

# Quantenmechanische Experimente mit einzelnen Photonen

Christoph Muster, Jens Pfeifer, Jonas Schmöle

19. Juni 2006

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretischer Hintergrund</b>	<b>3</b>
2.1	Ein-Photonen-Interferenz . . . . .	3
2.2	HeNe-Laser . . . . .	4
2.3	Klassisches Licht und nicht-klassisches Licht („Bunching“) . . . . .	6
2.4	Absorber und Strahlteiler . . . . .	7
2.5	Schwarzweißfilme . . . . .	8
2.5.1	Kodak T-MAX 100 Schwarzweißfilm . . . . .	8
2.5.2	Der Schwarzschildeffekt . . . . .	8
2.6	Photomultiplier . . . . .	9
2.7	SPADs (APDs) . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Experimente mit einzelnen Photonen</b>	<b>10</b>
3.1	Interferenzerscheinungen bei schwachem Licht nach Taylor . . . . .	10
3.2	Kriterien für Ein-Photonen-Experimente . . . . .	11
3.3	Experiment zur Abschwächung eines Laserstrahls . . . . .	12
3.3.1	Auswertung der Messdaten und Bestimmung des Schwarzschildexponenten . . . . .	14
3.4	Die Durchführung des Ein-Photonen-Experiments . . . . .	16
3.5	Aufschlussreiche Erkenntnisse . . . . .	17
3.6	Schwarzweißfilm als Nachweis? . . . . .	18
3.6.1	Was hat Taylor nachgewiesen? . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Erweiterung der Messmethoden</b>	<b>19</b>
4.1	Messungen mit einem Photomultiplier . . . . .	19
4.2	Messungen mit SPADs . . . . .	20
4.2.1	Hard- und Software . . . . .	21
4.2.2	Endgültige Sicherung unserer These . . . . .	21

<b>5</b>	<b>Nachweis von Bunching</b>	<b>22</b>
5.1	Die thermische Lichtquelle . . . . .	22
5.2	Wie lässt sich Bunching nachweisen? . . . . .	22
5.2.1	Nachweis mit zwei SPADs . . . . .	22
5.2.2	Nachweis mit SPAD und Fotofilm . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>26</b>
6.1	Ergebnisse unserer Forschungsarbeit . . . . .	26
6.1.1	Reproduktion des Taylor-Experiments . . . . .	26
6.1.2	Absicherung mit Photomultipliern . . . . .	26
6.1.3	Bestätigung der Vermutung mit SPADs . . . . .	26
6.1.4	Nachweis von Bunching . . . . .	27
6.2	Danksagungen . . . . .	27

# 1 Einführung

Ausgangspunkt unserer Jugend forscht-Arbeit ist ein Versuch, der erstmals 1909 vom Physiker G. Taylor<sup>1</sup> durchgeführt wurde. Taylor untersuchte damals das Interferenzverhalten von Licht mit geringer Intensität. Mit einer Photoplatte konnte er nachweisen, dass auch stark abgeschwächtes Licht einer Gaslampe hinter einem Doppelspalt ein Interferenzmuster bildet. Inzwischen gilt Taylors Experiment als erster Nachweis von Ein-Photonen-Interferenz.

Unsere Intention war es, Taylors Experiment mit modernen Geräten und Methoden zu verbessern. Wir haben unter anderem einen Effekt berücksichtigt, den Taylor noch nicht kannte<sup>2</sup>. Durch den Einsatz moderner Geräte, wie Lasern statt Gaslampen und Absorbern statt Rauchglasplatten, sollten sich die Photonenzahlen genau bestimmen lassen.

Nachdem wir zu Beginn, ähnlich wie Taylor, Vergleichsmessungen bei verschiedenen Lichtintensitäten durchgeführt haben, war es möglich, die vom Licht hervorgerufene Schwärzung abzuschätzen. Dabei sind wir nach einigen Messungen auf ein zunächst nicht erklärbares Verhalten des Fotofilms bei sehr schwachen Lichtintensitäten gestoßen, was uns letztlich zu neuen Erkenntnissen über die Interpretation von Taylors Experiment brachte.

Darüber hinaus haben wir versucht, den Effekt, den wir als Ursache für unsere ungewöhnlichen Messergebnisse identifizieren konnten, eindeutig nachzuweisen.

## 2 Theoretischer Hintergrund

Dieser Teil ist als Ergänzung zu unserer Arbeit zu sehen und hat den Zweck, die elementaren Begriffe zu klären. Deshalb finden sich hier theoretische Erklärungen und keine konkreten Ergebnisse unserer Forschungsarbeit.

