erzeugt ein Detektionsereignis nicht einen einzigen Ausgangspuls, sondern zwei oder mehr. Dieser unerwünschte Effekt wird Afterpulsing genannt. Es gibt mehrere Mechanismen, die zu diesem Effekt beitragen.

Bei unseren Detektoren steigt die Wahrscheinlichkeit von Afterpulsing mit zunehmender Verstärkung, ist aber selbst bei maximaler Verstärkung gering. In den in diesem Handbuch beschriebenen Experimenten führt das Afterpulsing zu einer leichten Überschätzung aller Detektor-Zählraten, verändert aber keines der Ergebnisse wesentlich.

4.2 Time Tagging

4.2.1 Time Tagging im Vergleich mit Koinzidenzelektronik

Ein grundlegender Teil der Durchführung von quantenoptischen Experimenten mit einer Photonenpaarquelle ist das Zählen von Koinzidenzereignissen. Es gibt zwei technische Möglichkeiten, um festzustellen, ob zwei Ereignisse zeitlich nah genug beieinander liegen, um als Koinzidenzereignis gezählt zu werden:

- 1.) Koinzidenz-Elektronik: Durch den Aufbau einer Gate-Schaltung mit seriellen Logikelementen oder auf einem Field Programmable Gate Array (FPGA) kann man Ereignisse, bei denen die Ausgangspulse zweier Detektoren in einem bestimmten Koinzidenzfenster eintreffen, in Echtzeit zählen.
- 2.) Time Tagging: Ein Time Tagger verknüpft jedes Detektorereignis mit einem sehr genauen Zeitstempel. Die Anzahl der Koinzidenzen kann dann aus den Zeitunterschieden berechnet werden, die sich aus den Zeitstempeln ergeben.

Eine Koinzidenzelektronik kann im Preisbereich von wenigen hundert Euro entwickelt werden, während Time Tagger mit der für die Quantenoptik erforderlichen Präzision deutlich teurer sind. Das Time Tagging bietet jedoch mehrere Vorteile gegenüber der Koinzidenzelektronik, vor allem Flexibilität. Während die Koinzidenzelektronik oft in ihren Parametern begrenzt ist (z.B. durch die Taktrate des Prozessors) und für das jeweilige Experiment entwickelt werden muss, ist das Time Tagging nur durch die Präzision der Zeitstempel begrenzt. Dadurch können unterschiedliche Experimente leicht durch Änderung der Berechnungsparameter umgesetzt werden. Darüber hinaus ermöglicht Time Tagging eine vielseitigere Nachbearbeitung: verschiedene Eingangskanäle können verglichen werden, nachdem die Messungen durchgeführt wurden. In diesem Kit verwenden wir einen Time Tagger, daher wird sich der Rest dieses Abschnitts auf die Besonderheiten des Time Taggings konzentrieren. Bitte beachten Sie, dass der im Kit enthaltene Time Tagger über vier aktive Kanäle verfügt, so dass Sie Ihre Experimente über die im Kit enthaltenen Kanäle hinaus erweitern können. Wenn Sie noch mehr aktive Kanäle benötigen, wenden Sie sich bitte an Swabian Instruments.

4.2.2 Jitter und Koinzidenzfenster

Der Time Tagger ordnet Zeitstempel sowohl den steigenden als auch den fallenden Flanken der Eingangspulse zu (in diesem Kit werden nur die steigenden Flanken verwendet). Diese Zuordnung der Zeitstempel zu den Ereignissen ist nie perfekt. Die Abweichung der Zeitstempelwerte von zwei Kanälen zueinander können Sie testen, indem Sie ein sehr stabiles periodisches Signal an beide Kanäle anlegen, viele Ereignisse messen und die Differenzen zwischen den gemessenen Zeiten der beiden Kanäle aufzeichnen. Typischerweise zeigen die Zeitunterschiede eine Gaußsche Verteilung mit einer Standardabweichung von σ . Der Jitter ist dann definiert als $\sqrt{\frac{1}{2}}\sigma$. Für die in diesem Kit verwendete Lehr-Version des Time Taggers ist der Jitter mit < 720 ps spezifiziert. Da das typische Koinzidenzfenster für die Experimente mehrere Nanosekunden lang ist, ist dieser Jitter akzeptabel. Zeitmessgeräte für die Forschung erreichen Jitter-Werte von bis zu 1 ps.

Angenommen, es gibt zwei Kanäle des Zeit-Taggers namens A und B und ein benutzerdefiniertes Tagger-Fenster von Δt_t . Immer, wenn ein Ereignis auf einem der beiden Detektoren zur Zeit t_1 gemessen wird, öffnet sich das Fenster. Wenn ein Ereignis auf dem anderen Detektor zu einer Zeit t_2 gemessen wird und $t_2 - t_1 \leq \Delta t_t$ gilt, wird ein Koinzidenzereignis gezählt. Dabei spielt es keine Rolle, ob das Ereignis zuerst an Detektor A oder Detektor B gemessen wird. Dieses Schema ist in Abbildung 19 gezeigt. Bitte beachten Sie, dass sich das Fenster Δt_t (ein Parameter zur Steuerung des Time Taggers) und das Koinzidenzfenster Δt welches in Abschnitt 3.5 genutzt wird

(welches das vollständige Koinzidenzfenster ist, das beschreibt, wann eine Zählung auf B eine Koinzidenz mit einer festen Zählung auf A erzeugen kann)⁴⁵ um einen Faktor 2 unterscheiden:

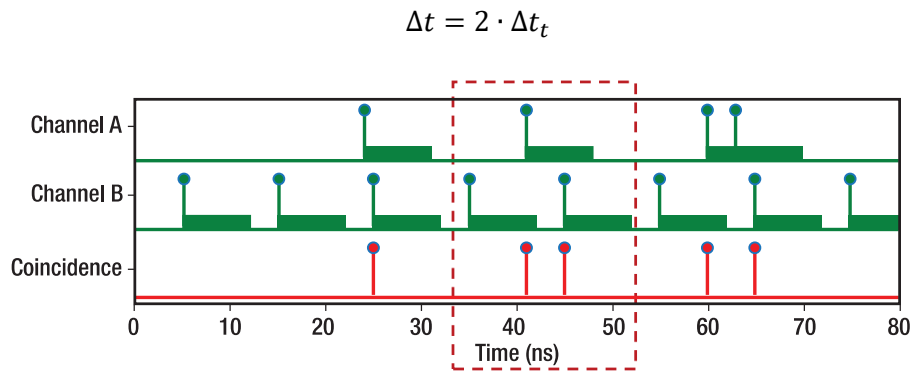


Abbildung 19 Definition einer Koinzidenz zwischen zwei Kanälen des Time Taggers (Die Balken markieren die Länge des Koinzidenzfensters). Das gestrichelte Rechteck markiert einen unerwünschten Fall von zwei Koinzidenzen, die durch nur ein Ereignis in Kanal A verursacht wurden.⁴⁶

Auf den ersten Blick scheint dieses Schema für quantenoptische Anwendungen ungeeignet zu sein, da ein einziges Detektionsereignis auf einem Detektor zwei Koinzidenzereignisse verursachen kann, wie mit einem roten Rechteck in Abbildung 19, während ein Photon eines Photonenpaares natürlich maximal eine einzige Koinzidenzzählung verursachen sollte.

Allerdings ist in Abbildung 19 die Totzeit der Detektoren nicht berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.1). Diese Totzeit ist viel größer als das Koinzidenzfenster eines typischen Experiments, so dass die Ereignisse auf Kanal B in Abbildung 19 nie nahe genug beieinander liegen können, um den kritischen Fall zu verursachen, der mit dem roten Rechteck markiert ist. In Anbetracht dessen ist die Definition von Koinzidenzen, wie sie der Time Tagger verwendet, für die in diesem Handbuch beschriebenen Experimente geeignet.

In den quantenoptischen Experimenten dieses Kits benötigen wir oft dreifache Koinzidenzen zwischen drei Kanälen T, A und B, wobei T der Triggerdetektor ist, der das Vorhandensein eines einzelnen Photons in dem Arm anzeigt, der die Detektoren A und B umfasst. In diesem speziellen Fall sind Dreifach-Koinzidenzen durch eine Koinzidenz zwischen den Zweifach-Koinzidenzen T&A und T&B definiert. Jede Zweifach-Koinzidenz erhält den Zeitstempel des früheren seiner beiden Zählereignisse, wie in Abbildung 20 dargestellt.

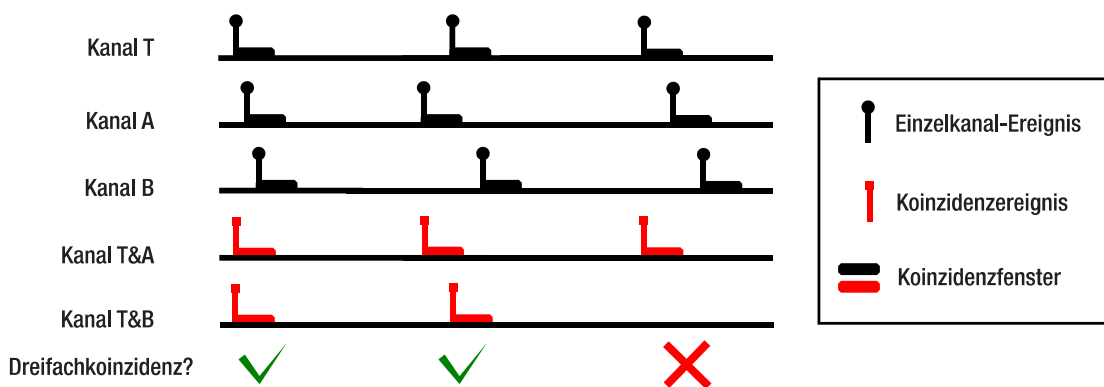


Abbildung 20 Schema zur Erkennung von Dreifach-Koinzidenzen. Zwischen dem zweiten und dem dritten Fall wurde nur die zeitliche Position der Zählereignisse bei T und A ausgetauscht, aber der dritte Fall führt nicht zu einer Dreifach-Koinzidenz, da keine Zweifach-Koinzidenz zwischen T und B registriert wird. Dies verdeutlicht die besondere Rolle des Trigger-Detektors in diesem Schema.

⁴⁵ Dieser Unterschied wird von der Software automatisch verarbeitet. Der Eingabewert ist Δt .

⁴⁶ Abbildung kopiert aus der Dokumentation des Time Tagger 20 von Swabian Instruments

Obwohl Dreifach-Koinzidenzen auch auf andere Weise definiert werden können und verschiedene Nachweissysteme möglich sind, sind die hier beschriebene Methode und Definition die beste Lösung für die Experimente in diesem Kit. Weitere Einzelheiten finden Sie in Abschnitt 12.1.

4.2.3 Verzögerungskompensation

Wenn zwei oder mehr Detektoren mit verschiedenen Kanälen des Time-Taggers verbunden sind, werden ihre Signale zu unterschiedlichen Zeiten eintreffen, auch wenn die Ereignisse, die die Signale verursacht haben, gleichzeitig stattgefunden haben. Hierfür gibt es zwei Ursachen:

- 1.) Zufällige Verzögerungen, die durch Jitter in den Detektoren und der Timing-Elektronik verursacht werden.
- 2.) Systematische Verzögerungen durch unterschiedliche Kabellängen, leichte Unterschiede in den Detektorschaltungen, Unterschiede in der Weglänge zu den Detektoren (30 cm \approx 1 ns für Licht in Luft), etc.

Die systematischen Verzögerungen sind oft viel größer als die zufälligen (in der Größenordnung von mehreren ns), können aber kompensiert werden, indem man einfach eine konstante Zeit zu jedem Zeitstempel auf einem bestimmten Kanal addiert oder subtrahiert, bevor man die Koinzidenzen berechnet.

Um die systematischen Verzögerungswerte in diesem Kit zu bestimmen, verwenden wir die folgende Methode:

- Verwenden Sie ein großes Koinzidenzfenster (20 ns oder mehr), um Koinzidenzen von Photonenpaaren auch mit den systematischen Verzögerungen zu finden.
- Gehen Sie zurück zu einem kleinen Koinzidenzfenster (5 ns), variieren Sie die Verzögerung der Detektoren A und B (im Vergleich zum Detektor T) schrittweise (0,5 ns Schrittweite) und zeichnen Sie die Anzahl der Koinzidenzen zwischen den Detektoren T&A und T&B für jeden Schritt auf. Abbildung 21 zeigt ein Beispiel für eine solche Messung.
- Die maximale Anzahl von Übereinstimmungen für T&A (T&B) tritt bei der Verzögerung von Kanal A (B) auf, die den besten Ausgleich für die systematischen Verzögerungsunterschiede bietet. Diese Verzögerungen werden dann für alle weiteren Messungen verwendet.

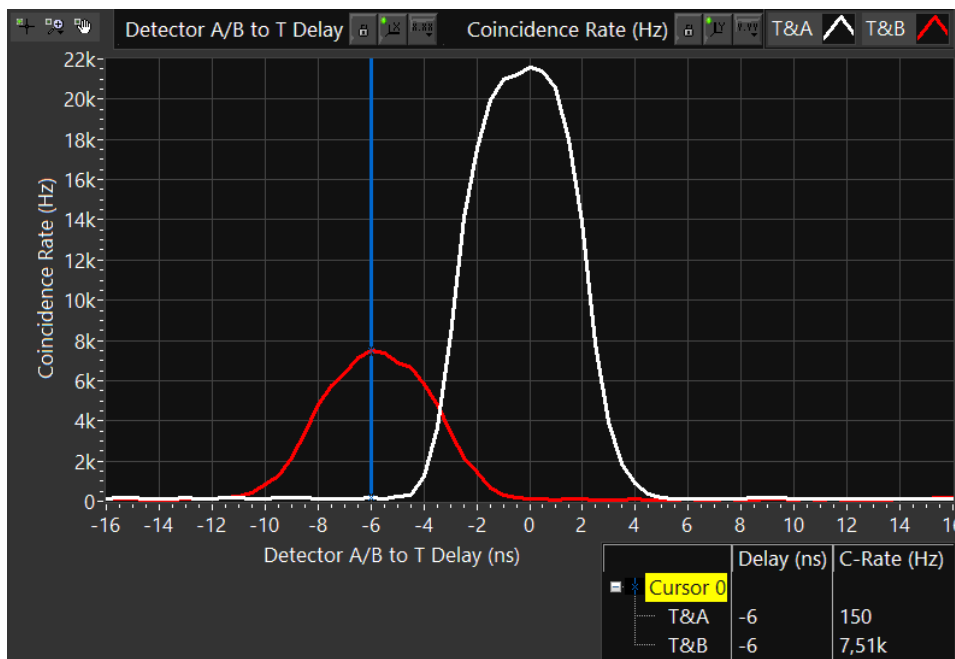


Abbildung 21 Beispiel für die Messung der Detektorverzögerung. In diesem Fall hat der Detektor B eine Verzögerung von -6 ns im Vergleich zum Detektor T.

Kapitel 5 Kit Komponenten

In den Fällen, in denen die metrischen und zölligen Kits Teile mit unterschiedlichen Artikelnummern enthalten, sind die metrischen Teilenummern und Abmessungen in Klammern angegeben, sofern nicht anders angegeben.

5.1 Pump- und Justagelaser

 <p>1 x LDM9T(/M) Laserdiodenhalter mit integriertem Temperaturregler</p>	 <p>1 x L405P20⁴⁷ Laserdiode 405 nm, 20 mW</p>	 <p>1 x KLD101 K-Cube Laserdioden-Controller</p>	 <p>1 x C230TMD-A Asphärisches Objektiv, gehaltert, $f = 4,51$ mm, $NA = 055$</p>
 <p>1 x S1TM09 Adapter SM1 auf M9 x 0,5</p>	 <p>1 x TPS002 15 V Stromversorgung für bis zu zwei K-Cubes</p>	 <p>1 x CAB400 Kabel, 9-Pin D-Sub 1,5 m lang</p>	 <p>1 x PL202 USB-Lasermodul 635 nm, 0,9 mW</p>
 <p>1 x AD11NT Adapter ohne Gewinde für $\varnothing 11$ mm Komponenten</p>	 <p>1 x KM100CP(/M) Kinematischer Spiegelhalter mit Zentrierplatte für $\varnothing 1$" Optiken</p>	 <p>1 x DS5 USB-Netzteil 5 VDC</p>	 <p>1 x RS2P8E (RS2P4M) $\varnothing 1$" ($\varnothing 25$ mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 2" (50 mm) lang</p>
 <p>1 x RS1.5P8E (RS1.5P4M) $\varnothing 1$" ($\varnothing 25$ mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 1,5" (38 mm) lang</p>	 <p>1 x KB1X1 (KB25/M) Magnetische Basisplatte 1" x 1" (25 mm x 25 mm)</p>	 <p>1 x KBB1X1 (KBB25/M) Magnetische Bodenplatte 1" x 1" (25 mm x 25 mm)</p>	 <p>1 x PH1E⁴⁸ $\varnothing 1/2$" ($\varnothing 12,7$ mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1,19" (30,1 mm) lang</p>
 <p>1 x TR1 (TR30/M) $\varnothing 1/2$" Post, 1" (30 mm) lang</p>			

⁴⁷ Vorselektiert auf ± 1 nm. Diese Laserdiode enthält ein Datenblatt mit der zugehörigen LIV-Kurve.

⁴⁸ Das EDU-QOP1/M Kit wird mit einem 30,1 mm hohen Posthalter geliefert. Für einen Ersatz wenden Sie sich bitte an den technischen Support (techsupport@thorlabs.com).

5.2 Kristall und Justierhilfen

 <p>1 x BBO-Kristall Typ 1 3 mm dick, Schnittwinkel: 29,2°</p>	 <p>1 x FGL515 Ø25 mm Farbiges Glasfilter, 515 nm Langpass</p>	 <p>2 x KM100CP(/M) Kinematischer Spiegelhalter mit Zentrierplatte für Ø1" Optiken</p>	 <p>1 x markierter Spiegelhalter⁴⁹ Kinematischer Spiegelhalter mit Zentrierplatte und zusätzlichen Markierungen</p>
 <p>1 x KB1X1 (KB25/M) Magnetische Basisplatte 1" x 1" (25 mm x 25 mm)</p>	 <p>2 x KBT1X1 (KBT25/M) Magnetische Deckplatte 1" x 1" (25 mm x 25 mm)</p>	 <p>1 x Axicon Ø1/2", 3° halber Öffnungswinkel des Lichtkegels für 635 nm</p>	 <p>1 x SM05L10 SM05 Lenstube, 1" Gewindetiefe</p>
 <p>1 x SM05S5M Ø1/2" Abstandshalter aus Messing, 5 mm lang</p>	 <p>1 x SM05S10M Ø1/2" Abstandshalter aus Messing, 10 mm lang</p>	 <p>1 x AD1T Ø1" Adapter für Ø1/2" Optiken, mit Innengewinde SM05</p>	 <p>1 x PH1E⁵⁰ Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1,19" (30,1 mm) lang</p>
 <p>1 x TR1 (TR30/M) Ø1/2" Post, 1" (30 mm) lang</p>			

⁴⁹ Es handelt sich um einen KM100CP(/M) Halter mit zusätzlichen Markierungen. Für Ersatz wenden Sie sich bitte an den technischen Support (techsupport@thorlabs.com).

⁵⁰ Das EDU-QOP1/M Kit wird mit einem 30,1 mm hohen Posthalter geliefert. Für Ersatz wenden Sie sich bitte an den technischen Support (techsupport@thorlabs.com).

5.3 Optiken

 <p>4 x PF10-03-F01 Ø1" UV-optimierter Aluminium-Spiegel</p>	 <p>4 x KM100 Kinematischer Spiegelhalter für Ø1" Optiken</p>	 <p>4 x KCP1(/M) Zentrierplatte für Ø1"- Spiegelhalter</p>	 <p>5 x RS2P8E (RS2P4M) Ø1" (Ø25 mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 2" (50 mm) lang</p>
 <p>1 x RS1.5P8E (RS1.5P4M) Ø1" Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 1,5" (38 mm) lang</p>	 <p>1 x KB1X1 (KB25/M) Magnetische Basisplatte 1" x 1" (25 mm x 25 mm)</p>	 <p>1 x CCM5-BS017(/M) Gehalterter Strahlteiler, nicht polarisierend, antireflexionsbeschichtet, 700 nm - 1100 nm</p>	 <p>1 x RS2.5P(/M) Ø1" (Ø25 mm) Post mit Sockel, 1/4"-20 (M6) Gewinde, 2,5" (65 mm) lang</p>
 <p>1 x Ungehaltete Irisblende⁵¹ Ø15 mm max. Öffnung, mit 8-32 (M4) Gewindebolzen</p>	 <p>1 x Ungehaltete Irisblende⁵² Ø25 mm max. Öffnung, mit 3/4" (20 mm) langer 8-32 (M4) Madenschraube</p>	 <p>1 x RSP1D(/M) Rotationshalter für Ø1" Optiken</p>	 <p>1 x WPH10ME-405 Ø1" gehaltete Polymer- Halbwellenplatte, Zero-Order, SM1- Gewinde, 405 nm</p>
 <p>1 x LMR1(/M) Ø1" Linsenhalter</p>	 <p>1 x VRC4D1 Ø1" Justierhilfe</p>	 <p>1 x EDU-VS1(/M) Beobachtungsschirm, 5,91" x 5,91"</p>	 <p>1 x SMR1(/M) Ø1" Linsenhalter mit SM1-Innengewinde und ohne Haltelippe</p>

⁵¹ Es handelt sich um eine ID15(/M) Irisblende ohne den TR3(TR75/M) Post. Für Ersatz, siehe ID15(/M) Irisblende auf der Webseite.

⁵² Es handelt sich um eine ID25(/M) Irisblende ohne den TR3(TR75/M) Post und mit längerer 8-32 (M4) Madenschraube. Für Ersatz wenden Sie sich bitte an den technischen Support (techsupport@thorlabs.com).

 <p>2 x SM1D12D SM1 Irisblende, Ringmechanismus Ø12 mm Max. Apertur</p>	 <p>1 x SM1CP2 Endkappe mit SM1 Außengewinde</p>	 <p>1 x SM05CP2 Endkappe mit SM05 Außengewinde</p>	 <p>1 x PH2E (PH50E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 2,19" (54,7 mm) lang</p>
 <p>1 x TR2 (TR50/M) Ø1/2" Post, 2" (50 mm) lang</p>	 <p>1 x PH1.5E (PH40E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1,69" (44,7 mm) lang</p>	 <p>2 x TR1.5 (TR40/M) Ø1/2" Post, 1,5" (40 mm) lang</p>	 <p>1 x PH1E (PH30E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1,19" (34,7 mm) lang</p>
 <p>1 x PH082E (PH20E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1" (25 mm) lang</p>	 <p>1 x TR075 (TR20/M) Ø1/2" Post, 0,75" (20 mm) lang</p>	 <p>1 x RS4M (RS5M) Abstandshalter für Ø1" Posts, 4 mm (5 mm) dick</p>	 <p>2 x RS10M Abstandshalter für Ø1" Posts, 10 mm dick</p>
 <p>1 x RS3M (RS1M) Abstandshalter für Ø1", 3 mm (1 mm) dick</p>	 <p>1 x RS06M Abstandshalter für Ø1" Posts, 0,6 mm dick</p>	 <p>1 x AP8E25E (AP6M4M) Adapter mit Außengewinde 8-32 (M6 x 1.0) und Außengewinde 1/4"-20 (M4 x 0.7)</p>	 <p>1 x SM1L03 SM1 Lenstube 0,3" Gewindetiefe</p>
 <p>1 x EBP1 30:70 Strahlteiler, Ø1", AOI: 45°</p>	 <p>1 x NE30A Ø25 mm Absorptions-ND- Filter, SM1-Gewindefassung, optische Dichte: 3.0</p>	 <p>1 x SM1A1 Adapter mit SM05 Außengewinde und SM1 Innengewinde</p>	

5.4 Detektoren

 <p>3 x SPDMA Einzelphotonendetektor 350 nm - 1100 nm Ø500 µm Detektorfläche</p>	 <p>3 x CXY1A XY Translationshalter für Ø1" Optiken</p>	 <p>3 x SM1NR05 SM1 Zoomgehäuse für Ø1/2" Optiken</p>	 <p>3 x AC127-050-B Ø1/2" Achromatisches Doublet, f = 50 mm, Anti-Reflection Coating: 650 nm - 1050 nm</p>
 <p>3 x Ø1" Bandpassfilter CWL = 810 ± 2 nm, FWHM = 10 ± 1 nm</p>	 <p>3 x SM1D12D SM1 Irisblende, Ringmechanismus Ø12 mm Max. Apertur</p>	 <p>3 x SM1L05 SM1 Lenstube 0,5" Gewindetiefe</p>	 <p>3 x Schwalbenschwanz-Adapter</p>
 <p>3 x DTSM1 Schwalbenschwanz- Adapter, SM1 Außengewinde auf D4T Innengewinde</p>	 <p>3 x SM1NT1 SM1 (1.035"-40) Haltering, 1.25" Außendurchmesser, Schlitze für Schraubenschlüssel</p>	 <p>3 x PH2E (PH50E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 2,19" (50 mm) lang</p>	 <p>3 x TR2 (TR50/M) Ø1/2" Post, 2" (50 mm) lang</p>
 <p>3 x AP8E4M (nur metrisches Kit) Adapter mit 8-32 (M4 x 0,7) Außengewinde</p>			

5.5 Michelson-Interferometer





 <p>1 x MB8 (MB2020/M) Aluminium-Lochrasterplatte 8" x 8" (200 mm x 200 mm)</p>	 <p>1 x NFL5DP20S(/M) Positioniertisch mit 5 mm Verfahrweg, Mikrometerschraube und 20 μm Piezoantrieb mit geschlossenem Regelkreis</p>	 <p>1 x NFL5P1(/M) Adapterplatte für Positioniertisch</p>	 <p>1 x KPZ101 K-Cube Piezo Controller</p>
 <p>1 x KSG101 K-Cube Strain Gauge Controller</p>	 <p>1 x TPS002 15V-Stromversorgung für bis zu zwei K-Cubes</p>	 <p>2 x PF10-03-M01 \varnothing1" Gold-Spiegel mit Schutzschicht</p>	 <p>2 x KM100 Kinematischer Spiegelhalter für \varnothing1" Optiken</p>
 <p>1 x KCP05(/M) Zentrierplatte</p>	 <p>1 x RS1.5P8E (RS1.5P4M) \varnothing1" (\varnothing25 mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 1,5" (38 mm) lang</p>	 <p>1 x RS6M Abstandshalter für \varnothing1" Posts, 6 mm dick</p>	 <p>1 x CCM5-BS017(/M) Gehalterter Strahlteiler, nicht polarisierend, antireflexionsbeschichtet 700 nm - 1100 nm</p>
 <p>1 x RS2P(/M) \varnothing1" (\varnothing25 mm) Post mit Sockel, 1/4"-20 (M6) Gewindebohrer, 2" (50 mm) lang</p>	 <p>1 x AP8E25E (AP6M4M) Adapter mit 8-32 (M4 x 0.7) Außengewinde und 1/4"-20 (M6 x 1.0) Außengewinde</p>	 <p>1 x RS3M Abstandshalter für \varnothing1" Posts, 3 mm dick</p>	 <p>1 x LEDMT1F USB-betriebene LED- Halterung mit 62Ω Widerstand, inkl. USB-zu-Micro-B-USB- Kabel</p>
 <p>2 x LED660L LED, 660 nm, 13 mW, 18° halber Öffnungswinkel FWHM: 14 nm</p>	 <p>1 x SMR05(/M) Linsenhalter ohne Haltelippe für \varnothing1/2" Optiken</p>	 <p>1 x SM05L10 SM05 Lenstube 1" Gewindetiefe</p>	 <p>1 x USB-C-72 72" USB 2.0 Typ-A Verlängerungskabel</p>

 <p>1 x LMR1(/M) Ø1" Linsenhalter</p>	 <p>1 x LB1471 Ø1" Linse, bikonvex f = 50 mm, unbeschichtet</p>	 <p>1 x Ungehalterte Irisblende⁵³ Ø8,0 mm maximale Blendenöffnung</p>	 <p>2 x PH2E (PH50E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 2,19" (50 mm) lang</p>
 <p>2 x TR2 (TR50/M) Ø1/2" Post, 2" (50 mm) lang</p>	 <p>1 x PH1.5E (PH40E/M) Ø1/2" (Ø12,7 mm) Posthalter mit Sockel, magnetisch, 1,69" (44,7 mm) lang</p>	 <p>1 x TR1.5 (TR40/M) Ø1/2" Post, 1,5" (40 mm) lang</p>	 <p>1 x CA2912 SMA-Koaxialkabel, SMA- Stecker auf SMA-Stecker, 12" (304 mm)</p>

5.6 Time Tagger und Software

 <p>1 x EDU Time Tagger</p>	 <p>3 x CA2924 SMA Koaxialkabel Stecker-zu- Stecker 24" (609 mm) lang</p>	 <p>1 x USB-Stick EDU-QOP1 Software</p>
---	---	--

5.7 Quantenradierer

 <p>2 x LPNIRB050 Ø1/2" Linearer Polarisator, 650 - 1100 nm</p>	 <p>1 x LPNIRE100-B Ø1" Linearer Polarisator, 600 nm - 1100 nm</p>	 <p>1 x WPH10ME-808 Ø1" gehalterte Polymer- Halbwellenplatte, Zero Order, SM1-Gewinde, 808 nm</p>	 <p>4 x RSP1D(/M) Rotationshalter für Ø1" Optiken</p>
---	--	--	---

⁵³ Es handelt sich um eine ID8(/M) Irisblende ohne den TR3(TR75/M) Post. Für Ersatz, siehe ID8(/M) Irisblende auf der Webseite.





 <p>2 x SM1A6T Adapter mit SM1 Außengewinde und SM05 Innengewinde</p>	 <p>2 x RS1.5P8E (RS1.5P4M) Ø1" (Ø25 mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 1,5" (38 mm) lang</p>	 <p>2 x RS2P8E (RS2P4M) Ø1" (Ø25 mm) Post mit Sockel, 8-32 (M4) Gewinde, 2" (50 mm) lang</p>	 <p>2 x RS4M (RS5M) Abstandshalter für Ø1" Posts, 4 mm (5 mm) dick</p>
 <p>2 x RS4M Abstandshalter für Ø1" Posts, 4 mm dick</p>	 <p>1 x PS3 Post-Abstandshalter, Höhe = 1/2"</p>		

5.8 Montage und Werkzeuge





 <p>5 x CF125-P5 Klemme, 1,24" Versenktes Langloch, 5er Pack</p>	 <p>2 x Klemme 0.40" Versenktes Langloch</p>	 <p>2 x CL2(/M) Klemme mit variabler Höhe, mit 1/4"-20 (M6) Gewinde</p>	 <p>2 x CL5A Klemme, L-Form, abgerundete Lippe</p>
 <p>1 x SPW606 Spannschlüssel für SM1 Haltinge, Länge = 1.00"</p>	 <p>1 x SPW909 Spannschlüssel für SM1- Gewindeadapter, Länge = 1"</p>	 <p>1 x SPW603 Spannschlüssel für SM05- Haltinge, Länge = 1.00"</p>	 <p>1 x SPW301 Spannschlüssel für Asphärische Linsen</p>
 <p>1 x SPW502 Schraubenschlüssel für geschlitzte SM05-, SM1- und C-Mount- Verschlussringe</p>	 <p>1 x CS1 Anschraubbare Kabelbinder (15 Stück)</p>	 <p>1 x LG3 Laserschutzbrille</p>	 <p>1 x Etikettenbogen</p>

5.9 Schrauben und Werkzeuge

5.9.1 Zölliges Kit

So kombinieren Sie Komponenten		So montieren Sie Baugruppen auf dem Breadboard	
Typ	Anzahl.	Typ	Anzahl.
8-32 x 1/4" Schraube	14	1/4"-20 x 1/4" Schraube	14
8-32 x 5/8" Schraube	1	1/4"-20 x 3/8" Schraube	37
8-32 x 1/2" Madenschraube	2	1/4"-20 x 1" Schraube	2
8-32 x 5/8" Madenschraube	1	1/4"-20 x 2" Schraube	2
8-32 x 3/4" Madenschraube	6	1/4"-20 x 2,5" Schraube	2
Sechskant-Schlüssel: 0.050", 1/16"		1/4" Unterlegscheibe	100
Balltreiber			Schlitzschraubendreher
 1 x BD-5/64 5/64" Schraubendreher	 1 x BD-9/64 Schraubendreher für 8-32 Schrauben	 1 x BD-3/16 Schraubendreher für 1/4"-20 Schrauben	 1 x Schlitz- schraubendreher 1,8 mm x 0,5 mm

5.9.2 Metrisches Kit

Zur Kombination von Komponenten		Zur Montage von Baugruppen auf dem Breadboard	
Typ	Anzahl	Typ	Anzahl
M4 x 6 mm Schraube	14	M6 x 6 mm Schraube	14
M4 x 16 mm Schraube	1	M6 x 10 mm Schraube	37
M4 x 12 mm Schraube	2	M6 x 25 mm Schraube	2
M4 x 16 mm Schraube	1	M6 x 50 mm Schraube	2
M4 x 20 mm Schraube	6	M6 x 65 mm Schraube	2
Sechskant-Schlüssel: 1,3 mm, 1,5 mm		M6 Unterlegscheibe	100
Balltreiber			Schlitzschraubendreher
 1 x BD-2M 2 mm Schraubendreher	 1 x BD-3M Schraubendreher für M4 Schrauben	 1 x BD-5M Schraubendreher für M6 Schrauben	 1 x Schlitz- schraubendreher 1,8 mm x 0,5 mm

Kapitel 6 Aufbau-Kurzanleitung

Dieses Kapitel enthält eine Zusammenfassung des Aufbaus für erfahrene Benutzer, die auch als Auffrischung genutzt werden kann, wenn Sie den Aufbau mehrmals wiederholen. Der Zusammenbau der Komponenten wird in Abschnitt 7.1 beschrieben und eine detaillierte Anleitung zum Aufbau des Systems finden Sie im weiteren Verlauf von Kapitel 7.

Vorbereitende Justierung (Abschnitt 7.2)

- Stellen Sie sicher, dass der Pump laser kollimiert ist.
- Vergewissern Sie sich, dass die Skalen aller drei Polarisatoren korrekt kalibriert sind (die Skala sollte mit der tatsächlichen Drehung des Polarisators übereinstimmen). Das Verfahren dazu wird in Abschnitt 7.2.3 beschrieben.

HBT-Experiment mit Justagelaser (Abschnitt 7.3)

- Positionieren Sie die Komponenten wie in Abbildung 22 gezeigt.

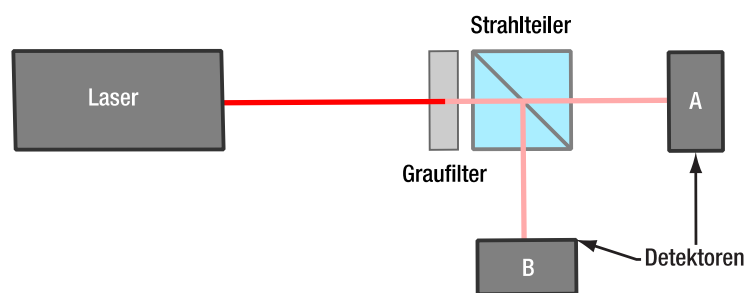


Abbildung 22 HBT Experiment mit Ausrichtungslaser

Paarquelle (Abschnitt 7.4)

- Positionieren Sie die Komponenten wie in Abbildung 23 gezeigt.
- Vergewissern Sie sich, dass der Strahlengang von Pump und der Alignment-Strahl identisch sind (über den Strahlengang durch die beiden Blendenöffnungen).
- Verwenden Sie das Axicon mit dem Justagelaser, um die Detektoren im Lichtkegel zu positionieren.
- Verwenden Sie die Glasfilter, um die Optik des Detektors auf eine maximale Zählrate zu optimieren.
- Verwenden Sie den BBO-Kristall und stellen Sie die Neigung (untere kinematische Schraube) für eine maximale Koinzidenzzählrate ein. Verwenden Sie bei Bedarf ein größeres Koinzidenzfenster (~ 20 ns).
- Stellen Sie die Detektorverzögerung in der Software ein, um systematische Verzögerungen im System auszugleichen.

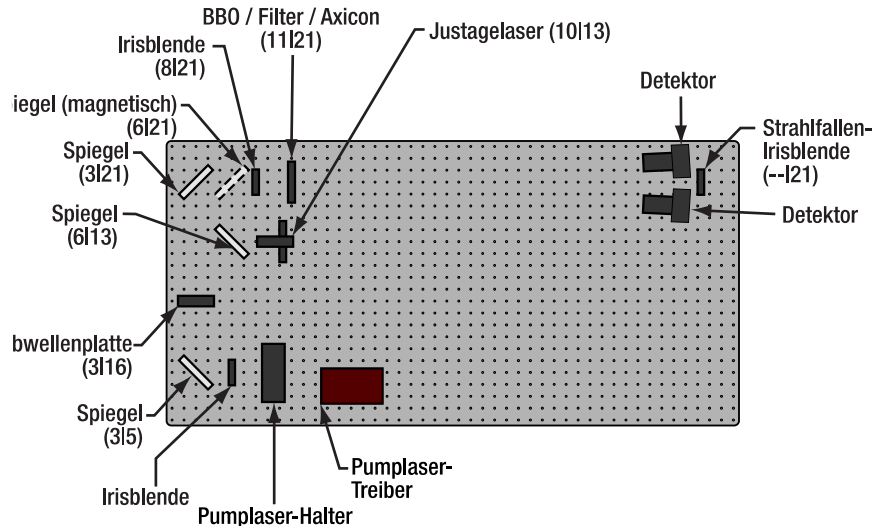


Abbildung 23 Aufbau der Paarquelle. Die Zahlen in Klammern sind die Nummern der Löcher auf dem Breadboard (von links / von unten).

GRA Experiment (Abschnitt 7.5)

- Platzieren Sie einen Strahlteiler im Pfad zu Detektor A und positionieren Sie Detektor B im anderen Ausgang des Strahlteilers.
- Positionieren Sie Detektor B analog zu den Detektoren T und A (Axicon → Filter → BBO)
- Stellen Sie die Verzögerung von Detektor B in der Software ein, um die systematische Verzögerung auszugleichen.

Michelson-Interferometer (Abschnitt 7.6)

- Bauen Sie mit einer weiteren Irisblende einen zusätzlichen Justierpfad zwischen dem BBO-Kristall und dem Strahlteiler auf.
- Ersetzen Sie Detektor B durch das Michelson-Interferometer auf dem kleinen Breadboard (siehe Abbildung 24)
- Justieren Sie das Interferometer mit dem Justagelaser und der roten LED.
- Positionieren Sie den Detektor B am Ausgang des Interferometers. Richten Sie ihn aus und stellen Sie die Verzögerung wie zuvor ein.
- Verbinden Sie den Positioniertisch mit dem KPZ101 und dem KSG101. Und verbinden Sie den KPZ101 mit dem KSG101.

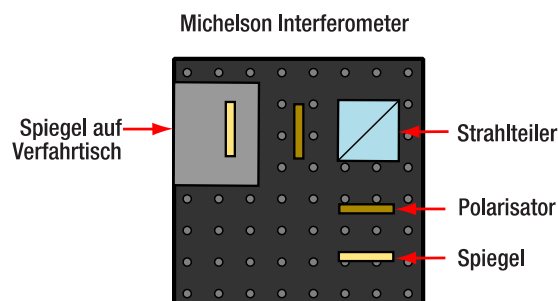


Abbildung 24 Michelson-Interferometer Board

Quantenradierer (Abschnitt 7.7)

- Setzen Sie eine Halbwellenplatte (808 nm) zwischen die beiden Strahlteiler und stellen Sie die HWP auf $22,5^\circ$ ein.

- Setzen Sie die beiden Polarisatoren mit einem Durchmesser von 1/2" in die Arme des Interferometers und stellen Sie beide Polarisatoren auf 0° ein.
- Verwenden Sie die rote LED, um das Interferometer neu zu justieren.
- Abbildung 25 zeigt den vollständigen Aufbau.

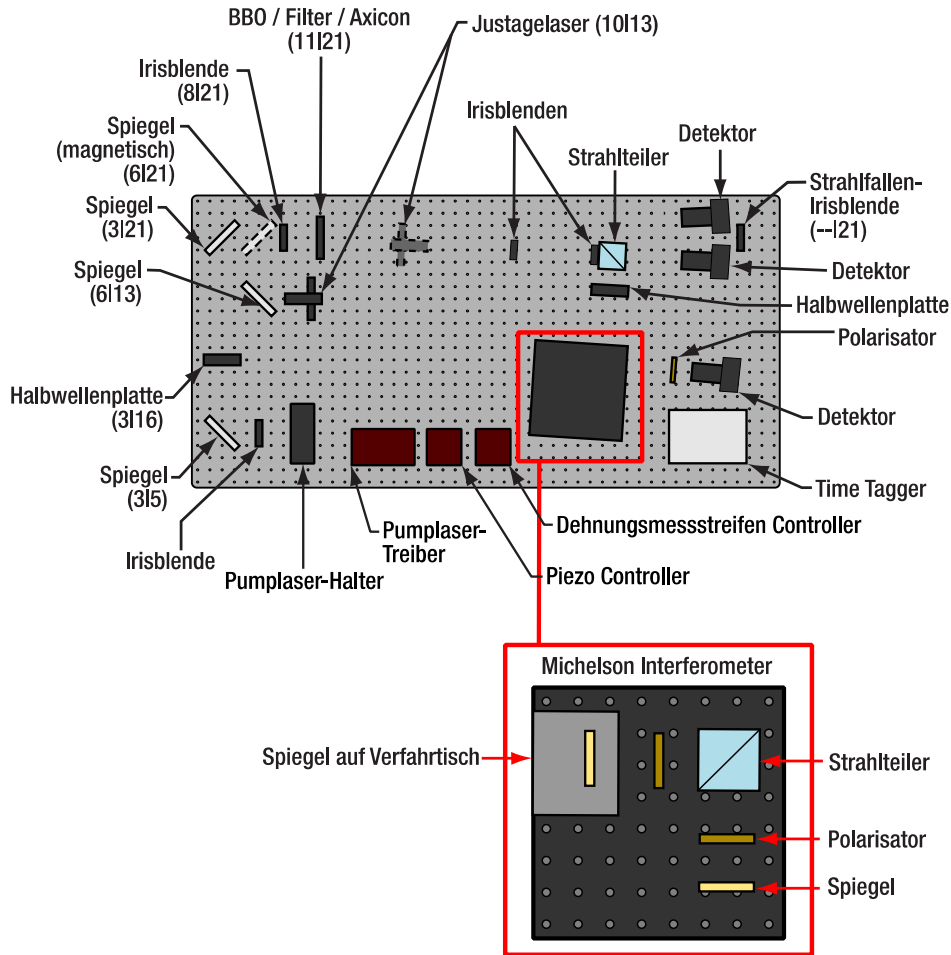


Abbildung 25 Vollständige Übersicht des Aufbaus. Die Zahlen in Klammern sind die Nummern der Löcher auf dem Breadboard (von links / von unten).

Kapitel 7 Aufbau und Justierung

Dieses Kapitel enthält eine detaillierte und gründliche Anleitung zum Aufbau aller Komponenten und Experimente des Kits. Kapitel 6 bietet eine sehr kurze Zusammenfassung für erfahrene Benutzer oder mehrmaliges Aufbauen.

7.1 Zusammenbau der Komponenten

7.1.1 Pumplaser

- Es wird empfohlen, beim Zusammenbau des Pumplasers eine ESD-Schutzausrüstung zu tragen, um Schäden an der Laserdiode durch elektrische Entladungen zu vermeiden.
- Nehmen Sie den LDM9T(/M) Laserdiodenhalter und legen Sie ihn mit der Frontplatte nach oben auf einen Tisch. Entfernen Sie die vier Schrauben an den Ecken der Frontplatte und nehmen Sie sie ab. Auf der Innenseite des Diodenhalters befinden sich zwei Schalter für LD (Laserdiode) und PD (Photodiode). Beide sollten auf CG (Cathode Grounded) stehen und der Jumper J2 sollte nicht angeschlossen sein, wie in Abbildung 26 gezeigt.

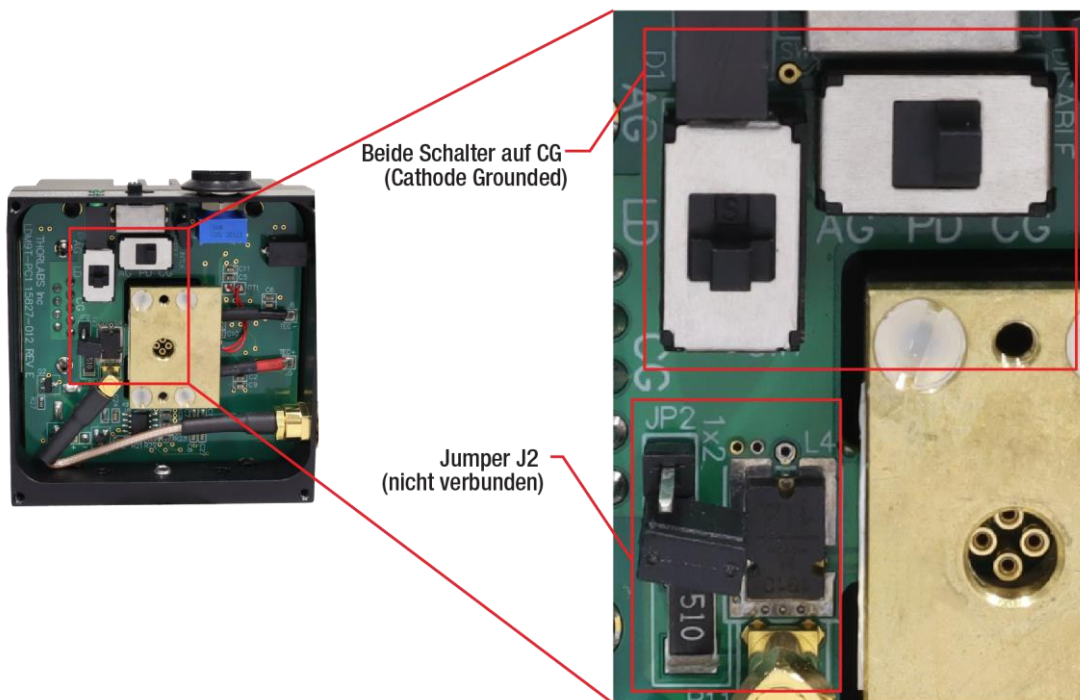


Abbildung 26 Richtige Schalterstellung im LDM9T(/M) Laserdiodenhalter

- Entfernen Sie den Montageflansch (falls vorinstalliert) und montieren Sie den Pumplaser wie in Abbildung 27 gezeigt.
- Bitte beachten Sie:
 - Legen Sie für die Schritte 1-5 den LDM9T(/M)-Halter auf eine flache Oberfläche, wobei die Vorderseite nach oben zeigen muss.
 - Stecken Sie in Schritt 1 die Beinchen der Diode so in die Löcher des Laserhalters, wie in Abbildung 28 gezeigt.
 - Der LDM9T(/M) Halter wird mit zwei verschiedenen Flanschen geliefert. Verwenden Sie in Schritt 2 den kleineren.
 - Achten Sie bei Schritt 3 darauf, dass die Frontplatte mittig auf dem Halter sitzt.

- Verwenden Sie den SPW301 Spanschlüssel für Schritt 4 und den SPW909 Spanschlüssel für Schritt 5.
- Schrauben Sie in Schritt 5 den S1TM09-Adapter in die Frontplatte, bis Sie einen erhöhten Widerstand bemerken, da die Gummilippe des S1TM09-Adapters in das SM1-Gewinde eingreift.
- Verwenden Sie in Schritt 6 einen 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssel, um die Madenschraube so weit wie möglich in den Post zu schrauben.
- Ziehen Sie in Schritt 7 die Verbindung zwischen dem LDM9T(/M) Halter und dem Post mit einem Schraubenzieher im Drehmomentloch des Pfostens fest.

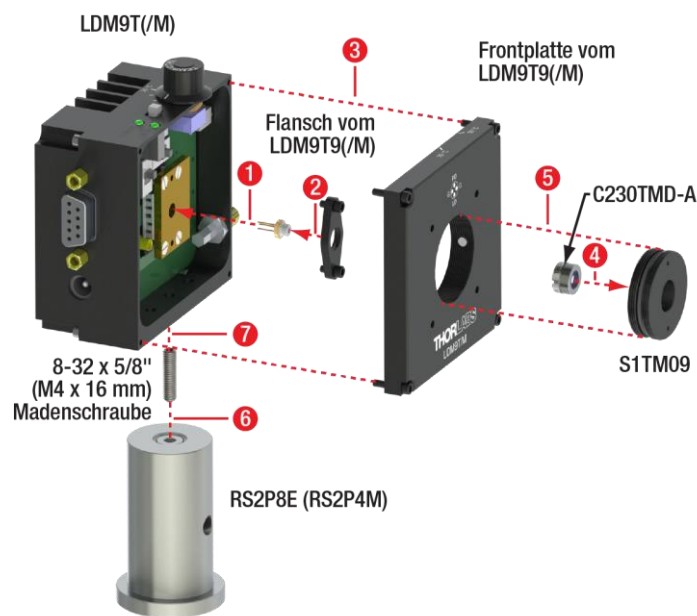
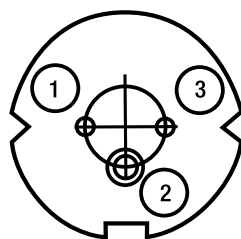


Abbildung 27 Montage des Pumplasers

Laser Diode Bottom View



Laser Mount Front View

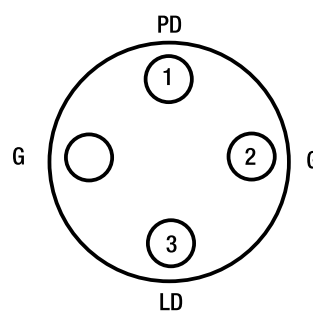


Abbildung 28 Korrekte Montage der L405P20 Laserdiode in die LDM9T(/M) Halterung

7.1.2 Justagelaser

- Montieren Sie den Justagelaser wie in Abbildung 29.
- Bitte beachten Sie:
 - Der KM100CP(/M) Spiegelhalter hat zwei Gewindesockel. Befestigen Sie den mit „Thorlabs“ beschrifteten Sockel an der Magnetplatte (wie in Schritt 2 in Abbildung 29 gezeigt). Dies ermöglicht später im Aufbau einen besseren Zugang zu den Justierschrauben.

- Verwenden Sie in Schritt 3 einen 1/16" (1,5 mm) Sechskantschlüssel, um den PL202 Laser im AD11NT Adapter zu befestigen.
- Der AD11NT Adapter sollte sich ungefähr in der Mitte des PL202 Lasers befinden.

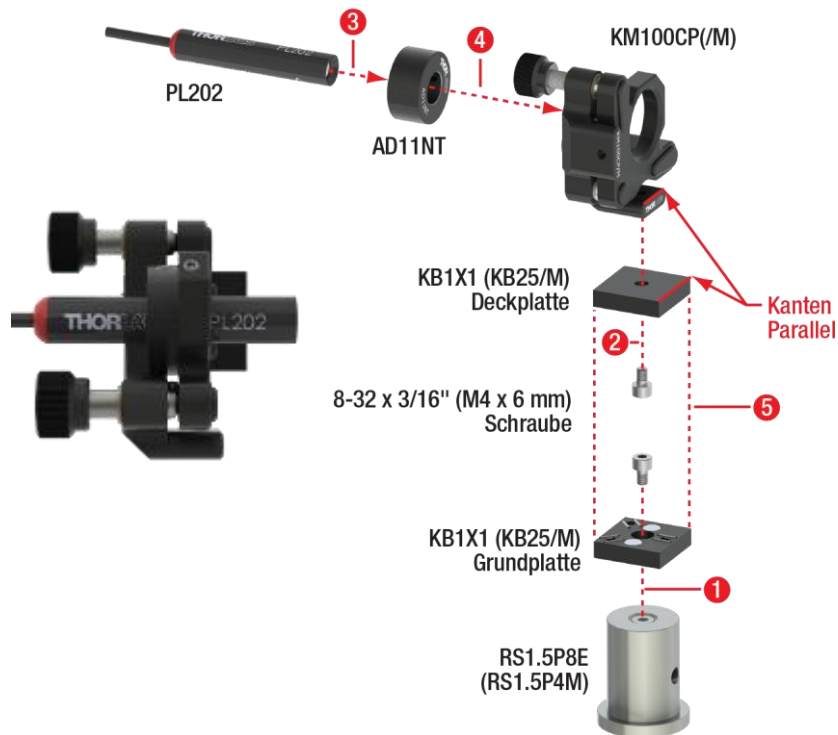


Abbildung 29 Montage des Justagelasers (rechts) und Ansicht des fertigen Bauteils (links)

7.1.3 Spiegel

- Bauen Sie zwei Spiegel so zusammen, wie in Abbildung 30 dargestellt. Bauen Sie je einen Spiegel wie in Abbildung 31 und Abbildung 32 auf.
- Bitte beachten Sie:
 - Die Schrauben, welche die KM100 Halterung mit der KCP1(/M) Platte verbinden, sind im Lieferumfang der KM100 Halterung enthalten. Die metrischen Schrauben sind zur besseren Unterscheidung schwarz gefärbt.
 - Achten Sie darauf, die in den Abbildungen markierten Kanten so parallel wie möglich auszurichten.
 - Berühren Sie nicht die Spiegeloberflächen!
 - Verwenden Sie die Nylonschraube der KM100-Halter, um die Spiegel zu befestigen.

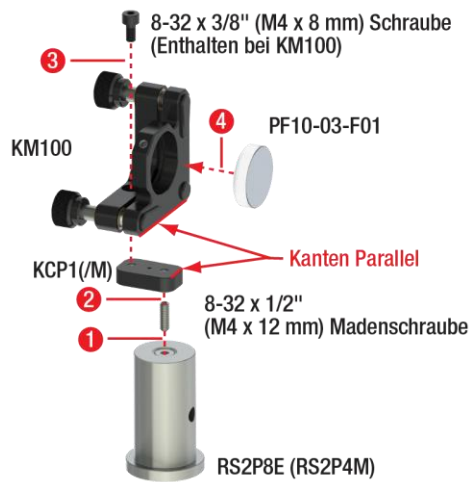


Abbildung 30 Erste Spiegelbaugruppe (Setzen Sie zwei zusammen)

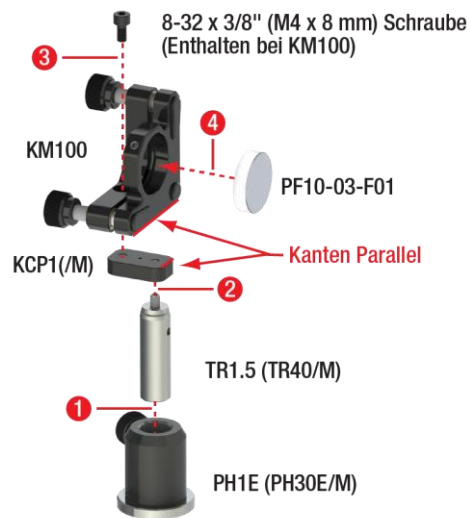


Abbildung 31 Zweite Spiegelbaugruppe (Setzen Sie eine zusammen)

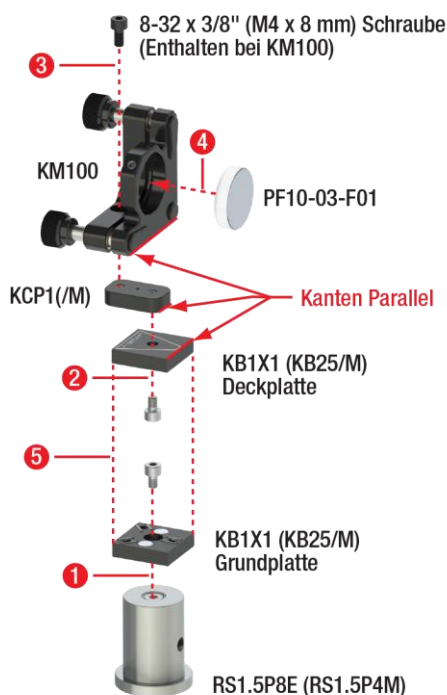


Abbildung 32 Dritte Spiegelbaugruppe (Setzen Sie eine zusammen)

7.1.4 Irisblenden

- Bauen Sie die drei Irisblenden wie in Abbildung 33 gezeigt auf.



Abbildung 33 Aufbau der Irisblenden

7.1.5 Halbwellen-Platten

- Montieren Sie die Wellenplatten wie in Abbildung 34 gezeigt.
- Bitte beachten Sie:
 - Verwenden Sie in Schritt 1 einen 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssel, um die Madenschraube so weit wie möglich in den RSP1D(/M) Rotationshalter einzuschrauben.
 - Lösen Sie nach dem Zusammenbau mit einem 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssel die beiden Feststellschrauben an der Vorderseite des RSP1D(/M) Halters, verschieben die Skala, bis die 0°-Einstellung mit der Markierung der schnellen Achse auf der Wellenplatte übereinstimmt, und ziehen die Feststellschrauben wieder an. Führen Sie dies für beide Wellenplatten durch.

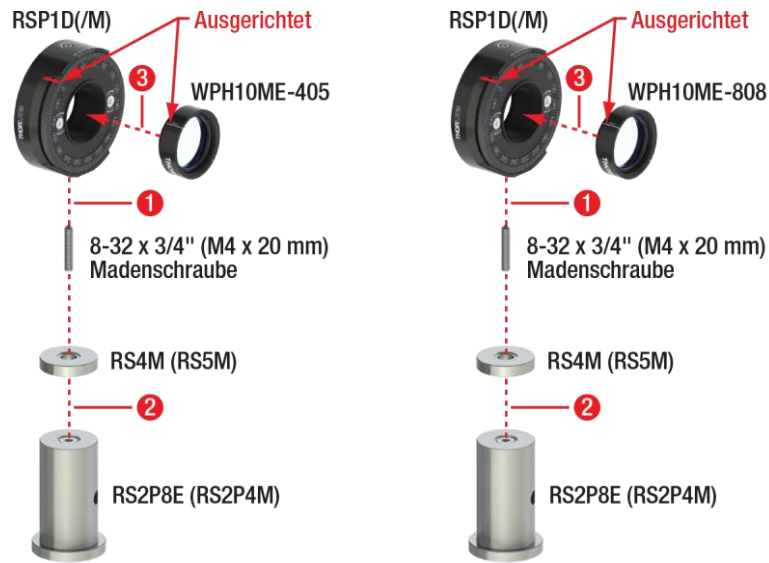


Abbildung 34 Zusammenbau der Halbwellenplatten

7.1.6 Kristall, Axicon und Filter

- Entfernen Sie den Haltering aus einem SM05L10 Lenstube und montieren Sie das Axicon wie in Abbildung 35 gezeigt.
- Bitte beachten Sie:
 - In Schritt 1 sollte die konische Seite des Axicons zu den Bronze-Abstandshaltern zeigen (siehe Abbildung 36). Vermeiden Sie es, die Axicon-Oberflächen zu berühren.
 - Verwenden Sie für Schritt 2 einen SPW603 Spanschlüssel.
 - Achten Sie bei Schritt 5 darauf, die markierten Kanten parallel auszurichten.

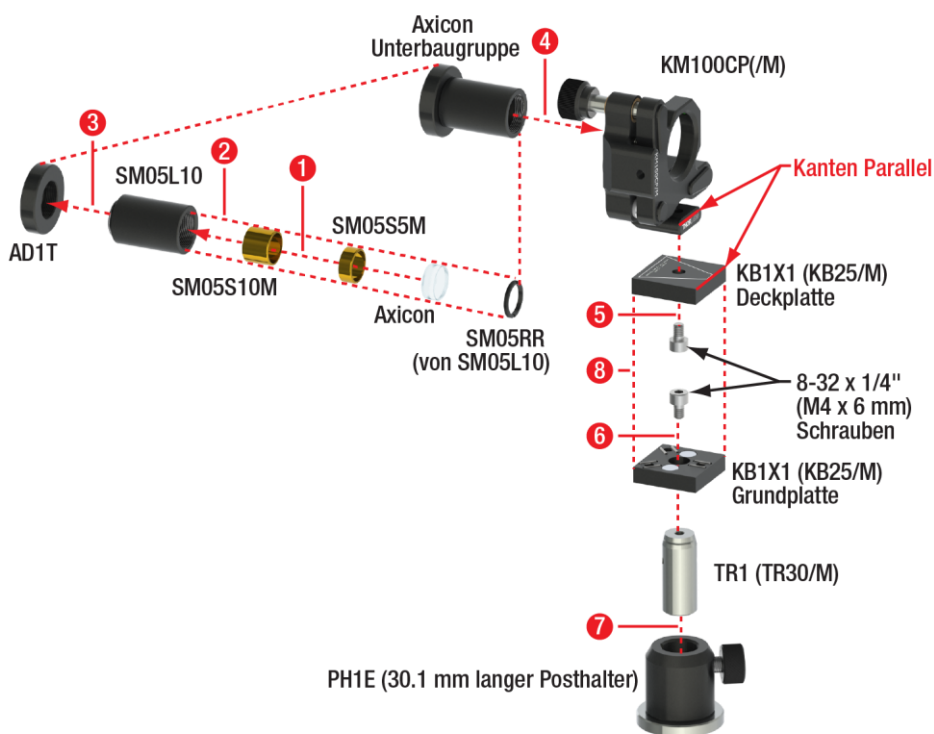


Abbildung 35 Zusammenbau des Axicons

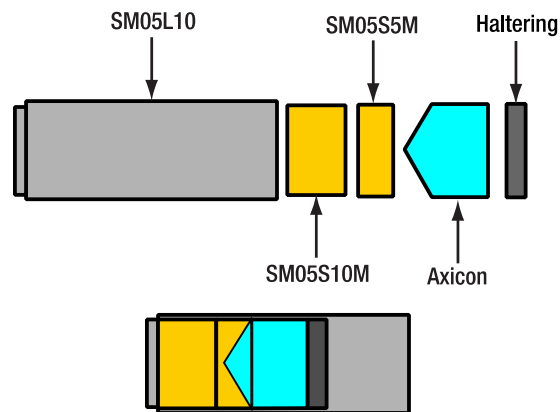


Abbildung 36 Skizze der Elemente der Axicon-Komponente vor (oberes Bild) und nach (unteres Bild) dem Zusammenbau. Der Winkel des Axicons ist stark übertrieben gezeichnet.

