

Einzelphotonen- Interferometrie

Physikalisches Institut
Fachbereich Physik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Betreuer-Kontakt Daten

Florian Ludwig

Raum-Nr.: _0.217

Labor-Nr.: _0.207

Tel. Büro: 798 - 47211

Tel. Labor: 798 - 47217

E-Mail: ludwig@physik.uni-frankfurt.de

Arbeitsgruppe: Prof. Roskos

Einzelphotonen-Interferometrie

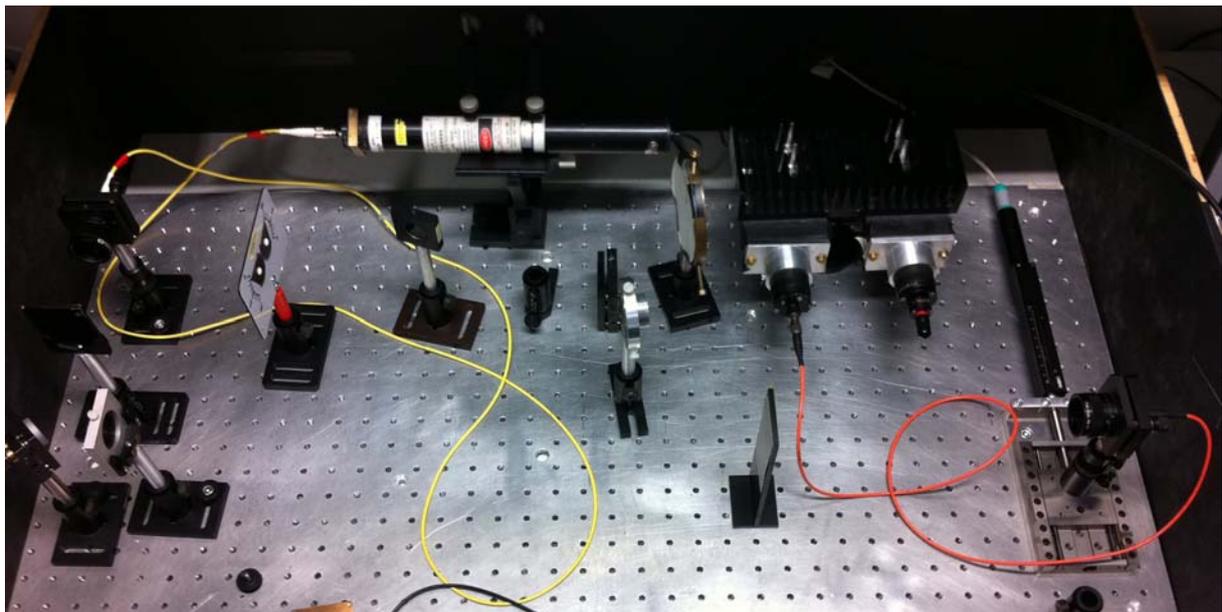
Worum geht's? Interferenz von Einzelphotonen an einem Doppelspalt. Auslöschung der "Welcher-Weg-Information" beim Doppelspalt mit Hilfe eines einfachen "Quantenradierers".

Wie wird's gemacht? Ein Laser wird mit Graugläsern so stark abgeschwächt, dass die Wahrscheinlichkeit, mehr als ein Photon zu jeder Zeit im Aufbau zu haben, vernachlässigbar klein ist. Mit einem hocheffizienten Einzelphotonen-Detektor wird das Nahfeld eines Doppelspalt aufgenommen.

Bei einem Quantenradierer wird durch unterschiedliche Polarisierungen markiert, welchen Weg bzw. welchen Spalt ein Photon nimmt; das Interferenzmuster verschwindet. Diese Information kann aber auch nachträglich wieder gelöscht werden, sodass die Interferenz wieder sichtbar wird. Gemessen wird dann die Sichtbarkeit des Interferenzmusters in Abhängigkeit von der Polarisation.

Was wird gelernt? Welle-Teilchen Dualismus, Einzelphotonendetektion, Polarisation, Quantenradierer

Wofür ist das interessant? Optik, Quanteninformationsverarbeitung, Quantenkryptographie.