### 2.1 Ein-Photonen-Interferenz

In der Quantenmechanik werden Photonen als Objekte beschrieben, deren genaue Beschaffenheit sich unserer Vorstellung entzieht. Sie zeigen sowohl Eigenschaften, die eindeutig auf einen Wellencharakter schließen lassen, als auch solche, für die eigentlich nur ein Teilchenmodell in Frage kommt. Tatsächlich sind Photonen (so wie auch viele weitere Quantenobjekte, wie etwa Elektronen) weder Welle noch Teilchen. Populärwissenschaftlich hat sich für dieses Phänomen der Begriff „Welle-Teilchen-Dualismus“ etabliert, der aber im Grunde genommen nicht richtig ist, da Photonen bloß die *Eigenschaften* von Wellen und Teilchen zeigen können.

---

<sup>1</sup>Geoffrey Ingram Taylor (1886-1975), britischer Physiker.

<sup>2</sup>Vgl. Kapitel 2.5.2, S. 8.

Um diesen Effekt nachweisen zu können, bieten sich Interferenzexperimente mit einzelnen Photonen an. Diese wird man stets nur als Teilchen registrieren, jedoch auch an Orten, an die die Photonen als Teilchen niemals hätten gelangen können. Eben diese Orte lassen sich aber durch eine Vorstellung der Ausbreitung von Photonen als Wellen beschreiben. Beim Doppelspalt etwa wird man die meisten Photonen auf dem Schirm direkt zwischen den beiden Spalten registrieren, obwohl klassische Teilchen diesen Ort nie erreichen könnten.

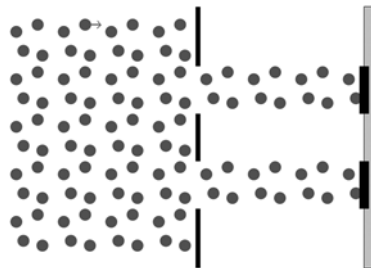


Abbildung 1: Doppelspalt mit klassischen Teilchen, kein Teilchen trifft die Mitte des Schirms.

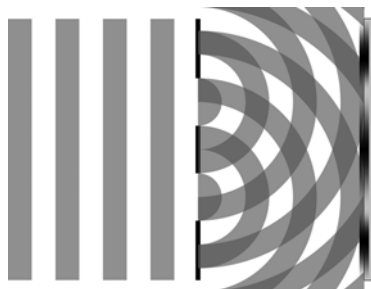


Abbildung 2: Doppelspalt mit Wellen, in der Mitte des Schirms verstärken sich die einzelnen Wellenberge und -täler.

## 2.2 HeNe-Laser

Die Photonen entstehen im Laser durch Quantensprünge von Elektronen im Helium-Neon-Gas. Dieses Gas befindet sich zwischen zwei Spiegeln, wobei der eine ein Vollspiegel ist und der andere nur einen gewissen Teil der Photonen reflektiert, welche im von außen angeregten Gas neue Photonen mit gleicher Wellenlänge und Polarisierung emittieren. Die anderen Photonen werden durch den Spiegel hindurchgelassen und verlassen den Laser als Laserstrahl.

Der von uns verwendete HeNe-Gas-Laser emittiert linear polarisiertes



Abbildung 3: Helium-Neon-Laser

Licht mit einer Wellenlänge von etwa  $635,8 \text{ nm}$ . Polarisation und Wellenlänge lassen sich leicht mit Hilfe eines Gitters bzw. eines Polarisationsfilters überprüfen, wobei wir für die Wellenlänge einen Wert von ca.  $631 \text{ nm}$  ermittelt haben. Die Ermittlung der tatsächlichen Energie des Lichtes und der damit verbundenen Anzahl der abgegebenen Photonen gestaltet sich etwas schwieriger. Mit der angegebenen maximalen Leistung von  $0,8 \text{ mW}$  und einer einfachen Rechnung lässt sich jedoch die maximale Anzahl von Photonen bestimmen, die den Laser pro Sekunde verlassen.

$$P = \frac{E}{t} \quad (1)$$

$$E = n \cdot h \cdot f \quad (2)$$

$$c = \lambda \cdot f \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \hookrightarrow n_{\text{Laser}} &= \frac{P \cdot t}{h \cdot \frac{c}{\lambda}} = \frac{0,8 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot 1 \text{ s}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot \frac{2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{635,8 \cdot 10^{-9} \text{ m}}} \\ &\approx 2,828 \cdot 10^{15} \end{aligned} \quad (4)$$

Durch Kombination von (1), (2) und (3) wird in (4) der gesuchte Wert durch Einsetzen der bekannten Größen ermittelt. Pro Sekunde werden demnach  $2,828 \cdot 10^{15}$  Photonen erzeugt. Dieser Wert gibt Aufschluss über den mittleren Zeit- und damit auch Wegabstand der Photonen:

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Laser}} &= \frac{1}{2,828 \cdot 10^{15}} \text{ s} \\ &\approx 3,54 \cdot 10^{-16} \text{ s} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Delta s_{\text{Laser}} &= t \cdot c = 3,54 \cdot 10^{-16} \text{ s} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ &\approx 1,06 \cdot 10^{-7} \text{ m} \end{aligned} \quad (6)$$