- Bauen Sie den BBO-Kristall wie auf der linken Seite von Abbildung 37 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Achten Sie bei Schritt 1 darauf, die markierten Kanten so parallel wie möglich auszurichten.
 - Achten Sie darauf, den Kristall in Bezug auf die Markierungen auf der KM100CP(/M)-Fassung auszurichten, wie auf der rechten Seite von Abbildung 37 gezeigt. Verwenden Sie die Nyllonschraube des KM100CP(/M)-Halters, um den Kristall zu befestigen.

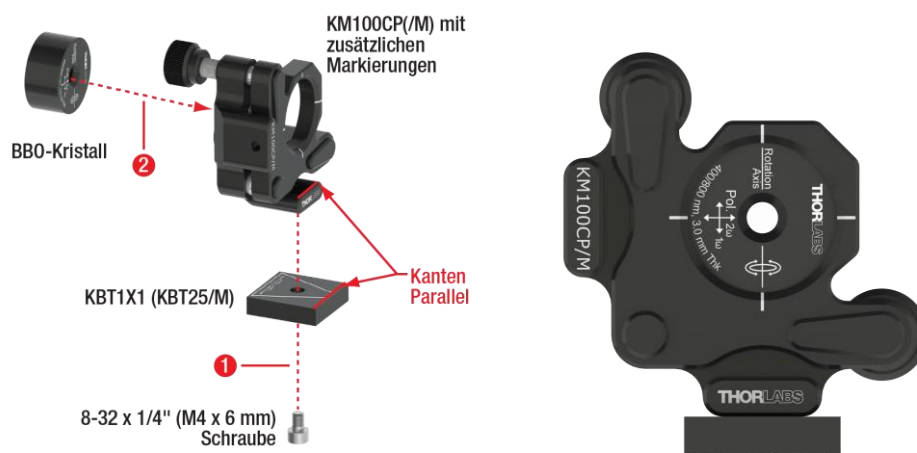


Abbildung 37 Zusammenbau des BBO-Kristalls

- Montieren Sie den Farbglasfilter wie in Abbildung 38 gezeigt.
- Bitte beachten Sie:
 - Richten Sie in Schritt 1 die markierten Kanten so parallel wie möglich aus.
 - Berühren Sie in Schritt 2 nicht die Filteroberflächen. Verwenden Sie die Nyllonschraube des KM100CP(/M) Halters, um den Filter in Position zu halten.



Abbildung 38 Zusammenbau des Glasfilters

7.1.7 Strahlteiler

- Bauen Sie die Strahlteiler wie in Abbildung 39 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Verwenden Sie vor Schritt 4 auf der linken Seite von Abbildung 39 einen 0,05" (1,3 mm) Sechskantschlüssel, um die Feststellschraube der SM1D12-Blende festzuziehen. Dies verhindert, dass die Blendenlamellen während Schritt 4 beschädigt werden. Lösen Sie die Feststellschraube, nachdem Sie den Zusammenbau abgeschlossen haben.

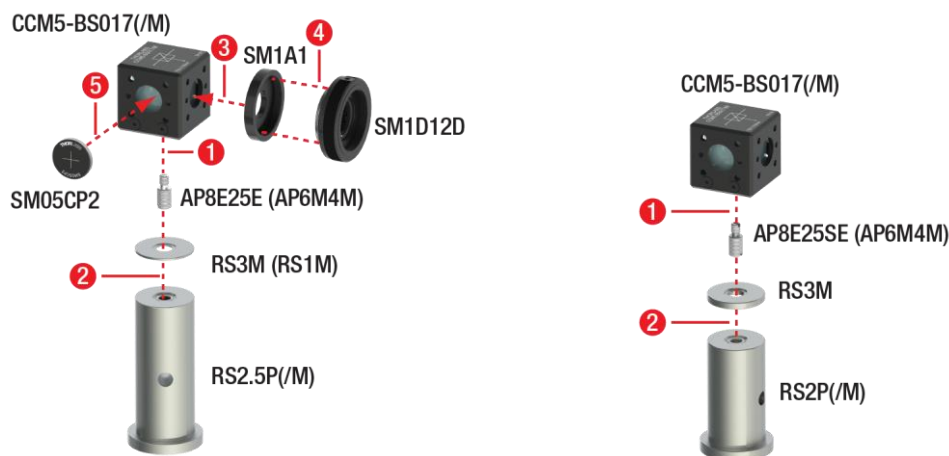


Abbildung 39 Zusammenbau der Strahlteiler

7.1.8 Detektoren

- Entfernen Sie die Lenstubes von den drei SPDMA-Detektoren und bauen Sie die drei Detektoren zusammen, so wie auf der linken Seite von Abbildung 40 gezeigt.
- Bitte beachten Sie:
 - Führen Sie nach Schritt 2 einen 5/64" (2 mm) Schraubenzieher durch das Loch im TR50/M (TR2) Post und verwenden Sie ihn als Hebel, um den Post fest gegen den SPDMA-Detektor anzuziehen.
 - Drehen Sie mit dem Schlitzschraubendreher die Verstärkungsschraube aller drei Detektoren im Uhrzeigersinn, bis ein harter Anschlag erreicht ist (Verstärkung auf Maximum eingestellt), wie auf der rechten Seite von Abbildung 40 gezeigt.

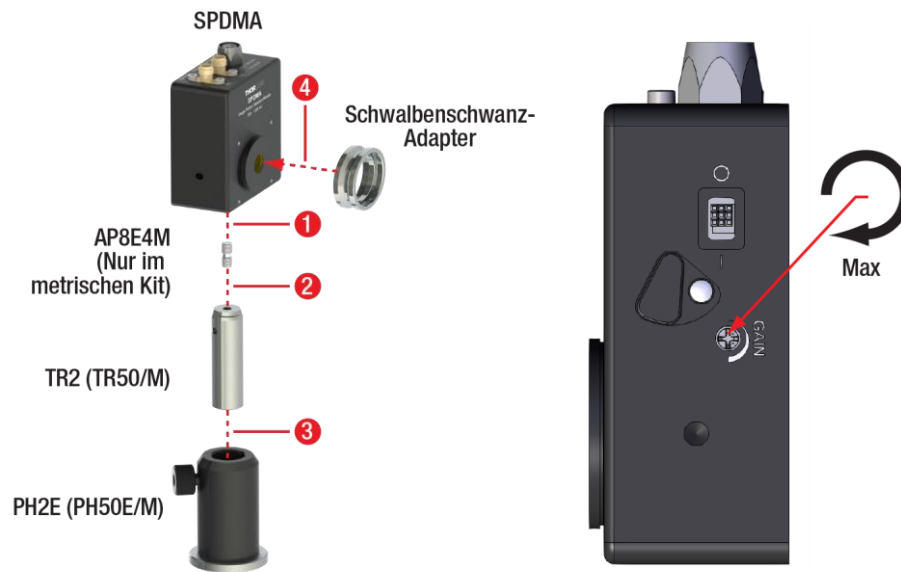


Abbildung 40 Zusammenbau der Detektoren (3 Stück)

7.1.9 Detektor-Optik

- Bauen Sie die drei Detektoroptiken wie in Abbildung 41 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Bevor Sie mit der Montage beginnen, entfernen Sie den SM05RR Haltering aus dem SM1NR05 Zoomgehäuse und den SM1RR Haltering aus dem SM1L05 Lenstube.
 - In Schritt 1 sollte die konvexe Seite der Linse zum SM1NR05 zeigen (siehe Abbildung 41 unten). Vermeiden Sie es, die Linsenoberfläche zu berühren.
 - Verwenden Sie für Schritt 2 einen SPW603 Spannschlüssel.
 - Während Schritt 4 sollte der Pfeil auf der Filterhalterung in Richtung des Lenstubes zeigen. Vermeiden Sie es, die Filteroberflächen zu berühren.
 - Verwenden Sie für Schritt 5 einen SPW606 Spannschlüssel.
 - Ziehen Sie vor Schritt 6 die Feststellschraube der SM1D12-Blende mit einem 0,05" (1,3 mm) Sechskantschlüssel fest. Dies verhindert, dass die Blendenlamellen versehentlich beschädigt werden. Lösen Sie die Feststellschraube nach Schritt 6.
 - Drehen Sie in den Schritten 8 und 9 den DTSM1 Adapter so, dass sich seine Feststellschraube zwischen den beiden Justierschrauben des CXY1A-Halters befindet, wie in der Mitte von Abbildung 41 gezeigt. Verwenden Sie den SPW502 Schraubenschlüssel, um die Drehung zu fixieren, indem Sie das SM1NT1 in Richtung des CXY1A-Halters schrauben.

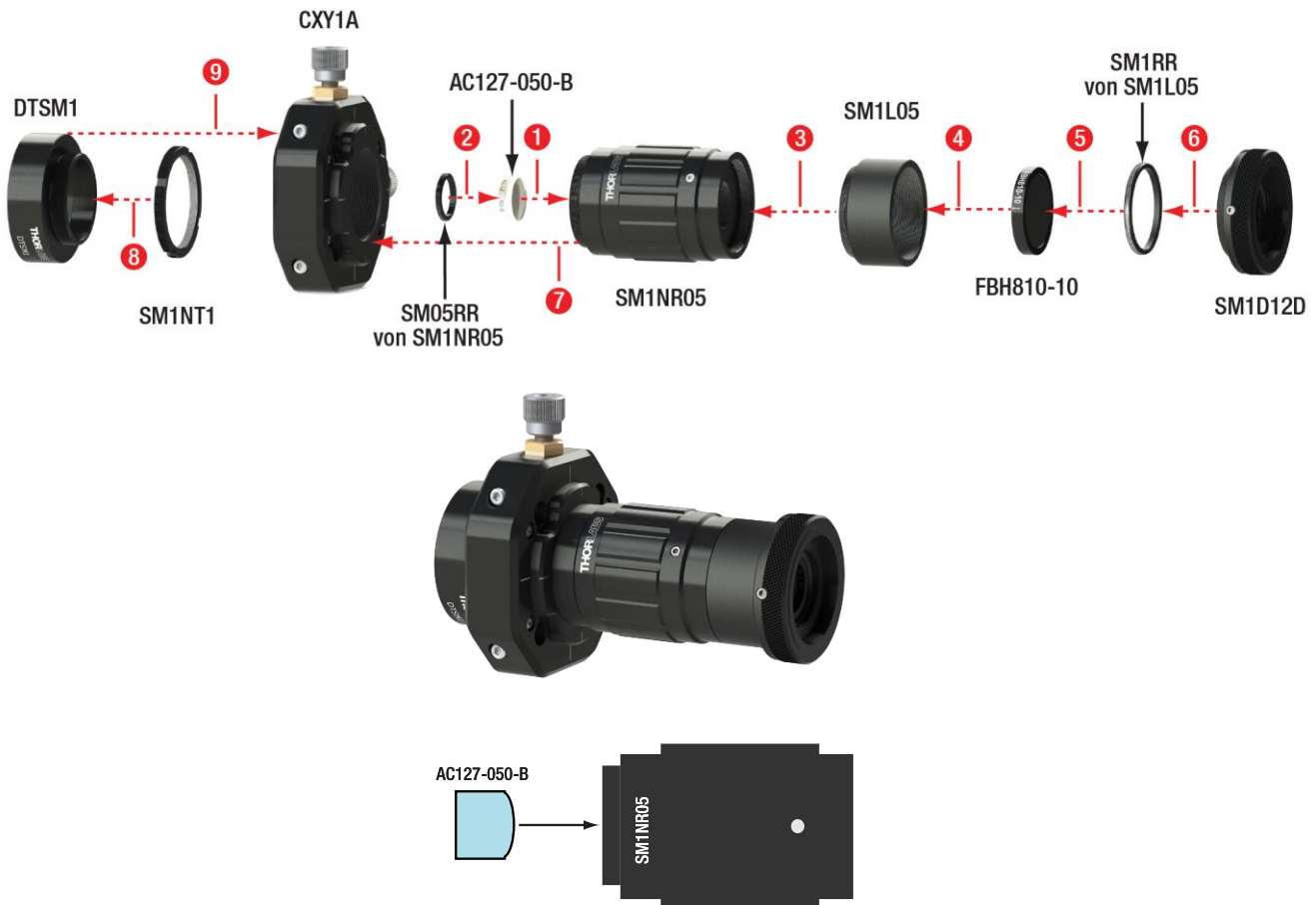


Abbildung 41 Zusammenbau der Detektoroptiken (oben, 3 Stück), zusammengesetzte Komponente (Mitte) und schematische Zeichnung zur Linsen-Orientierung (unten)

7.1.10 Strahlfalle

- Bauen Sie die Strahlfalle wie in Abbildung 42 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Schrauben Sie in Schritt 1 die Madenschraube bis zum Anschlag in den SMR1(/M) Halter. Verwenden Sie einen 9/64" (3 mm) Sechskantschlüssel.
 - Verwenden Sie vor Schritt 3 einen 0,05" (1,3 mm) Sechskantschlüssel, um die Feststellschraube der SM1D12-Blende festzuziehen. Dies verhindert, dass die Blendenlamellen während Schritt 3 beschädigt werden. Lösen Sie die Feststellschraube, nachdem Sie den Zusammenbau abgeschlossen haben.



Abbildung 42 Zusammenbau der Strahlfalle

7.1.11 Justierhilfe

- Schrauben Sie den Haltering aus einem LMR1(/M) Linsenhalter aus und bauen Sie die Justierhilfe wie in Abbildung 43 gezeigt zusammen.
- Verwenden Sie für Schritt 4 einen SPW606 Spanschlüssel.



Abbildung 43 Zusammenbau der Justierhilfe

7.1.12 Plattenstrahlteiler

- Entfernen Sie den Haltering aus einer SM1L03 Lenstube und bauen Sie den Strahlteiler wie in Abbildung 44 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Vermeiden Sie es, die Strahlteileroberflächen zu berühren.
 - Verwenden Sie für Schritt 2 einen SPW606 Spanschlüssel.

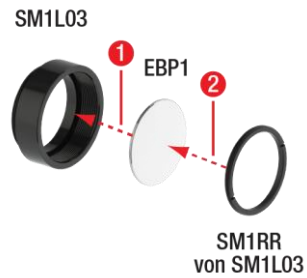


Abbildung 44 Zusammenbau des Strahlteilers

7.1.13 Beobachtungsschirm

- Bauen Sie den Beobachtungsschirm wie in Abbildung 45 gezeigt zusammen.

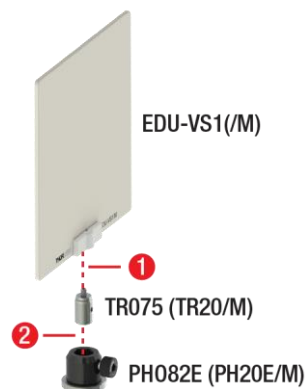


Abbildung 45 Zusammenbau des Beobachtungsschirms

7.1.14 Spiegel für Michelson-Interferometer

- Bauen Sie den Spiegel auf dem Positioniertisch wie in Abbildung 46 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Achten Sie bei Schritt 2 darauf, dass Sie die richtige Schraubenlänge verwenden. Längere Schrauben können den Positioniertisch beschädigen!
 - Achten Sie bei den Schritten 2 und 3 darauf, dass die in Abbildung 46 markierten Kanten so parallel wie möglich ausgerichtet sind.
 - Berühren Sie in Schritt 4 nicht die Spiegeloberfläche. Verwenden Sie die Nylonschraube des KM100 Halters, um den Spiegel zu befestigen.

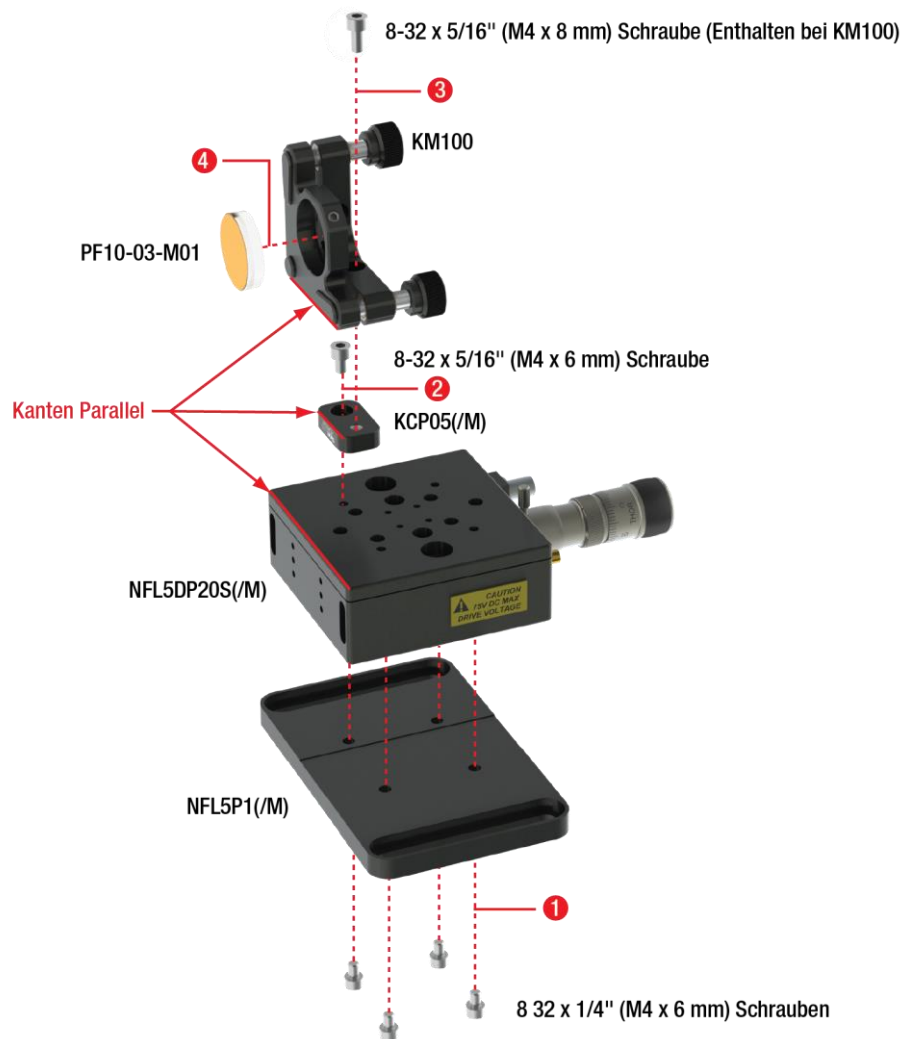


Abbildung 46 Zusammenbau des ersten Spiegels für das Michelson-Interferometer

- Bauen Sie den zweiten Spiegel für das Michelson-Interferometer wie in Abbildung 47 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Berühren Sie in Schritt 2 nicht die Spiegeloberfläche. Verwenden Sie die Nylonschraube des KM100 Halters, um den Spiegel zu befestigen.

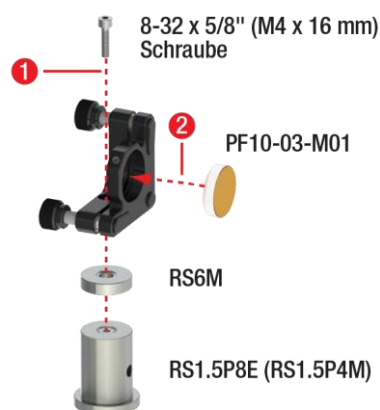


Abbildung 47 Zusammenbau des zweiten Spiegels für das Michelson-Interferometer

7.1.15 Linse

- Schrauben Sie den Haltering aus einem LMR1(/M) Linsenhalter aus und bauen Sie die Linse wie in Abbildung 48 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Achten Sie bei Schritt 3 darauf, die Linsenoberflächen nicht zu berühren.
 - Verwenden Sie für Schritt 4 einen SPW606 Spanschlüssel.



Abbildung 48 Zusammenbau der Linse-Komponente

7.1.16 LED

- Bauen Sie die LED wie in Abbildung 49 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Achten Sie bei Schritt 3 auf die Polarität von LED und Halter. Die korrekte Orientierung ist in Abbildung 50 dargestellt.

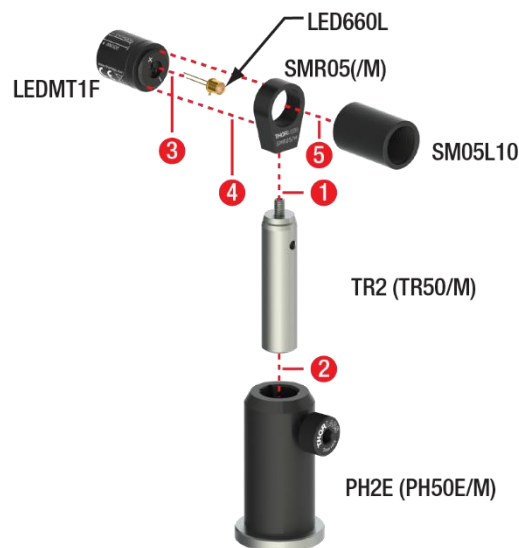


Abbildung 49 Zusammenbau der LED



Abbildung 50 Polarität der LED

7.1.17 Polarisatoren für Quantenradierer

- Entfernen Sie den Haltering aus einem RSP1D(M) Rotationshalter und bauen Sie eine Polarisator wie in Abbildung 51 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Verwenden Sie in Schritt 1 einen 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssel, um die Madenschraube so weit wie möglich in den RSP1D(/M) Halter einzuschrauben.
 - Achten Sie bei Schritt 3 darauf, die Polarisatoroberflächen nicht zu berühren.
 - Verwenden Sie in Schritt 4 einen SPW606 Schraubenschlüssel.



Abbildung 51 Zusammenbau des großen Polarisators

- Entfernen Sie die Halterringe aus zwei RSP1D(M) Rotationshaltern und bauen Sie zwei Polarisatoren wie in Abbildung 52 gezeigt zusammen.
- Bitte beachten Sie:
 - Verwenden Sie in Schritt 1 einen 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssel, um die Madenschraube so weit wie möglich in den RSP1D(/M) Halter einzuschrauben.
 - Der SM1A6T Adapter enthält zwei Halterringe. Anstatt beide zu entfernen und dann Schritt 3 auszuführen, entfernen Sie nur einen.
 - Achten Sie bei Schritt 4 darauf, die Polarisatoroberflächen nicht zu berühren.
 - Verwenden Sie in Schritt 5 einen SPW603 Spanschlüssel.
 - Verwenden Sie in Schritt 6 einen SPW909 Spanschlüssel.

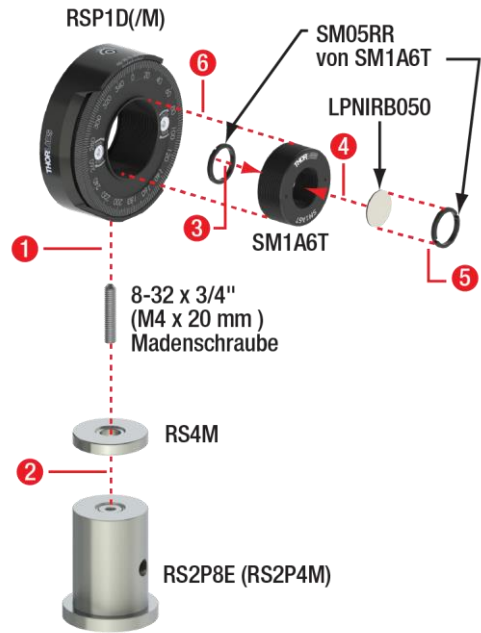


Abbildung 52 Zusammenbau der kleinen Polarisatoren (zwei Stück)

7.1.18 Beschriftung des Time Taggers

- Verwenden Sie den Etikettenbogen, um die ersten drei Kanäle des Time Tagger zu beschriften, wie in Abbildung 53 gezeigt.
 - Kanal 1 → T
 - Kanal 2 → A
 - Kanal 3 → B



Abbildung 53 Beschriftung des Time Taggers

- Beschriften Sie die drei Detektoren mit den Bezeichnungen T, A und B, wie für Detektor B in Abbildung 54. Die Beschriftung ist optional, aber im weiteren Verlauf dieses Handbuchs werden wir die Detektoren als „Detektor T“ usw. bezeichnen.



Abbildung 54 Optionale Beschriftung der Detektoren

7.2 Vorbereitung

7.2.1 Software-Installation

- Installieren Sie die Software des Kits wie in Abschnitt 11.1 beschrieben.

7.2.2 Kollimieren des Pumplasers

- Platzieren Sie den Pumplaser auf der linken Seite des Breadboards, so dass er nach rechts zeigt, und sichern Sie seine Position mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Schließen Sie das mit dem LDM9T(/M) gelieferte Netzteil an den Pumplaser an.
- Nehmen Sie den KLD101 Lasertreiber von seiner Basisplatte ab, indem Sie die Klammern öffnen. Befestigen Sie die Grundplatte auf dem Breadboard an der in Abbildung 55 gezeigten Position mit zwei 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben. Stellen Sie den KLD101 Lasertreiber auf die Basisplatte und schließen Sie die Klemmen.

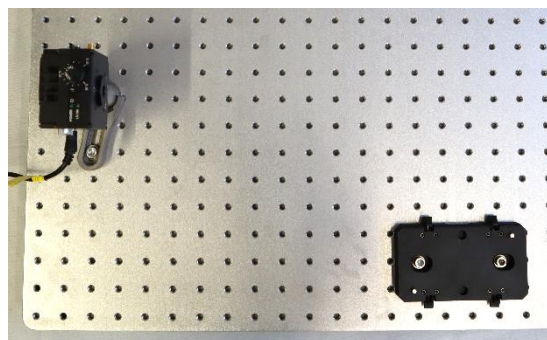


Abbildung 55 Position der KLD101 Basisplatte

- Verbinden Sie den KLD101 Lasertreiber über das TPS002 Netzteil mit dem Stromnetz und über das CAB400 Kabel mit dem LDM9T(/M) Halter. Schalten Sie sowohl den Diodenhalter als auch den Lasertreiber ein.
- Wählen Sie mit dem Menürad des KLD101 Controllers die Option **2: Polarity** und stellen Sie sicher, dass die Einstellung **Cathode Grounded** lautet.

- Wählen Sie über das Menürad des KLD101 Controllers die Option **3: Max Current** und stellen Sie den maximalen Strom auf 50 mA ein, wie in Abbildung 56 gezeigt.

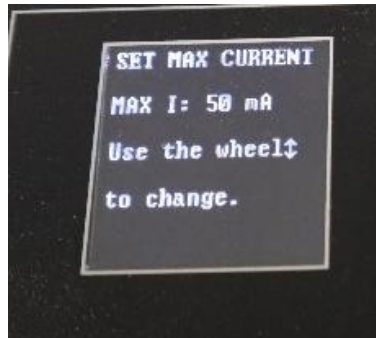


Abbildung 56 Maximale Stromeinstellung für den KLD101 Controller

- Drehen Sie den Schlüssel am Controller KLD101 und stellen Sie den Laserstrom auf 15 mA ein, indem Sie das Rad am Controller nach oben drehen.
- Im nächsten Schritt wird der Pumplaser eingeschaltet. **Sie sollten immer eine Laserschutzbrille tragen, wenn der Pumplaser eingeschaltet ist!** Halten Sie ein weißes Blatt Papier vor den Laser. Wenn der Pumplaser auf weißes Papier trifft, fluoresziert das Papier grün, was Sie durch die Brille sehen können.
- Sie werden etwas superlumineszentes Licht sehen, aber noch kein Laserlicht. Erhöhen Sie vorsichtig den Laserstrom, bis die Intensität plötzlich auf ein höheres Niveau springt. Sie haben jetzt die Laserschwelle überschritten. Verwenden Sie diese Einstellung für die Strahlausrichtung. Sie können das Datenblatt, das mit Ihrer Laserdiode geliefert wird, als Referenz für den Schwellstrom verwenden.
- Befestigen Sie eine der Pappkarten, die den Controllern beiliegen, an der Vorderseite des Beobachtungsschirms und positionieren Sie den Schirm etwa 20 cm rechts vom Laser, wie in Abbildung 57 gezeigt. Drücken Sie die Taste *Enable* am KLD101 Controller. Der Laser sollte nun den Schirm treffen, wie in Abbildung 58 gezeigt. Wenn Sie kein Licht auf dem Schirm sehen, ist der Laser zu weit entfernt. Bewegen Sie in diesem Fall den Schirm näher heran, bis Sie den Laser sehen.

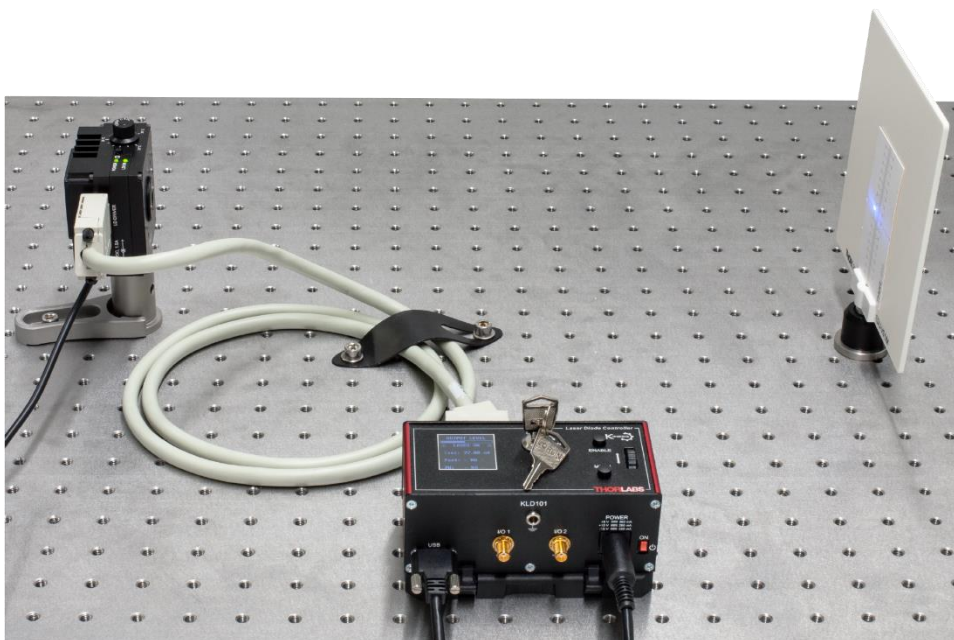


Abbildung 57 Aufbau zur Kollimation des Pumplasers

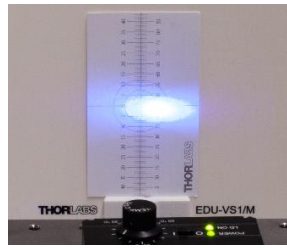


Abbildung 58 Laser auf dem Schirm vor der Kollimation

- Verwenden Sie den SPW909 Spannschlüssel, um den Linsenadapter im Pumplaser im Uhrzeigersinn zu drehen. Dadurch wird die Linsenposition geändert und die Laserdivergenz verringert, bis der Laser auf dem Schirm wie in Abbildung 59 aussieht.



Abbildung 59 Laserpunkt auf dem Schirm nach der Kollimation (links) und vergrößerte Ansicht (rechts)⁵⁴

- Vergrößern Sie den Abstand zwischen Schirm und Laser um etwa 30 cm und prüfen Sie, ob sich dabei die Spotgröße auf dem Schirm verändert. Passen Sie die Position der Linse am Pumplaser an, um ein gleichmäßiges Strahlprofil über die gesamte Entfernung vom Laser zum Schirm zu erhalten, d.h. einen kollimierten Strahl. Vergewissern Sie sich, dass sich kein Fokus zwischen dem Laser und dem Bildschirm befindet. Wenn dies der Fall ist, haben Sie das Objektiv nicht nah genug an die Diode herangedreht. Drehen Sie in diesem Fall den Adapter noch ein wenig weiter im Uhrzeigersinn.
- Manchmal strahlt die Laserdiode in einem kleinen Winkel ab. In diesem Fall könnten Sie den Schirm bei größeren Entfernungen möglicherweise nicht mehr treffen, weil die Strahlhöhe zu hoch oder zu niedrig wird. Drehen Sie in diesem Fall den Pumplaser so, dass er in Richtung der hinteren Breadboard-Kante zeigt, und verwenden Sie einen um 45° abgewinkelten Spiegel, um den Laser auf den Schirm zu reflektieren⁵⁵. Sie können nun die Strahlabweichung mit den Justierschrauben des Spiegels korrigieren, so dass der Strahl nach dem Spiegel eine konstante Höhe hat und auf dem Schirm sichtbar ist, wie in Abbildung 60 gezeigt.

⁵⁴ Dieses Foto wurde mit einer Kamera aufgenommen. Wenn Sie die Laserschutzbrille tragen (was Sie an dieser Stelle tun sollten!), wird der Laserspot in Farbe und Helligkeit etwas vom Bild abweichen.

⁵⁵ Alternativ können Sie die Frontplatte der Laserdiodenhalterung leicht versetzen, indem Sie die 4 Schrauben, die sie halten, lösen (nicht herausdrehen). Dadurch wird die Kollimationslinse im Verhältnis zur Diode leicht verschoben, was die Winkelabweichung sowie das Strahlprofil (symmetrischer) verbessern kann. Ziehen Sie die Schrauben wieder an, nachdem Sie eine geeignete Position für die Frontplatte gefunden haben.



Abbildung 60 Kollimationsaufbau zur Kompensation abweichender Emissionswinkel

- Sobald Sie eine ähnliche Spotgröße auf dem Schirm direkt nach dem Laser und in 30 cm Entfernung erreicht haben, bewegen Sie den Schirm ganz ans andere Ende des Breadboards. Justieren Sie den Linsenadapter am Pumplaser, bis Sie einen Laserspot wie in Abbildung 59 über den gesamten Pfad sehen.
- Schalten Sie den Lasertreiber und den Diodenhalter aus.
- Platzieren Sie den Pumplaser auf das zehnte Breadboard-Loch von links und das fünfte Breadboard-Loch von vorne, so dass er nach links zeigt, wie in Abbildung 70 dargestellt. Befestigen Sie ihn mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Verwenden Sie optional CS1 Kabelbinder und 1/4"-20 x 1/4" (M6 x 6 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben, um das Stromkabel und das CAB400 auf dem Breadboard zu befestigen, wie in Abbildung 70 gezeigt.

7.2.3 Kalibrieren der Polarisatoren

Das Ziel dieses Schrittes ist es, sicherzustellen, dass die Skala des $\varnothing 1''$ Polarisators⁵⁶ kalibriert ist.

- Platzieren Sie den Justagelaser auf der linken Seite des Breadboards, sodass er nach rechts zeigt. Sichern Sie seine Position mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe
- Positionieren Sie den Polarisator mit dem 1"-Durchmesser im Strahlengang des Justagelasers und stellen Sie den Beobachtungsschirm hinter den Polarisator, wie in Abbildung 61 gezeigt.

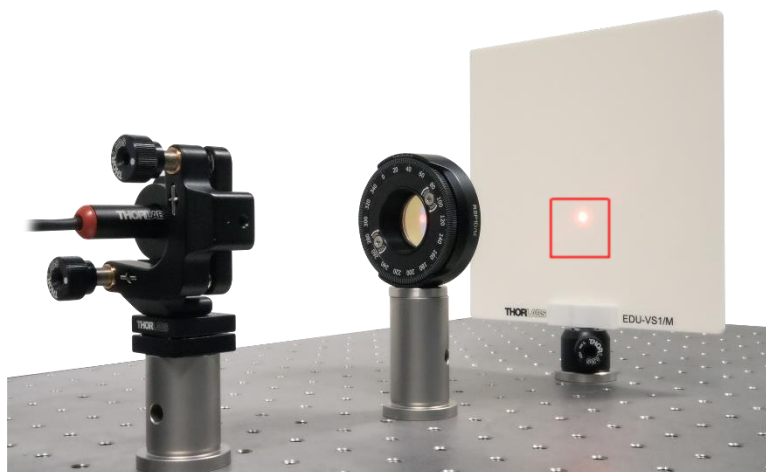


Abbildung 61 Ausgangsposition für die Kalibrierung des Polarisators

⁵⁶ Ein Video, das den Prozess detailliert veranschaulicht, finden Sie unter:
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14062#VideoPolarizerHVAalign

- Drehen Sie den Polarisator, bis die Intensität auf dem Schirm minimiert ist, und notieren Sie den Wert auf der Polarisator-Skala (122° im Beispiel in Abbildung 62).



Abbildung 62 Polarisator nach Minimierung der Transmission

- Drehen Sie nun die Polarisator-Baugruppe um 180° , sodass die Rückseite zum Laser zeigt, wie in Abbildung 63 dargestellt.

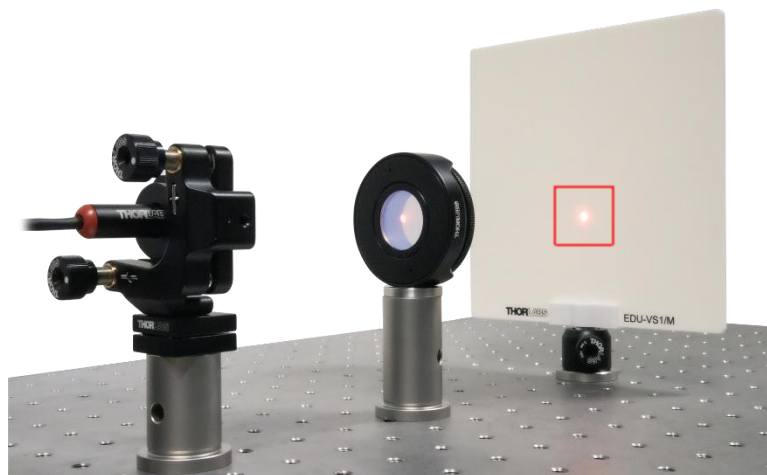


Abbildung 63 Polarisator nach Drehung

- Drehen Sie den Polarisator, bis die Intensität auf dem Schirm minimiert ist, und notieren Sie den Wert auf der Skala.
- Drehen Sie den Polarisator in die Position, die genau in der Mitte der beiden von Ihnen notierten Skalenwerte liegt, und ziehen Sie dann die Feststellschraube des Rotationshalters an.
- Lösen Sie die beiden Schrauben an der Vorderseite der Drehhalterung und bewegen Sie die Skala, bis die aktuelle Position 0° beträgt. Ziehen Sie die beiden Schrauben wieder an.
- Sie haben diesen Polarisator nun so ausgerichtet, dass er in der 0° -Einstellung entweder senkrecht oder parallel zur Tischebene ausgerichtet ist. Sie werden später ermitteln, welche der beiden Richtungen es tatsächlich ist.
- Abbildung 64 zeigt eine schematische Darstellung dieser Methode und warum sie sicherstellt, dass der Polarisator s- oder p-polarisiert ist.

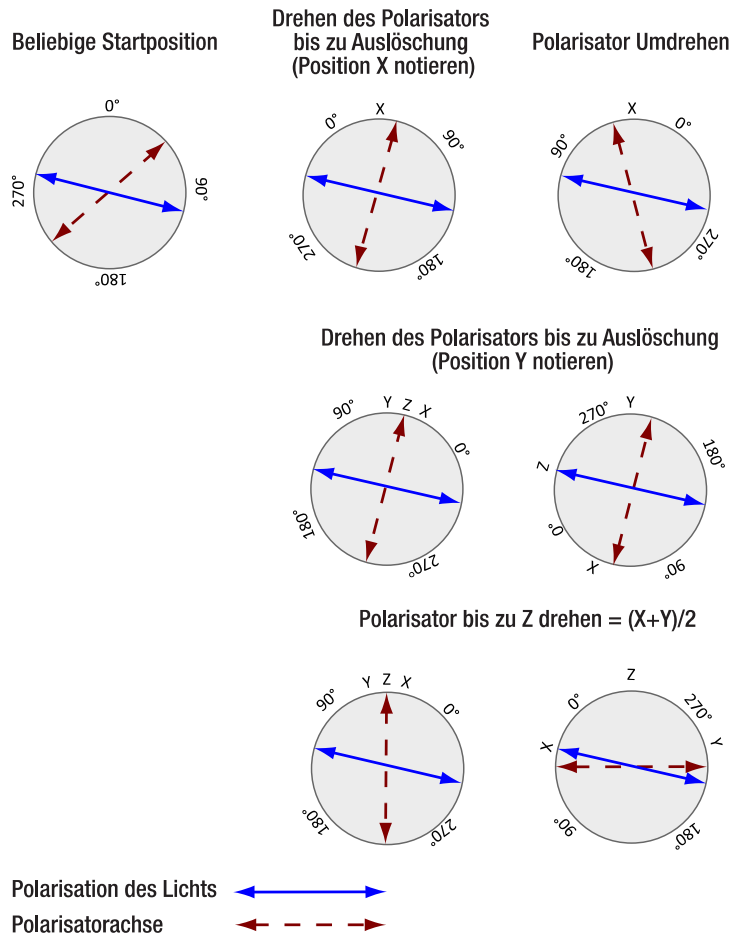


Abbildung 64 Schematischer Ablauf der Kalibrierung des Polarisators

7.3 Aufbau des HBT-Experiments mit dem Justagelaser

Als erstes Experiment empfiehlt es sich zu zeigen, dass ein abgeschwächter Laser nicht als Einzelphotonenquelle geeignet ist. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 65 schematisch dargestellt.

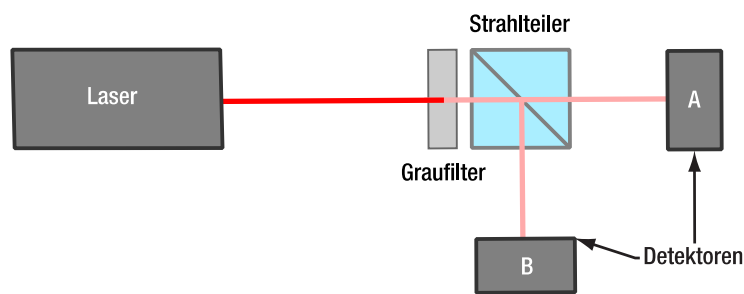


Abbildung 65 Schematische Darstellung des HBT-Experiments mit dem Justagelaser

Bauen Sie dieses Experiment wie folgt auf:

- Platzieren Sie den Justagelaser auf der linken Seite des Breadboards, so dass er zur rechten Seite zeigt. Befestigen Sie ihn mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.
- Platzieren Sie den Strahlteiler mit Irisblende im Strahlengang des Justagelasers, etwa 20 cm entfernt (die Irisblende zeigt zum Laser).
- Positionieren Sie die Justierhilfe in der Mitte zwischen dem Ausrichtungslaser und dem Strahlteiler.

- Schalten Sie den Justagelaser ein und bewegen Sie die Justierhilfe, bis das Loch vom Laser getroffen wird.
- Bewegen und drehen Sie den Strahlteiler, bis der Laser die Mitte der Irisblende trifft **und** die Reflexion des Strahlteilers durch das Loch in der Justierhilfe zurückfällt⁵⁷. Sichern Sie den Strahlteiler mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.
- Verbinden Sie die Lenstube mit Economy-Strahlteiler mit dem Detektor mit der Bezeichnung „A“. Positionieren Sie den Detektor etwa 20 cm hinter dem Strahlteiler in den Transmissionspfad.
- Platzieren Sie die Justierhilfe etwa 10 cm vor dem Detektor, so dass der Laser durch das Loch fällt. Stellen Sie nun die Höhe, die Position und den Winkel des Detektors so ein, dass **sowohl**:
 - Die Reflexion des Strahlteilers zurück durch das Loch der Justierhilfe fällt.
 - Das Licht, das durch das Loch der Justierhilfe fällt, den Detektorchip zentral trifft, wie in Abbildung 66 gezeigt.



Abbildung 66 Laserspot zentriert auf dem Detektorchip (ohne Strahlteiler dargestellt)

- Abbildung 67 zeigt die Rückseite der Justierhilfe vor der Justierung. Der deutliche rote Fleck ist die Reflexion des Strahlteilers. Es kann ein weiterer diffuser roter Fleck auftreten, der von der Reflexion des Detektorchips herrührt und daher ignoriert werden kann.

⁵⁷ Falls der Justagelaser nicht parallel zum Tisch emittiert, kann es sein, dass der Rückreflex des Strahlteilers immer über- oder unterhalb des Lochs in der Justierhilfe liegt. Nutzen Sie in diesem Fall die obere Justierschraube des Laserhalters, um den Strahl ungefähr parallel zur Tischebene auszurichten.

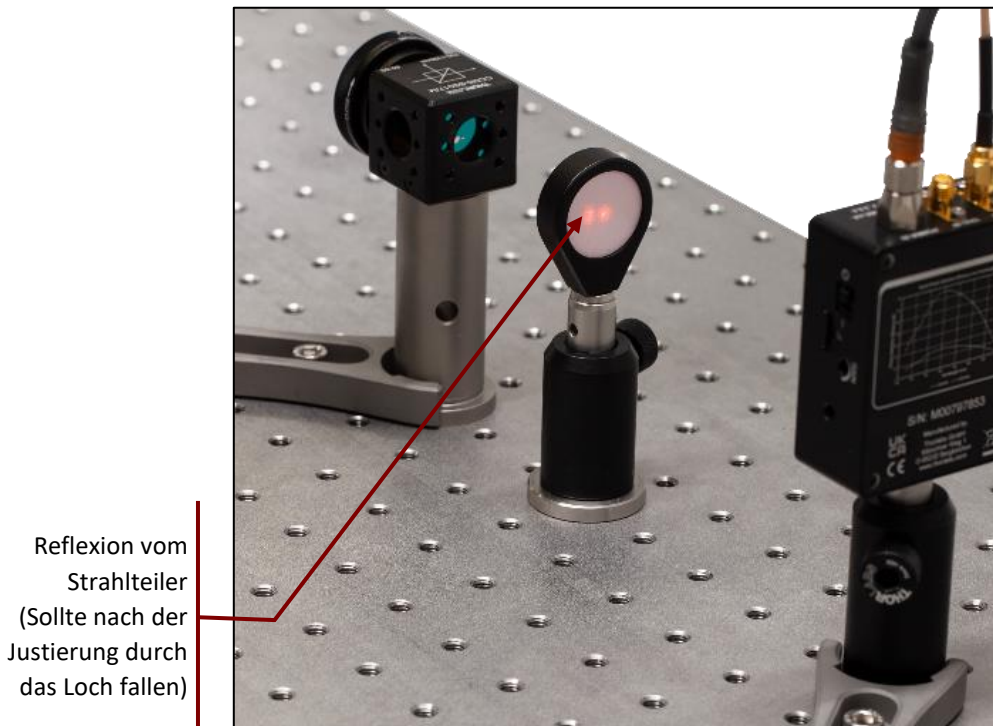


Abbildung 67 Rückseite des Ausrichtungswerkzeugs vor dem Justieren des Detektors

- Sichern Sie die Position des Detektors mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Entfernen Sie dann die Lenstube mit dem Strahlteiler vom Detektor.
- Wiederholen Sie den Vorgang mit dem mit „B“ gekennzeichneten Detektor im Reflexionspfad des Strahlteilers.
- Schrauben Sie den NE30A Graufilter auf die Irisblende am Strahlteiler.
- Nehmen Sie eine der vorbereiteten Detektoroptiken und lösen Sie die Feststellschraube des DTSM1 Schwalbenschwanzadapters fast vollständig. Schieben Sie die Optik über den Schwalbenschwanzadapter an der Vorderseite des Detektors, der mit „A“ gekennzeichnet ist. Drehen Sie die Optik, bis eine der Justierschrauben gerade nach oben und der andere von Ihnen weg zeigt. Ziehen Sie dann die Feststellschraube des DTSM1-Kopplers fest, um die Optik sicher mit dem Detektor zu verbinden.
- Wiederholen Sie diesen Schritt für den Detektor mit der Bezeichnung „B“.
- Schließen Sie die Detektoren über die mitgelieferten Netzteile an das Stromnetz an.
- Platzieren Sie den Time Tagger auf dem Breadboard und verbinden Sie **Detektor A mit Kanal 2 und Detektor B mit Kanal 3 des Taggers** über je ein SMA-zu-SMA-Kabel.
- Schließen Sie den Time Tagger über das mitgelieferte USB-Kabel an Ihren PC an und starten Sie die Software.
- Es kann sein, dass Sie aufgrund des Umgebungslichts sehr hohe Zählraten für beide Detektoren in der Software sehen. Es kann auch sein, dass Sie überhaupt keine Zählraten sehen, weil der Time Tagger gesättigt ist.
- Verdunkeln Sie den Raum so weit wie möglich (schalten Sie alle Lichter aus, fahren Sie die Rolläden nach unten, und drehen Sie andere Lichtquellen, wie z. B. Computerbildschirme, vom Aufbau weg). Die

Zählraten sollten nun deutlich unter 50 kHz⁵⁸ liegen. Wenn sie höher sind, muss der Raum weiter abgedunkelt werden⁵⁹.

- Drehen Sie das Zoomgehäuse des linken Detektors (aus der Perspektive des Filters betrachtet) etwa in die Mitte seines Bereichs (testen Sie, wie weit es sich in beide Richtungen drehen lässt und versuchen Sie dann, es von einem Endpunkt aus um den halben Weg zu drehen). Drehen Sie nun eine der Justierschrauben der CXY1A-Halterung in beide Richtungen, bis Sie in der Software einen deutlichen Anstieg der Zählrate des Detektors A beobachten. Wenn Sie einen solchen Signalanstieg sehen, dann maximieren Sie das Signal. Wenn Sie keine Signalerhöhung sehen, bringen Sie die Schraube wieder in die Mittelstellung (richten Sie die Markierungen auf der Vorderseite der CXY1A-Halterung aus) und versuchen Sie es mit der anderen Justierschraube⁶⁰.
- Sobald Sie das Maximum in einer Achse gefunden haben, optimieren Sie weiter mit der anderen Justierschraube.
- Sobald Sie die Zählrate über die Justierschrauben maximiert haben, drehen Sie das Zoomgehäuse vorsichtig, um die Zählrate weiter zu erhöhen. Danach können Sie die Zählrate möglicherweise durch leichte Veränderungen der Justierschrauben noch weiter erhöhen. Drehen Sie das Zoomgehäuse und die Schrauben iterativ, bis Sie eine stabile maximale Zählrate erreicht haben. Diese sollte mindestens 150 kHz betragen (wenn Detektorblenden und Strahlteilerblende vollständig offen).
- Wiederholen Sie die beiden vorherigen Schritte für den zweiten Detektor, wobei Sie diesmal die Zählrate für Detektor B in der Software maximieren. Sie sollten eine ähnliche Zählrate wie für den Detektor A⁶¹ erreichen.
- Der Aufbau ist nun komplett und sollte wie in Abbildung 68 aussehen. Sie können damit das HBT-Experiment für den Justagelaser durchführen, wie es in Abschnitt 9.1 beschrieben ist.

⁵⁸ Die Zählraten der beiden Detektoren können unterschiedlich sein, z.B. weil eine Streulichtquelle, wie ein Computerbildschirm, einen Detektor mehr beleuchtet als den anderen. Dies ist kein Problem, wenn beide Zählraten unter dem Schwellenwert von 50 kHz liegen.

⁵⁹ Wenn eine weitere Verdunkelung nicht möglich ist, beachten Sie die Tipps am Ende von Abschnitt 13.2 für den Umgang mit großen Hintergrundsignalen.

⁶⁰ Manchmal scheint es, als ob die Zählrate in einer Drehrichtung der Schraube immer weiter ansteigt, bis das Ende des Gewindes erreicht ist, weil aus dieser Richtung mehr Streulicht den Detektor erreicht. Das ist aber nicht das Ziel des Justiervorgangs. Sie können dies überprüfen, indem Sie den Laser ausschalten. Wenn das Signal nicht signifikant abnimmt, haben Sie nur für Streulicht optimiert. Drehen Sie in diesem Fall die Schraube zurück in die Mittelstellung und versuchen Sie, das eigentliche Signal (das zu einem viel stärkeren und steileren Anstieg der Zählrate führt) durch Verstellen der anderen Schraube oder des Zoomgehäuses zu finden.

⁶¹ Auch hier sind leicht unterschiedliche Zählraten nicht problematisch. Ein Detektor könnte etwas effizienter sein als der andere oder mehr Streulicht einfangen, was zu einem Offset führt. Größere Unterschiede (etwa um den Faktor 2) deuten darauf hin, dass eine Detektorausrichtung nicht vollständig optimiert ist.

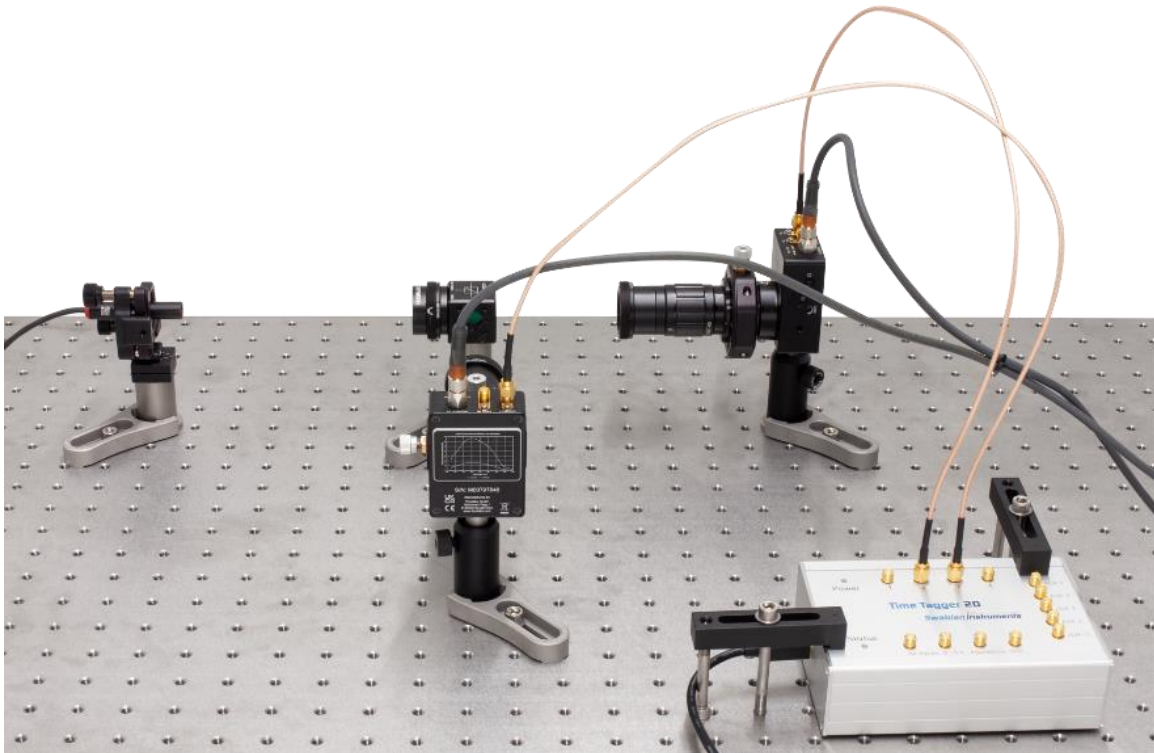


Abbildung 68 Aufbau für das HBT Experiment mit dem Justagelaser

7.4 Einrichten der Photonenpaarquelle

In diesem Abschnitt wird die Photonenpaarquelle aufgebaut. Diese Quelle bildet die Grundlage für alle quantenoptischen Experimente im Kit. Abbildung 69 zeigt einen Überblick über den Aufbau der Photonenpaarquelle. Die folgenden Unterabschnitte enthalten detaillierte Anweisungen für die Positionierung und Justierung der Komponenten.

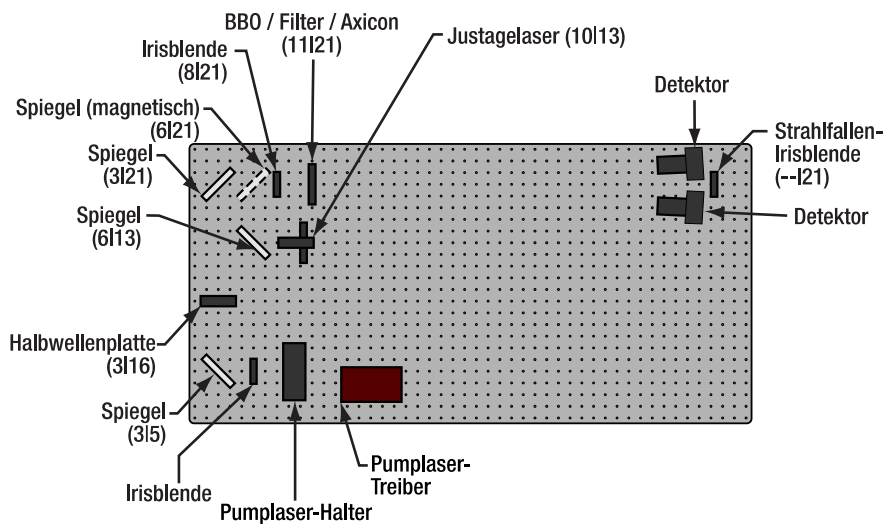


Abbildung 69 Übersicht über den Aufbau der Photonenpaarquelle. Die Komponenten sind nicht maßstabsgetreu und die genauen Positionen können etwas von den Angaben im Text abweichen. Die Zahlen in Klammern sind die Nummern der Löcher auf dem Breadboard (von links / von unten).

7.4.1 Justierung des Pumplaser-Strahlengangs

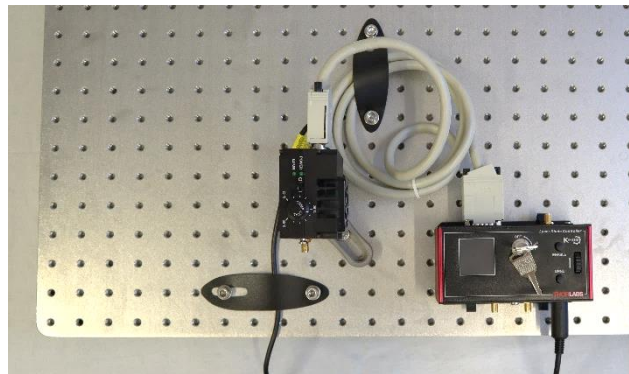


Abbildung 70 Positionierung von Pumplaser und Treiber

- Wenn Sie die Anweisungen in Abschnitt 7.2.2 befolgt haben, befindet sich der Pumplaser bereits an der richtigen Position auf dem Breadboard. Wenn Ihr Laser bereits kollimiert wurde und Sie den Abschnitt 7.2.2 übersprungen haben, dann positionieren Sie ihn entsprechend dem letzten Aufzählungspunkt dort (zehntes Loch auf dem Breadboard von links, fünftes Loch von vorne, Laser zeigt nach links).
- Positionieren Sie den Spiegel im PH1E (PH30E/M) Posthalter links vom Pumplaser (drittes Loch im Breadboard von links, fünftes von vorne). Der Spiegel sollte in einem Winkel von etwa 45° aufgestellt werden, so dass der Laser in Richtung der hinteren Kante des Breadboards reflektiert wird. Befestigen Sie den Spiegel mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Stellen Sie den Beobachtungsschirm in den erwarteten Strahlengang des Lasers nach dem Spiegel, wie in Abbildung 71 gezeigt.