- Vorbereitungsthema 1: Interferenz, Doppelspalt
- Vorbereitungsthema 2: Welle-Teilchen Dualismus, Quantenradierer
- Vorbereitungsthema 3: Polarisation, Detektion von schwachen Lichtfeldern

Inhalt

4 Einleitung

5 Grundlagen

8 Aufgaben

8 Experiment 1: Messung der Photonenzahl

9 Experiment 2: Doppelspalt mit Einzelphotonen

10 Experiment 3: Der Quantenradierer

11 Hinweise

12 Anhang

Interference fringes with feeble light

Literaturverzeichnis

Einleitung

In der klassischen Physik unterscheidet man Körper (Teilchen) und Wellenphänomene. Die Quantenphysik zeigt, dass diese Trennung im Mikrokosmos unzulässig ist. Teilchen haben dort auch Welleneigenschaften und Wellen können sich wie Teilchen verhalten¹. Es hängt von dem betrachteten Experiment ab, ob eine Beschreibung als Teilchen oder als Welle geeigneter ist. Man bezeichnet dies als Welle-Teilchen-Dualismus. Im Makrokosmos kann man im Allgemeinen strikt zwischen Teilchen und Wellen unterscheiden, weil man gewöhnlich ein Ensemble betrachtet, das aus sehr vielen Teilchen besteht und so große räumliche Ausdehnungen hat, dass Wellenstrukturen vernachlässigbar sind.

Photonen² werden in der Quantenmechanik durch eine Wellenfunktion beschrieben. Die Wellenfunktion eines Teilchens ist komplexwertig und somit keine Messgröße. Lediglich ihr Betragsquadrat kann als Aufenthaltswahrscheinlichkeit (genauer: als Volumendichte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit) des Teilchens gedeutet und im Experiment bestimmt werden. Richtet man einen Laserstrahl auf einen Doppelspalt, d.h. zwei schmale Spaltöffnungen dicht nebeneinander, so erhält man auf einem dahinter liegenden Projektionsschirm ein typisches Interferenzmuster, das man aus der Wellenlänge des Lichts und aus den Abmessungen des Doppelspalts genau berechnen kann. Dieses Muster entsteht durch die Überlagerung (Interferenz) der an den beiden Spaltöffnungen gebeugten Lichtstrahlen. Interferenz bedeutet dabei, dass sich die Lichtstrahlen bei der Überlagerung an bestimmten Stellen gegenseitig verstärken und an anderen Stellen gegenseitig auslöschen. Dieses Experiment galt lange Zeit als unumstößlicher Beweis für die Wellennatur des Lichtes. Ähnliche Interferenzmuster treten auch in einem Michelson-Morley-Interferometer auf, in dem das Photon zwei unterschiedliche Wege durch die Apparatur nehmen kann.

Interessant wird es, wenn man statt eines Laserstrahls eine sehr schwache Lichtquelle benutzt und statt des Projektionsschirms einen Photonen zählenden Detektor verwendet. Wenn die Lichtquelle schwach genug ist, wird immer nur jeweils ein Photon zwischen Lichtquelle und Detektor unterwegs sein. Stellt man sich Photonen einfach als klassische Teilchen vor, so würde man vermuten, dass ein Photon immer nur durch eine der beiden Öffnungen hindurchfliegen kann, bevor es auf den Detektor trifft. Da es dann aber nichts von dem anderen Spalt "wissen" und auch nicht mit anderen Photonen wechselwirken kann, die durch den anderen Spalt geflogen sind, würde man auf dem Detektor eigentlich kein Interferenzmuster erwarten. Verblüffenderweise halten sich die Photonen aber doch an die Interferenzstruktur, d.h. in den Interferenzminima wird nie ein Photon detektiert, sondern nur in den Interferenzmaxima.

Die Erklärung für dieses auf den ersten Blick ungewöhnliche Verhalten besteht darin, dass Licht gleichzeitig Teilchen- und Welleneigenschaften besitzt. Mit Hilfe der Wellenfunktion lässt sich deshalb die Wahrscheinlichkeit berechnen, dass jeweilige Teilchen an einem bestimmten Ort anzutreffen. Diese Wellenfunktion "sieht" auch die beiden Spalte (bzw. Wege des Interferometers) und daher hat jedes einzelne Photon hinterher eine Auftreffwahrscheinlichkeit auf der Detektorfläche, die dem klassischen Interferenzmuster entspricht. Wenn also nach einiger Zeit sehr viele Photonen auf dem Detektor angekommen sind, haben sie sich so verteilt, wie es dem Interferenzmuster des Doppelspalts entspricht. Teilchen- und Wellenbild stehen also nicht im Widerspruch zueinander, sondern ergänzen sich. Teilcheneigenschaften treten insbesondere bei der Erzeugung, Vernichtung und der Wechselwirkung mit anderen Teilchen in den Vordergrund, während die Ausbreitung im Allgemeinen im Wellenbild besser beschrieben werden kann.