Mit unseren Filtern können wir den Laserstrahl bis auf  $10^{-12}$  seiner normalen Intensität abschwächen. Während sich  $n$  um den Faktor  $10^{12}$  verringert, werden  $\Delta t_{\text{Laser}}$  und  $\Delta s_{\text{Laser}}$  um den Faktor  $10^{12}$  größer.

$$\begin{aligned} n_{\text{Absorber}} &= \frac{2,828 \cdot 10^{15}}{10^{12}} \\ &= 2828 \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Absorber}} &= 3,54 \cdot 10^{-16} \text{ s} \cdot 10^{12} \\ &= 3,54 \cdot 10^{-4} \text{ s} \\ &= 354 \mu\text{s} \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \Delta s_{\text{Absorber}} &= 1,06 \cdot 10^{-7} \text{ m} \cdot 10^{12} \\ &= 1,06 \cdot 10^5 \text{ m} \\ &= 106 \text{ km} \end{aligned} \tag{9}$$

Im Mittel können bei unserem Laser bei voller Filterstärke also noch 2828 Photonen pro Sekunde alle Absorber durchdringen, die zeitlich etwa  $354 \text{ ms}$  und räumlich  $106 \text{ km}$  voneinander entfernt sind. Allerdings schwanken diese Werte extrem stark, da die Transmission von Photonen ein zufälliger Prozess mit sehr hohem  $n$  ( $10^{15}$ ) und sehr geringem  $p$  ( $10^{-12}$ ) ist.

### 2.3 Klassisches Licht und nicht-klassisches Licht („Bunching“)

Das von einem Laser erzeugte Licht wird inzwischen auch klassisches Licht genannt, weil bis vor einiger Zeit angenommen wurde, dass alle Lichtquellen bestimmte Eigenschaften haben, welche tatsächlich nur auf Laserlicht zutreffen. Konkret handelt es sich dabei um eine regelmäßige, poissonverteilte Erzeugung von kohärentem Licht.

Photonen thermischer Lichtquellen hingegen neigen zu einer Art „Verklumpung“ (Bunching). Dieser Effekt ist (nach aktuellen Kenntnissen) rein statistisch und auf die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten für die zeitnahe Erzeugung unterschiedlich vieler Photonen zurückzuführen. Photonen eines Lasers hingegen sind in hohem Maße kohärent und haben jeweils die gleiche Frequenz und den gleichen Quantenzustand, weswegen sie sich gleichmäßiger über den Raum verteilen.

Als vereinfachtes Beispiel für die Beschaffenheit dieser unterschiedlichen Lichtarten sollen die folgenden (imaginären) „Messreihen“ dienen. Die einzelnen Kästchen können als gleich lange Zeiteinheiten aufgefasst werden. Die Zahlen in den Kästchen stehen für die Anzahl der registrierten Ereignisse in einem solchen Intervall. Zwar haben beide Streifen die gleiche mittlere Anzahl Photonen, jedoch unterscheiden sie sich stark in ihrer Verteilung. Da sich aus der zufälligen Erzeugung von Photonen bei gebunchtem Licht eine Verteilung entlang der Bose-Einstein-Statistik ergibt, ist die Wahrscheinlichkeit, in einem bestimmten, sehr kurzen Zeitintervall keine Photonen zu registrieren, am höchsten. Da aber im Mittel in jedem Kästchen eine bestimmte

Photonenanzahl gefunden werden muss, gibt es Zeitintervalle, in denen besonders viele Photonen registriert werden. Das ist der Bunchingeffekt des thermischen Lichtes.

<i>Klassisches Licht</i>															
2	5	4	5	6	3	4	7	2	5	4	6	3	4	5	6
<i>Bunching</i>															
3	0	1	2	10	0	9	1	8	6	1	15	0	1	13	0

Tabelle 1: Beispiel einer Vergleichsmessung zwischen Laserlicht (klassisch) und thermischem Licht (gebuncht)

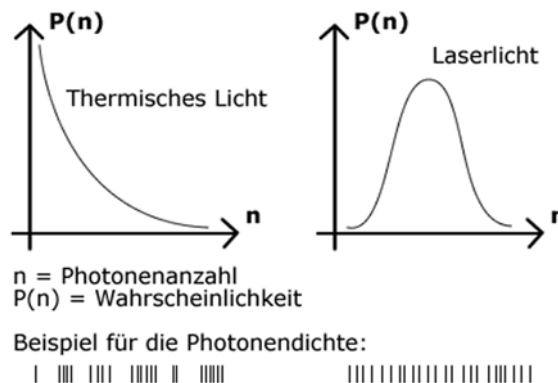


Abbildung 4: Vergleich der Wahrscheinlichkeiten für die Emission einer gewissen Anzahl an Photonen

## 2.4 Absorber und Strahlteiler

Wenn ein einzelnes Photon auf einen Graufilter (Absorber) oder eine Strahlteilerplatte trifft, ist nicht vorhersagbar, was mit diesem Photon passieren wird. Ein Photon kann von einem Absorber absorbiert oder durchgelassen werden, von einem Strahlteiler kann es durchgelassen oder reflektiert werden. Diesem Prozess liegt ein objektiver Zufall zugrunde.