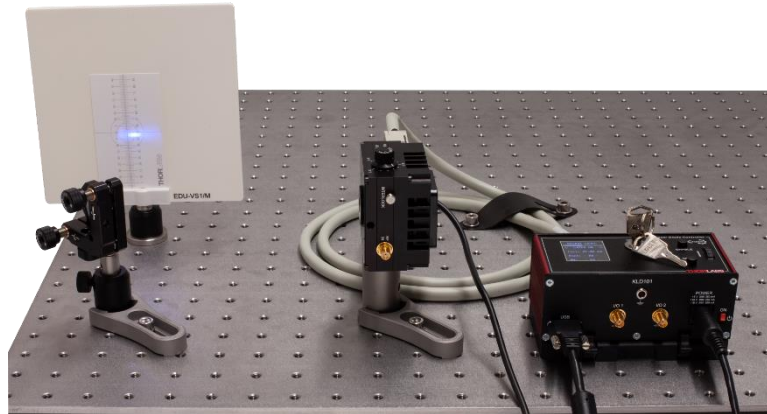


Abbildung 71 Aufbau nach Platzierung des ersten Pumplaserspiegels

- Schalten Sie den LDM9T(/M) Halter ein. Stellen Sie den Temperaturregler auf 25°C.
- Schalten Sie den KLD101 Lasertreiber ein und stellen Sie den Laserstrom auf 15 mA ein. Schalten Sie den Pumplaser über die Taste am KLD101 ein. **Tragen Sie immer eine Laserschutzbrille, wenn Sie mit dem Pumplaser arbeiten! Folgen Sie dem Strahlengang** des Lasers mit einem weißen Blatt Papier und erhöhen Sie den Laserstrom, bis die Laserschwelle überschritten wird (die Helligkeit des Spots nimmt sprunghaft stark zu).
- Lösen Sie die Klemme des Laserhalters und drehen Sie ihn vorsichtig, um den Strahl horizontal auf dem Spiegel zu zentrieren, dann befestigen Sie die Klemme wieder.
- Stellen Sie die Höhe des Spiegels ein, um den Laser vertikal auf dem Spiegel zu zentrieren.
- Schalten Sie den Pumplaser aus und positionieren Sie die $\varnothing 15$ mm Irisblende zwischen dem Laser und dem ersten Spiegel. Schalten Sie den Laser ein und justieren Sie die Position und Höhe der Blende, bis der Laser

auf der Blende zentriert ist. Dabei kann es hilfreich sein, die Blende zu schließen und ein Blatt Papier oder eine Pappkarte dahinter zu halten. Stellen Sie die Blendenöffnung so ein, dass nur die Mitte des Laserprofils durchgelassen wird und die divergente Streustrahlung blockiert wird, wie in Abbildung 72 gezeigt. Diese Blendenöffnung wird für alle folgenden Einstellschritte und Experimente verwendet. Sie sollte von nun an nicht mehr verändert werden, damit das Streulicht der Laserdiode nicht versehentlich die Experimente beeinflusst.

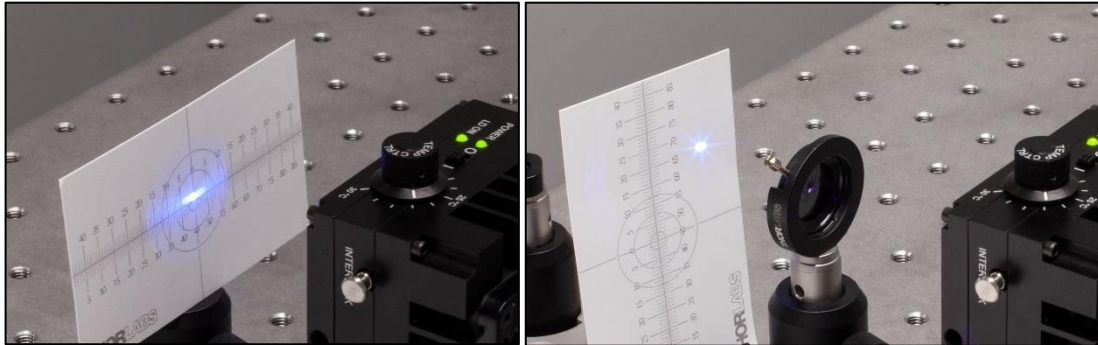


Abbildung 72 Strahlprofil des Pumplasers vor (links) und hinter (rechts) Blende

- Schalten Sie den Pumplaser aus. Setzen Sie ein zweites Spiegelement (mit einer KCP1(/M)-Zentrierplatte, aber ohne Magnethalterung) auf das 21te Loch von vorne und das dritte Loch von links. Der Spiegel sollte in einem Winkel von etwa 45° aufgestellt werden, um den Laser in Richtung der rechten Kante des Breadboards zu reflektieren. Sichern Sie den Spiegel mit einer CF125-Klemme und einer $1/4''$ -20 x $3/8''$ (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Verschieben Sie den Schirm, um den erwarteten Strahlengang des Lasers nach dem zweiten Spiegel zu blockieren, wie in Abbildung 74 gezeigt.
- Schalten Sie den Pumplaser wieder ein und folgen Sie dem Strahl mit einem Blatt Papier oder einer Pappkarte. Der Strahl sollte den zweiten Spiegel zentral treffen. Korrigieren Sie Abweichungen nach links oder rechts, indem Sie entweder die untere kinematische Schraube des ersten Spiegels drehen (kleine Abweichungen) oder indem Sie die CF125-Klemme des ersten Spiegels lösen und die gesamte Spiegelkomponente drehen, bevor Sie sie wieder befestigen (größere Abweichungen). Korrigieren Sie Abweichungen in der vertikalen Achse über die obere kinematische Schraube des ersten Spiegels.
- Die in den K-Cube Controllern enthaltenen Karten können verwendet werden, um den Laserspot zu sehen, während der Strahl auf dem Spiegel zentriert wird, wie in Abbildung 73 gezeigt.

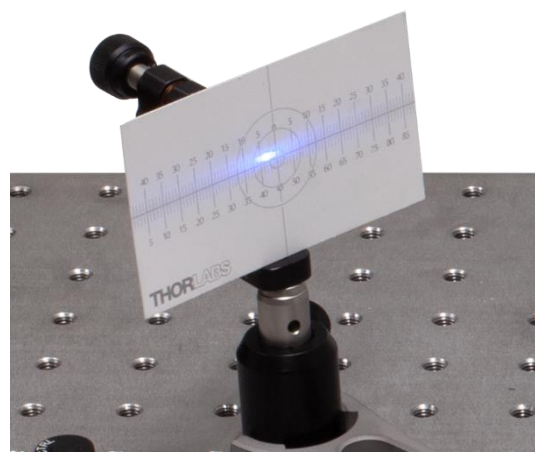


Abbildung 73 Ausrichtung des Pumplasers auf einen Spiegel

- Platzieren Sie die WPH10ME-405 Halbwellenplatte zwischen den beiden Spiegeln auf der 16ten Lochreihe von vorne, so dass der Laser zentriert und unter senkrechtem Einfall auf die Wellenplatte trifft, wie in Abbildung 74 gezeigt. Sichern Sie die Position der Wellenplatte mit einer CF125-Klemme und einer $1/4''$ -20 x $3/8''$ (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Stellen Sie die Wellenplatte auf 45° ein.

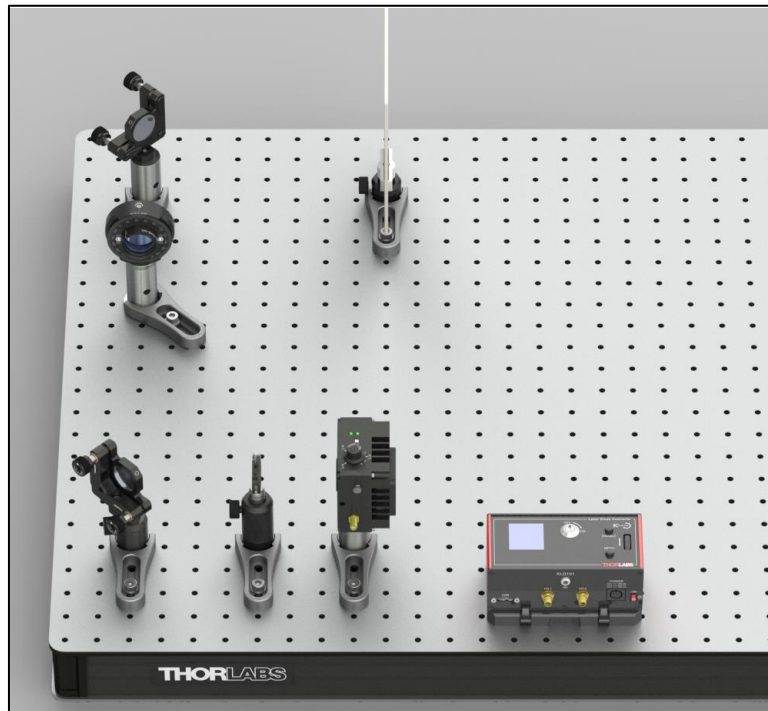


Abbildung 74 Einrichtung während der Grobausrichtung des Pumplasers

- Schalten Sie den Pumplaser aus. Er ist jetzt grob justiert. In einem späteren Schritt erfolgt eine noch genauere Justierung.

7.4.2 Justierung von Pump- und Justierlaser auf gleichen Strahlengang

- Positionieren Sie den Justierlaser auf das 10te Loch von links und das 13te Loch von vorne, sodass der Laser nach links zeigt, wie in Abbildung 75 dargestellt. Sichern Sie die Position mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.
- Schließen Sie den USB-Stecker des Justierlasers entweder an einen PC/Laptop oder über das DS5-Netzteil an das Stromnetz an. Um den Laser einzuschalten, drücken Sie die kleine Taste am roten USB-Stecker.
- Platzieren Sie einen Spiegel (mit KCP1 Zentrierplatte, ohne magnetische Platte) auf dem sechsten Loch von links und dem 13ten von vorne. Er sollte um 45° gedreht stehen, so dass der Ausrichtungslaser in Richtung der hinteren Kante des Breadboards reflektiert wird. Fixieren Sie die Position mit einer CF125-Klemme über eine 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.
- Der Strahl des Justierlasers sollte auf dem neu platzierten Spiegel zentriert sein. Wenn das nicht der Fall ist, verwenden Sie die untere kinematische Schraube des Ausrichtungslasers, um die Strahlposition zu justieren (**verwenden Sie nicht die obere Schraube!**).
- Setzen Sie den Spiegel mit dem Magnetfuß von links auf das 21te Loch von vorne und das sechste Loch von links. Drehen Sie ihn um 45°, so dass der Justierlaser in Richtung der rechten Kante des Breadboards reflektiert wird. Fixieren Sie die Position mit einer CF125-Klemme über eine 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe (das lange Ende der Klemme sollte in Richtung des ersten Justierlaser-Spiegels zeigen). Der Aufbau sollte nun aussehen wie in Abbildung 75 dargestellt.

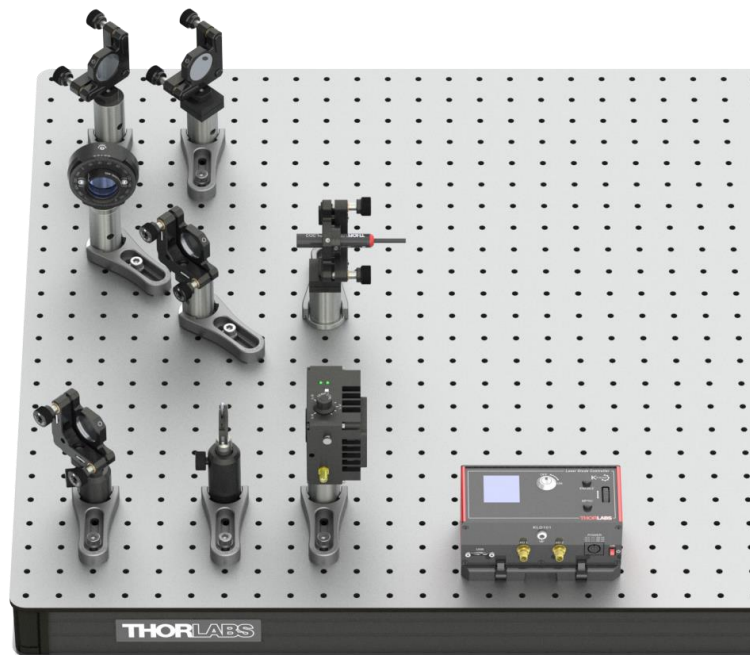


Abbildung 75 Aufbau mit Justagelaser

- Der Strahl des Justagelasers sollte auf dem neu platzierten Spiegel zentriert sein. Wenn das nicht der Fall ist, verwenden Sie die kinematischen Schrauben des ersten Spiegels im Strahlengang des Justagelasers, um den Strahl zu zentrieren. Bei großen Abweichungen in der horizontalen Achse müssen Sie eventuell die CF125-Klemme des ersten Spiegels vorübergehend lösen, um die gesamte Spiegelkomponente zu drehen (bewegen Sie sie nicht lateral).
- Platzieren Sie die Blende der Strahlfalle auf der 21ten Lochreihe von vorne gezählt und auf das vierte Loch von rechts. Die Blende sollte in Richtung der Spiegel zeigen. Die genaue Zentrierung auf der Lochreihe ist bei diesem Element besonders wichtig. Sichern Sie die Position der Blende mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.
- Der Justagelaser sollte auf der Irisblende der Strahlfalle zentriert sein. Verwenden Sie die kinematischen Schrauben des zweiten Spiegels im Strahlengang des Justagelasers zur Justierung. Bei großen Abweichungen in der horizontalen Achse müssen Sie eventuell die CF125-Klemme des zweiten Spiegels vorübergehend lösen, um die gesamte Spiegelkomponente zu drehen (bewegen Sie sie nicht lateral).
- Platzieren Sie die $\varnothing 25$ mm Irisblende auf dem 21ten Loch von vorne und dem 8ten Loch von links. Die genaue Zentrierung auf der Lochreihe ist bei diesem Element besonders wichtig. Sichern Sie die Position der Blende mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe (das lange Ende der Klemme sollte zur Vorderkante des Breadboards zeigen). Diese Blende wird im Folgenden als „Justierblende“ bezeichnet. Der Aufbau sollte nun aussehen wie in Abbildung 76 gezeigt.

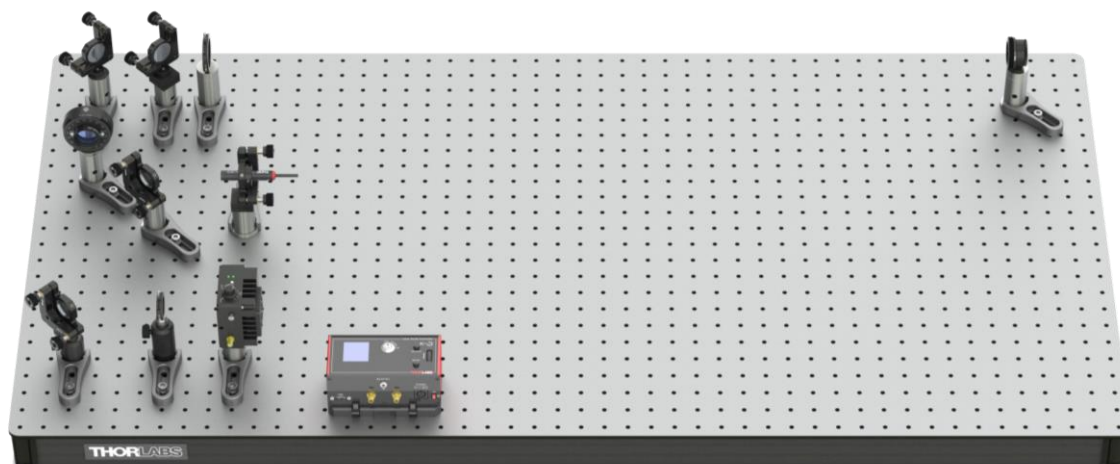


Abbildung 76 Aufbau für die Strahljustierung

- Der nächste Schritt besteht darin, den Justagelaser durch die beiden Blenden auf der 21ten Lochreihe auszurichten. Dies kann durch einen so genannten Beamwalk⁶² erreicht werden, der im Folgenden beschrieben wird:
 - Schließen Sie die Justierblende fast vollständig.
 - Verwenden Sie die kinematischen Schrauben des ersten Spiegels im Strahlengang des Justagelasers, um den Strahl auf die Justierblende zu zentrieren. Öffnen Sie sie dann.
 - Schließen Sie die Irisblende der Strahlenfalle fast vollständig.
 - Verwenden Sie die kinematischen Schrauben des zweiten Spiegels im Strahlengang des Justagelasers, um den Strahl auf der Irisblende der Strahlenfalle zu zentrieren.
 - Wiederholen Sie alle oben genannten Schritte, bis der Justagelaser auf beide Blendenöffnungen zentriert ist, wie in Abbildung 77 gezeigt.

⁶² Weitere Einzelheiten und ein Video finden Sie unter https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14221

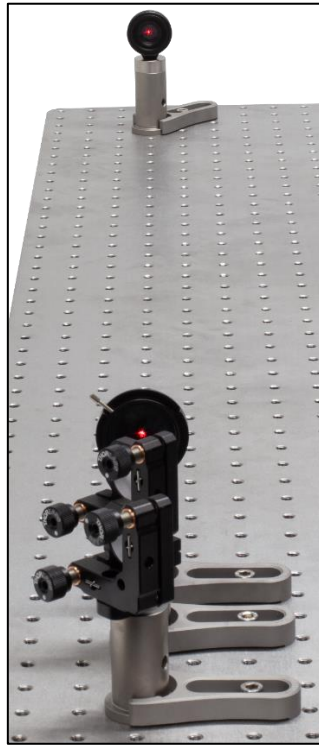


Abbildung 77 Strahlengang nach erfolgreichem Beamwalk

- Schalten Sie den Justagelaser aus und entfernen Sie den Spiegel von der magnetischen Platte.
- Der nächste Schritt besteht darin, den Pumplaser auf denselben Strahlengang auszurichten wie den Justagelaser. Dieser Strahlengang ist durch die beiden Irisblenden definiert. **Denken Sie daran, eine Laserschutzbrille zu tragen, wenn Sie mit dem Pumplaser arbeiten!**
- Schalten Sie den Pumplaser ein und wiederholen Sie den Beamwalk wie oben beschrieben. Verwenden Sie den ersten Spiegel im Pumplaser-Strahlengang, um auf die Justierblende zu zentrieren, und den zweiten Spiegel, um auf die Blende der Strahlfalle zu zentrieren. Da der Pumplaser auf den Blendenöffnungen nicht gut sichtbar ist, können Sie ein Blatt Papier oder eine Pappkarte zur Hilfe nehmen. Es kann auch hilfreich sein, den Strahl hinter den Blendenöffnungen zu beobachten, um besser zu sehen, ob er zentriert ist. Entfernen Sie für diesen Schritt die Endkappe der Strahlfalle (wie in Abbildung 78), aber bringen Sie diese nach erfolgtem Beamwalk wieder an.

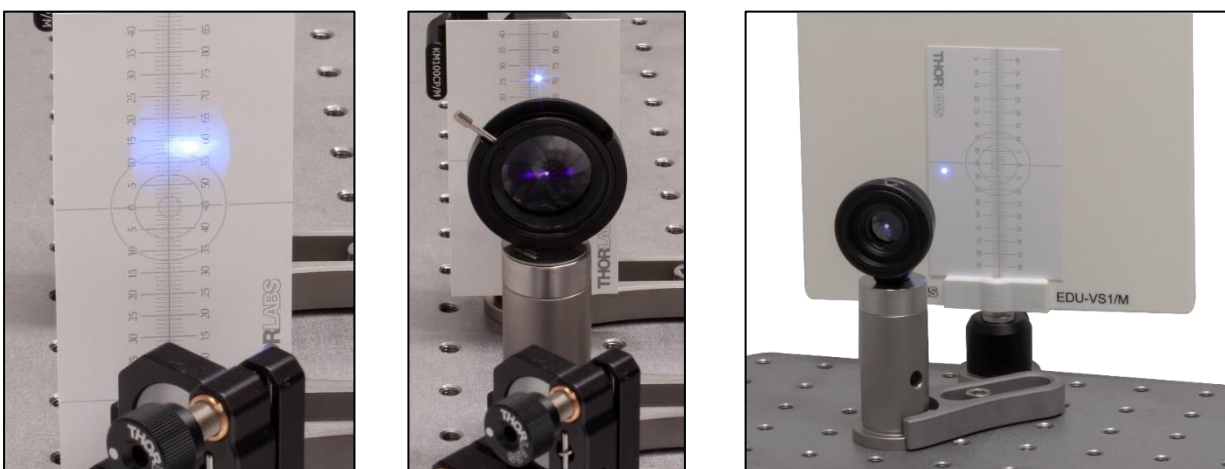


Abbildung 78 Beamwalk für den Strahlengang des Pumplasers. Von links nach rechts: Grobausrichtung mit Karte vor der Irisblende, Feinjustierung mit Karte hinter der Irisblende und Strahlenfalle mit abgenommener Endkappe und dahinter liegendem EDU-VS1 Schirm.

- Schalten Sie den Pumplaser aus. Sie haben nun die Strahlen des Pumplasers und des Justagelasers auf den exakt gleichen Strahlengang ausgerichtet. Das ist immens hilfreich, da Sie alle übrigen optischen Elemente nun mit dem Justagelaser anstelle des Pumplasers justieren können, was sowohl einfacher als auch sicherer ist. Über den Spiegel auf der magnetischen Platte können Sie zwischen den beiden Lasern umschalten (Spiegel im Aufbau = Justagelaser, Spiegel nicht im Aufbau = Pumplaser).

7.4.3 Positionierung der Detektoren

- Setzen Sie den Spiegel mit der Magnetplatte wieder in den Aufbau und öffnen Sie die Justierblende vollständig.
- Stellen Sie die Justierhilfe zwischen die Justierblende und die Strahlfalle und stellen Sie die Höhe der Justierhilfe so ein, dass der Strahl auf dem Loch zentriert ist. Entfernen Sie die Justierhilfe aus dem Aufbau.
- Platzieren Sie den Schirm etwa in der Mitte zwischen der Justierblende und der Strahlenfalle.
- Stellen Sie den Posthalter mit der Magnetplatte und dem Axicon auf das 21te Loch von vorne und das 11te von links. Die Lenstube sollte in Richtung des Spiegels zeigen, wie in Abbildung 80 dargestellt.
- Schalten Sie den Justagelaser ein. Sie sollten Teile eines Kreises auf dem Schirm sehen, wie auf der linken Seite von Abbildung 79 gezeigt.
- Passen Sie nun die Höhe und Position des Axicons an, bis der Kreis auf dem Schirm eine gleichmäßig verteilte Intensität um den gesamten Kreis herum aufweist, wie auf der rechten Seite von Abbildung 79 zu sehen. Sichern Sie die Position des Axicons mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.



Abbildung 79 Axicon-Muster vor (links) und nach (rechts) Justierung

- Es ist wichtig, dass der Ausrichtungslaser das Axicon unter senkrechtem Einfall trifft. Um dies sicherzustellen, schließen Sie die Irisblende vor dem Axicon fast vollständig und beobachten Sie die Reflexion des Axicons auf der Rückseite der Irisblende, wie in Abbildung 80 gezeigt. Benutzen Sie die Einstellschrauben des Axiconhalters, um die Reflexion auf der Iris zu zentrieren. Dadurch kann sich das Muster auf dem Schirm verändern. Stellen Sie Position, Winkel und Höhe des Axicons schrittweise ein, bis Sie **sowohl** eine zentrierte Reflexion auf der Iris **als auch** ein homogenes kreisförmiges Muster auf dem Schirm erhalten.

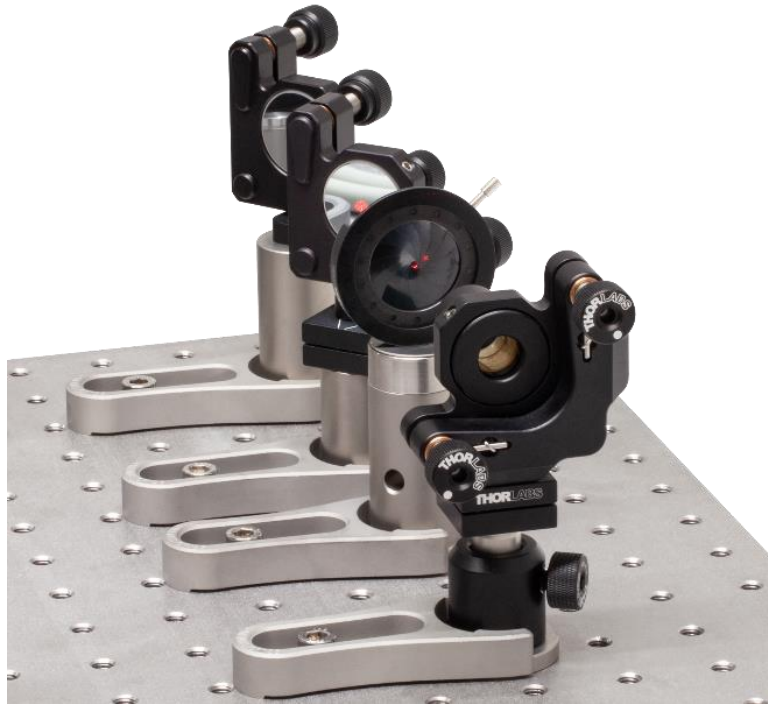


Abbildung 80 Axicon-Reflexion auf der Rückseite der Iris (sollte nach der Ausrichtung wieder durch die Iris fallen)

- Das Axicon ist so konzipiert, dass es einen Lichtkegel mit einem halben Öffnungswinkel von 3° erzeugt, wenn es mit der Wellenlänge des Justagelasers (635 nm) beleuchtet wird. Dieser Öffnungswinkel entspricht dem Winkel, den man für die vom BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare erwartet. Somit kann der Kegel des Justagelasers zur korrekten Positionierung der Detektoren verwendet werden.
- Verbinden Sie die Lenstube mit dem Strahlteiler mit dem Detektor, der mit „T“ beschriftet ist. Öffnen Sie die Justierblende vollständig und positionieren Sie den Detektor nahe der rechten Kante des Breadboards (etwa 5 cm näher am Axicon als die Strahlfalle), so dass der linke Teil des vom Axicon erzeugten Rings auf die Detektoröffnung fällt. Drehen Sie den Detektor, sodass er in Richtung des Axicons schaut.
- Platzieren Sie die Justierhilfe etwa 10 cm vor dem Detektor, so dass der linke Teil des Lichttrings durch das Loch in der Justierhilfe fällt. Stellen Sie nun die Höhe, die Position und den Winkel des Detektors so ein, dass **beide der folgenden Bedingungen erfüllt sind**:
 - Die Reflexion des Strahlteilers fällt zurück durch das Loch der Justierhilfe.
 - Das Licht, das durch das Loch der Justierhilfe fällt, trifft den Detektorchip zentral, wie in Abbildung 81 gezeigt.



Abbildung 81 Laser auf dem Detektorchip zentriert

Abbildung 82 zeigt die Rückseite der Justierhilfe vor der Justierung. Die gekrümmte Linie ist ein Teil des Axicon-Kegels (der durch die Justierhilfe hindurchscheint), und der rote Fleck rechts ist die Reflexion vom Strahlteiler. Möglicherweise gibt es einen diffusen roten Fleck, der von der Reflexion des Detektorchips verursacht wird und ignoriert werden kann.

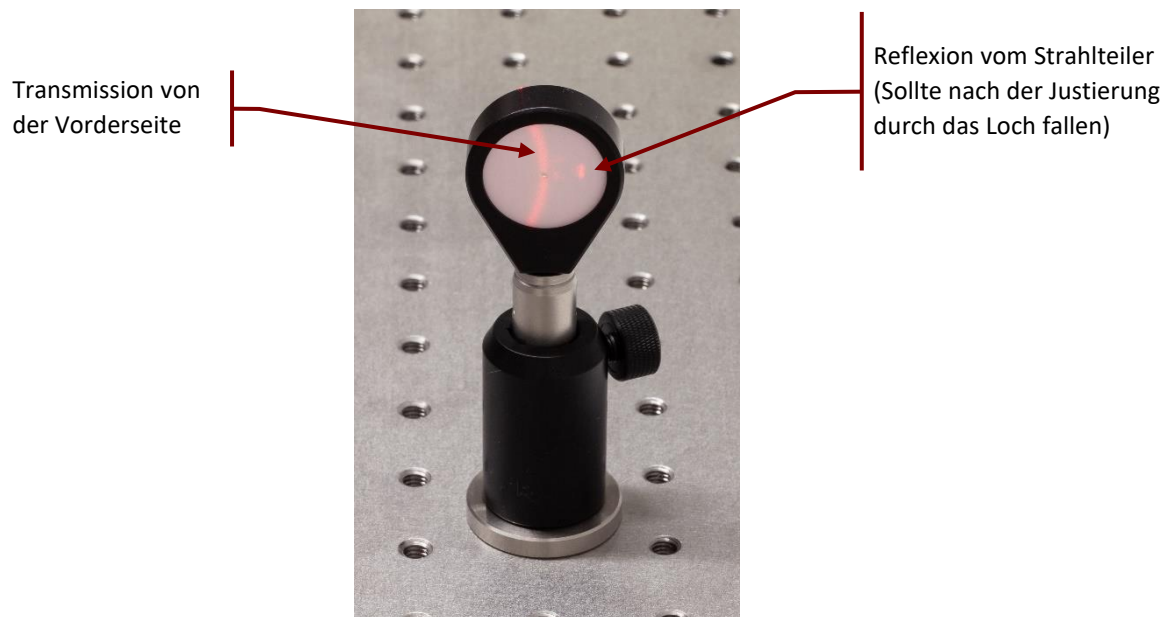


Abbildung 82 Rückseite der Justierhilfe vor der Justierung des Detektors

- Sichern Sie die Position des Detektors mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Entfernen Sie dann die Lenstube mit dem Strahlteiler vom Detektor.
- Wiederholen Sie den Vorgang mit dem Detektor mit der Bezeichnung „A“ für den rechten Teil des Lichtkegels. Jetzt sollte der Aufbau so aussehen wie in Abbildung 83 gezeigt.

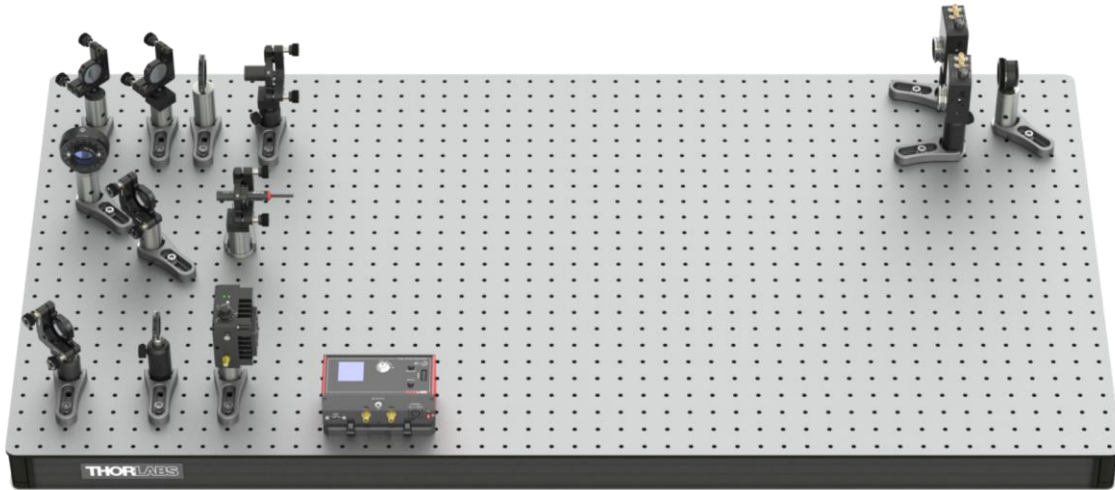


Abbildung 83 Aufbau nach Justierung der Detektoren

- Nehmen Sie eine der vorbereiteten Detektoroptiken und lösen Sie die Feststellschraube des DTSM1 Schwalbenschwanzadapters fast vollständig. Schieben Sie die Optik über den Schwalbenschwanzadapter auf der Vorderseite des Detektors, der mit „T“ beschriftet ist (näher am hinteren Rand des Breadboards). Drehen Sie die Optik, bis eine der Justierschrauben gerade nach oben und die andere von Ihnen weg zeigt. Ziehen Sie dann die Feststellschraube des DTSM1-Kopplers fest, um die Optik sicher mit dem Detektor⁶³ zu verbinden.
- Wiederholen Sie diesen Schritt für den zweiten Detektor. Diesmal sollten die beiden Justierschrauben gerade nach oben bzw. zu Ihnen hinzeigen.
- Da Axicon und Justagelaser den erwarteten Strahlengang der vom BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare simulieren, sind die beiden Detektoren nun auf diesen justiert. Eine Ansicht von vorne sollte so aussehen, wie in Abbildung 84 gezeigt, wobei die äußersten Teile des Lichtrings durch die Blendenöffnungen der Detektoren verlaufen.



Abbildung 84 Detektoren T (links) und A (rechts) nach erfolgreicher Justierung

7.4.4 Feineinstellung des Detektors

- Ersetzen Sie das Axicon durch den farbigen Glasfilter.

⁶³ Sie können die Position der Feststellschraube korrigieren, indem Sie den SM1NT1 Feststellring neu positionieren.

- Schließen Sie die Justierblende und drehen Sie die Justierschrauben des Filterhalters, bis die Reflexion des Filters durch die Blende zurückfällt. Öffnen Sie dann die Blende vollständig. Schalten Sie den Justagelaser aus und entfernen Sie den magnetisch befestigten Spiegel aus dem Aufbau.
- Positionieren Sie den Time Tagger in der vorderen rechten Ecke des Breadboards (siehe Abbildung 85) und fixieren Sie ihn mit einer oder zwei CL2-Klemmen. Verwenden Sie für jede Klemme eine 1/4"-20 x 2" (M6 x 50 mm) Schraube und eine 1/4"-20 x 2,5" (M6 x 65 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.



Abbildung 85 Position des Time Taggers

- Schließen Sie beide Detektoren über die mitgelieferten Netzteile an das Stromnetz an. Sie können CS1 Kabelstreifen und 1/4"-20 x 1/4" (M6 x 6 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben für ein besseres Kabelmanagement verwenden. Verwenden Sie CA2924-Kabel, um den äußeren SMA-Anschluss beider Detektoren mit den Eingangskanälen 1 und 2 des Time Tagger zu verbinden (jeweils mit T und A gekennzeichnet). Die Beschriftung der Detektoren und Kanäle sollte übereinstimmen.
- Schließen Sie den KLD101 Lasertreiber und den Time Tagger über die mitgelieferten USB-Kabel an Ihren PC an. Starten Sie die EDU-QOP1 Software. Schalten Sie beide Detektoren ein und warten Sie, bis die Signal-LEDs grün leuchten. **Öffnen Sie die Blendenöffnungen beider Detektoroptiken vollständig.** Diese bleiben für alle weiteren Experimente und Justierschritte geöffnet.
- Es kann sein, dass Sie aufgrund des Umgebungslichts sehr hohe Zählraten für beide Detektoren in der Software sehen. Es kann auch sein, dass Sie überhaupt keine Zählraten sehen, weil der Time Tagger gesättigt ist.
- Verdunkeln Sie den Raum so weit wie möglich (schalten Sie alle Lichter aus, fahren Sie die Rollläden nach unten, drehen Sie andere Lichtquellen wie Computerbildschirme vom Aufbau weg). Die Zählraten sollten nun deutlich unter 50 kHz liegen⁶⁴. Wenn sie höher sind, muss der Raum weiter abgedunkelt werden⁶⁵.
- Stellen Sie den Laserstrom in der Software oder am KLD101 Controller auf etwa **5 mA unterhalb der Laserschwelle** ein (Die Laserschwelle kann aus dem Datenblatt ermittelt werden, welcher Ihrer Laserdiode beiliegt, siehe Abbildung 86) und schalten Sie den Pumplaser ein. **Denken Sie daran, bei der Arbeit mit dem Pumplaser immer eine Laserschutzbrille zu tragen!**
- Der Laser trifft den farbigen Glasfilter an der gleichen Stelle, an der er später auf den BBO-Kristall treffen wird. Der Filter strahlt fluoreszierendes Licht in alle Richtungen ab, von dem ein Teil von den Detektoren detektiert wird. So kann die Optik der Detektoren genau auf den zukünftigen Ursprung der Photonenpaare ausgerichtet werden.
- Drehen Sie das Zoomgehäuse des T-Detektors etwa in die Mitte seines Bereichs (testen Sie, wie weit es sich in beide Richtungen drehen lässt und versuchen Sie dann, es von einem Endpunkt aus um die Hälfte des Wegs zu drehen). Drehen Sie nun eine der Justierschrauben des CXY1A-Halters in beide Richtungen,

⁶⁴ Die Zählraten der beiden Detektoren können unterschiedlich sein, z.B. weil eine Streulichtquelle, wie ein Computerbildschirm, einen Detektor mehr beleuchtet als den anderen. Dies ist kein Problem, wenn beide Zählraten unter dem Schwellenwert von 50 kHz liegen.

⁶⁵ Wenn eine weitere Verdunkelung nicht möglich ist, beachten Sie die Tipps am Ende von Abschnitt 13.2 für den Umgang mit großen Hintergrundsignalen.

bis Sie in der Software einen deutlichen Anstieg der Zählrate des Detektors T (Trigger) beobachten. Wenn Sie einen solchen Signalanstieg sehen, dann maximieren Sie das Signal. Wenn Sie keine Signalerhöhung sehen, bringen Sie die Schraube wieder in die Mittelstellung (überlagern Sie die Markierungen auf der Vorderseite des CXY1A) und versuchen Sie es mit der anderen Justierschraube⁶⁶.

- Sobald Sie das Maximum in einer Achse gefunden haben, optimieren Sie weiter mit der anderen Justierschraube.
- Sobald Sie die Zählrate über die Justierschrauben maximiert haben, drehen Sie das Zoomgehäuse vorsichtig weiter, um die Zählrate weiter zu erhöhen. Danach können Sie die Zählrate möglicherweise durch leichte Veränderungen der Justierschrauben weiter erhöhen. Drehen Sie das Zoomgehäuse und die Schrauben iterativ, bis Sie eine stabile maximale Zählrate erreicht haben. Diese sollte bei mindestens 300 kHz liegen (Justierblende und Detektorblenden sind dabei vollständig geöffnet).
- Wiederholen Sie die beiden vorherigen Schritte für den A-Detektor und maximieren Sie diesmal die Zählrate für Detektor A in der Software. Sie sollten eine ähnliche Zählrate wie für den Detektor T⁶⁷ erreichen.

7.4.5 Justierung des Kristallwinkels

- Schalten Sie den Pumplaser aus und ersetzen Sie den farbigen Glasfilter durch den BBO-Kristall. Platzieren Sie den magnetisch befestigten Spiegel im Aufbau und schalten Sie den Justagelaser ein.
- Schließen Sie die Justierblende und drehen Sie die Justierschrauben des Kristallhalters, bis die Reflexion des Kristalls durch die Blende zurückfällt. Öffnen Sie die Justierblende vollständig, schalten Sie den Justagelaser aus und entfernen Sie den magnetisch befestigten Spiegel.
- Stellen Sie den Laserstrom auf einen Wert ein, der einer Ausgangsleistung von etwa 13 mW entspricht. Die Stromleistungskurve (LIV) finden Sie auf dem Datenblatt, das Ihrer Laserdiode beiliegt. Abbildung 86 zeigt ein Beispiel für ein solches Datenblatt, die blaue Kurve ist die LIV-Kurve (die Abbildung ist ein Beispiel, prüfen Sie Ihr individuelles Datenblatt!). Schalten Sie den Pumplaser ein. Möglicherweise sehen Sie bereits einen Anstieg der Zählraten auf den Detektoren. Wechseln Sie zum Configuration-Tab der Software und setzen Sie das Koinzidenzfenster auf 20 ns (dies hilft bei der Justierung, da die systematischen Verzögerungen zwischen den Detektoren noch nicht kalibriert sind).

⁶⁶ Manchmal scheint es, als ob die Zählrate in einer Drehrichtung der Schraube immer weiter ansteigt, bis das Ende des Weges erreicht ist, weil aus dieser Richtung mehr Streulicht den Detektor erreicht. Das ist aber nicht das Ziel des Justiervorgangs. Sie können dies überprüfen, indem Sie den Laser ausschalten. Wenn das Signal nicht signifikant abnimmt, haben Sie nur für Streulicht optimiert. Drehen Sie in diesem Fall die Schraube zurück in die Mittelstellung und versuchen Sie, das eigentliche Signal (das zu einem viel stärkeren und steileren Anstieg der Zählrate führt) durch Verstellen der anderen Schraube oder des Zoomgehäuses zu finden.

⁶⁷ Geringfügig abweichende Zählraten sind nicht problematisch. Ein Detektor könnte etwas effizienter sein als der andere (Unterschiede können bis zu 20% betragen) oder mehr Streulicht einfangen, was zu einem Offset führt. Größere Unterschiede (etwa um den Faktor 2) deuten darauf hin, dass eine Detektorausrichtung nicht vollständig optimiert ist.

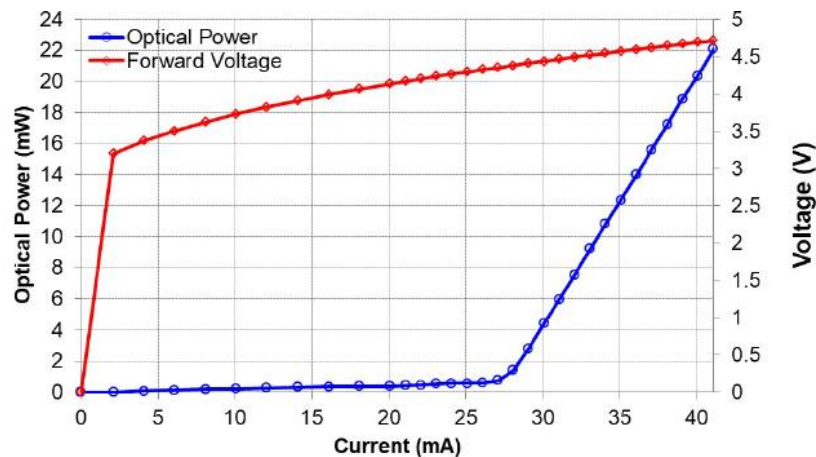


Abbildung 86 Strom-Leistungs-Kurve (blaue Kurve, Kreise) im Datenblatt der Laserdiode. In diesem Beispiel liegt die Laserschwelle bei etwa 28 mA; 13 mW optische Ausgangsleistung werden bei einem Strom von 35,5 mA erreicht.

- Gehen Sie zurück zum Alignment-Tab und drehen Sie die **untere** kinematische Schraube der Kristallhalterung vorsichtig in beide Richtungen. Dadurch ändert sich der Öffnungswinkel der erzeugten Photonenpaare und damit auch die Zählraten der Detektoren. Maximieren Sie die Zählraten beider Detektoren. Da die Detektoren symmetrisch zur Mittelachse platziert sind, sollte es eine Schraubenposition geben, die sowohl die Zählraten der Detektoren T als auch A maximiert. Sie sollten für beide Detektoren Zählraten über 100 kHz beobachten. Gleichzeitig sollten Sie auch einen Anstieg der Koinzidenzzählrate der Detektoren T&A in der unteren Grafik beobachten.
- Wenn die Zählraten Maxima bei deutlich unterschiedlichen Schraubenpositionen aufweisen (und kein signifikanter Anstieg der Koinzidenzzählraten zu beobachten ist), sind die Detektoren nicht symmetrisch platziert. Entfernen Sie in diesem Fall beide Detektoren und wiederholen Sie den Positionierungsprozess.
- Nachdem Sie die Zählraten der einzelnen Detektoren maximiert haben, wechseln Sie zum Delay Adjust Tab der Software und setzen das Koinzidenzfenster wieder auf 5 ns. Verwenden Sie die Standardeinstellungen der Software und starten Sie eine Messung.
- Das Ergebnis der Messung sollte ähnlich zu Abbildung 87 aussehen. Es sollte ein Peak mit einer FWHM von etwa 5 ns zu sehen sein. Ziehen Sie den Cursor (blaue vertikale Linie) mit der Maus über den Graph, um den Verzögerungswert am Maximum des Peaks zu finden (4,5 ns in Abbildung 87).
- Geben Sie diesen Wert ein (4,5 ns im Beispielfall von Abbildung 87) in das Feld **Delay A to T** ein.

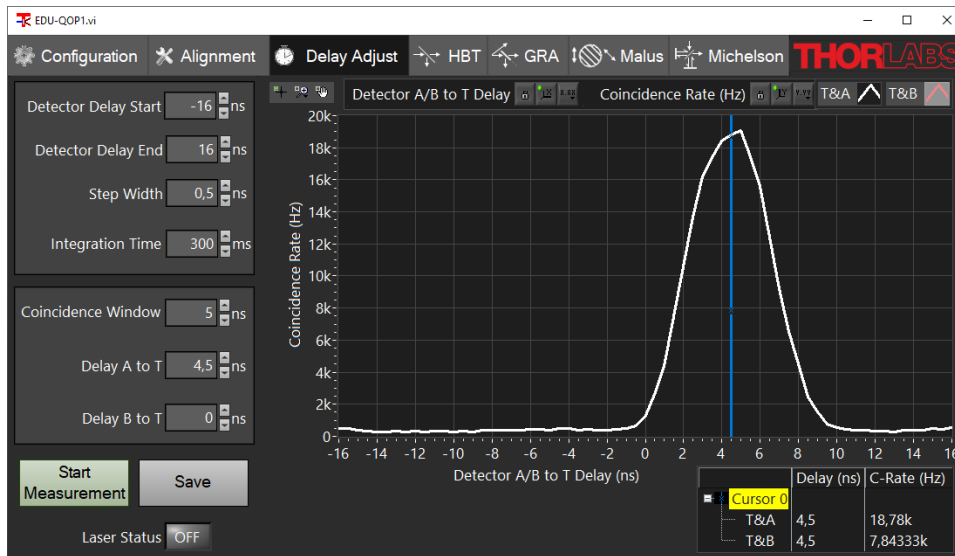


Abbildung 87 Beispiel einer Verzögerungsmessung

- Gehen Sie zurück zum Alignment-Tab. Sie sollten die gleichen Einzelzählraten wie zuvor sehen. Die Koinzidenzzählrate sollte nun aber über 10 kHz liegen.
- Drehen Sie vorsichtig die WPH10ME-405 Halbwellenplatte (zwischen den ersten beiden Spiegeln im Pumpstrahl) und beobachten Sie die Koinzidenzzählrate. Optimieren Sie die Zählrate durch Drehen der Wellenplatte (dadurch wird die Polarisation des Pumpstrahls an die Kristallorientierung angepasst, um die bestmögliche Phasenanpassung zu erreichen; siehe Abschnitt 3.9 für Details).
- Schließen Sie langsam die Justierblende vor dem BBO-Kristall und beobachten Sie die Einzelzählraten sowie die Koinzidenzzählrate. Zunächst werden nur die Zählraten der Einzeldetektoren abnehmen, während die Koinzidenzzählrate stabil bleibt. Hören Sie auf, die Blende zu schließen, sobald auch die Koinzidenzrate zu sinken beginnt. Sie haben nun den optimalen Öffnungsdurchmesser der Justierblende gefunden, der zwischen 1 mm und 3 mm liegen sollte. Behalten Sie diesen Öffnungsdurchmesser für alle zukünftigen Experimente bei.
- Wählen Sie das Optionsfeld **g²(0)** auf der linken Seite der Software. Das untere Diagramm zeigt nun die $g^{(2)}(0)$ Werte, die live aus den Zählraten des Einzeldetektors und der Koinzidenz berechnet werden. Sie sollten Werte deutlich größer als 30 erhalten.
- Sie haben nun eine Photonenpaarquelle aufgebaut und eingestellt. Diese nichtklassische Lichtquelle ist die Grundlage für alle Einzelphotonen-Experimente in diesem Kit.

7.5 Aufbau des Grangier-Roger-Aspect-Experiments

Mit einer funktionierenden Photonenpaarquelle können Sie nun den Aufbau für das Grangier-Roger-Aspect-Experiment aufbauen, wie in Abschnitt 3.5.3 beschrieben. Abbildung 88 zeigt einen Überblick des Aufbaus, wobei das Rechteck die neu platzierten Komponenten markiert. Die folgenden Unterabschnitte enthalten detaillierte Anweisungen für die Positionierung und Justierung dieser Komponenten.

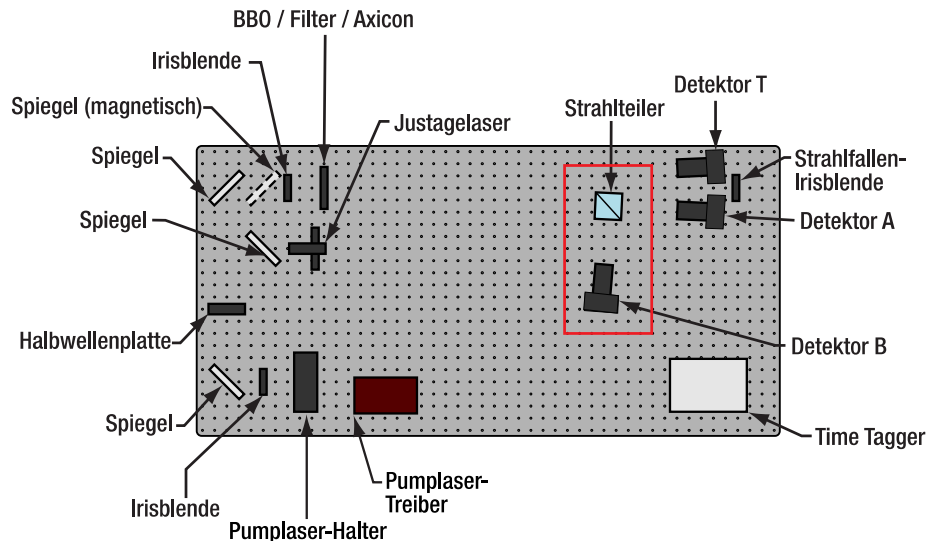


Abbildung 88 Aufbau für das GRA Experiment. Neu hinzugefügte Komponenten sind mit einem Rechteck markiert. Die Komponenten sind nicht maßstabsgetreu und die genauen Positionen können geringfügig von den Angaben im Text abweichen. Die Zahlen in Klammern sind die Nummern der Löcher auf dem Breadboard (von links / von unten).

7.5.1 Positionierung des Strahlteilers

- Schalten Sie den Pumplaser aus.
- Ersetzen Sie den Kristall durch das Axicon und setzen Sie den magnetisch befestigten Spiegel wieder in den Aufbau ein. Schalten Sie den Justagelaser ein.
- Platzieren Sie die Justierhilfe im rechten Rand des Lichtkegels (aus der Richtung des Axicons gesehen).
- Platzieren Sie den Strahlteiler mit der angebrachten Irisblende etwa 10 Breadboard-Löcher links von den Detektoren (die Blende zeigt in Richtung der Justierhilfe). Das Licht, das durch die Justierhilfe fällt, sollte auf der Irisblende des Strahlteilers zentriert sein.

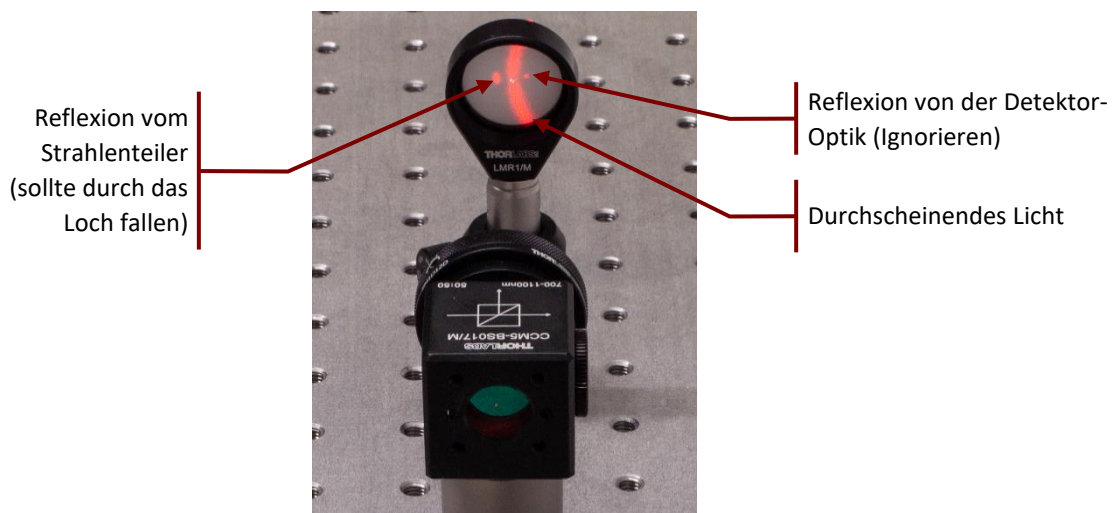


Abbildung 89 Positionierung des Strahlteilers (vor dem Justieren)

- Beobachten Sie die Rückseite der Justierhilfe und drehen Sie den Strahlteiler vorsichtig, bis die Reflexion des Strahlteilers durch das Loch im Ziel zurückfällt.

- Vergewissern Sie sich, dass der Laser immer noch auf die Mitte der Blende des Strahlteilers justiert ist, und sichern Sie die Position des Strahlteilers mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.

7.5.2 Positionierung des dritten Detektors

- Nehmen Sie den verbleibenden Detektor (beschriftet mit „B“) und schrauben Sie die Lenstube mit dem Strahlteiler vor die Detektoröffnung.
- Platzieren Sie die Justierhilfe im Strahlengang des vom Strahlteiler reflektierten Lichts (nahe am Strahlteiler), so dass das Licht durch das Loch der Justierhilfe fällt.
- Positionieren Sie den Detektor in einem Abstand von mindestens 10 cm zur Justierhilfe. Stellen Sie Höhe, Position und Drehung des Detektors so ein, dass:
 - Das Licht, das durch das Loch in der Justierhilfe fällt, auf dem Detektorchip zentriert ist.
 - Die Reflexion des Strahlteilers vor dem Detektor zurück durch das Loch in der Justierhilfe fällt.

Sichern Sie dann die Position des Detektors mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Entfernen Sie die Lenstube mit dem Strahlteiler vom Detektor.

- Nehmen Sie die verbleibende Detektoroptik und lösen Sie die Feststellschraube des DTSM1 Schwalbenschwanzadapters fast vollständig. Schieben Sie die Optik über den Schwalbenschwanzadapter an der Vorderseite des Detektors. Drehen Sie die Optik, bis eine der Justierschrauben gerade nach oben zeigt. Ziehen Sie dann die Feststellschraube des DTSM1-Kopplers fest, um die Optik sicher mit dem Detektor zu verbinden. An diesem Punkt sollte der Aufbau so aussehen wie in Abbildung 90 gezeigt.

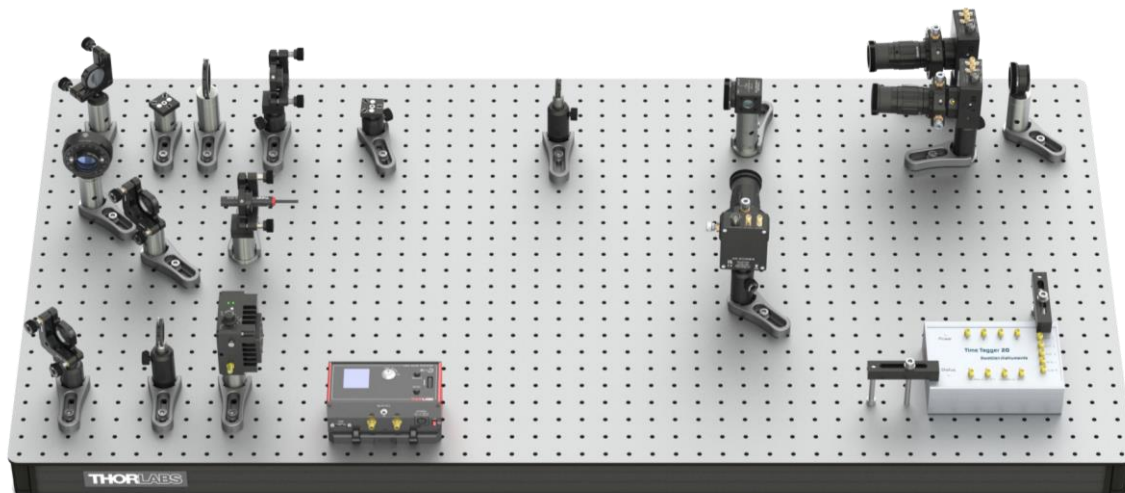


Abbildung 90 Aufbau nach Justierung des dritten Detektors

7.5.3 Feineinstellung des dritten Detektors

- Schließen Sie den Detektor über das mitgelieferte Netzteil an das Stromnetz an und verbinden Sie den äußeren SMA-Anschluss über ein CA2924-Kabel mit Kanal 3 des Time Tagger (mit „B“ beschriftet). Verwenden Sie optional CS1-Kabelstreifen und 1/4"-20 x 1/4" (M6 x 6 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben für das Kabelmanagement. Schalten Sie den Detektor ein.
- Schalten Sie den Justagelaser aus, entfernen Sie die Justierhilfe und den magnetisch befestigten Spiegel aus dem Aufbau und ersetzen Sie das Axicon durch den farbigen Glasfilter.
- Stellen Sie den Strom des Pumplasers auf etwa 5 mA unterhalb der Laserschwelle ein (prüfen Sie das Datenblatt Ihrer Laserdiode) und schalten Sie den Pumplaser ein. **Tragen Sie immer eine**

Laserschutzbrille, wenn Sie mit dem Pumplaser arbeiten! Verdunkeln Sie den Raum auf ähnliche Bedingungen wie zuvor.

- Drehen Sie das Zoomgehäuse des Detektors etwa in die Mitte seines Bereichs (testen Sie, wie weit es sich in beide Richtungen drehen lässt und versuchen Sie dann, ihn von einem Endpunkt aus um die Hälfte zu drehen). Drehen Sie nun eine der Justierschrauben der CXY1A-Halterung in beide Richtungen, bis Sie in der Software einen deutlichen Anstieg der Zählrate von Detektor B beobachten. Wenn Sie einen solchen Signalanstieg sehen, dann maximieren Sie das Signal. Wenn Sie keinen Signalanstieg sehen, bringen Sie die Schraube wieder in die Mittelstellung (richten Sie die Markierungen auf der Vorderseite der CXY1A-Halterung aus) und versuchen Sie es mit der anderen Justierschraube.
- Sobald Sie das Maximum in einer Achse gefunden haben, optimieren Sie weiter mit der anderen Justierschraube.
- Sobald Sie die Zählrate über die Justierschrauben maximiert haben, drehen Sie das Zoomgehäuse vorsichtig weiter, um die Zählrate weiter zu erhöhen. Danach können Sie die Zählrate möglicherweise durch leichte Veränderungen der Justierschrauben weiter erhöhen. Drehen Sie das Zoomgehäuse und die Schrauben iterativ, bis Sie eine stabile maximale Zählrate erreicht haben. Diese sollte bei mindestens 150 kHz liegen.
- Schalten Sie den Pumplaser aus und ersetzen Sie den farbigen Glasfilter durch den BBO-Kristall.
- Stellen Sie den Laserstrom auf den Wert ein, der etwa 13 mW entspricht (prüfen Sie das Datenblatt Ihrer Laserdiode). Setzen Sie das Koinzidenzfenster im Configuration-Tab auf 20 ns. Gehen Sie zurück zum Alignment-Tab und schalten Sie dann den Pumplaser ein. Sie sollten in der Software einen starken Anstieg der Zählrate von Detektor B sehen. Die Zählrate sollte ähnlich hoch sein wie die von Detektor A und etwa halb so hoch wie die von Detektor T. Die Koinzidenzzählrate zwischen den Detektoren T und B in der unteren Grafik sollte ebenfalls ansteigen.
- Drehen Sie die untere Justierschraube des Kristallhalters leicht hin und her, um sicherzustellen, dass die maximale Zählrate von Detektor B an einer ähnlichen Schraubenposition liegt wie die der beiden anderen Detektoren. Wenn sich die Schraubenpositionen der Maxima deutlich unterscheiden (und keine Koinzidenzen T&B zu beobachten sind), wiederholen Sie die Positionierung des dritten Detektors.
- Wechseln Sie in der Software in den Delay Adjust Tab und stellen Sie das Koinzidenzfenster wieder auf 5 ns. Verwenden Sie die Standardeinstellungen der Software und starten Sie eine Messung. Neben dem Peak für Detektor A sollten Sie nun einen zusätzlichen Peak für Detektor B sehen, der eine ähnliche Höhe hat, aber möglicherweise auf der Verzögerungsachse verschoben ist. Notieren Sie den Verzögerungswert für die Mitte des Peaks für Detektor B und schreiben Sie diesen Wert in das Feld **Delay B zu T**. Sie sollten nun eine ähnliche Koinzidenzzählrate für T&A und T&B im Alignment-Tab sehen.

7.5.4 Testmessung

- Wählen Sie in der Software den GRA-Tab aus, wählen Sie eine Messzeit (20 s sind empfohlen) und starten Sie die Messung. Es werden die absoluten Zählereignisse, die Zählraten und auch die berechneten $g^{(2)}(0)$ Werte angezeigt. Der erste g-Wert ist die Qualität der Paarphotonenquelle, wie sie zuvor gemessen wurde, und der zweite g-Wert ist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für das Grangier-Roger-Aspect Experiment. Dieser Wert sollte unter 0,1 liegen (alles unter 1 ist ein Beweis für eine nicht-klassische Lichtquelle), wie in Abschnitt 3.5.3 erklärt.
- Das GRA-Experiment kann zur Messung des Malus-Gesetzes erweitert werden, indem man die Polarisator-Komponente (1" Durchmesser) zwischen den Strahlteiler und den Detektor B stellt, wie in Abbildung 91 gezeigt. Die Abschnitte 3.7 und 9.6 enthalten eine ausführliche Erläuterung des Experiments zum Malus-Gesetz.

