

**Konzeption, Aufbau und Erprobung eines
Demonstrationsexperiments zu quantenmechanischen
Phänomenen auf Grundlage der Mach-Zehnder-Interferometrie**

Masterarbeit

von

Jan Eggemann

angefertigt
in den Physikalischen Praktika des FB 1

Erstgutachter: Prof. Dr. I. Rückmann
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Schecker
Matrikelnummer: XXXXXXXXXX
Abgabedatum: 15.10.2014

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Stand der Forschung	3
3. Theoretische Grundlagen	5
3.1. Licht als elektromagnetische Welle	5
3.2. Photonenstatistik	6
3.3. Polarisation von Licht	9
3.4. Jones Formalismus	11
3.5. Interferenz	14
3.6. Kohärenz	18
3.7. Formalismus der Quantenmechanik	19
3.8. Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik	21
3.9. Piezoelektrischer Effekt	23
3.10. Photoelektronenvervielfacher	24
4. Konzeption, Planung und experimenteller Aufbau	25
4.1. Experimenteller Aufbau des Quantenradierers	25
4.2. Aufbau des Welle-Teilchen Dualismus-Experiments	29
4.3. Beschreibung der einzelnen Bauteile	32
5. Darstellung und Diskussion der Experimente	39
5.1. Grundlegende Messungen	39
5.2. Hinweise zur Messung im Scan-Modus	46
5.3. Übergang vom Teilchen zum Wellenbild	47
5.4. Einzelphotoninterferenz	50
5.5. Quantenradierer	52
6. Quantentheorie in der Schule	61
6.1. Eigenbau eines Quantenradierers mit Haushaltsmitteln	61
6.2. Einordnung in den Bremer Bildungsplan	61
6.3. Zugangswege zur Interpretation der QM mithilfe des MZI	62
7. Zusammenfassung	65
8. Ausblick	69
A. Literaturverzeichnis	71
B. Anhang	73
C. Danksagung	87
D. Selbstständigkeitserklärung	89

1. Einleitung

Die Quantenphysik ist seit ihrer Begründung gegen Anfang des 20. Jahrhunderts eine der erfolgreichsten, aber auch zugleich „rätselhaftesten“ Theorien in der Geschichte der Physik. Viele der neuentdeckten physikalischen Phänomene konnten auf der mikroskopischen Ebene nicht mehr ohne Konflikte mit klassischen Konzepten erklärt werden. Der mit der Entwicklung der Quantenphysik verbundene Paradigmenwechsel führte zu weitreichenden Konsequenzen, nicht nur für die Interpretation der Physik, sondern auch für die Auffassung der Natur als Ganzes. Die Messung physikalischer Größen sei nicht mehr durch eine Verbesserung des Messprozesses beliebig genau realisierbar, sondern eine intrinsische Eigenschaft des Teilchens an sich. Damit verbunden war auch die Konsequenz, dass das Verhalten eines Teilchens, bei bekanntem Anfangszustand nicht mehr exakt vorhergesagt werden konnte. Dieser Bruch mit dem Determinismus physikalischer Systeme wurde von vielen Physikern zunächst in Zweifel gezogen. So schrieb Albert Einstein in einem Brief an Max Born:

„Die Quantenmechanik ist sehr achtunggebietend. Aber eine innere Stimme sagt mir, daß das noch nicht der wahre Jakob ist. Die Theorie liefert viel, aber dem Geheimnis des Alten bringt sie uns kaum näher. Jedenfalls bin ich überzeugt, daß der nicht würfelt.“¹

Auch wenn das neue gedankliche Gerüst der Quantenmechanik dem menschlichen Vorstellungsvermögen häufig seine Grenzen aufzeigt, so hat sie sich bis heute auf überzeugende Art und Weise immer wieder als korrekt erwiesen. Durch die fortschreitende Technologisierung können viele der physikalischen Voraussagen auf eindrucksvolle Weise bestätigt werden. Aufgrund des hohen finanziellen und experimentellen Aufwands sind diese Experimente jedoch nur einer handvoll Menschen zugänglich. In Einführungsveranstaltungen zur Quantenmechanik wird häufig als erstes der Welle-Teilchen Dualismus behandelt, leider sind die diskutierten Experimente häufig nur gedanklicher Natur.

Dass es dennoch möglich ist, mit einem begrenzten finanziellen Budget die wesentlichen Aspekte der Quantenmechanik anhand der dualen Natur des Lichts zu demonstrieren, soll die vorliegende Arbeit in Teilen nachweisen. Dabei gilt es im Rahmen eines begrenzten finanziellen Budgets und unter Berücksichtigung bereits vorhandener optischer Komponenten einen experimentellen Aufbau zu planen und von der Idee bis zur Erprobung des finalen Aufbaus umzusetzen.

Grundlage hierfür stellt ein modifiziertes Mach-Zehnder-Interferometer dar, mit dem man in einem Aufbau Teilchen- sowie Wellencharakter *gleichzeitig* demonstrieren kann. Des Weiteren soll mit dem experimentellen Aufbau demonstriert werden, wie einzelne Photonen mit sich selber interferieren.² Mit Polarisationsfiltern wird der Aufbau zu einem Quantenradierer erweitert, dessen zugrunde liegender Effekt sowohl mit der vollen Laserintensität, als auch mit einigen wenigen Photonen demonstriert werden soll.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in fünf größere Kapitel. Das Kapitel *Stand der Forschung* gibt einen Einblick über die ersten Experimente mit einzelnen Photonen bis hin zu aktuellen

¹Siehe [11].

²Die Auslegung, dass die Interferenz nicht auf eine Wechselwirkung unterschiedlicher Photonen zurückzuführen ist, geht auf P.A.M. Dirac zurück. Siehe hierzu: Aus [25] mit Verweis auf [4].

Forschungsthemen und den damit verbundenen Kontroversen.

In dem darauf folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis der physikalischen Phänomene und des experimentellen Aufbaus nötig sind, entwickelt. Im Zusammenhang mit monochromatischem Licht wird auf die Polarisation, Kohärenz und die Entstehung der Interferenz im Mach-Zehnder-Interferometer eingegangen.

Neben dem Jones Formalismus, der die Wechselwirkung zwischen optischen Bauteilen und elektromagnetischer Strahlung beschreibt, werden im nächsten Abschnitt die Beschreibung von Photonen in der Photonenstatistik skizziert.

Im nächsten Abschnitt werden die wichtigsten quantenmechanischen Grundlagen durch die Postulate der Quantenmechanik und die Beschreibung der Kopenhagener Deutung der Quantenmechanik zusammengefasst.

Im Kapitel *Konzeption, Planung und experimenteller Aufbau* wird die Idee für die Experimente sowie den experimentellen Aufbau und die einzelnen Bauteile eingehend beschrieben, wie auch die nötigen Schritte zur Justage des Strahlengangs.

Das Kapitel *Darstellung und Diskussion der Experimente* beschreibt im Konkreten den Setup des Messplatzes für die einzelnen Experimente und diskutiert auf Grundlage der Messergebnisse die physikalischen Phänomene. Dazu zählen die Vorversuche zur Charakterisierung der einzelnen Bauteile sowie die Ergebnisse des Welle-Teilchen Dualismus-Experiments, der Einzelphotoninterferenz und des Quantenradierers.

Das Kapitel *Quantenmechanik in der Schule* beschreibt einen möglichen Zugangsweg zum Welle-Teilchen Dualismus anhand des Mach-Zehnder-Interferometers und einzelnen Photonen. Darüber hinaus werden die vorliegenden Experimente in die curricularen Vorgaben des Bremer Bildungsplans der gymnasialen Oberstufe eingeordnet. Zudem wird eine Bauanleitung eines low-cost-Quantenradierers vorgestellt, der mit größtenteils im Haushalt vorhandenen Mitteln realisiert werden kann.

Nach einer Übersicht der Ergebnisse im Kapitel *Zusammenfassung* werden im Kapitel *Ausblick* mögliche Änderungen oder Erweiterungen des bestehenden Aufbaus diskutiert, die im Rahmen der Arbeit nicht mehr umsetzbar waren.

2. Stand der Forschung

Eines der ersten Experimente, das sich der dualen Natur von Licht widmete und Interferenz einzelner *Quanten* nachweisen sollte, wurde von Geoffrey I. Taylor gegen Anfang des 20. Jahrhunderts durchgeführt³. In seiner Apparatur wurde das Licht einer Gaslampe an einer Nadelspitze gebeugt und dann auf einer Photoplatte über einen Zeitraum von bis zu 2000 Std. (ca. 3 Monate) aufgenommen. Die Strahlungsleistung, die in dieser Zeit auf die Photoplatte fiel, ist nach Berechnungen von Taylor mit einer Kerze vergleichbar, die in einer Entfernung von knapp über einer Meile Entfernung zum Aufbau brennt! Um die Intensität der Gasflamme zu reduzieren, verwendete er einen Stapel ruß-geschwärzter Glasplatten. Durch eine Reihe verschiedener Aufnahmen mit unterschiedlichen Belichtungszeiten konnte dieser so den Übergang einer „körnigen“ Verteilung „einzelner Quanten“ bis hin zu dem klassischen Intensitätsverlauf des Interferenzbildes darstellen. Auch wenn der Versuch von Taylor bis heute als einer der ersten Experimente gilt, der in Zusammenhang einzelner Quanten Interferenz nachweisen wollte, können die von ihm demonstrierten Ergebnisse vermutlich nicht auf den Effekt einzelner Quanten zurückgeführt werden. Thermischen Lichtquellen emittieren einzelnen Photonen nicht mit einer zeitlich konstanten Abfolge, sondern sie neigen zu sogenanntem Photon-Bunching, bei dem mehrere Photonen gleichzeitig emittieren.

Durch den technologischen Fortschritt ist es heutzutage möglich, gezielt einzelne Photonen über die Anregung von Einzelatomen- oder Einzelmolekülen zu erzeugen und über parametrische Fluoreszenz (*parametric down-conversion*) in einem nicht-linearen Kristall in zwei verschränkte Photonen der gleichen Energie umzuwandeln. Die Verschränkung der Photonen wird dazu genutzt, den Zustand des anderen Photons zu bestimmen, ohne dabei direkt mit ihm wechselwirken zu müssen. Dieser Effekt spielt unter anderem bei der Realisierung von Quantenradierern und Welcher-Weg-Experimenten eine Rolle (siehe [16]).

Grundlagenforschung an einzelnen Quantenobjekten ist bis heute ein hoch aktuelles Forschungsthema. Im Jahr 2004 führte Shahriar Afshar von der Harvard Universität ein modifiziertes Doppelspaltexperiment mit einzelnen Photonen durch, bei dem der Weg des Photons zugänglich ist, ohne dabei das Interferenzbild zu zerstören. Die experimentellen Ergebnisse scheinen im Widerspruch mit dem Bohr'schen Komplementaritätsprinzip zu stehen. Dabei konnten die experimentellen Ergebnisse von mehreren Wissenschaftlern bestätigt werden, auch wenn der Großteil der Wissenschaftler in dem Experiment keine Verletzung des Komplementaritätsprinzips sehen. Eine der Veröffentlichungen von Afshar zu diesem Thema findet sich hier: [1] sowie eine Übersicht über die verschiedenen Interpretationen und weiterführende Literatur unter [33].

Es gibt aber auch aktuelle Forschungsergebnisse die nahelegen, dass die Vorstellung von einem klassischen Pfad eines Photons wie in einem Doppel- oder Mehrfachspaltexperiment grundlegend zu überdenken ist, wenn die theoretischen Berechnungen durch ein Experiment bestätigt werden. Im Rahmen der Kopenhagener Interpretation wird das Doppelspaltexperiment so gedeutet, dass das Photon, wenn es durch einen der beiden Spalte fliegt, keine Interferenz beobachtet werden kann und im unbeobachteten Zustand das Photon beide Spalte gleichzeitig passiert. In der Veröffentlichung *Nonclassical Paths in Quantum Interference Experiments*

³Siehe [29]

von R. Sawant et al.⁴ weisen diese theoretisch nach, dass aber auch nicht-klassische Pfade signifikant zur Gesamtintensität beitragen könnten. Dazu verwenden sie einen Dreifachspalt und berechnen den messbaren Unterschied nicht-klassischer Pfade zur Gesamtintensität des Interferenzbilds. Ein nicht-klassischer Pfad eines Photons würde beispielsweise durch alle drei Spalte verlaufen, indem das Photon durch den ersten Spalt austritt, in den zweiten Spalt wieder eintritt und dann den Dreifachspalt durch den dritten Spalt wieder verlässt, bevor es auf die Beobachtungsebene fällt. Wenn die theoretischen Berechnungen in einem Experiment tatsächlich nachgewiesen werden können, stützt dies die alternative Beschreibung der Quantenmechanik von Feynman durch Pfadintegrale, in deren Auslegung im Prinzip alle möglichen Pfade der Quantenobjekte zur Gesamtintensität beitragen.

Die verschiedenen experimentellen Ergebnisse zeigen, wie aktuell das Forschungsfeld um einzelne Photonen ist und dass die Natur des Photons eventuell noch nicht endgültig erfasst worden ist.

⁴Einen Übersichtsartikel zu dem Experiment findet sich hier [34], sowie die Originalveröffentlichung unter [23].

3. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel stellt die wichtigsten physikalischen Grundlagen zusammen, die zum Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Experimente nötig sind.

Dazu dient zunächst die mathematische Beschreibung von Licht als elektromagnetische Welle, als auch die der Polarisation. Daran anknüpfend beschreibt der Jones-Formalismus eine elegante Möglichkeit, die Ausbreitung von Licht im Raum mithilfe von normierten Vektoren und Matrizen darzustellen. Der nächste Abschnitt führt über die Beschreibung der Interferenz an dünnen Schichten über zur Erläuterung der Interferenz im Mach-Zehnder-Interferometer. Welche Interferenzbedingungen erfüllt sein müssen, wird im Abschnitt über Kohärenz beschrieben. Das Kapitel Photonenstatistik geht auf die Beschreibung einzelner Photonen durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen für verschiedene Lichtquelle ein. Im Anschluss daran erfolgt die Beschreibung der wichtigsten quantenmechanischen Grundlagen. Dazu zählen die Postulate der Quantenmechanik sowie die Deutung des mathematischen Formalismus durch die Kopenhagener Interpretation der Quantentheorie. Der letzte Abschnitt geht auf den piezoelektrischen Effekt und auf die Funktionsweise eines Photoelektronenvervielfachers ein.

3.1. Licht als elektromagnetische Welle

Zunächst soll aus den Maxwell'schen Gleichungen die Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld⁵ hergeleitet werden. Die Maxwell'schen Gleichungen für das Vakuum lauten im SI-Einheitensystem

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \quad , \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2)$$

mit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ für die magnetische Permeabilität und $1/(4\pi\epsilon_0) = 9 \cdot 10^9 \text{ As/Vm}$ für die dielektrische Konstante im Vakuum. Wendet man die Graßmann-Identität auf $\operatorname{rot} \mathbf{E}$ und $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ an, liefert dies die Wellengleichungen des elektrischen- und magnetischen Feldes:

$$\boxed{\Delta \mathbf{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}} \quad (3)$$

$$\boxed{\Delta \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}} \quad (4)$$

Für die eben genannten Gleichungen existieren Lösungen folgender Form:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} + \phi - \omega t)] \quad (5)$$

und

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} + \phi - \omega t)] \quad (6)$$

⁵Korrekterweise müsste es eigentlich *magnetische Flussdichte* heißen, wobei im Vakuum gilt: $B = \mu_0 H$.

Diese stellen ebene Wellen dar. Durch Einsetzen von (5) und (6) in (1) kann man leicht verifizieren, dass der Wellenvektor \mathbf{k}_0 senkrecht auf dem \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Vektor steht ($\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{E} = 0$ und $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{B} = 0$). Durch Einsetzen der Lösung für die Wellengleichungen in (2) findet man:

$$\mathbf{k}_0 \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}. \quad (7)$$

Somit stehen nicht nur die \mathbf{E} und \mathbf{B} -Vektoren senkrecht auf \mathbf{k}_0 , sondern auch senkrecht zueinander. Das \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feld breitet sich mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 \approx 3 \cdot 10^8$ m/s in Richtung von \mathbf{k}_0 aus. Dabei schwingen das \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feld in Phase.⁶

$$\boxed{\frac{E}{B} = \frac{\omega}{k_0} = \lambda \nu = c} \quad (8)$$

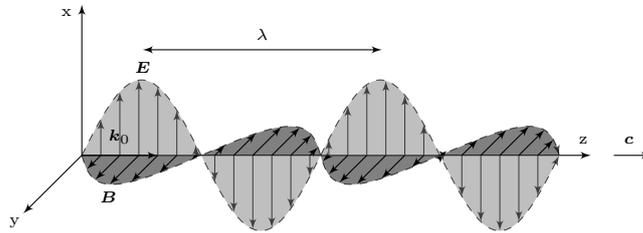


Abb. 1: Die ebene elektromagnetische Welle der Wellenlänge λ breitet sich mit der Geschwindigkeit c in z -Richtung aus.

3.2. Photonenstatistik

Die Photonenstatistik beschreibt die Emission von Photonen durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Dabei muss man unterschiedlichen Lichtquellen jeweils eine charakteristische Wahrscheinlichkeitsverteilung zuordnen.

Gäbe es einen perfekten Laser, würde dieser monochromatisches Licht einer unendlich großen Kohärenzlänge emittieren. Dabei ist die zeitlich gemittelte Intensität zeitinvariant. Bei sehr kleinen Zeiträumen stellt man jedoch fest, dass die Intensität schwankt, da die Energie der Strahlung gequantelt ist und die Emission der einzelnen Photonen statistischen Gesetzen folgt. Dabei wird die Anzahl an Photonen in einem Raumelement durch eine Poisson-Verteilung

$$\mathcal{P}(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{N}, \quad (9)$$

beschrieben, mit n als Photonenanzahl und \bar{n} als Mittelwert.⁷ Die Poisson-Verteilung besitzt die besondere Eigenschaft, dass Varianz $(\Delta n)^2$ und Mittelwert identisch sind. ($\rightarrow \Delta n = \sqrt{\bar{n}}$); Schwarzkörperstrahler senden thermisches Licht aus, deren frequenzabhängige Intensitätsverteilung das Plancksche Strahlungsgesetz beschreibt. Der Emissionsprozess kann durch die

⁶Folgt direkt aus Gl.(7).(vgl. [22]).

⁷Zur Herleitung der Verteilung siehe Fox (2005) [13], Ch. 5.3.

Bose-Einstein Statistik beschrieben werden.⁸

$$\mathcal{P}_\omega(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n \quad (10)$$

mit

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T)} \quad (11)$$

Im Gegensatz zu monochromatischem Licht ist thermisches Licht nur begrenzt kohärent und besitzt keine zeitlich invariante Intensität. Hieraus folgt, dass die Emission von Photonen noch „unregelmäßiger“ als bei einem Laser stattfindet.

Denkbar ist eine weitere (hypothetische) Strahlungsquelle, die neben den Eigenschaften monochromatischer Strahlung keine Streuung um den Mittelwert aufweist ($\rightarrow \Delta n = 0$). Das heißt, dass die Wahrscheinlichkeit in einem Raumelement \bar{n} Photonen zu registrieren, stets 1 ist. Dies ist der Fall, wenn die Photonen in gleichen Zeitabständen emittiert werden. Diese Art von Lichtquelle besitzt kein klassisches Pendant in Form einer realen Strahlungsquelle. Im Labor können aber künstlich Einzelphotonenquellen hergestellt werden. Dazu werden einzelne Atome in Fallen fixiert und durch eine äußere Strahlungsquelle angeregt. Bis das Atom wieder in den Grundzustand durch Emission eines Photons übergeht, können keine weiteren Quanten absorbiert werden. Somit wechseln Absorption und Emission einander ab. In der Photonenstatistik fallen die drei Beispiele in die in Tabelle 1 dargestellten Kategorien.⁹

Tabelle 1: Klassifizierung verschiedener Lichtquellen nach der Photonenstatistik. $I(t)$ beschreibt die zeitabhängige Intensität. (Siehe [13] Tab. 5.1)

Photonen Statistik	Klassische Entsprechung	$I(t)$	Δn
Super-Poisson	Inkohärentes Licht, thermische Lichtquellen	zeitabh.	$> \sqrt{\bar{n}}$
Poisson	Perfekt kohärentes Licht	konstant	$= \sqrt{\bar{n}}$
Sub-Poisson	keine	konstant	$< \sqrt{\bar{n}}$

⁸Zur Herleitung der Verteilung siehe Fox (2005) [13], Kap. 5.3.1.

⁹Vgl. [13], Abschnitt 5.3 - 5.6.

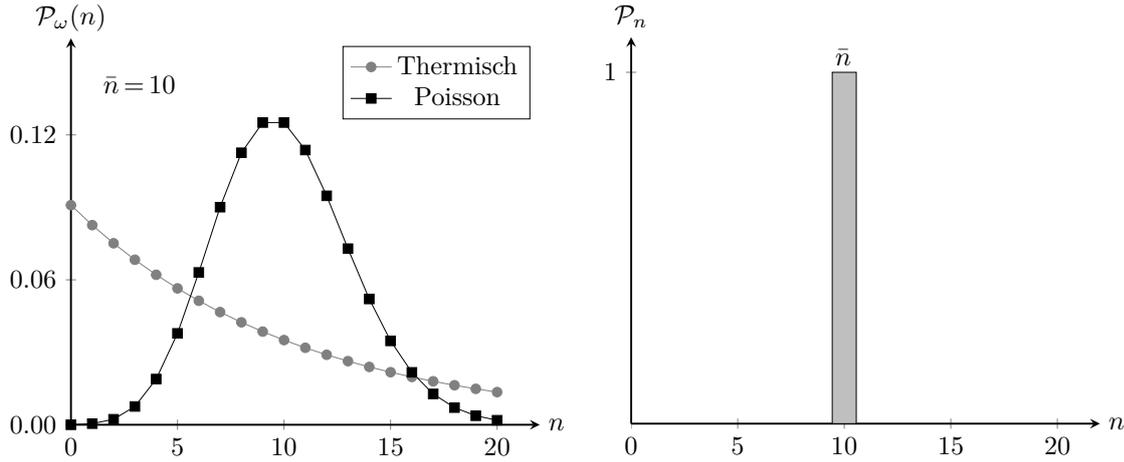


Abb. 2: Vergleich der Photonenzustatistik für eine thermische Lichtquelle der Frequenz ω , eines Lasers (*links*) sowie einer künstlichen Einzelphotonenquelle (*rechts*) für jeweils $\bar{n} = 10$ (siehe [13], Fig.: 5.5, 5.6(b)).

Korrelationsfunktion 1. und 2. Art

In der Photonik dienen die Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung dazu, die Kohärenz einer Lichtquelle und die zeitliche Schwankung der Intensität zu beschreiben. Die Korrelationsfunktion 1. Ordnung

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) \rangle}{\langle |\varepsilon(t)|^2 \rangle} \quad (12)$$

beschreibt die Art mit der die Amplitude des elektromagnetischen Feldvektors $\varepsilon(t)$ in der Zeit fluktuiert, mit

$$\langle \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T \varepsilon^*(t)\varepsilon(t+\tau) dt \quad (13)$$

und dem Laufzeitunterschied τ . Die zeitliche Fluktuation des elektrischen Feldes ist ein Maß für die Kohärenz der Lichtquelle; die zeitlichen Schwankungen in der Intensität $I(t)$ liefern Informationen über den zeitlichen Abstand einzelner Photonen. Dazu wird die Korrelationsfunktion 2. Ordnung

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle} \quad (14)$$

berechnet.¹⁰

Photon Bunching und Anti-Bunching

Photon-Bunching beschreibt das Verhalten von Photonen als Bosonen bei der Emission Photonenbündel zu bilden. Dabei werden in einem Zeitintervall mehrere Photonen gleichzeitig emittiert mit einer größeren zeitlichen Lücke zwischen der nächsten Emission. Zu Photon-Bunching kommt es vor allem bei Lichtquellen, für die $g^{(2)}(0) > 1$ ist, was auf thermische

¹⁰Vgl. [13] Kap. 2.3, 6.3.

Lichtquellen zutrifft. Monochromatische Strahlung hat den Wert $g^{(2)}(0) = 1$. Für eine anti-gebündelte Lichtquelle ist die zweite Korrelationsfunktion prinzipiell > 1 .¹¹

Tabelle 2: Klassifikation von Licht in Bezug auf die Neigung „Photonenbündel“ zu bilden. Anti-gebündeltes Licht stellt dabei einen rein quantenmechanischen Zustand dar, ohne klassische Entsprechung.

Klassische Beschreibung	Photonenstrahl	$g^{(2)}(0)$
Thermisch	gebündelt	> 1
Kohärent	zufällig	$= 1$
keine	anti-gebündelt	< 1

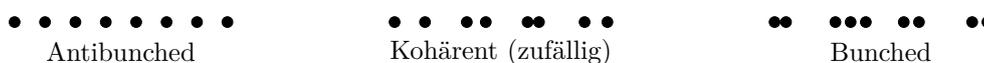


Abb. 3: Vergleich der zeitlichen Aufeinanderfolge einzelner Photonen für unterschiedliche Lichtquellen. (vgl. [13] Fig. 6.6)

3.3. Polarisierung von Licht

Als Maß für die Polarisierung einer elektromagnetischen Welle dient die Orientierung des \mathbf{E} -Vektors. Die Ebene, die der \mathbf{E} und der \mathbf{k}_0 -Vektor aufspannen, nennt man Polarisierungsebene. Wenn der Vektor des elektromagnetischen Feldes keine zeitlich feste Vorzugsrichtung hat, spricht man von unpolarisiertem Licht. Für den Fall, dass der Feldvektor des elektromagnetischen Feldes einer festen Vorschrift folgt, ergeben sich die verschiedenen Spezialfälle von polarisiertem Licht, die in der Folge genauer beschrieben sind.¹²

Mathematische Beschreibung der Polarisierung

Bei der mathematischen Beschreibung von polarisiertem Licht ist es hilfreich, eine orthogonale Basis aus zwei linear polarisierten elektromagnetischen Wellen zu wählen.¹³ Diese zerlegt den Vektor des elektromagnetischen Feldes \mathbf{E} in die Komponenten

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y = \varepsilon_x \mathbf{e}_x \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi_1) + \varepsilon_y \mathbf{e}_y \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi_2), \quad (15)$$

mit den Einheitsvektoren $\mathbf{e}_{x,y}$ in x - und y -Richtung und den dazugehörigen Amplituden $\varepsilon_{x,y}$ sowie der Phase φ_1 und φ_2 . Mit $\phi = \varphi_2 - \varphi_1$ lässt sich eine Phase eliminieren, womit dann folgt

$$E_x = \varepsilon_x \cos(\omega t) \quad \text{und} \quad E_y = \varepsilon_y \cos(\omega t - \phi). \quad (16)$$

¹¹Vgl. [13], Kap. 6.5.

¹²Die folgenden Beschreibungen sind entstanden in Anlehnung an Perez (1996) [22], Kap. 20.5.

¹³Die Wahl zweier gegenläufig zueinander drehender zirkular-polarisierter EMW ist ebenfalls möglich.

Unter Ausnutzung der Identität $\cos(\alpha \pm \beta) = \cos(\alpha) \cos(\beta) \mp \sin(\alpha) \sin(\beta)$ und elementarer Algebra entsteht aus (16) die Ellipsengleichung

$$\boxed{\frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{E_y^2}{\varepsilon_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos(\phi) = \sin^2(\phi)} . \quad (17)$$

Linear polarisiertes Licht

Linear polarisiertes Licht zeichnet sich dadurch aus, dass die \mathbf{E} - bzw. \mathbf{B} -Feld Komponenten eine zeitlich konstante Orientierung beibehalten. Für einen Gangunterschied, der einem gradzahlig oder ungradzahlig Vielfachen von π entspricht, transformiert Gl. (17) zu der Geraden

$$E_y = \pm \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} E_x, \quad (18)$$

wobei die Parität des Gangunterschieds das Vorzeichen der Geraden festlegt. Die Orientierung und Länge des Feldvektors wird nach (3.3) durch die Amplitudenverhältnisse bestimmt.

Zirkular polarisiertes Licht

Bei zirkular polarisiertem Licht schwingen die zwei orthogonalen \mathbf{E} -Feld Komponenten mit gleicher Amplitude ($\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_0$) um $\pm\pi/2 + 2m\pi$ phasenverschoben zueinander mit $m \in \mathbb{Z}$. Hierdurch entsteht eine zeitlich konstante Amplitude, die eine Kreisbahn (je nach Vorzeichen der Phasenverschiebung entweder mit oder entgegen dem Uhrzeigersinn) durchläuft.

$$E_x^2 + E_y^2 = \varepsilon_0^2 \quad (19)$$

Dabei beziehen sich die Bezeichnungen links- und rechtszirkular polarisiertes Licht auf die Drehrichtung des \mathbf{E} -Feldvektors.

Elliptisch polarisiertes Licht

Bei elliptisch polarisiertem Licht folgt die Spitze des elektromagnetischen Feldvektors einer Ellipse nach Gl. (17). So gesehen stellen linear und zirkular polarisiertes Licht Grenzfälle von elliptisch polarisiertem Licht dar.

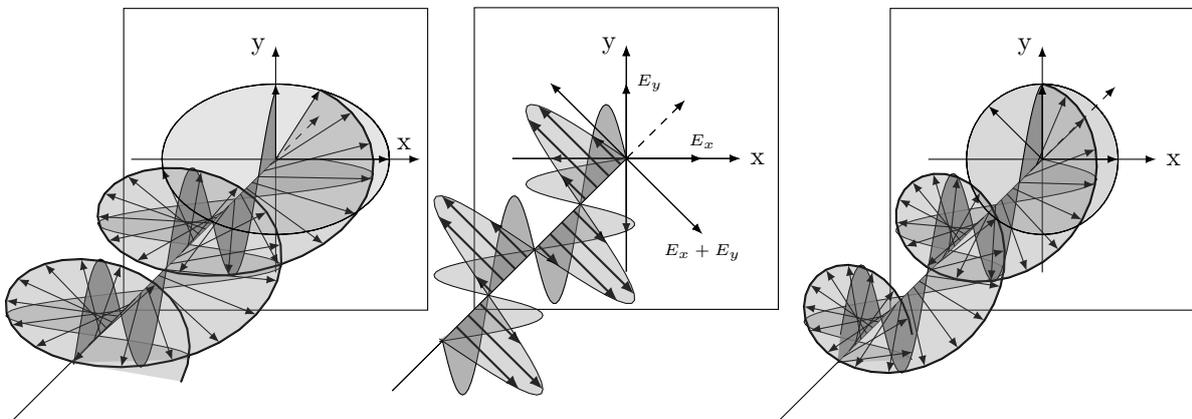


Abb. 4: Darstellung der Polarisation für elliptisch-, linear- und zirkular-polarisiertes Licht.

Messung der Polarisation

Um die Art der Polarisation einer Lichtquelle zu vermessen, kann die Intensität in Abhängigkeit des Drehwinkels α eines linearen Polarisationsfilters¹⁴ gemessen werden. Für linear polarisiertes Licht bestätigt sich das *Gesetz von Malus*

$$I(\alpha) \sim \frac{1}{T} \int_0^T |\mathbf{E}(t)|^2 dt = I_0 \cos^2(\alpha), \quad (20)$$

das aus der zeitlichen Mittlung über eine Schwingungsperiode $T = 2\pi/\omega$ gewonnen wird.

Polarisatoren

Polarisiertes Licht kann durch verschiedene Mechanismen erzeugt werden. Zu den gängigsten Methoden, linear polarisiertes Licht zu erzeugen, zählt die Reflexion unter dem Brewster Winkel oder die Transmission durch dichroitische Materialien wie Turmalin.¹⁵

Fällt unpolarisiertes Licht unter dem Brewster Winkel¹⁶ auf die Grenzfläche zweier unterschiedlicher dielektrischer Medien ($n_1 < n_2$), wird der senkrechte Anteil in Bezug auf die Einfallsebene vollständig reflektiert, wobei der parallele Anteil vollständig ins dichtere Medium eintritt und gebrochen wird. Der reflektierte Strahl ist dann linear polarisiert.

Bei linearem Dichroismus wird einer der beiden zueinander senkrechten Polarisationskomponenten nahezu vollständig absorbiert. Für die Komponente des Lichts, die parallel zur durchlässigen optischen Achse polarisiert ist, scheint der Kristall transparent.

Elliptisch oder zirkular polarisiertes Licht kann durch doppelbrechende Kristalle wie Kalkspat aus linear polarisiertem Licht erzeugt werden. Durch die Anisotropie des Kristalls ist der Brechungsindex im Kristall richtungsabhängig. Das unter einem Winkel zur optischen Achse des Kristalls einfallende, linear polarisierte Licht wird in zueinander senkrecht polarisierte Teilstrahlen aufgespalten, die den Kristall mit unterschiedlicher Geschwindigkeit passieren. Je nach Schichtdicke werden so Verzögerungsplatten wie $\lambda/4$ -Plättchen hergestellt, bei denen die beiden Polarisationskomponenten um $\pi/2$ phasenverschoben zueinander schwingen und so linear polarisiertes Licht in zirkular polarisiertes Licht umwandeln können.

3.4. Jones Formalismus

Eine vereinfachte Notation für die Ausbreitung von polarisiertem Licht wurde 1941 von dem amerikanischen Physiker R. Clark Jones eingeführt. Der nach ihm benannte Jones Formalismus beschreibt lineare optische Abbildungen. Polarisationszustände werden durch zweidimensionale, (komplexwertige) Jones-Vektoren beschrieben. Die Wirkung optischer Bauelemente, wie einer $\lambda/4$ -Platte, stellen unitäre 2×2 -Matrizen dar.¹⁷

¹⁴Der gedrehte Polarisator wird häufig auch als Analysator bezeichnet.

¹⁵Vgl. Perez (1996) [22], Kap. 20.6.

¹⁶, sodass der reflektierte und transmittierte Strahl senkrecht aufeinander stehen.

¹⁷Der Abschnitt Jones Formalismus wurde in Anlehnung an Hecht (2014) Kapitel 8.13.3 [15] erstellt.