Absorber verringern die Intensität des Lichts um einen gewissen Prozentsatz. Für das Photon bedeutet dies, dass es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch den Absorber hindurchgelassen wird. Diese Wahrscheinlichkeit hängt nicht nur vom verwendeten Absorber, sondern zum Teil auch von der Wellenlänge des Photons ab. Die von uns verwendeten vier Absorber sind Graufilter mit unterschiedlichen Stärken, bei denen die Wahrscheinlichkeit für das Durchlassen eines Photons beim Licht unseres Lasers (etwa  $635,8 \text{ nm}$ ) bekannt ist:  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$  und  $10^{-6}$ .

Strahlteilerplatten teilen einen Lichtstrahl auf. Bei einem 50/50-Strahlteiler wird die Hälfte der ankommenden Lichtquanten reflektiert, die andere Hälfte durch den Strahlteiler hindurchgelassen. Das gelingt mit einer sehr dünnen Spiegelschicht, welche einzelne Lichtquanten mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % reflektiert. Strahlteiler kommen unter anderem bei Zweistrahlinterferometern wie dem Mach-Zehnder- oder dem Michelson-Morley-Interferometer zum Einsatz. Dabei wird ein Laserstrahl auf zwei Wege aufgeteilt und später wieder zusammengeführt.

## 2.5 Schwarzweißfilme

Schwarzweißfilme sind aus mehreren verschiedenen Schichten aufgebaut. Neben Schutz-, Lack- und Lichtabsorptionsschicht gibt es eine Emulsionsschicht, die aus vielen kleinen „Körnern“ besteht, aus denen sich später das Bild zusammensetzt. Die Körner bestehen aus Silber-Bromid-Kristallen. Beim Belichten werden einzelne Silberatome aus dem Kristallverbund gelöst und freigesetzt. An diesen freigesetzten Silberatomen greift während des Entwicklungsvorgangs die Entwicklerflüssigkeit an. Ist ein Korn einmal belichtet, wird es im Entwicklungsvorgang komplett geschwärzt.

### 2.5.1 Kodak T-MAX 100 Schwarzweißfilm

Für unsere Versuche verwenden wir den T-MAX 100 Film von Kodak. Er hat eine mittelgroße Korngröße von ca. 200 Körnern pro Millimeter und daher eine mittlere Empfindlichkeit für einfallendes Licht. Je weniger Körner der Film auf einem Millimeter hat, desto größer sind diese Körner. Da ein einmal belichtetes Korn in der Entwicklung vollständig schwarz wird, sind Filme mit einer sehr groben Körnung zwar sehr lichtempfindlich, haben dafür aber eine geringe „Auflösung“.

### 2.5.2 Der Schwarzschildeffekt

Der 1899 von Karl Schwarzschild entdeckte und nach ihm benannte Effekt beschreibt das Verhalten von Schwarzweißfilmen bei Belichtungszeiten ab einer Sekunde. Wenn man zum Beispiel einen Film 0,5 Sekunden mit einer gewissen Intensität  $I$  belichtet und eine gewisse Schwärzung  $S$  feststellt, so wird man, wenn man eine Proportionalität vermutet, bei der 100-fachen Zeit  $t$  (500 Sekunden) auch eine 100-fache Schwärzung erwarten. Bei Messungen zeigt sich jedoch, dass mit zunehmender Belichtungszeit die weitere Schwärzung abnimmt.

Karl Schwarzschild fand für dieses Verhalten folgende Formel:

$$S(t) = I \cdot t^p \tag{10}$$

$p = \lg \frac{t_{effektiv}}{t_{theoretisch}}$  ist der Schwarzschildexponent, welcher Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Durch Hypersensibilisierung kann man die Emp-

findlichkeit des Films fast bis auf einen Exponenten von 1 steigern. Dabei wird der Film bei einem bestimmten Druck und bestimmter Temperatur mit Wasserstoffgas behandelt. Dieses Verfahren wird seit langer Zeit in der Astrofotografie eingesetzt, um bessere Aufnahmen von lichtschwachen Objekten zu erhalten. Der Schwarzschildexponent ist für jeden Film anders. Auch die Zeit, in der sich der Film in der Entwicklerflüssigkeit befindet, spielt eine entscheidende Rolle. Zwar gibt es zu den meisten Filmen Angaben für die Exponenten, jedoch sind dies immer nur ungefähre Angaben, die experimentell überprüft werden sollten. In der Praxis belaufen sich die Exponenten auf Werte zwischen 0,6 bis 0,8.