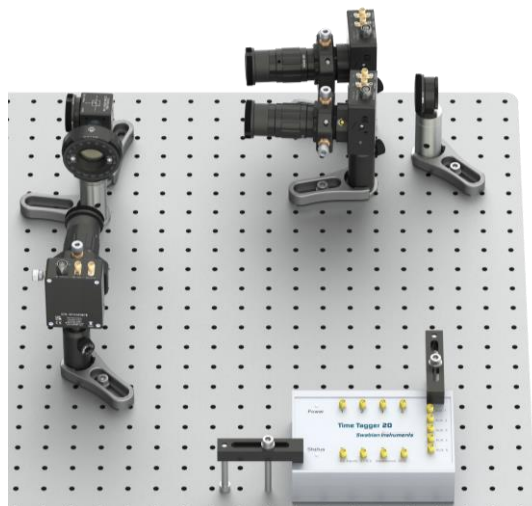


Abbildung 91 Versuchsaufbau für das Gesetz von Malus

7.6 Justierung des Michelson-Interferometers

In diesem Abschnitt wird ein Michelson-Interferometer für Einzelphotonen (siehe Abschnitt 3.6) aufgebaut. Abbildung 92 zeigt einen Überblick des Aufbaus, wobei die roten Rechtecke die neu hinzugefügten oder verschobenen Komponenten markieren.

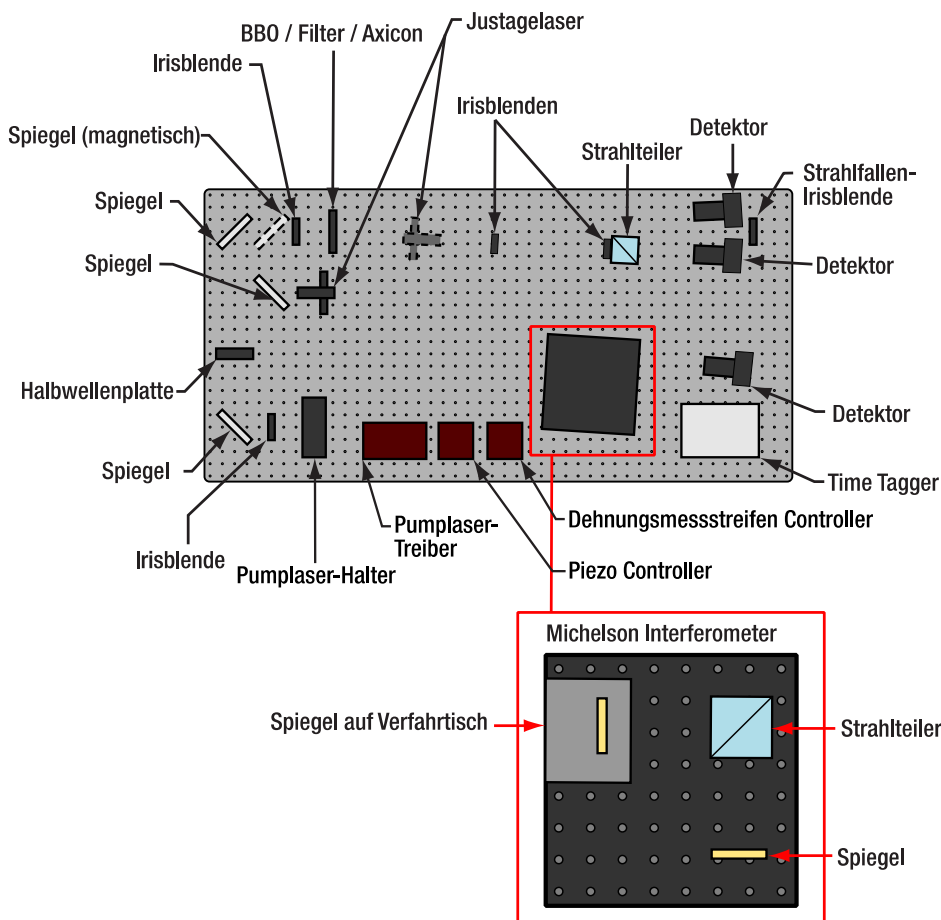


Abbildung 92 Übersicht über den Aufbau des Michelson-Interferometers. Neu hinzugefügte oder verschobene Teile sind mit roten Rechtecken markiert. Die Komponenten sind nicht maßstabsgetreu und die genauen Positionen können geringfügig von den Angaben im Text abweichen. Die Zahlen in Klammern sind die Nummern der Löcher auf dem Breadboard (von links / von unten).

7.6.1 Zusätzlicher Justierpfad

Bevor Sie das Interferometer aufbauen, ist es hilfreich, einen zweiten Justierpfad für den Justierlaser einzurichten, der dem Weg der Photonen vom Kristall zum Strahlenteiler folgt. Gehen Sie dazu wie folgt vor:

- Schalten Sie den Pump laser aus, setzen Sie den Spiegel auf die Magnethalterung im Strahlengang und ersetzen Sie den BBO-Kristall durch das Axicon.
- Schalten Sie den Justagelaser ein. Stellen Sie die Justierhilfe hinter dem Axicon im rechten Rand des Lichtkegels auf.
- Platzieren Sie die $\varnothing 8$ mm Irisblende 30 cm hinter dem Axicon, sodass sie den Strahlengang des Pump lasers nicht blockiert, und stellen Sie ihre Höhe und Position so ein, dass das Licht, das durch das Loch in der Justierhilfe fällt, auf der Blende zentriert ist. Sichern Sie die Blendenposition mit einer CF125-Klemme mit einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Entfernen Sie die Justierhilfe.

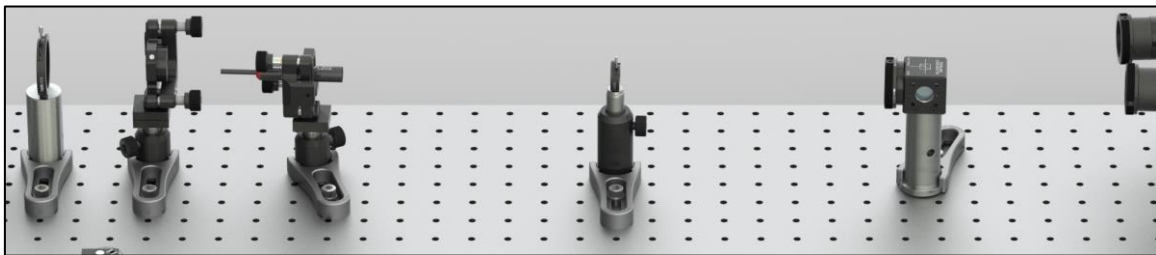


Abbildung 93 Zusätzlicher Justierpfad

- Schalten Sie den Justagelaser aus und setzen Sie ihn auf die Magnetplatte im PH1E (PH30E/M) Posthalter.
- Platzieren Sie den Justagelaser zwischen dem Axicon und der $\varnothing 8$ mm Blende, wie in Abbildung 93 gezeigt.
- Schalten Sie den Justagelaser ein und passen Sie seine Position an, bis er auf beiden Blendenöffnungen zentriert ist. Gehen Sie dazu wie folgt vor:
 - Öffnen Sie die $\varnothing 8$ mm Irisblende vollständig und richten Sie den Justagelaser grob auf die Irisblende des Strahlteilers aus, indem Sie die Komponente positionieren und die Posthöhe verändern. Verwenden Sie bei diesem Schritt nicht die Justierschrauben des Laserhalters.
 - Schließen Sie die $\varnothing 8$ mm Blende und richten Sie den Laser auf die Blende aus. Passen Sie die Höhe der Irisblende an die Strahlhöhe an.
 - Sobald der Strahl auf der $\varnothing 8$ mm -Achse zentriert ist, beobachten Sie die Blende am Strahlteiler. Befindet sich der Punkt links (rechts) der Mitte, bewegen Sie die gesamte Justagelaser-Baugruppe ein wenig nach links (rechts) und drehen Sie sie, bis sie wieder auf der $\varnothing 8$ mm Blende zentriert ist. Für die Feinausrichtung können Sie die Justierschrauben des Lasers verwenden.
 - Wiederholen Sie den letzten Schritt iterativ, bis der Strahl auf beiden Blendenöffnungen zentriert ist. Abbildung 94 zeigt eine erfolgreiche Justierung.
- Sichern Sie die Position des Justagelasers mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Öffnen Sie die $\varnothing 8$ mm und die Strahlteilerblende vollständig.

Sie haben nun den zweiten Justierpfad eingerichtet. Da Sie während des Vorgangs die Position des Lasers in seiner Halterung verändert haben könnten, müssen Sie den ursprünglichen Justierpfad neu justieren. Gehen Sie dazu wie folgt vor:

- Schalten Sie den Justagelaser aus und setzen Sie ihn an seine ursprüngliche Position zurück.
- Entfernen Sie das Axicon und schalten Sie den Justagelaser ein.
- Wiederholen Sie die Beamwalk-Prozedur wie in Abschnitt 7.4.2 (verwenden Sie nur die Justierschrauben der Spiegel, nicht die des Justagelasers!)

Sie haben nun alles neu justiert. Bewegen Sie den Justagelaser zurück auf seine Position im zweiten Justierpfad und fahren Sie fort.



Abbildung 94 Zusätzlicher Justierpfad nach erfolgreicher Justierung (Strahl auf beiden Blenden zentriert)

7.6.2 Justierung des Interferometers

Mit den folgenden Schritten wird das Michelson-Interferometer-Breadboard eingerichtet. Abbildung 95 zeigt, wie das Breadboard nach dem vollständigen Aufbau des Interferometers aussehen wird.

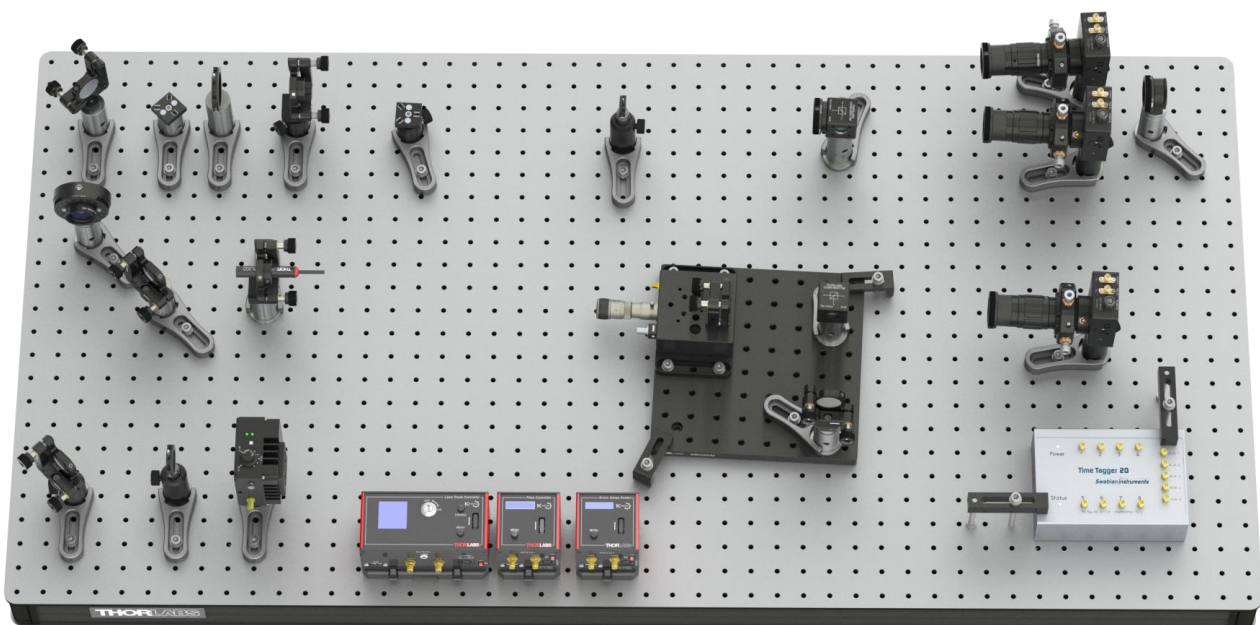


Abbildung 95 Aufbau mit vollständig justiertem Michelson-Interferometer

- Platzieren Sie die Justierhilfe zwischen dem Strahlteiler und Detektor B. Nehmen Sie Detektor B vom Breadboard und entfernen Sie die Optik vom Detektor (indem Sie die Feststellschraube am Schwalbenschwanzadapter lösen).
- Platzieren Sie das kleine MB8 (MB2020/M) Breadboard auf dem freien Platz rechts neben dem KLD101 Lasertreiber.

- Platzieren Sie den Positioniertisch mit dem goldenen Spiegel in der hinteren linken Ecke des kleinen Breadboards, so dass sich die lange Kante des Positioniertisches und die Kante des kleinen Breadboards überlappen, wie in Abbildung 95 gezeigt. Sichern Sie die Position mit zwei 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben.
- Drehen Sie das kleine Breadboard so, dass der Spiegel auf dem Tisch der Justierhilfe zugewandt ist. Schalten Sie den Justagelaser ein und justieren Sie die Position des Breadboards so, dass der Strahl die Mitte des Spiegels trifft **und** die Reflexion durch das Loch in der Justierhilfe zurückfällt. Sichern Sie die Position des Breadboards mit zwei CL5A-Klemmen, 1/4"-20 x 1" (M6 x 25 mm) Schrauben und Unterlegscheiben. Stellen Sie die Höhe der Reflexion mit der oberen Justierschraube des Spiegelhalters ein.
- Positionieren Sie den verbleibenden Strahlteiler-Würfel auf dem kleinen Breadboard etwa 10 cm vor dem Spiegel. Die korrekte Orientierung des Würfels ist in Abbildung 96 gezeigt.
- Positionieren und drehen Sie den Strahlteiler, bis der Justagelaser ihn in der Mitte trifft **und** seine Rückreflexion (sowie die Reflexion des dahinter liegenden Spiegels) durch das Loch in der Justierhilfe⁶⁸ zurückfällt. Sichern Sie die Position des Strahlteilers mit einer CF028-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.

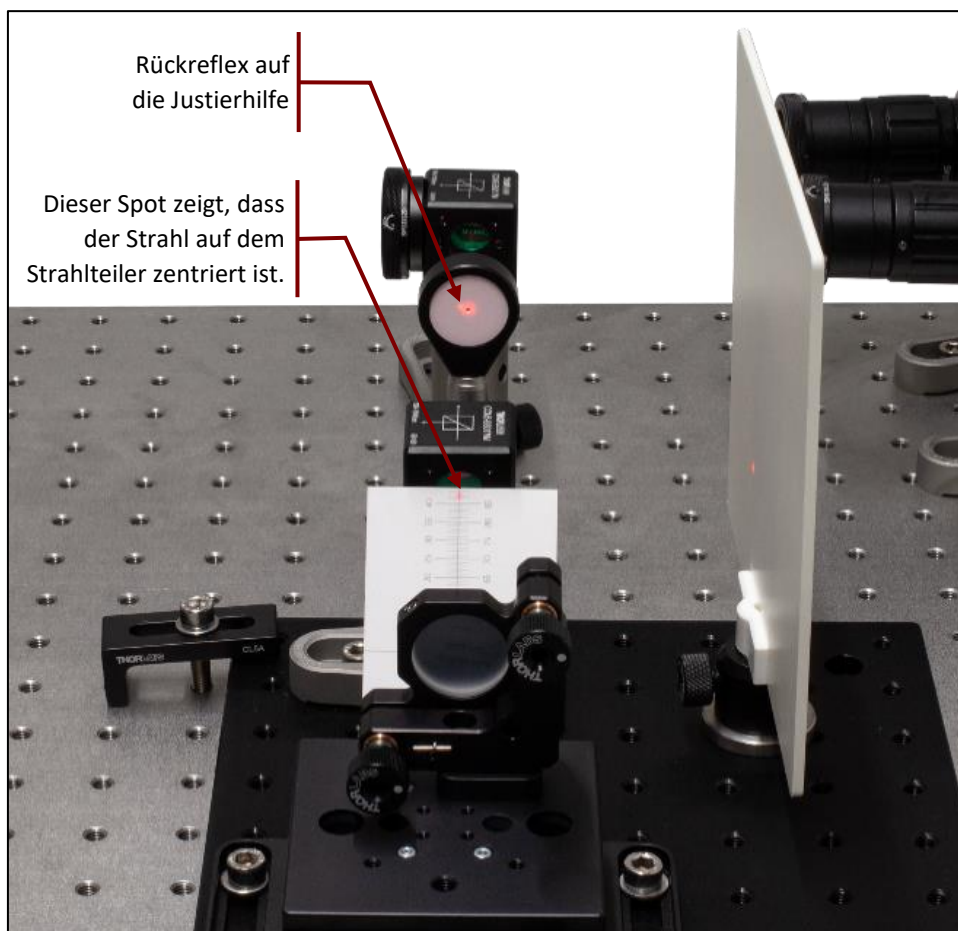


Abbildung 96 Justierung des zweiten Strahlteilers

- Entfernen Sie die Klemmen, die das kleine Breadboard halten, und drehen Sie es dann wieder in seine ursprüngliche Position (Positioniertisch am linken Rand). Der Abstand zwischen den beiden Strahlteilern sollte etwa 15 - 20 cm betragen. Richten Sie das Breadboard so aus, dass der Laser die Mitte des

⁶⁸ Manchmal reflektiert der Strahlteiler das Licht leicht nach oben oder unten, so dass der reflektierte Punkt nicht durch das Loch der Justierhilfe fallen kann. In diesen Fällen genügt es, das kleine Breadboard zu drehen, bis die Reflexion genau über oder unter dem Loch der Justierhilfe liegt. Es kann hilfreich sein, den Spiegel abzudecken, um die Anzahl der Reflexionen auf der Justierhilfe zu verringern.

Strahlteilers trifft **und** die Rückreflexion des Strahlteilers das Loch in der Justierhilfe passiert. Befestigen Sie das Breadboard in seiner nun endgültigen Position wieder mit den Klemmen.

- Nutzen Sie den Schirm, um den Spiegel auf dem Positioniertisch zu blockieren, und positionieren Sie den goldenen Spiegel auf dem Post im Strahlengang des Justagelasers, der vom Strahlteiler transmittiert wird. Der Abstand zwischen diesem Spiegel und dem Strahlteiler sollte derselbe sein wie zwischen dem Spiegel auf dem Positioniertisch und dem Strahlteiler.
- Drehen und verschieben Sie den Spiegel, bis der Justagelaser auf dem Spiegel zentriert ist **und** Sie seine Reflexion auf der Rückseite der Justierhilfe sehen. Sichern Sie dann die Spiegelposition mit einer CF125-Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe, wie in Abbildung 97 gezeigt.

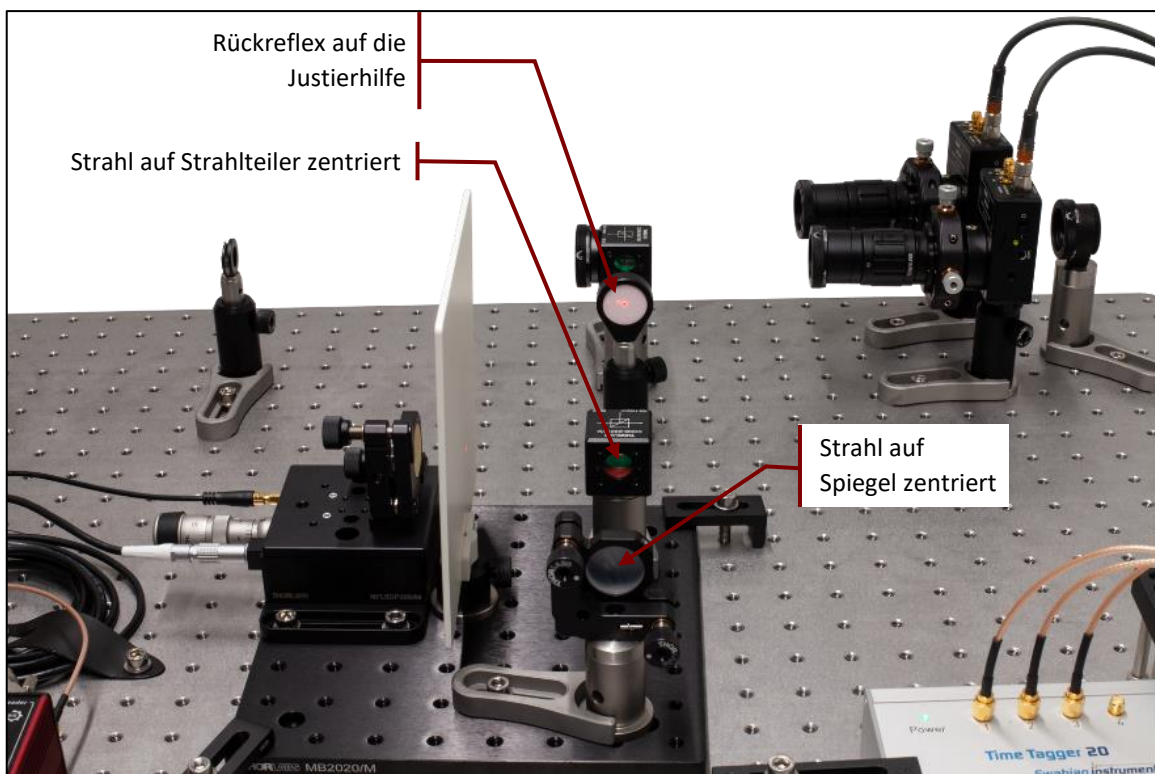


Abbildung 97 Justierung des zweiten Interferometer-Spiegels

- Verwenden Sie die Justierschraube des Spiegelhalters, um die Reflexion durch das Loch der Justierhilfe zurückfallen zu lassen.
- Stellen Sie den Schirm in den Ausgangspfad des Interferometers (neben die rechte Kante des Breadboards, wie in Abbildung 98 gezeigt). Sie werden mindestens drei rote Spots sehen, wie auf der linken Seite von Abbildung 99 dargestellt. Wenn Ihre Ausrichtung in den vorherigen Schritten sehr genau war, überlagern sich diese Spots bereits. Zwei Spots sind die Reflexionen von den beiden Spiegeln im Interferometer (siehe Abbildung 98 b und c), der dritte Spot (der weniger intensiv ist) ist das Resultat der internen Reflexion im Strahlteiler (siehe Abbildung 98 a). Dies ist ein Artefakt der Strahlteiler-Beschichtung, die nicht für die Wellenlänge des Justagelasers konzipiert ist, erleichtert aber die Justierung. Bitte beachten Sie, dass dieses Artefakt später bei den Einzelphotonen nicht auftritt, da Antireflexionsbeschichtung des Strahlteilers für die Wellenlängen der Einzelphotonen ausgelegt ist.

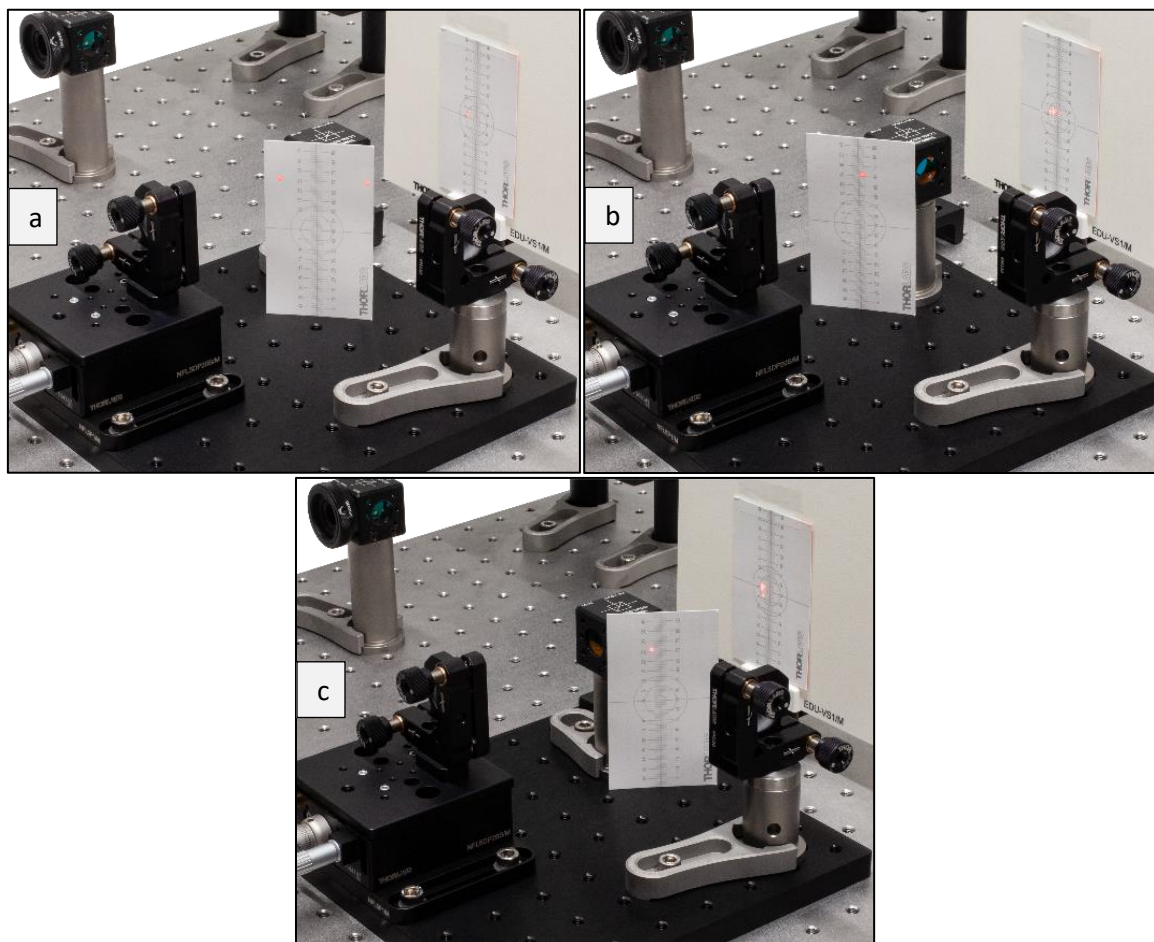


Abbildung 98 Justierung der Interferometer-Arme

- Bewegen Sie die Justierschrauben an einem der Spiegel im Interferometer. Sie werden sehen, dass sich einer der Spots bewegt. Justieren Sie den Spiegel, bis sich der bewegende Spot mit dem internen Reflexionsspot überlagert. Wiederholen Sie dies für den anderen Interferometerspiegel, bis Sie nur noch einen hellen Spot auf dem Schirm sehen, wie auf der rechten Seite von Abbildung 99 gezeigt. Es könnten noch weitere, dunklere Spots zu sehen sein. Diese werden durch multiple Reflexionen im Strahlteiler verursacht und können ignoriert werden.

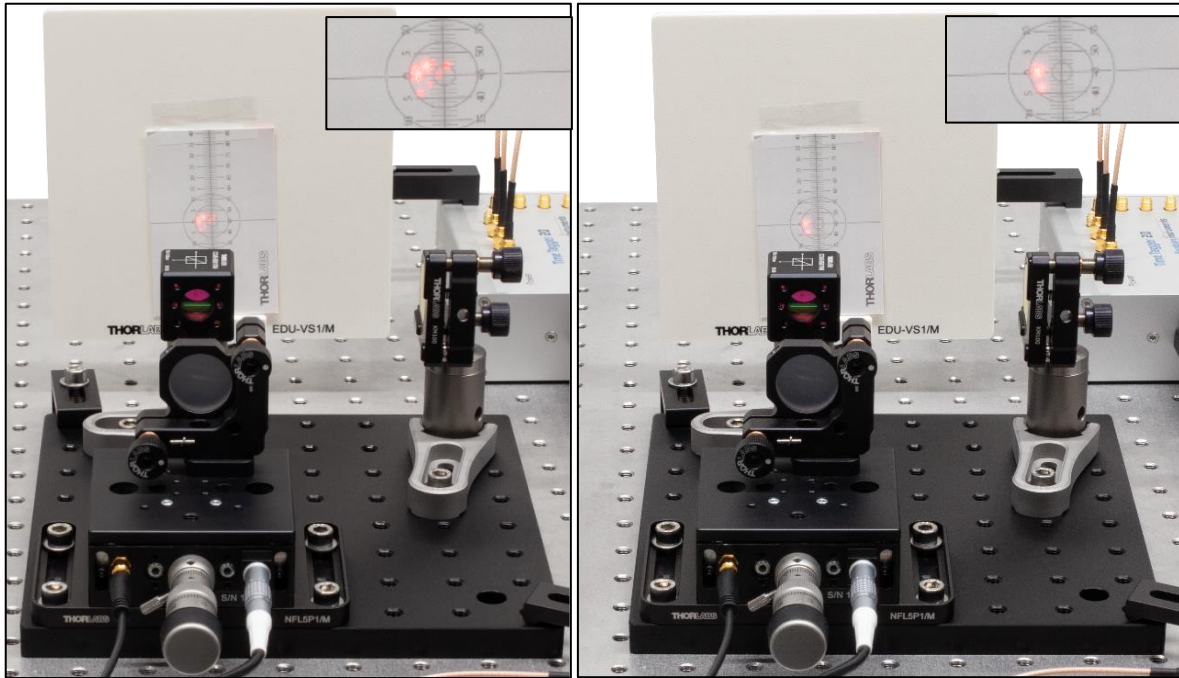


Abbildung 99 Spots auf dem Schirm vor (links) und nach (rechts) der Justierung der Interferometer-Spiegel

- Positionieren Sie die $\emptyset 1''$ -Linse zwischen dem Justagelaser und dem Interferometer, wie in Abbildung 100 gezeigt. Stellen Sie die Höhe und Position der Linse so ein, dass der Justagelaser auf der Linse zentriert ist. Wenn Sie beide Arme des Detektors blockieren, sehen Sie ein Muster durch die interne Reflexion des Strahlteilers, das Sie ignorieren können.

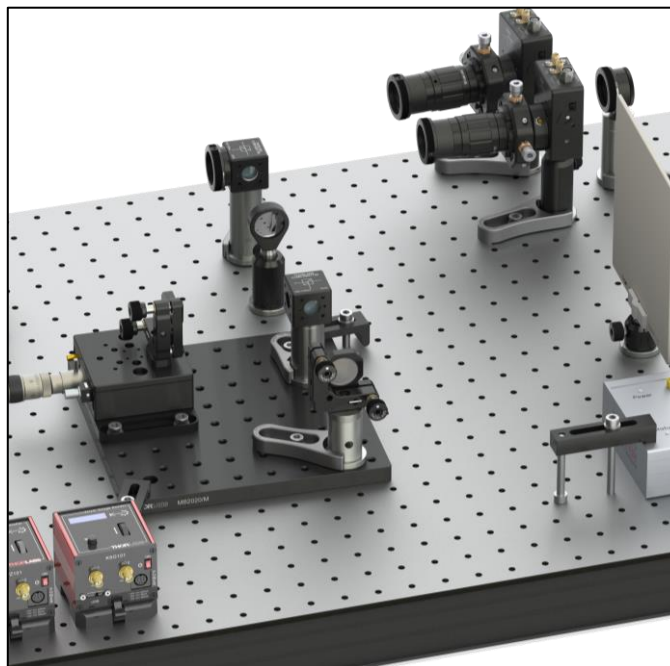


Abbildung 100 Position der Linse vor dem Michelson-Interferometer

- Zu diesem Zeitpunkt sehen Sie möglicherweise bereits ein Interferenzmuster auf dem Schirm. Wenn das nicht der Fall ist, drehen Sie die Justierschrauben des Spiegels, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet, vorsichtig hin und her, bis ein Interferenzmuster erscheint. Dieses wird zuerst aus Streifen bestehen, wie im rechten Bild von Abbildung 101 zu sehen. Benutzen sie die Justierschrauben, um das Muster in Richtung des Zentrums zu bewegen. Breiter werdende Streifen zeigen dabei den richtigen Weg

an. Sind die Streifen horizontal, nutzen Sie die obere Justierschraube, bei vertikalen Streifen dagegen die untere.

- Sie werden im zentrierten Muster wahrscheinlich mehrere Interferenzringe sehen (ähnlich wie auf der linken Seite von Abbildung 101). Das bedeutet, dass es einen signifikanten Unterschied zwischen den Armlängen des Interferometers gibt. Lösen Sie die CF125 Klemme des Spiegels, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet, bewegen Sie den Spiegel etwas weiter vom Strahlteiler weg und befestigen Sie die Klemme wieder. Solange sich **mehr als zehn Ringe innerhalb des Strahls auf dem Schirm befinden, sind Sie mehrere Millimeter** von der Zielposition entfernt.
- Nutzen Sie die Justierschrauben, um das Interferenzmuster wieder zu finden und zu zentrieren. Prüfen Sie dann, ob das zentrale Maximum größer oder kleiner ist als zuvor. Wenn es größer ist, haben Sie den Spiegel in die richtige Richtung bewegt. Wiederholen Sie den Vorgang, bis das zentrale Maximum so groß ist, dass Sie nur noch einen oder zwei Interferenzringe auf dem Schirm sehen (wie im mittleren Bild von Abbildung 101). Wenn das zentrale Maximum nach dem Verschieben des Spiegels kleiner geworden ist, dann verschieben Sie den Spiegel in die entgegengesetzte Richtung.

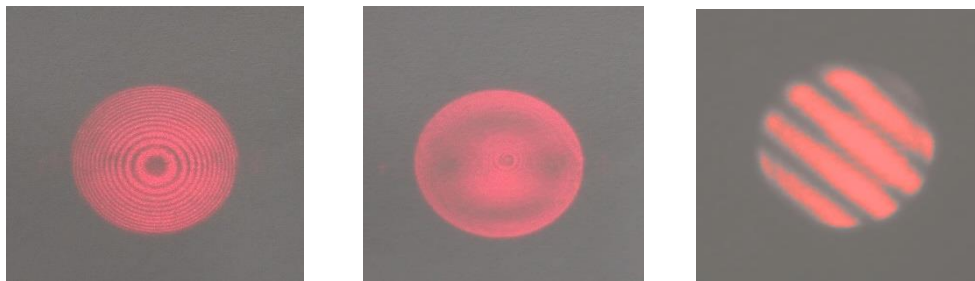


Abbildung 101 Interferenzmuster für große (links) und kleine (Mitte) Weglängenunterschiede der Interferometerarme und ein nicht-zentriertes Muster (rechts)

- Sobald Sie eine Spiegelposition gefunden haben, die nur einen oder zwei Interferenzringe ergibt, bewegen Sie den Grobtrieb der Mikrometerschraube des Positioniertisches (siehe Abbildung 103) langsam in eine Richtung und prüfen Sie, ob das zentrale Maximum des Interferenzmusters größer oder kleiner wird. Möglicherweise müssen Sie die Justierschrauben eines Spiegels von Zeit zu Zeit leicht verstellen, um das zentrale Maximum wieder ins Blickfeld zu rücken. Das Ziel ist es, eine Position des Positioniertisches zu finden, bei der der gesamte Lichtfleck entweder völlig dunkel oder gleichmäßig rot ist. Dies entspricht einem nahezu gleichen Abstand zwischen den beiden Spiegeln zum Strahlenteiler.
- Sobald Sie diese Position gefunden haben, entfernen Sie die Linse und schalten den Justagelaser aus. Platzieren Sie die LED vor dem Strahlenteiler wie in Abbildung 102 gezeigt. Schließen Sie die LED an einen PC oder über das DS5-Netzteil an das Stromnetz an.

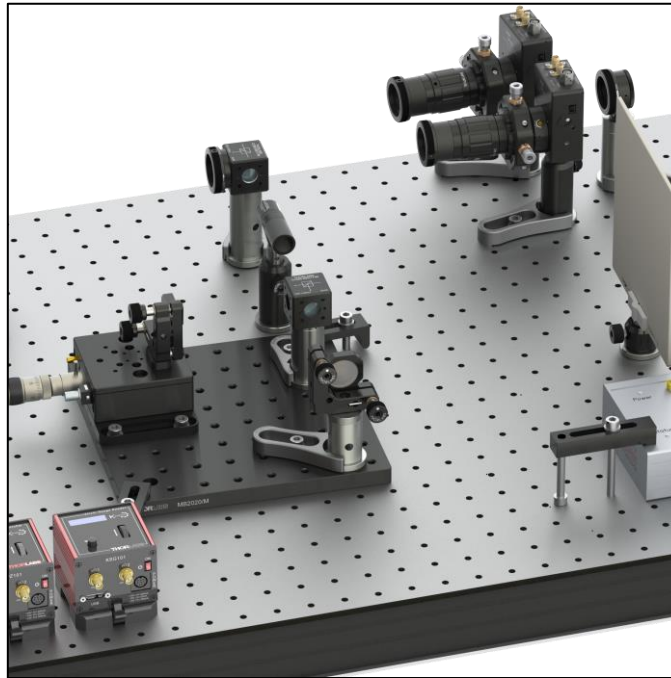


Abbildung 102 Position der LED vor dem Michelson-Interferometer

- Wahrscheinlich werden Sie noch kein Interferenzmuster auf dem Schirm sehen. Bewegen Sie den Feintrieb der Mikrometerschraube des Positioniertisches (siehe Abbildung 103) sehr langsam (etwa 2 kleine Skalenstriche pro Sekunde) in eine Richtung, bis ein Interferenzmuster erscheint⁶⁹. Wenn Sie das Ende des Verfahrbereichs erreichen, ohne ein Muster zu sehen, drehen Sie die Schraube in die andere Richtung, bis Sie das Muster sehen⁷⁰.



Abbildung 103 Grob- und Feineinstellung der NFL5DP20S(/M) Stufe

- Wenn Sie über den gesamten Bereich der Feineinstellung kein Muster sehen, sollten Sie zurück zum Justagelaser und der Linse wechseln und die Spiegelposition ändern, bis Sie ein Interferenzmuster mit einem noch größeren zentralen Maximum/Minimum sehen.
- Wenn Sie die Interferenz mit der LED gefunden haben, haben Sie das Michelson-Interferometer erfolgreich justiert. Entfernen Sie die LED. Prüfen Sie, ob der Strahl des Justagelasers noch auf die $\varnothing 8$ mm Blende und die Blende des Strahlteilers zentriert ist, schalten Sie ihn dann aus und öffnen Sie beide Blenden vollständig.

Das obige Verfahren erfordert etwas Erfahrung oder Zeit, um das Interferenzmuster auf dem Schirm zu finden. Als Alternative können Sie den Detektor wie in Abschnitt 7.6.3 aufstellen, den Piezo Controller KPZ101 und den Dehnungsmessstreifen-Contoller KSG101 wie in Abschnitt 7.6.6 aufstellen und die Zählrate von Detektor B im Michelson Tab der Software anzeigen lassen. Der kleine Anteil der Photonen der LED, der vom Bandpassfilter des Detektors transmittiert wird, hat eine längere Kohärenzlänge als das gesamte LED-Spektrum. Dies

⁶⁹ Die LED liefert eine geringere Intensität als der Laser und kann in einem hellen Raum auf dem Schirm schwer zu erkennen sein. Verdunkeln Sie in diesem Fall den Raum, bis der LED-Spot auf dem Schirm deutlich zu sehen ist.

⁷⁰ Aufgrund der kürzeren Kohärenzlänge der LED im Vergleich zum Justagelaser sehen Sie nur dann ein Interferenzmuster, wenn die Armlängendifferenz nahezu null ist. Das Muster besteht also immer aus breiten Streifen oder einem einzigen Maximum, wie im mittleren Bild von Abbildung 101.

vereinfacht das Finden der richtigen Position des Positioniertisches. Schließen Sie die Blende des B-Detektors vollständig (um eine Sättigung des Detektors zu vermeiden), starten Sie eine Messung und lassen Sie den Positioniertisch etwa $2\ \mu\text{m}$ bewegen. Möglicherweise sehen Sie bereits ein oszillierendes Signal mit einer Periode von $0,4\ \mu\text{m}$. Wenn nicht, drehen Sie den Grobtrieb des Positioniertisches (in Schritten von 5 kleinen Skalenmarkierungen) vorsichtig in eine Richtung, bis Sie eine oszillierende Zählrate sehen. Verwenden Sie dann den Feintrieb, um die Amplitude der Oszillation zu maximieren, wie in Abbildung 104 gezeigt.

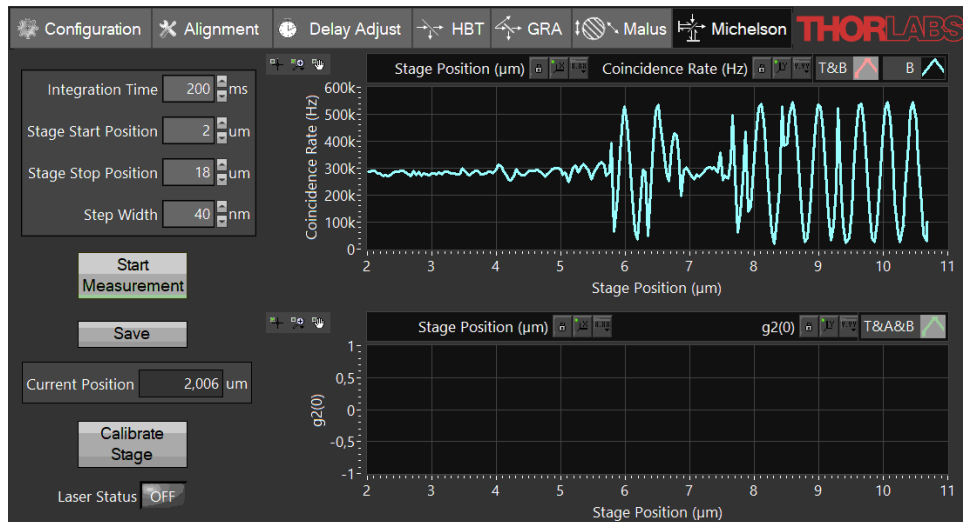


Abbildung 104 Einstellen der Positioniertisch-Position mithilfe der Software

7.6.3 Positionierung des dritten Detektors

- Entfernen Sie die LED und schalten Sie den Justagelaser ein. Entfernen Sie den Schirm. Verwenden Sie den Schirm, um den Arm des Michelson-Interferometers zu blockieren, der zu dem Spiegel führt, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet, wie in Abbildung 105 gezeigt.
- Platzieren Sie die Justierhilfe im Interferometerausgang direkt neben dem Interferometer-Breadboard, so dass der Justagelaser durch das Loch in der Justierhilfe fällt.
- Nehmen Sie den dritten Detektor und schrauben Sie die Lenstube mit dem Strahlteiler auf dessen Vorderseite.
- Positionieren Sie den Detektor in einem Abstand von mindestens 15 cm zur Justierhilfe, wie in Abbildung 105 gezeigt.

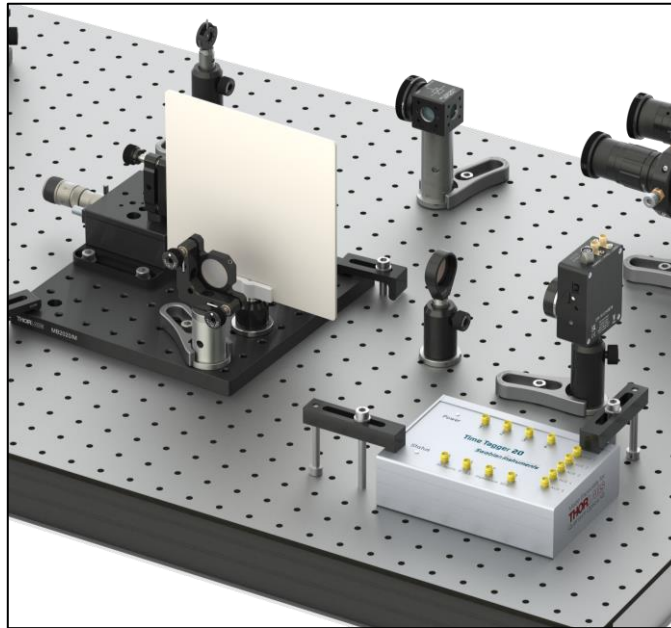


Abbildung 105 Aufbau zur Positionierung des Detektors im Ausgang des Michelson-Interferometers

- Stellen Sie Höhe, Position und Drehung des Detektors so ein⁷¹, dass:
 - Das Licht, das durch das Loch in der Justierhilfe fällt, den Detektorchip zentral trifft.
 - Die Reflexion des Strahlenteilers vor dem Detektor durch das Loch in der Justierhilfe zurückfällt.

Sichern Sie dann die Position des Detektors mit einer CF125 Klemme und einer 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe. Entfernen sie die Lenstube mit dem Strahlteiler vom Detektor.

- Nehmen Sie die verbleibende Detektoroptik und lösen Sie die Feststellschraube des DTSM1 Adapters fast vollständig. Schieben Sie die Optik über den Schwalbenschwanzadapter an der Vorderseite des Detektors. Drehen Sie die Optik, bis einer der Einsteller gerade nach oben zeigt. Ziehen Sie dann die Feststellschraube des DTSM1 Adapters fest, um die Optik sicher mit dem Detektor zu verbinden.

7.6.4 Feinjustierung des Detektors

- Schalten Sie den Justagelaser aus und setzen Sie ihn an seine ursprüngliche Position im Aufbau, entfernen Sie die Justierhilfe aus dem Interferometerausgang und ersetzen Sie das Axicon durch den farbigen Glasfilter.
- Stellen Sie den Strom des Pumplasers auf etwa 5 mA unterhalb der Laserschwelle ein (prüfen Sie das Datenblatt Ihrer Laserdiode) und schalten Sie den Pumplaser ein. **Tragen Sie immer eine Laserschutzbrille, wenn Sie mit dem Pumplaser arbeiten!** Verdunkeln Sie den Raum auf ähnliche Bedingungen wie zuvor.
- Ermitteln Sie die maximale Zählrate für Detektor B wie zuvor, indem Sie die beiden Justierschrauben der CXY1A-Halterung und das Zoomgehäuse drehen. Um eine ungeeignete Skalierung der Graphen zu vermeiden, deaktivieren Sie vorübergehend die Plots der Detektoren T und A (klicken Sie mit der rechten Maustaste auf die Legende und deaktivieren Sie die Option **Plot Visible**).
- Schalten Sie den Pumplaser aus und ersetzen Sie den farbigen Glasfilter durch den BBO-Kristall.
- Stellen Sie den Laserstrom auf einen Wert ein, der einer Ausgangsleistung von etwa 13 mW entspricht (prüfen Sie das Datenblatt Ihrer Laserdiode) und schalten Sie den Pumplaser ein. Sie sollten in der Software einen starken Anstieg der Zählrate von Detektor B sehen. Die Zählrate wird geringer sein als die

⁷¹ Der Justagelaser hat an diesem Punkt nur ein Achtel seiner ursprünglichen Intensität, da er dreimal einen Strahlteiler passiert hat. Daher kann er in einem hellen Raum schwer zu sehen sein. Verdunkeln Sie den Raum, bis der Punkt des Justagelasers auf der Justierhilfe und dem Detektor deutlich sichtbar wird.

von Detektor A. Die Koinzidenzen T&B sollten ebenfalls ansteigen, aber sie werden niedriger sein (um einen Faktor im Bereich von 5 bis 10) als die Koinzidenzzählrate T&A.

- Drehen Sie die untere Justierschraube des Kristallhalters leicht hin und her, um sicherzustellen, dass die maximale Zählrate von Detektor B bei einer ähnlichen Schraubenposition auftritt wie die der anderen beiden Detektoren. Wenn die Schraubenpositionen der Maxima signifikant unterschiedlich sind und keine Koinzidenzen T&B beobachtet werden, wiederholen Sie die Positionierung des dritten Detektors.
- Wechseln Sie zum Delay Adjust Tab in der Software und starten Sie eine Messung mit den Standardeinstellungen. Ermitteln Sie den Verzögerungswert für die Mitte des Peaks für Detektor B und schreiben Sie diesen Wert in das Feld **Delay B to T**. Dieser Wert kann von dem zuvor gemessenen Wert abweichen, da das Licht eine längere Strecke zurücklegt, bevor es den Detektor erreicht, was etwa 1 ns zusätzliche Zeit erfordert.

7.6.5 Justierung der Einzelphotonen-Interferenz

- Entfernen Sie den Schirm aus dem Michelson-Interferometer. Drehen Sie den Feintrieb der Mikrometerschraube des Positioniertisches (siehe Abbildung 103) sehr vorsichtig. Sie sollten in der Software eine Schwankung des Koinzidenzsignals der Detektoren T&B sehen, die auf die Interferenz zurückzuführen ist. Das vorübergehende Entfernen der T&A-Kurve aus dem unteren Diagramm (klicken Sie mit der rechten Maustaste auf die Legende und deaktivieren Sie die Option **Plot Visible**) kann bei der Skalierung helfen.
- Falls Sie diese Fluktuation nicht sehen:
 - Schalten Sie den Pumplaser aus. Setzen Sie den Justagelaser auf die Magnetplatte hinter dem Kristall. Stellen Sie den Schirm vor den Detektor.
 - Schalten Sie den Justagelaser ein und prüfen Sie, ob das Licht der beiden Interferometerarme an der gleichen Stelle auf den Schirm trifft. Falls nicht, verwenden Sie den Michelson-Spiegel, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet (**verwenden Sie nicht den auf dem Positioniertisch!**)⁷², um die beiden Punkte zu überlappen.
 - Platzieren Sie die Linse zwischen Justagelaser und Interferometer. Sie sollten ein Interferenzmuster auf dem Schirm sehen. Verwenden Sie den Michelson-Spiegel, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet (**verwenden Sie nicht den Spiegel auf der Positioniertisch!**), um das zentrale Maximum des Musters in die Mitte zu verschieben.
 - Schalten Sie den Justagelaser aus und setzen Sie ihn an seinen ursprünglichen Platz im Aufbau. Entfernen Sie die Linse und stellen Sie die LED vor das Interferometer. Nachdem Sie die LED eingeschaltet haben, sollten Sie ein Interferenzmuster auf dem Bildschirm sehen. Ist dies nicht der Fall, drehen Sie den Feintrieb des Positioniertisches (siehe Abbildung 103) vorsichtig in beide Richtungen, bis das Muster erscheint.
 - Das Muster sollte immer noch aus einem zentrierten Minimum oder Maximum bestehen. Wenn dies nicht der Fall ist, verwenden Sie den Spiegel, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet (**verwenden Sie nicht den Spiegel auf der Positioniertisch!**), um das zentrale Maximum in die Mitte des Musters zu verschieben.
 - Entfernen Sie die LED und den Schirm.
 - Schalten Sie den Pumplaser ein und wiederholen Sie den obigen Test für die Fluktuation der Koinzidenzen, die Sie nun sehen sollten.

⁷² Die Position des Lichts, das das Interferometer in Richtung Detektor verlässt, wurde mit dem Spiegel auf dem Positioniertisch justiert. Daher sollte dieser Spiegel anschließend nicht mehr bewegt werden, und jede Feinjustierung mit dem anderen Spiegel erfolgen.

7.6.6 Testmessung mit dem Michelson-Interferometer

- Entfernen Sie die Basisplatten des KPZ101 Piezo Controllers und des KSG101 Dehnungsmessstreifen Controllers und befestigen Sie die Basisplatten mit je zwei 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schrauben und Unterlegscheiben auf dem Breadboard rechts neben dem KLD101 Lasertreiber.
- Stellen Sie die Controller auf Ihre Basisplatten und schließen Sie sie über das zweite TPS002 Netzteil an das Stromnetz an. Verbinden Sie beide Controller über die in den Controller-Verpackungen enthaltenen USB-Kabel mit Ihrem PC.
- Verbinden Sie den HV-Ausgang des KPZ101 Piezo Controllers mit dem Eingang des NFL5DP20S(/M) Positioniertisches über das SMC-SMC-Kabel, das in der Verpackung des Positioniertisches enthalten ist.
- Verbinden Sie den Strain Gauge I/P Anschluss des KSG101 mit dem Strain Gauge Anschluss des NFL5DP20S(/M) Positioniertisches über das im Lieferumfang des Positioniertisches enthaltene TypeD-zu-LEMO-Kabel.
- Verbinden Sie den Monitorausgang des KSG101 Dehnungsmessstreifen Controllers mit dem EXT IN Eingang des KPZ101 Piezo Controllers über das CA2912 Kabel. Wir empfehlen die Verwendung von CS1-Kabelstreifen und 1/4"-20 x 1/4" (M6 x 6 mm) Schrauben mit Unterlegscheiben für ein besseres Kabelmanagement (wie in Abbildung 106 gezeigt). Schalten Sie beide Controller ein. Abbildung 95 zeigt ein Foto des kompletten Michelson-Interferometer-Aufbaus.

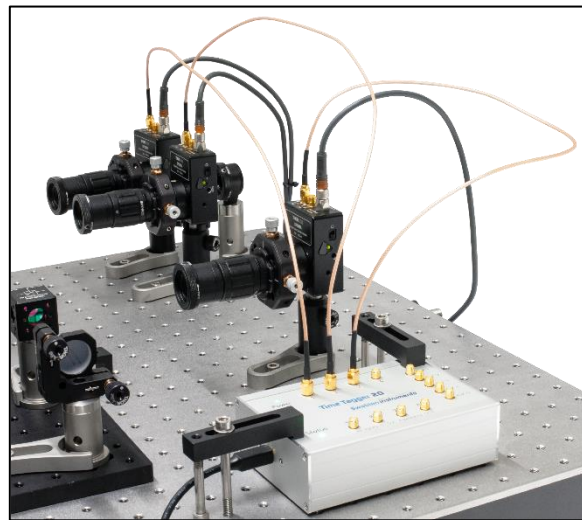
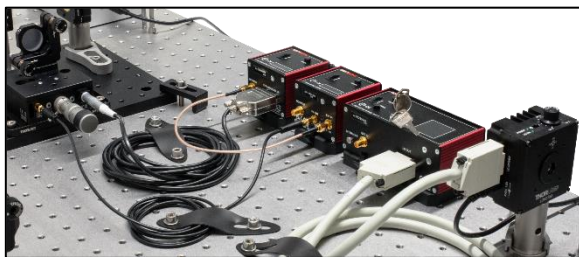


Abbildung 106 Kabelmanagement für ein Einzelphotonen-Michelson-Interferometer

- Öffnen Sie den Michelson Tab in der Software und klicken Sie auf die Schaltfläche Calibrate Stage. Warten Sie, bis die Kalibrierung abgeschlossen ist.
- Starten Sie eine Messung mit den voreingestellten Parametern. Sie sollten eine typische Michelson-Interferenzkurve sehen, wie sie in Abbildung 107 dargestellt ist. Die Maxima sollten gleichmäßige Abstände aufweisen.

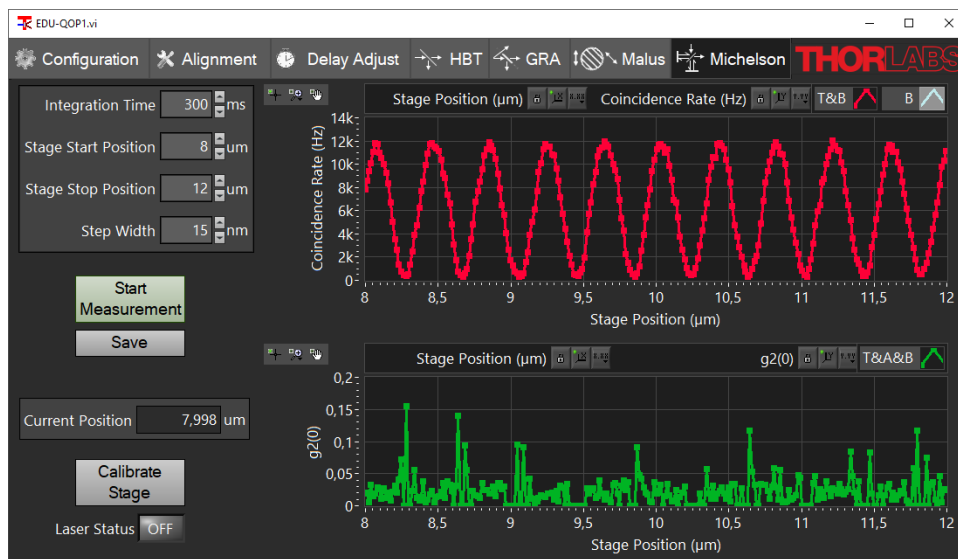


Abbildung 107 Typisches Ergebnis einer Michelson-Testmessung

- Wenn Sie die Interferenz sehen, dann ist Ihr Michelson-Interferometer justiert. Weitere Einzelheiten über das Michelson-Experiment finden Sie in den Abschnitten 3.6 und 9.7.

7.7 Einrichten des Quantenradierers

In einem ersten Schritt müssen die beiden $\emptyset 1/2''$ Polarisatoren wie folgt kalibriert werden:

- Stellen Sie den $\emptyset 1''$ Polarisator vor den T-Detektor.
- Beobachten Sie die Zählrate des T-Detektors im Alignment-Tab der Software (deaktivieren Sie die beiden anderen Kurven).
- Prüfen Sie, ob die Zählrate bei der Einstellung 0° oder 90° des Polarisators höher ist.
 - Wenn die Zählrate bei der 90° -Einstellung höher ist, ist Ihre Polarisatorachse bei der 0° -Einstellung parallel zur Tischebene, was der gewünschte Fall ist.
 - Wenn die Zählrate bei der Einstellung 0° höher ist, dann steht die Achse Ihres Polarisators bei 0° senkrecht zur Tischebene. Stellen Sie in diesem Fall den Polarisator auf 90° , arretieren Sie die Feststellschraube und richten Sie die Skala wieder auf 0° aus, um den gewünschten Fall zu erreichen.
- Stellen Sie den $\emptyset 1''$ Polarisator auf 90° und platzieren Sie einen der $\emptyset 1/2''$ Polarisatoren hinter dem $\emptyset 1''$ Polarisator (Sie müssen den $\emptyset 1/2''$ -Polarisator auf den PS3 Abstandshalter setzen, damit die Strahlhöhen übereinstimmen).
- Drehen Sie den $\emptyset 1/2''$ Polarisator, bis die Zählrate des Detektors T minimiert ist. Ziehen Sie dann die Feststellschraube an. Er steht jetzt senkrecht zum $\emptyset 1''$ Polarisator. Stellen Sie die Skala des $\emptyset 1/2''$ Polarisators auf 90° ein (lösen Sie zwei Schrauben an der Vorderseite, stellen Sie die Skala ein und ziehen Sie die Schrauben wieder fest). Sie haben nun sichergestellt, dass dieser Polarisator genauso kalibriert ist wie der $\emptyset 1''$ Polarisator.
- Tauschen Sie den kalibrierten $\emptyset 1/2''$ -Polarisator gegen den zweiten $\emptyset 1/2''$ -Polarisator aus und wiederholen Sie den Vorgang.
- Entfernen Sie die Polarisatoren vom Breadboard.

Jetzt sind die Polarisatoren kalibriert und können wie folgt in das Interferometer eingesetzt werden:

- Schalten Sie den Pumplaser aus und setzen Sie den Justagelaser auf die Magnetplatte hinter dem Kristall.

- Platzieren Sie die Justierhilfe zwischen die $\varnothing 8$ mm Blende und den Strahlteiler (näher am Strahlteiler), so dass der Justagelaser durch das Loch in der Justierhilfe fällt. Stellen Sie die WPH10ME-808 Halbwellenplatte auf $22,5^\circ$ ein und platzieren Sie sie zwischen den beiden Strahlteilern (so nah wie möglich am ersten Strahlteiler), so dass die Skala des Rotationshalters zum Interferometer zeigt. Achten Sie darauf, dass der Justagelaser auf der Wellenplatte zentriert ist, und blockieren Sie den Strahl hinter der Wellenplatte und vor Detektor A entweder mit Pappkarten oder mit dem Schirm (siehe Abbildung 108).
- Drehen Sie die Wellenplattenkomponente, bis deren Rückreflex durch das Loch in der Justierhilfe zurückfällt, wie in Abbildung 108. Sichern Sie die Position der Wellenplatte mit einer CF125-Klemme und einer $1/4''-20 \times 3/8''$ (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe.