Jones-Vektoren

In komplexer Schreibweise wird die Ausbreitung einer ebenen monochromatischen Welle in z -Richtung durch

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} \quad (21)$$

beschrieben. Der Jones Formalismus verzichtet auf die explizite Orts- und Zeitabhängigkeit. Der zu (21) gehörige Jones-Vektor lautet daher:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\varphi_x} \\ E_{0y} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

wobei $E_x(t)$ und $E_y(t)$ die momentanen Skalarkomponenten von \mathbf{E} sind. Ist der Polarisationszustand zu einem Zeitpunkt t bekannt, kann die Zeitabhängigkeit durch die Einführung der Phasen φ_x und φ_y in x - und y -Richtung eliminiert werden. Ein horizontaler (in x -Richtung) und ein vertikaler Polarisationszustand (in y -Richtung) lautet daher:

$$\mathbf{E}_h = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\varphi_x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0y} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Nach den Vektorraumaxiomen ist es möglich, jeden Jones Vektor aus einer Superposition linear unabhängiger Polarisationszustände zu bilden.¹⁸ Für den Fall $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ und $\varphi_x = \varphi_y = \varphi$ steht

$$\mathbf{E}_{45^\circ} = \mathbf{E}_h + \mathbf{E}_v = E_0 e^{i\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (24)$$

für eine linear polarisierte ebene Welle, die 45° zur Horizontalen gedreht ist.

Falls die Amplituden und Anfangsphasen von nachrangigem Interesse sind, werden die Jones-Vektoren auf eine Intensität von 1 normiert. Gleichung (24) vereinfacht sich dann zu

$$\mathbf{E}_{45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

In ähnlicher Form entsteht durch Normierung für Gleichung (22)

$$\mathbf{E}_h = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Im Falle von rechtszirkular polarisiertem Licht eilt die y -Komponente der x -Komponente um

¹⁸Wie man leicht überprüfen kann, bilden \mathbf{E}_h und \mathbf{E}_v einen orthonormierten Satz, aus deren Linearkombinationen jeder beliebige Polarisationszustand gebildet werden kann.

Tabelle 3: Die wichtigsten Joneschen Matrizen im Überblick. (vgl. [15]), S.612)

Lineares optisches Element	Jonessche Matrix	Lineares optisches Element	Jonessche Matrix
Horizontaler Polarisator	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\lambda/4$ -Plättchen, schnelle Achse vertikal	$e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$
Vertikaler Polarisator	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\lambda/4$ -Plättchen, schnelle Achse horizontal	$e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$
Polarisator bei $+45^\circ$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$	Homogener Zirkularpolarisator rechts	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Polarisator bei -45°	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$	Homogener Zirkularpolarisator links	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$
um den Winkel α drehbarer Polarisator	$\begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}$		

$\pi/2$ voraus, wodurch sich für den Ausdruck einer rechtszirkular polarisierten Welle

$$\mathbf{E}_{r.z.} = \begin{pmatrix} E_0 e^{i\varphi_x} \\ E_0 e^{i(\varphi_x - \pi/2)} \end{pmatrix} \quad (27)$$

ergibt, der nach der Normierung die Form:

$$\mathbf{E}_{r.z.} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\pi/2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (28)$$

hat. Für linkszirkular polarisiertes Licht ergibt sich entsprechend:

$$\mathbf{E}_{l.z.} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Die Darstellung von elliptisch polarisiertem Licht ist ebenfalls möglich. So stellt

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{pmatrix} 2 \\ -i \end{pmatrix} \quad (30)$$

eine Form von rechts-drehendem, elliptisch polarisiertem Licht dar.

Jones-Matrizen

Die Wirkung eines optischen Elements auf einen Jones-Vektor wird durch unitäre 2×2 -Matrizen vermittelt. Eine Übersicht der wichtigsten Jones-Matrizen zeigt Tabelle 3. Diese

müssen entsprechend in der Reihenfolge, auf der das einfallende Licht die Bauteile durchläuft, multipliziert werden, wobei darauf zu achten ist, dass die Joneschen Matrizen nicht kommutiert werden dürfen. Betrachten wir folgendes Beispiel, in dem eine linear polarisierte Welle zwei zueinander senkrechte lineare Polarisationsfilter durchläuft:

$$\psi_{\text{danach}} = \mathcal{V} \mathcal{H} \psi_{45^\circ} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (31)$$

In Übereinstimmung mit dem Experiment ist die Intensität 0. Wird zwischen den beiden Polfiltern noch ein weiterer linearer Polfilter $\mathcal{R}(\alpha)$ gestellt, ist die Intensität $\neq 0$ und vom Drehwinkel abhängig!

$$\psi_{\text{danach}} = \mathcal{V} \mathcal{R}(\alpha) \mathcal{H} \psi_{45^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (32)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \alpha \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{4} \begin{pmatrix} \sin 2\alpha \\ 0 \end{pmatrix} \quad (33)$$

3.5. Interferenz

Interferenz im Allgemeinen bezeichnet die Überlagerung mehrerer Teilwellen. Nach dem Superpositionsprinzip lässt sich die Überlagerung von n Teilwellen darstellen als

$$f(\mathbf{r}, t) = \sum_i^n f_i(\mathbf{r}, t), \quad (34)$$

wobei die Teilwellen beschrieben werden durch Funktionen $f_i(\mathbf{r}, t)$ in Abhängigkeit des Ortes \mathbf{r} und der Zeit t . In besonderen Fällen kann die Überlagerung von mehreren Teilwellen zu einem zeitlich stabilen Muster aus hellen und dunklen Bereichen führen.

Interferenz an dünnen Schichten

Dielektrische Spiegel, Interferenzfilter oder Antireflexbeschichtungen sind alle eine Anwendung der Interferenz an dünnen Schichten. Von einer dünnen Schicht spricht man, wenn die Schichtdicke in der Größenordnung der Wellenlänge liegt.

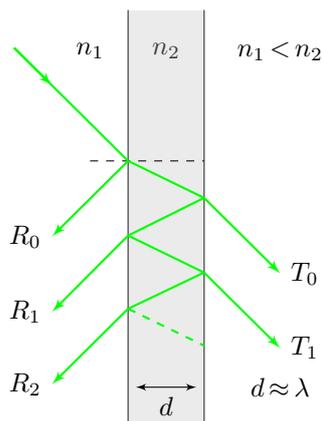


Abb. 5: Mehrfachreflexion und -transmission an einer dünnen Schicht. Die jeweiligen Teilstrahlen interferieren (Interferenz gleicher Neigung). Die Schichtdicke ist im Verhältnis zum Strahldurchmesser übertrieben dargestellt.

Dabei fällt ein Lichtstrahl mit einer festen Wellenlänge auf eine planparallele dünne Schicht und wird an der Vorderseite reflektiert, wobei ein Teil nach dem *Snellius-Gesetz* zum Lot hin gebrochen wird. Durch Mehrfachreflexionen an der Innenseite der dünnen Schicht werden eine Reihe von Teilstrahlen mit abfallender Intensität in gleichen Abständen parallel zu R_0 und T_0 ausgekoppelt. Im Rahmen der Wellenoptik können mithilfe der *Fresnel-Gleichungen* die Schichtdicke und der Brechungsindex der einzelnen Schichten so berechnet werden, dass sich die Kugelwellen phasenrichtig addieren und so der gewünschte Reflexions- oder Transmissionsgrad entsteht. Die Kombination mehrerer Schichten geeigneter Dicke und Brechungsindex kann die Güte der Verspiegelung erheblich steigern. Hierdurch können Eigenschaften wie ein schmalbandiger hoher Transmissionsgrad für Interferenzfilter realisiert werden.

Herleitung des Interferenzbildes im Mach-Zehnder-Interferometer (MZI)

Das Mach-Zehnder-Interferometer besteht aus zwei halbdurchlässigen Strahlteilern (BS) und zwei Spiegeln (M), die in einem Rechteck angeordnet sind. Ein einfallender Laserstrahl wird im MZI durch den ersten Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die der zweiten Strahlteiler wieder zusammenführt. Das Interferenzbild kann betrachtet werden, wenn man die zusammengeführten Teilstrahlen durch eine Linse aufweitet. Durch die vielen Freiheitsgrade der optischen Komponenten ist das Interferenzbild in nahezu jeder Ebene justierbar. Dabei erstrecken sich die Interferenzbilder über Streifen- bis hin zu Ringmustern. Ein Gangunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen kann über die Verstellung der Strahlteiler oder Spiegel in der Roll-, Nick- oder Gierachse erzeugt werden. Wenn die beiden Teilstrahlen leicht divergieren, indem einer der Spiegel leicht verkippt wird, entstehen in der Fokalebene der Linse zwei virtuelle Punktlichtquellen, deren Lage zueinander die Form des Interferenzmusters bestimmen (Abb. 6).

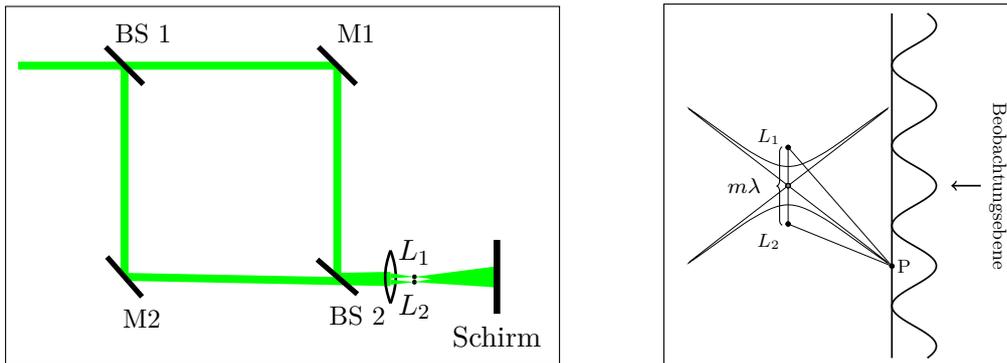


Abb. 6: *Links:* Prinzipskizze des Mach-Zehnder-Interferometers: Die zusammengeführten Teilstrahlen sind leicht divergent. In der Fokalebene der Linse entstehen zwei Punktlichtquellen L_1 und L_2 , deren Lage die Form des Interferenzbilds bestimmt. *Rechts:* Der Punkt P liegt auf einer Ortskurve, für die alle Punkte den gleichen Gangunterschied besitzen (Hyperbel).

Die folgenden Betrachtungen der Interferenz sind nicht nur auf das Mach-Zehnder-Interferometer beschränkt, sie gelten ohne größere Einschränkungen ebenfalls für das Michelson-Interferometer oder Interferometer, bei denen der rekombinierte Laserstrahl durch eine Linse aufgeweitet wird.

Um die Entstehung der Interferenz besser nachvollziehen zu können, beziehen sich die folgenden Beschreibungen zunächst nur auf die euklidische Ebene und werden dann auf drei Dimensionen erweitert.

Ist das Interferometer wie in Abb. 6 justiert, gehen von den beiden Punktlichtquellen Kreiswellen aus, deren Überlagerung am Beobachtungsschirm zu einer Reihe von hellen und dunklen Streifen führt. Wenn an dem Punkt P in der Beobachtungsebene vollständig konstruktive Interferenz beobachtet werden kann, beträgt der Gangunterschied der beiden Punktlichtquellen zum Punkt P genau ein Vielfaches der Wellenlänge $m\lambda = \overline{L_1P} - \overline{L_2P} = r_1 - r_2$, mit $m \in \mathbb{Z}$. Falls man die Ortskurve für einen festen Gangunterschied ($m = \text{const.}$) von der Beobachtungsebene zur Quelle zurückverfolgt, liegen die Punkte konstruktiver Interferenz auf einer Hyperbel.

In der Mathematik wird der Begriff Hyperbel als Synonym verwendet für die Menge aller Punkte P , für die die Differenz der absoluten Längenmaße zu den beiden Brennpunkten der Hyperbel $2a$ beträgt, wobei a den Scheitel der Hyperbel bezeichnet.

Daraus können wir also für die Lage der konstruktiven Interferenz schließen, dass

$$m\lambda = \overline{L_1P} - \overline{L_2P} = r_1 - r_2 = \pm 2a \quad (35)$$

gelten muss und die Punktlichtquellen genau in den Brennpunkten der Hyperbeln liegen. Ist das Interferometer gerade so justiert, dass die beiden Punktlichtquellen identisch übereinander liegen, durchläuft der Laserstrahl das Interferometer im Prinzip unverändert. Für Abstände $\neq 0$ existieren Hyperbeln mit entsprechender Ordnung m . Durch die möglichen Werte von m entsteht eine Schar von konfokalen Hyperbeln, die sich durch gleiche Brennpunkte auszeichnen.

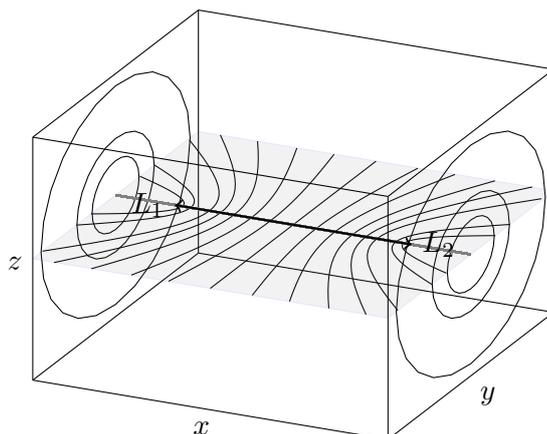


Abb. 7: Die Oberflächen der zweischaligen Hyperboloidenschar stellen Orte gleichen Gangunterschieds dar.

Beim Übergang von der euklidischen Ebene zum dreidimensionalen Raum kommt die Rotationssymmetrie um die Verbindungslinie von L_1 und L_2 hinzu. Die zweidimensionalen Ortskurven stellen dann in Wirklichkeit Oberflächen gleichen Gangunterschieds dar. Diese beschreiben im Dreidimensionalen einen Hyperboloid. Durch eine weitere Symmetrie entstehen zudem auf beiden Seiten der Punktlichtquellen Rotationshyperboloide für jeden erlaubten Wert von m .

In dem gesamten Interferenzvolumen existiert also eine zweischalige konfokale Hyperboloidenschar, die nach (35) konstruiert werden kann.

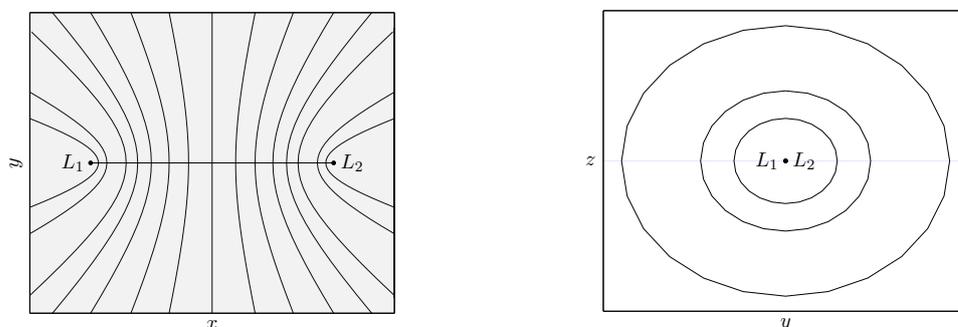


Abb. 8: Form des Interferenzmusters in Abhängigkeit der Lage von L_1 und L_2 zur Projektionsebene. *Links:* die Punktlichtquellen liegen parallel zur Beobachtungsebene, *rechts:* L_1 und L_2 liegen hintereinander.

Je nach Justage des Strahlengangs zeigt sich in der Projektionsebene ein unterschiedlicher Ausschnitt der Hyperboloidenschar. Falls die beiden Brennpunkte in Bezug auf die Beobachtungsebene hintereinander liegen, besteht das Interferenzbild aus konzentrischen Kreisen (Abb. 8, *rechts*). Für den Fall, dass die beiden Brennpunkte parallel zur Beobachtungsebene liegen, zeichnet sich ein Muster aus hellen und dunklen Streifen ab (s. Abb. 8, *links*). Da in der Realität der Abstand zwischen den Punktlichtquellen und der Beobachtungsebene sehr klein ist, dürfen die Hyperbeln durch deren Asymptoten genähert werden. In der Mitte des Interferenzbildes verlaufen die Bereiche aus hellen und dunklen Streifen nahezu parallel.

3.6. Kohärenz

Die Kohärenzeigenschaften einer Lichtquelle beeinflussen die Fähigkeit zur Interferenz. Damit ein zeitlich stabil zu beobachtendes Interferenzbild entsteht, müssen die sich überlagernden Wellenpakete ihre Form und Phasenbeziehung beibehalten. Wie später erläutert, ist die zeitliche Konstanz der Phasenbeziehung zwischen zwei Wellenzügen eine Eigenschaft der zeitlichen Kohärenz. Weiter lassen sich aus der Ausdehnung einer Lichtquelle Schlüsse über die räumliche Kohärenz ableiten.

Bei der Relaxation eines angeregten Atoms in einen niederenergetischeren Zustand wird die Energiedifferenz in Form eines Photons mit der Frequenz ν emittiert. Durch die *Energie-Zeit*-Unschärferelation besitzt die Spektrallinie eine natürliche Linienbreite, die durch weitere Verbreiterungsmechanismen wie der Stoß- oder der Dopplerverbreiterung aufgeweitet sein kann.¹⁹ Diese Mechanismen führen zu einer Verbreiterung der Spektrallinie. Als Maß hierfür dient die Linienbreite $\Delta\nu$. Deren Kehrwert definiert die *Kohärenzzeit* Δt_c

$$\Delta t_c \sim \frac{1}{\Delta\nu} . \quad (36)$$

Je nach Linienform (Gauß- oder Lorentzprofil) gelten bei exakten Berechnungen entsprechende Vorfaktoren. In der Kohärenzzeit sendet das Atom einen Wellenzug aus, der als gedämpfte, zeitbegrenzte Sinusschwingung aufgefasst werden kann. Den Weg, den dieser Wellenzug in Δt_c zurückgelegt hat, wird als *Kohärenzlänge* Δl_c bezeichnet.

$$\Delta l_c = c\Delta t_c \quad (37)$$

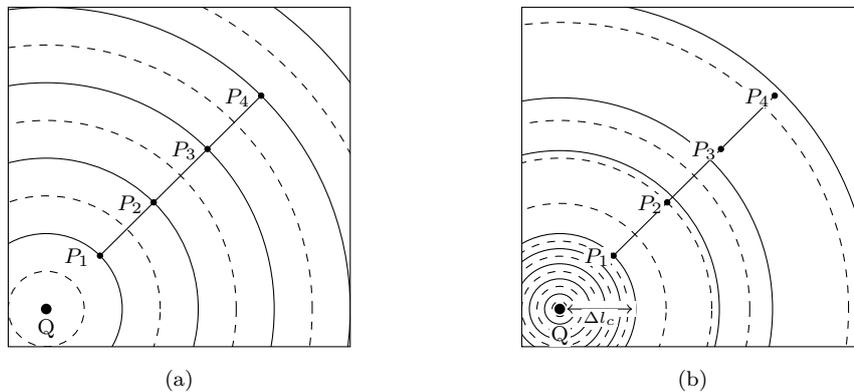


Abb. 9: *Links:* Die Wellen, die von dem Wellenzentrum Q ausgehen, sind vollständig räumlich und zeitlich kohärent; *rechts:* Die Wellenfronten sind vollständig räumlich, jedoch nicht zeitlich kohärent. (Abb. erstellt nach Hecht (2014) [15], Bild 9.4)

Abbildung 9(a) stellt den Fall einer monochromatischen Welle dar, die eine totale räumliche und zeitliche Kohärenz besitzt. In der Realität existieren monochromatische Wellen jedoch nicht, da atomare Übergänge nicht beliebig scharf sind. In Abbildung 9(b) sind die Wellenfronten räumlich total kohärent, da sie den gleichen Ursprung besitzen und die Phasenbeziehung orthogonal zur Ausbreitungsrichtung gleich bleibt. Im Zeitintervall Δt_c kann die Ausbreitung

¹⁹Für eine detailliertere Beschreibung der Linienverbreiterungsmechanismen, siehe Kehlbeck (2014) Kap. 1.3.

der Wellenfront vorausgesagt werden.

Wenn die Lichtquelle eine räumliche Ausdehnung besitzt, gehen von zwei oder mehreren Wellenzentren Wellenfronten aus, die keinen gemeinsamen Ursprung besitzen. Dieser Effekt zerstört die Radialsymmetrie aus Abb. 9, was zur Folge hat, dass die Wellenfronten nicht mehr räumlich kohärent sind und die Phasenbeziehung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung variiert.²⁰

3.7. Formalismus der Quantenmechanik

Eine detaillierte Darstellung des mathematischen Formalismus der Quantenmechanik würde an dieser Stelle zu weit führen. Daher werden im Folgenden nur auf die für die Arbeit wesentlichen Aspekte eingegangen. Dazu zählen die Postulate der Quantenmechanik, welche die fundamentalen Grundlagen der Quantenmechanik zusammenfassen, sowie eine genauere Betrachtung des Wahrscheinlichkeitsbegriffs. Im Anschluss daran legt das Kapitel „Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik“ dar, wie die quantentheoretischen Entitäten zu deuten sind.

Die Postulate der Quantenmechanik

Die Postulate der Quantenmechanik erlauben es den mathematischen Formalismus auf wesentliche Aspekte zu reduzieren.²¹ Diese lauten:

1. Reine Zustände werden durch normierte Vektoren eines komplexen Hilbertsraumes (bzw. Äquivalenzklassen/Strahlen) beschrieben. Nach dem Superpositionsprinzip stellt jeder Vektor einen möglichen reinen Zustand dar.
2. Observable sind selbstadjungierte Operatoren, deren Messwerte reellen Eigenwerten entsprechen.
3. Der Erwartungswert einer Observablen A im dazugehörigen Zustand $|\psi\rangle$ wird beschrieben durch

$$\langle A \rangle = \langle \psi | A | \psi \rangle . \quad (38)$$

4. Die zeitliche Entwicklung von Zustandsvektoren wird durch die Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = H |\psi\rangle \quad (39)$$

beschrieben.

5. Wird in einem System im Zustand $|\psi\rangle$ die Observable A gemessen, mit dem dazugehörigen möglichen Messwert a , so geht das System bei der Messung in den Eigenzustand $|a\rangle$ über (Zustandsreduktion).

²⁰Vgl. Hecht (2014) [15], Abschnitt 9.2.

²¹Siehe Kap. 4.6 Münster [21].

Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Entwicklungskoeffizienten

Im folgenden soll genauer geklärt werden, wie die Entwicklungskoeffizienten einer Eigenwertgleichung physikalisch zu interpretieren sind.²² Dazu betrachten wir als Beispiel die Eigenwertgleichung für die Energie, deren Observable dem Hamiltonoperator H entspricht.

$$H |n\rangle = E_n |n\rangle \quad (40)$$

Bei einer Messung der Energie entsprechen die Messwerte den möglichen Eigenwerten E_n . Im Allgemeinen entspricht ein physikalischer Zustand $|\psi\rangle$ einer Linearkombination der Form

$$|\psi\rangle = \sum_n |n\rangle \langle n|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \quad (41)$$

mit den Entwicklungskoeffizienten

$$c_n = \langle n|\psi\rangle . \quad (42)$$

Zur Interpretation der Koeffizienten betrachten wir den Erwartungswert von E

$$\langle H \rangle = \langle \psi|E|\psi\rangle . \quad (43)$$

Es wäre falsch anzunehmen, dass dies der Wert von H im Zustand $|\psi\rangle$ wäre. Die Messung von H im Zustand $|\psi\rangle$ liefert nur *einen* der Eigenenergien E_n . Bei einer Reihe von Messungen würde sich die statistische Verteilung der einzelnen Eigenwerte E_n zeigen.

Dass den Entwicklungskoeffizienten tatsächlich die Bedeutung einer Wahrscheinlichkeit zukommt, zeigen die nachfolgenden Überlegungen.

Sei p_n die Wahrscheinlichkeit, bei der Messung der Observablen E den Eigenwert E_n zu finden, mit $\sum_n p_n = 1$. Dazu behaupten wir zunächst, dass p_n die zu dem Entwicklungskoeffizienten c_n gehörige Wahrscheinlichkeit

$$|c_n|^2 = p_n \quad (44)$$

sei. Für den Erwartungswert des Hamiltonoperators gilt:

$$\langle H \rangle = \langle \psi|H|\psi\rangle = \sum_{m,n} \langle \psi|m\rangle \langle m|H|n\rangle \langle n|\psi\rangle . \quad (45)$$

Da es sich um eine vollständige Orthonormalbasis handelt, lässt sich obige Darstellung mit

$$\langle m|H|n\rangle = E_n \delta_{mn} \quad (46)$$

umschreiben zu

$$\langle H \rangle = \sum_n \langle \psi|n\rangle E_n \langle n|\psi\rangle = \sum_n |c_n|^2 E_n . \quad (47)$$

²²Der folgende Abschnitt wurde in modifizierter Form entnommen aus Münster (2006), [21] Kap. 4.7.

In manchen Fällen ist der Erwartungswert einer Potenz einer Observablen interessiert (wie bei der Varianz). Eine analoge Rechnung liefert dazu

$$\langle H^k \rangle = \sum_n |c_n|^2 (E_n)^k, \quad (48)$$

wobei die Entwicklungskoeffizienten unverändert bleiben. Und für den Spezialfall

$$1 = \langle \mathbf{1} \rangle = \sum_n |c_n|^2. \quad (49)$$

Aus den letzten beiden Gleichungen folgt nun, dass $|c_n|^2$ tatsächlich die zu E_n gehörige Wahrscheinlichkeit darstellt. Damit gilt

$$p_n = |\langle n | \psi \rangle|^2. \quad (50)$$

Das gefundene Ergebnis gilt nicht nur für Eigenwertgleichungen der Energie, sondern i. A. für alle mit dem Formalismus der Quantenmechanik verträglichen Eigenwertgleichungen der Form $A|n\rangle = a_n|n\rangle$. In dem Abschnitt *Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik* findet man die Interpretation der Entwicklungskoeffizienten als Born'sche Wahrscheinlichkeitsinterpretation wieder.

3.8. Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik

Nach Bohm zeichnet sich die Beschreibung von Materie nach **klassischen** Konzepten vor allem durch die folgenden drei Aspekte aus²³:

1. Die Welt kann bis ins kleinste Detail hin analysiert werden.
2. Der Zustand eines jeden Elements kann mit spezifizierbaren dynamischen Variablen und beliebiger Genauigkeit beschrieben werden.
3. Die wechselseitige Beziehung zwischen Teilen eines Systems sowie deren zeitliche Entwicklung ist bei bekanntem Anfangszustand durch exakte kausale Gesetze festgelegt. Das Verhalten des Systems als Ganzes kann als Ergebnis der Wechselwirkung all seiner Teile angesehen werden.

Die Interpretation quantenmechanischer Phänomene mithilfe der eben beschriebenen klassischen Sichtweise trifft schnell an ihre Grenzen. Es kann weder die weitere zeitliche Entwicklung eines Quantenobjekts vorhergesagt, noch das Verhalten eines Quantenobjekts beliebig genau gemessen werden. Es bedurfte einer neuen Interpretation der Quantenphysik, die dem mathematischen Kalkül der Quantentheorie Rechnung trägt und die z. T. nicht intuitiven Phänomene deutet. Gerade weil die Quantentheorie an vielen Stellen mit den gewohnten Denkweisen der klassischen Physik bricht, ist sie bis heute von intensiven Diskussionen und Kontroversen begleitet.

Eine der Deutungen der Quantentheorie, die bis heute große Zustimmung findet, wurde vor

²³Übersetzt aus Bohm (51) [2], Kap. 23.

allem von Niels Bohr in Zusammenarbeit mit Werner Heisenberg in der gemeinsamen Zeit in Kopenhagen entwickelt. Bei der Kopenhagener Deutung der Quantentheorie handelt es sich um eine von mehreren Auslegungen der Quantentheorie.²⁴ Zu den Kerngedanken zählen unter anderem²⁵:

- **Ganzheitlichkeit und Vollständigkeit:** Die Quantentheorie ist in ihrer Beschreibung quantenmechanischer Phänomene vollständig und beschreibt sie in Gänze. Das heißt es müssen keine weiteren mathematischen Werkzeuge entwickelt werden um Quantenobjekte zu beschreiben, noch ist deren Beschreibung lückenhaft.
- **Notwendigkeit klassischer Begriffe:** Messapparate liefern klassische Messgrößen wie Ort oder Impuls, ohne die wir nicht in der Lage sind, das physikalische Abbild der Realität zu beschreiben.
- **Heisenberg'sche Unbestimmtheitsrelation:**²⁶ Komplementäre Messgrößen wie Ort oder Impuls können nicht *gleichzeitig* beliebig genau gemessen werden.
- **Komplementaritätsprinzip:** Ein Beispiel hierfür stellt der Welle-Teilchen Dualismus dar. Je nach Experiment zeigt das Quantenobjekt (wie z. B. ein Lichtquant) Teilchen- oder Wellencharakter (wie beim äußeren Photoelektrischen Effekt bzw. bei Interferenzerscheinungen). Welches Verhalten das Quantenobjekt zeigt, hängt dabei vom Experiment ab.
- **Korrespondenzprinzip:** Nach dem Korrespondenzprinzip der Quantenmechanik werden für eine große Anzahl von Quantenobjekten durch die quantenmechanische sowie die klassische Beschreibung die gleichen physikalischen Vorhersagen oder Ergebnisse erzielt.
- **Born'sche Wahrscheinlichkeitsinterpretation:** Mithilfe der Wellenfunktion können probabilistische Aussagen über die zeitliche Entwicklung eines Quantenobjekts/Ensembles gemacht werden. Dabei entspricht das Betragsquadrat der Wellenfunktion einer Wahrscheinlichkeitsdichte.
- **Zustandsreduktion:** Solange keine irgendwie geartete Messung an einem Quantenobjekt vorgenommen wird, befindet es sich in der Superposition aus allen möglichen Eigenzuständen. Wird nun an einem System eine Messung vorgenommen bzw. kommt es zu einer Wechselwirkung mit dem System, und es wird einer der möglichen Eigenwerte zu der dazugehörigen Observablen gemessen, kommt es zu einer Zustandsreduktion. Man sagt, die Wellenfunktion kollabiert. Dabei unterliegen die einzelnen Messwerte einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, die durch die Wellenfunktion festgelegt wird.

²⁴Zu den weiteren Interpretationen gehören unter anderem die Viele-Welten Theorie oder die De-Broglie-Bohm Theorie, welche beide im Gegensatz zur Kopenhagener Deutung deterministischen Charakter haben.

²⁵Vgl. [32].

²⁶Im Prinzip ist die Heisenberg'sche Unbestimmtheitsrelation ein Paradebeispiel für das Komplementaritätsprinzip; aufgrund seiner herausragenden Stellung in der Physik sei es an dieser Stelle gesondert erwähnt.

Es ist schwierig in der Literatur eine geschlossene und einheitliche Darstellung der Kopenhagener Deutung zu finden. Häufig wird dabei auf die Originalquellen von Heisenberg und Bohr verwiesen. Henry Pierce Stapp hat in den 70er Jahren versucht eine kanonische Darstellung der Kopenhagener Interpretation zusammenstellen. Dieser konstatiert in Bezug auf den Verweis auf die Originalquellen jedoch:

„*The cause of divergence is not hard to find. Textbook accounts of the Copenhagen Interpretation generally gloss over the subtle points. For clarification the readers are directed to the writings of Bohr and Heisenberg. Yet clarification is difficult to find there. The writings of Bohr are extraordinarily elusive. They rarely seem, to say what you want to know. They weave a web of words around the Copenhagen interpretation but do not exactly say what it is.*“²⁷

3.9. Piezoelektrischer Effekt

Im Gegensatz zu der Verschiebungspolarisation, bei der durch ein äußeres elektrisches Feld Dipole induziert werden, verschieben sich die Ladungsschwerpunkte in piezoelektrischen Materialien durch gerichtete Verformung. Durch äußeren Druck entstehen so in jeder Einheitszelle mikroskopische Dipole. Makroskopisch addieren sich die geringen Potentialdifferenzen zu einer messbaren elektrischen Spannung (*direkter Piezoeffekt*). Die Umkehrung des direkten Piezoeffekts nennt man *inverser Piezoeffekt*. Eine außen angelegte elektrische Spannung kann so das piezoelektrische Bauteil sehr präzise gerichtet stauchen oder strecken.

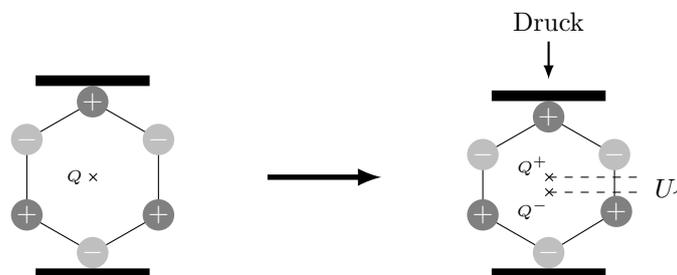


Abb. 10: *Direkter piezoelektrischer Effekt:* Durch gerichteten Druck verschieben sich die pos. und neg. Ladungsschwerpunkte Q^+ und Q^- innerhalb der Einheitszelle (*Polarisation*); es entsteht ein Dipol. Makroskopisch addieren sich die einzelnen Potentialdifferenzen zu einer messbaren elektrischen Spannung.

Heutzutage bestehen piezoelektrische Materialien häufig aus synthetisch hergestellten ferroelektrischen polykristallinen Keramiken wie Blei Zirkonat-Titranat. Je nach Anwendungsbereich werden piezoelektrische Keramiken in der Sensorik (Drucksensoren), Aktorik (Antriebstechnik) oder in alltäglichen Gegenständen wie Piezofeuerzeugen eingesetzt. Durch ihre besondere Funktionsweise können Piezoaktoren Stellwege im Sub-Nanometerbereich erreichen. Stapelbauweisen vergrößern den Verfahrweg eines Piezoaktors auf typischerweise bis zu 100 μm .

²⁷Stapp (72), [28], S. 1098.

3.10. Photoelektronenvervielfacher

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Photomultiplier (zu deutsch: Photoelektronenvervielfacher) verwendet, um Laserlicht, das durch Neutraldichtefilter auf „Photonenlevel“ abgeschwächt wurde, zu detektieren. Einfallendes Licht löst hierbei Elektronen aus einer geeignet bedampften Kathode aus, die eine Reihe von Dynoden exponentiell verstärken (Kaskaden-Effekt). Durch dessen Bauweise erzeugen sogar einzelne Photonen noch ein messbares Spannungssignal, weshalb Photomultiplier bei der Messung von schwächsten elektromagnetischen Signalen immer noch häufig eingesetzt werden. Für eine genauere Beschreibung der Funktionsweise sei an dieser Stelle auf Kapitel 2.3 (Photoelektronenvervielfacher) in [10] verwiesen.