## 2.6 Photomultiplier

Photomultiplier sind spezielle Röhren, in denen einzelne Photonen messbare Ströme auslösen können. Ein Photon trifft auf eine Photokathodenschicht und löst dort ein Elektron aus. Dieses wird beschleunigt und trifft anschließend auf Dynoden, aus denen es weitere Sekundärelektronen löst. Der Strom schaukelt sich so immer weiter auf und wird an einer Anode registriert. Bei diesem Prozess können sich im Gegensatz zu SPADs<sup>3</sup> auch Unterschiede in der Signalstärke bei den Registrierungen unterschiedlich vieler Photonen gleichzeitig ergeben. Da jedoch auch sehr oft Elektronen aus der Photokathodenschicht gelöst werden, ohne dass zuvor ein Photon absorbiert wurde, zeigen Photomultiplier ein sehr starkes Dunkelrauschen. Bei unserem Photomultiplier gehen durch einzelne Photonen ausgelöste Elektronen meistens im Dunkelrauschen unter.

## 2.7 SPADs (APDs)

„Avalanche-Photodioden“ oder „Single Photon Avalanchedioden“ sind Photomultipliern im Prinzip sehr ähnlich, basieren in ihrer Funktionsweise jedoch auf dem Effekt der Durchbruch-Spannung bei Halbleitern. Dieser kann schon bei einzelnen Photonen eine eindeutig registrierbare Elektronenlawine auslösen. Allerdings muss nach jedem registrierten Ereignis die Elektronenverteilung im Halbleiter-Teil wieder regeneriert werden. In der dafür nötigen Zeit (einige Picosekunden) ist die SPAD quasi tot und kann keine weiteren Ereignisse mehr registrieren. Als weiterer Nachteil dieser Art des Photonen nachweises ist zu nennen, dass nicht mehrere Photonen gleichzeitig registriert werden können, da sich die von einem und mehreren Photonen ausgelösten Elektronenlawinen nicht voneinander unterscheiden.

Das Dunkelrauschen unserer APDs liegt im Bereich von etwa 100 gezählten Ereignissen pro Sekunde.

---

<sup>3</sup>Vgl. Kapitel 2.7, S. 9.

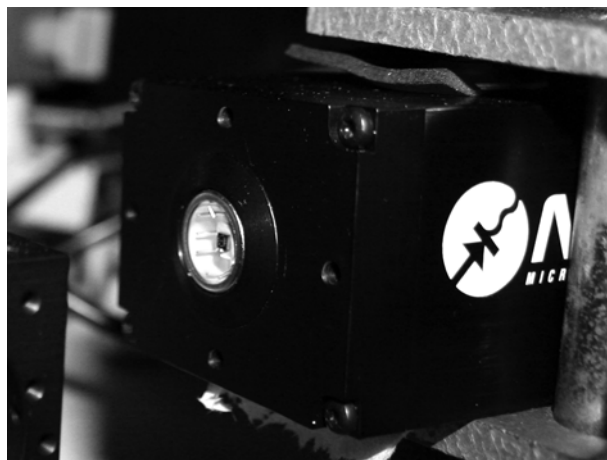


Abbildung 5: SPAD im Versuchsaufbau

### 3 Experimente mit einzelnen Photonen

Ein-Photonen-Experimente sind Interferenzversuche mit stark reduzierter Lichtintensität. Sie liefern in der Regel eindeutige Nachweise für den Dualismus zwischen Wellen- und Teilchencharakter des Lichts. Die Intensität des Lichts muss dazu nachweislich so weit reduziert werden, dass mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann, dass zwei oder mehr Photonen miteinander interferieren können. Dabei soll sich zeigen, dass einzelne Photonen auf entsprechenden Registriermedien oder -geräten (Filme, SPADs oder CCD-Kameras) als „Punkte“ sichtbar werden, sich aber auf dem Weg durch das Interferometer wie Wellen verhalten haben müssen.

#### 3.1 Interferenzerscheinungen bei schwachem Licht nach Taylor

Bereits im Januar 1909 veröffentlichte Geoffrey Ingram Taylor eine Arbeit, in der er „Interferenzerscheinungen bei schwachem Licht“ [3] untersuchte. Taylor experimentierte mit einer Gasflamme als Lichtquelle, welche ihr Licht auf die Spitze einer Nadel warf. Die Nadel diente somit als Doppelspalt. Hinter dem Spalt befand sich eine Photoplatte, auf der das so entstandene Interferenzbild festgehalten wurde. Um die Intensität der Gasflamme zu reduzieren, verwendete Taylor als Absorber Rauchglasplatten. Um herauszufinden, welchen Anteil des Lichtes die Rauchglasplatten absorbieren, machte er vor dem eigentlichen Interferenzversuch eine Messreihe, in der er die Schwärzung des Films bei unterschiedlichen Absorbern und unterschiedlich langen Belichtungszeiten miteinander verglich. Bei den folgenden Interferenzmessungen machte er fünf Aufnahmen, die erste mit direktem Licht. Die ideale Belichtungszeit, um eine schöne Abbildung auf dem Film zu erhalten, fand er durch