Die Teilchen erzeugen das Interferenzmuster allerdings nur, wenn jedes Photon durch jeden der beiden Spalte gegangen sein könnte und wenn nicht feststellbar ist, durch welchen. In diesem Fall gelten die beiden Wege als ununterscheidbar, und jedes Teilchen verhält sich, als

hätte es beide Schlitze passiert. Gemäß der gängigen Deutung der Quantenmechanik tritt Interferenz ein, wenn ununterscheidbare Alternativen in dieser Weise kombiniert werden. Falls zwei oder mehr Alternativen koexistieren, spricht man von *Superposition*. Erwin Schrödinger unterstrich 1935 die Eigentümlichkeit von Quantensuperpositionen durch sein Gedankenexperiment mit der zugleich lebenden und toten Katze, deren Zustand in einer Kiste nicht beobachtet werden kann. Schaut man in die Kiste, hört Schrödingers Katze auf, als Superposition zu existieren: Man sieht entweder ein lebendes oder ein totes Tier. Allerdings besagen manche Deutungen der Quantenmechanik, dass nun der Beobachter selbst zu einer Superposition der zwei Alternativen bzw. Wirklichkeiten geworden ist³. Werden die zwei alternativen Wege unterscheidbar gemacht (z.B. durch unterschiedliche Polarisierung), verschwindet die Superposition und damit die Interferenz, d.h. die Partikel bilden auf dem Schirm kein Streifenmuster mehr, sondern einen strukturlosen Fleck. Dabei muss gar nicht wirklich detektiert werden, welchen Weg jedes Teilchen eingeschlagen hat, es genügt, dass die Information im Prinzip zugänglich ist und direkt hätte beobachtet werden können. Indem der sogenannte Quantenradierer diese Information (z.B. mit Hilfe eines weiteren Polarisators) „ausradiiert“, stellt er die Ununterscheidbarkeit der Alternativen wieder her – und somit auch die Interferenz.

Grundlagen

Poisson Verteilung

Physikalische Prozesse, die einer statistischen Gesetzmäßigkeit unterworfen sind, lassen sich mit statistischen Verteilungsfunktionen beschreiben. Die Gauß-Verteilung ist bereits aus der Fehlerrechnung bekannt. Die Anzahl bzw. Verteilung der Photonen in einem Lichtstrahl gehorcht der Poisson-Statistik. Die Poisson-Verteilung lautet:

$$P_{\text{Poisson}}(n, N) = \frac{N^n}{n!} e^{-N}$$

Sie gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, n Teilchen in der Zeit T zu zählen, wenn ihr Erwartungswert N beträgt (siehe auch Fehlerrechnung). Es ist leicht zu beweisen, dass die Summe nach n über alle Wahrscheinlichkeiten gleich eins ist. Die Poisson-Verteilung ist eine typische Verteilung für die Zahl von Phänomenen, die innerhalb einer (Zeit-)Einheit auftreten. So wird sie häufig dazu benutzt, zeitliche Ereignisse zu beschreiben.

Photonenanzahl

Ein monochromatischer Lichtstrahl besteht aus einer Menge von Photonen, die innerhalb einer gewissen Bandbreite jeweils die Energie ν haben. Die Intensität des Lichtes ist definiert als Leistung pro Flächeneinheit und ist damit abhängig von der Energie pro Photon. Die Intensität ist also proportional zum Produkt von Photonenzahl und Photonenenergie.

Die Intensität eines monochromatischen Lichtstrahles ist also gleich der mittleren Anzahl N der Photonen pro Flächeneinheit und pro Zeiteinheit, multipliziert mit der Energie pro Photon.

$$I = \frac{N_p \cdot h \cdot \nu}{F \cdot t}$$

Da Licht gequantelt ist und zwar in Form von Photonen, kann man diese abzählen. Das geschieht dadurch, dass die Photonen im Detektor oder einem Photomultiplier eine Spannung erzeugen, die proportional zu ihrer Anzahl ist.