4. Konzeption, Planung und experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beinhaltet neben der Darstellung der Grundideen für die folgenden Experimente eine ausführliche Darstellung des experimentellen Aufbaus.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente könnten nicht nur im Rahmen einer Einführungsvorlesung zur Quantenmechanik als Demonstrationsexperiment dienen, sondern ebenfalls im Rahmen des Fortgeschrittenen Praktikums für Vollfach-Physiker und Lehramtsstudierende ihren Platz finden. Unter Anleitung einer Lehrkraft wäre es sogar denkbar, im Rahmen des Quantenmechanikunterrichts an Schulen Teilaspekte im Schülerlabor des physikalischen Praktikums der Universität Bremen aufzugreifen oder in einem Schülerforschungszentrum zu installieren.

Der experimentelle Aufbau ist dabei so gestaltet, dass sich alle wesentlichen Phänomene an *einem* Aufbau ohne große Umbaupausen demonstrieren lassen. Je nach Schwerpunktsetzung ist es möglich, die Komplexität des Aufbaus zu reduzieren und die physikalischen Phänomene in separaten Experimenten durchzuführen.

Die Idee für die in dieser Arbeit dargestellten Versuche baut auf einen Vortrag aus der Praktikumsleitertagung in Aachen (2012) auf. Antoine Weis (Universität Freiburg, Schweiz) und T.L. Dimitrova (Universität Plovdiv, Bulgarien) gaben in ihrem Vortrag (*Von Teilchen zu Wellen: Experimente zur dualen Natur des Lichts*) einen Überblick, über die experimentelle Realisierung verschiedener Quantenradierer sowie einer Reihe von Versuchen, mit denen der Übergang zwischen Teilchen- und Wellenverhalten von Licht demonstriert werden kann. Die Grundlage ihrer Ausführungen basierte auf einem Michelson- und Mach-Zehnder-Interferometer sowie einem Doppelspalt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer, wie in [5] dargestellt, als Grundlage für den weiteren experimentellen Aufbau verwendet. Als Lichtquelle diente ein grüner Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm, der gegenüber roten Lasern für das Auge wesentlich besser wahrzunehmen ist. In intensiver Literaturrecherche²⁸ wurden die Anforderungen an die einzelnen Bauteile ermittelt. Unter Berücksichtigung eines begrenzten finanziellen Budgets und bereits vorhandener Komponenten wurden die fehlenden optischen Komponenten durch das physikalische Praktikum der Universität Bremen bestellt und zu dem im folgenden Abschnitt dargestellten finalen Aufbau entwickelt.

4.1. Experimenteller Aufbau des Quantenradierers

Der experimentelle Aufbau des Quantenradierers kann für Vorführrzwecke die vollen Laserintensität von (≈ 1 mW) nutzen. Für den eigentlichen Effekt des Quantenradierers mit einzelnen Photonen wird der Laser durch Neutralsichtfilter bis zu $T = 10^{-8}$ auf einige wenige Photonen abgeschwächt.

²⁸Vor Allem auf Grundlage von [5],[6],[7],[8],[9].

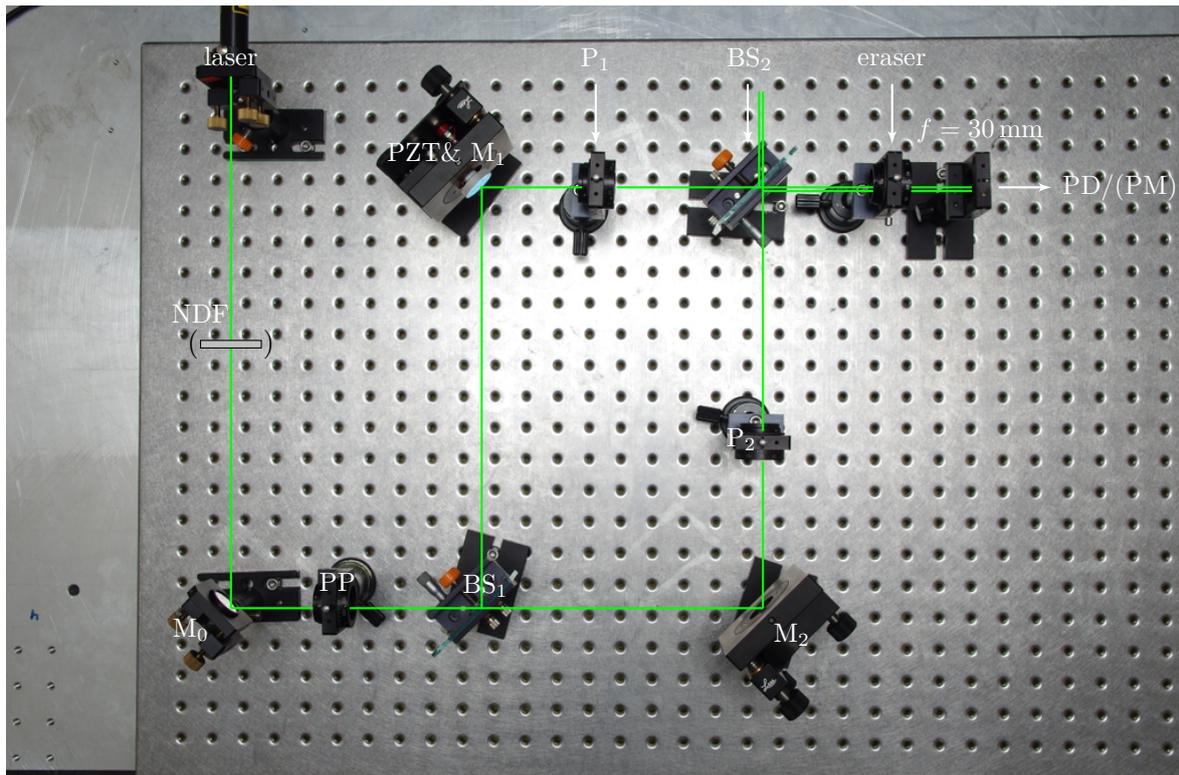


Abb. 11: Aufbau und Strahlengang des Quantenradierers. Der für den Aufbau eines Quantenradierers mit „einzelnen Photonen“ benötigte Neutraldichtefilter (NDF) ist in Klammern angedeutet. Für den Fall, dass das Wellenbild des „radierten“ und „unradierten“ gleichzeitig, aber räumlich getrennt betrachtet werden soll, wird in den oberen Ausgang bei BS_2 eine Linse gestellt (nicht abgebildet).

Das Licht eines grünen Lasers ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $P < 1 \text{ mW}$) wird durch einen Prä-Polarisator (PP) unter einem Winkel von 45° linear polarisiert, das dann der Strahlteiler (BS_1) in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität zerlegt. Die beiden Teilstrahlen werden dann durch die Spiegel M_1 und M_2 um 90° umgelenkt und passieren dabei die Polarisationsfilter P_1 und P_2 . Der Teilstrahl, der P_1 durchquert hat, ist nun *horizontal* polarisiert, wobei der andere Teilstrahl durch Polarisationsfilter P_2 *vertikal* polarisiert wurde. Am Strahlteiler BS_2 werden die beiden orthogonal zueinander polarisierten Teilstrahlen wieder überlagert und in den „oberen“ und „rechten“ Ausgang ausgekoppelt.

Nachdem der rekombinierte Teilstrahl im rechten Ausgang den *eraser*²⁹ (lin. Polarisationsfilter) passiert hat, wird das Interferenzbild durch eine Linse ($f = 30 \text{ mm}$) aufgeweitet. In Abhängigkeit vom Drehwinkel des *erasers* kann das Interferenzbild dann direkt auf einer Mattscheibe beobachtet oder indirekt über eine Photodiode detektiert und auf einem Oszilloskop dargestellt werden, indem das Interferenzbild an der PD vorbeibewegt wird. Für einen Vergleich zwischen dem „unradierten“ und „radierten“ Interferenzbild wird der rekombinierte Teilstrahl des oberen Ausgangs ebenfalls mit einer Linse aufgeweitet.

Im Einklang mit dem quantenmechanischen Charakter des Quantenradierers sollte der Versuch idealerweise mit einzelnen Quantenobjekten durchgeführt werden. Der Abstand aufeinanderfolgender Photonen sollte in diesem Fall größer als der Gangunterschied der Interfero-

²⁹Dessen Bezeichnung wird in einem späteren Abschnitt verständlich.

meterarme sein, damit eine Wechselwirkung einzelner Photonen ausgeschlossen werden kann. Ein Neutraldichtefilter mit einer optischen Dichte von 4 – 8 senkt die Leistung des Lasers soweit ab, dass der Laserstrahl nicht mehr mit dem bloßen Auge zu erkennen ist und einen PM zur Registrierung erfordert. Für den Fall „einzelner“ Photonen³⁰ wird der Neutraldichtefilter vor den Prä-Polarisator in den Strahlengang gestellt, wobei der genaue Transmissionsgrad durch das Experiment zu bestimmen ist.

Um die Struktur des Interferenzbildes mit einer Photodiode (PD) oder einem Photomultiplier (PM) zu messen, könnte man die Detektoren lateral auf der Projektionsebene verschieben, was ohne größeren technischen Aufwand mit der notwendigen Präzision nicht umsetzbar ist. Durch einen Umweg gelingt es dennoch, das Interferenzbild mit der kleinstmöglichen Anzahl beweglicher Teile hochgenau zu vermessen. Dazu wird der Spiegel M_1 an einem Ringpiezo (PZT) montiert, den ein Frequenzgenerator ansteuert. Die Auslenkung des Ringpiezos lässt sich sehr genau über die Betriebsspannung regulieren und so der Gangunterschied kontrollieren. In Abhängigkeit vom Gangunterschied variiert die zeitliche Intensität des Interferenzbildes an einem festen Punkt in Korrelation mit der Betriebsspannung des Piezos. **Anstatt den Detektor zu bewegen wird also das Interferenzbild verschoben und durch den ortsfesten Detektor registriert!**

Justage des Versuchsaufbaus

Im Folgenden wird der Aufbau der experimentellen Apparatur für zukünftige Experimentator(inn)en beschrieben.

1. Als erstes wird der Laser sowie eine Punktblende als Ausrichtungshilfe an den Enden der kurzen Seite der Lochplatte platziert und in Flucht zu den Gewindebohrungen ausgerichtet. Der Laser wird dann auf die Punktblende ausgerichtet. Indem man sie direkt vor den Laser stellt, kann überprüft werden, ob er bereits die passende Höhe besitzt, falls nicht, muss die Höhe des Lasers verändert werden und über die Mikrometerschrauben die Neigung angepasst werden. Ist der Laser ausgerichtet, lässt sich eine zweite Punktblende als weitere Referenz ausrichten. Diese beiden Punktblenden dienen dann als Justierhilfen für den weiteren Aufbau; sie dürfen nicht mehr in ihrer Höhe verstellt werden, da sich an ihnen die weiteren Bauteile ausgerichtet werden.
2. Als nächstes positioniert man die beiden Punktblenden im unteren Viertel der langen Seite der Lochplatte. Dabei ist darauf zu achten, dass sie einen möglichst großen Abstand besitzen, um Winkelfehler zu minimieren. Die Verbindungslinie der beiden Punktblenden und der Laserstrahl sollten jetzt einen rechten Winkel bilden. Nun wird ein Umlenkspiegel (M_0) derart in den Strahlengang gestellt, dass er den Laserstrahl um 90° umgelenkt und dieser durch die beiden Punktblenden verläuft.
3. Danach folgt Strahlteiler (BS_1). Dazu stellt man die zwei Punktblenden in einem Abstand von ungefähr 10 Löchern zum Umlenkspiegel M_0 in Flucht zum Lochraster und parallel zur kurzen Seite der Lochplatte. Dann wird der Strahlteiler in den Strahlengang gestellt und so justiert, dass der umgelenkte Laserstrahl durch beide Punktblenden trifft. Der reflektierte Teilstrahl sollte nun um 90° umgelenkt sein, wobei der transmit-

³⁰Siehe hierzu Abschnitt 5.1.

tierende Teilstrahl weiterhin parallel zum Lochraster verläuft.³¹ Da der Strahlteiler nur auf einer Seite mit einer dielektrischen Schicht versehen ist, muss man bei dessen Ausrichtung aufpassen, da die richtige Seite ohne weitere Hilfsmittel nicht zu erkennen ist.

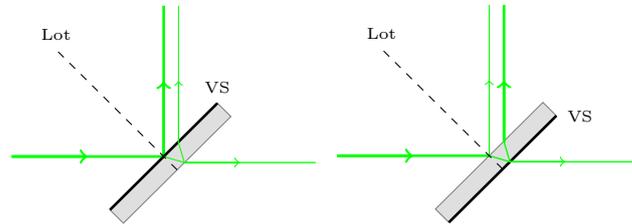


Abb. 12: Der einfallende Laserstrahl sollte an der Vorderseite des Strahlteilers reflektiert werden.

Wenn man einen Laser auf den Strahlteiler richtet, erkennt man die „Vorderseite“ daran, dass die hellere Reflexion auf der Seite des Lotes liegt.

4. Der nächste Schritt richtet das Bauteil aus dem Spiegel M_1 und dem Piezoaktor aus. Dazu werden wieder die Punktblenden, nun parallel zur langen Seite der Lochplatte angeordnet, sodass die Verbindungslinie der beiden Punktblenden und die Reflexion des Lasers am ersten Strahlteiler einen rechten Winkel bilden.³² Nun wird der Spiegel so ausgerichtet, dass der reflektierte Strahl wieder durch beide Punktblenden verläuft.
5. Mit dem Spiegel M_2 verfährt man analog. Der Strahlenverlauf sollte nun ein Rechteck bilden.
6. Anschließend wird der Strahlteiler BS_2 in den Schnittpunkt der beiden Laserstrahlen geschoben. Dabei ist der Strahlteiler so auszurichten, dass der Laser auf die Vorderseite des Strahlteilers trifft, der am Spiegel M_2 reflektiert wird. Die beiden Teilstrahlen am Strahlteiler BS_2 müssen exakt deckungsgleich übereinanderliegen. Die Justage des Strahlengangs ist sauber erfolgt, wenn die Teilstrahlen in BS_2 und die überlagerten Teilstrahlen in beiden Ausgängen deckungsgleich übereinander liegen
7. Als nächstes werden dann Linsen in die beiden Ausgänge des Interferometers gestellt. Ein Verkippen des Strahlteilers BS_2 sollte nun die Form des Interferenzbildes verändern.
8. Nachdem die Justage des Strahlengangs abgeschlossen ist, folgt in einem letzten Schritt das Einfügen der Polarisationsfilter in den Strahlengang. Dazu wird ein Polarisationsfilter (PP) mit einem Winkel von 45° zwischen M_0 und BS_1 positioniert. Danach folgt ein Polarisationsfilter mit einer Polarisierung von 0° gegenüber der Horizontalen in dem oberen Pfad und ein weiterer mit einer Polarisierung von 90° in dem unteren Pfad. Zu guter Letzt wird ein weiterer Polarisationsfilter (eraser) im rechten Ausgang ausgerichtet. Als Ergebnis sollte im oberen Ausgang stets ein aufgeweiteter Laserstrahl, ohne die Struktur eines Interferenzbildes, zu sehen sein, wohingegen im rechten Ausgang der Kontrast des Interferenzbildes in Abhängigkeit des Drehwinkels variieren sollte.

³¹Durch die Brechung innerhalb des Strahlteilers besitzt der ausgekoppelte Strahl jedoch einen geringen Parallelversatz.

³²Es ist wieder darauf zu achten, dass die beiden Punktblenden einen möglichst großen Abstand zueinander besitzen.

Anmerkungen zum Aufbau

Bestimmte „Feinheiten“ in Bezug auf die Justage der Apparatur erhält man nur durch eine intensive Auseinandersetzung mit dem Aufbau, wozu im Fortgeschrittenen Praktikum in der Regel die Zeit fehlt, um auf jedes Detail aufmerksam zu werden. Folgende Hinweise sollen helfen, die Justagezeit zu minimieren.

- Wenn die Polarisatoren ausgerichtet werden, sollten alle entweder mit der Skala in Ausbreitungsrichtung des Lasers oder davon weg zeigen (da die Skalen sonst verschoben sind.)
- Die Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Strahlteiler werden stark von der Polarisation³³ des Lasers beeinflusst (siehe dazu: Abschnitt 5.1). Für eine Eingangspolarisation von 45° und einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ entsprechen die Teilungsverhältnisse fast 50:50. Für p-pol. (60:40) und s-pol. (40:60) Licht ändern sich die Teilungsverhältnisse. Daher ist in den oberen Strahlengang der Polarisator auf 90° und in den unteren der Polarisator mit 0° zu stellen. Im rechten Ausgang bei BS_2 überlagern sich dann Teilstrahlen gleicher Intensität.
- Die Skalen der Polarisationsfilter sind nicht beliebig genau ablesbar. Die Polarisatoren sollten zunächst über die Skala auf den entsprechenden Wert eingestellt und dann mithilfe vom Kontrast des Interferenzbilds ohne *eraser* nachjustiert werden.
- Bei einem linear polarisierten Laser kann der Prä-Polarisator weggelassen werden, wenn die Eingangspolarisation 45° beträgt.
- Eine Eingangspolarisation von 0° hat sich als ungeeignet herausgestellt, da der erste Strahlteiler die Laserintensität zu 60:40 aufteilt. Die Polarisatoren müssen dann in der Folge auf $\pm 45^\circ$ eingestellt werden, wodurch das Teilungsverhältnis von BS_2 wieder 50:50 beträgt und somit insgesamt ein Ungleichgewicht entsteht.

4.2. Aufbau des Welle-Teilchen Dualismus-Experiments

In Abbildung 13 ist der experimentelle Aufbau für die Versuche dargestellt, die den Übergang vom Teilchen- zum Wellenbild demonstrieren sollen. Dabei trifft der Laserstrahl ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $P < 1 \text{ mW}$) zunächst auf ein laterales Strahlteilerprisma (BS), das den einfallenden Laserstrahl um 90° umlenkt und in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufteilt. Die beiden Teilstrahlen durchlaufen dann das MZI mit einem lateralen Abstand von 1 cm. Durch einen Reiter kann ein Neutraldichtefilter (NDF) so in den Strahlengang geschoben werden, dass einer der beiden Teilstrahlen in der Intensität so stark abschwächt, dass er nicht mehr mit dem bloßen Auge wahrnehmbar ist (Der Verlauf des abgeschwächten Laserstrahls ist durch die gestrichelten Linien angedeutet). Die beiden Teilstrahlen treffen auf den ersten Strahlteiler (BS_1), der sie jeweils zu 50:50 in einen reflektierten und transmittierenden Strahl aufteilt³⁴. Die Teilstrahlen werden dann durch die Spiegel M_1 bzw. M_2 umgelenkt und am Strahlteiler BS_2 wieder vereinigt.

Entsprechend Abb. 13 werden die wieder zusammengeführten Teilstrahlen des abgeschwächten

³³P-pol und s-pol. wird im Folgenden als Synonym für eine Polarisation von 0° bzw. 90° verwendet.

³⁴, vorausgesetzt, der einfallende Laserstrahl besitzt eine lineare Polarisation von 45° gegenüber der Einfallsebene.

und des unabgeschwächten Strahls nach oben (nicht eingezeichnet) bzw. rechts ausgekoppelt.

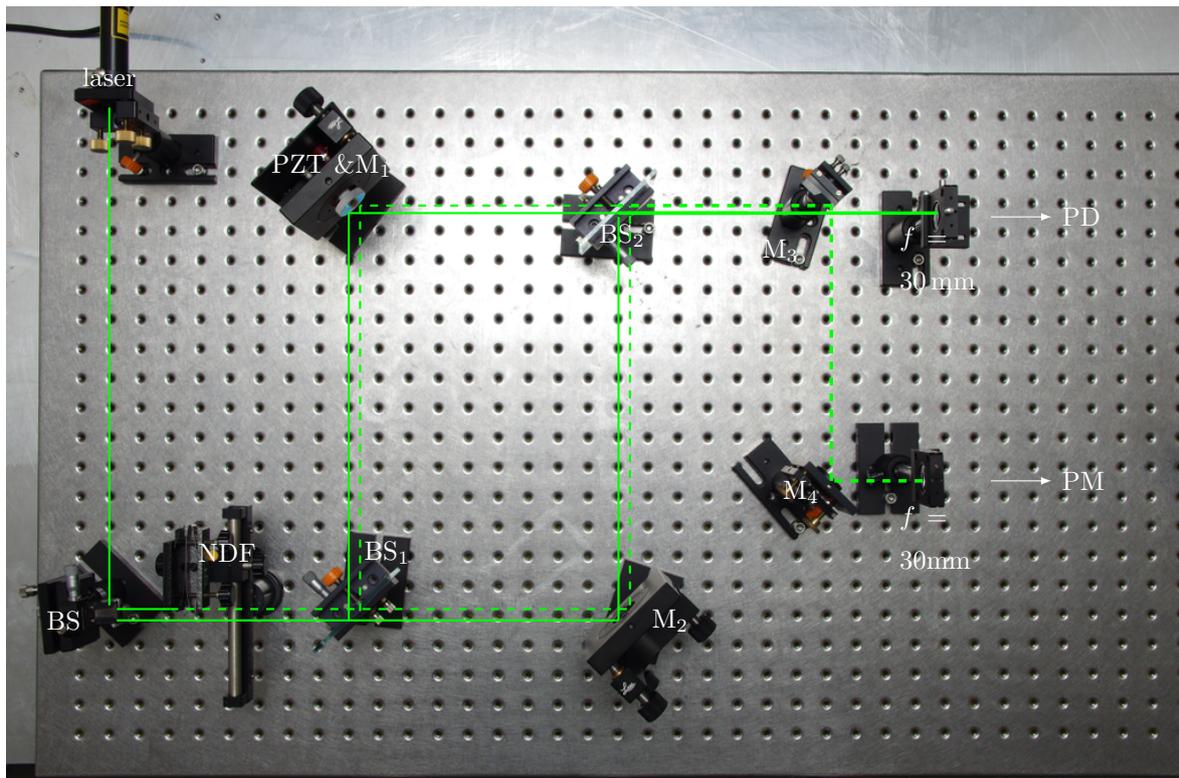


Abb. 13: Versuchsaufbau der den Übergang vom Teilchen- zum Wellenbild demonstriert. Der Versuch kann sehr einfach zum Quantenradierer-Experiment erweitert werden (die notwendigen Polarisationsfilter sind nicht abgebildet).

Den unabgeschwächten Strahl weitet eine Linse mit einer Brennweite von $f = 30 \text{ mm}$ auf. Das Interferenzbild kann dann entweder über eine Mattscheibe betrachtet oder mittels einer Photodiode in Kombination mit dem Piezoaktor vermessen werden. Durch den lateralen Versatz der beiden Teilstrahlen kann man den abgeschwächten Laserstrahl durch die Spiegel M_3 und M_4 vom Laserstrahl mit voller Laserintensität trennen. Das abgeschwächte Laserlicht weitet eine Linse ($f = 30 \text{ mm}$) auf und wird auf einen Photomultiplier abgebildet. Um die Struktur des Interferenzbilds zu vermessen, wird über den Piezoaktor der Gangunterschied verschoben und das Interferenzbild am Detektor gemessen.

Justage des Strahlengangs

Im Folgenden sollen die entscheidenden Justageschritte beschrieben werden, um den in Abb. 13 dargestellten Versuch aufzubauen. Da der Laserstrahl in zwei parallele Strahlenbündel zerlegt ist, kann die Justage nicht wie im vorherigen Fall mit den Punktblenden erfolgen; mit einem kleinen Trick lässt sich dieser Umstand jedoch leicht umgehen.

1. Zunächst wird das Mach-Zehnder-Interferometer wie im vorherigen Abschnitt 4.1 aufgebaut. Dies stellt sicher, dass der Strahlenverlauf innerhalb des Interferometers richtig verläuft und anschließend kaum nachjustiert werden muss. Dabei ist darauf zu achten, dass der Laser *horizontal* polarisiert ist.

2. Im nächsten Schritt muss über das laterale Strahlteilerprisma (BS) der Laser richtig eingekoppelt werden. Dazu wird der Umlenkspiegel M_0 durch das laterale Strahlteilerprisma ersetzt. Dabei ist darauf zu achten, dass der umgelenkte Doppelstrahl parallel zur langen Grundseite der Lochplatte verläuft und mit dem einfallenden Laserstrahl einen rechten Winkel bildet. Dazu bedient man sich folgenden Tricks: Die Seite, in die der Laserstrahl in das Strahlteilerprisma trifft, reflektiert den einfallenden Laserstrahl geringfügig. Nun sollte die Reflexion in die Austrittsöffnung des Lasers zurückgeworfen werden, ohne dass deren Höhe verändert wird (\rightarrow Nickwinkel = 0°). In einem weiteren Schritt muss nun noch überprüft werden, ob der ausgekoppelte Doppelstrahl auch mittig auf den Spiegel M_2 trifft. Falls der Doppelstrahl beide eben genannten Kriterien erfüllt, ist die Justage richtig erfolgt.
3. Als nächstes positioniert man die beiden Linsen. Dabei ist es entscheidend, dass der Abstand zwischen den Linsen und der Photodiode (PD) bzw. Photomultiplier (PM) gleich groß ist und Linsen gleicher Brennweite gewählt werden. Es hat sich als hilfreich herausgestellt, die Größe der Lochplatte ganz auszunutzen und einen möglichst großen Abstand zwischen den Linsen und dem PD bzw. dem PM zu wählen.
4. Wenn die Linsen, die PD und der PM platziert sind, muss der abgeschwächte Teilstrahl durch die Spiegel M_3 und M_4 zu dem PM umgelenkt werden, dabei sollte der Strahlverlauf möglichst rechtwinklig verlaufen. Die Justage erfolgt ebenfalls wieder mithilfe der am Lochraster ausgerichteten Punktblenden. Da der laterale Abstand der Teilstrahlen nur 1 cm entspricht, erfordert die Justage des Spiegels M_3 große Sorgfalt, da sonst Streulicht des unabgeschwächten Laserstrahls auf den PM treffen kann, was das Messresultat verfälscht. Zur Justage des abgeschwächten Strahls wird zunächst ohne Neutraldichtefilter justiert. Dabei sollte der Strahl möglichst nahe am Rand des Spiegels M_3 reflektiert werden, damit ein möglichst großer lateraler Abstand zu dem unabgeschwächten Laserstrahl eingehalten wird, der neben dem Hauptstrahl schwächere Nebenstrahlen besitzen kann³⁵, die dann den lateralen Abstand von 1 cm unterschreiten. Auch wenn diese in der Intensität wesentlich schwächer sind und nur sehr schwer bis gar nicht mit dem Auge zu erkennen sind, müssen diese dennoch ausgeblendet werden. Dies kann man unter anderem dadurch realisieren, dass in den Strahlengang zwischen den Spiegeln M_3 und M_4 zwei Punktblenden gestellt werden.
5. Im letzten Schritt sollte überprüft werden, ob die Interferenzbilder in der Projektionsfläche der Photodiode und dem Photomultiplier die gleiche Form in Bezug auf die Breite der Interferenzstreifen besitzen und die Eintrittsöffnungen des PM und der PD mittig ausfüllen. Dann wird der Neutraldichtefilter in den Strahlengang geschoben, sodass der Strahlengang der auf den PM trifft abgeschwächt wird.

Weitere wichtige Hinweise für den Experimentator

- Eine abweichende Eingangspolarisation führt zu ungewollten Nebenstrahlen (wie bei einem Fabry-Perot Etalon), die jedoch durch p-pol. Licht auf ein Minimum reduziert werden, da parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht nach dem Gesetz von Brewster

³⁵Dieser Effekt wird durch Mehrfachreflexionen innerhalb des Strahlteilers BS_2 erzeugt.

am geringsten reflektiert wird. Auch wenn hierdurch die Teilungsverhältnisse nicht mehr 50:50 betragen, wird dieser Effekt durch den nächsten Strahlteiler wieder kompensiert, so lange keine Polarisationsfilter die Polarisationsrichtung zwischen den Strahlteilern verändern.

- Es ist genau darauf zu achten, dass beide Interferenzbilder die gleiche Größe besitzen, da sonst die Periodendauern, die durch die PD und den PM gemessen werden, voneinander abweichen.
- Da der Interferenzfilter vor dem Photomultiplier ebenfalls für die grüne Spektrallinie von Quecksilber durchlässig ist, muss man den Einfluss der Deckenbeleuchtung auf das Messergebnis überprüfen, sofern Leuchtstoffröhren zur Raumbelichtung dienen. Durch den vorgegliederten Tubus mit zwei Punktblenden und einer Irisblende ist der Einfluss von Fremdstrahlung auf ein Minimum reduziert, dennoch sollte diese mögliche Störquelle ausgeschlossen werden.
- Solange die Justage des Strahlengangs erfolgt, sollte die Irisblende vor dem PM durch eine Kreisscheibe ersetzt werden, damit nicht direkt unabgeschwächtes Laserlicht in den Strahlengang fällt. Zur einfacheren Justage besitzt die Kreisscheibe eine mittige Vertiefung, die als „Zielscheibe“ nutzbar ist.

4.3. Beschreibung der einzelnen Bauteile

Im ersten Schritt der Planung der Experimente wurden die Anforderungen an die einzelnen Bauteile ermittelt. Im Anschluss daran wurde überprüft, welche Bauteile bereits im physikalischen Praktikum vorhanden sind und mit welchem System der verschiedenen Hersteller optischer Bauteile die größte Kompatibilität zu erreichen wäre. In einem weiteren Schritt wurden unter verschiedenen Herstellern (Edmund Optics, Qioptic, etc.) der geeignetste Anbieter in Bezug auf optische Güte, Lieferbarkeit und Preis-Leistung der einzelnen Komponenten ermittelt. Da die einzelnen optischen Elemente nicht von dem gleichen Hersteller und unterschiedlichen optischen Systemen stammen, erforderte die Recherche größte Sorgfalt, um teure Fehlkäufe zu vermeiden. Nach einem ersten funktionsfähigen experimentellen Aufbau wurden die einzelnen Bauteile im Rahmen der zur Verfügung stehenden Zeit und begrenzten finanziellen Mitteln immer weiter optimiert. Die Endfassung der einzelnen Komponenten, sowie deren spezifischen Eigenschaften sind im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

Photomultiplier

Für den experimentellen Aufbau wurde das Photosensor-Modul H10722-110 der Firma Hamamatsu ausgewählt. Hierbei handelt es sich um einen Sekundärelektronenvervielfacher mit einer Super-Bialkali-Photokathode und einer hohen spektralen Empfindlichkeit im sichtbaren Wellenlängenbereich, der sich aufgrund der kompakten Abmessungen gut in mikrooptische Bauteile integrieren lässt. In Abbildung 14 ist der für den Photomultiplier spezifische Verlauf der spektralen Empfindlichkeit und des Gewinns dargestellt. Ein Spannungsoffset kann dabei die Empfindlichkeit linear über ca. 2,5 Größenordnungen regulieren. Die dazu notwendige Steuereinheit aus einer AA-Batterie und einem Spannungsteiler mit einem Potentiometer wurde im Rahmen der Arbeit gemäß der Schaltzeichnung angefertigt. Auf eine externe

Spannungsversorgung der Steuereinheit wurde verzichtet, da bei der Gleichrichtung der Netzspannung vermehrt Rauschen auftreten kann, im Gegensatz zu einer Batterie, die absolute Gleichspannung liefert. In Hinblick auf einen späteren Einsatz im physikalischen Praktikum wurde der Regelbereich des Spannungsoffsets von $0,5\text{ V} - 1,1\text{ V}$ auf $0,4\text{ V} - 0,9\text{ V}$ begrenzt, um einen gewissen Schutz vor Bedienungsfehlern zu gewährleisten.

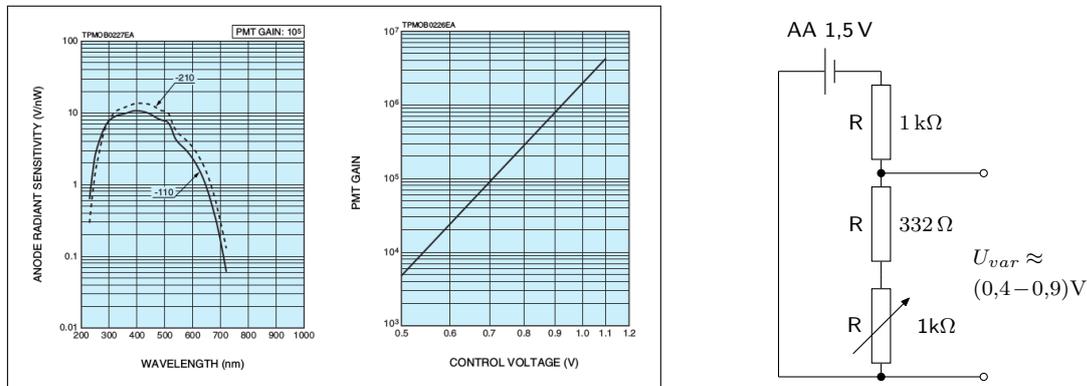


Abb. 14: Links: Spektrale Empfindlichkeit des PM und Verlauf der spannungsabhängigen Nachverstärkung (Quelle: siehe Datenblatt im Anhang). Rechts: Schaltskizze des regelbaren Spannungsteilers.

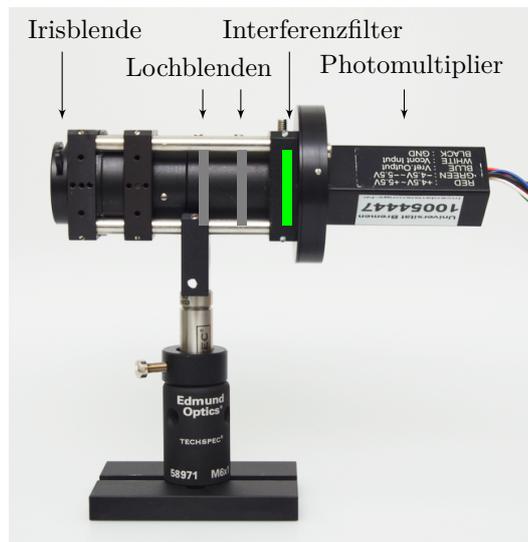


Abb. 15: Zusammengesetztes Bauteil des Photomultipliers.

Um den Photomultiplier effektiv vor Fremdlicht zu schützen, wurde vor die Eingangsöffnung eine Reihe ineinander geschachtelter Innen- und Aussenhülsen geschaltet. Wenn der PM nicht in Gebrauch ist, sollte man die Irisblende gegen einen Verschluss austauschen, um die empfindliche Kathode zu schützen. Die Anschlüsse wurden mit gewöhnlichen 4 mm Bananensteckern ausgestattet, wobei das signalführende Kabel mit einer BNC-Buchse³⁶ konfektioniert wurde.