Probieren heraus. Die weiteren vier Aufnahmen machte er mit Rauchglasplatten und setzte die Belichtungszeiten mit der Messung ohne Absorber ins Verhältnis, so dass immer die gleiche Schwärzung zu erwarten wäre. Die längste Belichtungszeit lag bei 2000 Stunden, also ca. 3 Monate. Das Ergebnis seiner Messung war ein gut erkennbares Interferenzbild, das in der Schwärzung bei den längeren Belichtungszeiten nicht ganz der Erwartung entsprach. Heute lässt sich dies jedoch recht einfach durch den damals noch nicht bekannten Schwarzschildeffekt erklären.

Taylors frühe Interferenzversuche bei schwachem Licht werden heute als erste Nachweise von Ein-Photonen-Interferenz betrachtet <sup>4</sup>.

### 3.2 Kriterien für Ein-Photonen-Experimente

Für die Durchführung von Ein-Photonen-Experimenten sind eine ganze Reihe von Faktoren ausschlaggebend, die es zu berücksichtigen gilt:

- Die Art der Lichtquelle ist entscheidend für den Ausgang des Experiments, da die meisten in Frage kommenden Nachweismedien nur auf bestimmte Verteilungen von Photonen besonders gut reagieren. Von der Lichtquelle hängt es ab, wie gleichmäßig die zeitlichen Abstände einzelner Photonen sind. Photonen werden nicht immer gleichmäßig, sondern in „Paketen“ erzeugt. Thermisches Licht weist im Gegensatz zu Laserlicht einen besonders starken Bunchingeffekt<sup>5</sup> auf. Beim Laserlicht ist dieser Effekt zwar auch vorhanden, jedoch um ein Vielfaches schwächer. Für eine Ein-Photonen-Messung sollte die Lichtquelle daher im Idealfall Photonen in immer gleichen Zeitabständen abgeben.
- Die Art der Abschwächung bestimmt, wie viele Photonen pro Zeit noch beim Gitter-/Interferometeraufbau ankommen. Bei unserem Aufbau sind das vier Graufilter, die auftreffendes Licht um den Faktor  $10^{12}$  reduzieren, also nur jedes billionste Photon durchlassen.
- Um Photonen auszuzählen, ist ein besonders lichtempfindliches Medium nötig, welches sichtbar machen kann, dass es von einzelnen Pho-

---

<sup>4</sup>„Beim Schall schwingen die zahlreichen Luftteilchen relativ zueinander und bilden so eine Welle. Werden Lichtwellen auf ähnliche Weise von dicht fliegenden, schwingenden Photonen erzeugt? G. Taylor widerlegte dies bereits 1909 durch Interferenz bei extrem schwachem Licht. Dabei war jeweils höchstens ein Photon im Apparat.“

Vgl. Dorn-Bader[1], S. 248.

„Um diese Frage zu beantworten, hat der englische Physiker G. Taylor im Jahr 1909 Interferenzversuche mit sehr geringer Intensität durchgeführt. Er fotografierte das Beugungsmuster einer Stecknadel, die von einer extrem schwachen Lichtquelle angestrahlt wurde. Die Intensität war so gering, dass er sich sicher sein konnte, dass die Photonen einzeln in großem zeitlichen Abstand auf dem Film absorbiert werden, d.h. keine Wechselwirkung zwischen den Photonen stattfinden konnte.“

Vgl. Metzler Physik[2], S. 384.

<sup>5</sup>Vgl. Kapitel 2.3, S. 6.

tonen getroffen wurde. Die Ausbeute, also die Wahrscheinlichkeit, mit der ein einzelnes Photon ein Signal auslöst, muss bekannt oder zumindest messbar sein.

- Die Auflösung des Mediums ist ein zusätzlicher Faktor, der bei vielen Medien in einen Konflikt mit der Lichtempfindlichkeit gerät. Bei Schwarzweißfilmen etwa bestimmt die Größe einzelner Körner, ob der Film sehr lichtempfindlich oder sehr genau ist. Da Photonen Elementarteilchen sind, ist das Auflösungsvermögen vieler Medien nicht fein genug, um überhaupt einzelne Photonen registrieren zu können.