Messung der Absorption

Es reicht allerdings nicht, allein die Anzahl der Photonen zu kennen, die nach dem Durchlaufen des Experimentes noch übrig sind. Man muss wissen, wieviele Photonen den Spalt bzw. halbdurchlässigen Spiegel erreicht haben und man muss auch die Zahl der Photonen kennen, die von den restlichen Komponenten absorbiert worden sind. Dass lässt sich erreichen, indem man die Anzahl der Photonen N_p , die den Strahlengang mit Spalt passiert haben (Probenstrahl), mit der Anzahl der Photonen N_o ohne Spalt (Referenzstrahlengang) vergleicht. Da der Proportionalitätsfaktor zwischen Photonenzahl und der am Ausgang des Detektors erhaltenen Signalgröße im allgemeinen nicht bekannt ist, nimmt man als Maß für die absorbierte Lichtmenge den Quotienten zwischen der Anzahl der Photonen N_p , die den Probenstrahl passiert haben, und der Anzahl der Photonen N_o , die den Referenzstrahlengang passiert haben. Diesen Quotient, bei dem sich alle Proportionalitätsfaktoren herauskürzen, nennt man Transmission T :

$$T = \frac{N_p}{N_o}$$

Dieselbe Gleichung gilt analog für den Referenzstrahlengang, so dass die Quotientenbildung folgendes liefert:

$$\frac{I_p}{I_o} = \frac{N_p}{N_o} = T$$

Durch die Quotientenbildung wird die Energieabhängigkeit eliminiert.

Justage der Photonenquelle

Die optische Dichte der Graugläser, die zur Abschwächung der Lichtintensität dienen, ist so zu wählen, dass die mittlere Anzahl der Lichtquanten, die sich gleichzeitig in der Apparatur befinden, höchstens 1 beträgt⁴. Strenggenommen wird damit allerdings nicht die Intensität des von der Quelle abgestrahlten Lichtfeldes auf diesen Wert gebracht, sondern nur der Anteil, der auch tatsächlich auf die Fläche des Quantendetektors gelangt. Die geeignete optische Dichte der Graugläser wird anhand der Einzelzählrate des Detektors bestimmt. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass der verwendete Detektor lediglich detektiert, ob zu einer bestimmten Zeit Photonen absorbiert werden und eine Elektronen-Lawine auslösen⁵.

Anhand des Ausgangssignals lässt sich also nicht unterscheiden, wie viele Photonen auf die Detektorfläche auftrafen. Überdies muss berücksichtigt werden, dass auch nicht jedes Photon eine Lawine auslöst, da die Quanteneffizienz η der Detektoren für die betrachtete Wellenlänge bei ca. 70 % liegt. Fallen n Photonen auf einen Detektor mit der Quanteneffizienz η , so ist die Wahrscheinlichkeit für ein Detektionsereignis gerade 1 minus der Wahrscheinlichkeit, dass keines der Photonen ein Ereignis auslöst. Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon kein Ereignis auslöst $(1 - \eta)$ ist, ist die Wahrscheinlichkeit bei n unabhängigen Photonen gerade $(1 - \eta)^n$

Somit berechnet sich die Wahrscheinlichkeit, dass beim Auftreffen von n Photonen auf die Detektorfläche ein Signal ausgelöst wird, zu:

$$P_{Det}(n, \eta) = 1 - (1 - \eta)^n$$

wobei der Ausdruck in der Klammer gerade die Wahrscheinlichkeit ist, dass kein Ausgangssignal erzeugt wird. Kombiniert man dies mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Puls bei einer mittleren Intensität von N genau n Photonen "enthält" (s. Poisson Verteilung), so erhält man die (mittlere) Wahrscheinlichkeit für ein Detektorsignal:

$$P_{sig}(N, n) = \sum_{n=0}^{\infty} P_{Poisson}(n, N) \cdot P_{Det}(n, \eta)$$

wobei die Summation aufgrund der stark abfallenden Wahrscheinlichkeit von $P_{Poisson}(n, N)$ mit $N < 1$ problemlos bei $n = 100$ abgebrochen werden kann. Die optische Dichte der Graugläser wird also so gewählt, dass die mittlere Photonenzahl, die auf den Detektor trifft, nicht größer als 0.1 ist.

Detektion

In den Experimenten ist der Nachweis einzelner Photonen erforderlich, was sich mit verschiedenen Detektortypen bewerkstelligen lässt. Die Detektoren müssen allerdings bei Photonenexperimenten einige Anforderungen erfüllen. So sollten sie im Wellenlängenbereich des verwendeten Lichtes eine möglichst hohe Ansprechempfindlichkeit (Quanteneffizienz) haben und eine geringe Dunkelzählrate. Diese Dunkelzählrate wird nicht durch Photonen aus dem Experiment, sondern z.B. durch Höhenstrahlung oder thermische Prozesse erzeugt und deshalb vor jeder Auswertung abgezogen. Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu optimieren, sollten die verwendeten Detektoren auch eine möglichst geringe Totzeit aufweisen. Das ist der Zeitraum, in dem sich die Detektoren nach einer erfolgreichen Detektion "erholen" und für keine weiteren Photonen mehr ansprechbar sind. Totzeit und maximale Zählrate sind also umgekehrt proportional zueinander.