³⁶Der BNC-Anschluss ist eigentlich für eine Einbaubuchse gedacht und sollte in der endgültigen Fassung an ein BNC-Kabel konfektioniert werden.

Lateraler Strahlteiler

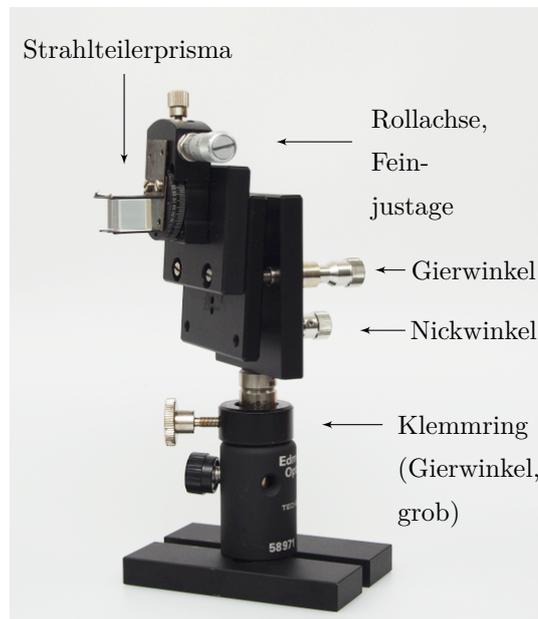


Abb. 16: Kinematische Halterung des Strahlteilerprismas.

Das Strahlteilerprisma sitzt in einer Klemmhalterung, welches sich über eine Mikrometerschraube sowohl in der Roll-, Nick-, als auch Gierachse ausrichten lässt. Die Positionierung des Strahlteilerprismas muss sehr genau erfolgen können, da sonst der Strahlengang innerhalb des Interferometers nicht mehr ausgeglichen werden kann. Das Strahlteilerprisma als optisches Bauteil lenkt den einfallenden Laserstrahl um 90° um und spaltet diesen in zwei intensitätsgleiche Parallelstrahlen mit einem lateralen Abstand von 1 cm auf. Dabei ist es wichtig, dass der Strahlteiler den Laserstrahl nicht zusätzlich polarisiert.

Halterung für den Strahlteiler und Graufilter

Die Halterung für die Strahlteiler kann nicht nur auf einer beliebigen Position der Lochplatte befestigt, sondern ebenfalls in der Höhe sowie in der Roll-, Nick-, und Gierachse verstellt werden. Die gesamte Halterung besteht aus einer Kombination aus Teilen mehrerer Hersteller. Die Aufnahme für die Strahlteilerplatte stammt von der Firma Spindler & Hoyer, die darunterliegende Rotations- und x,y-Verschiebeelemente stammen von PImiCos und der Strahlteiler sowie die Bodenplatte, Stangenhalter und das Stativmaterial von Edmund Optics.

Die Halterung für die Neutraldichtefilter besteht aus einer Schiene, über die der Neutraldichtefilter seitlich in den Strahlengang geschoben werden kann (siehe Abb. 17).

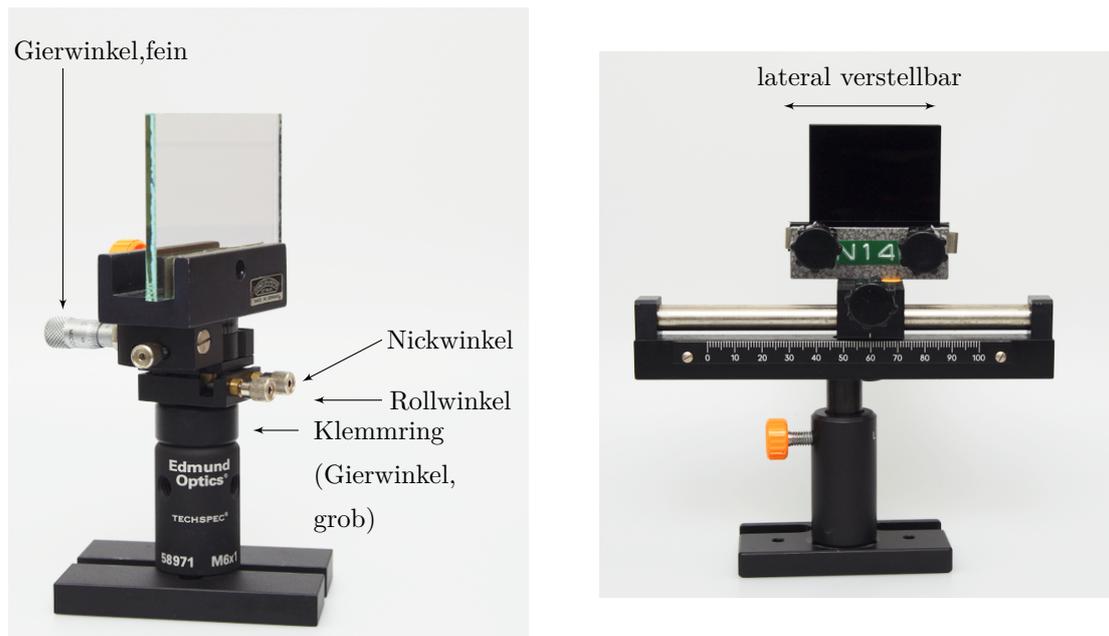


Abb. 17: Links: Kinematische Halterung des Strahlteilers. Rechts: Filterhalterung für die Neutraldichtefilter.

Photodiode

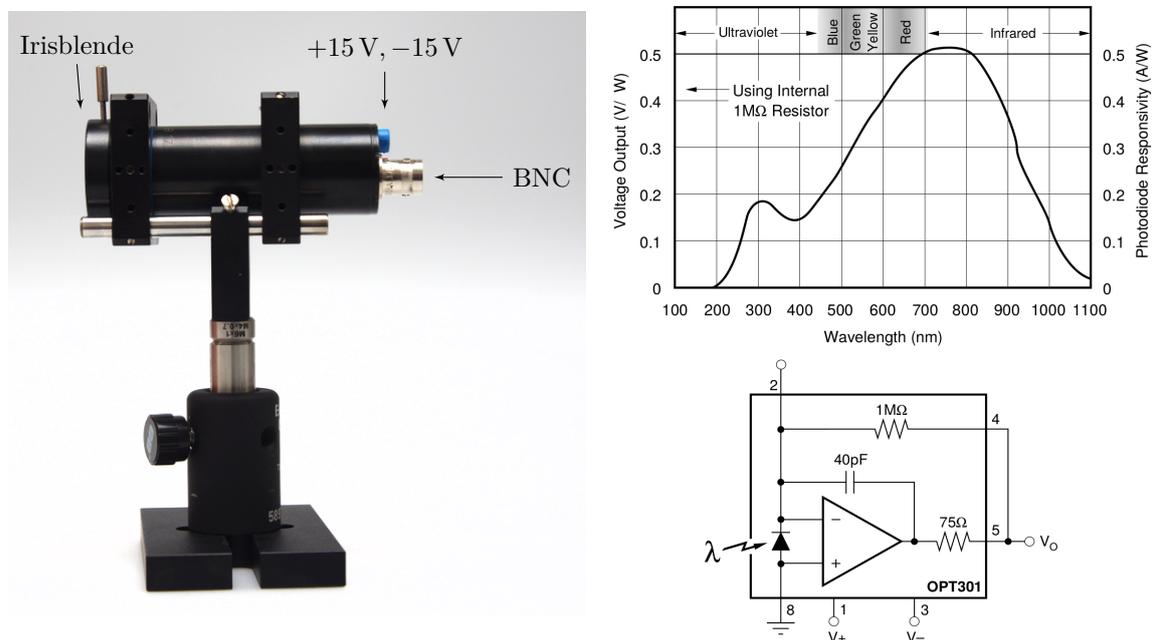


Abb. 18: Links: Gehäuse der Photodiode mit integriertem Operationsverstärker vom Typ »OPT 301«; Rechts: Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode (oben); und die Beschaltung des Operationsverstärkers (unten). Quelle: siehe Datenblatt im Anhang.

Zur Detektion des Laserlichts wurde eine Photodiode ($2,29 \times 2,29$ mm) mit integriertem Operationsverstärker vom Typ Opt 301 verwendet, sodass das Ausgangssignal proportional zur Lichtintensität ist. Neben dem Spannungsanschluss (± 15 V) besitzt die Photodiode als Sig-

nalausgang einen BNC-Anschluss zur Abschirmung gegen elektromagnetische Einstrahlungen. Die spektrale Empfindlichkeit im Bereich von 500 nm ist für den Messzweck dieser Arbeit vollkommen ausreichend.

Integriertes Bauteil aus Ringpiezo und dielektrischem Spiegel



Abb. 19: Spiegelhalterung des dielektrischen Spiegels mit Piezoaktor und rückseitigen Anschlussbuchsen.

Der Ringpiezo wurde mit Cyanakrylat-Kleber an der einen Grundseite auf der Spiegelhalterung und mit der anderen an einem dielektrischen Spiegel befestigt. Damit die sehr filigranen Kabel des Piezos nicht versehentlich beschädigt werden können, sind diese durch Kabeldurchführungen auf die Rückseite des Spiegelhalters gelegt und mit Bananenbuchsen verlötet. Um die Anschlussbuchsen aufzunehmen wurde von der mechanischen Werkstatt des NW 1 ein Adapterblech zugeschnitten. Die dielektrischen Spiegel sind an die Wellenlänge des Lasers angepasst, so wird ein Reflexionsgrad von nahezu 100% unter einem Einfallswinkel von 45° erreicht.

Ringaktuator HPSt 150/14-10/12

Der Niederspannungs Ringaktuator vom Typ HPSt 150/14-10/12 der Firma Piezomechanik erreicht im Regelbereich von $0\text{ V} - 150\text{ V}$ eine longitudinalen Ausdehnung bis $12\text{ }\mu\text{m}$. Im Bereich von $-30\text{ V} - 150\text{ V}$ vergrößert sich der Verfahrensweg auf $16\text{ }\mu\text{m}$.

Im Rahmen der Arbeit wurde der Einsatz des Piezoaktors mithilfe der externen Piezo-Steuereinheit »nano-box« der Firma Piezosystem Jena erprobt. Über den Modulationseingang kann die Steuereinheit mit einem „konventionellen“ Frequenzgenerator, der im Rahmen des physikalischen Praktikums für Grundlagenversuche eingesetzt wird, extern gesteuert werden.

Die nano box transformiert dazu die Eingangsspannung von $0\text{ V} - 5\text{ V}$ auf $0\text{ V} - 150\text{ V}$ hoch; ein geregelter Betrieb, welcher Hystereseeffekte ausgleicht, existiert nicht.

Mithilfe der gewöhnlichen Frequenzgeneratoren kann i. d. R. sehr genau die Frequenz, jedoch nicht die Amplitude, geregelt werden. Für den Betrieb eines Piezoaktors ist die Ansteuerfrequenz jedoch eher von sekundärem Interesse, viel entscheidender ist die exakte Regelung der Amplitude, da diese in erster Näherung proportional zur Auslenkung des Piezoaktors ist. Durch den Offset und die Amplitude des Dreiecksignals wird dadurch das Aussehen des Messsignals maßgeblich beeinflusst. Mit der Kombination aus nano box und herkömmlichen Frequenzgenerator konnte der gesamte Verstellweg von $12\text{ }\mu\text{m}$ genutzt werden, wobei der Piezo dann deutliche Hystereseeffekte zeigte. Im dynamischen Messbetrieb zeigten sich reproduzierbare Mängel, die beispielsweise dazu führten, dass der Piezo an einem Ende des Verfahrwegs stehen blieb. In seiner Gesamtheit erwies sich die nano box als ungeeignet.

Der zuverlässigste Betrieb konnte über eine direkte Ansteuerung mit einem leistungsfähigen Frequenzgenerator erreicht werden. Dieser besitzt eine maximale Ausgangsspannung von $V_{p-p} = 40\text{ V}$. In Abhängigkeit der Ansteuerspannung kann so ein max. Verfahrweg von $3,2\text{ }\mu\text{m}$ umgesetzt werden, was bei einer Wellenlänge von ca. 532 nm einem Gangunterschied von Sechs Wellenlängen entspricht. Durch den vergleichsweise geringen Verfahrweg spielen Hystereseeffekte keine Rolle.

5. Darstellung und Diskussion der Experimente

5.1. Grundlegende Messungen

In dem vorliegenden Abschnitt werden die grundlegenden Messungen beschrieben, die zur Charakterisierung des Aufbaus dienen.

Optischen Eigenschaften der Laser

Im Rahmen der Arbeit wurden zwei Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ getestet und in Hinblick auf eine Eignung für den experimentellen Aufbau untersucht. Bei dem Laser von der Firma Picotronic handelt es sich um einen diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO_4 -Laser (Neodym Yttrium Vanadat), der im TEM_{00} -Modenbetrieb arbeitet. Der zweite Laser stammt von der Firma PImicos, die auf ein Lasermodul der Firma Roithner Lasertechnik zurückgegriffen haben. Laut Datenblatt arbeitet dieser im TEM_{00} -Modenbetrieb, die zu Grunde liegende Lasertechnik ist nicht angegeben. Neben der Strahlungsleistung und der Polarisation der Laser wurde ebenfalls versucht die Kohärenzeigenschaften der Laser zu ermitteln.

Strahlungsleistung der Laser

Beide Laser sind nach Laserklasse II eingestuft und besitzen daher eine Laserleistung von $P \leq 1 \text{ mW}$. Für einen genaueren Wert wurde mit einem Leistungsmesser der AG Gutowski die Leistung der beiden Laser nach einer Aufwärmzeit von einer Viertel Stunde gemessen.

Tabelle 4: Strahlungsleistung der Laser.

Laser	Φ_e (mW)
Picotronic	0,4
PImiCos	0,7

Polarisation der Laser

Die Polarisation der Laser ließ sich über den Kurzschlussstrom einer großflächigen Photodiode in Abhängigkeit der Winkelstellung eines linearen Polarisators vermessen.

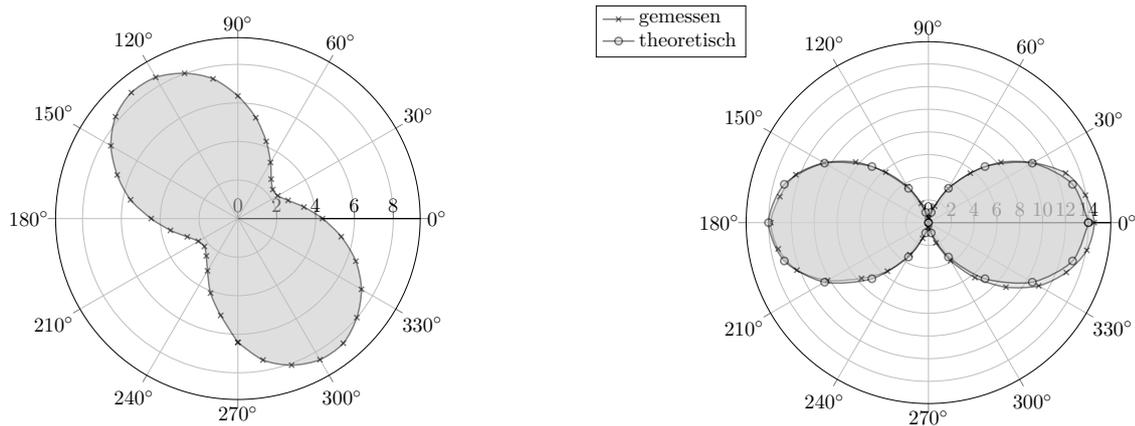


Abb. 20: (*Links*) Darstellung der Polarisation des Lasers der Firma Picotronic und (*rechts*) des Lasers von PImiCos mit dem theoretischen Verlauf nach dem Gesetz von Malus in Polarkoordinaten.

Die Polarisation des Lasers der Firma Picotronic ist teilweise linear polarisiert und besitzt Anteile, die elliptisch polarisiert sind. Der Laser der Firma PImiCos ist nahezu perfekt linear polarisiert. Der aufgetragene Verlauf der Messwerte weicht im Bereich von $90^\circ - 270^\circ$ nur unwesentlich von der theoretischen Berechnung nach dem Gesetz von Malus ab³⁷

Kohärenzeigenschaften der Laser

Stabilisierte He-Ne Laser können eine Kohärenzlänge von bis zu 400 m besitzen.³⁸ Ein Laser, der im TEM_{00} -Betrieb arbeitet, kann in Abhängigkeit von der Resonatorlänge im Spektrum des Lasers mehrere Axialmoden besitzen.³⁹ Jede dieser Longitudinalmoden erzeugt ein für diese Frequenz spezifisches Interferenzbild im MZI, deren Überlagerung auf einer Mattscheibe beobachtet werden kann. Da die Frequenzen der Axialmoden sehr dicht beieinander liegen, kann es bei einem Gangunterschied der Interferometerarme, der einem Vielfachen der Schwebungswellenlänge entspricht, zu einem verschlechterten Kontrast des Interferenzbilds führen, da sich die Interferenzbilder der Einzelmoden gegenseitig (partial) destruktiv überlagern.

Um die Kohärenzlänge der Laser abzuschätzen, wurde mit einem Michelson-Interferometer der effektive Gangunterschied auf bis zu 40 cm gesteigert, ohne dass das Interferenzbild verschwand. Daraus kann geschlossen werden, dass die Kohärenzlänge beider Laser mindestens 40 cm beträgt. Bei dem Laser von Picotronic konnte zudem ein periodisches Verschwinden des Interferenzbildes mit einer Schwebungswellenlänge von $\lambda_s = (2,00 \pm 0,04)$ mm beobachtet werden.⁴⁰ Dies ist auf die Überlagerung der verschiedenen Axialmoden zurückzuführen. Daraus ergibt sich ein freier Spektralbereich von

$$\Delta\nu_{\text{FSB}} = \frac{c}{\lambda_s} \approx (150 \pm 3) \text{ GHz}. \quad (51)$$

In einem Vorversuch wurde das Laserprofil mit dem *Spectrum Analyser* und einer schnellen Photodiode untersucht, was jedoch zu keinen Ergebnissen führte, da der freie Spektralbereich

³⁷Siehe Gleichung (20).

³⁸Siehe Hecht [15] Tab. 7.1.

³⁹Für eine genauere Beschreibung der verschiedenen Moden siehe Kehlbeck (2012) [18], Kap. 2.3 und 2.6.

⁴⁰Siehe hierzu Kehlbeck (2014) [19], Kap. 6.6.

für das Auflösungsvermögen der Photodiode und des *Spektrum Analysers* zu hoch war. Der freie Spektralbereich $\Delta\nu$ kann mit

$$\Delta\lambda_{\text{Mode}} = c \frac{\Delta\nu}{\nu^2} = c \frac{\Delta\nu}{(c/\lambda)^2} = \frac{\Delta\nu \lambda^2}{c} = (0,14 \pm 0,01) \text{ nm} \quad (52)$$

in den spektralen Abstand $\Delta\lambda_{\text{Mode}}$ zweier Lasermoden umgerechnet werden. Darüber hinaus wurde das Laserprofil mit einem hochauflösenden Czerny-Turner-Monochromator vermessen.⁴¹ Bei einer Spaltöffnung von $10 \mu\text{m}$ und einer Lineardispersion des Spektrometers von $L_D = (16 \text{ \AA}/\text{mm})^{-1}$ wird ein maximales Auflösungsvermögen von bis zu $0,25 \text{ \AA}$ erreicht.

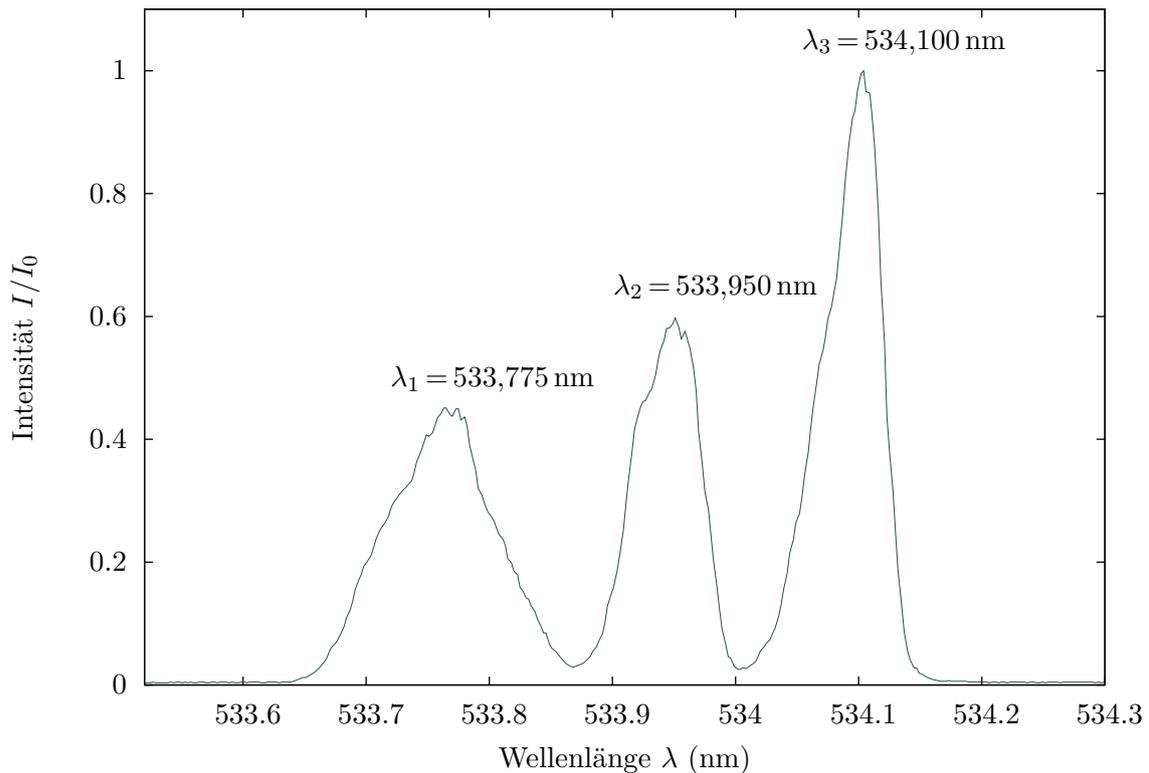


Abb. 21: Hochauflöstes Spektrum der 532-nm-Linie des grünen Festkörperlasers von Picotronic. Die absolute Lage der Wellenlängenskala ist leicht verschoben.

In dem Profil der Laserlinie sind drei Axialmoden zu erkennen. Diese besitzen einen Abstand von:

$$\Delta\lambda_{1,2} = (0,175 \pm 0,025) \text{ nm}$$

$$\Delta\lambda_{2,3} = (0,150 \pm 0,025) \text{ nm} .$$

Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmt der über den Kontrast des Interferenzbildes ermittelte Abstand zweier benachbarter Moden mit dem Abstand der Moden λ_2 und λ_3 bzw. λ_1 und λ_2 überein.

Der Laser von PImiCos wurde ebenfalls über die Kontrastmethode mit dem Michelson-

⁴¹Hierbei handelt es sich um das Spektrometer, welches von mir im Rahmen der Bachelorarbeit erstellt wurde.

Interferometer untersucht (siehe Abb. 5). Dabei ließen sich Änderungen in der *Visibility* jedoch nur sehr schwer ausmachen. Der Fehler für den Gangunterschied wurde daher mit 0,5 mm abgeschätzt.

Tabelle 5: Parameter zur Charakterisierung der Schwebungsfrequenzen des Lasers von PImiCos.

λ_s (mm)	$\Delta\nu_{FSB}$ (GHz)	$\Delta\lambda_{Mode}$ (nm)
$6,0 \pm 1$	50 ± 8	$0,05 \pm 0,01$

Auf eine Vermessung des Lasers von PImiCos durch das Czerny-Turner-Spektrometer wurde verzichtet, da die Abstände der einzelnen Moden in der Größenordnung des Auflösungsvermögens des Spektrometers liegen.

Einfluss der Polarisation auf die Teilungsverhältnisse der Strahlteiler

In einem weiteren Schritt wurden die Teilungsverhältnisse der Strahlteiler für unterschiedliche Eingangspolarisationen untersucht.

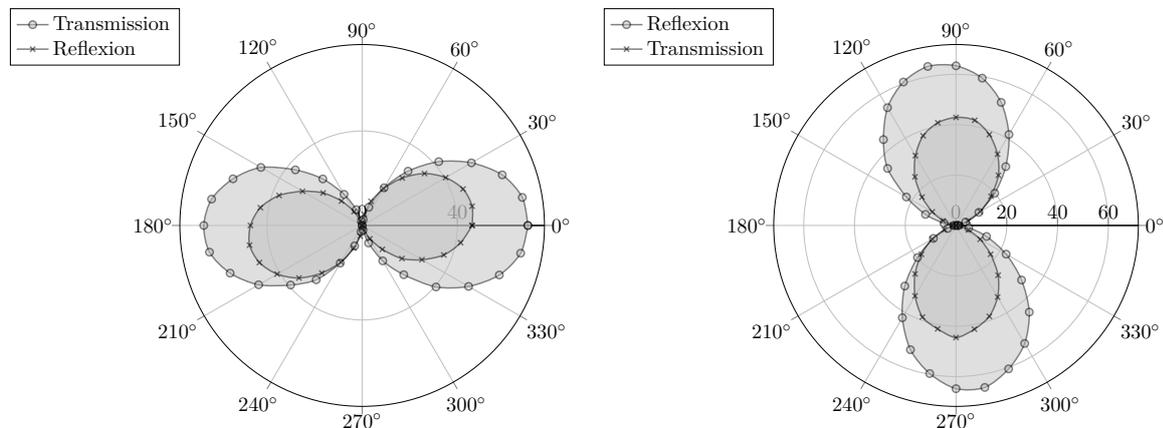


Abb. 22: Darstellung der Polarisation des reflektierten und transmittierten Laserstrahls nach dem ersten Strahlteiler für p-pol. (*links*) und s-pol. (*rechts*) Laserlicht in Polarkoordinaten.

Für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Laserlicht werden ungefähr 60% transmittiert und 40% reflektiert. Laserlicht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, wird schwächer transmittiert, als reflektiert. Dabei beträgt das Teilungsverhältnis 40:60. Durch die Strahlteiler wird die Eingangspolarisation des reflektierten Strahls für p-pol. und s-pol. Licht um $+10^\circ$ gedreht.

Als nächstes wurden die Teilungsverhältnisse und die Polarisation für eine Eingangspolarisation von 45° untersucht.

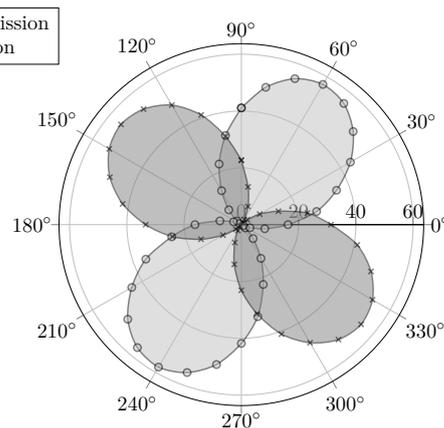


Abb. 23: Darstellung der Polarisation des transmittierten und reflektierten Laserstrahls nach dem ersten Strahlteiler in Polarkoordinaten bei einer Eingangspolarisation von 45° .

Hierbei wird der einfallende Laserstrahl zu 50:50 in einen transmittierten und reflektierten Teilstrahl aufgespalten. Die Polarisation des transmittierten Strahls dreht sich um ca. $+15^\circ$, der reflektierte Strahl um $+90^\circ$.

Die von dem Hersteller spezifizierten Teilungsverhältnisse werden eingehalten. Da es sich jedoch nicht um spezielle nicht-polarisierende Strahlteiler handelt, wird die Polarisation in Abhängigkeit der Eingangspolarisation gedreht. Als nächstes wurde daher die Drehung der Polarisation innerhalb des MZI untersucht.

Polarisation innerhalb des MZI

Der vorherige Abschnitt zeigt, dass die Polarisation i. d. R. nach dem ersten Strahlteiler gedreht wird. Innerhalb des MZI wurde daher die Orientierung der Polarisation gemessen. In Abb. 24 ist die Drehung der Polarisation des linear polarisierten Lasers für p-pol. (Wert links) und für s-pol. (Wert rechts) dargestellt. Dabei dreht die Polarisation bei der Reflexion für beide Polarisationen alternierend um $\pm 10^\circ$. Die Orientierung des transmittierten Strahls bleibt dabei erhalten. Experimentell konnte der Einfluss des ersten metallischen Umlenkspiegels auf die Polarisation ausgeschlossen werden. Die Drehung der Polarisationsachse, sowie die Phasenänderung bei der Reflexion kann für linear polarisiertes Licht mithilfe der Fresnel-Gleichungen exakt berechnet werden. Eine Möglichkeit die Änderung der Polarisation und der Phase bei schrägem Lichteinfall zu berechnen, ist in Demtröder (1999) [3] Kap. 8.57 und 8.58 dargestellt. Da es sich um Mehrschichtsysteme aus dielektrischen Schichten mit unbekanntem Brechungsindex handelt, kann man an dieser Stelle keinen theoretischen Vergleichswert berechnen. Qualitativ zeigt die Theorie, dass bei der Reflexion die Polarisationsrichtung von der Einfallsebene wegdrehen und bei der Brechung zur Einfallsebene hindrehen sollte. In Bezug auf eine Phasenänderung erfährt die senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente bei der Reflexion am dichteren Medium einen Phasensprung von π . Für die Parallelkomponente tritt nur ein Phasensprung bei der Reflexion am dichteren Medium auf, wenn der Einfallswinkel größer als der Brewster-Winkel ist. Da der Einfallswinkel von 45° noch unter dem Brewster-Winkel liegt, sollte nur der s-pol. Anteil einen Phasensprung erfahren. Auf diese Weise kann vermutlich die alternierende Drehung der Polarisation erklärt werden. Die Dre-

hung der Polarisation für den transmittierten Strahl für 45° linear polarisiertes Licht um $+15^\circ$ stellt jedoch einen Widerspruch zur Theorie dar, da der Strahl zur Einfallsebene hingedreht werden müsste. Da der Laser jedoch nicht 100% linear polarisiert ist, können elliptische Anteile zu einer weiteren Veränderung beitragen haben.

Bei der Messung mit den Polarisatoren muss man darauf achten, Vorder- und Rückseite der Polarisationsfilter nicht zu vertauschen, da die Skalen gegeneinander verschoben sind (siehe Abb. 24, links). Wenn der Laser p.- bzw. s-pol. ist, beträgt der Versatz der Skala 10° . Für 45° lin. pol. Licht beträgt der Versatz der Skalen zwischen der Vorder- und Rückseite bis zu 80° .

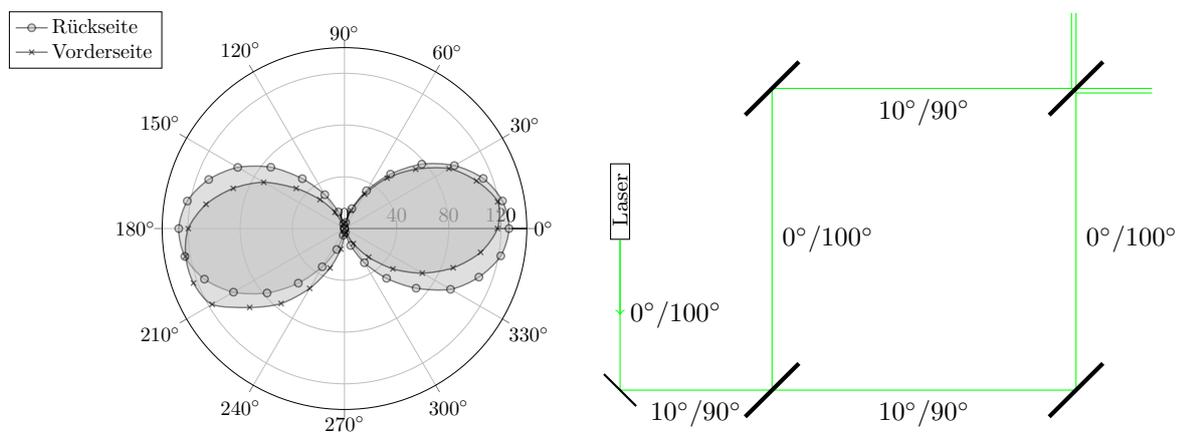


Abb. 24: *Links:* Versatz der Polarisation in Abhängigkeit der Durchstrahlrichtung der Polarisatoren für p-pol. Laserlicht in Polarkoordinaten. Die Skala ist um 10° gegeneinander verschoben. *Rechts:* Drehung der Polarisation innerhalb des MZI für p- bzw. s-pol. Licht. Bei der Transmission ändert sich die Polarisation nicht. Bei der Reflexion alterniert die Polarisation um $\pm 10^\circ$.

Interferenzbilder

Wie in dem Abschnitt 3.5 dargestellt, kann das Interferenzbild des Mach-Zehnder-Interferometers nahezu in jeder Ebene justiert werden und deren Form von Streifen- bis hin zu Ringsystemen variieren. Im Rahmen der Experimentierphase hat sich herausgestellt, dass nur der ausgekoppelte Laserstrahl durch eine Linse aufgeweitet werden sollte. Streifensysteme können im Gegensatz zu „Haidinger’schen“-Ringen wesentlich einfacher justiert werden. Dies liegt zum einen daran, dass die Überlagerung der beiden Teilstrahlen bei Ringsystemen identisch übereinander liegen müssen, was bei einem Strahldurchmesser von 2 mm nur mit sehr viel Geduld gelingt. Zum anderen ist das Interferenzbild von konzentrischen Ringen sehr instabil und daher ungeeignet für die späteren Messungen.