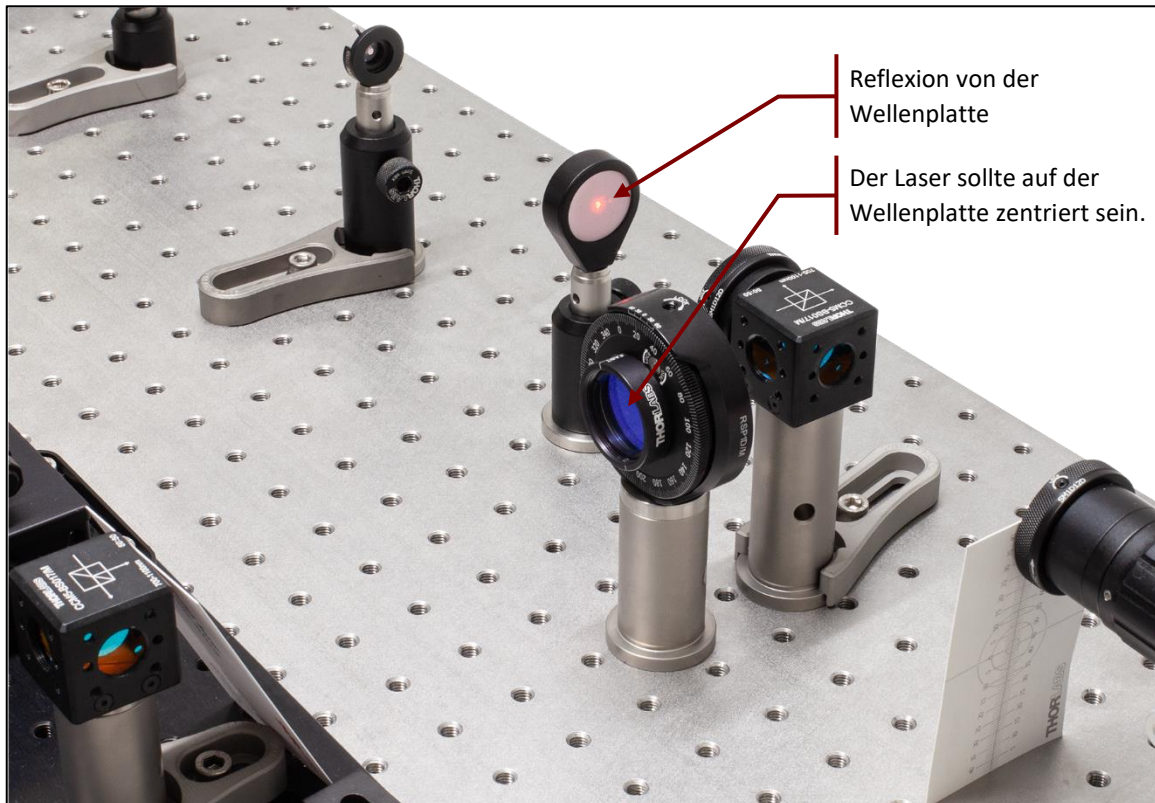


Abbildung 108 Positionierung der Halbwellenplatte

- Platzieren Sie die Justierhilfe vor dem Strahlteiler des Interferometers, so dass der Justagelaser durch das Loch in der Justierhilfe fällt.
- Setzen Sie einen der Polarisatoren mit $\varnothing 1/2''$ Durchmesser in den Arm des Interferometers, der zum Spiegel auf dem Positioniertisch führt. Stellen Sie sicher, dass der Justagelaser auf dem Polarisator zentriert ist. Blockieren Sie den Ausgang des Interferometers mit dem Schirm, blockieren Sie den anderen Arm des Interferometers mit einer Pappkarte und drehen Sie die Polarisator-Komponente, bis die Reflexion des Polarisators durch das Loch in der Justierhilfe zurückfällt (siehe Abbildung 109). Sichern Sie die Position des Polarisators mit einer CF125-Klemme über eine $1/4''-20 \times 3/8''$ (M6 x 10 mm) Schraube mit Unterlegscheibe und stellen Sie ihn dann auf 0° .

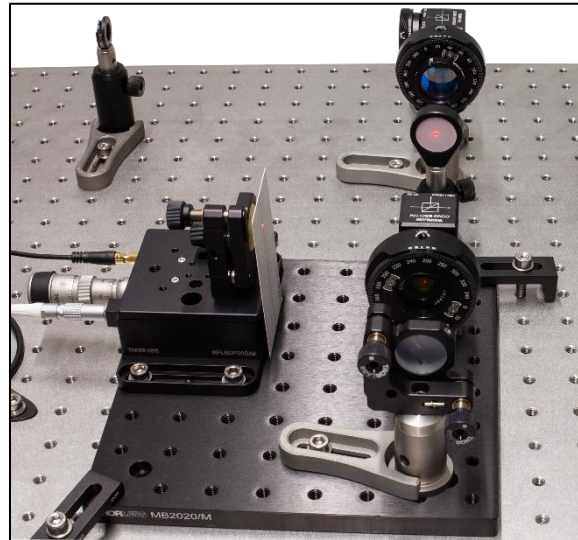


Abbildung 109 Positionierung des Polarisators im Interferometer

- Wiederholen Sie den obigen Schritt für den zweiten Polarisator im anderen Arm des Interferometers (verwenden Sie eine kurze Klemme anstelle einer CF125-Klemme). Stellen Sie auch diesen Polarisator auf 0° . Entfernen Sie die Justierhilfe vom Breadboard, schalten Sie den Justagelaser aus und setzen Sie ihn an seine ursprüngliche Position im Aufbau.
- Platzieren Sie die LED zwischen den beiden Strahlenteilern, auf das Michelson-Interferometer zeigend. Stellen Sie den Schirm vor den Detektor B.
- Schalten Sie die LED ein. Sie sollten ein Interferenzmuster sehen. Ist dies nicht der Fall, drehen Sie vorsichtig den Feintrieb des Positioniertisches (siehe Abbildung 103), bis Sie ein Muster mit gutem Kontrast sehen.
- Höchstwahrscheinlich wird das Muster aus Streifen bestehen. Verwenden Sie die Justierschrauben des Michelson-Spiegels, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet (**verwenden Sie nicht den Spiegel auf dem Positioniertisch!**), um das zentrale Maximum zu finden.
- Entfernen Sie den Schirm und die LED aus dem Aufbau. Abbildung 110 zeigt das Michelson-Interferometer, das für ein Quantenradierer-Experiment vorbereitet ist.

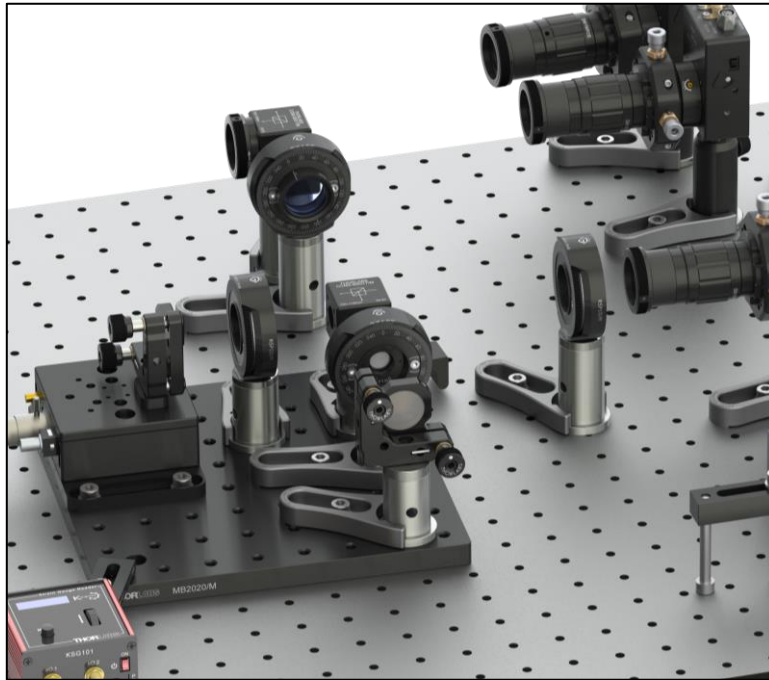


Abbildung 110 Michelson-Interferometer für das Quantenradierer-Experiment

- Führen Sie dieselbe Testmessung wie im letzten Schritt von Abschnitt 7.6.6 durch. Wenn Sie die Interferenzminima und -maxima sehen, haben Sie den Quantenradierer justiert. Weitere Einzelheiten zu diesem Experiment finden Sie in den Abschnitten 3.8 und 9.8.

Kapitel 8 Lernziele und Missverständnisse

Da die Quantenoptik sowohl ein spannendes als auch anspruchsvolles Thema ist, fasst die folgende Tabelle die Experimente und die Lernziele zusammen.

Übung	Experiment	Lernziel	Mögliches Missverständnis
1	Abgeschwächter Laser (Abschnitt 9.1)	Abgeschwächtes Laserlicht ist keine Einzelphotonenquelle.	Menschen neigen zu der falschen Vorstellung, dass Laserlicht nur ein Strom von Photonen ist, die als kleine Punkte visualisiert werden. In diesem Bild führt die Abschwächung zu einer Verringerung der Photonenzahl, so dass schließlich nur noch „einzelne fliegende Punkte“ übrigbleiben. Dieses Bild lässt die Tatsache außer Acht, dass die Ankunft von Photonen an einem Detektor einer lichtquellen-abhängigen Statistik folgt. Die Abschwächung des Laserlichts ändert die zugrunde liegende Statistik <u>nicht</u> von einer kohärenten zu einer nicht-klassischen Quelle.
2	Paarquelle (Abschnitt 9.2)	Der BBO-Kristall erzeugt Photonenpaare. Da sie gleichzeitig an zwei Detektoren ankommen, übersteigen die Koinzidenzzahlen den erwarteten Wert für eine zufällig verteilte/thermische Lichtquelle deutlich.	
3	HBT in einem Arm der Paarquelle (Abschnitt 9.3)	Wenn nur ein Arm der Paarquelle betrachtet wird, zeigt das Licht immer noch klassische Eigenschaften.	Das Missverständnis ist, dass wir, sobald die Paare erzeugt sind, „zwei Einzelphotonenquellen“ haben, und zwar jeweils in einem Arm. Das ist nicht wahr. Wenn nur ein Arm betrachtet wird, ist die Statistik des Lichts immer noch klassisch.
4	HBT mit Paarquelle / GRA-Experiment (Abschnitt 9.4)	Wenn beide Photonen des Paares betrachtet werden, zeigt das Licht in einem Arm nicht-klassische Eigenschaften. Dies stellt eine Photonenpaarquelle dar, die auch als angekündigte Einzelphotonenquelle bezeichnet wird (siehe Abschnitt 3.5.4).	
5	GRA mit Fluoreszenzfilter (Abschnitt 9.5)	Eine Messung des Lichts eines Fluoreszenzfilters ähnlich wie in Übung 4 (d.h. mit drei Detektoren) ergibt keine nicht-klassische Lichtquelle.	Diese Übung zeigt den Studenten, dass es wirklich die Paarquelleneigenschaft des vom BBO kommenden Lichts ist, die die nicht-klassische Natur hervorruft (und nicht die Drei-Detektoren-Anordnung). Wenn eine klassische Lichtquelle in der Drei-Detektoren-Anordnung gemessen

			wird, sind die Eigenschaften immer noch klassisch.
6	Malus-Gesetz für Einzelphotonen (Abschnitt 9.6)	Verhalten von Einzelphotonen an einem Polarisator	<p>In der klassischen Wellentheorie kann Licht, das auf einen Polarisator fällt, in Anteile aufgeteilt werden, die parallel und senkrecht zur Ausrichtung des Polarisators verlaufen. Einer wird absorbiert, der andere durchgelassen.</p> <p>Aber wie funktioniert das bei einzelnen Photonen, die sich nicht in zwei Teile aufspalten lassen?</p> <p>In der Quantenoptik wird der Polarisationszustand des Photons durch eine Superposition von Basiszuständen ausgedrückt. Die anteilige Transmission einer klassischen Welle wird durch die <u>Wahrscheinlichkeit</u> der Transmission durch den Polarisator ersetzt. Wenn das Photon transmittiert wird, behält es seine Energie und hat die vom Polarisator festgelegte Polarisation. Andernfalls wird es absorbiert.</p>
7	Einzelphotonen-Michelson-Interferometer (Abschnitt 9.7)	Selbst Einzelphotonen zeigen Interferenz.	<p>Hier zeigt sich die falsche Wahrnehmung eines Photons als kleiner fliegender Punkt: Ähnlich wie bei einem Doppelspalt würde ein punktförmiges Photon nur durch einen der beiden Arme des Interferometers hindurchgehen. Es würde also keine Informationen über den zweiten Arm haben und keine Interferenz zeigen. Ein Interferenzverhalten ist jedoch auch bei einer angekündigten Einzelphotonenquelle zu beobachten. Die durchschnittliche Anzahl der Photonen im Aufbau beträgt etwa 0,02 (im Michelson-Interferometer teil sogar noch weniger), so dass eine gegenseitige Interferenz zweier Photonen ausgeschlossen werden kann.</p>
8	Quantenradierer (Abschnitt 9.8)	Orthogonale Polarisatoren in zwei Interferometerarmen ergeben eine Weginformation, wodurch die Interferenz verloren geht. Ein geeigneter Polarisator hinter dem Interferometer kann diese Weginformation löschen und so die Interferenz wiederherstellen.	<p>Nehmen wir an, der Radierer-Polarisator ist noch nicht im System. Das Missverständnis ist, dass das Photon sich für einen der Wege entscheiden müsste. Dieser Irrglaube wird durch die Tatsache entlarvt, dass der Polarisator nach dem Interferometer die Interferenz zurückholen kann.</p> <p>Im Grunde ist das Photon in einer Superposition von Zuständen und erst wenn es gemessen wird, wird ein</p>

			individueller Zustand angenommen. Wenn die Messung nicht in dieser Hinsicht ausgelegt ist, muss sich das Photon nicht für einen Weg im Interferometer „entscheiden“.
--	--	--	---

Kapitel 9 Experimente

In diesem Kapitel werden die Experimente, die mit dem Kit durchgeführt werden können, im Detail beschrieben. Die Lernziele der Experimente und häufige Missverständnisse, die in einem Praktikum angesprochen werden sollten, sind in Kapitel 8 zusammengefasst.

Wenn Sie zwischen den Experimenten hin- und herwechseln möchten, können Sie das Michelson-Board mit zusätzlichen Klemmen markieren und in den Aufbau hinein- und herausbewegen. Detaillierte Anweisungen dazu finden Sie in Abschnitt 12.11.

9.1 HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laser

Ziel: Testen Sie, ob ein abgeschwächter Laser eine geeignete Einzelphotonenquelle ist.

Aufbau: Der Justagelaser wird durch einen ND-Filter abgeschwächt und trifft dann auf einen Strahlteiler. Die Detektoren A und B befinden sich an den Ausgängen des Strahlteilers. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.3 beschrieben.

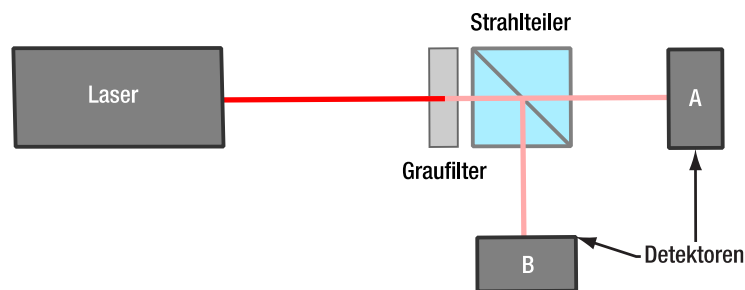


Abbildung 111 Schematischer Aufbau für das HBT-Experiment mit abgeschwächtem Laser

Messung: Verdunkeln Sie den Raum, öffnen Sie den HBT-Tab in der Software, schalten Sie den Justagelaser ein und starten Sie eine Messung mit einer Messzeit von 20 s. Speichern Sie das Ergebnis.

Ergebnisanalyse: Die Korrelation $g_{HBT}^{(2)}(0)$ wird automatisch über die folgende Gleichung berechnet (für die Herleitung siehe Abschnitt 3.5.2):

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}}{R_A \cdot R_B \cdot Dt}$$

Der gemessene Wert von $g_{HBT}^{(2)}(0)$ wird nahe bei 1 liegen. Eine geringere Laserintensität würde nur den Fehlerbalken erhöhen (oder die Messzeit verlängern, die erforderlich ist, um denselben Fehlerbalken zu erreichen), sie ändert das Ergebnis nicht⁷³. Tabelle 1 zeigt das Ergebnis einer Beispielmessung.

Größe	Gemessener Wert
R_A	391.118,45 Hz
R_B	315.945,65 Hz
R_{AB}	619,1 Hz
$g_{HBT}^{(2)}(0)$	1,00201

Tabelle 1 Ergebnisse der Beispielmessung (HBT mit abgeschwächtem Laser)

Interpretation: Beginnen wir mit einer Annahme, die sehr überzeugend, **aber völlig falsch ist**: Der Laser emittiert einen Strom von Photonen mit einem konstanten Zeitabstand zwischen zwei Photonen. Die Photonenenergie pro Zeit entspricht der Laserleistung und wenn man diesen Laser um einen Faktor x abschwächt, passiert nur jedes

⁷³ Wenn Sie dies experimentell nachweisen möchten, können Sie einen anderen ND-Filter mit höherer optischer Dichte verwenden. Seien Sie sich bewusst, dass die Messzeit, um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten, in diesem Fall mehrere Dutzend Minuten betragen wird.

x -te Photon den Abschwächer. In diesem Fall können wir die Anzahl n der Photonen, die sich im Durchschnitt im Aufbau befinden, aus der Länge des Aufbaus l , der Lichtgeschwindigkeit c und der Frequenz der Photonen pro Sekunde f wie folgt berechnen:

$$n = \frac{l}{c} \cdot f$$

In unserem Fall messen wir eine Zählrate von etwa 300 kHz an beiden Detektoren, so dass die Gesamtfrequenz f 600 kHz betragen würde. Der Aufbau ist etwa 1 m lang. Wir erhalten als Ergebnis:

$$n = \frac{l}{c} \cdot f = \frac{1 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \cdot 6 \cdot 10^6 \text{ Hz} = 0,02$$

Wir haben im Durchschnitt nur 0,02 Photonen im Aufbau! Alle Photonen, die wir messen, sollten Einzelphotonen sein! Diese können am Strahlteiler nicht geteilt werden, also erwarten wir keine Zweifach-Koinzidenzen und $g_{HBT}^{(2)}(0) \ll 1$.

Dies ist jedoch nicht das, was wir messen: Wir erhalten $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$ unabhängig von der Abschwächung. Das liegt daran, dass die ursprüngliche Annahme von den „gleichmäßig verteilten Photonen“ **völlig falsch war**.

In Wirklichkeit wird das Laserlicht quantenmechanisch durch einen kohärenten Zustand dargestellt, wie in Abschnitt 3.3.2. Für diesen Zustand ist die Photonenstatistik eine Poisson-Verteilung (siehe Abbildung 6). Unabhängig von der Abschwächung existieren im Laserlicht immer gleichzeitige Photonen, und zwar oft genug, um $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$ als erwartetes Ergebnis zu erzielen. Die einfache Abschwächung des Lasers ändert nichts an der zugrunde liegenden Statistik des Lichts.

Das bedeutet, dass **es nicht möglich ist, Einzelphotonen-Experimente mit einem abgeschwächten Laser durchzuführen**, auch nicht mit einem stark abgeschwächten Laser!

9.2 Photonenpaarquelle

Ziel: Testen Sie, ob die BBO-basierte Quelle tatsächlich Photonenpaare aussendet.

Aufbau: Im BBO-Kristall werden aus dem Pumplicht Photonenpaare erzeugt. In beiden Pfaden befindet sich ein Einzelphotonendetektor, wie in Abbildung 112 gezeigt. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.3 beschrieben.

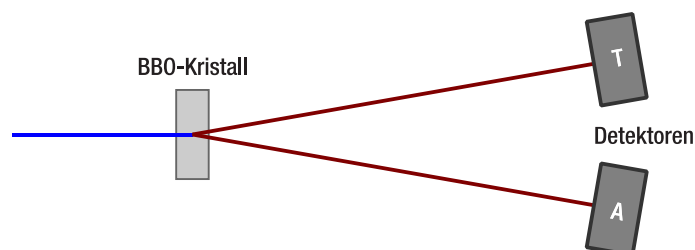


Abbildung 112 Schematischer Aufbau für die Photonenpaarquelle

Messung: Verdunkeln Sie den Raum, öffnen Sie den Alignment-Tab in der Software und schalten Sie den Pumplaser ein. Zeichnen Sie die Zählraten für die Detektoren T und A in der oberen Grafik und die Koinzidenzzählrate T&A in der unteren Grafik auf.

Ergebnisanalyse: Berechnen Sie die Korrelation $g_{PS}^{(2)}(0)$ zwischen den beiden Detektoren anhand der folgenden Formel (für die Herleitung siehe Abschnitt 3.5.2):

$$g_{PS}^{(2)}(0) = \frac{R_{TA}}{R_T \cdot R_A \cdot \Delta t}$$

Hierbei sind R_T und R_A die Einzelzählraten der Detektoren T bzw. A, R_{TA} ist die Koinzidenzzählrate der beiden Detektoren und Δt ist das Koinzidenzfenster des Experiments.

Interpretation: Bei völlig unkorreliertem Licht würde man erwarten, dass die Koinzidenzen völlig zufällig sind, was zu $g_{PS}^{(2)}(0) = 1$ führt. Aufgrund der vom BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare gibt es jedoch viel mehr Koinzidenzen, als man im zufälligen Fall erwarten würde. Der Wert $g_{PS}^{(2)}(0)$ ist der Faktor zwischen den gemessenen und erwarteten Koinzidenzen und sollte bei der von Ihnen durchgeführten Messung mindestens 50 betragen. Ein solch großer Wert von $g_{PS}^{(2)}(0)$ beweist die Erzeugung von Photonenpaaren. Eine ausführlichere Erklärung finden Sie in Abschnitt 3.5.2.

9.3 HBT-Experiment mit einem Arm der Photonenpaarquelle

Ziel: Testen Sie, ob ein Arm der Photonenpaarquelle eine Einzelphotonenquelle ist.

Aufbau: Starten Sie mit dem Aufbau aus Abschnitt 9.2, setzen Sie einen Strahlteiler in einen der Detektor-Pfade und platzieren Sie Einzelphotonendetektoren an beiden Ausgängen des Strahlteilers, siehe Abbildung 113. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.5 beschrieben. Blockieren Sie dann den Arm, der zum Detektor T führt, mit dem Schirm.

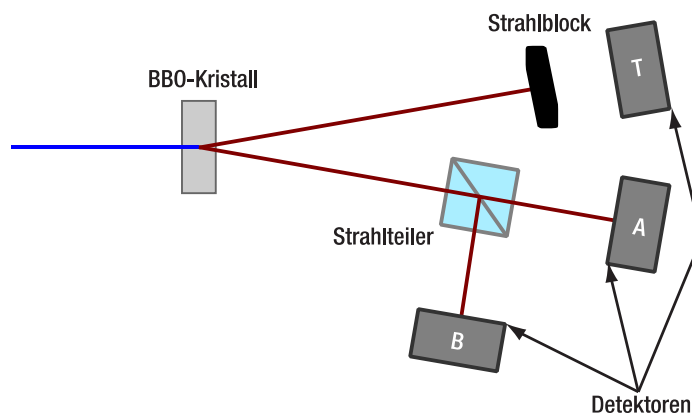


Abbildung 113 Schematischer Aufbau für das HBT-Experiment mit einem Arm der Paarquelle

Messung: Verdunkeln Sie den Raum und öffnen Sie den HBT-Tab in der Software. Setzen Sie die Messzeit auf 10 s, führen Sie 10 Messungen durch und zeichnen Sie die Ergebnisse jeder Messung auf.

Ergebnisanalyse: Die Korrelation $g_{HBT}^{(2)}(0)$ wird automatisch über die folgende Gleichung berechnet (für die Herleitung siehe Abschnitt 3.5.2):

$$g_{HBT}^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}}{R_A \cdot R_B \cdot Dt}$$

Das Ergebnis ist von $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$ (abgesehen von kleinen Messabweichungen) für jede der 10 Messungen.

Interpretation: Ein einzelner Arm der Photonenpaarquelle ist keine Einzelphotonenquelle. Die Photonen befinden sich tatsächlich in einem thermischen Zustand, so dass man bei idealen Detektoren $g_{HBT}^{(2)}(0) = 2$ erwarten würde. Wie jedoch in Abschnitt 3.5.2 erläutert, ist die Zeitauflösung der hier verwendeten Detektoren viel zu gering und die Integration führt zu dem Ergebnis $g_{HBT}^{(2)}(0) = 1$. Um Einzelphotonenexperimente mit einer Paarquelle durchzuführen, muss man die Information des zweiten Photons eines Paares verwenden, um einen Einzelphotonenzustand zu erzeugen, was im nächsten Experiment gezeigt wird.

9.4 Grangier-Roger-Aspect-Experiment

Ziel: Testen Sie, ob die Paarquelle eine Einzelphotonenquelle ist, wenn die Zählungen nur in Koinzidenz mit dem Triggerdetektor gemessen werden.

Aufbau: Starten Sie mit dem Aufbau aus Abschnitt 9.3 und entfernen Sie den Schirm. Dieser Aufbau reproduziert das Experiment von Grangier, Roger und Aspect (GRA), das in Abschnitt 3.5.3 beschrieben wird.

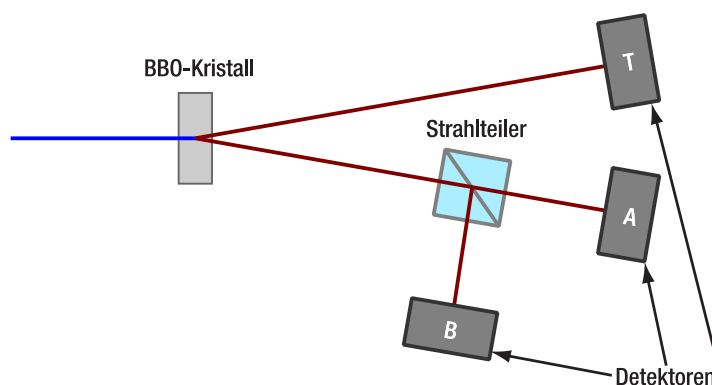


Abbildung 114 Schematischer Aufbau für das Grangier-Roger-Aspect Experiment

Messung: Verdunkeln Sie den Raum und öffnen Sie den GRA-Tab in der Software. Setzen Sie die Messzeit auf 1 s, führen Sie 10 Messungen durch und zeichnen Sie die Ergebnisse jeder Messung auf. Setzen Sie dann die Messzeit auf 10 s und zeichnen Sie erneut zehn Messungen auf.

Ergebnisanalyse: Die Korrelation $g_{GRA}^{(2)}(0)$ wird automatisch über die folgende Gleichung berechnet (für die Herleitung siehe Abschnitt 3.5.4):

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}}$$

Hierbei ist R_T die Einzelzählrate des Detektors T, R_{TA} und R_{TB} sind die Zweifach-Koinzidenzzählraten von Detektor T mit den Detektoren A bzw. B, und R_{TAB} ist die Dreifach-Koinzidenzzählrate.

Vergleichen Sie die Messreihen mit 1 s bzw. 10 s Messzeit. Berechnen Sie den Erwartungswert sowie die Standardabweichung von $g^{(2)}(0)$ für beide Fälle.

Interpretation: Bei klassischem Licht würde man eine bestimmte Anzahl von Dreifach-Koinzidenzen erwarten, die von der Anzahl der Trigger-Ereignisse abhängt, was einen $g^{(2)}(0)$ -Wert zwischen 1 und 2 ergibt. Das Experiment zeigt jedoch $g^{(2)}(0)$ -Werte, die viel niedriger als 1 sind. Das beweist, dass wir es mit einer nicht-klassischen Lichtquelle zu tun haben. Eine genauere Erklärung finden Sie in Abschnitt 3.5.4.

Der Erwartungswert von $g^{(2)}(0)$ hängt nicht von der Messzeit ab. Die Standardabweichung hingegen kann durch längere Messungen verringert werden. Tabelle 2 zeigt ein Messbeispiel.

Größe	Gemessener Wert
Messzeit	20,000 s
Zählimpulse (Detektor T)	4,638 M
Zählimpulse (Detektor A)	2,905 M
Zählimpulse (Detektor B)	2,925 M
Zweifach-Koinzidenzen (T&A)	385.865
Zweifach-Koinzidenzen (T&B)	324.688
Dreifach-Koinzidenzen (T&A&B)	513
$g^{(2)}(0)$ - Korrelation T&A	114,547
$g^{(2)}(0)$ - Korrelation A&B Getriggert durch T (GRA Setup)	0,0190

Tabelle 2 Beispielmessung des Grangier-Roger-Aspect-Experiments

9.5 GRA Experiment mit klassischem Licht

Ziel: Führen Sie das GRA-Experiment mit einer klassischen Lichtquelle durch.

Aufbau: Verwenden Sie die Einstellungen von Abschnitt 9.4 und ersetzen Sie den BBO-Kristall durch den Farbglasfilter. Der Filter emittiert Fluoreszenzlicht in alle Richtungen, so dass Sie das GRA-Experiment mit ihm durchführen können. Eine schematische Darstellung des Aufbaus finden Sie in Abbildung 115.

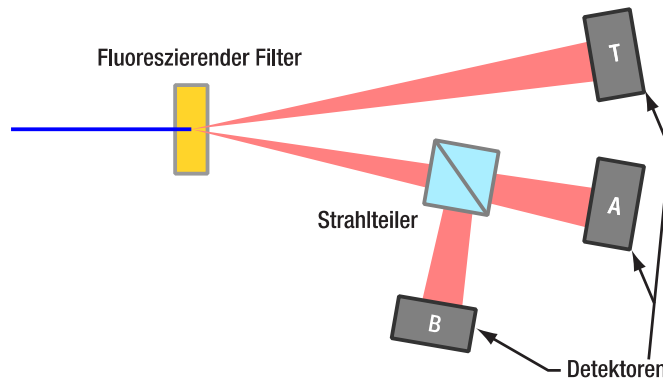


Abbildung 115 Schematischer Aufbau des GRA-Experiments mit Farbglasfilter (nur relevante Teile des Fluoreszenzlichtkegels sind abgebildet)

Messung: Verdunkeln Sie den Raum, stellen Sie den Laserstrom auf etwa 5 mA unterhalb der Laserschwelle ein (prüfen Sie das Datenblatt Ihrer Laserdiode), öffnen Sie den GRA-Tab in der Software und führen Sie 10 Messungen mit jeweils 10 s Messzeit durch.

Ergebnisanalyse: Die Ergebnisse werden mit der gleichen Formel wie in Abschnitt 9.4 berechnet.

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}}$$

Dieses Mal wird das Ergebnis jedoch immer nahe bei 1 liegen.

Interpretation: Das Licht des Filters befindet sich in einem thermischen Zustand. Die Photonen werden durch den Fluoreszenz-Vorgang nicht als Paare erzeugt, sondern zufällig. Es gibt also keine Korrelation zwischen den Ereignissen auf dem Detektor T und den Ereignissen auf den Detektoren A und B. In diesem Fall liefert das Dreifach-Koinzidenz-Detektionsschema das gleiche Ergebnis wie das einfachere HBT-Experiment: $g^{(2)}(0) = 1$. Dies beweist, dass das in Abschnitt 9.4 gemessene Ergebnis nicht nur durch die Änderung des Detektionsschemas erzeugt wurde, sondern dass eine Paarphotonenquelle erforderlich ist, um auf diese Weise Einzelphotonenzustände erzeugen zu können.

9.6 Malus' Gesetz für einzelne Photonen

Ziel: Testen Sie die Polarisierungseigenschaften von einzelnen Photonen.

Aufbau: Nehmen Sie das Setup aus Abschnitt 9.4 und platzieren Sie einen drehbaren linearen Polarisator zwischen dem Strahlteiler und dem Detektor, wie in Abbildung 116 gezeigt. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.5.4 beschrieben.

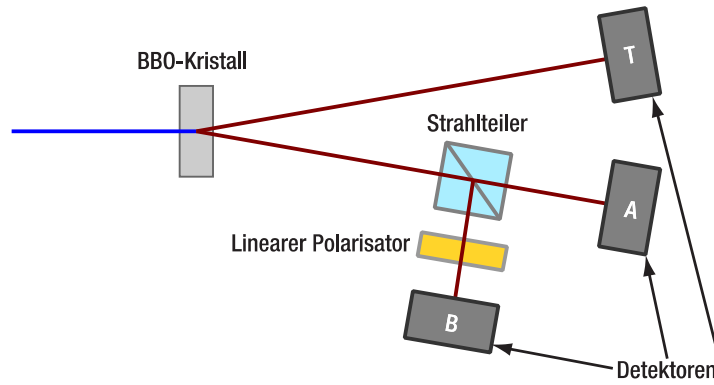


Abbildung 116 Schematischer Aufbau für das Einzelphotonen-Malus-Gesetz-Experiment

Messung: Stellen Sie den Polarisator auf 0°. Verdunkeln Sie den Raum und öffnen Sie den Malus-Tab in der Software. Setzen Sie die Messzeit auf 10 s und zeichnen Sie eine Messung auf (die wichtigen Datenpunkte sind $R_{T\&B}$ und $g_{GRA}^{(2)}(0)$). Drehen Sie dann den Polarisator um 10° und wiederholen Sie die Messung. Nehmen Sie die Messungen in 10°-Schritten zwischen 0° und 180° (oder 360° für einen größeren Datensatz) auf.

Ergebnisanalyse: Zeichnen Sie die Koinzidenzzählrate $R_{T\&B}$ und die Korrelation $g_{GRA}^{(2)}(0)$ über den Polarisatorwinkel auf.

Interpretation: Die Koinzidenzzählrate zeigt eine \cos^2 -Abhängigkeit vom Winkel des Polarisators. Dies ist als Malus-Gesetz bekannt (für weitere Einzelheiten siehe Abschnitt 3.7). Allerdings liegen die gleichzeitig gemessenen Korrelationswerte $g_{GRA}^{(2)}(0)$ immer deutlich unter 1, was zeigt, dass die Experimente immer im Einzelphotonen-Regime stattfanden. Die höheren Werte für $g_{GRA}^{(2)}(0)$ bei 0°, 180° und 360° sind auf die extrem niedrigen Zählraten bei diesen Winkeln zurückzuführen, die das Rauschen und den Beitrag von unkorreliertem Streulicht zum Signal deutlich erhöhen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Experiment zeigt, dass einzelne Photonen eine lineare Polarisation besitzen können (siehe Abschnitt 3.7) und dass ihre Wahrscheinlichkeit, einen linearen Polarisator zu durchdringen, dasselbe Verhalten zeigt wie die Intensität einer klassischen elektromagnetischen Welle. Ein Messbeispiel finden Sie in Abbildung 117.

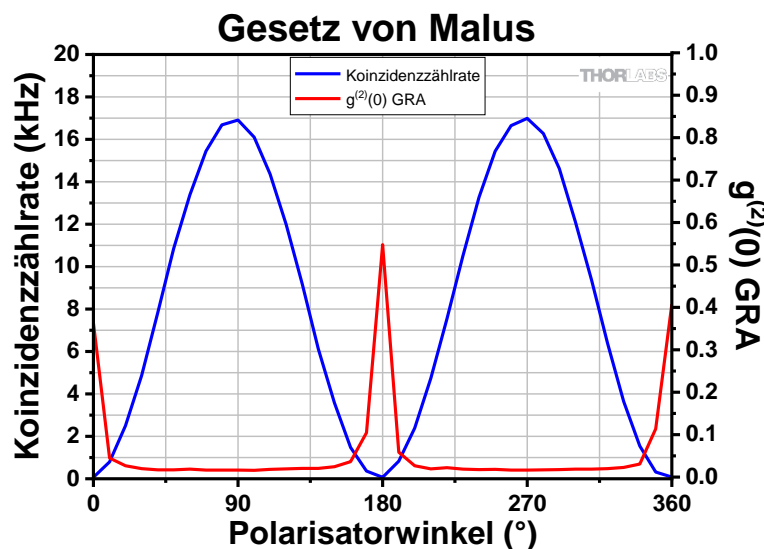


Abbildung 117 Beispielmessung für das Gesetz von Malus für Einzelphotonen

9.7 Einzelphotonen-Michelson-Interferometer

Ziel: Testen Sie die Interferenzeigenschaften von Einzelphotonen und bestimmen Sie deren Wellenlänge.

Aufbau: Starten Sie mit dem Aufbau aus Abschnitt 9.4 und platzieren Sie ein Michelson-Interferometer in einem der Ausgänge des Strahlteilers. Setzen Sie den Detektor B in den Ausgang des Interferometers, wie in Abbildung 118 gezeigt. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.6 beschrieben.

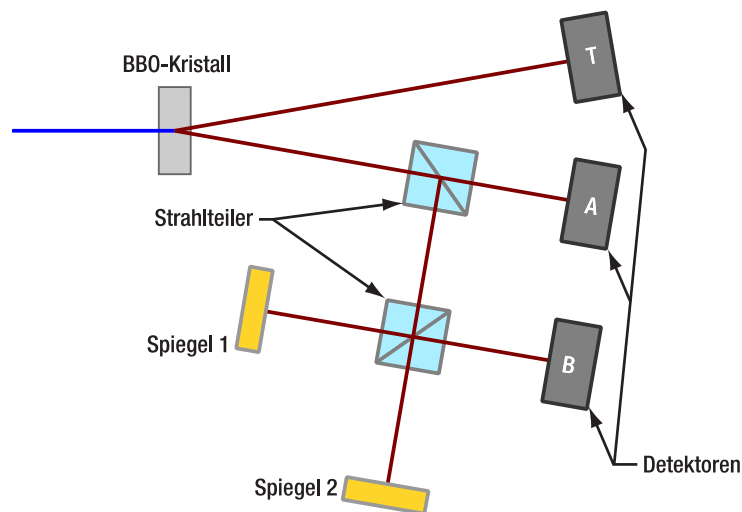


Abbildung 118 Schematischer Aufbau für das Einzelphotonen-Michelson-Interferometer

Messung: Verdunkeln Sie den Raum und öffnen Sie den Michelson-Tab in der Software. Starten Sie eine Messung über eine lange Strecke des Positioniertisches (z.B. $2\mu\text{m}$ - $18\mu\text{m}$), einer kurzen Integrationszeit (z.B. 300 ms) und einer mittleren Schrittweite (z.B. 25 nm). Nachdem die Messung abgeschlossen ist, speichern Sie die Daten (siehe Abschnitt 11.3).

Nehmen Sie eine zweite Messung auf, dieses Mal mit einem reduzierten Messbereich (z.B. $9\mu\text{m}$ Startposition und $11\mu\text{m}$ Endposition), einer längeren Integrationszeit (z.B. 1200 ms)⁷⁴ und einer kleineren Schrittweite (z.B. 10 nm). Auch hier speichern Sie die Ergebnisse nach Abschluss der Messung.

Analyse der Ergebnisse: Öffnen Sie die .csv-Datei der ersten Messung mit einer Tabellenkalkulationssoftware und stellen Sie die Daten für die Koinzidenzzahlrate $R_{T\&B}$ und die $g_{GRA}^{(2)}(0)$ in einem Diagramm dar (verwenden Sie zwei verschiedene y-Achsen). Bestimmen Sie den durchschnittlichen Abstand der Maxima und berechnen Sie die Wellenlänge der Einzelphotonen (siehe Abschnitt 3.6).

Öffnen Sie die Tabelle der zweiten Messung und erstellen Sie ein zweites Diagramm analog zum ersten. Vergleichen Sie die $g_{GRA}^{(2)}(0)$ Kurven der beiden Messungen.

Interpretation:

Die erste Messung zeigt das Interferogramm über fast den gesamten Bereich des Positioniertisches. Ein Messbeispiel finden Sie in Abbildung 119. Das Interferogramm ähnelt einer Sinuskurve. Die Maxima sind gleichmäßig verteilt, und die Berechnung der Wellenlänge sollte einen Wert nahe 810 nm ergeben (das Doppelte der Wellenlänge des Pumplasers, siehe Abschnitt 3.9), mit einem Fehler von bis zu 3% aufgrund der Genauigkeit der Tischpositionssteuerung⁷⁵. Die Amplitude der Interferenz ändert sich über den gesamten Messbereich nicht signifikant, was auf eine Kohärenzlänge der Photonen von mehr als $20\mu\text{m}$ hindeutet. Zur quantitativen Bestimmung der Kohärenzlänge sind zusätzliche Messungen erforderlich (siehe Abschnitt 10.1).

⁷⁴ Sie könnten auch die Schrittweite unter 15 nm verringern, um die Positionsauflösung zu verbessern. Allerdings gibt es kleine Oszillationen im Interferometersignal aufgrund von Luftströmungen, die bei kleineren Schrittweiten deutlicher werden und den größten Teil des Auflösungsgewinns zunichtemachen. Wenn Sie diese Oszillationen reduzieren möchten, empfehlen wir Ihnen, einen geschlossenen Kasten über dem Interferometer anzubringen (mit Öffnungen für den Ein- und Austritt des Strahls, siehe Abschnitt 12.3).

⁷⁵ Wenn eine höhere Präzision erforderlich ist, können Sie den PL202 Laser verwenden, um eine interferometrische Kalibrierungsmessung des Tisches durchzuführen. Vergleichen Sie die gemessene Wellenlänge mit der tatsächlichen Wellenlänge des PL202 (im Datenblatt des Lasers angegeben), um einen Korrekturfaktor zu ermitteln. Wenden Sie diesen Faktor auf alle zukünftigen Messungen an, um präzisere Wellenlängenergebnisse zu erhalten.

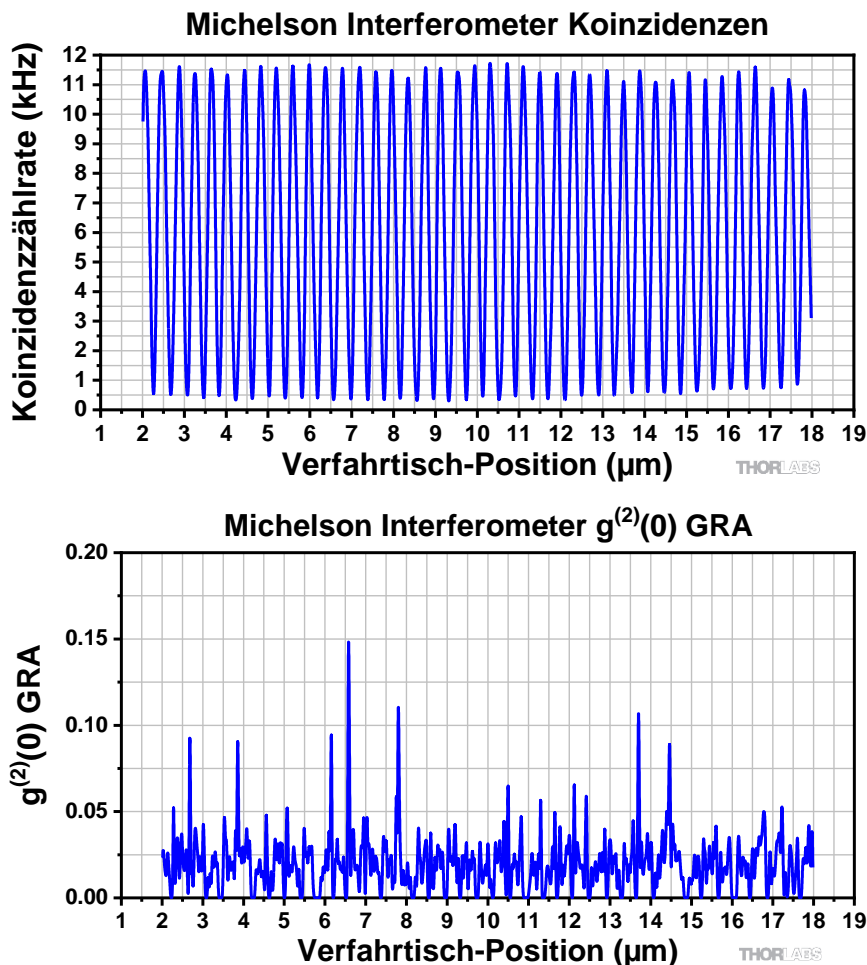


Abbildung 119 Beispielmessung mit dem Michelson-Interferometer (Verfahrweg: $2\ \mu\text{m}$ – $18\ \mu\text{m}$; Schrittweite: $25\ \text{nm}$; Messzeit pro Punkt: $300\ \text{ms}$)

Das $g_{GRA}^{(2)}(0)$ Diagramm der ersten Messung zeigt deutliches Rauschen, wie in Abbildung 119 zu sehen. Für manche Datenpunkte wird $g^{(2)}(0)$ als 0 gemessen, kann aber an einigen Punkten Werte bis zu 0,15 erreichen. Der Grund für dieses Verhalten ist die kurze Messzeit pro Datenpunkt. Da die Berechnung von $g_{GRA}^{(2)}(0)$ sehr empfindlich auf die Anzahl der Dreifach-Koinzidenzen reagiert (siehe Abschnitt 3.5.4), und diese viel seltener auftreten als Zweifach-Koinzidenzen, ist mehr Zeit erforderlich, um aussagekräftige Werte zu erhalten. Allerdings liegt der Durchschnitt von $g_{GRA}^{(2)}(0)$ immer noch deutlich unter 1, was auf das Vorliegen von Einzelphotonen hindeutet.

Für die zweite Messung wurden eine größere Zeit pro Datenpunkt und ein kleinerer Messbereich verwendet. Ein Messbeispiel finden Sie in Abbildung 120. Infolge der längeren Zeit pro Datenpunkt ist das Rauschen der $g_{GRA}^{(2)}(0)$ Kurve deutlich geringer als bei der ersten Messung. Der Wert der Funktion liegt immer unter 0,1, was eindeutig beweist, dass die gesamte Messung mit nicht-klassischem Licht durchgeführt wurde. Um die Minima des Interferogramms herum sind die Koinzidenzzählraten viel niedriger. Dies führt zu höherem Rauschen und einem höheren relativen Beitrag von unkorreliertem Streulicht zum Signal für die $g_{GRA}^{(2)}(0)$ Werte dieser Datenpunkte.

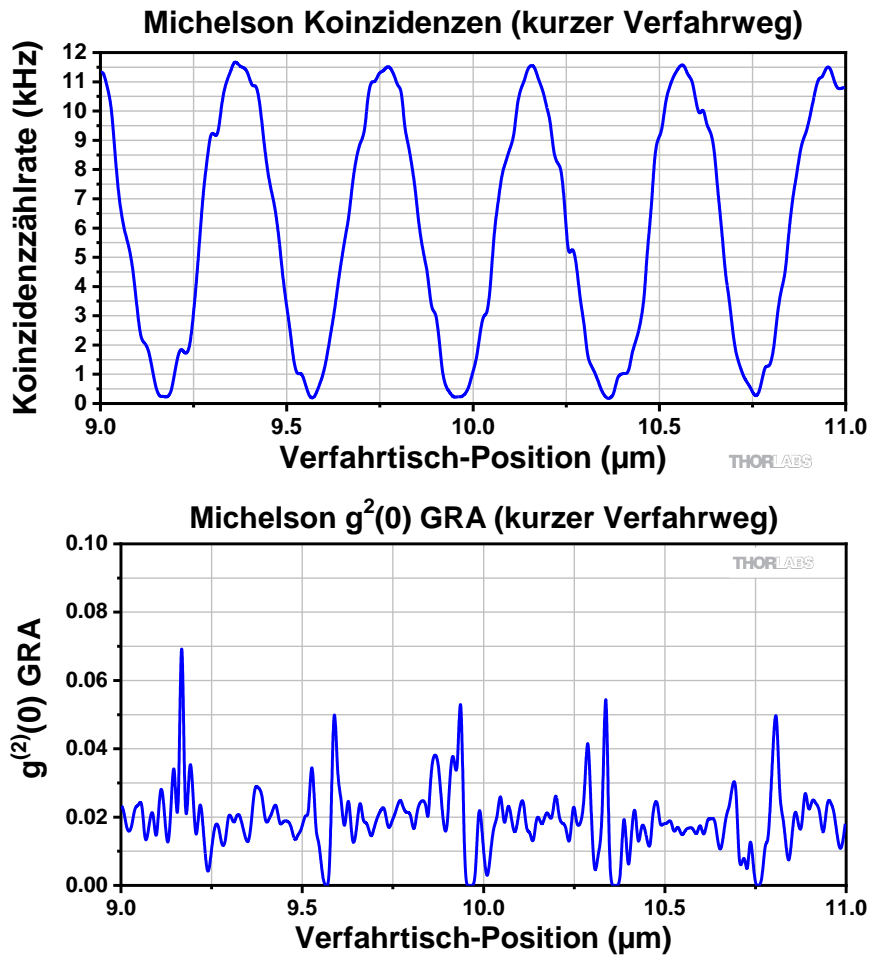


Abbildung 120 Beispielmessung mit dem Michelson-Interferometer (Verfahrenweg: $9\ \mu\text{m} - 11\ \mu\text{m}$; Schrittweite: $10\ \text{nm}$; Messzeit pro Punkt: $1200\ \text{ms}$)

9.8 Quantenradierer

Ziel: Zeigen Sie den Quantenradierer-Effekt für Einzelphotonen.

Aufbau: Starten Sie mit dem Aufbau aus Abschnitt 9.7 und platzieren Sie je einen $0,5''$ -Polarisator in die beiden Arme des Michelson-Interferometers, wie in Abbildung 121 gezeigt. Die Justierung des Aufbaus ist in Abschnitt 7.7 beschrieben.

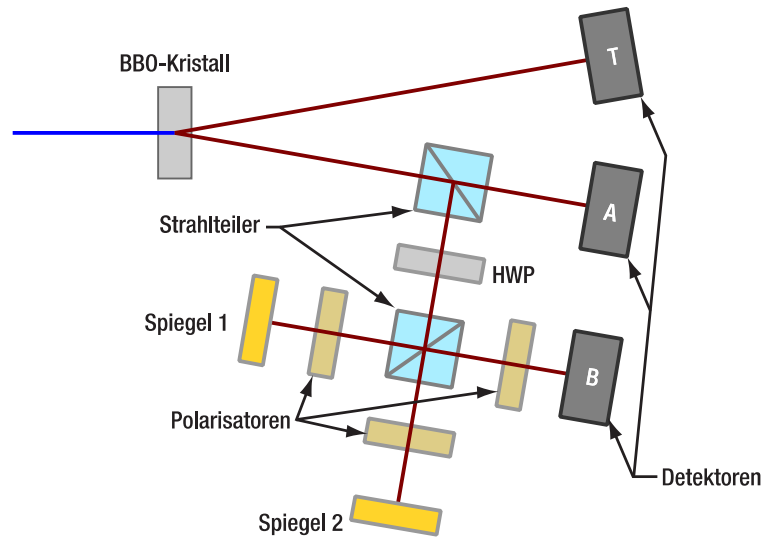


Abbildung 121 Schematischer Aufbau für das Quantenradierer-Experiment

Messung: Stellen Sie beide Polarisatoren auf 0° ein, verdunkeln Sie den Raum und öffnen Sie den Michelson-Tab in der Software. Stellen Sie die Start- und Endposition des Tisches auf einen Abstand von etwa 1 μm ein. Nehmen Sie eine Messung auf. Drehen Sie einen der Polarisatoren auf 90° und zeichnen Sie eine Messung mit denselben Parametern wie zuvor auf. Stellen Sie nun den auf 45° eingestellten linearen Polarisator (1" Durchmesser) direkt vor den Detektor B und wiederholen Sie die Messung ein drittes Mal.

Ergebnisanalyse: Zeichnen Sie die Koinzidenzzählrate R_{TB} in Abhängigkeit von der Tischposition für alle drei Messungen in einem Diagramm auf.

Interpretation: Ein Beispiel für eine Messung finden Sie in Abbildung 122. Die erste Messung (beide Polarisatoren auf 0°) zeigt ein typisches Interferogramm (blaue Kurve), da die Polarisationen in beiden Armen parallel sind.

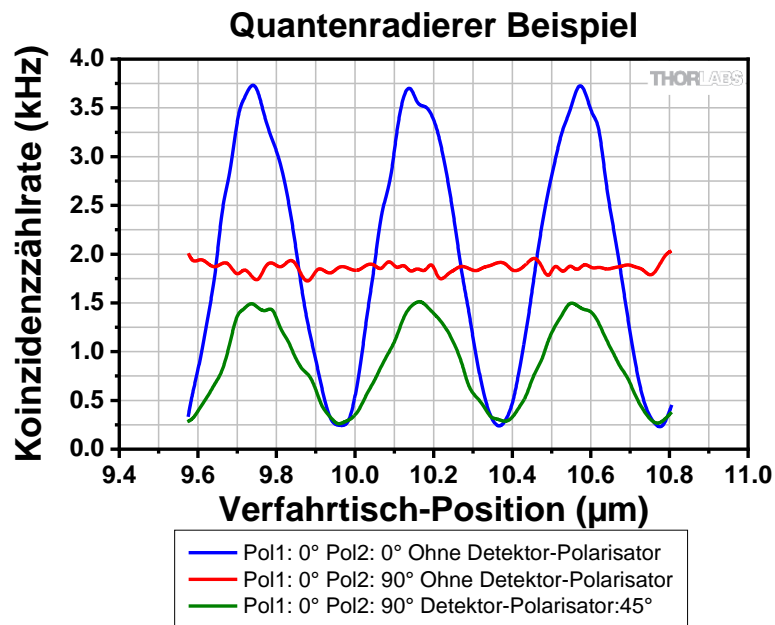


Abbildung 122 Quantenradierer Beispiel Messung

Bei der zweiten Messung (die rote Kurve in Abbildung 122), werden die Polarisatoren in den Armen so eingestellt, dass sie senkrecht zueinanderstehen. Da es nun möglich wäre, zu bestimmen, welchen Weg das Photon an der Position von Detektor B genommen hat (durch eine einfache Polarisationsmessung), wird keine Interferenz mehr beobachtet. Die konstante Koinzidenzzählrate ist etwa halb so hoch wie die maximale Rate der ersten Messung.

Die Informationen über den Weg kann durch den 45° -Polarisator in der dritten Messung „gelöscht“ werden (die grüne Kurve in Abbildung 122). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon den Detektor erreicht, ist nun wieder für beide Arme gleich, daher wird bei der dritten Messung eine Interferenzkurve beobachtet. Der dritte Polarisator absorbiert die Hälfte der verbleibenden Photonen, so dass die Amplitude der Kurve bei der dritten Messung viel geringer ist als bei der ersten Messung. Eine detailliertere Beschreibung ist in Abschnitt 3.8 gegeben.

Kapitel 10 Zusätzliche Experimente

10.1 Kohärenzlänge

Die Kohärenzlänge l_c einer Lichtquelle kann durch Auswertung der Einhüllenden des mit der Quelle aufgenommenen Interferogramms bestimmt werden, wie in Abbildung 123 gezeigt wird.

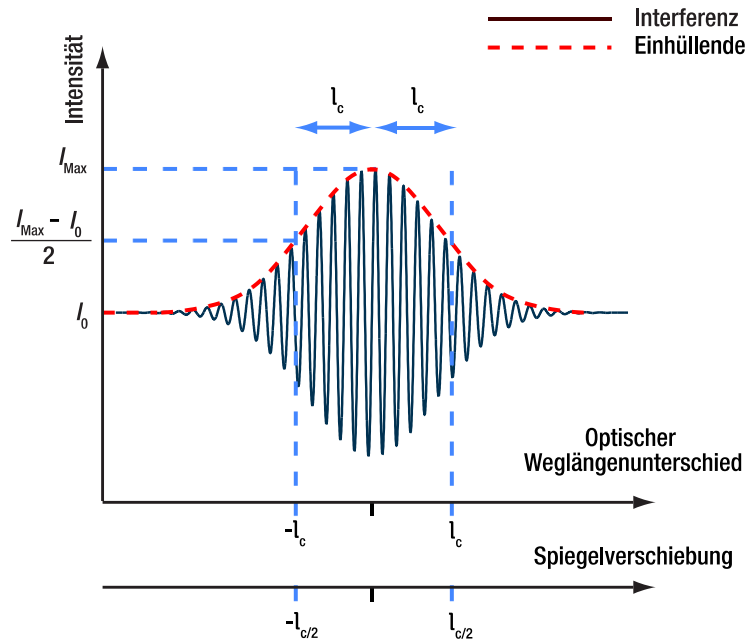


Abbildung 123 So bestimmen Sie die Kohärenzlänge l_c aus einem Interferogramm

Sie kann auch durch folgende Gleichung approximiert werden:

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

Hierbei ist λ die mittlere Wellenlänge des Spektrums der Quelle und $\Delta\lambda$ die Bandbreite (FWHM) der spektralen Verteilung. Die durch den SPDC-Prozess im BBO-Kristall erzeugten Photonen haben $\lambda = 810 \text{ nm}$. Die spektrale Breite der Photonen-Wellenlängenverteilung ist größer als das Fenster der Bandpassfilter vor den Detektoren. Daher wird $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ durch die Größe des Filterfensters bestimmt. Daraus ergibt sich:

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{810^2}{10} \text{ nm} = 65.6 \text{ }\mu\text{m}$$

Da der Piezokristall, der den Positioniertisch im Michelson-Interferometer des Bausatzes bewegt, eine maximale Ausdehnungslänge von $20 \text{ }\mu\text{m}$ hat, umfasst ein einzelnes Interferogramm nicht die gesamte Einhüllende. Daher muss die folgende Methode angewendet werden, um die Kohärenzlänge zu messen.

1. Stellen Sie sicher, dass sich der Feintrieb der Mikrometerschraube am Positioniertisch nahe der Mitte seines Verstellbereichs (6 volle Umdrehungen oder $300 \text{ }\mu\text{m}$) befindet, während Sie einen maximalen Kontrast mit der roten LED sehen. Verwenden Sie bei Bedarf den Grobtrieb, um sicherzustellen, dass der Feintrieb den vollen Verstellbereich hat.
2. Verwenden Sie dann den Feintrieb, um den Positioniertisch etwa zwei Umdrehungen ($50 \text{ }\mu\text{m}$ pro Umdrehung) vom Punkt des maximalen Kontrasts mit der roten LED zu entfernen.
3. Stellen Sie den Piezo-Verfahrbereich in der Software so ein, dass etwa 2 Perioden des Interferogramms abgedeckt werden. Die genaue Position ist nicht wichtig, aber sie muss für alle folgenden Messungen gleichbleiben.

4. Führen Sie eine Interferogramm-Messung mit den oben genannten Einstellungen durch und lesen Sie die Amplitude ab. Notieren Sie den Wert zusammen mit der aktuellen Position des Feintriebs.
5. Verwenden Sie den Feintrieb, um den Positioniertisch um $5\ \mu\text{m}$ in die entgegengesetzte Richtung im Vergleich zu Schritt 2 zu bewegen.
6. Wiederholen Sie die Schritte 4 und 5, bis genügend Punkte für eine gute Visualisierung oder Anpassung der Einhüllenden genommen wurden (etwa 40 Punkte).

Die Kohärenzlänge entspricht der Halbwertsbreite (FWHM) der Einhüllenden, wenn die Tischposition auf der x-Achse aufgetragen wird (siehe Abbildung 123). Ein Messbeispiel finden Sie in Abbildung 124. Die FWHM der Beispielmessung beträgt etwa $55\ \mu\text{m}$, was in guter Übereinstimmung mit der oben gemachten Näherung steht. Die kleinen seitlichen Maxima werden dadurch verursacht, dass die Spektralfunktion nicht gaußförmig ist, sondern eher einem Rechteck ähnelt (aufgrund der Bandpassfilter). Bei einem nahezu rechteckigen Spektrum wird erwartet, dass die Einhüllende der Funktion $\text{sinc}^2(x) = \frac{\sin^2(x)}{x^2}$ ähnelt.

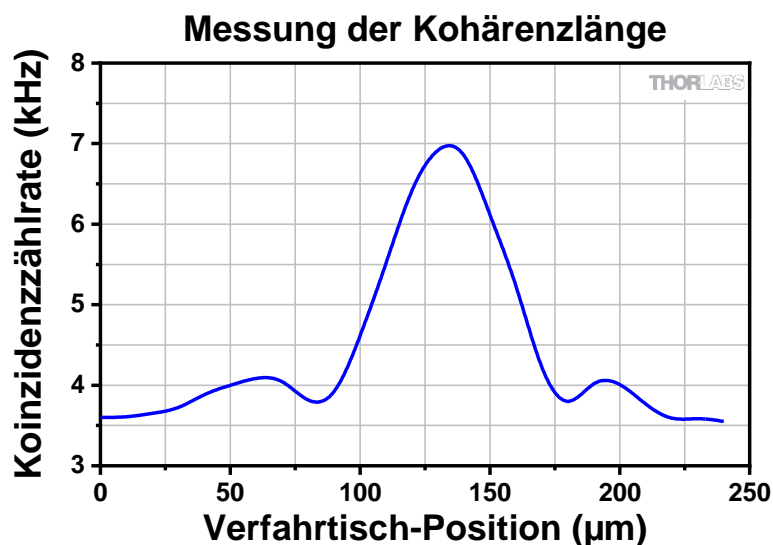


Abbildung 124 Beispielmessung für die Kohärenzlänge der SPDC-Quelle mit Bandpassfiltern

Ein zusätzliches Experiment könnte darin bestehen, die Bandpassfilter vor allen drei Detektoren durch Filter mit einem breiteren Fenster zu ersetzen, wie z.B. den FBH800-40-Filter von Thorlabs. Auf diese Weise würden sich die Kohärenzlängen verringern, so dass das „wahre“ Spektrum der SPDC-Quelle sogar mit einem einzigen Interferogramm über den gesamten Piezo-Bereich gemessen werden könnte. Außerdem sollten die seitlichen Maxima verschwinden, da das Spektrum näher an einem Gauß als an einem Rechteck liegt. Abbildung 125 und Abbildung 126 zeigen zwei Messungen mit den FBH800-40 Filtern, mit unterschiedlichen Positionen des Hüllkurvenmaximums.