Nimmt man all diese Punkte zusammen, scheiden Photo-Multiplier oder Multi-Channel-Plates aus, da sie in dem verwendeten Spektrum nur eine sehr geringe Quantenausbeute haben. Die Detektoren, die diesen Ansprüchen am nächsten kommen, sind Avalanche-Photodioden.

Avalanche-Photodioden

Avalanche-Photodioden (APD) weisen eine sehr große Verstärkung des Photostromes auf. Ein in der Sperrschicht absorbiertes Photon erzeugt ein Elektron-Loch-Paar, welches durch

die angelegte Spannung getrennt und beschleunigt wird. Reicht die Energie eines freien Ladungsträgers aus, werden durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare erzeugt und eine regelrechte Ladungsträgerlawine (Avalanche) kommt ins "Rollen".

In unserem Experiment wird die APD in einer sehr speziellen Weise verwendet. Hierbei ist die in Sperrichtung anliegende Spannung größer als die Durchbruchspannung der Diode. Die Ladungsträgerlawine reißt dann nicht mehr ab. Damit der exponentielle Stromanstieg nicht zur Zerstörung der Diode führt, wird die Spannung über einen Vorwiderstand entladen. Der dadurch hervorgerufene kurzzeitige Spannungsabfall wird verstärkt und markiert als Spannungsimpuls die Messung eines (oder mehrerer) Photon. In den Experimenten werden die Dioden im aktiven Modus betrieben ("active quenching").

Zur Detektion der Photonenpaare werden Silizium-Avalanche-Photodioden von EG&G (SPCM-AQR) verwendet die thermoelektrische gekühlt werden. Ihre Quanteneffizienz ist bei 650nm am größten und beträgt ca. 70%. Die Module liefern am Ausgang TTL Signale, welche von einem Zähler erfasst werden können

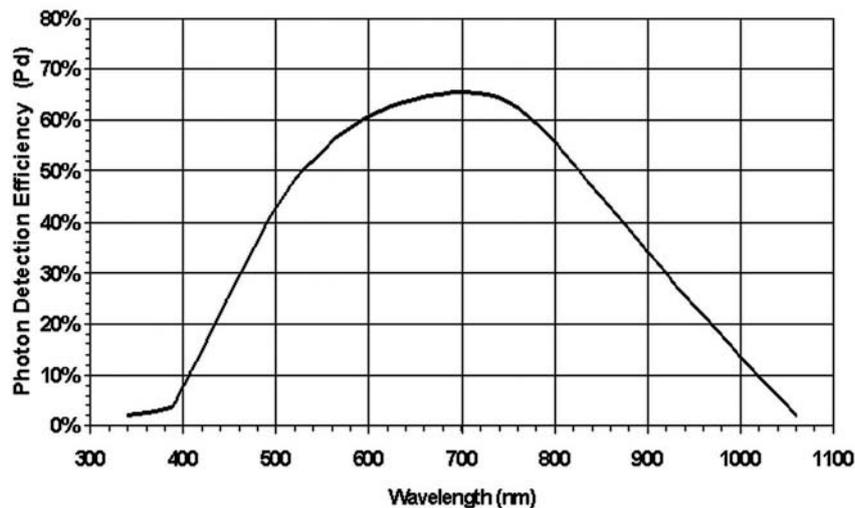


Abb. 1. Quanteneffizienz von Silizium-Avalanche-Photodioden

Bauteile:

- 1 Laser mit Faseranschluss
- 3 Graugläser
- 2 Kollimatoren⁶ mit Faseranschluss, einer davon ist auf einem Schrittmotor montiert
- 1 Doppelspalt
- 1 Detektor (**Wichtig: Zählrate darf nie 1 MHz übersteigen!**)
- 1 Doppelspalt mit Polarisatoren
- 1 Polarisator auf Stativ
- 1 Papierschirm
- 1 Kamera