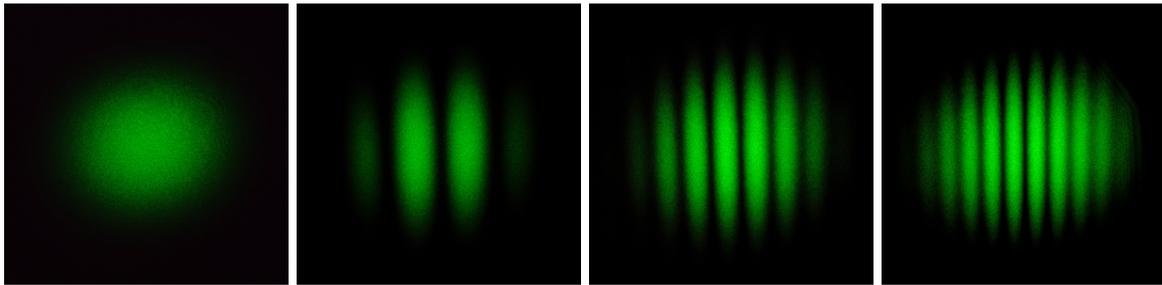


Abb. 25: Form des Interferenzbildes in Abhängigkeit vom Gangunterschied (v. l. n. r. steigend) der beiden Interferometerarme. Die vorliegenden Interferenzbilder wurden durch Drehung des zweiten Strahlteilers um die Gierachse erzielt. Für den Fall $\varphi = 0$ liegen die beiden virtuellen Punktlichtquellen übereinander, sodass kein Interferenzmuster zu erkennen ist.

In Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen für die zu erwartende Intensitätsverteilung in Abschnitt 5.5, wurde das Interferometer so justiert, dass ein Interferenzbild aus vertikalen Streifensystemen zu beobachten ist (siehe Abb. (25)). Diese sind am einfachsten zu justieren und liefern für die späteren Messungen mit der PD oder dem PM das zeitlich stabilste Interferenzmuster.

Näherung einzelner Photonen

Aus den theoretischen Grundlagen der Photonenstatistik folgt, dass der zeitliche Abstand einzelner Photonen bei einem Laser nicht zeitlich konstant ist und dass die Emission von Photonen durch eine Poisson-Verteilung beschrieben wird. Als Maß für den zeitlichen Abstand der Photonen wurde die Korrelationsfunktion 2. Ordnung eingeführt, wobei es keine klassische Lichtquelle gibt, die Photonen mit einem zeitlich konstanten Abstand emittiert. Jede Lichtquelle neigt in unterschiedlichem Maße zu Photon-Bunching. Der Laser ist dabei die beste Annäherung, Photonen als einzelne Quantenobjekte zu emittieren. Im Folgenden soll daher berechnet werden, welchen gegenseitigen Abstand einzelne Photonen zueinander hätten, wenn sich der Laser wie anti-gebündeltes Licht verhalten würde, auch wenn es sich hierbei um eine stark vereinfachende Annahme handelt.

In dem Experiment des Welle-Teilchen Dualismus wird der Laserstrahl durch Neutraldichtefilter mit einem Transmissionsgrad von $T \approx 5 \cdot 10^{-8}$ abgeschwächt. Die Strahlungsleistung von $\approx 0,7 \text{ mW}$ des Lasers wird auf $P = 35 \text{ pW}$ verringert. Für die Photonenrate n gilt mit

$$P = \frac{E}{\Delta t} = \frac{n \cdot h\nu}{\Delta t} \Rightarrow n = \frac{P\Delta t}{h\nu}. \quad (53)$$

Bei einer Wellenlänge von 532 nm werden dann $n \approx 9,36 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ Photonen pro Sekunde emittiert. Da sich die Photonen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, entspricht dies einem gegenseitigen Abstand der einzelnen Photonen von $\Delta s \approx 3,2 \text{ m}$. Da die Interferometerarme jedoch kürzer sind, könnte man unter den eben genannten Näherungen davon ausgehen, dass sich zu jeder Zeit nur ein einzelnes Photon im Interferometer aufhält und die physikalischen Phänomene nicht auf eine Wechselwirkung der Photonen untereinander zurückzuführen sind.

5.2. Hinweise zur Messung im Scan-Modus

Um das Interferenzbild lateral zur Projektionsfläche vermessen zu können, erzeugt ein Signalgenerator ein periodisches Dreieckssignal. Da der Spannungswert des Dreieckssignals in erster Näherung proportional zu dem Verfahrweg des Piezoaktors ist, kann somit sehr genau die Weglänge in einem der Interferometerarme variiert werden. Durch den zusätzlich erworbenen Gangunterschied zwischen den beiden Pfaden wird das Interferenzbild an einem festen Ort (hier die Eintrittsöffnung der PD/ des PMs) vorbeigeschoben, ohne dabei die Position des Messinstruments in der Projektionsebene verschieben zu müssen. Das Ausgangssignal der Photodiode entspricht dabei einem Sinus. Über die Wellenlänge des Lasers kann der Verfahrweg des Piezos berechnet werden. Die Umkehrpunkte des Piezoaktors müssen nicht immer so genau zu erkennen sein, wie in der Prinzipskizze in Abb. 26 dargestellt. Falls die Umkehrpunkte des Piezoaktors in der Mitte zweier Extrempunkte liegen, ist der Übergang im Signal stetig und der Signalverlauf entspricht einem „glatten“ Sinus.

Da das Signal des Frequenzgenerators mit dem Signal der Photodiode und des Photomultipliers korreliert ist, wird der Verlauf des Messsignals über den V_{p-p} -Wert des Dreieckssignals, sowie über deren Offset geregelt (siehe Abb. 26 und 28).

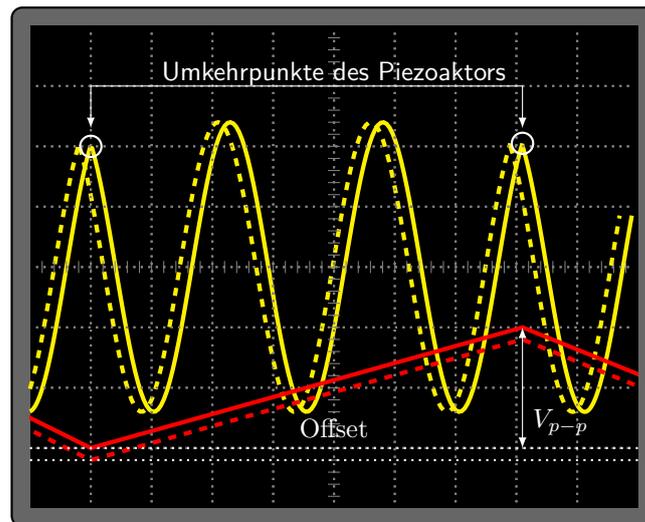


Abb. 26: Skizzierter Verlauf des Photodiodensignals in Abhängigkeit vom Signal des Frequenzgenerators. Der horizontale Abstand zwischen den Umkehrpunkten des Photodiodensignals entspricht dem effektiven Verfahrweg des Piezoaktors, dessen Wert proportional zum Spitze-Spitze Spannungswert des Dreieckssignals ist. Durch einen Spannungsoffset des Dreieckssignals entsteht ein zusätzlicher fester Gangunterschied, der den Verlauf des Photodiodensignals horizontal verschiebt, wodurch prinzipiell die Form der Umkehrpunkte im PD-Signal variieren kann (durchgezogener Verlauf: mit Offset).

Da das Interferenzbild sehr leicht durch äußere Störungen zeitlich instabil wird, gilt es bei der Messung eine Reihe von Hinweisen zu befolgen:

- Die Fenster sind geschlossen zu halten sowie durch schwarze Vorhänge lichtundurchlässig abzuschließen. Somit werden Temperaturschwankungen durch Zugluft und der Einfluss von Fremdlicht minimiert. (Zur Orientierung kann man eine schwache, fokussierte Taschenlampe verwenden.)

- Während des Messvorgangs sollte der direkte Kontakt und ruckartige Bewegungen an und vor dem Experimentiertisch vermieden werden.
- Beim Verstellen der Messgeräte, darf sich kein Körperteil auf dem Experimentiertisch abstützen, da dies den Gangunterschied der Interferometerarme verändert.
- Wenn möglich, sollten die Messungen zu einem Zeitpunkt durchgeführt werden, an dem kein reger Verkehr auf dem Flur herrscht, da die Vibrationen sich bis auf das Interferometer übertragen.
- Es ist prinzipiell zwar möglich die Messungen auch bei Tageslicht durchzuführen, es sei jedoch erwähnt, dass das Hintergrundrauschen dann stärker ausgeprägt ist.
- Der Interferenzfilter ist für eine Hg-Linie der Deckenbeleuchtung durchlässig, trotz sorgfältiger Vorkehrungen muss daher der Einfluss der Leuchtstoffröhren auf das Messsignal überprüft werden.

Es hat sich als sinnvoll herausgestellt, das Signal des Frequenzgenerators als externen Trigger zu verwenden, da dieses Signal bei weitem nicht so anfällig auf Störungen reagiert und mit dem Messsignal korreliert. Die Triggerung auf das Signal der PD oder des PMs funktioniert nur unbefriedigend, da Schwankungen im Interferenzbild häufig das Triggerlevel unterschreiten.

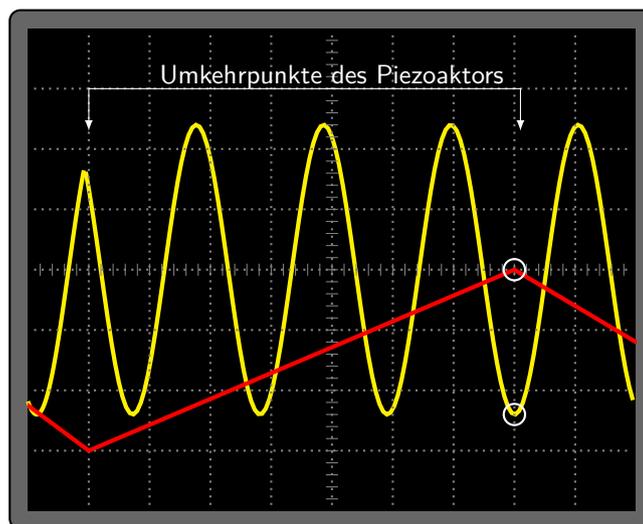


Abb. 27: Skizzierter Verlauf des Photodiodensignals in Abhängigkeit vom V_{p-p} -Wert des Frequenzgeneratorsignals. Je größer die V_{p-p} -Spannung, desto größer ist der Verfahrweg des Piezoaktors. Ändert der Piezoaktor genau in einem Extrempunkt die Richtung, entsteht ein glatter Übergang. Man beachte: Durch den größeren V_{p-p} -Wert steigt die Frequenz des Photodiodensignals.

5.3. Übergang vom Teilchen zum Wellenbild

Neben dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau für das Experiment zur dualen Natur des Lichts stellt die Detektion einzelner Photonen durch eine CCD-Kamera eine weitere Möglichkeit dar.⁴² Im Rahmen von Interferenzexperimenten mit einzelnen oder sehr wenigen Photonen kann hiermit ebenfalls der Übergang aus der scheinbar zufälligen Verteilung einzelner Photonen zum klassischen Interferenzbild demonstriert werden wie in Abb. 28 aus [5] gezeigt wird.

⁴²Siehe z. B. [5],[24].

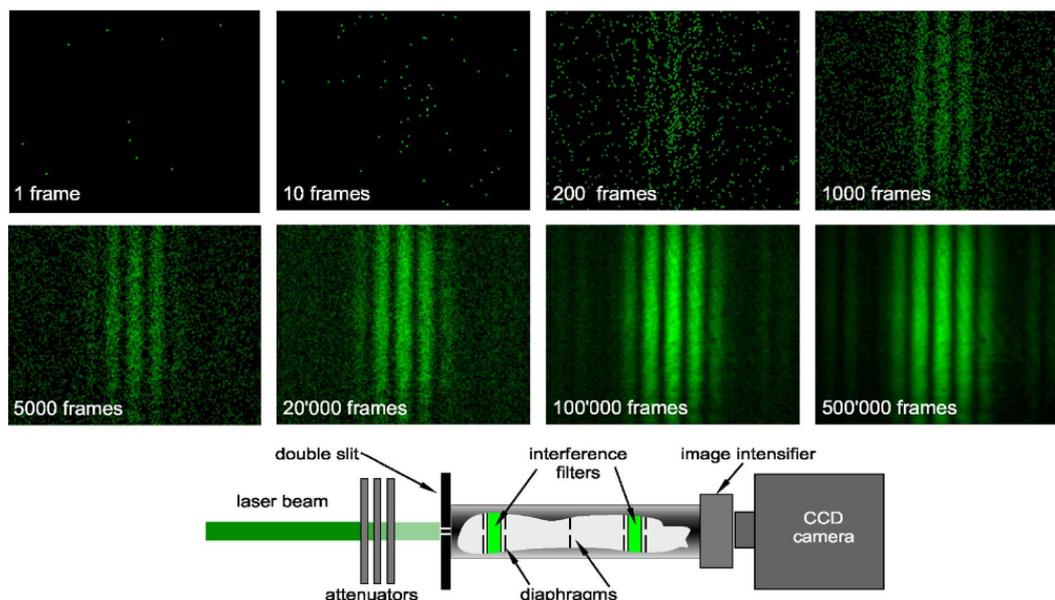


Abb. 28: Zeitliche Entwicklung des Interferenzbilds eines Doppelspalts mit sehr stark abgeschwächtem Laserlicht. Die Photonen wurden durch eine CCD-Kamera aufgenommen. Aus der zunächst scheinbar zufälligen Verteilung der Photonen entwickelt sich das klassische Interferenzbild. (Abb. entnommen aus [5], fig.1)

Geeignete gekühlte CCD-Kameras mit entsprechend hoher Empfindlichkeit kosten um die 20000 Euro und scheiden daher für ein relativ einfaches Demonstrationsexperiment aus. Bei den folgenden experimentellen Ergebnissen ist die räumliche Granularität des Interferenzbilds aus Abb. 28 in dem Signalverlauf des Photomultipliers codiert. **Dadurch lassen sich die gleichen physikalischen Effekte veranschaulichen, bei einem Bruchteil der Kosten!**

Beschreibung des Messvorgangs

Zunächst realisiert man den Strahlengang aus Abbildung (13) und justiert gemäß Abschnitt 4.2. Dann wird ein Neutralfilter mit einem Transmissionsgrad von $10^{-5} - 10^{-8}$ in den Strahlengang gebracht, der auf den PM trifft.⁴³ Die Intensität des Laserstrahls sollte nach der Linse in dessen Brennpunkt mit dem Auge gerade nicht mehr wahrzunehmen sein. Im Rahmen der getroffenen Näherung befinden sich dann nur einige wenige Photonen im Interferometer. Darauf folgt der Anschluss der Photodiode, des Photomultiplier und des Frequenzgenerator an das 4-Kanal Oszilloskop. Die Nachverstärkung des Photomultipliers wird über ein Multimeter gemessen (Startwert: $U = 0,6$ V). Der Frequenzgenerator sollte ein symmetrisches Dreieckssignal mit einer V_{p-p} Spannung von 25 V bei $f = 50 - 100$ Hz liefern. Über den Offset wird das Spannungssignal so verschoben, dass dieses nicht unter 0 V fällt, damit der Ringpiezo nur gestreckt und nicht gestaucht wird. Da sich die Amplitude und der Offset nicht direkt am Frequenzgenerator ablesen lassen, erfolgt die Einstellung über den Signalverlauf am Oszilloskop. Als nächstes wird dann der Trigger des Oszilloskops auf das Dreieckssignal festgelegt. Über den zweiten ungenutzten Ausgang des MZI kann das aufgeweitete Interferenzbild mit dem bloßen Auge beobachtet werden. Dieses ist von der Struktur ähnlich zu

⁴³Die genaue Wahl des NDFs muss experimentell bestimmt werden und in Abhängigkeit des Messsignals angepasst werden.

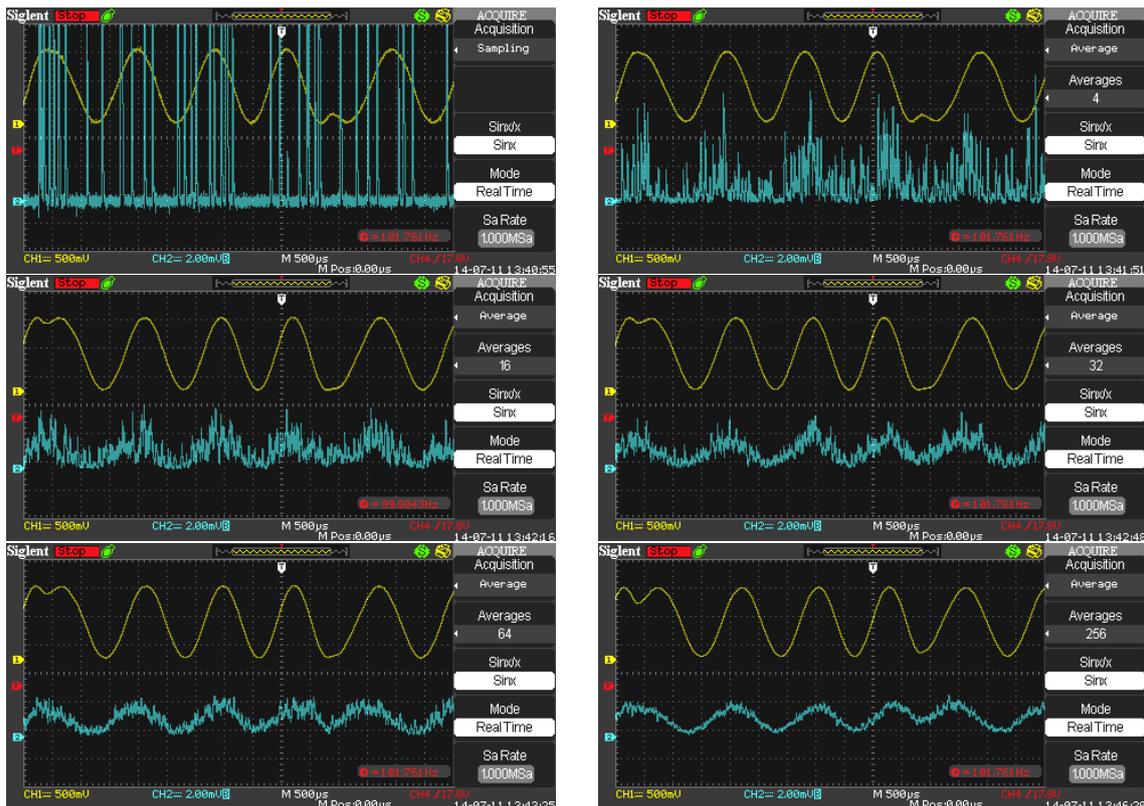


Abb. 29: Gemessene zeitliche Entwicklung des gemittelten Photomultipliersignals über 0, 4, 16, 32, 64 und 256 Einzelbilder (in blau). Die Granularität des PM-Signals wird bei steigender Mittelung immer weniger und nähert sich dem Signalverlauf der PD (in gelb) an.

dem Interferenzbild, das durch die Photodiode vermessen wird. Auf diese Weise fällt es leicht den Verlauf des Photodiodensignals mit der Gestalt des Interferenzmusters in Verbindung zu bringen.

Da es sich um ein digitales Speicheroszilloskop handelt, lassen sich nicht nur einzelne Bilder speichern, sondern ebenfalls über 4 – 256 Einzelbilder zeitlich mitteln. Der Übergang von dem Teilchen- zum Wellenbild kann so in Echtzeit über das Oszilloskop beobachtet werden. Weiter kann man das aufgeweitete Interferenzbild in dem anderen Ausgang des Interferometers auf einer Mattscheibe betrachten. Für die Dokumentation der Messergebnisse können Screenshots erstellt werden. Ein Export der einzelnen Wertepaare in Form einer .csv-Datei auf einen USB-Stick ist ebenfalls möglich.

Die in Abb. 29 dargestellten Messergebnisse wurden über den *Acquire* Modus des Oszilloskops aufgenommen. Dazu wurde zunächst das ungemittelte Signal im *Sampling*-Modus aufgenommen, gefolgt von einer Reihe von Aufnahmen im *Average*-Modus. Aufeinander folgende Aufnahmen wurden dann kontinuierlich über 4, 16, 32, 64, 128 und 256 Einzelbilder gemittelt.

Oszilloskop-Aufnahmen zum Welle-Teilchen Dualismus-Experiments

Der Verlauf des ungemittelten Photomultipliersignals (in blau aus Abb. 29) besitzt noch keine erkennbare Struktur, die Detektion der Photonen ist noch zu unregelmäßig. Aus deren Verlauf könnte man noch nicht auf das spätere Interferenzbild schließen. Mit steigender Mittelung

über mehrere Einzelbilder nimmt die Granularität des Signalverlaufs ab und nähert sich schließlich dem Verlauf der Photodiode an.

Das Interferenzmuster im Wellenbild kann mit klassischer Wellenoptik beschrieben werden. Die Effekte mit einigen wenigen Quantenobjekten beruhen jedoch auf quantenmechanischen Phänomenen. Dennoch liefert die quantenmechanische Beschreibung für eine große Anzahl von Quantenobjekten die gleichen physikalischen Ergebnisse wie in der klassischen Wellenoptik. Da das Verhalten der einzelnen Photonen nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vorausgesagt werden kann, könnte man im weiteren schließen, dass die Intensitätsverteilung im Wellenbild als eine Art Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auftreffen einzelner Photonen gelten.

Die einzelnen Photonen scheinen sich wie eine Welle auszubreiten (aufgrund des Interferenzmusters), sie werden aber als einzelnes Teilchen detektiert, da sie ihre gesamte Energie auf einen Punkt auf dem Detektor abgeben. Wenn die Photonen sich ausschließlich wie Teilchen verhalten hätten, könnte man keine Interferenz beobachten. Daher besitzen die Photonen gleichzeitig Welle- als auch Teilchenverhalten!

An diesem Experiment offenbaren sich also zwei wesentliche Aspekte der Quantenmechanik: Zum einen der Welle-Teilchen Dualismus von Photonen und zum anderen das Korrespondenzprinzip.

5.4. Einzelphotoninterferenz

Interferenzversuche mit einzelnen Quantenobjekten bieten einen eindrucksvollen Einblick in die Quantentheorie. Der experimentelle Fortschritt hat bis heute dafür gesorgt, dass Interferenz von Molekülen bis zur Größe von $C_{60}F_{48}$ -Molekülen, so genannten Fullerenen, nachgewiesen werden konnte.⁴⁴ Bei Experimenten mit einzelnen Quantenobjekten muss mit großem experimentellem Aufwand sichergestellt werden, dass sich zu jedem Zeitpunkt nur einzelne Teilchen im Interferometer aufhalten, ohne dabei jedoch den Quantenzustand des Teilchens zu verändern. Ein Demonstrationsexperiment kann dieses Kriterium aus Kostengründen und in Bezug auf die Komplexität des Aufbaus nicht leisten. Um dennoch den zugrunde liegenden Effekt im Rahmen begrenzter finanzieller Mittel demonstrieren zu können, bietet sich Laserlicht durch die guten Kohärenzeigenschaften an, dass durch Neutraldichtefilter auf einige wenige Photonen abgeschwächt wird.⁴⁵ Da sich Photonen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten und keine Ruhemasse besitzen, kann für einzelne Photonen nicht ohne weiteres eine Wellenfunktion für den Ort angegeben werden. Für eine detailliertere Auseinandersetzung mit diesem Thema, siehe [27]. Es ist aber dennoch möglich eine Wellenfunktion für das Photon einzuführen, dass die Energie eines Photons in einem bestimmten Raumbereich angibt.

Messverfahren und Interpretation der Einzelphotoninterferenz

Der Versuch der Einzelphotoninterferenz kann direkt in Anschluss an das Experiment zum Welle-Teilchen Dualismus durchgeführt werden. Dazu müssen am experimentellen Aufbau

⁴⁴aus [5] in Bezug auf [14]

⁴⁵dass es sich hierbei um eine annehmbare Näherung handelt, wird in Abschnitt 5.1 diskutiert.

keine Änderungen vorgenommen werden. Für die Justage des Strahlengangs und den Aufbau der Messinstrumente sei daher auf Abschnitt 5.3 verwiesen.

Um den Effekt der Einzelphotoninterferenz zu demonstrieren, muss der Gangunterschied mithilfe des Piezoaktors so geregelt werden, dass die Detektionswahrscheinlichkeit eines Photons in dem Interferometerausgang des Photomultipliers minimal ist. Dazu werden das Signal des PMs und des Frequenzgenerators über das Oszilloskop betrachtet. Die genaue Position wird im Scan-Modus über den Offset des Dreieckssignals gefunden (siehe Abb. 30). Da die Struktur des Interferenzbildes in Echtzeit nicht zu erkennen ist, wird das Signal über 256 Einzelbilder gemittelt. Die Position über die Photodiode zu ermitteln ist nicht möglich, da das Photodioden- und das Photomultipliersignal nicht in Phase sein müssen. Wenn die Position richtig eingestellt ist, wird der zu dem Intensitätsminimum vom Photomultipliersignal gehörige Spannungswert des Dreieckssignals abgelesen und als Gleichspannung an den Piezoaktor gelegt. Damit bleibt der Gangunterschied konstant mit dem dazugehörigen Intensitätsminimum. Anschließend wird der Modus von *Average* auf *Sampling* umgestellt (Abb. 30, *links*).

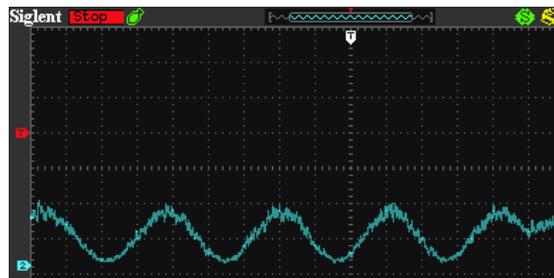


Abb. 30: Der Gangunterschied wird im Scan-Modus über den Offset des Dreieckssignals so geregelt, dass das gemittelte Signal des PMs in einem Minimum justiert ist (destruktive Interferenz).

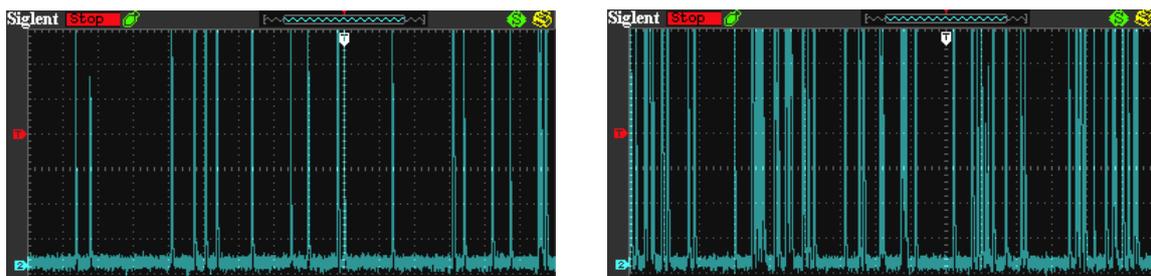


Abb. 31: *Links:* Messsignal des Photomultipliers, wenn am Interferometerausgang destruktive Interferenz beobachtet werden kann. *Rechts:* Die Intensität des Photomultipliersignals steigt plötzlich stark an, wenn ein Interferometerarm blockiert wird.

Da das Interferenzbild in einem Intensitätsminimum justiert wurde, zeigt das Oszilloskop nur wenige scharfe Intensitätspeaks (Abb. 31, *links*). Wird dann einer der Interferometerarme blockiert, sodass kein Licht aus diesem Arm auf den Detektor fallen kann, steigt die Intensität stark an (siehe Abb. 31, *rechts*)! Da sich laut der Näherung aus Abschnitt 5.1 zu jedem Zeitpunkt nur einzelne Photonen in dem Interferometer befunden haben, ist eine Wechselwirkung einzelner Photonen untereinander ausgeschlossen. Über den Offset wurde ein zusätzlicher konstanter Gangunterschied eingeführt, sodass die Wahrscheinlichkeit, ein ein-

zernes Photon in diesem Ausgang zu detektieren, minimal ist. Obwohl durch das Blockieren des einen Interferometerarms nur noch die Hälfte der Lichtintensität auf den Photomultiplier fällt, ist die gemessene Intensität trotzdem wesentlich höher. Dieser Effekt ist ohne Interferenz nicht zu erklären. **Folglich interferiert das Photon mit sich selbst!**

5.5. Quantenradierer

Bei einem Quantenradierer handelt es sich um einen Apparat, durch den einzelne Quantenobjekte auf unterschiedlichen und zunächst ununterscheidbaren Wegen von einem Anfangspunkt zu einem Endpunkt gelangen und dort interferieren. Eine passende Form einer Markierung,⁴⁶ durch die die verschiedenen „klassischen Pfade“ unterscheidbar werden, führt zu einem Verlust der Interferenz. Dabei spielt es keine Rolle, dass diese Markierung tatsächlich gemessen wird. Das Verschwinden der Interferenz wird als Eigenschaft des Quantenobjekts, sich wie ein Teilchen zu verhalten, gedeutet. Mithilfe einer geeigneten Wechselwirkung kann die Markierung graduell oder vollständig wieder entfernt und die Ununterscheidbarkeit der möglichen Pfade wieder hergestellt werden. Als Konsequenz hierauf zeigen die Quantenobjekte wieder Wellenverhalten. Dabei ist es möglich, die Markierung zu entfernen, nachdem das Teilchen den Apparat bereits verlassen hat. Das Verwunderliche an dem Vorgang des „Quanten-radierens“ liegt in der scheinbaren Annahme, dass die Entscheidung, ob das Quantenobjekt sich wie ein Teilchen oder eine Welle verhält, nachträglich entschieden werden kann, und somit Einfluss auf die Vergangenheit zu nehmen scheint.

Der im Rahmen dieser Arbeit erstellte Quantenradierer kann mit sehr stark abgeschwächtem Laserlicht betrieben werden, welches dann der Näherung einzelner Photonen entspricht. Im Rahmen der Wellenoptik können die Experimente mit der vollen Laserintensität durchgeführt werden.

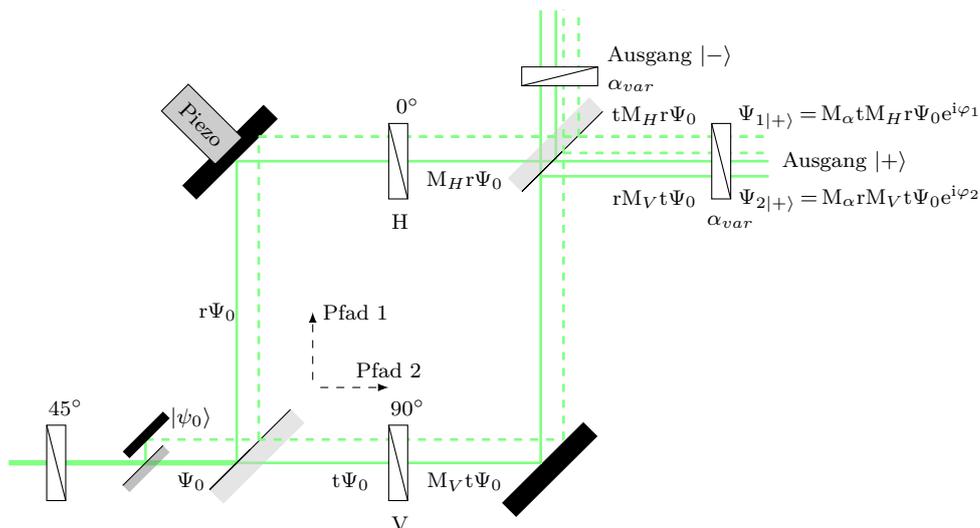


Abb. 32: Schematischer Strahlenverlauf des Quantenradierers mit entsprechenden Feldamplituden. Bei diesem Aufbau kann der Quantenradierer gleichzeitig im Wellenbild und mit „einzelnen Photonen“ betrachtet werden.

⁴⁶Häufig durch eine Verschränkung.

Die Interpretation, für das Verschwinden des Interferenzbildes bzw. die Wahrscheinlichkeit ein Photon an einem der beiden Ausgänge zu detektieren, variiert je nachdem, ob die physikalischen Phänomene nach der klassischen Wellenmechanik oder Quantenmechanik gedeutet werden. Dabei ist es möglich die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters, sowie die Wahrscheinlichkeitsverteilung Photonen an einem der beiden Ausgänge in Abhängigkeit vom Gangunterschied und der Stellung des „Radierers“ zu berechnen.⁴⁷

Herleitung der Intensitätsverteilung im Wellenbild

Im Folgenden soll mithilfe des Jones-Formalismus (siehe Abschnitt 3.4) der Ausdruck für die Intensität des Laserlichts in Abhängigkeit der Winkelstellung α des Radierers an einem der Interferometerausgänge hergeleitet werden. Dazu multipliziert man die einzelnen Matrizen gemäß Abb. 32 in der Reihenfolge, in der der Laserstrahl das Interferometer durchquert. Zunächst gehen wir davon aus, dass der linear polarisierte Laserstrahl unter einem Winkel von 45° zur Einfallsebene eingekoppelt wird:

$$\psi_0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (54)$$

Der erste Strahlteiler spaltet den Laserstrahl in einen transmittierten und reflektierten Strahl gleicher Intensität (50:50) auf.⁴⁸ Um den Einfluss der Reflexion an der Vorderseite des Strahlteilers auszudrücken, muss die einfallende Welle mit dem Reflexionsfaktor $r = i/\sqrt{2}$ multipliziert werden. Die Wirkung des Reflexionsfaktors wird deutlich, wenn man die Intensität der Welle betrachtet. Dazu muss $|\psi|^2$ gebildet werden, wodurch sich der Vorfaktor zu $-1/2$ transformiert. Das negative Vorzeichen resultiert aus der Reflexion an der Vorderseite mit einem Phasensprung von π , wobei nur die Hälfte der Eingangsintensität reflektiert wird. Entsprechend muss man für die Transmission die einfallende Welle mit dem Transmissionsfaktor $t = 1/\sqrt{2}$ multiplizieren. Die Wirkung des horizontalen und vertikalen Polarisators auf den einfallenden Strahl beschreiben die Matrizen

$$M_H = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad M_V = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (55)$$

Der Radierer kann um den Winkel α gegenüber der Horizontalen gedreht werden. Dessen Wirkung auf den einfallenden Laserstrahl beschreibt die Matrix

$$M_\alpha = R^{-1}(\alpha) M_H R(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}, \quad (56)$$

wobei

$$R(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (57)$$

⁴⁷Vgl. dazu [7] Dimitrova (2009) Appendix A,B.