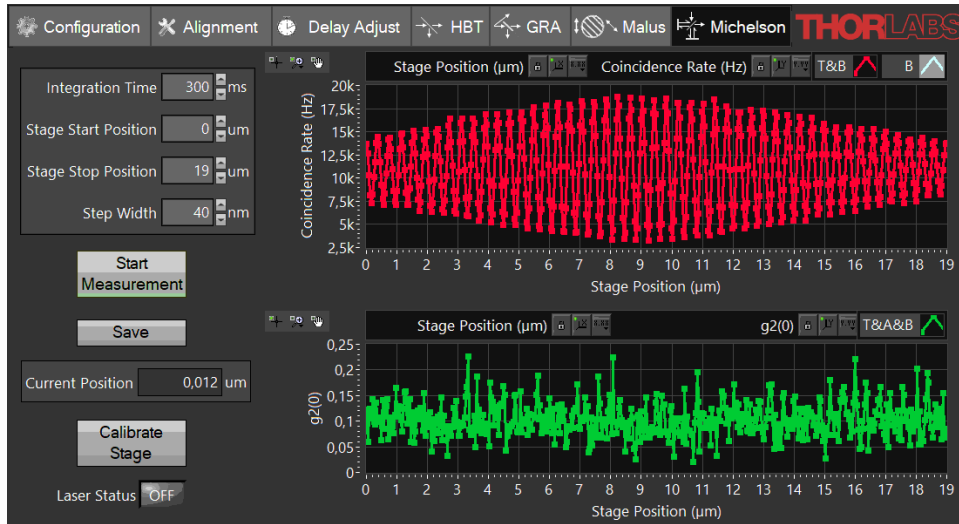


Abbildung 125 Michelson-Messung mit FBH800-40 Filtern, Hüllkurvenmaximum zentriert

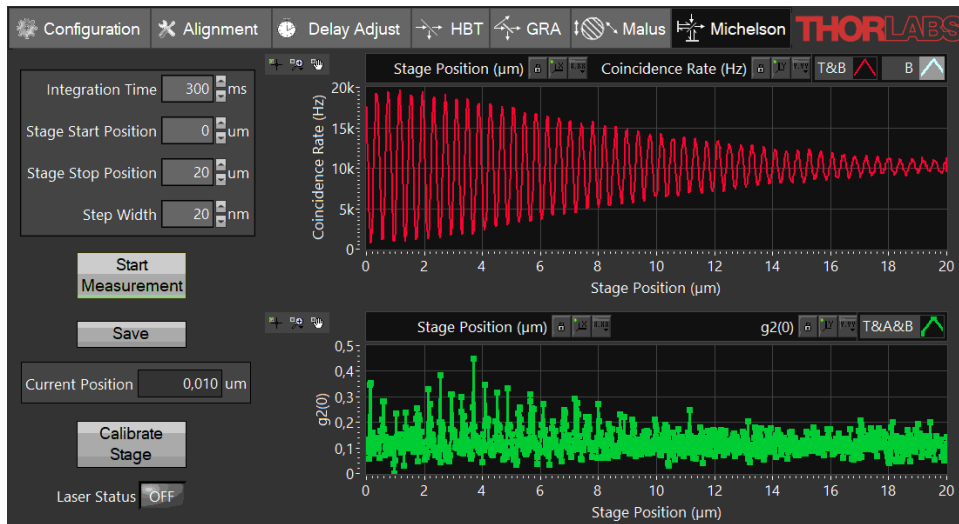


Abbildung 126 Michelson-Messung mit FBH800-40 Filtern, Hüllkurvenmaximum bei 1µm

10.2 Das Drei-Polarisator-Paradoxon

Das Drei-Polarisator-Paradoxon beschreibt eine Situation, in der die Transmission durch zwei gekreuzte Polarisatoren gleich Null ist. Wenn Sie einen dritten Polarisator mit einer Drehung von 45° (in Bezug auf die Polarisationsachse der beiden anderen Polarisatoren) dazwischen einbringen, nimmt die Intensität wieder zu. Dies mag kontraintuitiv erscheinen, wenn man an einzelne Photonen denkt. Aus Sicht der Quantenmechanik besteht die Chance, dass ein Photon an jedem Polarisator entweder absorbiert oder durchgelassen wird (gemäß dem Gesetz von Malus, siehe Abschnitt 3.7).

Ginge es lediglich um die Absorption, könnte die Zunahme des übertragenen Signals nicht erklärt werden, da das Hinzufügen eines dritten Polarisators nur die Chance der Übertragung durch alle Polarisatoren verringern sollte.

Aber im Sinne der Quantenmechanik muss jeder Polarisator als ein Messgerät betrachtet werden. Als solches gibt die Messung nicht nur die Wahrscheinlichkeit an, in diesem Polarisationszustand zu enden, sondern projiziert auch den eingehenden Zustand auf den Zustand des Messergebnisses (siehe Abschnitt 3.2.9).

Im Falle von zwei gekreuzten Polarisatoren projiziert der erste Polarisator den Zustand auf seine eigene Polarisationsachse und der zweite Polarisator hat eine Wahrscheinlichkeit von Null, dass Photonen in diesem Zustand übertragen werden. Sobald jedoch der dritte Polarisator dazwischen eingebracht wird, wird der vom ersten Polarisator projizierte Zustand dort gemessen und vom Zwischenpolarisator ebenfalls neu projiziert. Nach dem Gesetz von Malus beträgt die Wahrscheinlichkeit, ein übertragenes Photon nach dem um 45° gedrehten

Polarisator zu messen, $\frac{1}{2}$. Der letzte Polarisator misst wiederum die Wahrscheinlichkeit, dass die auf die um 45° gedrehte Polarisation projizierten Photonen den um 90° ausgerichteten Polarisator passieren, welche ebenfalls $\frac{1}{2}$ ist. Durch Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten an jedem Polarisator ergibt sich $\frac{1}{4}$ für die Transmission durch beide Polarisatoren nach dem ersten.

Dieses Experiment kann mit den Komponenten in diesem Kit aufgebaut werden. Alle drei Polarisatoren können vor dem Detektor B platziert werden (Aufbau ähnlich wie in Abschnitt 9.6) und der Justagelaser kann verwendet werden, um die Komponenten richtig auszurichten. Um die gleiche Höhe für alle drei Polarisatoren zu erreichen, können Sie das Michelson-Interferometer-Breadboard oder einen PS3-Abstandshalter für jeden $1/2''$ Polarisator verwenden (einer ist im Kit enthalten).

Eine detailliertere Analyse dieses Themas und dessen Bedeutung in der Lehre finden Sie in der Literatur⁷⁶, einschließlich des optischen Analogons des Stern-Gerlach-Experiments.

10.3 Quantencomputer

Da die Experimente in diesem Kit bereits zeigen, dass wir es mit (angekündigten) einzelnen Photonen zu tun haben, können wir diese Photonen verwenden, um photonische Quantenberechnungen (engl.: quantum computing, QC) zu demonstrieren. Eine detaillierte Einführung in das Quantencomputing würde den Rahmen dieses Kits sprengen. Bitte beachten Sie die zitierte Literatur in diesem Abschnitt für mehr Informationen.

Im Folgenden geben wir eine kurze Beschreibung grundlegender Algorithmen für das Quantencomputing, wobei der Schwerpunkt auf dem allgemeinen Konzept und der konkreten technischen Umsetzung auf der Grundlage dieses Kits liegt. Es ist wichtig zu beachten, dass diese Algorithmen nur Antworten auf hochspezialisierte Probleme liefern können und keineswegs für allgemeine Berechnungen geeignet sind, wie wir sie von modernen PCs gewohnt sind.

Das Ziel ist es nicht, ein vollständiges Verständnis von QC-Algorithmen im Allgemeinen zu vermitteln. Der pädagogische Wert dieser experimentellen Umsetzung liegt in der tatsächlichen Implementierung eines Qubit-Systems und der Demonstration der Aktionen von QC-Operationen in einer Umgebung, die auch aus einer rein optischen Perspektive verstanden werden kann. Es dient außerdem dazu, Herausforderungen wie Phasenrauschen in realen Implementierungen zu demonstrieren und zu zeigen, wie diese das Ergebnis von Quantenberechnungen beeinflussen.

Dieser Abschnitt ist folgendermaßen aufgebaut: Wir beginnen mit einer kurzen Einführung in das Konzept der Qubits und der Gatteroperationen. Dann stellen wir den Algorithmus vor, der auf der Grundlage dieses Kits implementiert werden kann, den Deutsch-Jozsa-Algorithmus (DJA). Als nächstes erklären wir, wie der DJA auf rein optische Weise implementiert wird, gefolgt von der eigentlichen experimentellen Umsetzung und Beispielmessungen.

10.3.1 Qubits und Gatter

Im Allgemeinen liegt die Stärke von QC in der Überlagerung von Zuständen: Während ein klassisches Bit nur in einem Zustand sein kann (aus/an; 0/1), kann ein sogenanntes QC-Bit in einer beliebigen Überlagerung beider Zustände sein.

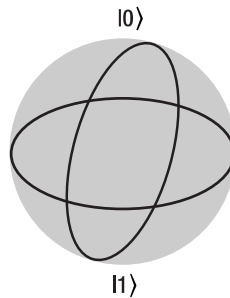
$$(a|0\rangle + b|1\rangle) \quad a, b \in \mathbb{C}$$

Da in der Quantenmechanik die Gesamtamplitude eine Normbedingung erfüllen muss und die globale Phase keinen Einfluss auf das Messergebnis hat, können die beiden komplexwertigen Koeffizienten auf zwei reellwertige Winkel reduziert werden und jeder Überlagerungszustand kann wie folgt geschrieben werden:

$$\left(\cos\frac{\theta}{2}|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\frac{\theta}{2}|1\rangle\right)$$

Mit dieser Darstellung kann jeder einzelne Qubit-Überlagerungszustand grafisch auf der Oberfläche der sogenannten Bloch-Kugel dargestellt werden.

⁷⁶ J. M. Brom and F. Rioux, *The Chemical Educator*, 7, 200 (2002).



Im Folgenden werden wir nicht nur einen einzelnen Qubit-Zustand diskutieren, sondern auch die Kombination von zwei Qubits mit den Bezeichnungen x und y . Um zu verdeutlichen, welcher Zustand zu welchem Qubit gehört, verwenden wir $|x\rangle$ und $|y\rangle$ um den Zustand jedes Qubits zu bezeichnen und x,y -Indizes, um anzuzeigen, zu welchem Qubit der Basiszustand gehört. Zum Beispiel bedeutet der kombinierte Zustand $|x\rangle|y\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)_x \cdot |1\rangle_y$, dass sich das Qubit x in einem gleichwertigen Überlagerungszustand von 0 und 1 befindet, während das andere Qubit y nur im Basiszustand 1 ist.

Operationen, die den Zustand eines oder mehrerer Qubits verändern, werden in Anlehnung an die klassischen Bit-Gegenstücke Gatter genannt.

Ein Beispiel wäre das Hadamard-Gatter, das die Eingangszustände eines einzelnen Qubits transformiert:

$$|0\rangle \leftrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \quad \text{und} \quad |1\rangle \leftrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$$

Es kann daher verwendet werden, um zwischen einem Qubit-Basiszustand und einem Überlagerungszustand hin und her zu transformieren.

Ein weiteres häufig verwendetes Quantengatter mit zwei Qubits ist das CNOT-Gatter (controlled-not). Es invertiert den Zustand des einen Qubits y in Abhängigkeit vom Zustand des anderen (Kontroll-)Qubits x :

$$\begin{aligned} |0\rangle_x: |y\rangle &\text{ wird unverändert gelassen} \\ |1\rangle_x: |0\rangle_y &\leftrightarrow |1\rangle_y \end{aligned}$$

Solche Multi-Qubit-Operationen können Systemzustände erzeugen, die nicht als einfache Produkte der einzelnen Qubit-Zustände geschrieben werden können (separierbare Zustände). Solche Zustände können gemischte oder verschränkte Qubit-Zustände sein.

In der photonischen QC können verschiedene Eigenschaften eines einzelnen Photons⁷⁷ genutzt werden, um orthogonale Basen für Qubits darzustellen.

Eine Qubit-Basis könnte zum Beispiel durch die orthogonale Polarisationsbasis $|V\rangle$ & $|H\rangle$ definiert werden, d.h. die vertikalen und horizontalen linearen Polarisierungen, die den Raum aller Polarisationszustände aufspannen. In diesem Fall entspricht die Bloch-Sphäre der Poincaré-Sphäre. Eine Halbwellenplatte (HWP) kann verwendet werden, um eine Reihe von verschiedenen Gattern zu definieren, wie beispielsweise:

- Wenn die HWP mit einer optischen Achse in einem Winkel von 45° zur vertikalen Achse ausgerichtet ist, wandelt sie ein vertikal polarisiertes Photon bei der Übertragung in eine horizontale Polarisation um (und umgekehrt), also $|V\rangle \leftrightarrow |H\rangle$. Dies ist ein NOT-Gatter, auch bekannt als X-Gatter.
- Wenn die HWP mit einer optischen Achse von $22,5^\circ$ zur vertikalen Achse ausgerichtet ist, wird das Photon aus den Basiszuständen auf die diagonalen Polarisationszustände $|V\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle + |H\rangle)$ und $|H\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle - |H\rangle)$ projiziert, was der obigen Definition des Hadamard-Gatters entspricht.
- Wenn die HWP mit ihrer langsamen Achse vertikal ausgerichtet ist, führt dies zu einer 180° -Phasenverschiebung der $|V\rangle$ Basis. Das wird als Phasengatter (P-Gatter) bezeichnet.

⁷⁷ Es ist zwar möglich, zusätzliche Photonen zu verwenden, um die Anzahl der Qubits zu erhöhen, aber es ist nicht einfach, die Zustände dieser Photonen auf kontrollierte Weise miteinander wechselwirken zu lassen.

Eine andere Darstellung eines Qubits verwendet den Pfadzustand eines einzelnen Photons in einem Interferometer. Hier kennzeichnen wir die beiden Arme des Interferometers mit den Zuständen $|A\rangle$ & $|B\rangle$. Wie die Experimente in diesem Kit zeigen, befindet sich das Photon in einem Überlagerungszustand beider Arme. Die Koeffizienten für beide Zustände werden durch die relativen Wahrscheinlichkeitsamplituden (in den Beispielen dieses Kits haben beide Arme immer die gleiche Amplitude) und die Phasendifferenz beschrieben. In dieser Darstellung eines Qubits dienen Strahlteiler als Analogon zu einem Hadamard-Gatter⁷⁸.

Kombiniert man den Polarisationszustand mit dem Pfadzustand eines einzelnen Photons, erhält man ein Zwei-Qubit-System. Beide Qubit-Zustände können unabhängig voneinander manipuliert werden, indem entweder die Polarisation (z.B. durch Rotation) oder der Pfadzustand (z.B. durch eine Phasenverschiebung in einem Arm) verändert wird. Eine Zwei-Qubit-Operation wie das CNOT-Gatter würde zum Beispiel den Polarisationszustand zwischen horizontaler und vertikaler Polarisation in nur einem Arm des Interferometers vertauschen.

Im Prinzip können einem einzelnen Photon weitere Qubit-Zustände hinzugefügt werden, z.B. durch die Schaffung weiterer Pfadzustände beim Verschachteln von Interferometern ineinander⁷⁹ oder durch die Nutzung des Bahndrehimpulses der Photonen⁸⁰. Beides erhöht die Komplexität des optischen Aufbaus beträchtlich, so dass wir dies für einführende Lehraufbauten nicht empfehlen.

10.3.2 Deutsch-Jozsa-Algorithmus

Der Deutsch-Jozsa-Algorithmus⁸¹ (DJA) ist einer der ersten Proof-of-Principle-Algorithmen, der üblicherweise auf neuen Quantencomputerplattformen demonstriert wird. Im Qiskit-Lehrbuch⁸² ist der DJA der erste Quantenalgorithmus, der Anfängern vorgestellt wird.

Gegeben sei eine n -Bit-Binärfunktion $f: \{0,1\}^n \mapsto \{0,1\}$. Der DJA bestimmt, ob die Funktion konstant (gleicher Ausgabewert für jeden Eingabewert) oder ausgeglichen (die Hälfte der Eingabewerte wird auf 0 und die andere Hälfte auf 1 abgebildet) ist. Im Folgenden betrachten wir nur den Fall für $n = 1$ (auch bekannt als der Deutsch-Algorithmus), der von einem Zwei-Qubit-Quantencomputer in einem Durchgang gelöst werden kann, während ein klassischer Computer sowohl $f(0)$ und $f(1)$ mit zwei Funktionsaufrufen auswerten müsste.

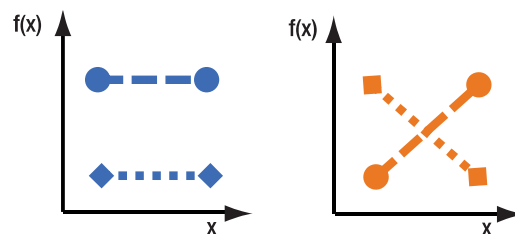


Abbildung 127 Die vier möglichen Funktionen für den Deutsch-Algorithmus: konstante (links) oder ausgeglichene (rechts) Ausgabe.

Eine mögliche Zwei-Qubit-Quantenschaltung, die das Deutsch-Problem löst, sehen Sie in Abbildung 128. Die beiden Zeilen zeigen die Operationen, die auf jedem Qubit von links nach rechts ausgeführt werden.

⁷⁸ Streng genommen führen Strahlteiler zu anderen Phasenverschiebungen als Hadamard-Gatter, aber dies kann durch andere optische Elemente oder eine entsprechende Anpassung der Interferometer-Armlängen kompensiert werden.

⁷⁹ P. G. Kwiat et al., *Journal of Modern Optics*, **47**(2-3), (2000).

⁸⁰ J. Leach et al., *Optics Express*, **17**(10), 8287 (2009).

⁸¹ D. Deutsch and R. Jozsa, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, **439**(1907), 553 (1992).

⁸² <https://learn.qiskit.org/course/ch-algorithms/quantum-circuits>

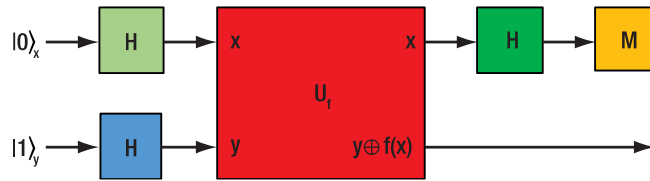


Abbildung 128 Quantenschaltung zur Lösung des Deutsch-Problems, basierend auf zwei Qubits mit den Bezeichnungen x und y . Sie verwendet drei Hadamard-Gatter (H) und ein Zwei-Qubit-Gatter (U_f), das im Text beschrieben wird. Das Ergebnis ergibt sich aus der Messung des Zustands von Qubit x (M).

Die Hadamard-Gatter werden verwendet, um einen separierbaren Überlagerungs-Anfangszustand für beide Qubits (x und y) zu erzeugen, d.h.:

$$|x\rangle |y\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)_x \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)_y$$

Das Zwei-Qubit-Gatter $U_f: |x\rangle |y\rangle \rightarrow |x\rangle |y \oplus f(x)\rangle$ invertiert im Wesentlichen den Zustand des zweiten Qubits basierend auf dem definierten Funktionswert für die Zustände des ersten Qubits und kann einfach durch (kontrollierte) NOT-Gatter realisiert werden. Nach dieser Operation erhält man folgenden Qubit-Zustand:

$$|x\rangle |y\rangle = \frac{1}{2} \left((-1)^{f(0)} |0\rangle + (-1)^{f(1)} |1\rangle \right)_x \cdot (|0\rangle - |1\rangle)_y$$

Beachten Sie, dass aufgrund der Eigenschaften des gewählten Anfangszustands der resultierende y -Qubit-Zustand identisch mit dem Eingangszustand bleibt, während die Information über die Lösung durch einen Prozess namens Phase-Kickback⁸³ in das x -Qubit eingepreßt wird.

Je nachdem, ob die Funktion konstant oder ausgeglichen ist, befindet sich das x -Qubit in einem von zwei Überlagerungszuständen $|x\rangle \propto (|0\rangle \pm |1\rangle)$. Nach dem letzten Hadamard-Gatter befindet sich das x -Qubit in einem reinen $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ Basiszustand, der theoretisch ohne Unsicherheit gemessen werden kann. Wenn die Messung den $|0\rangle$ Zustand ergibt, ist die Funktion konstant. Wenn der $|1\rangle$ Zustand gemessen wird, ist die Funktion ausgeglichen.

10.3.3 Optische Implementierung

Die oben beschriebene Quantenschaltung kann, wie in Abbildung 129 dargestellt, auf einen optischen Interferometeraufbau⁸⁴ abgebildet werden. Hierbei gibt es eine 1:1-Entsprechung zwischen den Quantengattern und den verwendeten optischen Elementen.

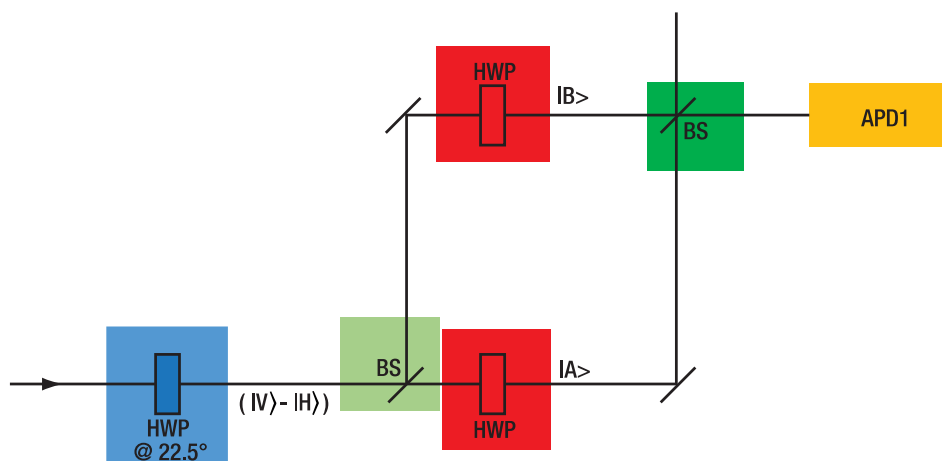


Abbildung 129 Schema für die optische Implementierung des Deutsch-Algorithmus in einer Mach-Zehnder-Interferometer-Konfiguration. Die farblich hervorgehobenen Elemente entsprechen den Elementen der Quantenschaltung in Abbildung 128.

⁸³ <https://learn.qiskit.org/course/ch-gates/phase-kickback>

⁸⁴ M. Scholz et al., Physical Review Letters, **96**(18), 180501 (2006).

Hier wird der erste Qubit-Zustand $|x\rangle$ durch die beiden Pfadzustände des einzelnen Photons in einem Interferometer dargestellt und das Qubit $|y\rangle$ wird durch den Polarisationszustand repräsentiert.

Die Initialisierung des Zustands erfolgt durch die Einstellung der Polarisation auf $|y\rangle \propto |V\rangle - |H\rangle$, d.h. die lineare Polarisation wird um 45° gegen die vertikale Achse gedreht. Dies kann mit einem Polarisator oder einer Halbwellenplatte geschehen. Der $|x\rangle \propto |A\rangle + |B\rangle$ Zustand wird durch einen 50:50-Strahlteiler erzeugt und die relative Phase wird über die Weglängen des Interferometers eingestellt.

Je nachdem, welche Art von Funktion zur Demonstration des Deutsch-Algorithmus verwendet wird (konstante oder ausgeglichene Funktion), müssen die Polarisationszustände $|V\rangle \leftrightarrow |H\rangle$ vertauscht werden, wenn $f(x) = 1$. Dies geschieht durch die Einführung von HWP(s), die auf 45° in Bezug auf die Vertikale eingestellt sind, in einen der Interferometerarme für eine ausgeglichene Funktion oder in keinem Arm bzw. beiden Armen für eine konstante Funktion.

Das letzte Hadamard-Gatter wird wiederum durch die Kombination beider Arme an einem Strahlteiler dargestellt, wobei aufgrund der Interferenz zwischen den Zuständen $|A\rangle$ & $|B\rangle$ die Photonen nur durch einen der Ausgänge austreten, je nach Art der Funktion.

Eine zweite Möglichkeit, das Geschehen im Interferometer zu interpretieren, erfordert keine Kenntnisse der Quantenmechanik und berücksichtigt lediglich die Auswirkungen der optischen Elemente auf die Photonen:

Ein Interferometer ist so aufgebaut, dass alle Photonen linear polarisiert sind und durch nur einen Ausgang des rekombinierenden Strahlteilers austreten (konstruktive Interferenz). Wenn nun eine HWP in einen der Arme eingeführt wird, so dass die langsame Achse parallel zur Polarisationsachse ausgerichtet ist, verschiebt sich der relative Phasenunterschied zwischen den Armen um π , so dass alle Photonen am anderen Ausgang des Strahlteilers austreten. Durch die Einführung von HWPs in beiden Armen bleiben die Phasendifferenz und der Ausgangsport im Vergleich zur Ausgangssituation unverändert. Wenn die Polarisation des Photons an der langsamen Achse der HWP ausgerichtet ist, bleibt auch sein Polarisationszustand unverändert, was mit den Schlussfolgerungen aus der Analyse der Quantenschaltungen übereinstimmt.

Im Kit verwenden wir ein Interferometer in Michelson-Konfiguration anstelle der oben beschriebenen Mach-Zehnder-Konfiguration. Letztere ist für die theoretische Diskussion von Vorteil, da jede Gatter-Operation einem einzelnen optischen Element entspricht. Das Michelson-Interferometer ist für die experimentelle Umsetzung praktischer, da es einfacher ist, die Phasendifferenz zwischen den beiden Armen zu justieren und zu kontrollieren. Die Analogie zu den Quantenschaltungen bleibt unverändert, aber wir benötigen nur ein Strahlteiler-element für beide Hadamard-Operationen auf dem Pfad-Qubit. In der Michelson-Konfiguration werden die Elemente in den Interferometerarmen in beide Richtungen durchlaufen; daher sind die Phasenverschiebungen doppelt so groß. Um die gleichen Phasenverschiebungen wie in der Mach-Zehnder-Konfiguration zu erreichen, verwenden wir Viertelwellenplatten (engl.: quarter-wave plate, QWP) anstelle von HWPs.

10.3.4 Experimentelle Realisierung

Für die experimentelle Umsetzung werden die folgenden zusätzlichen Komponenten benötigt, die nicht in diesem Kit enthalten sind:

- 2 x LCC1111-B
- 2 x KLC101
- 1 x TPS002
- 2 x Montagesatz, jeweils:
 - RS1.5P8E (RS1.5P4M)
 - RS4M



- 8-32 (M4) Madenschraube, 3/4" (20 mm) lang⁸⁵
- RSP1D(/M)

Wir empfehlen, anstelle des MB8 (MB2020/M) Aluminium-Breadboards ein 20 x 20 cm großes Edelstahlbreadboard als Basis für das Michelson-Interferometer zu verwenden, um thermische Driteffekte zu reduzieren. Diese können Sie bei Thorlabs als Sonderanfertigung bestellen, vergleichbar mit dem MB6S (MB15S/M) Breadboard.

Die Phasendifferenz zwischen den Armen des Interferometers spielt eine entscheidende Rolle für die Quantenberechnung. Da manuelle Justiersversuche, wie das Bewegen einer Wellenplatte, diese Phasenbeziehung stark stören, verwenden wir ein Paar Flüssigkristallzellen (engl.: liquid crystal cell, LCC), um die Phasen in beiden Armen zu kontrollieren und die effektive Anwesenheit einer Wellenplatte in jedem Arm zu schalten, ohne mechanische Teile zu bewegen. Auf diese Weise muss der Aufbau nur einmal justiert werden, analog zum Quantenradierer-Experiment (Abschnitt 7.7), um die durch die Zellen verursachten Strahlabweichungen zu korrigieren. Da die Glaswände der Zellen eine beträchtliche Dispersion aufweisen, muss in jedem Arm eine Zelle verbaut werden oder eine geeignete Kompensationsplatte im Arm ohne Flüssigkristallzelle platziert werden.

Die KLC101 Controller werden verwendet, um die richtigen Wechsellspannungssignale für einen langlebigen Betrieb der LCCs anzulegen. Die Controller können manuell über die Bedienelemente auf der Oberseite oder mit der Kinesis-Software (empfohlen)⁸⁶ bedient werden. Ihr Betrieb ist nicht in die Software für dieses Kit integriert. Einzelheiten zur Bedienung entnehmen Sie bitte dem Handbuch des KLC101 Controllers.

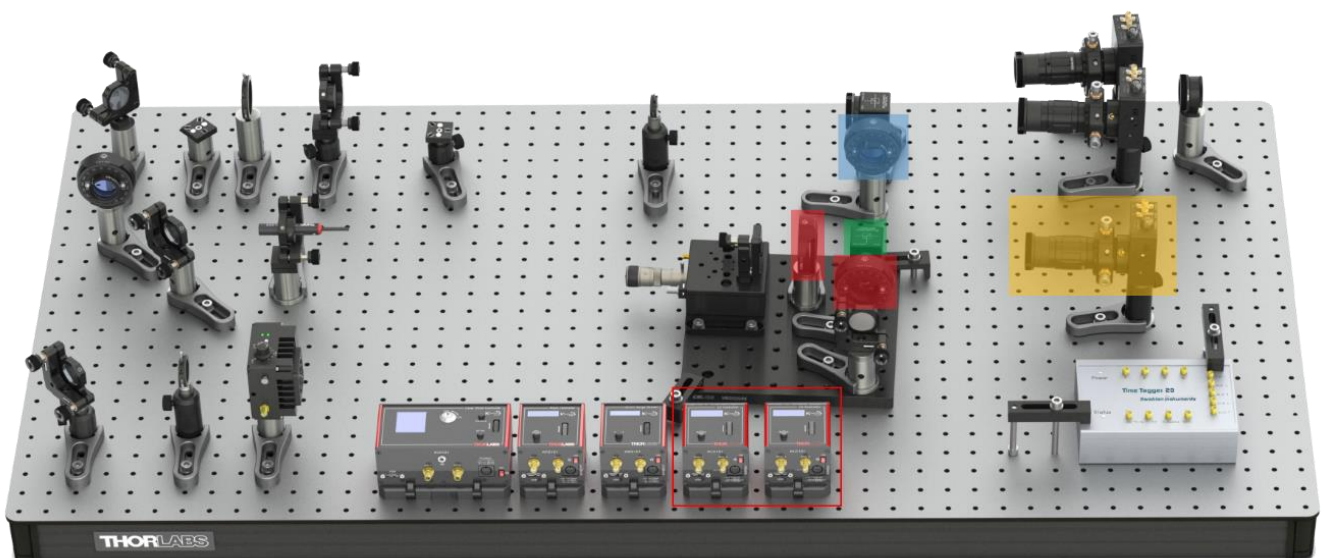


Abbildung 130 Vollständig eingerichteter Aufbau für den Deutsch-Algorithmus. Die farblich hervorgehobenen Elemente entsprechen den Elementen der Quantenschaltung in Abbildung 128 und Abbildung 129. Details finden Sie im Text. Die zusätzlichen KLC101-Controller befinden sich innerhalb des roten Rechtecks.

Abbildung 130 zeigt die Implementierung des DJA auf der Grundlage dieses Bausatzes mit zwei Flüssigkristall-Retardern LCC1111-B und Flüssigkristall-Controllern KLC101. Die HWP zwischen den beiden Strahlteilern und der Rest des Aufbaus bleiben in der gleichen Ausrichtung wie im Quantenradierer-Experiment. Vom Michelson-Board aus gesehen, in Richtung des ersten Strahlteilers blickend, sollte die schnelle Achse des HWP um $22,5^\circ$ gegen den Uhrzeigersinn gedreht sein.

⁸⁵ Diese Schrauben können Sie in Packungen zu 50 Stück unter der Teilenummer SS8S075 (SS4MS20) bestellen.

⁸⁶ Wenn Sie die Kinesis-Software verwenden, stellen Sie keine Verbindung zu den Controllern KLD101, KSG101 und KPZ101 her, da sich die EDU-QOP1-Software sonst nicht mit ihnen verbinden kann. Wir empfehlen Ihnen, zuerst die EDU-QOP1 Software zu starten, dann werden nur die KLC101 Controller in Kinesis aufgelistet.

1. Montieren Sie die LCC-Komponenten in ihre Halter, wie in der Explosionsdarstellung gezeigt, und justieren Sie sie in das Michelson-Interferometer, genauso wie die Polarisatoren im Quantenradierer-Experiment (Abschnitt 7.7). Die Ausrichtungen der langsamen Achsen der LCCs sehen Sie in Abbildung 131:
 - Wenn Sie vom **festen Spiegel** auf den Strahlteiler blicken, sollte die langsame Achse der Wellenplatte in diesem Arm um **45° gegen den Uhrzeigersinn** von der 12-Uhr-Position (vertikal) ausgerichtet sein.
 - Wenn Sie vom **Positioniertischspiegel** auf den Strahlteiler blicken, sollte die langsame Achse der Wellenplatte in diesem Arm um **45° im Uhrzeigersinn** von der 12-Uhr-Position (vertikal) ausgerichtet sein.



Abbildung 131 Ausrichtung der LCCs im Michelson-Interferometer

2. Stellen Sie beide KLC101-Steuerungen auf $V_{\text{HIGH}} = 20 \text{ V}$ ein, bei der sich die LCC so verhält, als gäbe es keine Wellenplatte im System. Diese Spannung kann als „Preset 1“ im KLC101 Controller gespeichert werden. Navigieren Sie auf der Vorderseite des KLC101 Controllers mit der Menütaste und dem Scrollrad zu „LC config“ → „Set Preset 1“ → „Set Volt 1: 20V“ und bestätigen Sie, um das Preset zu speichern. Um ein Preset auszuwählen, navigieren Sie zu „LC output“ → „Preset1 V1 enabled“ → „Preset V1 20V“. In der Kinesis-Software brauchen Sie nur auf die Preset-Anzeigen zu klicken, um sie auszuwählen (sie leuchten dann grün) und die Spannung des Presets mit dem blauen „Set“-Pfeil einzustellen.
3. Richten Sie das Interferometer aus, analog zur Beschreibung für den Quantenradierer (siehe Abschnitt 7.7), so dass Sie ein Interferenzmuster der LED sehen.
4. Verwenden Sie den Michelson-Tab in der Software, um ein Einzelphotonen-Interferenzmuster aufzuzeichnen. Suchen Sie nach einer Tischposition mit einem Minimum im Interferenzsignal (siehe Abbildung 132). Geben Sie diesen Wert als Startposition im Michelson-Tab ein. Der Positioniertisch wird an dieser Position gehalten, solange kein Scan gestartet wird.

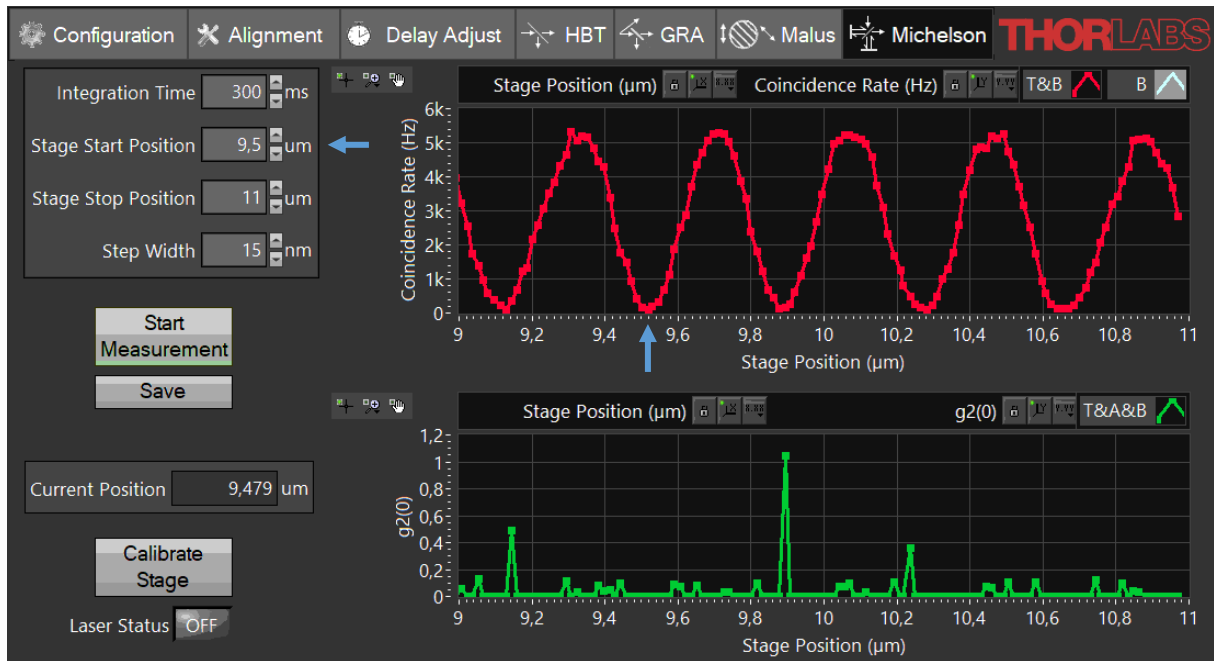


Abbildung 132 Auswahl eines Arbeitspunktes im Interferenzmuster. Hier wurde $9,5 \mu\text{m}$ gewählt.

5. Dies wird der Arbeitspunkt für die Kalibrierung der LCCs und spätere Messungen sein. Wenn sich die Temperatur des Michelson-Breadboards ändert und es sich ausdehnt oder zusammenzieht, beeinflusst dies die Phase des Interferogramms am Arbeitspunkt. Während der Kalibrierung der LCCs muss die Phase stabil sein. Sollten Sie während der Kalibrierung einen deutlichen Phasendrift feststellen, müssen Sie mit einem neuen Arbeitspunkt beginnen.
6. Wechseln Sie in der Software zum Alignment-Tab und überwachen Sie die T&B Koinzidenzzählrate, während Sie die Spannung V_{LOW} („Preset 2“) eines der beiden KLC101 Controller zwischen 1,5 und 2,5 V⁸⁷ einstellen. Sobald ein Maximum in der Rate erreicht ist, haben Sie die richtige Spannungseinstellung für die gewünschte (relative) Viertelwellenverzögerung kalibriert. Die Interferenzmuster im Michelson-Tab sollten eine Halbwellen-Phasenverschiebung aufweisen, wenn Sie zwischen den beiden definierten hohen und niedrigen Spannungseinstellungen am Controller wechseln, wie in Abbildung 133 gezeigt.
7. Setzen Sie beide KLC101 Controller auf $V_{\text{HIGH}} = 20 \text{ V}$ zurück und wiederholen Sie den obigen Vorgang mit dem anderen Controller, um auch die zweite Flüssigkristallzelle zu kalibrieren.
8. Sich ändernde Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit verschieben die Phase des Interferenzmusters mit der Zeit. Um korrekte Ergebnisse mit dem Deutsch-Algorithmus zu erhalten, müssen Sie die Position des Tisches wie im vierten Schritt nachjustieren, um den Arbeitspunkt von Zeit zu Zeit zu aktualisieren. Siehe auch Abschnitt 10.3.6.

⁸⁷ Aus dem werkseitigen Testblatt der Flüssigkristallzelle lässt sich ein engerer Spannungsbereich errechnen, in dem eine Viertelwellenverzögerung gefunden werden kann.

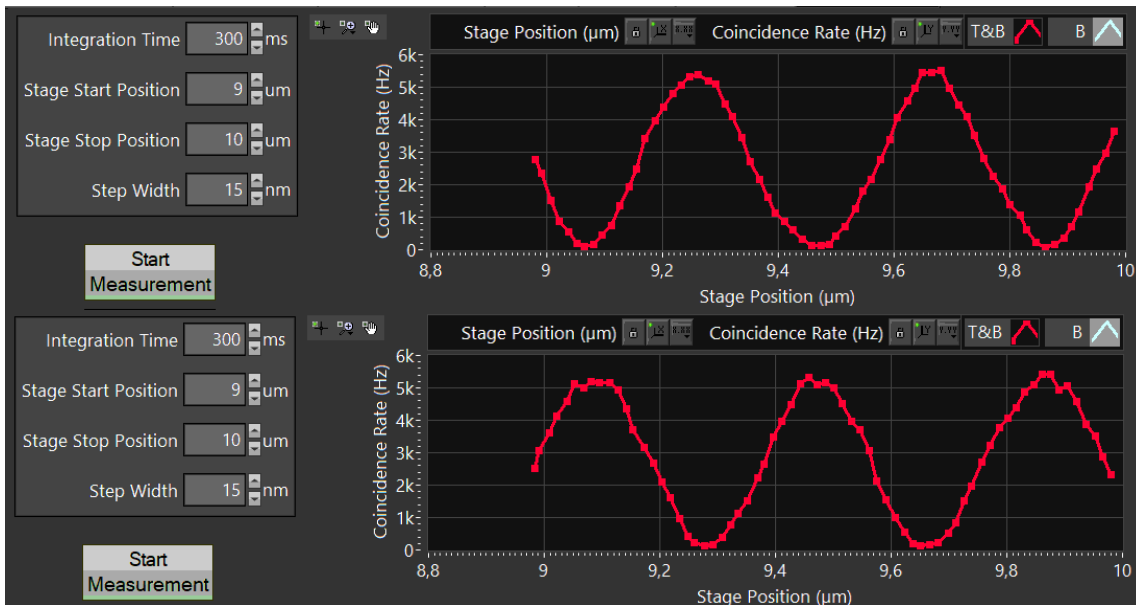


Abbildung 133 Michelson-Signal mit beiden LCC-Spannungen bei 20 V (oben) und einer LCC-Spannung bei kalibrierter niedriger Spannung (unten)

10.3.5 Beispielmessungen

Der Deutsch-Algorithmus kann nun für jede der vier möglichen Funktionseingaben getestet werden:

- Zwei konstante Funktionen - Minimale T&B Koinzidenzzählrate:
 - Beide LCC-Spannungen sind auf V_{HIGH} . Effektiv enthält kein Arm eine Wellenplatte.
 - Beide LCC-Spannungen sind auf V_{LOW} . Effektiv enthalten beide Arme eine Wellenplatte.
- Zwei ausgewogene Funktionen - Maximale T&B Koinzidenzzählrate:
 - Nur eine LCC-Spannung ist auf V_{HIGH} , die andere liegt bei V_{LOW} . Nur der Arm, der auf die Spannung V_{LOW} eingestellt ist, enthält tatsächlich eine Wellenplatte.

Abbildung 134 zeigt den Ergebniszustand des Deutsch-Algorithmus für alle vier möglichen Funktionen. Alle einzelnen Photonen verlassen das Michelson-Interferometer entweder am Ausgang mit dem Detektor im Falle von ausgeglichenen Funktionen (maximale Zählrate) oder verlassen es durch den Eingang im Falle von konstanten Funktionen (minimale Zählrate). Auf diese Weise können wir beide Arten von Funktionen anhand unseres Detektorsignals unterscheiden.

Während die Ergebnisse durch den oben vorgestellten quantenmechanischen Formalismus vollständig interpretiert werden können, gibt es eine andere Erklärung, die überhaupt keine Quantenmechanik erfordert:

- Die lineare Eingangspolarisation unserer Einzelphotonen ist genau auf die langsamen Achsen der LCCs ausgerichtet. Daher gibt es keine Nettoänderung des Polarisationszustands, sondern nur eine zusätzliche Verzögerung um eine Viertelwellenlänge bei jedem Durchgang durch die Zelle, wenn die Spannung auf V_{LOW} eingestellt ist.
- Wenn beide LCCs auf minimale Verzögerung (V_{HIGH}) eingestellt sind, wird der Arbeitspunkt des Interferometers so gewählt, dass am Ausgang des Detektors destruktive Interferenz auftritt und alle Photonen durch den Eingang austreten.
- Das Umschalten einer der LCCs auf niedrige Spannung (V_{LOW}) führt zu einer Phasenverschiebung um eine halbe Wellenlänge in dem entsprechenden Interferometerarm. Dies kehrt die Interferenzbedingungen für Ein- und Ausgang um und alle Photonen verlassen nun das Interferometer zum Detektor hin.
- Wenn Sie beide LCCs auf niedrige Spannung schalten (V_{LOW}) führt dies zur gleichen Phasenverschiebung in beiden Armen und die Interferenzbedingungen sind analog zum ersten Fall.

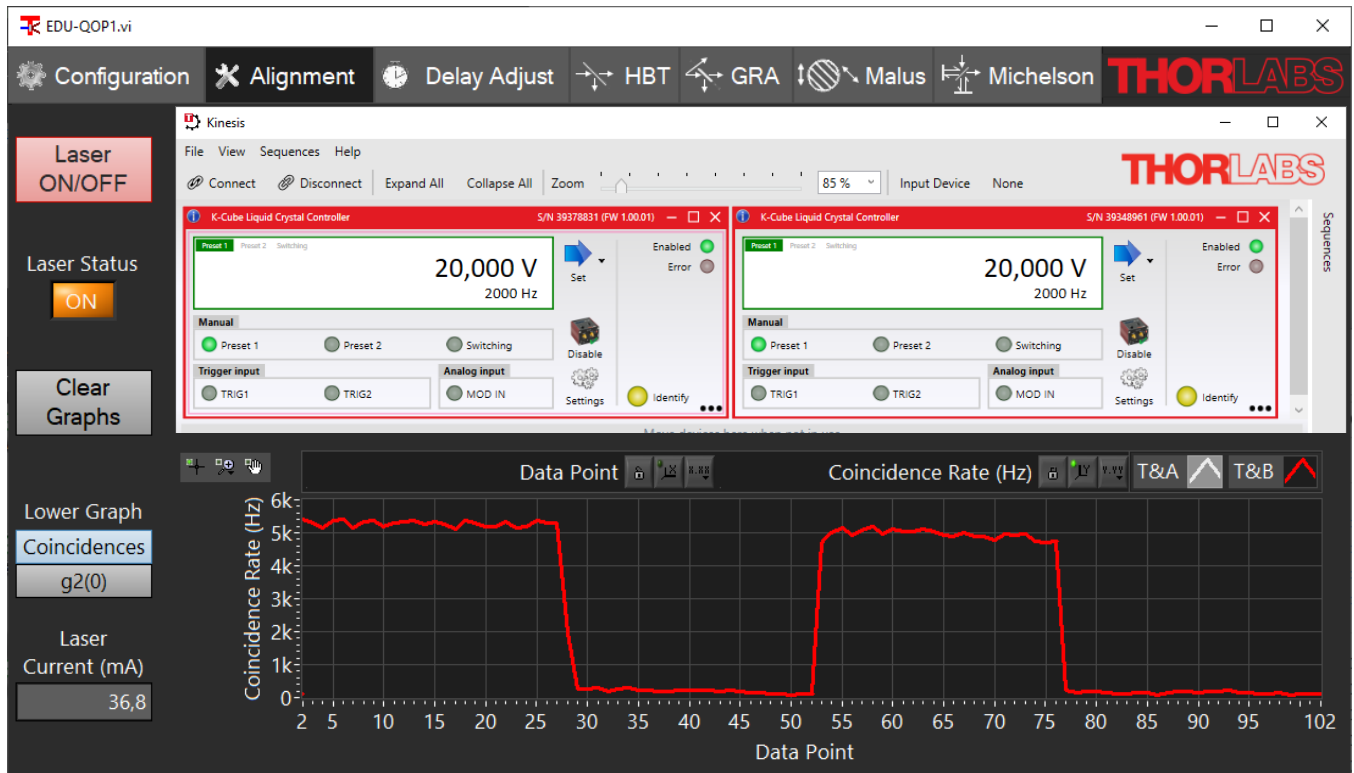


Abbildung 134 T&B Koinzidenzsignal für alle vier Funktionen des Deutsch Algorithmus mit Spannungskombinationen $V_{HIGH}V_{LOW} \rightarrow V_{LOW}V_{LOW} \rightarrow V_{LOW}V_{HIGH} \rightarrow V_{HIGH}V_{HIGH}$. Der Einschub zeigt die Kinesis-Einstellungen für die letzte Kombination.

10.3.6 Diskussion der Fehlerquellen

Wenn sich der Aufbau nicht perfekt im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet, ändert sich die Temperatur des Michelson-Breadboards mit der Zeit und es zieht sich zusammen oder dehnt sich aus. Dies kann zu einer Drift der relativen Phase zwischen den beiden Interferometerarmen führen, was den Zählratenkontrast zwischen den beiden Ergebniszuständen verringert und schließlich sogar die Bedeutung der minimalen und maximalen Ratenzustände umkehren kann. Dies veranschaulicht die immense Bedeutung, die Phasenstabilität und Phasenrauschen in Quantenschaltkreisen haben, und ist eine gute Gelegenheit, diese Herausforderung bei aktuellen Forschungs- und Entwicklungsprojekten zu diskutieren. In diesem Beispiel beeinflussen Rauschen und Drift die Phasendifferenz zwischen $|A\rangle$ & $|B\rangle$ des $|x\rangle$ Qubit-Zustand.

- Wenn Sie das Aluminium-Breadboard durch ein Gegenstück aus Edelstahl ersetzen, werden die Auswirkungen des thermischen Drifts reduziert.
- Luftströmungen führen ebenfalls zu Phasenrauschen und können unterdrückt werden, indem das Interferometer in einem Kasten untergebracht wird, siehe Abschnitt 12.3.

Außerdem können wir zeigen, wie wichtig eine saubere Initialisierung des Qubit-Zustands ist: Es ist möglich, die HWP zwischen beiden Strahlteilern zu drehen, was den Eingangspolarisationszustand, d.h. den anfänglichen Qubit-Zustand, definiert $|y\rangle$. Dies ändert die Ergebnisse für die ausgeglichenen Funktionskonfigurationen. Sobald der HWP aus der optimalen Position gedreht wird, sinkt die Koinzidenzzählrate des ausgeglichenen Funktionszustands. Wenn wir nur ein einziges Photon zur Erkennung des Zustands verwenden, wäre unsere Berechnung nicht mehr zuverlässig, da die Möglichkeit besteht, dass das Photon den Detektor nicht erreicht, sondern das Michelson-Interferometer durch den Eingang verlässt. Schließlich erhält man identische Zählraten für alle Funktionen man die Eingangspolarisation um 90° auf $|y\rangle \propto |V\rangle + |H\rangle$ dreht. Mit Hilfe des quantenmechanischen Formalismus kann man zeigen, dass der DJA mit diesem Eingangszustand nicht funktioniert. Aus optischer Sicht lässt sich das folgendermaßen verstehen: Die Eingangspolarisation steht jetzt

senkrecht zu den langsamen Achsen der LCCs. Daher hat das Umschalten der Retardierung der LCCs keine Auswirkungen auf die übertragenen Photonen.

10.3.7 Weitere Algorithmus-Ideen

Andere optische Implementierungen von QC-Algorithmen, wie der Grover-⁸⁸ und der Shor-^{89,90} Algorithmus, finden Sie in der Literatur. Wenn Sie konkrete Implementierungen haben, die den Umfang dieses Kits sinnvoll erweitern könnten, zögern Sie bitte nicht, uns zu kontaktieren.

10.4 Direkte Beobachtung der Detektorpulse

Zu Lehrzwecken können Sie die TTL-Pulse, die von den drei Detektoren erzeugt werden, direkt betrachten. Die Beobachtung der eingehenden Impulse kann hilfreich sein, um ein Verständnis für die unterschiedliche zeitliche Verteilung der Paarquelle im Vergleich zu einer klassischen Lichtquelle zu entwickeln. Auf der Grundlage dieser Beobachtungen können die im Theorieteil beschriebenen statistischen Größen weiter motiviert werden.

Die direkte Betrachtung der Pulse hilft auch bei der Diskussion technischer Aspekte der Detektoren, wie Pulslänge, Jitter oder Nachpulse (siehe Kapitel 4).

Zum Betrachten der Detektorimpulse können Sie jede Art von Oszilloskop oder Logikpegelanalysator mit einer zeitlichen Auflösung in der Größenordnung von Nanosekunden verwenden, d.h. mit einer Mindestbandbreite von etwa 1 Gigahertz. Der im Kit enthaltene Time Tagger hat auch ein Logikpegel-Oszilloskop als Softwaremodul integriert, das am Ende dieses Abschnitts beschrieben wird.

Die empfohlenen allgemeinen Einstellungen für alle Oszilloskoptypen sind:

- Ein Anzeigezeitfenster von 200 - 500 Nanosekunden
- Ein maximaler Spannungspegel von 5 V
- Ein Triggerpegel von 0,5 - 2 V
- Eine negative Triggerverzögerung von einigen 10 Nanosekunden, um zu zeigen, was passiert, bevor der Triggerimpuls ankommt
- Triggerung auf Impulse des Detektors T

Sie können alternativ auch auf die Detektoren A oder B triggern. Die Triggerung auf Detektor T wird jedoch ähnliche relative Häufigkeiten von Koinzidenzereignissen zeigen wie in den oben beschriebenen Experimenten. Da die Erkennungsraten auf Detektor T am höchsten sind (während A oder B aufgrund des Strahlteilers maximal die Hälfte der Rate haben), werden viele Triggerereignisse nur einen Triggerimpuls ohne Koinzidenz zeigen. Auch ohne den Strahlteiler, wie in Abschnitt 4.1 erwähnt, ist die Wahrscheinlichkeit von Koinzidenzen relativ gering, da die Erkennungseffizienz der SPDMA-Detektoren unter 50% liegt und nicht jedes Mal beide Photonen eines Paares erkannt werden.

Um das Scope-Modul des Time Taggers zu verwenden, starten Sie die Time Tagger Lab Software (zu sehen in Abbildung 135), die mit der Installation der für das Kit erforderlichen Treiber geliefert wird. Wählen Sie Ihren Time Tagger, der mit den Detektoren verbunden ist.

⁸⁸ P. G. Kwiat et al., *Journal of Modern Optics*, 47(2-3), (2000).

⁸⁹ C. Y. Lu et al., *Physical review Letters*, 99(25), 250504 (2007).

⁹⁰ B. P. Lanyon et al., *Physical Review Letters*, 99(25), 250505 (2007).

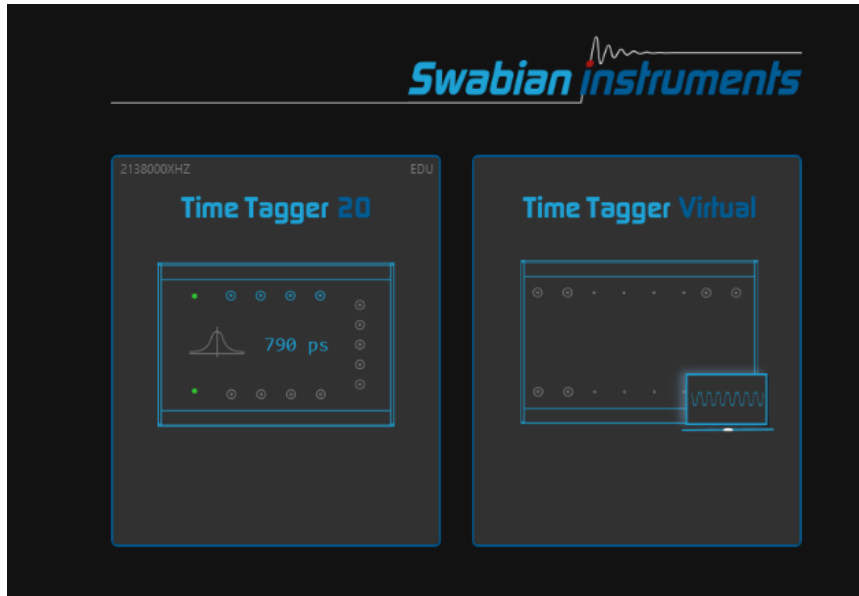


Abbildung 135 Startseite der Time Tagger Software

Nachdem Sie sich mit Ihrem Time Tagger verbunden haben, sehen Sie den Home-Tab mit einer visuellen Darstellung des Geräts und einer Live-Ansicht der eingehenden Zählraten an den drei angeschlossenen Detektoreingängen. Verwenden Sie den Schalter oben, um zur Detailansicht zu wechseln, wo Sie die Eingangsverzögerungen einstellen können (siehe Abbildung 136). Beachten Sie, dass Sie die gleichen Verzögerungswerte für die ansteigenden und abfallenden Flanken einstellen müssen, damit das Oszilloskopmodul die tatsächlichen Eingangssignale anzeigt. Sie sollten für Kanal T (1) eine Verzögerung von Null und für die Kanäle A (2) und B (3) die gleichen Werte für die Eingangsverzögerung verwenden, wie sie mit dem Delay Adjust Tab in der Software dieses Kits kalibriert wurden. Sie können den Kanälen hier auch Namen zuweisen, die dann in der Software angezeigt werden.

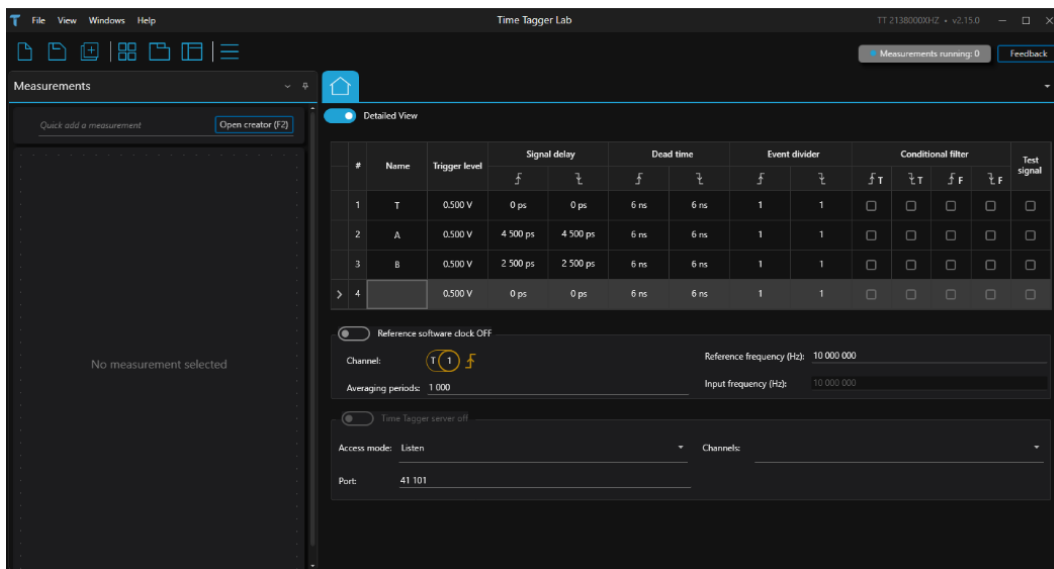


Abbildung 136 Detaillierte Ansicht im Home-Tab der Time Tagger Software

Klicken Sie in der linken Seitenleiste „Measurements“ auf „Open creator“ (oder drücken Sie die F2-Taste) und wählen Sie im neuen Fenster „Logic level time trace – Scope“. Hier können Sie bereits die Scope-Einstellungen wie unten angegeben vornehmen (siehe Abbildung 137). Nachdem Sie auf die Schaltfläche „Add measurement“ in der unteren linken Ecke geklickt haben, öffnet sich der Tab „Logic level time trace“.

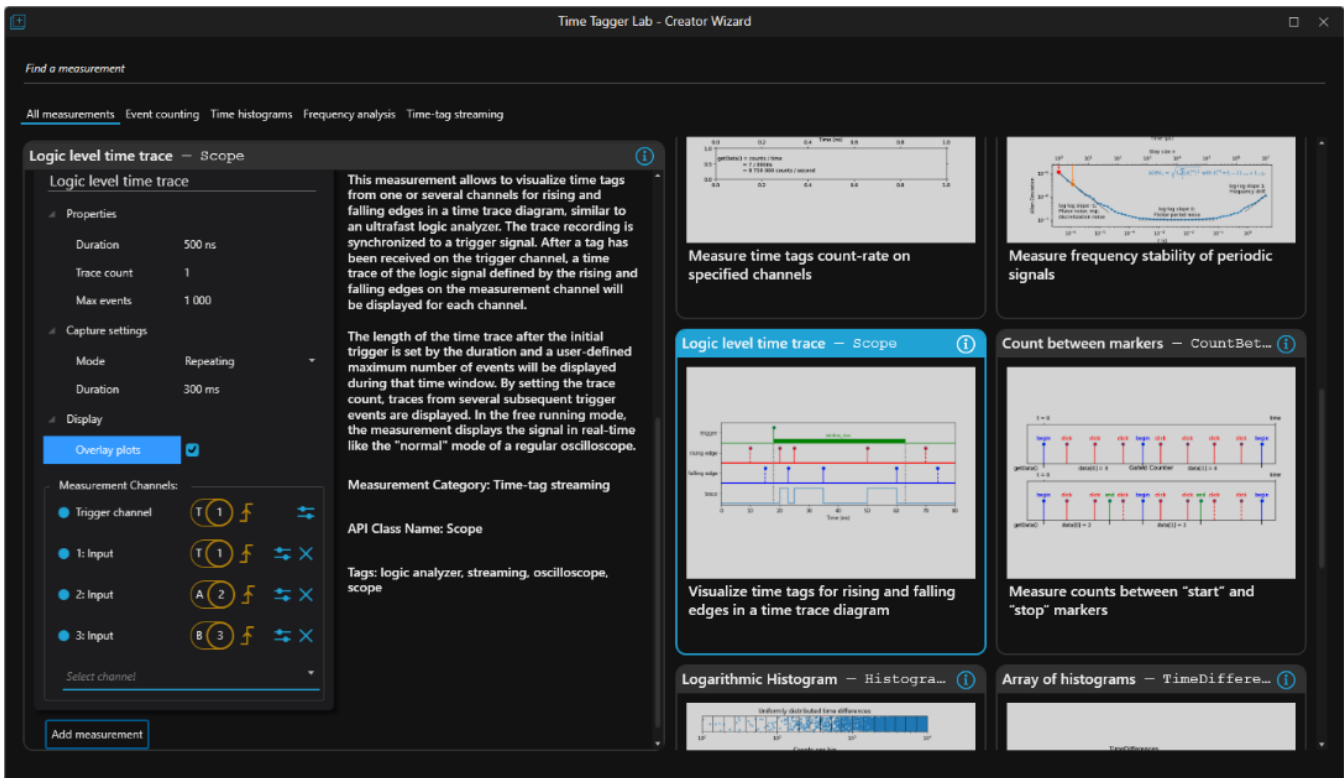


Abbildung 137 Einrichtung des Scopes in der Time Tagger Software

Im Bereich „Logic level time trace“ (siehe Abbildung 138) zeigt das obere Diagramm den Zeitbereich an, wie er im Eigenschaftsfenster auf der linken Seite eingestellt ist. Eventuell müssen Sie die Messung mit der Schaltfläche Play links neben dem oberen Diagramm starten. Das untere Diagramm zeigt eine Visualisierung der Zählraten an den Eingängen ab dem Beginn der Messung. Die Messung dieser Raten ist nicht auf die Dauer des oberen Zeitbereichs beschränkt.