Aufgaben

1. Messung der mittleren Photonenzahl pro Sekunde des Lasers
 - a) Mit Hilfe eines Powermeters.
 - b) Mit dem Photodetektor. Der Strahl wird stark abgeschwächt und die Photonenzahl bestimmt. Berechnen wir groß die Abschwächung sein muss damit sich nur ein Photon in der Apparatur befindet.
2. Nahfeldmessung des Doppelspalts. Eine Messung in der Spaltebene, d.h. der Kollimator wird direkt auf den Doppelspalt fokussiert.
3. Fernfeldmessung der Einzelphotoneninterferenz. Der Kollimator wird auf eine virtuelle Ebene zwischen Doppelspalt und Faserkoppler fokussiert.
4. Aufbau und Justierung des Polarisationsquantenradierer.
 - a) Fotografieren des Interferenzmusters bei Parallelstellung der Polarisatoren.
 - b) Fotografieren des Interferenzmusters bei senkrechten Polarisationsrichtungen.
 - c) Fotografieren des Interferenzmusters bei 45° Polarisationsstellung

Vorbereitung: Machen Sie sich mit den verwendeten optischen Komponenten vertraut.

1. Messung der Photonenzahl (mit Powermeter)

Zuerst muss die Photonenquelle so justiert werden, dass sich im Mittel höchstens ein Photon pro Messung im Aufbau befindet.

a) Versuchsaufbau

Schliessen Sie den HeNe-Laser ($\lambda = 633 \text{ nm}$) mit der Singlemodefaser an den Faserkollimator an und fokussieren Sie diesen so, dass der Strahl mit seinem vollen Profil senkrecht auf den Messkopf des Powermeters fällt. Anschließend messen Sie die Leistung des Lasers

Auswertung

- Bestimmen Sie die mittlere Leistung inklusive der Standardabweichung.
- Berechnen Sie aus der gemessenen Laserleistung die mittlere Anzahl der Photonen im Strahl.
- Bestimmen Sie nun, welche Abschwächung (prozentuale) Sie brauchen, damit sich im Mittel auf einer 1m langen Strecke nur ein Photon befindet.

b) Versuchsaufbau

Justieren Sie den Strahl so, dass er voll in die Detektorfaser eingekoppelt wird (d.h. der Strahlenverlauf zwischen den Kollimatoren muss parallel sein) und montieren Sie die beiden Graugläses (1 und 2) in den Strahlengang.

Messung

Nehmen Sie mit Hilfe des Schrittmotors ein Strahlprofil auf. Dazu fahren Sie den Kollimator soweit aus dem Strahl, bis nur noch Streulicht detektiert wird. Dann scannen Sie das Profil quer zum Strahlverlauf einmal durch. Es sollte ein annähernd gaussförmiges Profil erkennbar sein.

Achtung: Da die Detektoren hochempfindlich, leicht zerstörbar und sehr teuer sind, muss vor dem Einschalten ein Betreuer den Aufbau genehmigen!!

Auswertung

Berechnen Sie aus der gemessenen Anzahl den mittleren Abstand der Photonen.

Formeln

$$E_{\text{photon}} = h \cdot \nu$$
$$E = n \cdot h \cdot \nu = P \cdot t$$
$$n = \frac{P \cdot t \cdot \lambda}{h \cdot c}$$

Lichtgeschwindigkeit: $c = 2.99792458 \cdot 10^8$ m/s

P: Leistung [Watt]

ν : Frequenz [Hz]

n: Anzahl d. Photonen

λ : Wellenlänge [m]

t: Zeit [s]

$h = 6.62606896 \cdot 10^{-34}$ Js

2. Einzelphotonen am Doppelspalt (Nahfeld)

Das Beugungsbild der Einzelphotonen am Doppelspalt soll untersucht werden. Da das Interferenzmuster erst im Fernfeld existiert und die Justage und Messung sehr schwierig ist, sollte zuerst das Nahfeld der Interferenz mit den Einzelphotonen gescannt werden.

Achtung: Bevor Sie den Detektor einschalten, den Aufbau vom Betreuer genehmigen lassen!

Versuchsaufbau

Der HeNe-Laser wird an den Faserkollimator angeschlossen und so justiert, dass der Strahl gut in die Detektorfaser eingekoppelt wird, d.h. der Strahl sollte möglichst parallel verlaufen. Nun wird das Grauglas Nr. 1 in den Strahlengang montiert.

Der Doppelspalt wird nun so in den Strahl gestellt, dass die Spaltebene gut beleuchtet wird.

(Hinweis: Zur besseren Justage kann man den Laser auch mit Hilfe eines Faserstrahlteilers in beide Kollimatoren gleichzeitig einkoppeln und den Strahlengang beidseitig optimieren).