### 3.3 Experiment zur Abschwächung eines Laserstrahls

Unsere Experimente zum Abschwächen eines Laserstrahls führten wir auf einem Teil einer fünf Zentimeter dicken und ca. 30 Kilogramm schweren Platte aus Massivholz durch. Dieser Teil kann von einer Kiste aus mitteldichter Faserplatte abgedeckt werden, welche zur Absorption von „Streuphotonen“ schwarz gestrichen ist. Um zu verhindern, dass Licht zwischen Platte und Kiste hindurch in den Experimentierbereich gelangen kann, sind auf der Grundplatte Leisten mit Moosgummiüberzug befestigt. Alle weiteren „unsicheren“ Stellen, wie etwa Bohrungen für Kabel, sind mit schwarzem Silikon und Klebeband abgedichtet. Im Inneren der Kiste befinden sich bei diesem Aufbau der Laser, eine Bank zum Installieren der Absorber, verschiedene Streulichtfilter sowie die Kamera (ohne Objektiv), die mit einem Fernauslöser von außen betätigt werden kann.



Abbildung 6: „Photonendichte“ Kiste

Die erste Versuchsreihe diente zur Bestimmung des Schwarzschildexponenten. Als Taylor seine Untersuchungen durchführte, kannte er den Schwarzschildeffekt noch nicht. Deswegen wunderte er sich bei längeren Belichtungs-



Abbildung 7: Kamera ohne Objektiv

zeiten auch darüber, dass seine erhaltenen Schwärzungen geringer als die erwarteten waren. Wir haben 8 Fotos mit 1 bis 8 Minuten Belichtungszeit bei einem Intensitätsbruchteil von  $10^{-9}$  aufgenommen und miteinander verglichen. Auf den Fotos ist in der Mitte ein kleiner Punkt zu erkennen, der mit zunehmender Belichtungszeit an Intensität gewinnt. Alles andere auf dem Film ist Streulicht, das ungünstig zwischen den Graufiltern reflektiert wurde und für die Auswertung keine weitere Rolle spielt. Um diesen Effekt bei zukünftigen Messungen zu vermeiden, wurden Streulichtfilter und Zwischenwände eingebaut. Zur Auswertung dieser Messreihe benötigten wir eine Lichtquelle (wir verwenden unseren Laser), eine Photozelle, eine Vergrößerungslinse und ein Voltmeter. Mit dem Laserstrahl haben wir den Punkt auf dem Film beleuchtet. An der Wand sahen wir dann einen roten Lichtkreis, in dessen Mitte die Intensität geringer als an den Rändern war. Genau in der Mitte von diesem inneren Kreis wurde die Photozelle platziert und die Spannung gemessen. Diesen Vorgang haben wir für die anderen sieben belichteten Filmstücke wiederholt. Zum Schluss haben wir noch zwei Referenzwerte für die maximale und minimale Schwärzung gewonnen. Die minimale Schwärzung erhielten wir, als wir den Laser ausgeschaltet haben und kein Licht auf die Photozelle fiel. Die maximale Schwärzung erhielten wir durch Belichten einer klaren Stelle auf dem Film. Einfach nur die Intensität des Lasers zu messen hätte fatale Folgen, denn bereits die durchsichtige Trägerschicht absorbiert einen nicht unwesentlichen Anteil, was deutlich auf der Anzeige des Voltmeters zu erkennen war.

Schwierigkeiten bei diesem Auswertungsverfahren bereiteten uns unsere ersten Versuche mit einem Diaprojektor. Die damit gewonnenen Werte waren vollständig unbrauchbar, da der Projektor außer dem Film noch den halben Raum beleuchtete, was durch einfallendes Streulicht natürlich zu falschen Messwerten führte. Ebenfalls war es nicht einfach, den Punkt auf dem Film