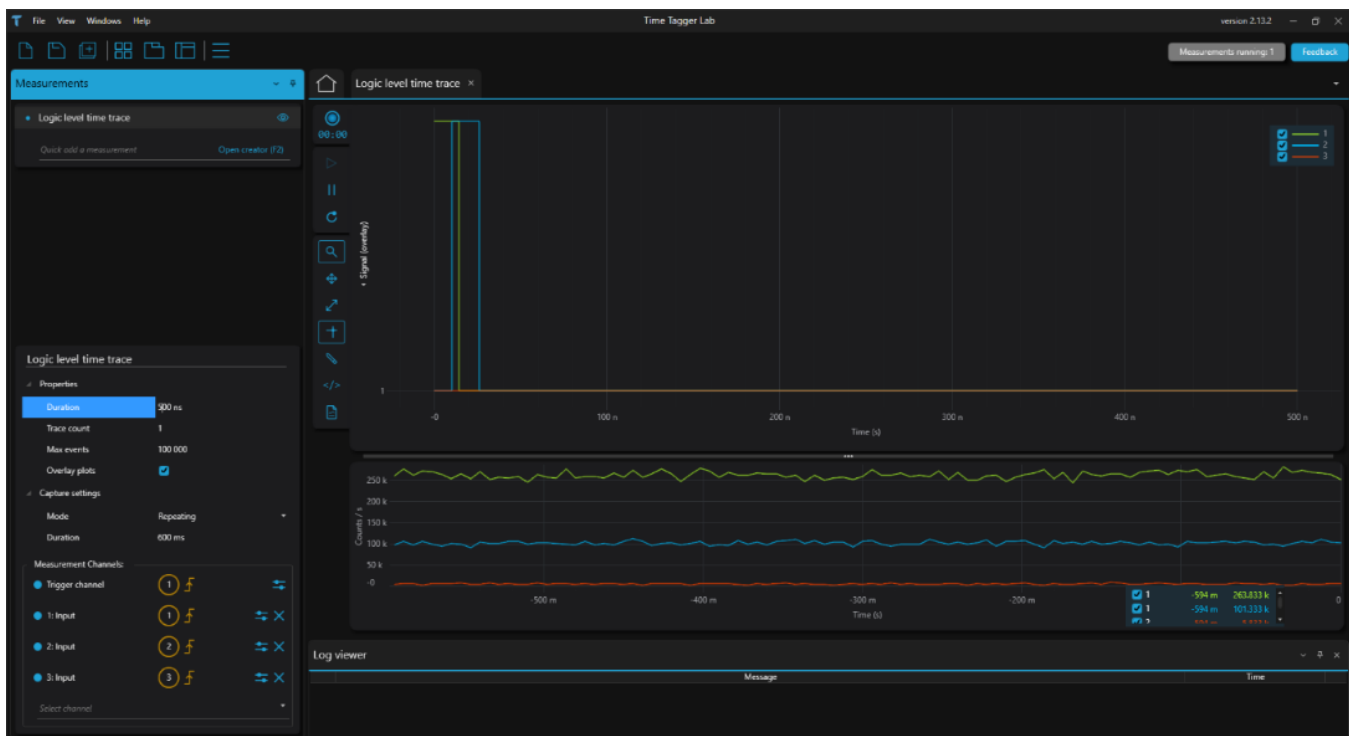


Abbildung 138 Tab „Logic level time trace“ in der Time Tagger Software

Beachten Sie, dass die Time Tagger Hardware immer nur von einer Softwareanwendung gleichzeitig verwendet werden kann. Um die Software für das Kit zu verwenden, müssen Sie das Time Tagger Lab schließen (und umgekehrt).

Kapitel 11 Software

11.1 Software-Installation

- Schließen Sie den im Kit enthaltenen USB-Stick an Ihren PC an.
- Der Ordner enthält vier Installationsprogramme (EDU-QOP1 Software, Thorlabs Kinesis, Swabian Instruments Time Tagger Software und dotnet-runtime). Installieren Sie alle vier Elemente (die dotnet-runtime Datei muss vor der Time Tagger Software installiert werden).
- Alternativ können Sie auch die Webseiten von Thorlabs, Swabian Instruments und Microsoft⁹¹ besuchen, um die neueste Version der jeweiligen Software zu installieren.

11.2 Allgemeine Bemerkungen

- Beim Starten der Software wird eine Verbindungsprüfung für den Time Tagger durchgeführt. Wenn das Gerät nicht mit dem PC verbunden ist, wird eine Fehlermeldung angezeigt. Die Software wird zwar gestartet, verfügt aber über keinerlei Funktionalität. Schließen Sie in diesem Fall die Software, verbinden Sie den Time Tagger mit dem PC und starten Sie die Software erneut.
- Die Software ist für den Betrieb mit dem im Kit enthaltenen KLD101 Lasertreiber optimiert, kann aber im Prinzip mit jedem Laser verwendet werden. Falls ein anderer Laser verwendet wird, sind Funktionen wie der Ein/Aus-Knopf oder die Einstellung der Laserleistung in der Software nicht möglich und müssen manuell gesteuert werden.
- Mit den Standardeinstellungen steuert die Software den Laserschalter nicht (mit Ausnahme der Schaltfläche Ein/Aus im Alignment-Tab). Es ist möglich, den Laser zu automatisieren (siehe Abschnitt 11.9), so dass er bei Beginn einer Messung ein- und bei deren Ende sowie beim Wechsel des Tabs oder beim Schließen der Software ausgeschaltet wird.
- Die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(0)$ wird in der Software-Benutzeroberfläche als **g2(0)** angezeigt.
- Sie können die angezeigten Kurven in allen Diagrammen ändern, indem Sie mit der rechten Maustaste auf die Liniensymbole in der Legende (rechts oberhalb des Diagramms) klicken und die Option „Plot sichtbar“ aktivieren/deaktivieren. Sie können auch die automatische Skalierung der Achsen ein- und ausschalten und mit den Standard-LabVIEW-Optionen über jedem Diagramm ein- und auszoomen.
- Die Standardwerte für die meisten Steuerelemente der Software werden aus einer Konfigurationsdatei namens **Settings.xml** geladen. Diese Datei wird beim ersten Start der Software automatisch erstellt und befindet sich in Ihrem Dokumentenordner unter **\Thorlabs\EDU-QOP1**. Wenn Sie andere Standardwerte als die mitgelieferten wünschen, können Sie entweder die entsprechende Schaltfläche im Configuration-Tab verwenden, siehe Abschnitt 11.9 oder Sie ändern die Werte direkt in der Konfigurationsdatei. Die erste Option ist bevorzugt, da sie sicherstellt, dass nur gültige Parameter eingestellt werden. Sie können jederzeit zu den ursprünglichen Werten zurückkehren, indem Sie die Konfigurationsdatei löschen. Sie wird dann beim nächsten Start der Software neu erstellt.

11.3 Speichern von Ergebnissen

- Nachdem Sie in einem beliebigen Tab auf die Schaltfläche **Save** geklickt haben, erscheint ein Dialogfenster zur Auswahl des Pfades und des Dateinamens. Es reicht aus, wenn Sie nur den Namen ohne den Datentypzusatz eingeben, da die Datei automatisch als .csv-Datei gespeichert wird. Falls aktiviert (siehe Abschnitt 11.9), wird auch ein Screenshot des aktuellen Tabs in demselben Ordner gespeichert.

⁹¹ Für Kinesis lautet der Link: https://www.thorlabs.com/software_pages/ViewSoftwarePage.cfm?Code=Motion_Control

- Wenn Sie den Dialog abbrechen, wird die Messung nicht gespeichert. Wenn Sie eine Datei auswählen, die bereits existiert, werden Sie gefragt, ob Sie sie überschreiben möchten oder nicht. Wenn Sie nicht überschreiben wollen, wird die Messung nicht gespeichert. Wenn Sie sich für das Überschreiben entscheiden und die Datei gerade geöffnet ist, wird eine Fehlermeldung angezeigt.
- Zusammen mit den Messdaten werden auch die aktuellen Werte aller Einstellungen in einer separaten .xml-Datei gespeichert. Diese Datei hat den gleichen Namen wie die Messdatei mit einem zusätzlichen „_Settings“ am Ende.
- Wenn eine neue Messung gestartet wird, bevor die aktuelle Messung gespeichert wurde, gehen die aktuellen Daten verloren. Dasselbe gilt beim Beenden der Software. Das Wechseln des Tabs führt jedoch nicht zu einem Datenverlust. Es ist möglich, zum vorhergehenden Tab zurückzugehen und die Messung zu speichern.
- Sie können die Daten auch direkt aus jedem Diagramm exportieren, indem Sie mit der rechten Maustaste in das Diagramm klicken und **Exportieren** → **Daten in Zwischenablage exportieren** wählen. Die Daten können dann in eine beliebige Tabellenkalkulation eingefügt werden.

11.4 Alignment-Tab

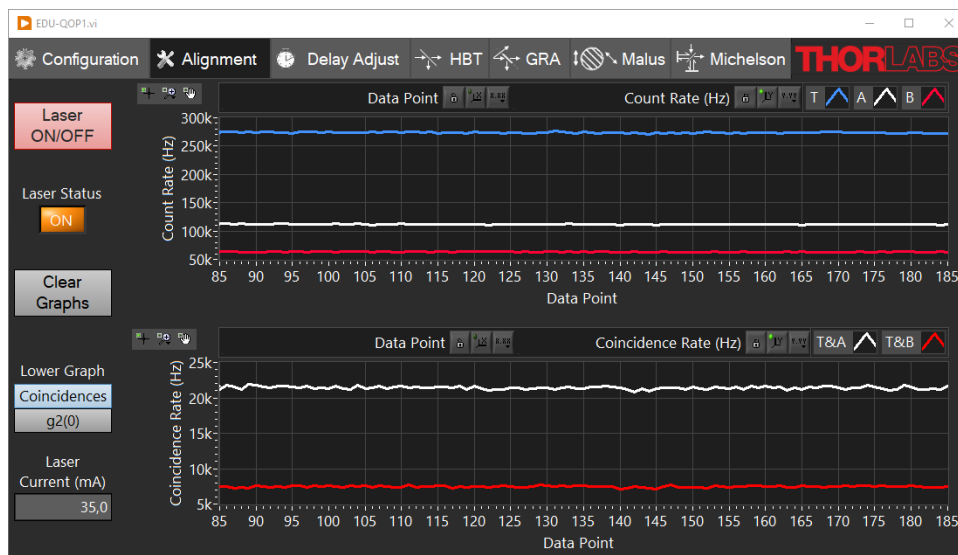


Abbildung 139 Alignment-Tab

Dieser Tab, wie in Abbildung 139 gezeigt, wird verwendet, um das Setup vor den Messungen zu justieren. Die Zählraten der drei Detektoren T, A und B werden im oberen Diagramm angezeigt, während Sie im unteren Diagramm entweder die Koinzidenzzählraten von T&A und T&B oder die Korrelation zweiter Ordnung $g^{(2)}(0)$ für diese Detektorpaare anzeigen lassen können (Einzelheiten zur Berechnung dieser Werte finden Sie in Abschnitt 3.5.2). Die Zählrate werden in Intervallen von 0,5 s gemessen und beide Diagramme werden mit der entsprechenden Rate aktualisiert (zweimal pro Sekunde).

Auf der linken Seite der Diagramme befinden sich die folgenden Steuerelemente:

- Die Taste **Laser ON/OFF** schaltet den Pumplaser ein und aus (wenn ein KLD101 Lasertreiber an den PC angeschlossen und eingeschaltet ist).
- Die Laserstatus-LED zeigt den aktuellen Laserstatus an (wenn ein KLD101 Lasertreiber an den PC angeschlossen und eingeschaltet ist).
- Die Schaltfläche **Clear Graphs** löscht alle Daten aus beiden Diagrammen.

- Mit den Optionsschaltflächen für das untere Diagramm (**Lower Graph**) können Sie umschalten zwischen der Anzeige der Koinzidenzzählraten oder der $g^{(2)}(0)$ Werte, die aus den Koinzidenzen und den Zählraten der einzelnen Kanäle berechnet wurden (siehe Abschnitt 3.5.2).
- **Laser Current (mA)**: Hier können Sie den Laserstrom für den Pumplaser einstellen, um die Pumpleistung anzupassen. Das Maximum liegt bei 100 mA, allerdings wird der Strom auch durch die Einstellung der maximalen Stromstärke im KLD101 Lasertreiber begrenzt; siehe Abschnitt 7.2.2.

11.5 Delay Adjust Tab

In diesem Tab, wie in Abbildung 140 gezeigt, wird die Messung der Verzögerungskompensation durchgeführt, wie in den Abschnitten 4.2.3, 7.4.5 und 7.5.3 erläutert. Das Diagramm zeigt die Koinzidenzzählraten der Detektoren T&A bzw. T&B in Abhängigkeit der Verzögerung zwischen den Detektoren.

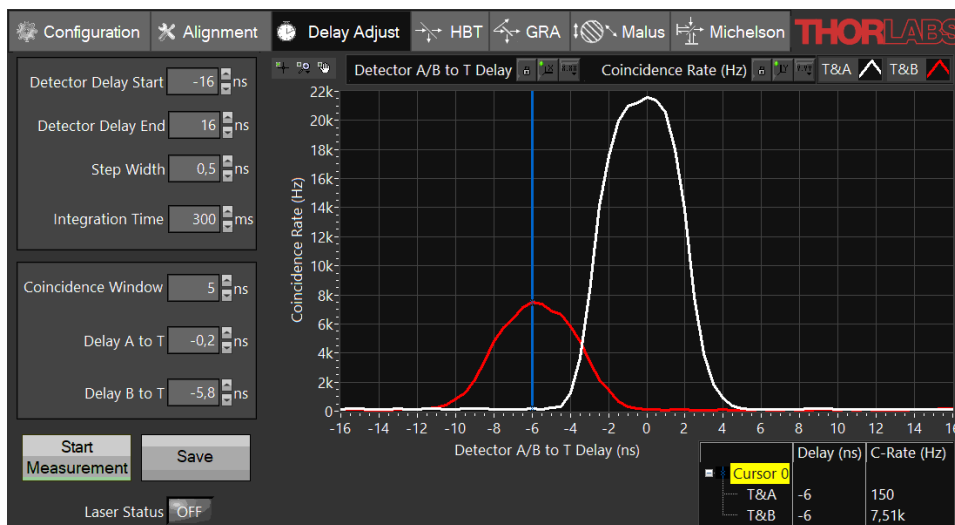


Abbildung 140 Delay Adjust Tab

Auf der linken Seite des Diagramms befinden sich die folgenden Bedienelemente:

- **Detector Delay Start / Detector Delay End**: Hier werden die Start- und Endpunkte des Verzögerungsoffsets festgelegt. Die Detektoren A und B werden um den angegebenen Betrag im Verhältnis zum Detektor T verzögert. Der Mindestwert ist -100 ns und der Maximalwert beträgt 100 ns. Der Standardbereich von -16 ns bis 16 ns sollte die meisten Fälle abdecken. Kleinere Bereiche können gewählt werden, um die Messzeit zu verkürzen.
- **Step Width**: Hier wird die Schrittweite der Messung eingestellt. Das Minimum ist 0,001 ns. Der Standardwert von 0,5 ns bietet einen guten Kompromiss zwischen Messzeit und Präzision. Größere Schrittweiten können gewählt werden, um die Messung zu beschleunigen.
- **Integration Time**: Hier wird die Zeit festgelegt, über die die Zählungen für einen einzelnen Datenpunkt gesammelt werden. Das Minimum beträgt 10 ms. Längere Zeiten führen zu weniger Rauschen, erhöhen aber die Messzeit. Der Standardwert von 300 ms bietet einen guten Kompromiss.
- **Coincidence Window**: Legen Sie das Zeitfenster fest, in dem zwei Ereignisse als Koinzidenz gezählt werden, wie in Abschnitt 4.2.2 definiert.
- **Delay A/B to T**: Stellen Sie die Zeitverzögerungskompensation für jeden Kanal ein, wie sie aus der Messung ausgelesen wird. Diese Werte werden für alle anderen Messungen in der Software verwendet und kompensieren die durch die Elektronik und die Unterschiede in der optischen Weglänge verursachte Verzögerung.
- **Start Measurement**: Wenn Sie auf diese Schaltfläche klicken, wird eine Messung gestartet. Wenn die automatische Lasersteuerung ausgeschaltet ist (Standardeinstellung) und die Software feststellt, dass der

Laser nicht aktiviert ist, wird eine Erinnerung zum Einschalten des Lasers angezeigt. Während einer laufenden Messung ändert sich die Schaltfläche zu **Stop Measurement** und kann verwendet werden, um die Messung vorzeitig zu beenden.

- **Save:** Diese Schaltfläche speichert die letzte Messung in diesem Tab als Komma-separierte Textdatei (.csv), die leicht in Tabellenkalkulationsprogramme importiert werden kann. Zusätzlich werden die aktuellen Softwareeinstellungen in einer separaten .xml-Datei im selben Verzeichnis gespeichert. Es wird auch ein Screenshot der Software gespeichert, wenn die entsprechende Einstellung aktiviert ist, siehe Abschnitt 11.9.

Der Laserstatus wird unterhalb der Schaltflächen angezeigt.

Sobald eine Messung abgeschlossen ist, können Sie die Werte der Kurven ablesen, indem Sie den Cursor (vertikale blaue Linie im Diagramm) nach links und rechts ziehen und die Werte in der Cursortabelle (unten rechts im Tab) beobachten.

11.6 HBT und GRA Tabs

Auf diesen Tabs, wie in Abbildung 141 und Abbildung 142 gezeigt, können Sie das Hanbury-Brown-Twiss Experiment und das Grangier-Roger-Aspect Experiment, wie in den Abschnitten 3.5.1 und 3.5.3 erläutert, durchführen. Beide Tabs haben eine ähnliche Struktur und unterscheiden sich nur in den dargestellten Größen.

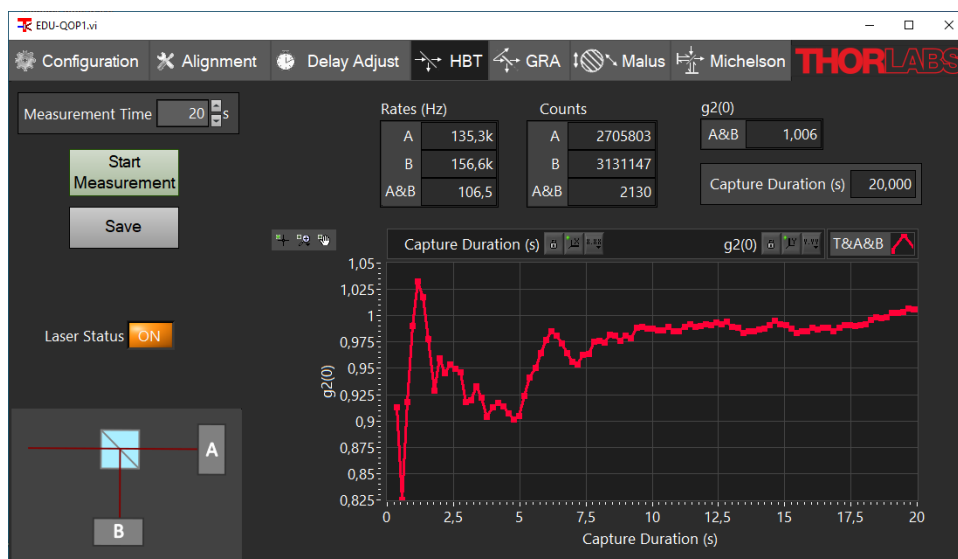


Abbildung 141 HBT-Tab

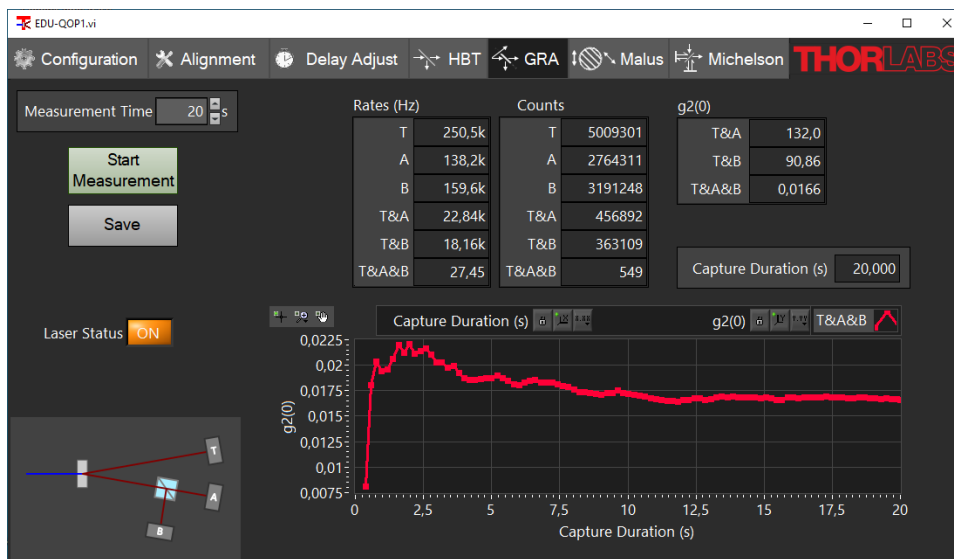


Abbildung 142 GRA-Tab

Auf der linken Seite der Tabs befinden sich die folgenden Bedienelemente:

- **Measurement Time:** Dieser Wert legt die Gesamtzeit der Messung fest. Längere Zeiten führen zu höheren Zählsummen (Counts) und verringern wiederum die statistische Unsicherheit der berechneten Autokorrelationsfunktionen.
- **Start Measurement:** Wenn Sie auf diese Schaltfläche klicken, wird eine Messung gestartet. Wenn die automatische Lasersteuerung ausgeschaltet ist (Standardeinstellung) und die Software feststellt, dass der Laser nicht aktiviert ist, wird eine Erinnerung zum Einschalten des Lasers angezeigt. Während einer laufenden Messung ändert sich die Schaltfläche zu **Stop Measurement** und kann verwendet werden, um die Messung zu beenden.
- **Save:** Diese Schaltfläche speichert die letzte Messung in diesen Tabs als Komma-separierte Textdatei (.csv), die leicht in Tabellenkalkulationsprogramme importiert werden kann. Zusätzlich werden die aktuellen Softwareeinstellungen in einer separaten .xml-Datei im selben Verzeichnis gespeichert. Es wird auch ein Screenshot der Software gespeichert, wenn die entsprechende Einstellung aktiviert ist, siehe Abschnitt 11.9 für weitere Einzelheiten.

Der Laserstatus wird unterhalb der Schaltflächen angezeigt.

Die Felder im rechten Teil des Tabs enthalten die Messergebnisse:

- Die Zählraten (Rates)
- Die Gesamtzahl der gezählten Ereignisse bzw. Koinzidenzen (Counts)
- Der von der Software berechnete $g^{(2)}(0)$ Wert. Im GRA-Tab werden drei verschiedene $g^{(2)}(0)$ Funktionen für verschiedene Detektor Korrelationen angezeigt. Einzelheiten zu diesen Werten und ihrer Berechnung finden Sie in Abschnitt 3.5.4.
- Unterhalb der Messwerte sind die $g^{(2)}(0)$ Werte über die Zeit aufgetragen. So können Sie sehen, wie sich die Korrelationsfunktion mit zunehmender Messdauer stabilisiert.

11.7 Malus-Tab

Dieser Tab, wie in Abbildung 143 gezeigt, wird für die Messung des Malus-Gesetzes für einzelne Photonen verwendet, wie in den Abschnitten 3.7 und 9.6 erläutert.

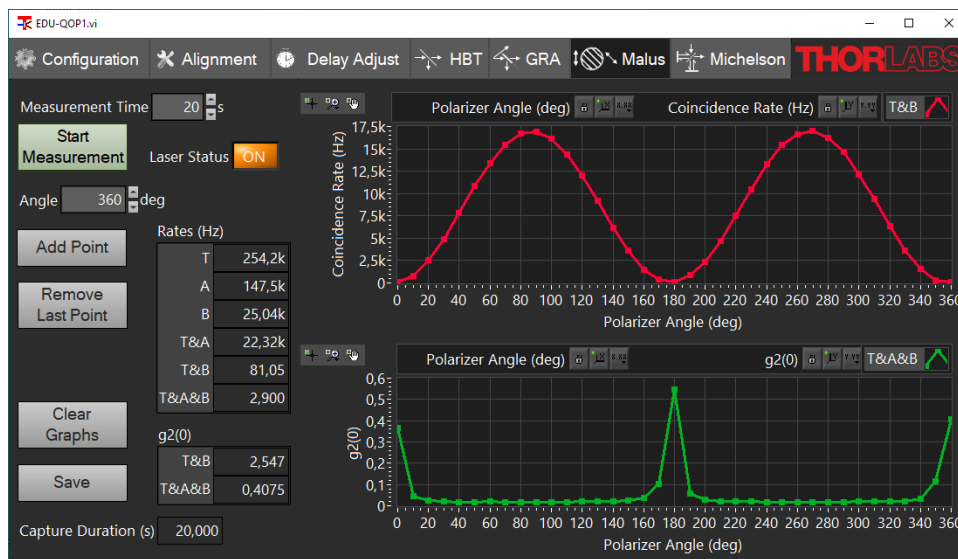


Abbildung 143 Malus-Tab

In diesem Tab können Sie mehrere Grangier-Roger-Aspect-artige Messungen für verschiedene Polarisatorwinkel durchführen und diese Datenpunkte zu zwei Diagrammen hinzufügen. Die gesammelten Ergebnisse können dann in einer einzigen Datei gespeichert werden.

Auf der linken Seite des Tabs befinden sich von oben nach unten die folgenden Elemente:

- **Measurement Time:** Dieser Wert legt die Gesamtzeit der Messung fest. Längere Zeiten führen zu höheren Zählsummen und verringern wiederum die statistische Unsicherheit der berechneten Autokorrelationsfunktionen.
- **Start Measurement:** Wenn Sie auf diese Schaltfläche klicken, wird eine Messung für einen einzelnen Datenpunkt (Polarisationswinkel) ausgelöst. Wenn die automatische Lasersteuerung ausgeschaltet ist (Standardeinstellung) und die Software feststellt, dass der Laser nicht aktiviert ist, wird eine Erinnerung zum Einschalten des Lasers angezeigt. Während einer laufenden Messung ändert sich die Schaltfläche zu **Stop Measurement** und kann verwendet werden, um die Messung zu beenden.
- **Rates/g2:** Hier werden die Ergebnisse der aktuellen Messung angezeigt, ähnlich dem Ergebnis im GRA-Tab, wie in Abschnitt 11.6 erklärt.
- **Angle:** Hier können Sie den Winkel Ihres Polarisators für die aktuelle Messung eintragen. Dieser Wert wird als x-Koordinate des Datenpunkts im Diagramm übernommen, wenn Sie die Schaltfläche **Add Point** verwenden.
- **Add Point:** Diese Schaltfläche fügt die letzte abgeschlossene Messung zu den Plots hinzu. Die x-Koordinate wird aus dem Feld **Angle** gelesen.
- **Remove Last Point:** Mit dieser Schaltfläche entfernen Sie den letzten Datenpunkt aus den Diagrammen (z.B., wenn Sie versehentlich den falschen Winkelwert verwendet haben). Sie kann mehrfach verwendet werden, um mehr als einen Punkt zu entfernen. Bitte beachten Sie, dass entfernte Datenpunkte verloren gehen und nicht wiederhergestellt werden können.
- **Save:** Diese Schaltfläche speichert die aktuellen Plots als Komma-separierte Textdatei (.csv), die leicht in Tabellenkalkulationsprogramme importiert werden kann. Außerdem werden die aktuellen Softwareeinstellungen in einer separaten .xml-Datei im selben Verzeichnis gespeichert. Es wird auch ein Screenshot der Software gespeichert, wenn die entsprechende Einstellung aktiviert ist, siehe Abschnitt 11.9 für weitere Einzelheiten.
- **Clear Graphs:** Diese Schaltfläche löscht alle Datenpunkte aus beiden Diagrammen. Bitte beachten Sie, dass die Daten verloren gehen, wenn sie vor dem Löschen nicht gespeichert werden.

Auf der rechten Seite des Tabs befinden sich die Datenplots:

- Die obere Grafik zeigt die T&B Koinzidenzzählraten als Funktion des Polarisatorwinkels.
- Die untere Grafik zeigt die $g^{(2)}(0)$ Werte, die aus den Zählraten berechnet wurden, als Funktion des Polarisatorwinkels.

Der Laserstatus wird rechts neben der Schaltfläche Messung starten angezeigt.

11.8 Michelson-Tab

In diesem Tab, wie in Abbildung 144 gezeigt, werden die Experimente zur Interferenz einzelner Photonen (siehe Abschnitte 3.6 und 9.7) sowie das Quantenradierer-Experiment (siehe Abschnitte 3.8 und 9.8) durchgeführt.

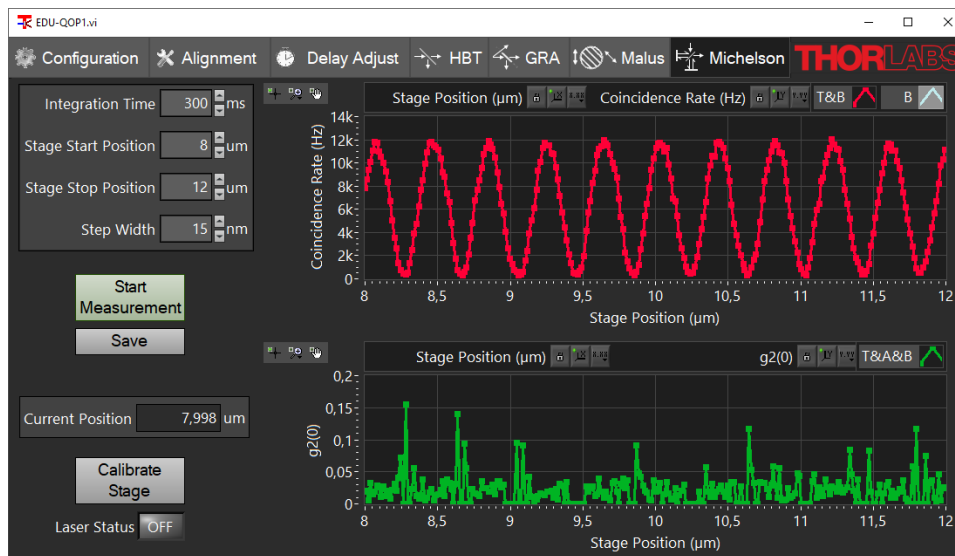


Abbildung 144 Michelson-Tab

In diesem Tab werden die KPZ101 und KSG101 K-Cube Controller für den Piezo-Positioniertisch verwendet. Die Software prüft beim Start die Verbindung zu den Controllern. Falls ein oder beide Controller nicht verbunden oder eingeschaltet sind, wird eine Fehlermeldung angezeigt. Dieser Tab kann auch dann noch angezeigt werden, allerdings wird bei einer Messung Position nicht geändert. Der Positioniertisch sollte vor der ersten Nutzung wie unten angegeben kalibriert werden.

Die Diagramme zeigen die Koinzidenzzählrate der Detektoren T&B (oberes Diagramm) und die Autokorrelation $g^{(2)}(0)$ (unteres Diagramm) als Funktion der Tischposition des Michelson-Interferometers. Für Details zur Berechnung von $g^{(2)}(0)$, siehe Abschnitt 3.6.

Auf der linken Seite des Tabs befinden sich die folgenden Steuerelemente:

- **Integration Time:** Hier wird die Zeit festgelegt, über die die Zählungen für einen einzelnen Datenpunkt gesammelt werden. Das Minimum beträgt 100 ms. Längere Zeiten führen zu weniger Rauschen (insbesondere bei der $g^{(2)}(0)$ Berechnung), erhöhen aber die Messzeit. Für Messungen, bei denen nur der obere Graph von Bedeutung ist, und für große Messbereiche empfehlen wir mindestens 300 ms. Für kleinere Bereiche und wenn der $g^{(2)}(0)$ Wert von Interesse ist, sind deutlich längere Zeiten (z.B. 5000 ms) von Vorteil.
- **Stage Start Position / Stage End Position:** Hier werden der Start- und Endpunkt der Messung festgelegt.
- **Step Width:** Hier wird die Schrittweite der Messung eingestellt. Der Mindestwert ist 1 nm und der Höchstwert 20000 nm. Größere Schrittweiten beschleunigen die Messung auf Kosten der räumlichen Auflösung. Die typische Periode des Interferogramms beträgt etwa 400 nm.
- **Start Measurement:** Wenn Sie auf diese Schaltfläche klicken, wird eine Messung gestartet. Wenn die automatische Lasersteuerung ausgeschaltet ist (Standardeinstellung) und die Software feststellt, dass der

Laser nicht aktiviert ist, wird eine Erinnerung zum Einschalten des Lasers angezeigt. Während einer laufenden Messung ändert sich die Schaltfläche zu **Stop Measurement** und kann verwendet werden, um die Messung zu beenden.

- **Save:** Diese Schaltfläche speichert die letzte Messung in diesem Tab als Komma-separierte Textdatei (.csv), die leicht in Tabellenkalkulationsprogramme importiert werden kann. Zusätzlich werden die aktuellen Softwareeinstellungen in einer separaten .xml-Datei im selben Verzeichnis gespeichert. Es wird auch ein Screenshot der Software gespeichert, wenn die entsprechende Einstellung aktiviert ist, siehe Abschnitt 11.9.
- **Calibrate Stage:** Wenn Sie auf diese Schaltfläche klicken, wird der Kalibrierungsprozess sowohl für den KPZ101 als auch für den KSG101 Controller gestartet. Dieser Vorgang ist erforderlich, um präzise Positionsmessungen zu erhalten. Es wird dringend empfohlen, den Positioniertisch beim ersten Start der Software zu kalibrieren, da die Software sonst eine Notkalibrierung lädt, die zu Abweichungen bei der Positionsanzeige führen kann. Wenn eine optimale Genauigkeit erforderlich ist, wird empfohlen, den Positioniertisch bei jedem Start der Software oder nach Änderungen an der Einrichtung/Umgebung neu zu kalibrieren. Der Kalibrierungsvorgang dauert etwa 30 Sekunden. Während des Prozesses sind alle Software-Steuerungen deaktiviert.

Die aktuelle Position wird oberhalb der Schaltfläche Calibrate Stage angezeigt und der Laserstatus wird unterhalb der Schaltfläche angezeigt.

11.9 Configuration-Tab

Dieser Tab (gezeigt in Abbildung 145) listet alle Einstellungen auf, die Sie auf den anderen Tabs vorgenommen haben, sowie zusätzliche globale Einstellungen. Diese sind:

- **Laser Current (mA):** Hier können Sie den Laserstrom für den Pumplaser einstellen, um die Pumpleistung anzupassen. Das Maximum liegt bei 100 mA, allerdings wird der Strom auch durch die Einstellung der maximalen Stromstärke im KLD101 Controller begrenzt; siehe Abschnitt 7.2.2.
- **Lock KLD Front Panel:** Wenn dieses Kontrollkästchen aktiviert ist, ist das Einstellrad des KLD101 Lasertreibers gesperrt und die Laserleistung kann nur über die Software eingestellt werden. Die Standardeinstellung ist ein nicht gesperrtes Einstellrad.
- **Switch Laser On/Off Automatically:** Wenn dieses Kontrollkästchen aktiviert ist, kann die Software den Laser steuern. Sie schaltet den Laser zu Beginn jeder Messung ein und am Ende einer Messung, bei Auswahl einem anderen Tab oder beim Schließen der Software wieder aus. Standardmäßig ist die automatische Steuerung deaktiviert.
- **Save Settings on Exit:** Wenn dieses Kontrollkästchen aktiviert ist (Standardeinstellung), schreibt die Software alle im Configuration-Tab angezeigten Werte in die Konfigurationsdatei und lädt sie beim nächsten Start der Software. Wenn die Einstellung deaktiviert ist, wird die Konfigurationsdatei beim Beenden der Software nicht überschrieben.
- **Save Screenshot with Data:** Wenn dieses Kontrollkästchen aktiviert ist (Standardeinstellung), wird jedes Mal ein Screenshot des aktuellen Tabs zusammen mit den Messdaten gespeichert, wenn Sie in einem beliebigen Tab auf die Schaltfläche **Save** klicken.
- **Save Current Settings:** Mit dieser Schaltfläche können Sie die aktuellen Einstellungen in die Konfigurationsdatei schreiben, die beim nächsten Start der Software geladen wird. Achten Sie darauf, in diesem Fall das Kontrollkästchen **Save Settings on Exit** deaktivieren, sonst wird die Konfigurationsdatei beim Schließen der Software wieder überschrieben.
- **Restore Default Settings:** Mit dieser Schaltfläche können Sie die Einstellungen auf den Zustand zurücksetzen, der beim erstmaligen Öffnen der Software eingestellt ist (Standardzustand).

- Check for Latest Version Online:** Mit dieser Schaltfläche können Sie überprüfen, ob eine neuere Version der Software zum Download zur Verfügung steht. Wenn dies der Fall ist, wird die neue Versionsnummer angezeigt und Sie können wählen, ob Sie einen direkten Download-Link über Ihren Browser öffnen, die Webseite mit den Software-Informationen öffnen oder gar nichts tun möchten.

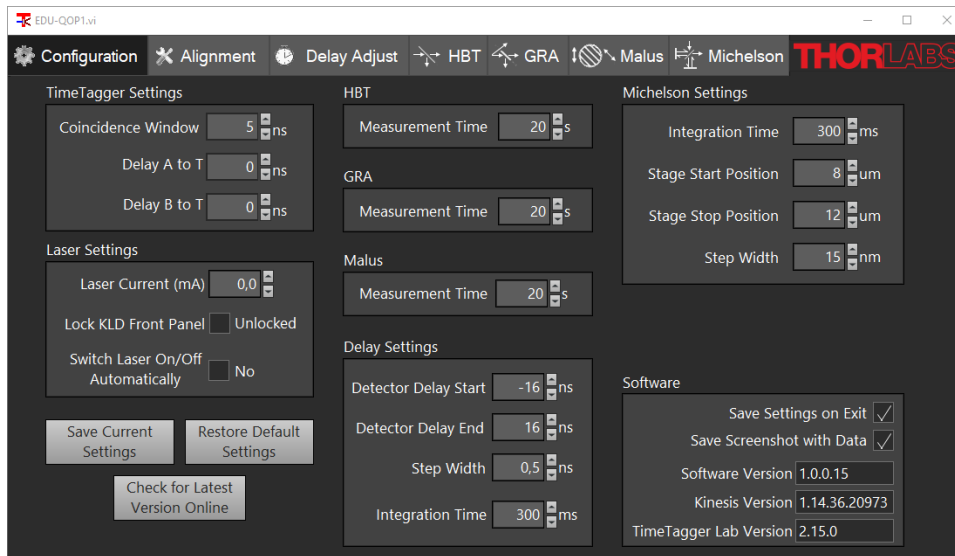


Abbildung 145 Configuration-Tab

11.10 Versteckte Einstellungen

Es gibt zwei Einstellungen, die komplexere Änderungen vornehmen und daher nicht über die Software steuerbar sind. Diese Einstellungen können direkt über die Konfigurationsdatei geändert werden, die sich in Ihrem Dokumentenordner unter \Thorlabs\EDU-QOP1 befindet. Die versteckten Einstellungen sind:

- Koinzidenz-Modus:** In Abschnitt 12.1 beschreiben wir drei verschiedene Möglichkeiten, Koinzidenzen zu definieren, sowie deren Vor- und Nachteile. Die Software kann alle drei Modi verwenden. Der Modus kann über die Zeilen in der Konfigurationsdatei geändert werden, die in Abbildung 146 gezeigt werden. Ein Wert von 2 (Standardeinstellung) stellt die Koinzidenz der Koinzidenzen ein, ein Wert von 1 resultiert in der Torzeit-Methode und ein Wert von 0 aktiviert die Standarddefinition von Dreifach-Koinzidenzen (siehe Abschnitt 12.1.1).

```

<EW>
<Name>Coincidence mode</Name>
<Choice>Triple Coincidences</Choice>
<Choice>Gated Counting</Choice>
<Choice>Coincidences of Coincidences</Choice>
<Val>2</Val>
</EW>
    
```

Abbildung 146 Abschnitt der Konfigurationsdatei zum Ändern des Koinzidenzmodus. Der rote Kreis kennzeichnet den entscheidenden Wert

- Laser-Betriebsmodus:** Der KLD101 Controller kann im Konstantstrommodus (Standardeinstellung) oder im Konstantleistungsmodus betrieben werden. Wenn Sie den letzteren verwenden möchten, suchen Sie die Zeilen aus Abbildung 147 in der Konfigurationsdatei und ändern Sie den Wert von 0 auf 1. Um den Konstantleistungsmodus verwenden zu können, müssen Sie zunächst die Steigung der Strom-Leistungs-Kurve einstellen. Details hierzu finden Sie im Handbuch des KLD101 Controllers.

```
<EW>  
<Name>Laser Operation mode</Name>  
<Choice>Constant Current (mA)</Choice>  
<Choice>Constant Power (mW)</Choice>  
<Val>0</Val>  
</EW>
```

Abbildung 147 Abschnitt der Konfigurationsdatei zum Ändern des Lasermodus. Der rote Kreis kennzeichnet den entscheidenden Wert

Kapitel 12 Technische Hinweise

12.1 Weitere Definitionen von Dreifach-Koinzidenzen

12.1.1 Standard-Dreifach-Koinzidenzen

Wenn man sich den Time Tagger in diesem Kit und viele Koinzidenzelektroniken in der Literatur ansieht, weicht die Standarddefinition von Dreifach-Koinzidenzen von der in Abschnitt 3.5.4 gegebenen Definition (von hier an „Koinzidenz der Koinzidenzen“ (CC) genannt) ab.

In der Standarddefinition funktioniert eine Dreifach-Koinzidenz wie eine Doppelkoinzidenz, d.h. eine Dreifach-Koinzidenz wird immer dann gezählt, wenn **beide** anderen Detektoren innerhalb des Tagger-Fensters nach einem Ereignis auf einem beliebigen Detektor auslösen. Diese Definition ist strenger als die CC-Definition, d.h. es gibt Ereignissequenzen, die in der CC-Definition als Dreifach-Koinzidenz gezählt werden, in der Standarddefinition jedoch nicht. Eine solche Sequenz sehen Sie in Abbildung 148. Nach der Standarddefinition handelt es sich nicht um eine Dreifach-Koinzidenz, da das Ereignis auf Detektor B nicht im Fenster nach dem ersten Ereignis der Sequenz (Detektor A) liegt. Nach der CC-Definition handelt es sich um eine dreifache Koinzidenz, da die Koinzidenzfenster der Detektoren A und B beide mit dem Ereignis am Detektor T überlappen.

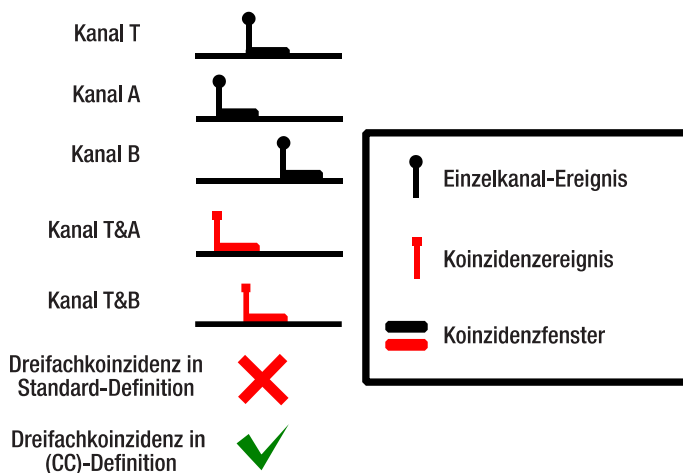


Abbildung 148 Ereignisfolge, die in der im Kit verwendeten Definition als dreifache Koinzidenz gezählt wird, aber nicht in der Standarddefinition (keine Überlappung zwischen allen drei Koinzidenzfenstern)

Bei der Entscheidung, welche Definition für die quantenoptischen Experimente verwendet werden soll, ist es entscheidend, ob Gleichung (101) zu den richtigen Werten für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung führt. Die Durchführung eines Experiments mit völlig unkorreliertem Licht (wie in Abschnitt 9.5), erwartet man $g_{GRA}^{(2)}(0) = 1$.

Im unkorrelierten Fall sind alle Koinzidenzen rein zufällig. Die erwartete Rate der zufälligen Zählungen für doppelte Koinzidenzen von zwei Detektoren T und A wird in der Literatur⁹² angegeben als:

$$R_{TA}^{(acc)} = 2 \cdot R_T \cdot R_A \cdot \Delta t$$

Die Rate der zufälligen Dreifach-Koinzidenzen zwischen drei Detektoren T, A und B beträgt nach der **Standarddefinition**:

$$R_{TAB_st}^{(acc)} = 3 \cdot R_T \cdot R_A \cdot R_B \cdot \Delta t^2$$

Im unkorrelierten Fall sind die Raten in Gleichung (101) durch die rein zufälligen Raten gegeben, was zu folgenden Ergebnissen führt:

⁹² C. Eckart and F. R. Shonka, *Physical Review*, **53**(9), 752 (1938)

$$g_{GRA_st}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB_st}^{(acc)} \cdot R_T}{R_{TA}^{(acc)} \cdot R_{TB}^{(acc)}} = \frac{3 \cdot R_T^2 \cdot R_A \cdot R_B \cdot \Delta t^2}{4 \cdot R_T^2 \cdot R_A \cdot R_B \cdot \Delta t^2} = \frac{3}{4}$$

Dies weicht von der Erwartung $g_{GRA}^{(2)}(0) = 1$ für unkorreliertes Licht ab und zeigt, dass die Standarddefinition der dreifachen Koinzidenz nicht perfekt für das GRA-Experiment geeignet ist.

Eine stochastische Betrachtung hilft bei der Berechnung $g_{GRA}^{(2)}(0)$ für die CC-Definition von Dreifach-Koinzidenzen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis auf dem Detektor T sowohl mit Ereignissen auf dem Detektor A als auch auf dem Detektor B übereinstimmt, ist $P(TA \cap TB)$. Da wir es mit völlig unkorrelierten Ereignissen zu tun haben, sind TA und TB stochastisch unabhängig und die gemeinsame Wahrscheinlichkeit entspricht:

$$P(TA \cap TB) = P(TA) \cdot P(TB)$$

Die Wahrscheinlichkeiten der doppelten Koinzidenzen sind:

$$P(TA) = \frac{R_{TA}^{(acc)}}{R_T} \quad \text{und} \quad P(TB) = \frac{R_{TB}^{(acc)}}{R_T}$$

Folglich ist die Rate $R_{TAB_CC}^{(acc)}$ von Trigger-Ereignissen, die mit Ereignissen **sowohl** auf Detektor A als auch auf Detektor B zusammenfallen (die CC-Definition von Dreifach-Koinzidenzen):

$$R_{TAB_CC}^{(acc)} = R_T \cdot P(TA \cap TB) = R_T \cdot P(TA) \cdot P(TB) = R_T \cdot \frac{R_{TA}^{(acc)}}{R_T} \cdot \frac{R_{TB}^{(acc)}}{R_T} = \frac{R_{TA}^{(acc)} \cdot R_{TB}^{(acc)}}{R_T}$$

Setzt man dies in Gleichung (101) für den unkorrelierten Fall ein, erhält man:

$$g_{GRA_CC}^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB_CC}^{(acc)} \cdot R_T}{R_{TA}^{(acc)} \cdot R_{TB}^{(acc)}} = \frac{R_{TA}^{(acc)} \cdot R_{TB}^{(acc)} \cdot R_T}{R_{TA}^{(acc)} \cdot R_{TB}^{(acc)} \cdot R_T} = 1$$

Dieses Ergebnis wird reproduziert, wenn Sie die CC-Definition für Dreifach-Koinzidenzen verwenden. Da jedoch mit der Standarddefinition weniger Dreifach-Koinzidenzen gezählt werden, die Anzahl der Zweifach-Koinzidenzen aber gleichbleibt, ergibt sich bei Verwendung der Standarddefinition $g_{GRA}^{(2)}(0) < 1$ (die Experimente in diesem Kit zeigen $g_{GRA}^{(2)}(0) = 0.75$) für unkorreliertes Licht, was kontraintuitiv ist. Aus diesem Grund wird in diesem Kit die CC-Definition für dreifache Koinzidenzen verwendet.

12.1.2 Koinzidenzzählung mittels Gate

Bei dieser Methode (die im ursprünglichen GRA-Experiment verwendet wurde) werden Zählereignisse innerhalb eines getriggerten Zeitfensters gezählt (engl.: gated counting) anstatt von Zweifach-Koinzidenzen zu registrieren. In diesem Fall wird einer der Detektoren (in unserem Fall: T) als Gate-Detektor festgelegt. Eine Zählung auf diesem Detektor öffnet ein Gate-Fenster der Länge Δt_g . Zählungen an den anderen Detektoren werden nur registriert, wenn sie während eines offenen Gate-Fensters auftreten. Alle anderen Ereignisse werden verworfen. Zum Beispiel wird anstelle der Koinzidenzrate R_{TA} beispielsweise die Gated-Zählrate $R_A^{(g)}$ registriert. Der Hauptunterschied zwischen den beiden ist, dass im Gated-Fall das Ereignis am Gate-Detektor T zuerst eintreten muss, während die Reihenfolge der Ereignisse im Koinzidenz-Fall irrelevant ist.

Bei der Koinzidenzzählung mittels Gate werden Gated-Koinzidenzen anstelle von Dreifach-Koinzidenzen gezählt. Eine solche Koinzidenz zwischen den Kanälen A und B tritt auf, wenn beide Detektoren A und B ein Ereignis während **desselben** Gate-Fensters nach einer Zählung am Detektor T registrieren, wie in Abbildung 149 gezeigt. Die Gated-Koinzidenzrate wird mit $R_{AB}^{(g)}$ bezeichnet.

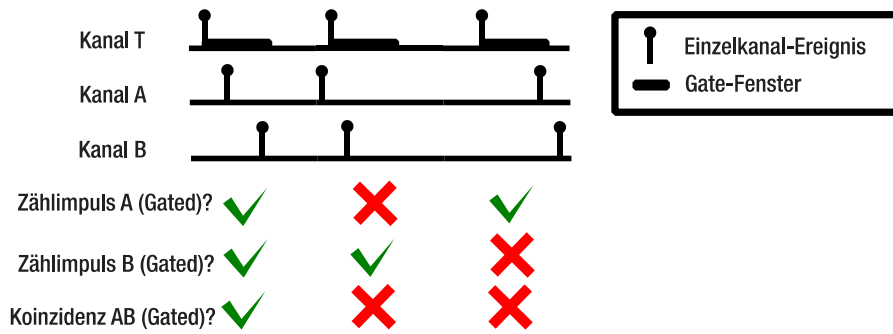


Abbildung 149 Torzeit-Methode, Definition von Gated-Zählereignissen und Gated-Koinzidenzen

Die Gleichungen für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung im GRA-Experiment lauten:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}^{(g)} \cdot R_T}{R_A^{(g)} \cdot R_B^{(g)}}$$

Das für das Gating verwendete Zeitfenster Δt_g ist das gleiche wie das Koinzidenzfenster Δt das in Gleichung (98) verwendet wird, d.h., $\Delta t_g = \Delta t$.

Die durch den SPDC-Prozess erzeugten Photonenpaare bewirken eine Korrelation mit den Ereignissen am Detektor. Wir erwarten, dass die Zählungen am Detektor T zur gleichen Zeit stattfinden wie die Zählungen am Detektor A. Hier sehen wir einen Nachteil der Koinzidenzzählung mittels Gate. Die Hälfte dieser gleichzeitigen Ereignisse wird nicht als Gated-Zählereignis erkannt, denn statistisch gesehen wird das Ereignis auf A in der Hälfte der Fälle etwas vor dem Ereignis auf T registriert und daher verworfen. Bei der dreifachen Koinzidenz ist die Reihenfolge der Ereignisse irrelevant, und alle gleichzeitigen Ereignisse werden als zweifache Koinzidenz gezählt.

Durch eine künstliche Verzögerung der Signale von den Detektoren A und B kann das Problem umgangen werden. Wenn diese Verzögerung nicht größer als das Gate-Fenster ist, werden alle Ereignisse, die gleichzeitig auftreten, als Gated-Ereignis gezählt, da sichergestellt ist, dass die Zählung an A (B) nach der an T registriert wird. Wenn die künstliche Verzögerung genau halb so groß wie das Gate-Fenster gewählt wird, ist die Gated-Methode für alle Zählsequenzen, ob korreliert oder unkorreliert, identisch mit der CC-Definition der Dreifach-Koinzidenzen, wie in Abbildung 150 illustriert.

Für jedes Ereignis auf T (schwarze Markierung) gibt es ein Gate-Fenster (schwarzer Balken) und ein Time Tagger Koinzidenzfenster von der halben Größe des Gate-Fensters (roter Balken). Nach der CC Definition der Dreifach-Koinzidenzen muss jede Zählung auf A oder B in einem Zeitfenster liegen, das symmetrisch zu T ist und die doppelte Breite des Tagger-Fensters hat, um als Koinzidenz zu gelten. Dieses Fenster ist das graue Rechteck in der zweiten Zeile. Bei der Torzeit-Methode müssen Ereignisse auf A oder B lediglich im Gate-Fenster liegen, um als Gated-Zählung registriert zu werden, wie durch das graue Rechteck in der dritten Zeile markiert. Es wird deutlich, dass die Fenster die gleiche Größe haben, aber um die Hälfte der Größe des Gate-Fensters zueinander verschoben sind. Wenn Sie also alle Zählungen auf A und B um diesen Betrag relativ zu T verschieben, ergibt sich die gleiche Position der Zählungen relativ zum grauen Rechteck wie bei der CC Definition der Dreifach-Koinzidenzen, wodurch sie identisch werden.

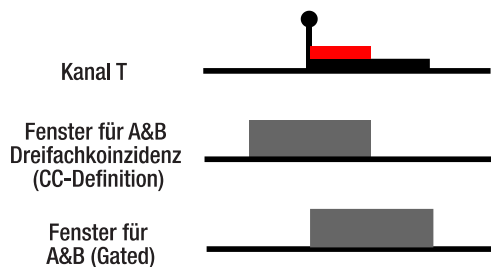


Abbildung 150 Vergleich der CC Definition der Dreifach-Koinzidenzen mit der Torzeit-Methode. Das Fenster, in dem die Ereignisse auf A und B liegen müssen, um als Koinzidenz gezählt zu werden, ist durch die grauen Rechtecke markiert. Der schwarze Balken in der oberen Zeile markiert das Gate-Fenster und der rote Balken das Time Tagger Koinzidenzfenster.

Es ist wichtig zu betonen, dass die Torzeit-Methode die gleichen Ergebnisse für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g_{GRA}^{(2)}(0)$ mit oder ohne künstliche Verzögerung liefert, da die Raten für Gated-Zählereignisse und Gated-Koinzidenzen beide von dem oben beschriebenen Ordnungsproblem betroffen sind. Allerdings sind die Gesamtzählraten ohne die künstliche Verzögerung niedriger, wodurch die Experimente weniger effizient sind.

Um die komplizierte Einstellung der künstlichen Verzögerung und das Risiko zu vermeiden, dass alle Koinzidenzzählungen fehlen, wenn die Verzögerung falsch eingestellt ist, verwendet dieses Kit die CC-Definition der Dreifach-Koinzidenzen anstelle der Torzeit-Methode.

12.1.3 Änderung der Koinzidenzdefinition in der Software

Obwohl wir empfehlen, die CC-Definition der Dreifach-Koinzidenzen beizubehalten, erlaubt es die Software auch, alternativ die Torzeit-Methode oder die Standarddefinition von dreifachen Koinzidenzen zu nutzen. Um die Definition zu ändern, öffnen Sie die Datei Settings.xml im Software-Ordner ihres Nutzerverzeichnisses und suchen Sie nach dem Code, der in Abbildung 151 gezeigt ist, und ändern Sie den Wert in der vorletzten Zeile auf „0“, um Dreifach-Koinzidenzen nach der Standarddefinition zu verwenden oder auf „1“, um die Torzeit-Methode zu verwenden. Die geänderte Definition wird mit dem nächsten Start der Software geladen. Bitte stellen Sie sicher, dass Ihre Änderungen an der Datei nicht automatisch beim Schließen der Software durch den vorherigen Wert überschrieben werden. Die Verzögerungszeiten sowie Koinzidenzfensterlängen im Time Tagger werden von der Software automatisch angepasst, um mit der geänderten Definition übereinzustimmen.

```
<Ew>
  <Name>Coincidence mode</Name>
  <Choice>Triple Coincidences</Choice>
  <Choice>Gated Counting</Choice>
  <Choice>Coincidences of Coincidences</Choice>
  <Val>2</Val>
</Ew>
```

Abbildung 151 Teil der Datei Settings.xml, der die Auswahl der Koinzidenzdefinition ermöglicht. Der entscheidende Wert ist durch einen Kreis hervorgehoben

12.2 Umgebungsbedingungen

Wir empfehlen, den Aufbau in Räumen zu verwenden, die vollständig abgedunkelt werden können (keine Fenster oder mit Rollläden), da die beste Leistung bei Dunkelheit erreicht wird. Sonnenlicht ist besonders problematisch, da sein Spektrum den Transmissionsbereich des Bandpassfilters vor den Detektoren umfasst und somit zu hohen Hintergrundzählraten führt.

Wenn Sie das Setup verwenden möchten, aber keine Möglichkeit haben, Sonnenlicht vom Raum fernzuhalten, können Sie eine Box mit transparenten Wänden zur Wellenlängenfilterung verwenden, wie sie in Abbildung 152 gezeigt wird.



Abbildung 152 Aufbau mit Lichtschutzkasten

Bitte wenden Sie sich an Techsupport@thorlabs.com, um eine Empfehlung für eine Teileliste und eine Bauanleitung für eine solche Box zu erhalten.

12.3 Vermeidung von Fluktuationen im Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer ist ein extrem empfindliches Instrument. Geringfügige Änderungen der Parameter können einen erheblichen Einfluss auf das gemessene Signal haben. So können zum Beispiel die winzigen Änderungen des Brechungsindex von Luft bei unterschiedlichen Temperaturen zu sichtbaren Schwankungen im Interferogramm führen, wenn Temperaturgradienten oder Luftströmungen vorhanden sind. Ein Beispiel für eine Messung finden Sie in Abbildung 153.

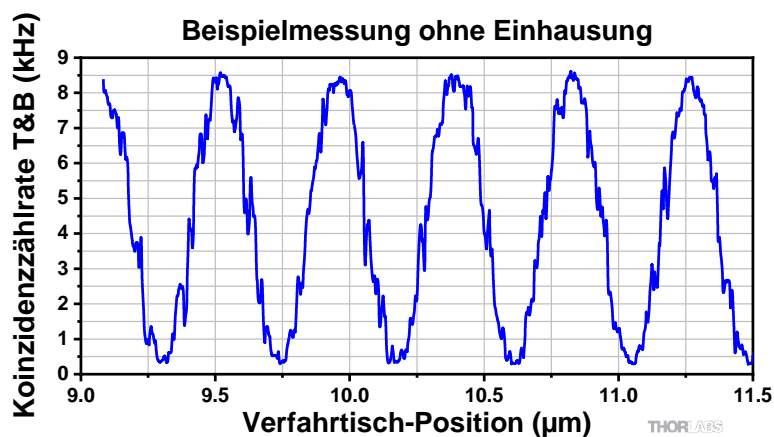


Abbildung 153 Beispiel-Interferogramm mit Luftströmung im Michelson-Interferometer

Dieses Problem kann durch die Unterbringung des Interferometers in einer Einhausung gelöst werden, die verhindert, dass Luftströme in das Interferometer eindringen. Ein Beispiel für eine solche Einhausung finden Sie in Abbildung 154. Sie besteht aus Acrylglas mit angepassten Aussparungen für den Ein- und Austritt des Lichts und für die Klemmen zur Befestigung des Breadboards. Eine Messung mit den gleichen Parametern wie in Abbildung 153 aber mit der Einhausung ist in Abbildung 155 zu sehen und zeigt deutlich deren störungsunterdrückende Wirkung.