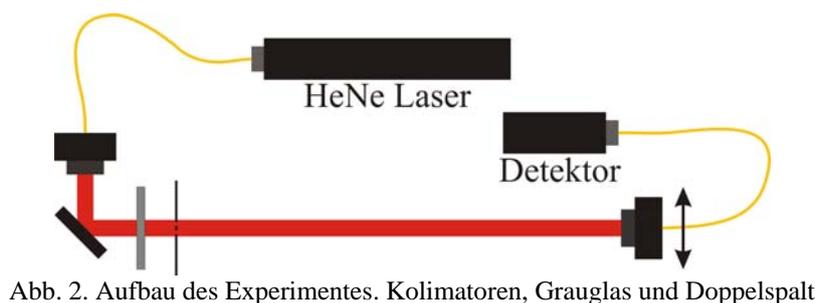


Abb. 2. Aufbau des Experimentes. Kolimatoren, Grauglas und Doppelspalt

Messung

Der Detektorkollimator wird mit Hilfe des Lasers direkt auf die Spaltebene fokussiert und ein Nahfeld-Scan gemacht. Die einzelnen Spalte sollten gut aufgelöst auf dem Monitor zu sehen sein.

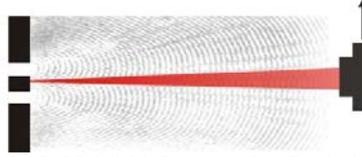


Abb. 3. Nahfeld-Scan in der Spaltebene

Auswertung

Speichern Sie die Messdaten ab und importieren Sie diese in Origin. Berechnen Sie aus dem Nahfeldscan die Spaltbreite und den Spaltabstand.

4. Einzelphotonen am Doppelspalt (Fernfeld)

Es soll die Interferenz der Einzelphotonen untersucht werden. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus lässt sich lediglich die Interferenz des Doppelspaltes in der 0-ten Ordnung beobachten. Die Signatur der Einzelspalte kann nicht erfasst werden.

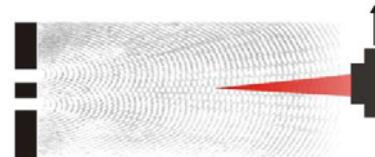


Abb. 4. Fernfeld-Scan in der virtuellen Ebene

Messung

Nach erfolgreicher Durchführung der Nahfeld Messung sollte möglichst keine Änderung am Aufbau unternommen werden. Es ist lediglich der Kollimator des Detektors auf eine virtuelle Ebene zwischen Doppelspalt und Kollimator zu fokussieren.

5. Quantenradierer

In diesem Experiment werden mit Hilfe von orthogonalen Polarisatoren die beiden Spalte unterscheidbar gemacht. Die Doppelspaltinterferenz verschwindet, man sieht nur noch die Einzelspaltinterferenz. Ein dritter Polarisator, der im 45° Winkel zu den anderen beiden justiert ist, löscht diese "Welche-Weg-Information" und stellt die Interferenz wieder her.

Versuchsaufbau

Bei diesem Versuch brauchen Sie keine Filter, weil das Interferenzmuster nur fotografiert und nicht mit dem Detektor aufgezeichnet wird.

Befestigen Sie den Polarisationsdoppelspalt relativ nah am ersten Kollimator im Strahlengang. Kurz danach stellen Sie den Polarisator (Analysator) auf. Der Schirm kommt vor den zweiten Kollimator. Um die Interferenzstreifen noch deutlicher zu sehen, können Sie auch die Linse benutzen.

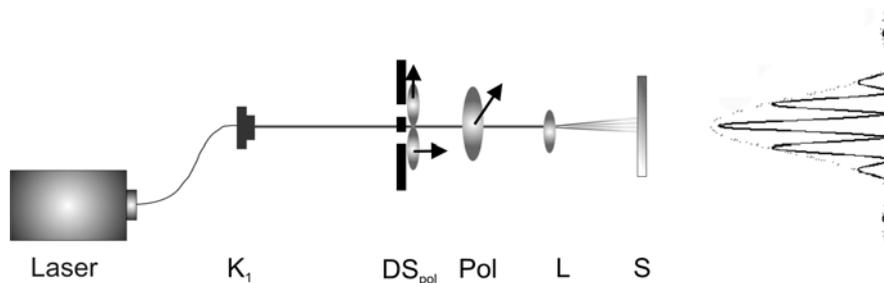


Abb. 5. Aufbau des Polarisationsquantenradierers. K_1 (Kollimator), DS_{pol} (Doppelspalt mit Polarisatoren), Pol (Polarisator), L (Linse), S (Schirm)