⁴⁸Hierbei muss von einem idealen Strahlteiler ausgegangen werden.

eine gewöhnliche Rotationsmatrix der SO_2 ⁴⁹ darstellt. Bevor die beiden Teilstrahlen wieder zusammentreffen, durchlaufen sie das Interferometer auf unterschiedlichen Pfaden. Hierdurch resultiert ein Gangunterschied, wobei eine zusätzliche Phasendifferenz durch unterschiedliche optische Weglängen bei der Transmission und Phasensprüngen bei der Reflexion entstehen können. Die beiden Phasen lassen sich ausdrücken durch

$$\varphi_1 = 2\pi \frac{L_1}{\lambda} + \delta\varphi \quad \text{und} \quad \varphi_2 = 2\pi \frac{L_2}{\lambda}, \quad (58)$$

wobei L_i die Länge der beiden Interferometerarme bezeichnet und durch

$$\delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = \beta V \quad (59)$$

ein zusätzlicher Phasenfaktor entsteht, der in erster Näherung proportional zur Betriebsspannung des Piezoaktors ist. An dieser Stelle sei jedoch erwähnt, dass die Phasensprünge bei der Reflexion an den beiden Spiegeln weggelassen wurden, da sie an den Ausgängen zu keiner relativen Phasendifferenz führen. Die Teilstrahlen, die am Ausgang $|+\rangle$ wieder zusammengeführt wurden, haben keinen zusätzlichen Gangunterschied erworben, da sich die Phasensprünge durch jeweils eine Reflexion und Transmission bzw. eine Transmission und eine Reflexion wieder kompensieren.

Die Strahlen, die am Ausgang $|-\rangle$ wieder aufeinander treffen, sind jedoch um π zueinander Phasenverschoben, da der Strahl entlang des Pfads 1 einmal mehr reflektiert wird. Bei gleich langen Interferometerarmen entsteht kein weiterer Phasenunterschied, da beide Strahlen die Strahlteiler zweifach auf gleich langen optischen Wegen passieren. Daher ist das Interferenzbild der beiden Ausgänge komplementär zueinander.

Die Intensität $I_{|+\rangle}$ berechnet sich aus dem Betragsquadrat der Summe von $\Psi_{1|+\rangle}$ und $\Psi_{1|-\rangle}$. Die einzelnen Berechnungsschritte wurden an dieser Stelle weggelassen, da sie von ihrer Art eher länglich und nicht weiter schwierig sind.

$$I_+ = |\psi_{A+1} + \psi_{A+2}|^2 = \frac{I_0}{8} (1 + \cos \Delta\varphi \sin 2\alpha) \quad (60)$$

Eine analoge Rechnung für den Ausgang $I_{|-\rangle}$ liefert:

$$I_- = |\psi_{A-1} + \psi_{A-2}|^2 = \frac{I_0}{8} (1 - \cos \Delta\varphi \sin 2\alpha) \quad (61)$$

mit der Phase

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{L_1 - L_2}{\lambda} + \delta\varphi \equiv \Delta\varphi_0 + \beta V. \quad (62)$$

Einen Überblick für den Verlauf der Intensität in Abhängigkeit des Gangunterschieds und der Analysatorstellung gibt Abb. 33 wieder.

⁴⁹Die SO_n bezeichnet die special orthogonal group. Diese ist eine Untergruppe der orthogonalen Matrizen, die Determinante 1 besitzen.

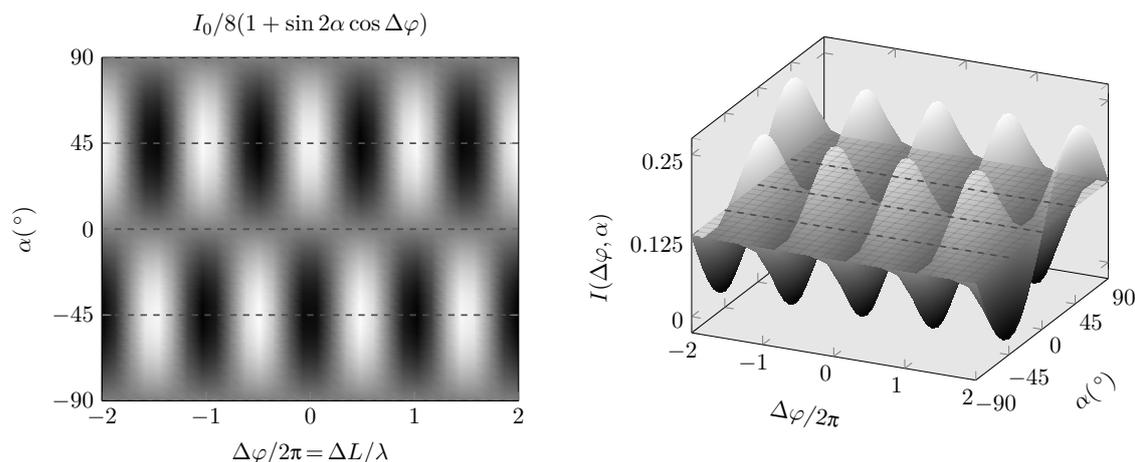


Abb. 33: Berechnete Intensitätsverteilung für den Ausgang $|+\rangle$ in Abhängigkeit vom Gangunterschied $\Delta\varphi$ und der Winkelstellung α des „Radierers“.

Interessanterweise ist die Gesamtintensität der beiden Ausgänge unabhängig von der gegenseitigen Phase.

$$I = I_+ + I_- = \frac{1}{4} \quad (63)$$

Deutung der Phänomene im Wellenbild

Die Phänomene des „Quanten-radierens“ im Wellenbild können im Rahmen der klassischen Physik ohne Zuhilfenahme der Quantenphysik erklärt werden. Da die Lichtquelle hinreichend kohärent ist, zeigt sich das klassische Interferenzbild aus hellen und dunklen Streifen. Werden als nächstes die linearen Polarisatoren in den Strahlengang gestellt, erscheinen an beiden Ausgängen helle Flecke ohne Struktur. Da die beiden Teilstrahlen senkrecht zueinander polarisiert sind, besitzen die beiden Teilstrahlen keine parallele Feldstärkekomponente, die interferieren kann. Kurz gesagt: Orthogonal polarisierte Wellen interferieren nicht. Wenn nun der *eraser* in den Strahlengang gebracht wird, ist der Beitrag der Parallelkomponente zur Gesamtintensität aus den beiden Pfaden abhängig von der Stellung des Polarisators. Für $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = 90^\circ$ trägt stets einer der beiden Pfade mit der vollen Intensität zur Gesamtintensität bei, wobei der andere in Sperrrichtung orientiert ist. Folglich beobachtet man keine Interferenz. Für $\alpha = \pm 45^\circ$ ist der Anteil aus beiden Pfaden gleich und das Interferenzbild besitzt die höchste *Visibility* mit der größten Intensität (siehe Abb. 33). Für die jeweiligen Mischungswinkel besitzen die beiden Teilstrahlen die interferieren, unterschiedliche Amplituden, wodurch die die *Visibility* nach Gl. (60) schwankt. Dabei ist interessant, dass es zu jedem Winkel $\alpha = 0^\circ \pm \Delta\alpha$ komplementäre Interferenzbilder⁵⁰ gibt, die sich ohne den *eraser* gegenseitig zu einem Interferenzbild ohne Struktur überlagern.

Herleitung der Detektionswahrscheinlichkeit einzelner Photonen

In der folgenden Herleitung wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der ein einzelnes Photon an einem der beiden Ausgänge detektiert werden könnte. Um den quantenmechanischen

⁵⁰Bzw. für $\alpha = 90^\circ \pm \Delta\alpha$

Charakter zu betonen, erfolgt die Herleitung mithilfe der Dirac'schen *bra-ket*-Notation von Zustandsvektoren.

Wir gehen zunächst davon aus, dass die Photonen durch einen Prä-Polarisator, der unter einem Winkel von 45° ausgerichtet wurde, präpariert sind. Diesen Zustand beschreibt:

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)|in\rangle, \quad (64)$$

wobei $|H\rangle$ und $|V\rangle$ für einen horizontal und vertikal polarisierten Zustand stehen und $|in\rangle$ die Ausbreitungsrichtung des Photons bezeichnet. Der Projektionsoperator für den ersten Strahlteiler lautet:

$$P_{BS1} = r|1\rangle\langle in| + t|2\rangle\langle in|. \quad (65)$$

An dem Strahlteiler wird die Amplitude der Wellenfunktion in einen reflektierten und transmittierten Anteil aufgespalten.⁵¹

$$|\psi_{BS1}\rangle = P_{BS1}|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r|1\rangle|H\rangle + t|2\rangle|V\rangle + r|1\rangle|V\rangle + t|2\rangle|H\rangle) \quad (66)$$

Unter Berücksichtigung des Gangunterschieds $\Delta\varphi$ der Interferometerarme erhalten wir die modifizierte Wellenfunktion vor den zueinander orthogonalen Polarisatoren H und V :

$$|\psi_{\text{before } H/V}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r|1\rangle|H\rangle e^{i\Delta\varphi} + r|1\rangle|V\rangle e^{i\Delta\varphi} + t|2\rangle|H\rangle + t|2\rangle|V\rangle). \quad (67)$$

Die beiden orthogonalen Polarisatoren sorgen für die Markierung der zwei klassischen Pfade. Der dazugehörige Projektor lautet:

$$P_{H/V} = |H\rangle\langle H||1\rangle\langle 1| + |V\rangle\langle V||2\rangle\langle 2|. \quad (68)$$

Nach den Polarisatoren wird der Zustandsvektor innerhalb des Interferometers zu

$$|\psi_{\text{after } H/V}\rangle = P_{H/V}|\psi_{\text{before } H/V}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r|1\rangle|H\rangle e^{i\Delta\varphi} + t|2\rangle|V\rangle) \quad (69)$$

reduziert. Am zweiten Strahlteiler überlagern sich die beiden Partialwellen wieder, wobei die Amplituden aufgespalten werden in den Teil der Photonen, die das Interferometer, entweder in Richtung Ausgang $|+\rangle$ oder $|-\rangle$, verlassen. Unter Berücksichtigung der Vorfaktoren für die Transmission und Reflexion lautet der Projektor für den zweiten Strahlteiler

$$P_{BS2} = r|-\rangle\langle 1| + t|+\rangle\langle 1| + r|+\rangle\langle 2| + t|-\rangle\langle 2|. \quad (70)$$

Die Wellenfunktion der Photonen, die das Interferometer in Richtung Ausgang $|+\rangle$ oder $|-\rangle$

⁵¹Die Vorfaktoren r und t folgen aus den *Fresnelschen Gesetzen* für die Reflexion und Transmission.

verlassen haben, beschreibt der Ausdruck:

$$\begin{aligned} |\psi_{\text{before eraser}}\rangle &= P_{BS2} |\psi_{\text{after } H/V}\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r^2 |H\rangle |-\rangle e^{i\Delta\varphi} + tr |H\rangle |+\rangle e^{i\Delta\varphi} + rt |V\rangle |+\rangle + t^2 |V\rangle |-\rangle). \end{aligned} \quad (71)$$

Der Projektionsoperator $P_+ = |+\rangle \langle +|$ auf den letzten Ausdruck angewandt, liefert denjenigen Beitrag der Photonen, die in Richtung $|+\rangle$ das Interferometer verlassen, jedoch noch nicht den Radierer passiert haben.

$$|\psi_+\rangle = P_+ |\psi_{\text{before eraser}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(tr |H\rangle |+\rangle e^{i\Delta\varphi} + rt |V\rangle |+\rangle) = \frac{i}{2\sqrt{2}}(|H\rangle |+\rangle e^{i\Delta\varphi} + |V\rangle |+\rangle) \quad (72)$$

Die Wirkung des *erasers* auf die einfallende Wellenfunktion wird durch den Projektor

$$P_\alpha = |\alpha\rangle \langle \alpha| = [\cos^2 \alpha |H\rangle \langle H| + \sin^2 \alpha |V\rangle \langle V| + \sin \alpha \cos \alpha (|H\rangle \langle V| + |V\rangle \langle H|)] |+\rangle \langle +| \quad (73)$$

vermittelt, der in der Orientierung um den Winkel α gedreht werden kann. Der Zustandsvektor nach dem Passieren des Radierers lässt sich berechnen mit

$$|\psi_{\text{after eraser}}\rangle = P_\alpha |\psi_+\rangle = \frac{i}{2\sqrt{2}}[\cos^2 \alpha |H\rangle e^{i\Delta\varphi} + \sin^2 \alpha |V\rangle + \sin \alpha \cos \alpha (|H\rangle + |V\rangle e^{i\Delta\varphi})] |+\rangle. \quad (74)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon am Ausgang $|+\rangle$ zu detektieren, liefert das Skalarprodukt von

$$\omega_+ = \langle \psi_{\text{after eraser}} | \psi_{\text{after eraser}} \rangle, \quad (75)$$

was nach einer etwas längeren, aber nicht weiter komplizierten Rechnung auf die Wahrscheinlichkeit

$$\omega_+ = \frac{1}{8}(1 + \cos \Delta\varphi \sin 2\alpha) \quad (76)$$

führt. Dabei ist die Detektions-Wahrscheinlichkeit abhängig von dem Gangunterschied $\Delta\varphi$ und der Stellung des *erasers* um den Winkel α . Eine analoge Rechnung für den Ausgang $|-\rangle$ liefert dementsprechend:

$$\omega_- = \frac{1}{8}(1 - \cos \Delta\varphi \sin 2\alpha). \quad (77)$$

Das die Berechnung für die Intensitätsverteilung und die Wahrscheinlichkeit prinzipiell das gleiche mathematische Ergebnis liefern, kann als Beispiel für das Korrespondenzprinzip angesehen werden.

Deutung der Phänomene im Rahmen der Quantenmechanik

Durch die Markierung mit den Polarisatoren wird der innere Freiheitsgrad des Teilchen (Polarisation) mit dem äußeren Freiheitsgrad (dem klassischen Pfad) verschränkt. Die beiden klassischen Pfade sind nun nicht mehr ununterscheidbar und die Photonen zeigen kein Wellenverhalten mehr in Form von Interferenz. In Abhängigkeit der Winkelstellung des *erasers* kann die Fähigkeit zur Interferenz der Photonen partial oder vollständig wieder hergestellt werden.

Der Zustand

$$|\psi_+\rangle = \frac{i}{2\sqrt{2}}(|H\rangle|+\rangle e^{i\Delta\varphi} + |V\rangle|+\rangle)$$

ist eine Superposition aus beiden klassischen Pfaden. Durch den eraser wird dann der Zustand auf einen Zustandsunterraum projiziert. Hierdurch wird das Spektrum der möglichen Eigenwerte eingeschränkt. Dabei handelt es sich aber nicht um eine irreversible Zustandsreduktion.

Für eine Eraserstellung aus dem Mischungswinkel $(45^\circ)^{52}$ der beiden Polarisatoren liefert jeder der beiden klassischen Pfade einen gleichen Anteil zur Detektionswahrscheinlichkeit. In diesem Fall sagt man, dass die beiden Pfade wieder ununterscheidbar geworden sind. In Folge dessen ist die Markierung wieder aufgehoben und die zeitliche Mittelung über viele Photonen liefert wieder das gewohnte Interferenzbild. Wenn der *eraser* parallel zu einem der Polarisatoren ausgerichtet ist, scheint für den Detektor das Photon aus einem der Pfade gekommen zu sein, da der andere Anteil vollständig geblockt wird. Daher verschwindet das Interferenzbild vollständig und das Photon verhält sich wie ein Teilchen. Ich denke jedoch nicht, dass man sich das Photon dann auch auf einen der beiden Wege eingeschränkt vorstellen sollte, indem man sagt, das Photon kam aus Pfad 1 oder Pfad 2. Diese womöglich falsche Vorstellung wird zudem dadurch genährt, dass Quantenradierer Experimente unter dem Aspekt der Welchen-Weg Information diskutiert werden und damit eine sehr klassische Vorstellung einer Teilchenbahn mitschwingt. Bis zu dem Zeitpunkt vor dem *eraser* befindet sich das Photon in einer Superposition und es wird erst durch die Detektion auf einen Eigenwert reduziert und nicht bereits schon vorher! In diesem Sinne nimmt dann der eraser auch keinen Einfluss mehr auf das Verhalten in der Vergangenheit, da es sich immer in einer Superposition befand und der Detektor jedoch nur bestimmte Eigenwerte messen kann.

Für Winkelstellungen des erasers zwischen 0° und 45° wird die „Welcher-Weg Information“ partial ausgelöscht, wodurch die Visibility des zeitlich gemittelten Interferenzbilds abnimmt. Eine detaillierte Analyse in Bezug auf die Sichtbarkeit des Interferenzbilds und der „Welcher-Weg Information“ findet sich beispielsweise in [12].

Beschreibung des Messvorgangs

Das Experiment zum Welle-Teilchen Dualismus kann durch wenige Handgriffe zum Quantenradierer-Experiment umgebaut werden. Dazu wird der Versuchs nach Abschnitt 4.1 aufgebaut und justiert und die Messgeräte so eingerichtet wie in Abschnitt 5.3 beschrieben. Der

⁵²Bzw. für -45° .

Laserstrahl sollte dann um eine Größenordnung weniger abgeschwächt werden, da durch die linearen Polarisationsfilter die Gesamtintensität dementsprechend abnimmt.

Im Scan-Modus wird dann das Signal des PMs und der PD über das digitale Speicheroszilloskop dargestellt und die Veränderung des Signals in Abhängigkeit der Winkelstellung des *erasers* beobachtet. Zum direkten Vergleich kann das Interferenzbild mit der vollen Laserintensität im anderen Interferometerausgang beobachtet werden. Zur Ergebnissicherung wurden von dem realen Interferenzbild Aufnahmen mit einer digitalen Spiegelreflexkamera gemacht, sowie der Signalverlauf der PD und des PMs für Winkelstellungen des *erasers* für $\alpha = \pm 45^\circ, \pm 20^\circ$ und 0° gespeichert. Dabei wurde der Signalverlauf sowohl für Einzelbilder, als auch für eine Mittlung über 256 Einzelbilder aufgenommen.

Darstellung der Messergebnisse

Abbildung 34 zeigt den Vorgang des „Quanten-radierens“ sowohl im Wellenbild, als auch für die Näherung einzelner Photonen in Abhängigkeit der Winkelstellung α des *erasers*. In der ersten Spalte ist das Signal der Photodiode im Scan-Modus dargestellt. In Zeile 2 sind Photos des realen Interferenzbildes abgebildet. Die Zeilen 3 und 4 zeigen das ungemittelte und das zeitlich gemittelte Signal des Photomultipliers.

Der Signalverlauf der PD und des gemittelten Photomultipliersignals stimmt mit den theoretischen Berechnungen aus dem vorherigen Abschnitt überein. Das Interferenzbild für α und $-\alpha$ ist komplementär, das heißt, dass deren Überlagerung dem Interferenzbild ohne *eraser* entspricht. Für die Winkel $\pm 45^\circ$ ist die Visibility des Interferenzbild am größten. Die klassischen Pfade sind ununterscheidbar und sowohl aus Sicht der Wellenoptik und der Quantenmechanik tragen beide Pfade zu gleichen Anteilen zu der Intensitätsverteilung bzw. der Detektionswahrscheinlichkeit bei.

Für 0° bestehen die Signale der PD und des PMs aus einem Gleichanteil und das Interferenzbild besitzt keine Struktur. Durch die Stellung des *erasers* wurde die Fähigkeit des Photons zu interferieren zerstört. Für eine Winkelstellung von $\alpha = \pm 20^\circ$ wurde die „Welcher-Weg“-Information nur teilweise ausgelöscht. Dies zeigt sich in einer geringeren Amplitude des PD oder des PM-Signals.

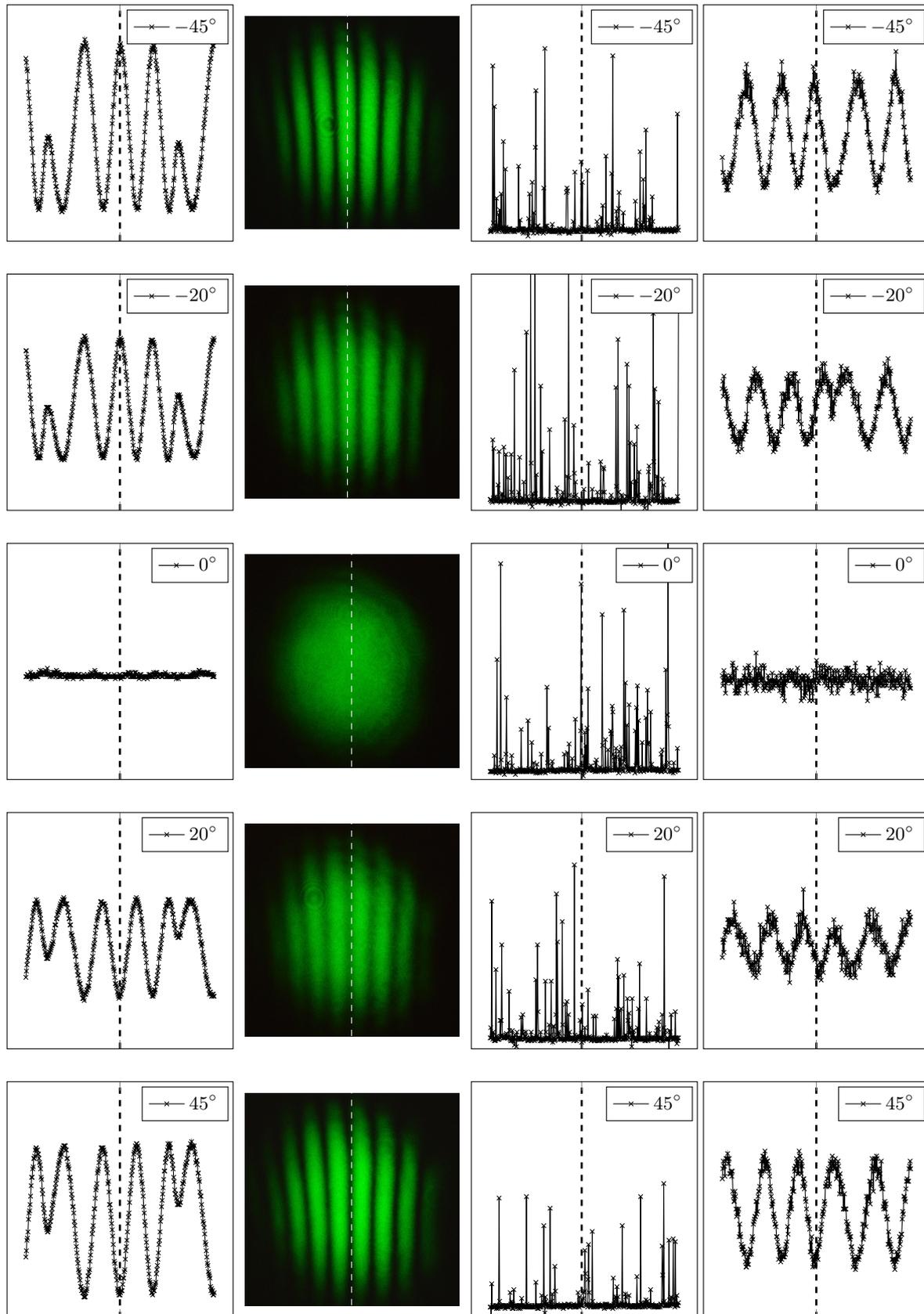


Abb. 34: Messungen mit unterschiedlichen Winkelstellungen des *erasers* zur Veranschaulichung des Quantenradierers im Wellenbild und mit einzelnen Photonen. 1.Spalte: Signal der PD. 3. & 4. Spalte: Signal des PMs (ungemittelt und gemittelt über 256 Einzelbilder).

6. Quantentheorie in der Schule

6.1. Eigenbau eines Quantenradierers mit Haushaltsmitteln

Die in dieser Arbeit präsentierten Experimente wären nicht mit den normalen Mitteln der Schulphysik umzusetzen. Eine abgewandelte Form des Quantenradierers auf Grundlage eines „Doppelspalts“ stellt die Arbeit *A Do-it-Yourself QUANTUM ERASER*⁵³ von Rachel Hillmer und Paul Kwiat vor, deren Umsetzung ohne großen finanziellen Aufwand und mit etwas experimentellem Geschick möglich ist. Aufgrund des relativ simplen Aufbaus und des Potentials, diesen Versuch auch in der Schule umsetzen zu können, halte ich eine kurze Übersicht hierzu für erwähnenswert. Die dazu benötigten Teile für den Aufbau sollten abgesehen von den Polarisationsfolien eigentlich in fast jedem Haushalt vorhanden sein.

Zunächst befestigt man ein Stück Aluminiumfolie über der Austrittsöffnung eines Laserpointers und sticht ein sehr dünnes Loch hinein, um den Strahldurchmesser zu verkleinern. Als „Doppelspalt“ wird eine Tackernadel benutzt. Danach werden zwei lineare Polarisationsfilter⁵⁴ gekreuzt und überlappungsfrei hinter dem Draht angebracht, sodass die eine Seite p-pol. und die andere Seite s-pol. Laserlicht passieren kann. Mithilfe eines weiteren linearen Polarisators, der als *eraser* dient, sollte die „Welcher-Weg“-Information partial oder vollständig wieder ausgelöscht werden können.

An dieser Stelle sei der Modellcharakter des Quantenradierers hervorgehoben. Die physikalischen Effekte im Wellenbild können nicht 1:1 auf die Quantenwelt übertragen werden. Im Rahmen des Physikunterrichts bietet dieser low-cost-Quantenradierer jedoch eine gute Ausgangslage für weitere Untersuchungen und tiefere Diskussionen über die duale Natur von Licht.

Soweit die Eigenbauanleitung getestet werden konnte, wären leichte Abänderungen denkbar. Zur besseren Sichtbarkeit sollte eine Lupe zur Vergrößerung des Interferenzbilds verwendet werden. Die Aluminiumfolie kann dann entfernt werden. Der eigentliche Effekt des Quantenradierers konnte leider nicht erprobt werden, da die dazu benötigten Polarisationsfolien fehlten.

6.2. Einordnung in den Bremer Bildungsplan

Mit Blick auf den Bremer Bildungsplan für die Gymnasiale Oberstufe stellt man fest, dass der Quantentheorie in der Schule große Bedeutung zugewiesen wird. So tauchen in den Erweiterungsbausteinen zu den *Mikroobjekten* hochaktuelle Forschungsgebiete der Physik auf. Dazu zählen unter anderem: Quantencomputer oder die Quantenkryptografie. Diese beinhalten die nicht trivialen Themen der Superposition und Verschränkung von Photonen. Damit kommt der Physikunterricht einer weiteren Forderung nach, „Physik als Grundlage des modernen Weltbilds“ zu begreifen. Neben den optionalen Erweiterungsbausteinen sind die Schülerinnen und Schüler dazu aufgefordert, grundlegende Unterschiede zwischen klassischer Physik und

⁵³Siehe dazu [17].

⁵⁴Der Polarisationsfilter müsste als einziges Teil vermutlich gekauft werden. Die herkömmlichen „Wegwerf“-3D Brillen können nicht verwendet werden. Diese bestehen aus einer Kombination einer $\lambda/4$ -Platte und einem linearen Polarisator.

der Quantenphysik zu nennen und zu erläutern. Dazu zählen des Weiteren Experimente, die den Quantencharakter von Photonen und Elektronen herausstellen. In dem Schwerpunkt *Quantenphysik der Atomhülle* wird unter anderem die Interpretation der Wellenfunktion als Wahrscheinlichkeit eingeführt sowie in den Erweiterungsbausteinen auf erkenntnistheoretische Aspekte der Quantenphysik verwiesen. Explizit zählen dazu der Messprozess, Eigenschaft vs. Zustand sowie die Kopenhagener Deutung. Zudem können Grundlagen der Lasertechnik (Fluoreszenz, stimulierte Emission, (optisch gepumpte) Laser, Bedeutung für Alltag und Technik) aufgegriffen werden. Aus dem Bereich *Wellenoptik* sind zudem die Themen Interferenz, Polarisation und Licht als Wellenphänomen verpflichtend.

Auch wenn die in dieser Arbeit präsentierten Experimente von der Komplexität eher für eine Einführungsveranstaltung an der Universität konzipiert wurden, stellt man fest, dass die Anforderungen die an die Schülerinnen und Schüler gestellt werden, einen Großteil der physikalischen Phänomene, die anhand der Experimente diskutiert werden können, abdecken. Auch wenn der Grad der mathematischen Abstraktion im Zweifel zu weit führt, halte ich es für möglich, dass ein leistungsstarker Leistungskurs im Rahmen des Schülerlabors des physikalischen Praktikums die Experimente als Alternative zu Computersimulationen oder deren Ergänzung verwenden könnte. Außerhalb der Schule könnte das Experiment auch in Schülerforschungszentren oder Science-Centren aufgebaut werden.

6.3. Zugangswege zur Interpretation der QM mithilfe des MZI

Die Einführung der Quantenmechanik in der Schule stellt für nahezu alle Schülerinnen und Schüler (SuS) eine große kognitive Hürde dar. Der damit verbundene Paradigmenwechsel erfordert nicht nur eine neue Blickrichtung auf die mikroskopische Physik, sondern ebenfalls auf das physikalische Weltbild als Ganzes. Gerade bei einem ersten Kontakt mit der Quantenmechanik sind die neuen Konzepte sehr gewöhnungsbedürftig, brauchen Zeit um diese zu erfassen, und auch zu akzeptieren, bevor sie verstanden werden können. Die Notwendigkeit neuer Konzepte in der QM kann meiner Meinung nach gerade im Rahmen des Welle-Teilchen Dualismus besonders gewinnbringend mit SuS herausgearbeitet werden. Daher soll im Folgenden ein möglicher Erkenntnisweg sowie eine Reihe von möglichen Fehlvorstellungen anhand des MZIs mit einzelnen Photonen herausgearbeitet werden.

Ob ein Photon Wellen- oder Teilchenverhalten zeigt, hängt von den experimentellen Bedingungen ab, unter denen dieses das Mach-Zehnder-Interferometer passiert. Wenn durch einen geeigneten Detektor innerhalb des Interferometers festgestellt werden kann, welchen der beiden Wege das Photon genommen hat, wird das Interferenzbild zerstört. Falls die Weginformation prinzipiell nicht zugänglich ist, zeigt das Photon Wellenverhalten und aus einer Vielzahl von Photonen baut sich das klassische Interferenzbild auf.

An diesem paradoxen Verhalten lassen sich mehrere quantenphysikalische Phänomene herausarbeiten, die in Kontrast zur klassischen Physik stehen. Dazu zählen:

- In der Quantenmechanik ist eine Messung ohne mit dem Quantenobjekt in Wechselwirkung zu treten nicht möglich. Diese nimmt Einfluss auf das Messergebnis und kann das Verhalten des Quantenobjekts irreversibel beeinflussen. Dabei kommt es im

Sinne des mathematischen Formalismus der QM zu einer Zustandsreduktion der Wellenfunktion. \Rightarrow In der Quantenphysik ist das Messresultat im Gegensatz zur klassischen Physik nicht unabhängig vom Beobachter.

- Bei einer Messung des Zustands eines einzelnen Photons sind Teilchen- und Wellenverhalten komplementäre Größen. Diese können nicht beide gleichzeitig beobachtet werden, ohne einen der beiden Eigenschaften zu zerstören (Komplementaritätsprinzip).
- Das Photon ist weder Teilchen noch Welle, eine konsistente Beschreibung ist auf den dualen Charakter angewiesen. Wenn wir davon ausgehen, dass das Photon beispielsweise ein Teilchen wäre, könnte man zweifelsohne keine Interferenz beobachten, folglich müsste es eine Welle sein. Wenn man jedoch durch einen Detektor deren Pfad nachverfolgen würde, stellt man fest, dass sich dieses nicht aufteilt, sondern bei einer Messung nur einen der beiden Pfade nimmt und niemals beide gleichzeitig durchquert! Jetzt wäre der Einwand angebracht, dass durch die Messung die Fähigkeit des Photons zu interferieren zerstört wurde und daher auch kein Wellenverhalten zeigen kann. Aber selbst wenn der Weg nicht gemessen wird, ist das Photon nicht wie bei einer Welle über einen ausgedehnten Bereich des Detektors verteilt. Dies würde bedeuten, dass das Interferenzbild von Anfang an mit schwachem Kontrast vorhanden sein müsste, der mit steigender Anzahl an Quantenobjekten immer größer wird. Die gesamte Energie wird jedoch auf einen Punkt auf dem Detektor übertragen und ist in diesem Sinne dann auch keine Welle mehr.

Das Photon breitet sich also scheinbar wie eine Welle aus und wird detektiert wie ein Teilchen. Es muss also beide Eigenschaften in sich vereinen! Im Rahmen der klassischen Physik ist dies ein nicht aufzulösender Konflikt.

- Das Verhalten einzelner Quantenobjekte kann nicht exakt vorhergesagt werden. Durch eine Reihe von Versuchen mit in ähnlicher Weise präparierten Teilchen können aus den relativen Häufigkeiten jedoch Wahrscheinlichkeitsaussagen abgeleitet werden. \Rightarrow Das indeterministische Verhalten ist eine intrinsische Eigenschaft der Quantenphysik, wobei die quantenphysikalische Beschreibung für eine große Anzahl an Quantenobjekten als Grenzfall die gleichen physikalischen Ergebnisse wie in der klassischen Physik liefert (Korrespondenzprinzip der Quantenmechanik).

Bei der Interpretation des Quantenradierers scheinen die Argumente sehr ähnlich. Dabei gibt es jedoch im Gegensatz zu den eben beschriebenen Effekten signifikante Unterschiede. Bei einem Quantenradierer-Experiment, wie es in dieser Arbeit beschrieben wird, könnte man ebenso die Frage nach dem Weg des Photons stellen. Bei der Interpretation der Phänomene muss jedoch sehr genau aufgepasst werden.

Die Fähigkeit des Photons zu interferieren, oder sich wie ein Teilchen zu verhalten, kann durch den eraser beeinflusst werden, wenn das Photon das Interferometer bereits verlassen hat. Somit scheint dieser Einfluss auf das Verhalten des Photons in der Vergangenheit zu nehmen.