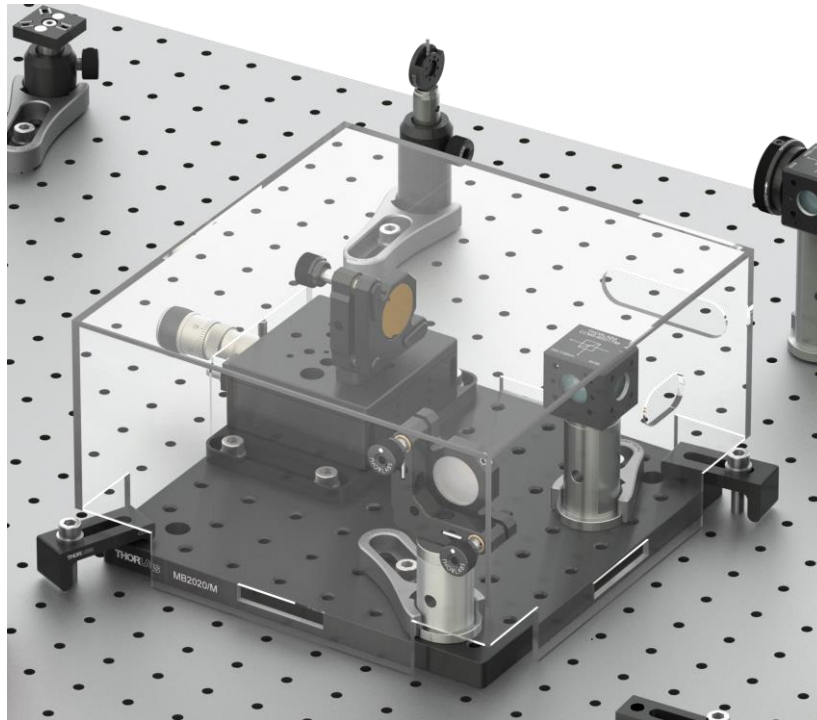


Abbildung 154 Transparente Einhausung für das Michelson-Interferometer

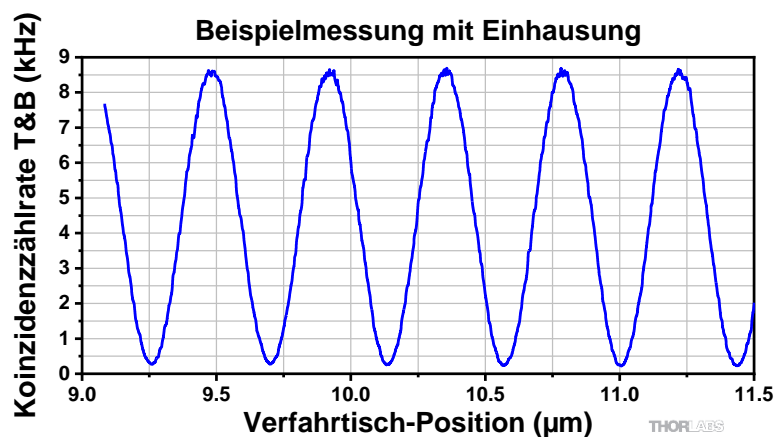


Abbildung 155 Beispielmessung mit Interferometereinhausung

12.4 Zufällige Koinzidenzen

In Abschnitt 3.5.7 haben wir den Einfluss der Zählrate und des Koinzidenzfensters auf die Rate der zufälligen Koinzidenzen und die Messergebnisse von $g_{GRA}^{(2)}(0)$ diskutiert. In diesem Abschnitt führen wir eine vereinfachte Beispielrechnung durch, um den Effekt zu quantifizieren und zu visualisieren.

Die folgenden Annahmen werden getroffen:

- Die durch den Hintergrund verursachten Zählraten (Detektordunkelzählungen und Streulicht) sind im Vergleich zu den Signalzählraten gering und können ignoriert werden.
- Die Gesamtdetektionseffizienz für Photonen, die auf einen Detektor treffen, ist $\eta = 0.5$
- Das Teilungsverhältnis des Strahlteilers ist perfekt 50:50.

Unter diesen Annahmen ist die Triggerzählrate R_T :

$$R_T = \eta \cdot R_{pp} = \frac{R_{pp}}{2}$$

Hierbei ist R_{pp} die Rate der in Richtung der Detektoren emittierten Photonenpaare. Die Zählraten an den Detektoren A und B sind dann (aufgrund des Strahlteiler-Verhältnisses):

$$R_A = R_B = 0.5 \cdot \eta \cdot R_{pp} = \frac{R_{pp}}{4}$$

Die Rate der doppelten Koinzidenzen R_{TA} (R_{TB}) kann stochastisch bestimmt werden. Eine Koinzidenz wird nur dann registriert, wenn beide Detektionswahrscheinlichkeiten eintreten, also:

$$R_{TA} = R_{TB} = 0.5 \cdot 0.25 \cdot R_{pp} = \frac{R_{pp}}{8}$$

Die Rate der zufälligen Dreifach-Koinzidenzen ist dann (siehe Abschnitt 3.5.7):

$$R_{acc}^{2+1} = (R_{TA} \cdot R_B + R_{TB} \cdot R_A) \cdot \Delta t = \left(\frac{R_{pp}^2}{32} + \frac{R_{pp}^2}{32} \right) \cdot \Delta t = \frac{R_{pp}^2}{16} \cdot \Delta t$$

Die Korrelationsfunktion $g_{GRA}^{(2)}(0)$ ist dann:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) = \frac{R_{acc}^{2+1} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} = \frac{R_{pp}^2 \cdot \Delta t \cdot 8 \cdot 8 \cdot R_T}{R_{pp}^2 \cdot 16} = 4 \cdot R_T \cdot \Delta t = 4 \cdot \frac{N_T}{T} \cdot \Delta t$$

wobei N_T die absolute Anzahl der gemessenen Zählungen am Triggerdetektor ist und T die Dauer der Messung ist.

Für die Berechnung des $g_{GRA}^{(2)}(0)$ statistischen Fehlers der Messung gehen wir davon aus, dass der Fehler von den Messungen der Ereigniszählung dominiert wird. Im Gegenzug werden die Fehler der Koinzidenzfensterbreite Δt und der Messdauer T vernachlässigt werden. Die Verteilung der gemessenen Zählungen ist Poisson'sch, so dass zum Beispiel der Fehler $\Delta(N_T)$ ist:

$$\Delta(N_T) = \sqrt{N_T}$$

Da der Fehler der Messdauer vernachlässigt wird, ist der relative Fehler einer Zählrate derselbe wie der der entsprechenden absoluten Zählereignisse (am Beispiel von R_T):

$$\frac{\Delta(R_T)}{R_T} = \frac{\Delta(N_T)}{N_T} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} = \frac{1}{\sqrt{R_T \cdot T}}$$

Die statistischen Fehler der verschiedenen Zählmessungen sind unabhängig. Der relative Fehler für $g_{GRA}^{(2)}(0)$ ist dann:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\left(g_{GRA}^{(2)}(0)\right)}{g_{GRA}^{(2)}(0)} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta(R_{acc}^{2+1})}{R_{acc}^{2+1}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(R_T)}{R_T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(R_{TA})}{R_{TA}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(R_{TB})}{R_{TB}}\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{R_{acc}^{2+1} \cdot T} + \frac{1}{R_T \cdot T} + \frac{1}{R_{TA} \cdot T} + \frac{1}{R_{TB} \cdot T}} \approx \frac{1}{\sqrt{R_{acc}^{2+1}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \end{aligned}$$

Im letzten Schritt haben wir alle Terme unter der Quadratwurzel außer dem ersten vernachlässigt, da die Zählrate der zufälligen Dreifach-Koinzidenzen viel kleiner ist als alle anderen Zählraten. Es wird deutlich, dass eine geringere Rate an zufälligen Dreifach-Koinzidenzen zu einem Anstieg des relativen Fehlers von $g_{GRA}^{(2)}(0)$ führt.

Die vollständige Berechnung wird in Abbildung 156 (konstantes Koinzidenzfenster, variierende Triggerzählrate) und Abbildung 157 (umgekehrt) dargestellt.

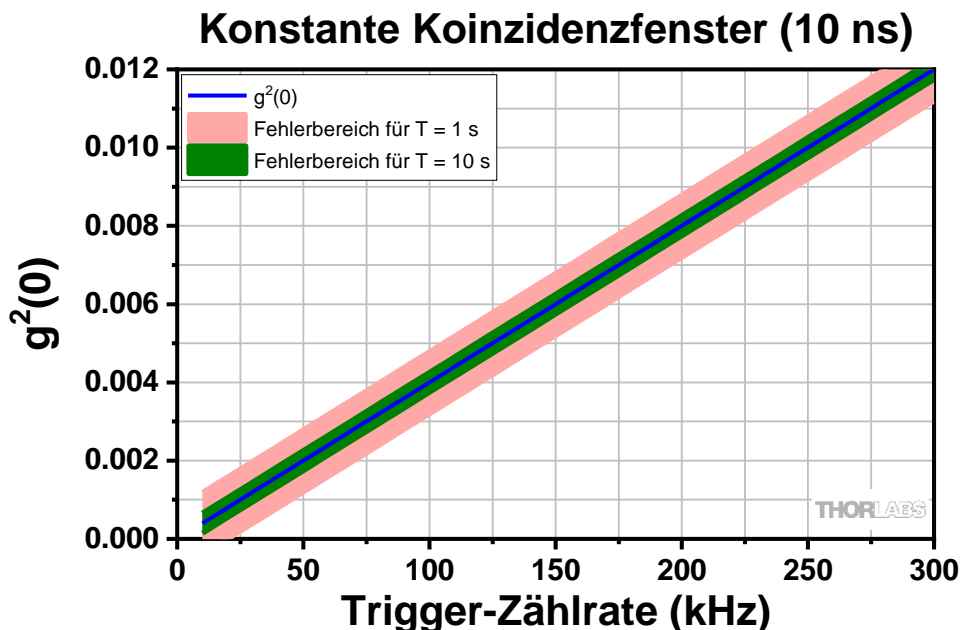


Abbildung 156 Erwartete Messergebnisse als Funktion der Triggerzählrate für ein konstantes Koinzidenzfenster von 10 ns

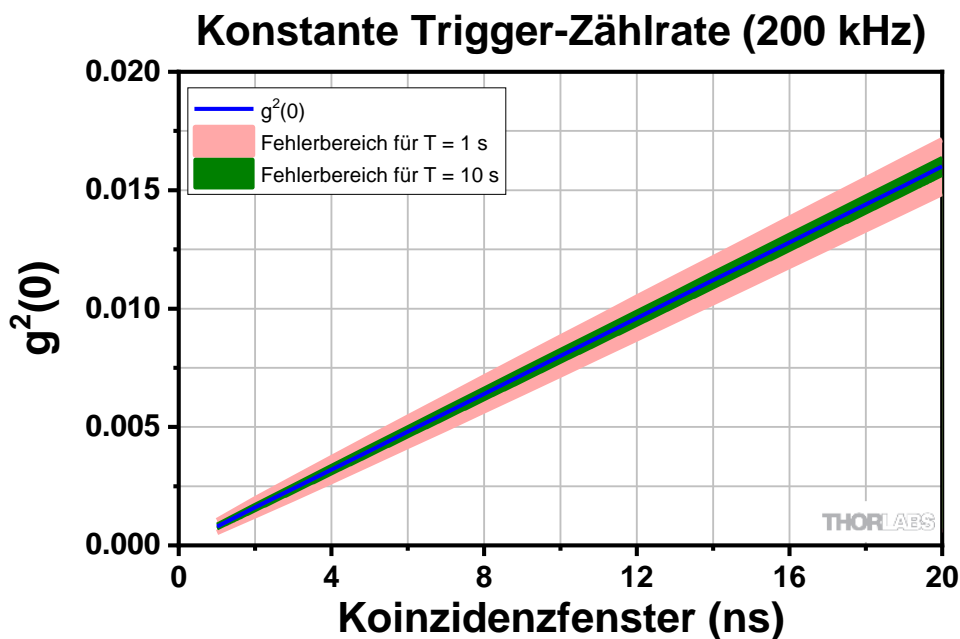


Abbildung 157 Erwartete Messergebnisse als Funktion der Koinzidenzfensterbreite für eine konstante Triggerzählrate von 200 kHz

Aus den Berechnungsergebnissen lassen sich die folgenden Schlussfolgerungen ziehen:

- Wenn Sie versuchen, Werte von $g_{GRA}^{(2)}(0)$ so nahe wie möglich am idealen Ergebnis von 0 zu messen, ist es am besten, zunächst das Koinzidenzfenster zu verkleinern, da dies keinen Einfluss auf den relativen Fehler der Messung hat. Das Koinzidenzfenster kann jedoch nicht unendlich verkleinert werden, da der Jitter der Elektronik und der Detektoren als untere Grenze wirkt.
- Eine Verringerung der Triggerzählrate (durch Verringerung der Pumplaserleistung) führt zu einem niedrigeren Erwartungswert von $g_{GRA}^{(2)}(0)$, d.h. einem Wert, der näher am idealen Ergebnis liegt, aber gleichzeitig steigt die relative Unsicherheit der Messung.
- Die erhöhte Unsicherheit kann natürlich durch eine Verlängerung der Messdauer kompensiert werden.

Letztendlich muss der Benutzer den Grad der Unsicherheit und der Abweichung vom idealen Ergebnis formulieren, den er zu akzeptieren bereit ist, und die Parameter entsprechend auswählen. Die in diesem Handbuch empfohlenen Standardwerte bieten ein gutes Gleichgewicht zwischen den konkurrierenden Zielen.

Es ist wichtig zu beachten, dass die hier getroffenen Annahmen für sehr niedrige Trigger-Zählraten zusammenbrechen, da das Hintergrundsignal und die Dunkelzählungen in diesem Fall nicht mehr vernachlässigt werden können. Diese Effekte erhöhen den gemessenen Wert von $g_{GRA}^{(2)}(0)$.

12.5 Maximierung der Zählrate

Wenn Sie höhere Zählraten wünschen, gibt es mehrere Möglichkeiten, dies zu erreichen:

- Erhöhen Sie die Leistung des Pumpasers. Achten Sie darauf, dass Sie die maximale Stromstärke/Leistung der Laserdiode nicht überschreiten. Sie können die Eigenschaften Ihrer individuellen Laserdiode in deren Datenblatt einsehen.
- Verringern Sie den Abstand zwischen Detektoren und BBO-Kristall (mehr Photonen des Kegels passieren die Detektoröffnung).
- Drehen Sie den BBO-Kristall und die Polarisation des Pumpstrahls (durch Drehen des HWP im Pumpstrahlengang) um 90° . In unseren Tests hat diese Konfiguration die Koinzidenzzählrate um etwa 20% erhöht. Beachten Sie jedoch, dass bei dieser Konfiguration die Polarisation der Photonen in den beiden Armen nicht mehr parallel, sondern um etwa 6° gegeneinander verschoben ist.

Bitte beachten Sie, dass höhere Zählraten nicht immer von Vorteil sind. Bei einem festen Koinzidenzfenster führen höhere Zählraten zu mehr zufälligen Koinzidenzen, wodurch sich der Wert von $g^{(2)}(0)$ näher an 1 verschiebt, wie in Abschnitt 12.4 gezeigt wird.

12.6 Auswahl der Polarisatoren

Wir verwenden in diesem Kit zwei verschiedene Arten von linearen Polarisatoren, einen LPNIRE100-B Polarisator und zwei LPNIRB050 Polarisatoren.

Der Polarisator LPNIRE100-B ist die kostengünstigere Lösung und sein Extinktionsverhältnis von $>1000:1$ ist gut genug für alle Experimente in diesem Kit. Allerdings beträgt seine Parallelität nur etwa 20 Bogenminuten, was zu einer erheblichen Abweichung des Strahlengangs beim Drehen des Polarisators führt. Das macht den LPNIRE100-B Polarisator für die Verwendung im Michelson-Interferometer während des Quantenradierer-Experiments ungeeignet, da schon kleine Winkelabweichungen im Interferometer zu einem erheblichen Kontrastverlust bei der Messung führen können. Daher verwenden wir die teureren LPNIRB050⁹³ Polarisatoren, die eine Parallelität von $<0,5$ Bogenminuten aufweisen.

Der LPNIRE100-B Polarisator kann immer dann verwendet werden, wenn die Winkelabweichung keine Rolle spielt, wie z.B. direkt vor den Detektoren für den Aufbau zum Gesetz von Malus oder als „Radierer-Polarisator“ im Quantenradierer-Experiment.

12.7 Polarisatoren vs. Viertelwellen-Platten

Sie können die Polarisation der Photonen in den Interferometerarmen ändern, indem Sie entweder Polarisatoren wie in diesem Kit verwenden oder eine Viertelwellenplatte (engl.: quarter-wave plate, QWP) in beide Arme des Interferometers einfügen. Im Michelson-Interferometer durchläuft der Strahl die QWP zweimal. Somit wirkt diese wie eine Halbwellenplatte (HWP), d.h. sie dreht die lineare Polarisation des eintreffenden Photons um den doppelten Winkelunterschied zwischen der Polarisation des Photons und der Ausrichtung der schnellen Achse.

Vorteil der QWP

⁹³ Die LPNIRB050 Polarisatoren basieren auf Nanopartikeln. Daher kann sich ihre Polarisationsachse ändern, wenn sie außerhalb ihres spezifizierten Wellenlängenbereichs verwendet werden. Bei Verwendung mit dem 405 nm Pumplaser wird die Achse beispielsweise um etwa 90° gekippt.

Eine QWP hat den Vorteil, dass sie nahezu frei von Absorption ist, so dass mit ihr höhere Zählraten im Experiment erreicht werden können.

Nachteil der QWP

Die Funktion der QWP ist sehr wellenlängensensitiv, und eine optimale Funktionalität ist nur bei genau der Design-Wellenlänge der QWP gewährleistet. Da die Wellenlänge der durch den SPDC-Prozess erzeugten Photonen um bis zu mehreren Nanometern variiert, induziert der QWP eine Elliptizität in der Polarisation der Photonen, anstatt nur die lineare Polarisation zu drehen. Dies wiederum macht eine vollständige Unterdrückung des Interferenzmusters im Quantenradierer-Experiment unmöglich. Selbst wenn die Polarisationen theoretisch gekreuzt sind und kein Interferenzmuster auftreten sollte, bleibt aufgrund der elliptischen Polarisationskomponente ein Restinterferenzmuster bestehen.

Aus diesem Grund werden in dem Kit Polarisatoren verwendet. Sie sind achromatisch und leiden nicht unter denselben Problemen wie die QWPs. Es kann eine vollständige Unterdrückung der Interferenz erreicht werden, was für ein didaktisches Experiment wichtig ist. Die Zählraten in diesem Kit sind ausreichend hoch, so dass eine Halbierung der Zählrate nicht kritisch ist.

Wichtige Parameter

Wenn Sie QWPs anstelle von Polarisatoren in Ihrem Kit verwenden möchten, sollten Sie die folgenden Punkte beachten:

- Der QWP sollte achromatisch sein, d.h. eine Retardierung von nahezu 0,25 für einen Bereich von mindestens 800 - 820 nm bieten.
- Der QWP muss eine geringe Strahlabweichung aufweisen. Abweichungen unter 1 Bogenminute werden empfohlen. Höhere Abweichungen führen zu einem erheblichen Verlust an Interferenzkontrast beim Drehen des QWP, da die Strahlengänge der Interferometerarme falsch ausgerichtet sind.

12.8 Axicon Design

Das Axicon ist so konzipiert, dass es den Kegel der im BBO-Kristall erzeugten Photonenpaare emuliert. Eine schematische Darstellung finden Sie in Abbildung 158.

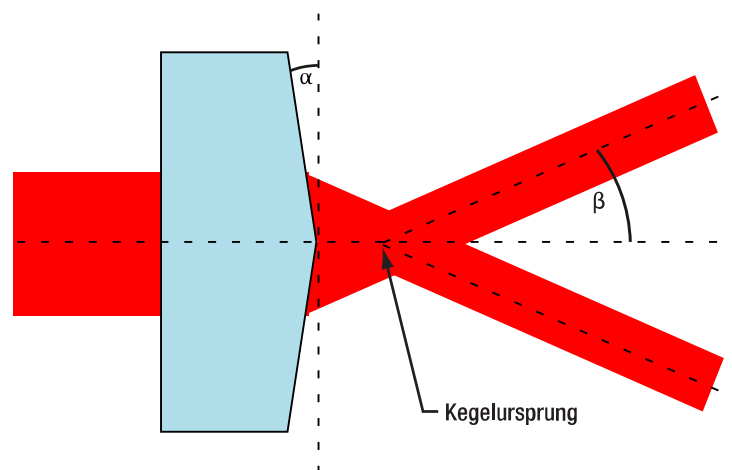


Abbildung 158 Schematische Darstellung des Axicon

Da der BBO für einen halben Öffnungswinkel von 3° ausgelegt ist, wurden die Axicon-Parameter so gewählt, dass ein Kegel mit einem Öffnungswinkel von 3° entsteht, wenn er mit dem Justagelaser (635 nm Wellenlänge) beleuchtet wird. Die folgende Gleichung wurde verwendet, um den erforderlichen Axiconwinkel zu bestimmen α :

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \beta}{n(\lambda) - \cos \beta} \right)$$

Hierbei ist β der gewünschte halbe Öffnungswinkel des Kegels (in unserem Fall 3°) und $n(\lambda)$ ist der spektral abhängige Brechungsindex für das Axiconmaterial.

Das für unser Axicon verwendete Glas hat $n(635 \text{ nm}) = 1.4584$ und führt zu $\alpha = 6.49$.

Die obige Gleichung kann verwendet werden, um Axicons für verschiedene Justagelaser-Wellenlängen oder Kegelwinkel zu entwerfen.

Unter Abbildung 157 sehen Sie, dass der Ursprung des Ausgangskegels nicht genau auf der Spitze des Axicons liegt, sondern ein kurzes Stück dahinter. Der genaue Abstand hängt auch vom Strahldurchmesser des Justagelasers ab. Um sicherzustellen, dass der Ursprung des Kegels für das Axicon und den BBO-Kristall derselbe ist, haben wir das Axicon über die Lenstube-Abstandshalter um 15 mm versetzt.

12.9 Temperaturabhängigkeit der Pump Laser-Wellenlänge

Die mittlere Wellenlänge der L405P20 Laserdiode ist temperaturabhängig. Die Wellenlänge nimmt linear mit der Temperatur zu und der Koeffizient beträgt etwa $0.05 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$. Das bedeutet, dass die Wellenlänge über den gesamten Temperaturbereich der LDM9T/(M) Diodenhalterung um 0,5 nm abgestimmt werden kann. Bitte beachten Sie, dass die Diodentemperatur nicht nur durch den Sollwert des Controllers, sondern auch durch den Laserstrom beeinflusst wird. Ein höherer Strom erhöht die Temperatur und führt daher zu einer etwas längeren Wellenlänge bei gleichem Controller-Sollwert. Umgekehrt kann eine Änderung der Temperatur die Ausgangsleistung bei gleichem Strom verändern.

12.10 Einstellbares Zählraten-Verhältnis

Bei einigen Experimenten kann es wünschenswert sein, das Verhältnis der Photonen, die zu Detektor A und B gehen, anzupassen. Dies kann durch eine Kombination aus einer Halbwellenplatte und einem polarisierenden Strahlteiler in der Anordnung erreicht werden, die in Abbildung 159 gezeigt ist.

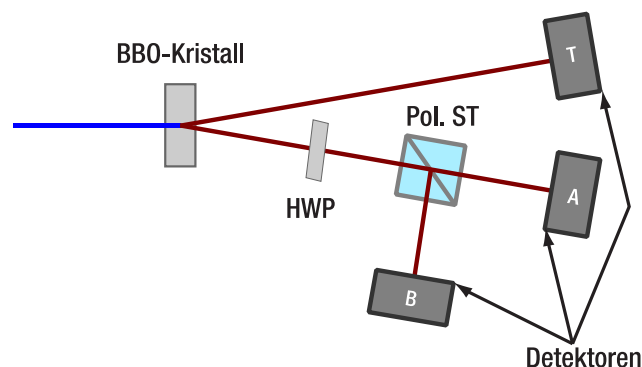


Abbildung 159 Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers zur Anpassung des Zählratenverhältnisses zwischen den Detektoren A und B.

Durch Drehen der HWP wird die Polarisation der auf den polarisierenden Strahlteiler auftreffenden Photonen verändert, so dass unterschiedliche Verhältnisse von Photonen transmittiert/reflektiert werden. So kann das Zählratenverhältnis kontinuierlich variiert werden. Seien Sie vorsichtig, wenn Sie diese Anordnung für polarisationsempfindliche Experimente verwenden. Eine geeignete Wellenplatte (Artikel # WPH10ME-808) ist Teil des Kits und Thorlabs bietet andere geeignete Strahlteiler wie den CCM5-PBS202(/M) Strahlteiler an.

12.11 Bewegliches Michelson-Interferometer

Für den Standardaufbau wird das Michelson-Interferometerboard auf dem Tisch in seiner endgültigen Position festgeklemmt, so dass es sich während des Betriebs in keine Richtung bewegen kann. Die Feinjustierung des Michelson-Interferometers hängt von der Kraft und der Position der Klemmung ab. Wenn Sie in der Lage sein möchten, das Interferometer in den Strahlengang hinein und aus ihm heraus zu bewegen, z.B., um zwischen der GRA-Konfiguration und dem Michelson-Experiment zu wechseln, gibt es eine weitere Möglichkeit, eine

reproduzierbare Position für die Interferometer-Platine zu definieren, wie sie in Abbildung 160 gezeigt wird. Zusätzliche Klemmen und Schrauben sind nicht im Kit enthalten.

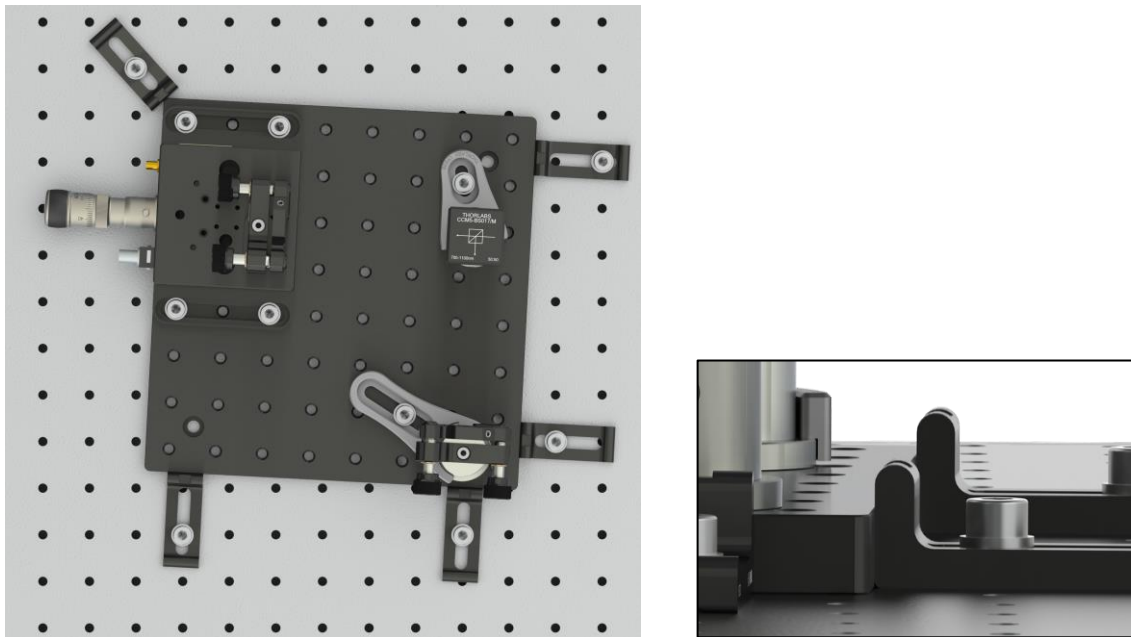


Abbildung 160 Reproduzierbare Positionierung des Michelson-Interferometerboards mit 5 zusätzlichen CL5A-Klemmen (nicht im Lieferumfang enthalten). Das rechte Bild zeigt eine Seitenansicht.

- Richten Sie das Interferometer in seiner endgültigen Position ein (siehe Abschnitt 7.6) und verwenden Sie mindestens eine Klemme, um die Position vorübergehend zu fixieren. Eine Feinausrichtung mit Hilfe der LED ist noch nicht erforderlich.
- Drücken Sie vier CL5A-Klemmen (oder ähnliche) flach gegen zwei benachbarte Seiten des Breadboards und fixieren Sie ihre Position mit 1/4"-20 x 1/2" (M6 x 12 mm) Zylinderschrauben plus Unterlegscheiben (nicht im Lieferumfang enthalten). Ein größerer Abstand zwischen den Klemmen auf derselben Seite verbessert die Positionierungsgenauigkeit.
- Entfernen Sie die temporären Klemmen aus dem ersten Schritt. Jetzt können Sie das Michelson-Board in die Messposition hinein- und herausbewegen.
- In der Messposition sollte das Brett durch eine fünfte Klemme, die diagonal zu den von den anderen Klemmen definierten Achsen gegen das Brett gedrückt wird, gegen seitliche Bewegungen gesichert werden.
- Wenn die Platte in dieser Position fixiert ist, können Sie die Feinausrichtung des Michelson-Interferometers vornehmen. Wenn Sie das Breadboard vorsichtig auf dem Tisch hin und her bewegen, wird die Ausrichtung des Michelson in der Regel nicht wesentlich beeinträchtigt, so dass Sie zwischen den verschiedenen Neupositionierungen vergleichbare Amplituden des Interferometersignals erzielen können.

12.12 Polarisationen im SPDC-Prozess

Da das Licht in diesem Aufbau verschiedene Ausrichtungen der linearen Polarisation hat, verfolgen wir kurz den Lichtweg vom Pumplaser zum Detektor:

- Die Polarisation des Pumplasers ist senkrecht zur Ebene des optischen Tisches.
- Die erste Halbwellenplatte (eingestellt auf 45°) dreht die Polarisation des Pumpstrahls parallel zur Tischebene.

- Der BBO-Kristall ist so ausgerichtet, dass seine optische Achse ebenfalls parallel zur Tischebene liegt. Die Markierung auf dem Gehäuse zeigt die Drehachse an, die zur Abstimmung der Phasenanpassung verwendet wird und senkrecht zum Tisch stehen sollte, siehe Abbildung 161.
- Die Polarisation des Photonenpaares steht senkrecht zur Tischebene und wird durch den Strahlteiler im Arm des Detektors A nicht beeinflusst.
- Die HWP (eingestellt auf 22,5°) dreht die Polarisation der einzelnen Photonen um 45° gegen den Uhrzeigersinn, wenn man gegen die Strahlrichtung von der HWP zum ersten Strahlteiler blickt.
- Für die zusätzlichen Experimente zum Quantencomputing (siehe Abschnitt 10.3 für Details) ist auf diese Weise die Polarisationsachse genau auf die langsame Achse der Flüssigkristallzelle im Interferometerarm mit dem festen Spiegel ausgerichtet.
- Im Interferometerarm mit dem beweglichen Spiegel ist die Polarisationsachse um 45° im Uhrzeigersinn gedreht, wenn man vom beweglichen Spiegel auf den Interferometer-Strahlteiler blickt. Dies ist auf die Reflexion im Strahlteiler zurückzuführen.

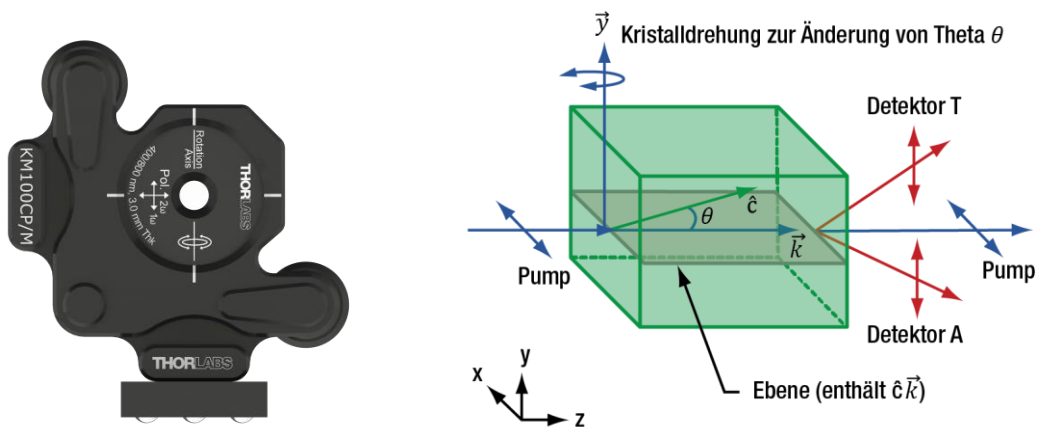


Abbildung 161 *Polarisationsvektoren und Kristallachsen des Aufbaus (\hat{c} bezeichnet die optische Achse des Kristalls und \vec{k} den Ausbreitungsvektor des Pumplichts). Die Photonenpaare, welche die Detektoren erreichen, sind rot gekennzeichnet und befinden sich in derselben Ebene wie \hat{c} und \vec{k} .*

Kapitel 13 Fehlersuche

13.1 Pumplaser funktioniert nicht

Problem: Der Pumplaser leuchtet nicht.

Lösung:

- Stellen Sie sicher, dass der KLD101 Lasertreiber und der LDM9T(/M) Diodenhalter über das CAB400-Kabel sicher verbunden sind.
- Stellen Sie sicher, dass der LDM9T(/M) Diodenhalter an das Stromnetz angeschlossen und eingeschaltet ist.
- Vergewissern Sie sich, dass der KLD101 Lasertreiber auf „Kathode geerdet“ eingestellt ist und dass Sie einen Laserstrom zwischen 25 und 40 mA eingestellt haben (vergleichen Sie dazu das Datenblatt der Laserdiode).
- Vergewissern Sie sich, dass die internen Schalter und Jumper des LDM9T(/M) Diodenhalters genauso eingestellt sind wie in Abschnitt 7.1.
- Stellen Sie sicher, dass der Einbau der Laserdiode im LDM9T(/M) Diodenhalter genauso erfolgt wie in Abschnitt 7.1.

In seltenen Fällen könnte die Laserdiode durchgebrannt sein. Wenn Sie alle oben genannten Punkte überprüft haben und der Pumplaser nicht funktioniert, wenden Sie sich bitte an Techsupport@thorlabs.com.

13.2 Niedrige Zählraten mit Filter

Problem: In Abschnitt 7.4.4 sind die Zählraten viel kleiner als 300 kHz.

- Wenn die Zählraten exakt 0 sind, sind die Detektoren möglicherweise noch ausgeschaltet oder die Detektoren sind mit dem falschen Anschluss des Time Taggers verbunden.
- Vergewissern Sie sich, dass der Pumplaser eingeschaltet ist und dass der Laserstrom etwa 5 mA unter der Laserschwelle Ihrer Diode liegt (prüfen Sie das Datenblatt).
- Stellen Sie sicher, dass alle Blendenöffnungen vor den Detektoren so weit wie möglich geöffnet sind.
- Überprüfen Sie alle anderen Blendenöffnungen im Aufbau. Keine von ihnen sollte vollständig geschlossen sein.
- Stellen Sie sicher, dass die Verstärkung der Detektoren auf Maximum eingestellt ist (drehen Sie die Einstellschraube im Uhrzeigersinn bis zum Anschlag).

Wenn die oben genannten Punkte das Problem nicht lösen, zentrieren Sie den CXY1A Halter neu (drehen Sie die Einsteller, bis die Markierungen auf der Vorderseite übereinstimmen) und wiederholen Sie die Positionierung des Detektors, wie in Abschnitt 7.4.3. Eine Umgebung mit viel Streulicht führt zu großen Hintergrundsignalen. Dies erschwert den Justiervorgang, aber mit den folgenden Methoden können Sie dennoch zufriedenstellende Ergebnisse erzielen:

- Wenn Sie die Optik des Detektors so einstellen, dass die Zählrate maximiert wird (entweder mit dem Justagelaser in Abschnitt 7.3 oder mit dem Farbglassfilter), schalten Sie den Laser aus und wieder ein. Wenn sich die Zählrate im Alignment-Tab ändert, dann optimieren Sie auf das tatsächliche Signal und Sie können fortfahren. Wenn sich die Zählrate nicht ändert, sehen Sie nur Signale von Streulicht und sind weit von der Zieljustierung entfernt.
- Verwenden Sie eine höhere Pumplaserleistung, um das tatsächliche Signal deutlicher vom Streulicht zu trennen. Wenn Sie den dritten Detektor einstellen, müssen Sie möglicherweise vorübergehend die Blendenöffnungen vor den anderen Detektoren schließen, um eine Sättigung des Time Taggers zu vermeiden.

vermeiden. Verringern Sie die Leistung des Pumpasers, sobald Sie sicher sind, dass Sie auf das tatsächliche Signal und nicht auf Streulicht optimieren (siehe vorheriger Punkt).

13.3 Niedrige Zählraten mit BBO-Kristall

Problem: In Abschnitt 7.4.4 sind die Zählraten korrekt, aber nach dem Einsetzen des BBO-Kristalls in Abschnitt 7.4.5 sind die Zählraten zu niedrig.

- Stellen Sie sicher, dass der Laserstrom auf einen Wert eingestellt ist, der einer Ausgangsleistung von etwa 13 mW entspricht (vergleichen Sie mit dem Datenblatt Ihrer individuellen Laserdiode).
- Stellen Sie sicher, dass der Kristall richtig ausgerichtet ist (siehe Abbildung 37).
- Stellen Sie sicher, dass die 405-nm-Halbwellenplatte zwischen den beiden Spiegeln des Pumpstrahlengangs positioniert und auf 45° eingestellt ist. Drehen Sie die HWP, um zu sehen, ob die Zählraten signifikant ansteigen.
- Prüfen Sie, ob der Pumpaser noch auf die Ausrichtungsblende und die Strahlfalle zentriert ist. Wenn dies nicht der Fall ist, verwenden Sie die beiden Spiegel des Pumpstrahlengangs, um den Pumpaser auf beiden Irisblenden neu zu zentrieren (siehe Abschnitt 7.4.2).
- Vergewissern Sie sich, dass der BBO-Kristall senkrecht zum Pumpstrahl steht (Rückreflexion mit Target und Ausrichtungslaser), bevor Sie versuchen, ihn zu kippen, um die Zählrate zu maximieren.

Wenn die oben genannten Punkte das Problem nicht lösen, wiederholen Sie die Positionierung des Detektors, wie in Abschnitt 7.4.3.

13.4 Niedrige Koinzidenzzählraten

Problem: In Abschnitt 7.4.5 sehen Sie hohe Einzel-Detektor-Zählraten (> 100 kHz), aber niedrige Koinzidenzzählraten (< 1 kHz).

- Vergewissern Sie sich, dass Sie den Detektorverzögerungs-Offset kalibriert haben, wie in Abschnitt 7.4.5.
- Prüfen Sie, ob die maximalen Zählraten der einzelnen Detektoren bei demselben Kristallneigungswinkel liegen. Wenn die Maxima bei deutlich unterschiedlichen Winkeln liegen, müssen Sie den Positionierungsprozess wiederholen (Abschnitte 7.4.3 und 7.4.4).

13.5 Die Messung nach dem Malus-Gesetz ist asymmetrisch

Problem: Die Messungen für das Gesetz von Malus (Abschnitt 9.6) zeigen eine asymmetrische Signalrate. Ein Beispiel finden Sie in Abbildung 162.

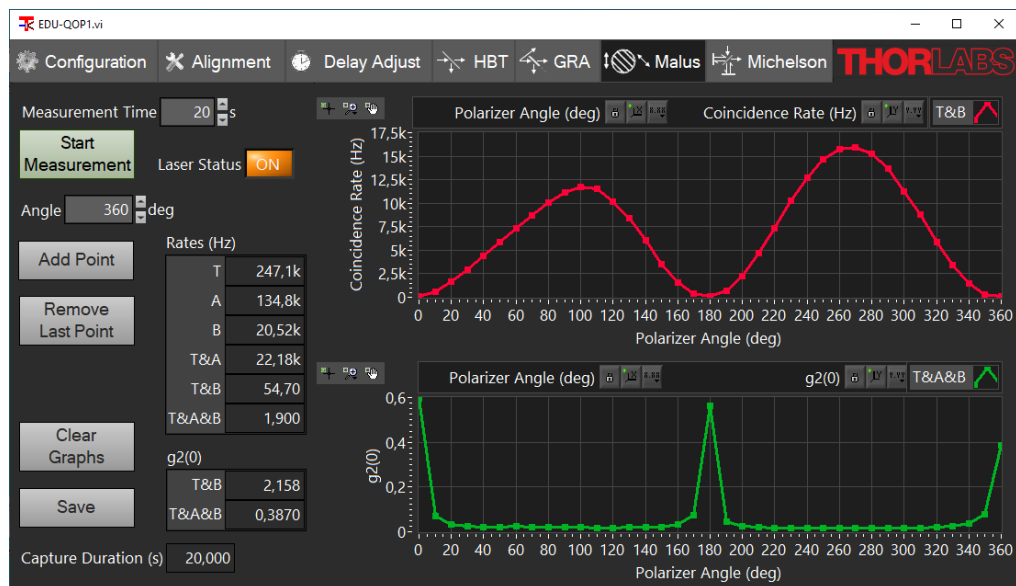


Abbildung 162 Beispielmessung mit asymmetrischem Signal für das Gesetz von Malus.

- Stellen Sie sicher, dass der Polarisator in Bezug auf den Justgagelaser zentriert ist und dass seine Reflexion durch die Justierhilfe zurückgeht (ähnlich wie bei der Justierung der Halbwellenplatte in Abschnitt 7.7).
- Der $\varnothing 1''$ Economy-Polarisator kann zu einer Strahlabweichung führen, die den Strahl aus dem aktiven Detektorbereich herausführt, wenn er sich nahe am Rand befindet. Optimieren Sie im Alignment-Tab das T&B-Koinzidenzsignal für das kleinere Maximum (im obigen Beispiel mit dem Polarisator bei 90-100°), indem Sie die beiden Justierschrauben der CXY1A-Halterung und das Zoomgehäuse drehen.

13.6 Michelson-Interferometer Probleme

Wenn Sie in Abschnitt 7.6.6 eine sehr niedrige Zählrate auf Detektor B und/oder eine sehr niedrige Koinzidenzzählrate T&B sehen:

- Setzen Sie den Justagelaser auf den Magnethalter nach dem Kristall und überprüfen Sie damit, ob alle Blendenöffnungen und optischen Elemente korrekt positioniert sind (der Strahl sollte durch die Mitte gehen). Wenn eine Blende nicht richtig getroffen wird, wiederholen Sie die Justage des Strahlengangs wie in Abschnitt 7.6.1 beschrieben. Wenn ein Element nicht richtig positioniert ist, verschieben Sie das Element (oder das gesamte Michelson-Board), bis die Positionierung korrekt ist; überprüfen Sie die Rückreflexionen, um einen normalen Einfall sicherzustellen.

In Abschnitt 7.6.6 sehen Sie Koinzidenzzählraten, aber kein Interferenzmuster, wenn Sie den Positioniertisch bewegen:

Drücken Sie sanft gegen den Halter des Michelson-Spiegels, der sich nicht auf dem Tisch befindet. Wenn Sie keine Veränderung der Koinzidenzzählrate feststellen können:

- Testen Sie die Einstellung Ihres Interferometers: Stellen Sie die LED vor das Interferometer und prüfen Sie, ob Sie am Ausgang ein Interferenzmuster sehen.
- Achten Sie darauf, dass das Interferenzmuster auf Detektor B zentriert ist.

Wenn Sie mit dem obigen Test eine Abweichung sehen, aber nicht, wenn Sie ihn über die Software verschieben:

- Stellen Sie sicher, dass der Positioniertisch sowohl mit dem KPZ101 als auch mit dem KSG101 Controller verbunden ist.
- Vergewissern Sie sich, dass die KPZ101 und KSG101 Controller an die Stromversorgung angeschlossen und eingeschaltet sind. Manchmal ist das Stromversorgungskabel nicht vollständig mit den Steuergeräten verbunden. Dies führt dazu, dass zwar das Display funktioniert, aber keine anderen Funktionen.

- Stellen Sie sicher, dass die K-Cube Controller über ein SMA-zu-SMA-Kabel miteinander verbunden sind (von KSG-Monitor zu KPZ-EXT IN)
- Führen Sie die Kalibrierprozedur in der Software aus.

Wenn Sie in der Software ein Interferenzmuster sehen, aber der Kontrast gering ist:

- Bewegen Sie den Feintrieb der Mikrometerschraube am Positioniertisch leicht und prüfen Sie, ob sich der Kontrast verbessert.
- Drehen Sie die kinematischen Schrauben des Interferometerspiegels, der sich nicht auf dem Positioniertisch befindet, sehr vorsichtig. Verwenden Sie einen Sechskantschlüssel, um so langsam wie möglich drehen zu können. Prüfen Sie, ob sich dadurch der Kontrast verbessert.
- Alternativ können Sie auch die LED für den Justierprozess verwenden, wie in Abschnitt 7.6.2.

13.7 Quantenradierer Probleme

Wenn Sie in Abschnitt 7.7 das Interferenzmuster mit beiden Polarisatoren bei 0° sehen, aber auch mit gekreuzten Polarisatoren noch ein Muster sehen, ist dies ein Zeichen für eine nicht optimale Kalibrierung der Polarisatoren oder für Polarisationsänderungen, die durch eine leichte Neigung des Strahlteilers verursacht werden. In diesem Fall können Sie folgendes versuchen:

- Setzen Sie den $\emptyset 1''$ Polarisator vor den Detektor B und stellen Sie ihn auf 0° .
- Blockieren Sie einen Arm des Interferometers, drehen Sie den $\emptyset 1/2''$ Polarisator im anderen Arm, bis die Koinzidenzzählrate T&B minimiert ist.
- Blockieren Sie den anderen Arm des Interferometers, drehen Sie den $\emptyset 1''$ Polarisator auf 90° und drehen Sie dann den $\emptyset 1/2''$ Polarisator im offenen Arm, bis die Koinzidenzzählrate T&B minimiert ist.
- Jetzt haben Sie sichergestellt, dass das Licht, das von den Armen des Interferometers kommt, senkrecht polarisiert ist. Entfernen Sie den $\emptyset 1''$ Polarisator, heben Sie die Blockierung beider Arme auf und testen Sie, ob das Interferenzmuster tatsächlich vollständig unterdrückt wird (und ob es wiederhergestellt werden kann, wenn Sie den auf 45° eingestellten $\emptyset 1''$ Polarisator einsetzen).

Kapitel 14 Berechnungen zur Lasersicherheit

14.1 Laser System

In diesem EDU-Kit verwenden wir die Laserdiode **L405P20**. Jede Einrichtung, die dieses Schulungskit verwendet, sollte über einen Laserschutzbeauftragten verfügen, um die Sicherheitsanforderungen zu bestimmen. Wir geben hier jedoch einen Ansatz zur Berechnung der Risikobewertung auf der Grundlage des in diesem Kit verwendeten Lasers.

Dieser Laser hat eine maximale Ausgangsleistung von 20 mW und emittiert im Wellenlängenbereich von 405 nm \pm 5 nm. Der Laser ist mit einer Linse ausgestattet, die einen kollimierten Strahl erzeugt. Die Strahldivergenz ist nicht bekannt, wird aber im Bereich von einigen mrad liegen. Der Laserstrahl ist nicht kreisförmig, er hat eine elliptische Form mit einer Breite von 3 mm x 1 mm.

Im Normalbetrieb wird der Laserstrahl durch eine Optik geführt und auf einen Arbeitsbereich gerichtet. Da der Laserstrahl nicht abgeschirmt ist, besteht ein direkter Zugang zu dieser Laserstrahlung. Infolgedessen könnte eine Reflexion (Einzelfehlerfall) der gesamten Laserstrahlung den Arbeitsbereich verlassen.

14.2 Bestimmung der Laserklasse

Bei der Klassifizierung von Lasergeräten müssen die zugänglichen Emissionsgrenzwerte (engl.: accessible emission limits, AEL) berücksichtigt werden. Die AEL für die jeweiligen Schutzklassen sind entsprechend der möglichen Gefahren definiert, die durch die Lichtstrahlung für den menschlichen Körper und insbesondere für das menschliche Auge verursacht werden können.

Die Grenzwerte hängen von mehreren Faktoren ab, die in der Norm EN60825-1 definiert sind, um verschiedene Parameter abzudecken, die die Gefahr beeinflussen.

Um die Laserklasse des Systems zu bestimmen, muss die maximale emittierte Laserleistung im Falle eines Fehlers berücksichtigt werden. Gemäß den in der DIN EN60825-1 Norm beschriebenen Messbedingungen wird die Messung nach Bedingung 3 in einem Abstand von 100 mm zur Quelle mit einem Messblenden-Durchmesser von 7 mm durchgeführt. Nur die mit dieser Messblende erfasste Laserstrahlung ist für die Bewertung relevant.

Die Laserstrahlung hat eine maximale Ausgangsleistung von $P = 20$ mW, einen Wellenlängenbereich von 405 nm \pm 5 nm und ist nicht gepulst. Aufgrund der Strahlbreiten von 3 mm x 1 mm ist die gesamte Leistung der Laserstrahlung für die Klassifizierung relevant. Die folgende Tabelle zeigt die Laserklassen und ihre Leistungsgrenzen für den Betrieb des Lasers im CW-Modus.

Laser Klasse	Erreichbare Emissionsgrenzwerte für den CW-Modus	
1	AEL_{LC1}	0,39 mW
2	AEL_{LC2}	1 mW
3R	AEL_{LC3R}	5 mW
3B	AEL_{LC3B}	500 mW

Tabelle 3 Erreichbare Emissionsgrenzwerte für den CW-Modus

Die Tabelle zeigt, dass der L40P20 Laser die Grenzwerte der Laserklassen 1, 2 und 3R überschreitet und somit in **Klasse 3B** eingestuft wird.

Bei Lasersystemen der Klasse 3B ist der Blick in den direkten Strahl normalerweise gefährlich, einschließlich kurzzeitiger versehentlicher Bestrahlung.

14.3 Auswahl der Laserschutzbrille

Die Verwendung einer persönlichen Schutzausrüstung (wie z.B. einer Laserschutzbrille) stellt sicher, dass der Benutzer keiner Emission ausgesetzt ist, die die Laserklasse 1 überschreitet. Die Norm DIN EN 207:2017 bietet einen Leitfaden für die Auswahl und Anwendung von Laserschutzbrillen. Die folgenden Berechnungen basieren auf den Vorgaben dieser Norm.

Bei einer Laserleistung von 20 mW und einem Grenzwert von 0,39 mW ist eine maximale Durchlässigkeit von 10^{-2} für eine Laserschutzbrille relevant.

Neben der Durchlässigkeit ist auch die Widerstandsfähigkeit der Schutzbrille gegenüber der Laserstrahlung von Bedeutung. Zu diesem Zweck muss die maximale Bestrahlungsstärke des Laserstrahls bestimmt werden. Der Strahl hat ein 3 mm x 1 mm großes Strahlprofil, aber als ungünstigster Fall wurde angenommen, dass der Strahl kreisförmig ist und einen Durchmesser von 1 mm hat. Bei einer Laserleistung von 20 mW beträgt die Bestrahlungsstärke:

$$E = \frac{P}{A} = \frac{P}{\pi \cdot r_{beam}^2} = \frac{20mW}{\pi \cdot (0.5 \cdot 10^{-3}m)^2} \cdot 2 = 50.93 \cdot 10^3 \frac{W}{m^2}$$

Der zusätzliche Faktor 2 in der Formel beschreibt die maximale Bestrahlungsstärke in der Mitte des Gaußschen Strahls. Diese Bestrahlungsstärke muss bei der Auswahl der Laserschutzbrille berücksichtigt werden.

Sowohl die Durchlässigkeit als auch die maximale Bestrahlungsstärke müssen von der verwendeten Schutzbrille eingehalten werden. Für eine Bestrahlungsstärke $<100.000 \frac{W}{m^2}$ ist eine Schutzbrille mit der Skalenummer D LB4 gemäß der Norm EN207:2017 erforderlich (siehe grünes Feld in Abbildung 163).

Aus dem Thorlabs-Portfolio ist die LG3-Brille daher eine gute Wahl, da sie in dem relevanten Wellenlängenbereich ein Schutzniveau von **D LB4** aufweist.

		Max. Leistungsdichte (E, W/m ²) & Energiedichte (H, J/m ²) im spezifizierten Wellenlängenbereich								
Wellenlängenbereich		180 - 315 nm			>315 - 1400 nm			>1400 nm - 1000 µm		
		Für Pulsdauer (Sekunden)								
Schutzstufe	T	D > 3 · 10 ⁻⁴	I, R 10 ⁻⁹ bis 3 · 10 ⁻⁴	M <10 ⁻⁹	D >5 · 10 ⁻⁴	I, R 10 ⁻⁹ bis 5 · 10 ⁻⁴	M <10 ⁻⁹	D >0.1	I, R 10 ⁻⁹ bis 0.1	M <10 ⁻⁹
LB1	10 ⁻¹	0.01	3 · 10 ²	3 · 10 ¹¹	10 ²	0.05	1.5 · 10 ⁻³	10 ⁴	10 ³	10 ¹²
LB2	10 ⁻²	0.1	3 · 10 ³	3 · 10 ¹²	10 ³	0.5	1.5 · 10 ⁻²	10 ⁵	10 ⁴	10 ¹³
LB3	10 ⁻³	1	3 · 10 ⁴	3 · 10 ¹³	10 ⁴	5	0.15	10 ⁶	10 ⁵	10 ¹⁴
LB4	10 ⁻⁴	10	3 · 10 ⁵	3 · 10 ¹⁴	10 ⁵	50	1.5	10 ⁷	10 ⁶	10 ¹⁵
LB5	10 ⁻⁵	10 ²	3 · 10 ⁶	3 · 10 ¹⁵	10 ⁶	5 · 10 ²	15	10 ⁸	10 ⁷	10 ¹⁶
LB6	10 ⁻⁶	10 ³	3 · 10 ⁷	3 · 10 ¹⁶	10 ⁷	5 · 10 ³	1.5 · 10 ²	10 ⁹	10 ⁸	10 ¹⁷
LB7	10 ⁻⁷	10 ⁴	3 · 10 ⁸	3 · 10 ¹⁷	10 ⁸	5 · 10 ⁴	1.5 · 10 ³	10 ¹⁰	10 ⁹	10 ¹⁸
LB8	10 ⁻⁸	10 ⁵	3 · 10 ⁹	3 · 10 ¹⁸	10 ⁹	5 · 10 ⁵	1.5 · 10 ⁴	10 ¹¹	10 ¹⁰	10 ¹⁹
LB9	10 ⁻⁹	10 ⁶	3 · 10 ¹⁰	3 · 10 ¹⁹	10 ¹⁰	5 · 10 ⁶	1.5 · 10 ⁵	10 ¹²	10 ¹¹	10 ²⁰
LB10	10 ⁻¹⁰	10 ⁷	3 · 10 ¹¹	3 · 10 ²⁰	10 ¹¹	5 · 10 ⁷	1.5 · 10 ⁶	10 ¹³	10 ¹²	10 ²¹

Abbildung 163 Tabelle 1 der Norm EN207:2017. Der wichtige Wert für diesen Bausatz ist grün markiert.

Kapitel 15 Danksagung

Die Entwicklung dieses Kits ruht auf den Schultern zahlloser Didaktiker auf der ganzen Welt, die sich der Herausforderung gestellt haben, Studierenden die Quantenoptik experimentell zu vermitteln. Wir sind dankbar für die zahlreichen Anregungen, die wir im Laufe der Jahre von vielen engagierten Menschen auf diesem Gebiet erhalten haben.

Die experimentelle Umsetzung in diesem Kit wurde maßgeblich von unseren Kooperationspartnern der Leibniz Universität Hannover beeinflusst. Wir danken Dr. Kim-Alessandro Weber und Dr. Rüdiger Scholz herzlich für ihre herausragenden Beiträge zu diesem Kit. Zusammen verfügen sie über mehr als 40 Jahre Erfahrung in der Entwicklung von quantenoptischen und photonenstatistischen Experimenten. Das Design dieses Kits lehnt sich an viele Ideen aus den Experimenten an, die sie sowohl für Studierende als auch für Lehrer und Schüler von Gymnasien entwickelt haben. Wir sind dankbar für ihren Enthusiasmus, diese Erfahrungen mit Hilfe dieses Kits mit dem Rest der Lehrgemeinschaft zu teilen. Darüber hinaus waren sie unschätzbare Partner bei der Diskussion von Fragen der Quantenoptik im Allgemeinen und der Didaktik im Besonderen. Schließlich haben sie die Entwicklung unseres SPDMA Einzelphotonendetektors maßgeblich unterstützt.

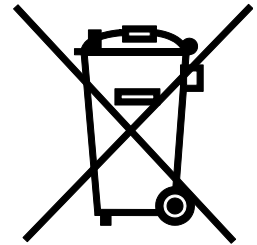
Wir bedanken uns herzlich bei Paul Schlummer, Adrian Abazi, Carsten Schuck und Wolfram Pernice von der Universität Münster für die Unterstützung bei der Entwicklung dieses Lehrsystems für Quantenoptik. Wir bedanken uns für unzählige fruchtbare Diskussionen, sowohl über die physikalischen als auch über die didaktischen Aspekte von Quantensystemen. Insbesondere sind wir dankbar für den detaillierten Vergleich mit einem Typ-II BBO-System und ihr detailliertes Feedback zu unseren Einzelphotonendetektoren SPDMA.

Wir danken auch Prof. Dr. Jan-Peter Meyn, der zu den ersten Anwendern echter quantenoptischer Experimente in der deutschen Lehrgemeinschaft gehörte (z.B. P. Bronner *et al* 2009 *Eur. J. Phys.* **30** 1189). Sein Fachwissen und das optische Design seiner Versuchsaufbauten trugen dazu bei, das Wissen in der Lehr-Community zu verbreiten, und waren auch eine Inspiration für bestimmte Designelemente in den Versuchsaufbauten von Dr. Kim-Alessandro Weber und Dr. Rüdiger Scholz.

Kapitel 16 Gesetzliche Bestimmungen

Thorlabs bietet allen Endnutzern in der EG die Möglichkeit, Produkte am Ende der Nutzung ohne anfallende Entsorgungskosten zurückzugeben, wie durch die WEEE (Waste Electrical and Electronic Equipment Directive) der Europäischen Gemeinschaft und die entsprechenden nationalen Gesetze verlangt.

- Dieses Angebot gilt für elektrische und elektronische Komponenten von Thorlabs, welche:
- nach dem 13. August 2005 verkauft wurden
- mit dem nebenstehenden durchgestrichenen Mülltonnen-Logo versehen sind
- an ein Unternehmen oder Institut in der EG verkauft wurden
- momentan von einem Unternehmen oder Institut in der EG besessen werden
- noch intakt sind, also nicht zerlegt und nicht kontaminiert



Wenn Sie ein Thorlabs Produkt zur Entsorgung geben möchten, dann setzen Sie sich bitte mit Thorlabs oder Ihrem Händler in Verbindung.

Verantwortung für die Müllentsorgung

Wenn Sie ein Produkt nach Ende seines Lebenszyklus nicht an Thorlabs zurückgeben, so übergeben Sie es einem Unternehmen, welches auf Müllentsorgung spezialisiert ist. Entsorgen Sie das Produkt nicht in einem Mülleimer oder auf einer öffentlichen Müllhalde.

16.1 Rücksendung von Geräten

Der Service an Geräten kann nur erfolgen, wenn diese in der komplette Originalverpackung zurückgesendet werden. Dies beinhaltet auch die Pappeinlagen. Fall notwendig, fordern Sie eine Ersatzverpackung an. Wenden Sie sich für Serviceleistungen an qualifiziertes Personal.

This precision device is only serviceable if returned and properly packed into the complete original packaging including the complete shipment plus the cardboard insert that holds the enclosed devices. If necessary, ask for replacement packaging. Refer servicing to qualified personnel.

Kapitel 17 Thorlabs Weltweit

Für technischen Support oder Kaufanfragen besuchen Sie bitte www.thorlabs.com/contact, um unsere aktuellen Kontaktinformationen zu finden.



USA, Canada, and South America

Thorlabs, Inc.
sales@thorlabs.com
techsupport@thorlabs.com

Europe

Thorlabs GmbH
europe@thorlabs.com

France

Thorlabs SAS
sales.fr@thorlabs.com

Japan

Thorlabs Japan, Inc.
sales@thorlabs.jp

UK and Ireland

Thorlabs Ltd.
sales.uk@thorlabs.com
techsupport.uk@thorlabs.com

Scandinavia

Thorlabs Sweden AB
scandinavia@thorlabs.com

Brazil

Thorlabs Vendas de Fotônicos Ltda.
brasil@thorlabs.com

China

Thorlabs China
chinasales@thorlabs.com



THORLABS
www.thorlabs.com