Messung

Die Polarisatoren werden zuerst so justiert, dass alle die gleiche Polarisationsrichtung haben. Es sollte auf dem Schirm das bekannte Doppelspaltinterferenzmuster sichtbar sein. Nun werden die Polarisations Ebenen der beiden Spalte orthogonal zueinander eingestellt. Den Analysator stellen Sie parallel zu einer der beiden Spaltpolarisatoren ein. Nun sollte das Interferenzmuster verschwunden bzw. nur noch das Interferenzmuster eines Einzelspalt zu sehen sein. Drehen Sie nun den Analysator um 45° wird das Doppelspaltinterferenzmuster wieder sichtbar, die Weginformation wurde ausgelöscht.

Es sollten 3 Fotos gemacht werden. Versuchen Sie am besten, nur das Maximum 0. Ordnung zu fotografieren:

- Alle Polarisatoren haben die gleiche Polarisierung. Man sieht das Doppelspaltinterferenzmuster.
- Die beiden Polarisatoren vor den Spalten sind 90° zueinander polarisiert. Der Analysator ist parallel zu einem der beiden Spalte polarisiert. Man sieht nur die Einzelspaltinterferenz.
- Der Analysator wird um 45° gedreht. Das Doppelspaltinterferenzmuster sollte wieder sichtbar werden.

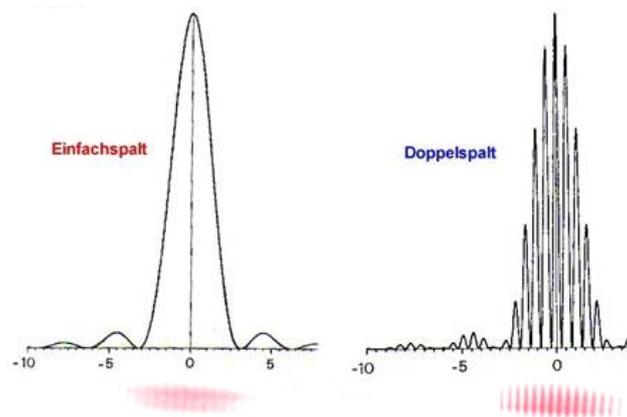


Abb. 6. Einzelspaltinterferenz bei unterscheidbaren Wegen bzw. Spalten und Doppelspaltinterferenz bei "gelöschter" Weginformation

Nachtrag

Das Interferenzmuster lässt sich auch rein klassisch erklären, indem man das Licht als Welle beschreibt. Da in diesem Versuch aber explizit Einzelphotonen detektiert werden, handelt es sich um einen echten Quanteneffekt.

Hinweise:

- **Vor dem Einschalten der Detektoren erst einen Assistenten konsultieren**
- **Niemals direkt in den Laserstrahl schauen**
- **Es ist darauf zu Achten den automatischen Verschiebetisch nicht bis an seine mechanischen Grenzen zu fahren. Dies kann zu Beschädigung des Antriebs führen.**

Literatur

- *Quantenradierer*, Stephen P. Walborn et al., Spektrum der Wissenschaft 2/2004
- *Quantum-erasing the nature of reality, or perhaps, the reality of nature?*, P. G. Kwiat, B.-G. Englert in „Science and Ultimate Reality: Quantum Theory, Cosmology, and Complexity“, Cambridge University Press, 2004
- Quantitative wave-particle duality and nonerasing quantum erasure, P. D. D. Schwindt, P. G. Kwiat und B.-G. Englert, Physical Review A, Bd. 60, S. 4285, 1999

- 1 Wegen der Gleichzeitigkeit von “Particle” und “Wave”, wird deshalb manchmal auch der Begriff “Wavical” verwendet.
- 2 Photonen sind Lichtquanten, d.h. Energie-Pakete, die sich mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen.
- 3 Siehe Hugh Everett´s Vielweltentheorie
- 4 Die maximale Zählrate der Detektoren sollte allerdings 1 MHz nie überschreiten.
- 5 Es gibt dann einen “klick”, d.h. ein Puls fester Länge und Höhe wird als TTL-Signal ausgegeben
- 6 Der Kollimator (latein.) ist ein Gerät zur Erzeugung eines parallelen Strahlenverlaufs, so wie ihn ein unendlich entferntes Objekt erzeugt.