Durch die gekreuzten Polarisatoren werden die beiden Pfade markiert bzw. unterscheidbar. Infolgedessen verschwindet das Interferenzbild. Dabei ist die Markierung jedoch keine Mes-

sung, da es zu keiner Zustandsreduktion kommt. Falls dem so wäre, könnte der eraser das Interferenzbild nicht wieder herstellen, da es sich um einen irreversiblen Prozess handelt. Dabei besteht der quantenmechanischen Zustand aus einer Superposition beider klassischen Pfade, die jedoch markiert wurden. Durch den eraser kann dann nachdem der Photon das Interferometer verlassen hat verhältnismäßig festgelegt werden, welchen Anteil der Superposition diesen passieren kann. In dem Sinne wird der Zustand des Photons auch erst durch den eraser auch einen Zustand-Unterraum projiziert, der dann weiter propagiert. Falls dieser parallel zu einem der beiden Polarisatoren einer der beiden Pfade steht, scheint das Photon aus einem dieser gekommen zu sein, da der andere Pfad keinen Beitrag dazu liefern kann. Ich halte es dann jedoch für fraglich, ob in diesem Sinne das Photon auch auf einen der Pfade eingeschränkt werden kann. Der Zustand des Photons wird schließlich erst durch die Detektion nach dem eraser auf einen der Eigenwerte reduziert. Im Rahmen der Kopenhagener Interpretation ist das Verhalten eines Quantenobjekts in der Zeit vor oder nach einer Messung prinzipiell unbestimmt. Von einer physikalische Realität zu sprechen macht erst dann Sinn, wenn reelle Messwerte erfasst werden. Dabei ist jedoch das Spektrum an messbaren möglichen Eigenwerten durch die Art des Detektors vorgegeben. In diesem Sinne, muss das Photon die Eigenschaft „Weg“ gar nicht besessen haben, auch wenn diese gemessen wird. Ich würde daher den Quantenradierer eher in seiner Minimalinterpretation bevorzugen, und wie folgt formulieren, ohne die Frage nach dem Weg des Photons zu viel Aufmerksamkeit zu schenken:

Durch eine Markierung der möglichen Pfade innerhalb des Interferometers wird die Fähigkeit eines Photons zu interferieren zerstört. Dabei ist es möglich diese Markierung partial oder vollständig zu entfernen und so das Interferenzbild wieder herzustellen.

Im Rahmen der Born'schen Wahrscheinlichkeitsinterpretation können in Abhängigkeit der Winkelstellung des erasers Voraussagen getroffen werden unter welchen Umständen das Photon Wellen- oder Teilchenverhalten zeigt.

Weiterführende Literatur zu einem weiteren Zugangsweg zur dualen Natur von Licht wird im Rahmen des „Münchener Unterrichtskonzept der Quantenmechanik“ in [20] zusammengestellt. Eine Übersicht über das gesamte Unterrichtskonzept findet sich in [31].

7. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde auf Grundlage eines Mach-Zehnder-Interferometers (MZI) ein kostengünstiger experimenteller Aufbau zum Welle-Teilchen Dualismus geplant, aufgebaut und erprobt. Die große didaktische Wirkungskraft wurde durch die Möglichkeit, Wellen als auch Teilchenverhalten in einem Experiment gleichzeitig und nicht in getrennten Experimenten darstellen zu müssen, erreicht. Die Phänomene des Welle-Teilchen Dualismus konnten sowohl mit der vollen Laserintensität als auch einigen wenigen Photonen durchgeführt werden. Bei der Dokumentation wurde ein Hauptaugenmerk auf eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Bauteile, des experimentellen Aufbaus sowie die Durchführung der einzelnen Experimente gelegt. Dieser besitzt das Potential im Rahmen einer Einführungsveranstaltung der Quantenmechanik als Demonstrationsexperiment vor einem größeren Publikum eingesetzt werden zu können sowie in der physikalischen Ausbildung von Vollfachphysikern bzw. Lehramtsstudierenden der Physik. Unter Berücksichtigung der curricularen Vorgaben des Bremer Bildungsplans wäre der Einsatz im Schülerlabor des Physikalischen Praktikums ebenfalls denkbar.

In einem ersten Schritt wurden in intensiver Literaturrecherche die Anforderungen an die einzelnen Bauteile ermittelt und unter Berücksichtigung bereits vorhandener Einzelteile und deren Kompatibilität fehlenden Teile beschafft und zu fertigen Komponenten aufgebaut.

Diese wurden dann detailliert am fertigen Versuchsaufbau in Vorversuchen untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Strahlteiler die vom Hersteller spezifizierten Teilungsverhältnisse einhalten, die Polarisation des Lasers i. d. R. jedoch gedreht wird. Ungewollte Mehrfachreflexionen innerhalb der Strahlteilerplatten konnten durch einen parallel zur Einfallsebene linear polarisierten Laser minimiert werden.

Bei Interferenzexperimenten spielen die Kohärenzeigenschaften der Strahlungsquelle eine wichtige Rolle. Dazu wurden zwei grüne TEM₀₀-Modenlaser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) mit einem Michelson-Interferometer vermessen. Die Kohärenzlänge der beider Laser betrug mind. 40 cm.⁵⁵ Über den Kontrast des Interferenzbildes und in Abhängigkeit des Gangunterschiedes wurden mögliche Axialmoden im Profil der Laser identifiziert. Dabei erzeugten spektral dicht beieinander liegende Axialmoden eine Schwebung, wodurch für bestimmte Gangunterschiede der Interferometerarme die Sichtbarkeit des Interferenzbildes stark abnahm.

Der im Rahmen der weiteren Experimente genutzte Laser von PimiCos war nahezu ideal linear polarisiert, wobei zwei Axialmoden in einem spektralen Abstand von $\Delta\lambda \approx 0,05 \text{ nm}$ sowohl mit dem Interferometer als auch mit einem hochauflösenden Spektrometer identifiziert werden konnten.

Um die Struktur des Interferenzbildes auf einem digitalen Speicheroszilloskop darstellen zu können hätte man den Detektor (Photodiode/Photomultiplier) lateral durch das Interferenzbild schieben können. Dies konnte jedoch geschickter und wesentlich präziser erfolgen, indem nicht der Detektor, sondern das Interferenzbild am ortsfesten Detektor vorbeigeschoben wurde. Dazu diente ein Piezoaktor der über einen Frequenzgenerator angesteuert, den Gangunterschied in einem der Interferometerarme durch eine Spannungsrampe verändern konnte. Da die

⁵⁵Durch die Dimensionen des Interferometers konnte der Gangunterschied nicht weiter gesteigert werden.

Ausdehnung des Piezoaktors und somit der Gangunterschied in erster Näherung proportional zur angelegten Spannung war, konnte sehr genau über die Regelung des Frequenzgenerators das Interferenzbild kontrolliert werden.

In einem weiteren Schritt wurden verschiedene Interferenzbilder von Ringsystemen bis hin zu Streifensystemen in Hinblick auf die Eignung für spätere Messungen untersucht. Ein Interferenzbild aus hellen und dunklen Streifen stellte sich gegenüber Ringsystemen als überlegen heraus, da es nicht nur unanfälliger gegenüber äußeren Störungen war, sondern ebenfalls die Struktur quer zur Vermessungsrichtung gleich blieb.

Die geplanten Experimente besaßen den großen Vorteil, dass diese tatsächlich auch mit einigen wenigen Photonen als Quantenobjekte durchführbar waren und es sich nicht um reine Analogieexperimente handelte, bei denen der eigentliche Effekt mit der klassischen Physik erklärt werden kann. Um Interferenzexperimente mit einigen wenigen Photonen durchführen zu können, wurde die Laserleistung mithilfe mehrerer Neutralfilter ($T \approx 10^{-8}$) auf bis zu $P \approx 35$ pW abgeschwächt. Wenn man von der Näherung ausgehen würde, dass die Photonenemission des Lasers in gleichen zeitlichen Abständen stattfindet und nicht im eigentlichen Sinne nach der Poisson-Verteilung, hätten die einzelnen Photonen einen gegenseitigen Abstand von 3 m.

An dem experimentellen Aufbau konnte der Übergang zwischen dem korpuskularen Verhalten einzelner Photonen und klassischem Wellenverhalten in der Form eines Interferenzbildes demonstriert werden. Dazu wurde ein grüner Laser ($\lambda = 532$ nm, $P \approx 1$ mW) durch ein laterales Strahlteilerprisma in einen Doppelstrahl zerlegt, der dann das Interferometer parallel versetzt durchquerte. Einer dieser Strahlen wurde durch Neutralfilter auf einige wenige Photonen abgeschwächt. Das Interferenzbild des abgeschwächten und unabgeschwächten Laserstrahls wurde dann voneinander räumlich getrennt durch einen Photomultiplier bzw. eine Photodiode detektiert und mit dem Piezoaktor lateral vermessen sowie über ein digitales Speicheroszilloskop dargestellt. Die räumliche Struktur des sich zeitlich entwickelnden Interferenzbildes wurde so im Signalverlauf des Photomultipliers codiert und konnte über eine zeitliche Mittelung über bis zu 256 Einzelbilder in Echtzeit dargestellt werden. Dabei näherte sich der Signalverlauf des Photomultipliers dem Signalverlauf der Photodiode an.

Als weitere Anwendung des experimentellen Aufbaus konnte nachgewiesen werden, wie einzelne Photonen mit sich selbst interferieren. Dazu wurde der Gangunterschied der Interferometerarme so geregelt, dass die Detektionswahrscheinlichkeit eines Photons in einem der Ausgänge minimal wurde.⁵⁶ Wenn dann einer der Interferometerarme blockiert wurde, stieg die Intensität stark an. Da sich im Rahmen der Näherung zu jeder Zeit nur einzelne Photonen in dem Interferometer befanden, musste eine Wechselwirkung der Photonen untereinander ausgeschlossen werden und die Photonen müssten mit sich selbst interferiert haben.

Durch die Erweiterung des Versuchsaufbaus mit linearen Polarisatoren konnte ein Quantenradierer realisiert werden. Die Markierung der klassischen Pfade erfolgte durch horizontal und vertikale Polarisatoren. Durch die Markierung der Pfade wurde das Interferenzbild zerstört.

⁵⁶In Analogie zur Wellenoptik würde man den Gangunterschied so regeln, dass am Detektor ein Intensitätsminimum in Form destruktiver Interferenz gemessen werden würde.

In Abhängigkeit der Winkelstellung eines weiteren Linearpolarisators in einem der Interferometerausgänge konnte das Wellenverhalten der Photonen partial oder vollständig wieder hergestellt werden. Der Effekt des Quantenradierens konnte sowohl mit einigen wenigen Photonen als auch der vollen Laserintensität durchgeführt werden. Die experimentellen Ergebnisse des Quantenradierer-Experiments stimmte dabei qualitativ mit den theoretischen Berechnungen für die erwartete Intensitätsverteilung des Interferenzbildes bzw. der Detektionswahrscheinlichkeit, ein Photon in einem der beiden Ausgänge zu detektieren, überein.

Im einem weiteren Abschnitt konnte anhand des Bremer Bildungsplanes herausgestellt werden, dass die dargestellten Experimente in didaktisch reduzierter Form für Oberstufenschüler geeignet sind. Weiter wurde dann ein Zugangsweg zur Interpretation des Welle-Teilchen Dualismus anhand des MZI im Rahmen des Oberstufenunterrichts vorgestellt.

In seiner bisherigen Form bietet der experimentelle Aufbau also eine solide Grundlage, um sich über die Natur des Lichts den wesentlichen Aspekten der Quantenmechanik und dessen Formalismus zu nähern, ohne dabei nur auf Gedankenexperimente oder Computersimulationen angewiesen zu sein.

8. Ausblick

Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Zeit und einem begrenzten finanziellen Budget für Neuanschaffungen wurde der experimentelle Aufbau so weit wie möglich optimiert. Mit Blick auf die Zukunft ließen sich einige Komponenten jedoch gegen praktikablere und passendere Lösungen austauschen. Folgende Änderungen sollten daher in Betracht gezogen werden:

- Anschaffung eines grünen Lasers mit einer Leistung von 5 mW. Dabei ist darauf zu achten, dass dieser im Idealfall im Einmodenbetrieb arbeitet. Laserleistungen unterhalb der 1 mW Grenze liefern nur in stark abgedunkelten Räumen akzeptable Ergebnisse, die jedoch die Bedienung der Messinstrumente erschweren. Weiterhin ist die zur Verfügung stehende Helligkeit nicht ausreichend, um im Rahmen eines Demonstrationsexperiments eingesetzt zu werden. Der Einmodenbetrieb hätte wesentliche Vorteile für den Kontrast des Interferenzbildes. In der Erprobungsphase konnten im aufgeweiteten Profil des Lasers von der Firma Picotronic Laguerre-Moden beobachtet werden. Diese erzeugen je nach Ordnung Ringsysteme aus hellen und dunklen Kreisen ähnlich zu Haidinger'schen Ringen, die das Interferenzbild des MZI störend überlagern und somit zum Ausschluss des Lasers führte.
- Austausch der Strahlteilerhalterungen gegen kinematische Filterhalter der Firma Edmund Optics.
- Einheitliche Stangen, Stangenhalter und Grundplatten zur Montage der optischen Elemente aus *einer* Produktionslinie. Derzeit besteht der Aufbau zu Teilen aus Elementen von LINOS und Edmund Optics. Das Stativmaterial von Edmund Optics ist 1/2", wo hingegen das LINOS System 14 mm Stangen verwendet. Durch den Austausch ließe sich die Kompatibilität der einzelnen Bauteile untereinander erhöhen.
- In der Veröffentlichung von T. L. Dimintrova et al. *Acoustic and visual display of Photons* [9] und *Three demonstration experiments on the wave and particle nature of light* von A. Weis [30] wird eine grundlegende Bauanleitung für einen elektronischen Regelkreis beschrieben, durch den einzelne Impulse des Photomultipliers sowohl akustisch als auch visuell dargestellt werden können. Im Wesentlichen besteht der Regelkreis aus einem Komparator, der ab einer bestimmten Schwelle durchschaltet. Das registrierte Photon wird dann „digitalisiert“ und mit einem Monoflop ein Rechtecksignal erzeugt. Dieses gelangt dann an einen aktiven Lautsprecher und eine LED. Eine Steigerung der Signalintensität könnte dann in Analogie zu einem Geigerzähler akustisch und über das Blinken der LED unterstützt werden. Die Kombination aus visuellen, sowie akustischen Signalen könnte die Wirkungskraft des Experiments noch deutlich steigern. Leider waren im Rahmen der begrenzten Zeit diesbezüglich keine Ergänzungen nicht mehr möglich. Ich halte diese Erweiterungen für eine didaktisch nützliche Weiterentwicklung des bestehenden Aufbaus.

A. Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] Afshar, S. S. (2005): Violation of the principle of complementarity, and its implications. In: Optics & Photonics 2005 S. 229-244. International Society for Optics and Photonics.
- [2] Bohm, D. (1951): Quantum Theory. Dover Publications, INC., New York.
- [3] Demtröder, W. (1996): Experimentalphysik II. Springer Verlag, Berlin.
- [4] Dirac, P.A.M. (1958): Quantum Mechanics. Oxford University Press, London, 4th ed., Kap. 1, S.9.
- [5] Dimitrova, T. L., Weis, A. (2008): The wave-particle duality of light: a demonstration experiment. In: Am. J. Phys. **76**, S. 137-142.
- [6] Dimitrova, T. L., Weis, A. (2009): Lecture demonstrations of interference and quantum erasing with single photons. In: Phys. Scr. **T135** 014003 (4pp).
- [7] Dimitrova, T. L., Weis, A. (2010): Single photon quantum erasing: a demonstration experiment. In: Eur. J. Phys. **31**, S. 625-637.
- [8] Dimitrova, T. L., Weis, A. (2011): A portable double slit quantum eraser with individual photons. In: Eur. J. Phys **32**, S. 1535-1546.
- [9] Dimitrova, T. L., Weis, A. (2012): Acoustic and visual display of photons: a handheld demonstration device. In: Phy. Scr. **T149** 014010.
- [10] Eggemann, J.: Bachelorarbeit -Aufbau einer mit Labview gesteuerten Apparatur zur Messung der Fluoreszenz großer Moleküle, Universität Bremen 2012.
- [11] Einstein, A., Born, M. (1972): Briefwechsel 1916-1955. Rowohlt, Reinbek S.97f.
- [12] Englert, B.-G. (1996): Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. In: Phys. Rev. Lett. Vol. 77 No. 11.
- [13] Fox, M. (2005): Quantum Optics. Ox. Uni. Press, New York.
- [14] Hackmüller, L. et al. (2003): Wave nature of biomolecules and fluorofullerenes. In: Phys. Rev. Lett. **91**(9), 090408-1-4.
- [15] Hecht, E. (2014): Optik. De Gruyter, München.
- [16] Herzog, T. J. et al. (1995): Complementarity and the quantum eraser. In: Phys. Rev. Lett. **17** 3034-7.
- [17] Hillmer, R., Kwiat, P. (2007): A Do-It-Yourself QUANTUM ERASER. In: Scientific American May 2007.

- [18] Kehlbeck, J.: Bachelorarbeit -Aufbau eines Versuches für das Fortgeschrittenenpraktikum zu den Grundlagen des He-Ne-Lasers, Universität Bremen 2012.
- [19] Kehlbeck, J.: Masterarbeit -Aufbau und Erprobung eines Versuches zu spektroskopischen Untersuchungen mit dem Michelson-Interferometer, Universität Bremen 2014.
- [20] Müller, R., Wiesner, H. (2000): Photonen im Mach-Zehnder-Interferometer - ein Zugang zur Deutung der Quantenphysik, <https://www.tu-braunschweig.de/Medien-DB/ifdn-physik/interferometer.pdf> Stand:04.09.2014
- [21] Münster, G. (2006): Quantentheorie. De Gruyter, Berlin.
- [22] Pérez, J.-Ph. (1996): Optik. Springer Verlag, Berlin.
- [23] Sawant, R. et al. (2014): Nonclassical Paths in Quantum Interference Experiments. In: Phys. Rev. Lett. **113**, 120406.
- [24] Schneider, M., LaPuma, I. (2002): A simple experiment for discussion of quantum interference and which-way measurement. In: Am. J. Phys., Vol 70, No. 3.
- [25] Sciamanda, R. (1969): Dirac and Photon Interference. In: Am J. Phys. **37** 1128.
- [26] Senatorin für Wissenschaft und Bildung (Hrsg.) (2008): **Physik** Bildungsplan für die Gymnasiale Oberstufe -Qualifikationsphase, Bremen.
- [27] Sipe, J. E. (1995): Photon wave functions. In: Phys. Rev A **52**, 1875.
- [28] Stapp, H. P. (1972): The Copenhagen Interpretation. In: Am J. Phys **40** 1098.
- [29] Taylor, G. I. (1909): Interference Fringes with Feeble Light. In: Proc. Camb. Philos. Soc., **15** S. 114-115.
- [30] Weis, A., Wynands, R. (2003): Three demonstration experiments on the wave and particle nature of light. In: Physik und Didaktik in Schule und Hochschule **1/2**, S. 67-73.
- [31] Lehrstuhl für Didaktik der Physik, Uni München, Münchner Unterrichtskonzept der Quantenmechanik, http://www.didaktik.physik.uni-muenchen.de/archiv/inhalt_materialien/milq/, Stand: 09.09.2014.
- [32] Übersichtsartikel über die Kopenhagener Interpretation. Spektrum der Wissenschaft, <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/kopenhagener-interpretation/8353>, Stand: 13.10.14
- [33] Übersichtartikel über das Afshar Experiment und deren Kritik, http://en.wikipedia.org/wiki/Afshar_experiment, Stand: 05.10.14.
- [34] Welt der Physik -Effekt krummer Lichtweg soll messbar sein, <http://www.weltderphysik.de/gebiete/theorie/news/2014/krumme-lichtwege-messbar/>, Stand: 05.10.14.

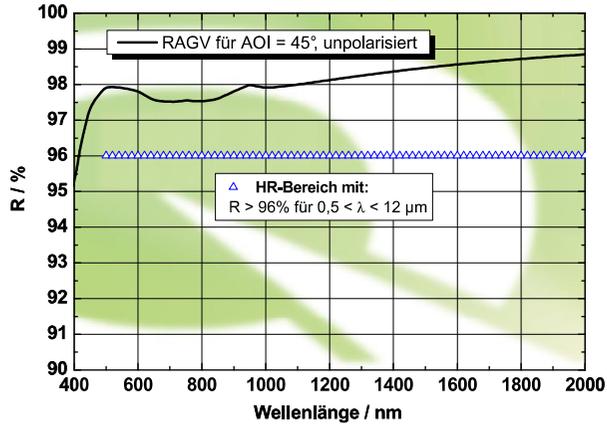
B. Anhang

Datenblätter

Bezeichnung: RAGV – Silber-Reflexcoating

- Anwendungsbereich:**
- Silber-Vorderflächenreflexionsschicht für den visuellen und infraroten Spektralbereich bis 12 μm
 - gleichmäßig hohe Reflexion in einem breiten Spektral- und Einfallswinkelbereich ohne Absorptionsbande
 - garantierte Reflexion im VIS von 500 nm–12 μm : > 96% für einen Einfallswinkelbereich (AOI) von 0-60° (unpolarisiert)
 - Substratmaterial: optische Gläser, Glaskeramik, Zerodur, Borofloat, Pyrex, o.ä.

Beispiel der spektralen Charakteristik: RAGV (AOI = 45° - unpolarisiert)



1 Optische Eigenschaften

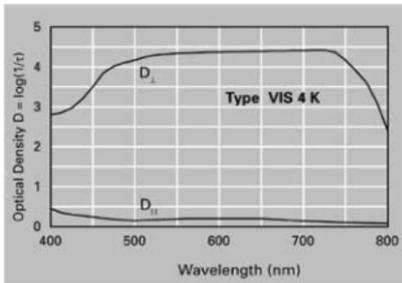
- 1.1 Reflexion: $R > 96\%$ für $500 \text{ nm} < \lambda < 12 \mu\text{m}$ für AOI = 0°-60° (unpolarisiert)
- 1.2 Bandbreite (HR-Bereich): 500 nm - 12 μm
- 1.3 Einfallswinkelbereich: AOI = 0-60°
- 1.4 Optische Verluste des Coatings durch Streuung: < 0,5% im HR-Bereich

Fortsetzung Seite 2

Testbezeichnung Spezifikation	Testbeschreibung
2 Mechanische Beständigkeit Haftfestigkeit: DIN-ISO 9211-4-02-01	Tapetest: 12...13 mm breites Klebeband mit Klebkraft $\geq 9,8 \text{ N/25mm}$; langsam Abziehen (2...3 s)
3 Strahlungsbeständigkeit Laserbelastung: Zerstörschwelle für s-on-1 EN ISO 11254-2	s-on-1-Messung; Substratmaterial: N-BK7 $H_0 > 1,5 \text{ J/cm}^2$; Prüfbedingungen: $\lambda = 1064 \text{ nm}$; 11 ns; 10 Hz
4 Chemische Beständigkeit Lösemittel: DIN-ISO 9211-3-12-3 Wasserlöslichkeit: DIN-ISO 9022-4-04-02	Aceton CH_3COCH_3 , Ethanol $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$; Einwirkzeit $\geq 10 \text{ min}$ deionisiertes Wasser mit $\rho \geq 0,2 \text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ und pH-Wert 6,5...7,2; $(23 \pm 2)^\circ\text{C}$; 24 h Einwirkzeit
5 Klimabeständigkeit Feuchte Wärme: DIN-ISO 9022-12-07-1 Trockene Wärme: DIN-ISO 9022-11-06-1 Kälte: DIN-ISO 9022-10-10-1 Temperaturwechsel: DIN-ISO 9022-14-09-1	$(55 \pm 2)^\circ\text{C}$; 90...95% r.F.; 16 h Beanspruchungsdauer $(85 \pm 2)^\circ\text{C}$; < 40% r.F.; 6 h Beanspruchungsdauer $(-65 \pm 3)^\circ\text{C}$; 16 h Beanspruchungsdauer $T_1 = (-65 \pm 3)^\circ\text{C} \leftrightarrow T_2 = (85 \pm 2)^\circ\text{C}$; Haltezeit jeweils $\geq 2,5 \text{ h}$; Temperaturänderung 0,2...2 K/min; 5 Zyklen
6 Sonderanforderungen	
7 Mitgeltende Spezifikationen	DIN 58197, MIL-M-13508C
8 Zeichnungsangabe; Besonderheiten	
9 Allgemeines	

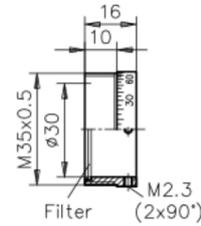
EU-D	AL-TIA	US-D	US-ML	not export controlled
Rev.	Änderung	Datum	Freigabe	Erst-Erst. 02.07.2012 VSO Prüfung 06.07.2012 nt
PDM-Status				not subject to classification
Spezifikationen				Seite 1 von 4
Titel				RAGV
Dokumentnummer				590 001 060 QC

EU-D	AL-TIA	US-D	US-ML	not export controlled
Rev.	Änderung	Datum	Freigabe	Erst-Erst. 02.07.2012 VSO Prüfung 06.07.2012 nt
PDM-Status				not subject to classification
Spezifikationen				Seite 2 von 4
Titel				RAGV
Dokumentnummer				590 001 060 QC



Polarisationsfilter Typ VIS 4 K

- Linear polarisierende Folie
- Besonders geeignet für Demonstrations- und Versuchszwecke, Spannungsoptik und zur stufenlosen Lichtschwächung ohne Aperturänderungen
- Bestmöglicher Ausgleich zwischen relativ hoher Transmission und hohem Lösungsvermögen
- Gefasste und ungefasste Varianten
- Gefasste Varianten mit Auffen-tt 25 mm oder Anschlussgewinde M35x0.5



Dreheinsatz:
- freier tt 30 mm
- Anschlussgewinde M35x0.5

- Transmission für unpol. weißes Licht $\approx 32\%$
- Gesamtdurchlässigkeit zweier Filter in Hellstellung (D_p) $> 20\%$
- Gesamtdurchlässigkeit zweier Filter in Dunkelstellung (D_s) $< 0.005\%$
- Lösungsvermögen 1:4.000
- Polarisationsgrad $> 99.97\%$
- Thermische Dauerbelastbarkeit $\approx 70^\circ\text{C}$



Fassung tt 25 mm
- tt 21.4 mm freie Apertur

Gefasste Varianten in:

- Dreheinsatz mit Skala 0 \circ bis 180 \circ , 5 \circ -Teilung zum Eindrehen in die Aufnahmeplatten G06 1045 000 und G06 1024 000 der Mikrobank
- oder Fassung tt 25 mm mit abnehmbarem Sterring zur direkten Aufnahme in Mikrobankkomponenten mit 25 mm Aufnahme.

Polarisationsfilter VIS 4K

Fassung	tt (mm)	Artikel-Nr.	Preis in Euro
Fassung tt 25 mm		G063410000	57,00
Dreheinsatz M35x0.5		G063406000	92,00
nein	12.7	G374434000	14,00
nein	22.4	G374400000	16,00
nein	31.5	G374432000	20,00

Strahlteilerplatten

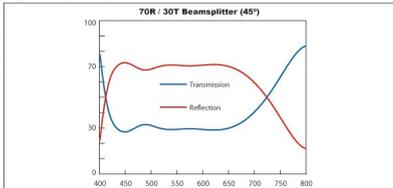
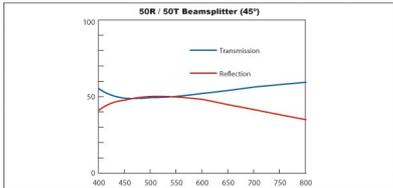
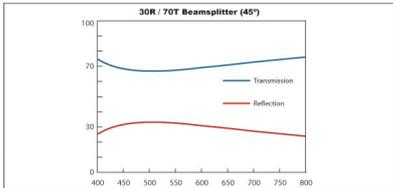
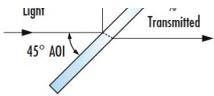
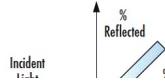


Unsere Strahlteilerplatten sind mit verschiedenen Teilungsverhältnissen erhältlich, einige Platten sind mit AR-Beschichtung auf der Rückseite erhältlich, um die Effizienz zu erhöhen und Geisterbilder zu vermeiden. Wenn Sie kundenspezifische Größen oder andere Reflexions-/Transmissionsverhältnisse benötigen, wenden Sie sich bitte an unser [Vertriebsbüro](#).

Description	Stock No.	Price	In Stock
12mm X 19mm, 10R/90T, Plate Beamsplitter	31-416	C24.61	LAGERND
12.5mm Diameter, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-664	C31.83	LAGERND
12.5mm Diameter, 30R/70T, Plate Beamsplitter	45-312	C31.83	LAGERND
12.5mm Diameter, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-665	C31.83	LAGERND
12.5mm Diameter, 50R/50T, Plate Beamsplitter	45-313	C31.83	LAGERND
12.5mm Diameter, 70R/30T, Plate Beamsplitter	45-314	C31.83	LAGERND
12.5mm Diameter, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-666	C31.83	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-604	C33.25	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	45-315	C33.25	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-605	C33.25	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	45-316	C33.25	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	45-317	C33.25	LAGERND
12.5mm X 17.5mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-606	C33.25	LAGERND
18mm x 30mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-687	C33.25	LAGERND
18mm x 30mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-688	C33.25	LAGERND
18mm x 30mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-689	C33.25	LAGERND
18mm X 30mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	31-414	C33.25	LAGERND
18mm x 30mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-690	C33.25	LAGERND
18mm x 30mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-691	C33.25	LAGERND
20mm x 27mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-692	C33.25	LAGERND
20mm x 27mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-693	C33.25	LAGERND
20mm x 27mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-694	C33.25	LAGERND
20mm x 27mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-695	C33.25	LAGERND
20mm X 27mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	32-269	C33.25	LAGERND
20mm x 27mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-696	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-697	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-698	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-699	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	31-413	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-700	C33.25	LAGERND
20mm x 37mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-701	C33.25	LAGERND
25mm Diameter, 25R/75T, Plate Beamsplitter	43-817	C35.63	LAGERND
25mm Diameter, 30R/70T, Plate Beamsplitter	43-734	C35.63	LAGERND
25mm Diameter, 40R/60T, Plate Beamsplitter	43-735	C35.63	LAGERND
25mm Diameter, 50R/50T, Plate Beamsplitter	43-736	C35.63	LAGERND
25mm Diameter, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-607	C35.63	LAGERND
25mm Diameter, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-608	C35.63	LAGERND
25mm X 38mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	31-437	C37.53	LAGERND
25mm x 38mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-702	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-667	C37.53	LAGERND
25mm x 38mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-703	C37.53	LAGERND

25mm X 38mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-668	C37.53	LAGERND
25mm x 38mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-704	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	32-363	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	31-436	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-669	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-705	C37.53	LAGERND
25mm X 38mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	31-435	C37.53	LAGERND
25mm x 38mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-706	C37.53	LAGERND
25mm X 76mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-670	C40.38	LAGERND
25mm X 76mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-671	C40.38	LAGERND
25mm X 76mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-672	C40.38	LAGERND
25mm X 76mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	31-411	C40.38	LAGERND
25mm X 76mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-673	C40.38	LAGERND
25mm X 76mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-674	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-609	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	45-324	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-610	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	45-325	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	45-326	C40.38	LAGERND
35mm X 35mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-611	C40.38	LAGERND
50mm X 50mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	43-818	C42.75	LAGERND
50mm X 50mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	43-360	C42.75	LAGERND
50mm X 50mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	43-358	C42.75	LAGERND
50mm X 50mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	43-359	C42.75	LAGERND
50mm X 50mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-612	C42.75	LAGERND
50mm X 50mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-613	C42.75	LAGERND
51mm X 76mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	31-434	C52.25	LAGERND
51mm X 76mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-675	C49.88	LAGERND
51mm X 76mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-676	C49.88	LAGERND
51mm X 76mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	31-433	C52.25	LAGERND
51mm X 76mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-677	C49.88	LAGERND
51mm X 76mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	31-432	C52.25	LAGERND
60mm X 85mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	64-407	C61.75	LAGERND
60mm X 85mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	64-408	C61.75	LAGERND
60mm X 85mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	64-409	C61.75	LAGERND
75mm X 75mm, 25R/75T, Plate Beamsplitter	46-639	C66.50	LAGERND
75mm X 75mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	46-640	C66.50	LAGERND
75mm X 75mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	46-641	C66.50	LAGERND
75mm X 75mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	46-642	C66.50	LAGERND
75mm X 75mm, 70R/30T, Plate Beamsplitter	46-643	C66.50	LAGERND
75mm X 75mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	46-644	C66.50	LAGERND
127mm X 178mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	43-362	C118.75	LAGERND
127mm X 178mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	61-260	C94.05	LAGERND
127mm X 178mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	46-583	C118.75	LAGERND
254mm X 356mm, 30R/70T, Plate Beamsplitter	43-363	C308.75	LAGERND
254mm X 356mm, 40R/60T, Plate Beamsplitter	72-502	C284.05	LAGERND
254mm X 356mm, 50R/50T, Plate Beamsplitter	46-584	C308.75	LAGERND
254mm x 356mm, 75R/25T, Plate Beamsplitter	68-268	C451.25	LAGERND

TECHNISCHE ABILDUNGEN



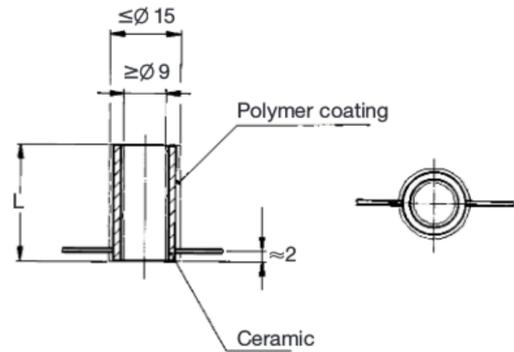
2. Ring Actuators (stack type hollow cylinders)

2.1 Low voltage ring actuators without casing

HPSt 150/14-10/xx



Stroke A/B: A: for -30 V thru +150 V
 B: for 0 V thru +150 V
 Max. force generation: for -30 V thru +150 V

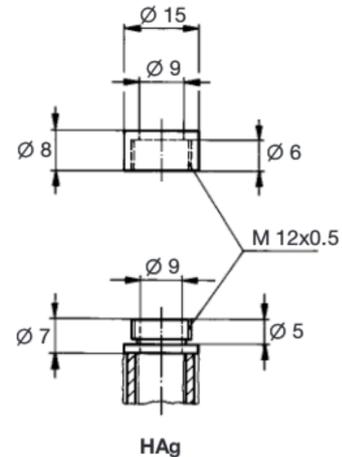


Maximum force generation: 4500 N
 Open loop sensitivity for 1 mV amplifier noise for actuator HPSt 150/14-10/12: approx. 0.1 Nanometer

Type	max. stroke μm	length mm	el. capacitance μF	stiffness N/ μm	resonance frequency kHz
HPSt 150/14-10/12	16/12	13.5	2.6	250	45
HPSt 150/14-10/25	32/25	27	5.2	120	22
HPSt 150/14-10/40	50/40	on request			
HPSt 150/14-10/55	70/55	on request			

Options:

Threaded end pieces **HAg**
 (together with 1 screw cap)
 Optics adaptor 0A 1/2 " (see section 3)



nano box

Elektronik • Analog • OEM

Konzept

piezosystem jena bietet mit der **nano box** einen einkanaligen analogen OEM-Industrieverstärker für Piezosysteme mit einem exzellenten Preis-Leistungsverhältnis an. Der **nano box** Verstärker ist für einfache Positionieraufgaben mit geringer Dynamik und ohne Regelfeedback entwickelt worden. Damit ist dieser insbesondere für Testaufbauten im industriellen Forschungsbereich und in der Ausbildung geeignet.

Besonderheiten

Der Piezoverstärker ist zur Steuerung von piezoelektrischen Aktoren konzipiert, die in statischen oder nur gering dynamischen Anwendungen eingesetzt werden sollen. Das niedrige Signalrauschen ermöglicht die präzise Steuerung von hochauflösenden Piezo-Aktoren über den gesamten Stellbereich. Der Verstärker besitzt einen integrierten Funktionsgenerator zur Ausgabe dreieckförmiger Modulationsspannung im Bereich 3...35Hz. Der Spannungs-Offset kann mittels Potentiometer oder via Modulationseingang der Applikation variabel angepasst werden.

Gehäuse

Der Verstärker **nano box** ist in einem robusten Metallgehäuse mit kompakten Abmessungen integriert. Die Spannungsversorgung erfolgt über ein externes Netzteil (90V bis 264V), welches zum Lieferumfang gehört. Die Bedien- und Anschlüsselemente sind an Front- und Rückseite sehr gut zugänglich.



Bild: nano box

Produkteigenschaften:

- 1-Kanal OEM-Piezoverstärker
- kompaktes Design
- exzellentes Preis/Leistungsverhältnis
- Ausgangsstrom 8 mA permanent
- analoger Modulationseingang
- integrierter Funktionsgenerator
- geringe Restwelligkeit

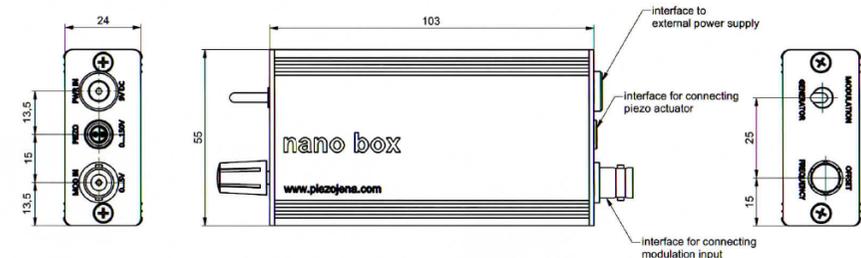
Anwendungen:

- Forschung und Labor
- Automatisierung
- Testsysteme

nano box

Technische Daten

	Einheit	nano box E-310-00
Technische Daten		
Kanalzahl	-	1
Ausgangsspannung	V	0 ... 150
Ausgangsstrom	mA	8 (permanent)
Signalrauschen	-	< mV _{RMS} @500Hz
Steckertyp	-	Lemo OS.302 (Aktor)
Modulationseingang	V	0 ... 5 (BNC)
Eingangswiderstand	kΩ	5
Abmessung (B x H x T)	mm	130 x 55 x 24
Funktionsgenerator	Hz	2 ... 35 (Dreiecksspannung)
Masse	g	175
Arbeitsbereich	-	5°C – 35°C (41°F – 95°F)
Spannungsversorgung	-	9V DC ±10% 250mA (Steckernetzteil 90 bis 264 V AC im Lieferumfang enthalten)

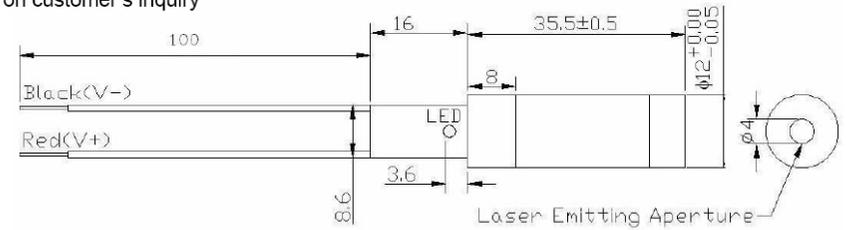


Lasermodule CW532



Drawing

The wire length can be changed base on customer's inquiry



Specifications:

Output Wavelength	532nm
Model	CW532
Output Power	<1mW / <5mW / <10mW / <20mW
Life time	>3000hr
Dimension	φ 12mmX35.5mm+/-0.5mm(without circuit)
Beam Mode	TEM ₀₀
Operation Mode	CW
Beam Diameter	<1.5mm at aperture
Beam Divergence	<1.2mrad
Warm Up Time	< 3 sec.
Optimum Operating Temperature	15~35°C
Operating Current	<300mA
Input Voltage	3V
Housing	Brass



OPT301

INTEGRATED PHOTODIODE AND AMPLIFIER

FEATURES

- PHOTODIODE SIZE: 0.090 x 0.090 inch (2.29 x 2.29mm)
- 1MΩ FEEDBACK RESISTOR
- HIGH RESPONSIVITY: 0.47 A/W (650nm)
- IMPROVED UV RESPONSE
- LOW DARK ERRORS: 2mV
- BANDWIDTH: 4kHz
- WIDE SUPPLY RANGE: ±2.25 to ±18V
- LOW QUIESCENT CURRENT: 400μA
- HERMETIC TO-99

APPLICATIONS

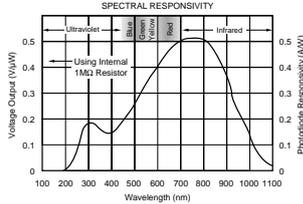
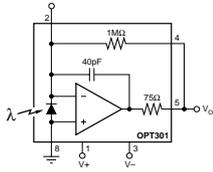
- MEDICAL INSTRUMENTATION
- LABORATORY INSTRUMENTATION
- POSITION AND PROXIMITY SENSORS
- SMOKE PHOTOGRAPHIC ANALYZERS
- SMOKE DETECTORS

DESCRIPTION

The OPT301 is an opto-electronic integrated circuit containing a photodiode and transimpedance amplifier on a single dielectrically isolated chip. The transimpedance amplifier consists of a precision FET-input op amp and an on-chip metal film resistor. The 0.09 x 0.09 inch photodiode is operated at zero bias for excellent linearity and low dark current.

The integrated combination of photodiode and transimpedance amplifier on a single chip eliminates the problems commonly encountered in discrete designs such as leakage current errors, noise pick-up and gain peaking due to stray capacitance.

The OPT301 operates over a wide supply range (±2.25 to ±18V) and supply current is only 400μA. It is packaged in a hermetic TO-99 metal package with a glass window, and is specified for the -40°C to 85°C temperature range.



International Airport Industrial Park • Mailing Address: PO Box 11400, Tucson, AZ 85734 • Street Address: 6730 S. Tucson Blvd., Tucson, AZ 85706 • Tel: (520) 746-1111 • Fax: (520) 746-1111 • Telex: 910952-1111
Internet: <http://www.burr-brown.com> • FAXLINE: (800) 548-6133 (US/Canada Only) • Cable: BURRCORP • Tele: 666-6491 • FAX: (520) 889-1510 • Immediate Product Info: (800) 548-6132

©1994 Burr-Brown Corporation

PDS-1228B

Printed in U.S.A. January, 1994

SPECIFICATIONS

ELECTRICAL

At $T_a = +25^\circ\text{C}$, $V_s = \pm 15\text{V}$, $\lambda = 650\text{nm}$, internal 1MΩ feedback resistor, unless otherwise noted.

PARAMETER	CONDITIONS	OPT301M			UNITS
		MIN	TYP	MAX	
RESPONSIVITY Photodiode Current Voltage Output vs Temperature Unit-to-Unit Variation Nonlinearity ⁽¹⁾ Photodiode Area	650nm		0.47		A/W
	650nm		0.47		μV/W
			±5		%
	FS Output = 10V (0.090 x 0.090in) (2.29 x 2.29mm)		0.01		% of FS
			0.008		in ² mm ²
DARK ERRORS, RT0⁽²⁾ Offset Voltage, Output vs Temperature vs Power Supply Voltage Noise			±0.5	±2	mV
	$V_s = \pm 2.25\text{V}$ to ±18V		10	100	μV/V
	Measured BW = 0.1 to 100kHz		160		μVrms
RESISTOR—1MΩ Internal Resistance Tolerance vs Temperature			1		MΩ
			±0.5	±2	% ppm/°C
FREQUENCY RESPONSE Bandwidth, Large or Small-Signal, -3dB Rise Time, 10% to 90% Settling Time, 1% 0.1% 0.01% Overload Recovery Time			4		kHz
	FS to Dark		90		μs
	FS to Dark		240		μs
	FS to Dark		350		μs
	FS to Dark		900		μs
	100% overdrive, $V_s = \pm 15\text{V}$ 100% overdrive, $V_s = \pm 5\text{V}$ 100% overdrive, $V_s = \pm 2.25\text{V}$		240 500 1000		μs
OUTPUT Voltage Output Capacitive Load, Stable Operation Short-Circuit Current	$R_L = 10\text{k}\Omega$ $R_L = 5\text{k}\Omega$	(V+) - 1.25 (V+) - 2	(V+) - 0.65 (V+) - 1		V V mF mA
			10 ±18		
POWER SUPPLY Specified Operating Voltage Operating Voltage Range Quiescent Current		±2.25	±15	±18	V V mA
	$I_o = 0$		±0.4	±0.5	
TEMPERATURE RANGE Specification Operating/Storage Thermal Resistance, θ_{JA}		-40 -55		+85 +125	°C °C °C/W
			200		

NOTES: (1) Deviation in percent of full scale from best-fit straight line. (2) Referred to Output. Includes all error sources.

PHOTODIODE SPECIFICATIONS

At $T_a = +25^\circ\text{C}$, unless otherwise noted.

PARAMETER	CONDITIONS	Photodiode of OPT301			UNITS
		MIN	TYP	MAX	
Photodiode Area	(0.090 x 0.090in) (2.29 x 2.29mm)		0.008		in ² mm ²
Current Responsivity	650nm		0.47		A/W
Dark Current vs Temperature	$V_D = 0\text{V}^{(1)}$		500		nA
Capacitance	$V_D = 0\text{V}^{(1)}$		doubles every 10°C 4000		pF

NOTE: (1) Voltage Across Photodiode.

SBBS001

SPECIFICATIONS (CONT)

ELECTRICAL

At $T_a = +25^\circ\text{C}$, $V_s = \pm 15\text{V}$, unless otherwise noted.

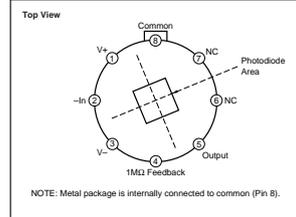
Op Amp Section of OPT301⁽¹⁾

PARAMETER	CONDITIONS	OPT301 Op Amp			UNITS
		MIN	TYP	MAX	
INPUT Offset Voltage vs Temperature vs Power Supply Input Bias Current vs Temperature	$V_s = \pm 2.25\text{V}$ to ±18V		±0.5		mV
			±5		μV/°C
			10		μV/V
			1		pA
			doubles every 10°C		
NOISE Input Voltage Noise Voltage Noise Density, $f_n=10\text{Hz}$ $f_n=100\text{Hz}$ $f_n=1\text{kHz}$ Current Noise Density, $f_n=1\text{kHz}$			30		nV/√Hz
			25		nV/√Hz
			15		nV/√Hz
			0.8		nA/√Hz
INPUT VOLTAGE RANGE Common-Mode Input Range Common-Mode Rejection			±14.4		V
			106		dB
INPUT IMPEDANCE Differential Common-Mode			10 ¹¹ Ω		Ω
			10 ¹² Ω		Ω
OPEN-LOOP GAIN Open-Loop Voltage Gain			120		dB
FREQUENCY RESPONSE Gain-Bandwidth Product Slew Rate Settling Time 0.1% 0.01%			380		kHz
			0.5		V/μs
			4		μs
			5		μs
OUTPUT Voltage Output Short-Circuit Current	$R_L = 10\text{k}\Omega$ $R_L = 5\text{k}\Omega$	(V+) - 1.25 (V+) - 2	(V+) - 0.65 (V+) - 1	±18	V V mA
POWER SUPPLY Specified Operating Voltage Operating Voltage Range Quiescent Current		±2.25	±15	±18	V V mA
	$I_o = 0$		±0.4	±0.5	

NOTE: (1) Op amp specifications provided for information and comparison only.

6

PIN CONFIGURATION



NOTE: Metal package is internally connected to common (Pin 8).

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

Supply Voltage	±18V
Input Voltage Range (Common Pin)	±V _s
Output Short-Circuit (to ground)	Continuous
Operating Temperature	-55°C to +125°C
Storage Temperature	-55°C to +125°C
Junction Temperature	+125°C
Lead Temperature (soldering, 10s)	+300°C

ELECTROSTATIC DISCHARGE SENSITIVITY

This integrated circuit can be damaged by ESD. Burr-Brown recommends that all integrated circuits be handled with appropriate precautions. Failure to observe proper handling and installation procedures can cause damage.

ESD damage can range from subtle performance degradation to complete device failure. Precision integrated circuits may be more susceptible to damage because very small parametric changes could cause the device not to meet its published specifications.

PACKAGE INFORMATION

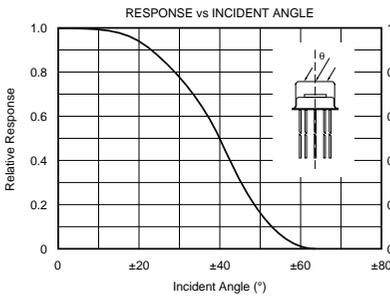
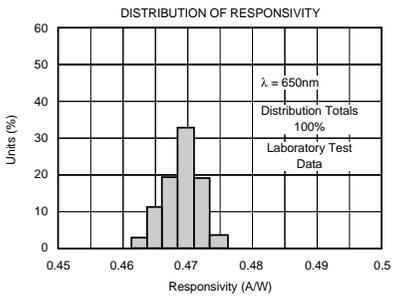
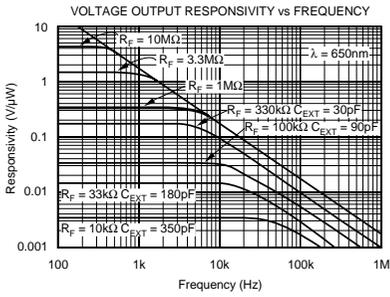
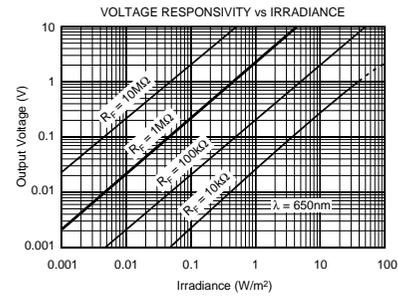
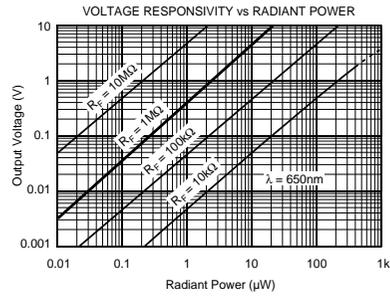
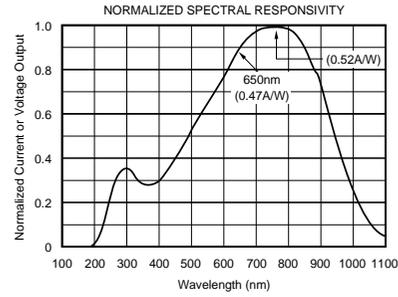
PRODUCT	PACKAGE	PACKAGE DRAWING NUMBER ⁽¹⁾
OPT301M	8-Pin TO-99	001-1

NOTE: (1) For detailed drawing and dimension table, please see end of data sheet, or Appendix C of Burr-Brown IC Data Book.

The information provided herein is believed to be reliable; however, BURR-BROWN assumes no responsibility for inaccuracies or omissions. BURR-BROWN assumes no responsibility for the use of this information, and all use of such information shall be entirely at the user's own risk. Prices and specifications are subject to change without notice. No patent rights or licenses to any of the circuits described herein are implied or granted to any third party. BURR-BROWN does not authorize or warrant any BURR-BROWN product for use in life support devices and/or systems.

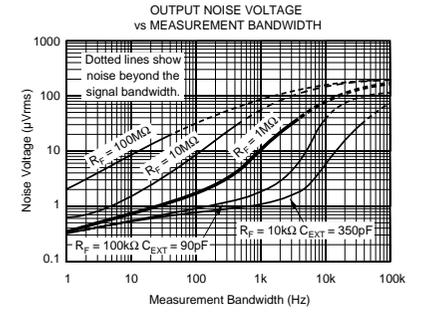
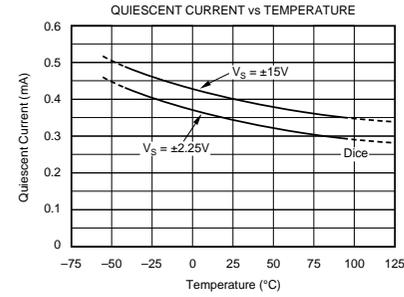
TYPICAL PERFORMANCE CURVES

At $T_A = +25^\circ\text{C}$, $V_S = \pm 15\text{V}$, $\lambda = 650\text{nm}$, unless otherwise noted.

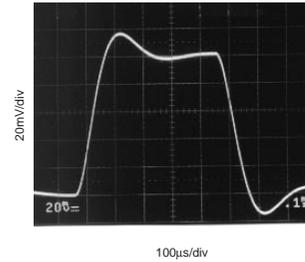


TYPICAL PERFORMANCE CURVES

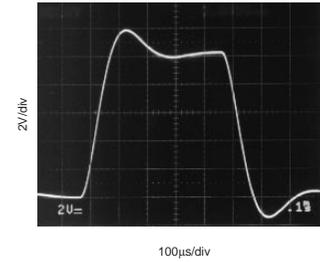
At $T_A = +25^\circ\text{C}$, $V_S = \pm 15\text{V}$, $\lambda = 650\text{nm}$, unless otherwise noted.



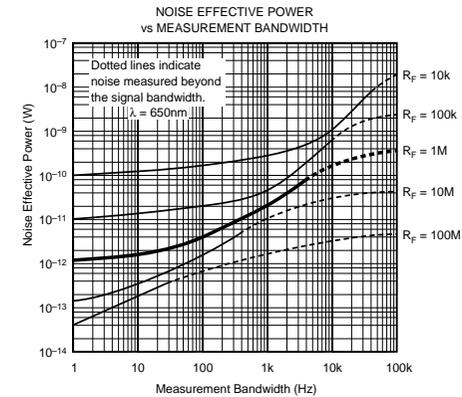
SMALL-SIGNAL DYNAMIC RESPONSE



LARGE-SIGNAL DYNAMIC RESPONSE



6



Metal package PMT

Photosensor Modules H10722 Series



The H10722 series is a photosensor module containing a metal package PMT, a low-power consumption high-voltage power supply circuit, and a low-noise amplifier. The amplifier converts the PMT current output to a voltage output so that the signal can be easily processed. Also, the amplifier is connected close to the PMT anode output pin in order to make the signal less affected by external noise. Four types of photocathodes are available, including a super bialkali photocathode that has higher sensitivity than conventional bialkali photocathodes, an ultra bialkali photocathode that offers even higher sensitivity, a multialkali photocathode with sensitivity extending to the near infrared region, and a red sensitivity enhanced multialkali photocathode.

Product Variations

Parameter	Spectral Response	Current-to-Voltage Conversion Factor*	Frequency Bandwidth*	Features
H10722-110	230 nm to 700 nm	1 V/μA	DC to 20 kHz	Super bialkali photocathode, high sensitivity in visible range
H10722-210	230 nm to 700 nm			Ultra bialkali photocathode, high sensitivity in visible range
H10722-01	230 nm to 870 nm			For UV to near IR range
H10722-20	230 nm to 920 nm			Infrared-extended multialkali photocathode with enhanced sensitivity

* The amplifier specification can be changed upon request. Feel free to contact our sales office. This product can't be used at vacuum environment or reduced pressure environment.

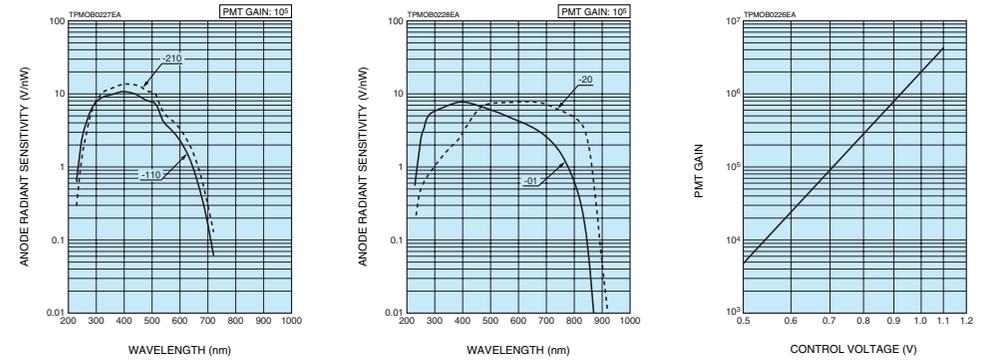
Specifications

Parameter		H10722-110	H10722-210	H10722-01	H10722-20	Unit
Input Voltage		±4.5 to ±5.5				V
Max. Input Voltage		±5.5				V
Max. Input Current *1		+6.2 / -3.5				mA
Max. Output Signal Voltage *2		+4 (Load resistance 10 kΩ)				V
Max. Control Voltage		+1.1 (Input Impedance 1 MΩ)				V
Recommended Control Voltage Adjustment Range		+0.5 to +1.1 (Input Impedance 1 MΩ)				V
Effective Area		φ8				mm
Peak Sensitivity Wavelength		400	400	400	630	nm
Cathode	Luminous Sensitivity	Min. 80	100	100	350	μA/lm
	Typ.	105	135	200	500	
	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)	Typ. 13.5	15.5	—	—	—
	Red / White Ratio	Typ. —	—	0.2	0.45	—
Anode	Radiant Sensitivity *3	Typ. 110	130	77	78	mA/W
	Luminous Sensitivity *4	Min. 8.0 × 10 ⁷	1.0 × 10 ⁸	1.0 × 10 ⁸	3.5 × 10 ⁸	
	Typ.	2.1 × 10 ⁸	2.7 × 10 ⁸	4.0 × 10 ⁸	1.0 × 10 ⁹	
	Radiant Sensitivity *3 *4	Typ. 220	260	150	150	V/nW
	Voltage Output Depending on PMT Dark Current *4 *5	Typ. 1	1	1	10	
Max.	10	10	10	100	mV	
Current-to-Voltage Conversion Factor		1				V/μA
Output Offset Voltage		Typ. ±1				mV
Ripple Noise *4 *6 (peak to peak)		Max. 0.5				mV
Settling Time *7		Max. 10				s
Operating Ambient Temperature *8		+5 to +50				°C
Storage Temperature *8		-20 to +50				°C
Weight		Typ. 100				g

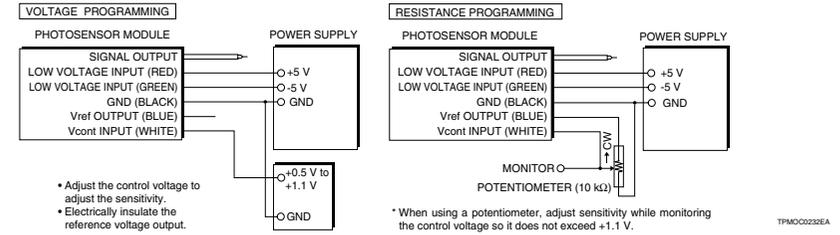
*1: At ±5 V input voltage, +1.0 V control voltage, and output current equal to dark current
 *2: At ±5 V input voltage
 *3: Measured at the peak sensitivity wavelength
 *4: Control voltage = +1.0 V
 *5: After 30 minutes storage in darkness. The actual output value in darkness is the sum of dark current and offset voltage.
 *6: Cable RG-174/U, Cable length 450 mm, Load resistance = 1 MΩ, Load capacitance = 22 pF
 *7: The time required for the output to reach a stable level following a change in the control voltage from +1.0 V to +0.5 V.
 *8: No condensation

Voltage Output Type Photosensor Modules

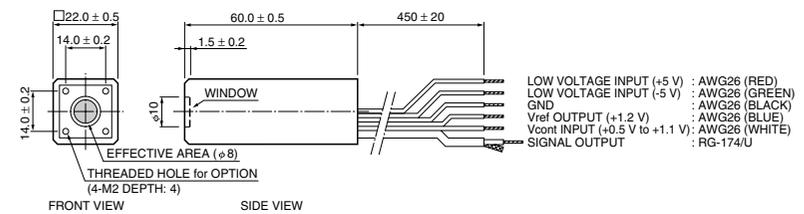
Characteristics (Anode radiant sensitivity, PMT gain)



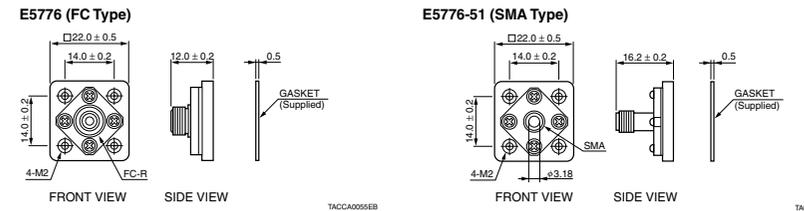
Sensitivity Adjustment Method



Dimensional Outlines (Unit: mm)



Options (Optical Fiber Adapter) (Unit: mm)



Green Dot Lasermodule

LFD532-1-3(12x60)-001

Order Number: 70105612

Main Parameters (*)	min	typ	max	Unit
Wavelength		532		nm
Optical Output Power		1		mW
Operating Voltage	2.7	3	3.3	V DC
Operating Current	125	250	375	mA
Operating Temperature	15		30	°C
Storage Temperature	-40		80	°C

Optical Parameters

Beam Shape	Dot
Laser Class	2
Divergence	0.5mrad
Beam Diameter	2.5mm
Size of Laserdot	<4mm@10m
Operating Distance	50m
Optics	glass lens AR coated
Beam Mode	TEM00
Laser technology	Solid State (YVO4+KTP)
Focus	fixed (10000mm)
Warm up time	<15min

Technical Parameters

Lifetime	>5000h
RoHS	yes

Electrical Parameters

Potential of Housing	isolated
Power Supply	LFNT-3

Mechanical Parameters

Size	Ø12x60mm
Material	Aluminium
Cable length	100mm
Wire type	26AWG, 0,14mm ²
Output Aperture	3mm
Housing Color	black
Weight	13.5g
Stripping of wire	5mm

(*) Over the complete operating temperature

Features

- Operating Voltage 3V DC
- Fixed focus
- Laser Class 2
- Compact size
- For medical devices

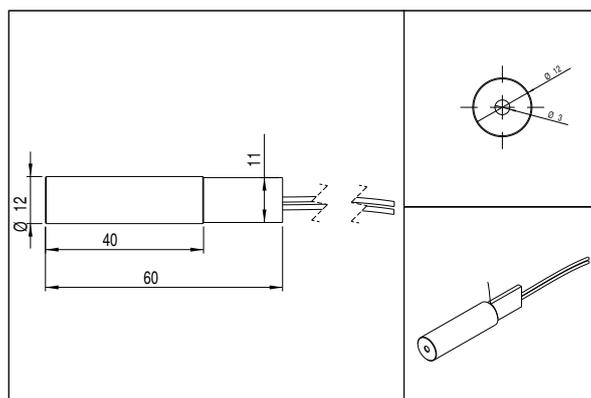
Picture



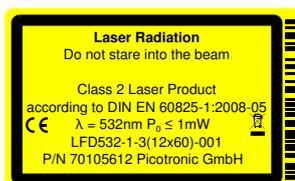
Cable Colors

Ground		blue	GND
Positive		red	2.7 - 3.3, typ 3V DC

Drawing



Safety Label



Revision

REV 14 | 16-JUL-2014

Laserfuchs is a registered trademark of the Picotronic GmbH

Picotronic GmbH	Geschäftsführende	FON +49(0)261-983 497-50	Sparkasse Koblenz	Postbank Stuttgart	Steuernummer: 22/651/0291/4
Rudolf-Diesel-Str. 2a	Gesellschafter:	FAX +49(0)261-983 497-55	BLZ 570 501 20, KTO 211 003	BLZ 600 100 70, KTO 770 787 04	Ust-Idnr. DE814473445
56070 Koblenz	David Heckner,	www.laserfuchs.de	BIC / IBAN : MALADE51KOB	BIC / IBAN : PBNKDEFF	Amtsgericht Koblenz HRB 20026
Germany	Thiemo Komischke	info@laserfuchs.de	DE41 5705 0120 0000 2110 03	DE41 6001 0070 0077 0787 04	WEEE-Reg.-Nr. DE85231360

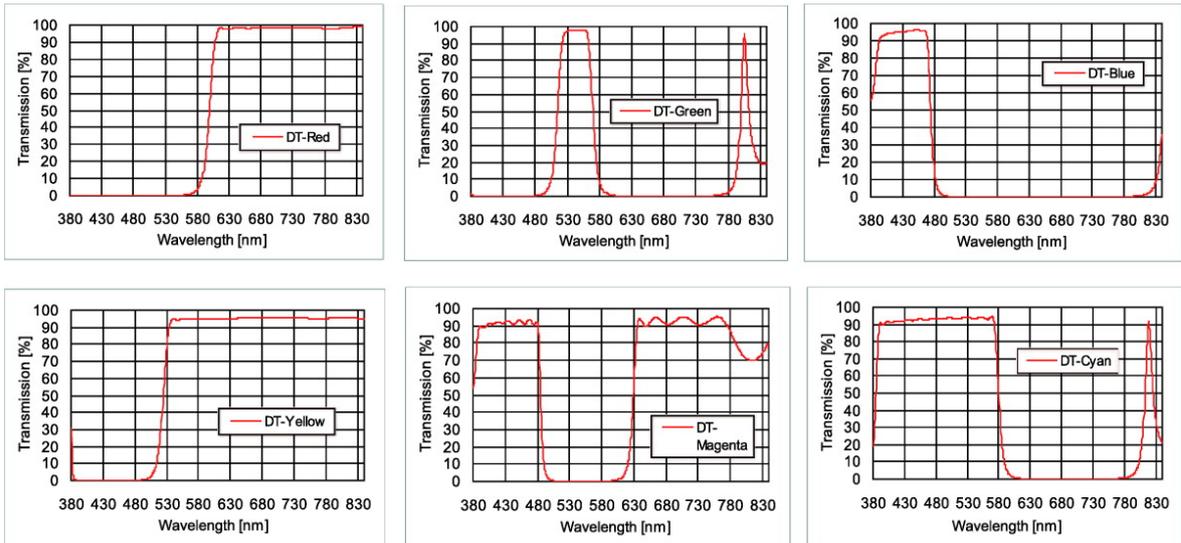


Abb. 35: Transmissionsverlauf des Interferenzfilters

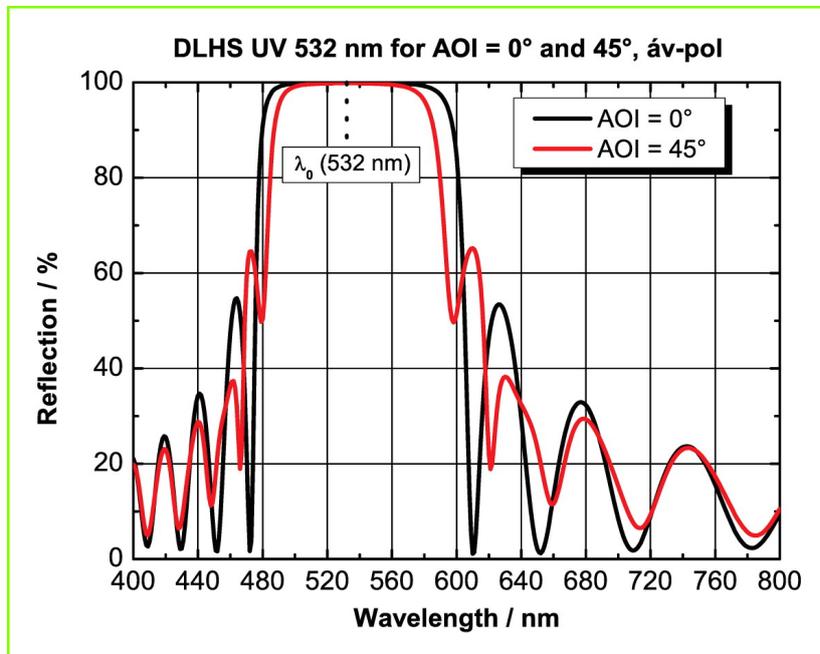


Abb. 36: Wellenlängenabhängiger Reflexionsgrad der dielektrischen Spiegel von LINOS

C. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Möglichkeit ergreifen, mich bei den Personen zu bedanken, die zum Gelingen meiner Masterarbeit beigetragen haben. Allen voran danke ich Prof. Dr. Ilja Rückmann für die Möglichkeit meine Masterarbeit im Physikalischen Praktikum schreiben zu dürfen, die Freiheit und das Vertrauen den experimentellen Aufbau so selbstständig realisiert haben zu können sowie die Diskussionen über die wundervolle Physik.

Bei Prof. H. Schecker möchte ich mich für die Bereitschaft bedanken, die Zweitbegutachtung meiner Masterarbeit zu übernehmen.

Besonderer Dank gilt auch den Techniker(inne)n aus dem physikalischen Praktikum, die durch ihre guten Ratschläge und Tipps zum guten Gelingen des experimentellen Aufbaus beigetragen haben.

Weiter möchte ich mich auch bei meinem Büromitinsassen Jan Kehlbeck für die angenehme Zeit während der Masterarbeit bedanken.

Unabhängig von dieser Arbeit möchte ich mich zum Schluss bei meinen Eltern bedanken, die mich zu jeder Zeit auf vielfältige Art und Weise unterstützt und gefördert haben. Danke hierfür. Ihr seid die Besten.

D. Selbstständigkeitserklärung

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt, diese nicht zu anderen Prüfungszwecken vorgelegt und keine anderen, als die angegebenen Hilfsmittel verwendet wurden. Alle wesentlich verwendeten Textausschnitte, Zitate oder Inhalte anderer Autoren wurden ausdrücklich als solche gekennzeichnet.

(Ort, Datum)

(Name des Verfassers)