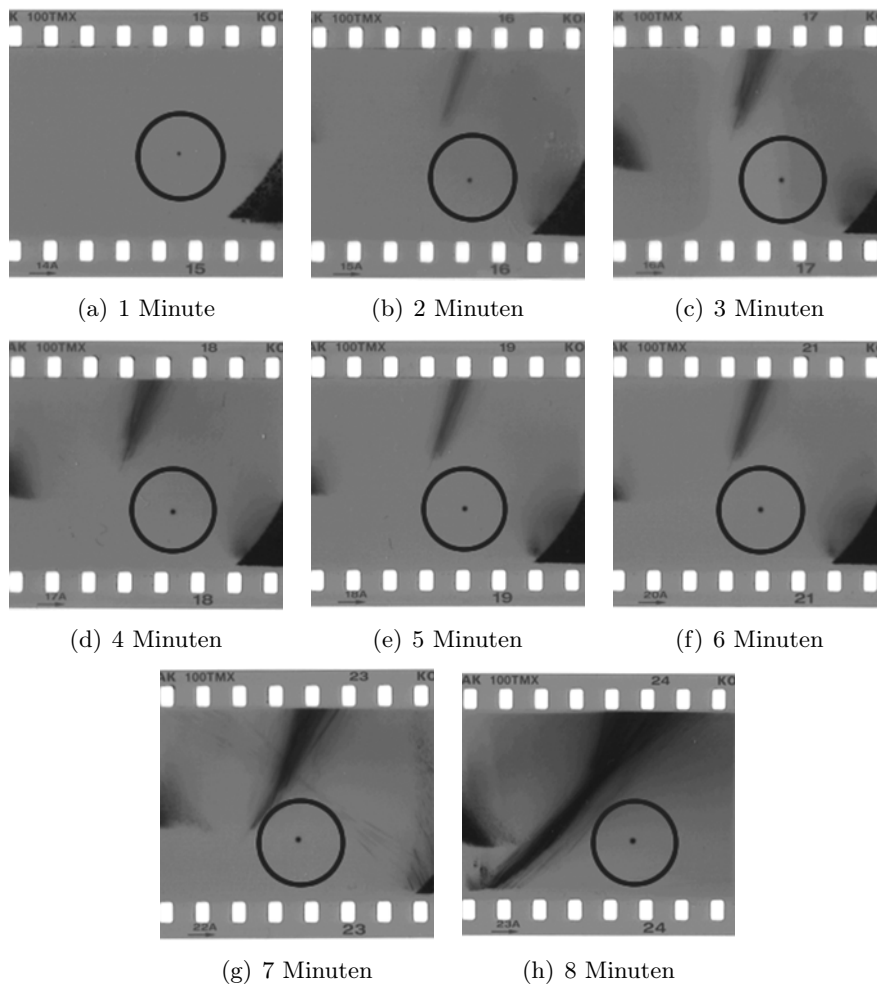


Abbildung 8: Messreihe zur Abschwächung der Laserintensität

genau in der Mitte des Laserstrahls zu platzieren, da hier bereits Ungenauigkeiten im Bereich von Millimeterbruchteilen zu falschen Ergebnissen führen.

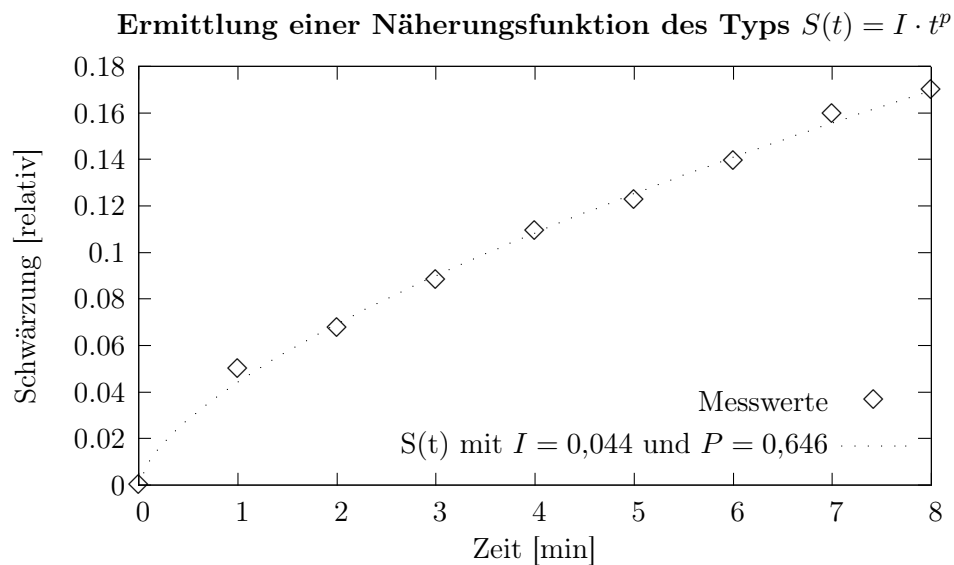
### 3.3.1 Auswertung der Messdaten und Bestimmung des Schwarzschildexponenten

Die gewonnenen Daten lassen sich grafisch auswerten. Wir tragen die Schwärzung gegen die Zeit auf, wobei die Schwärzung (gemessen in Einheiten der Spannung) der Zehner-Logarithmus vom Verhältnis aus Maximalintensität (306mV) und der jeweilig betrachteten Intensität ist.

$$S = \lg \frac{\text{Intensität}}{\text{Intensität}_{max}} \quad (11)$$

Zeit [min]	Intensität [mV]	relative Schwärzung
0	306	0
1	273	0,0496
2	262	0,0674
3	250	0,0878
4	238	0,1091
5	231	0,1221
6	222	0,1394
7	212	0,1594
8	207	0,1698
$\infty$	0	

Tabelle 2: Messwerte der Photozelle



Mit einer entsprechenden Software<sup>6</sup> wurden hier eine Kurve des Typs  $S(t) = I \cdot t^p$  durch die Messpunkte gelegt und Näherungswerte für  $I$  und  $p$  ermittelt. Deutlich lässt sich hier der Verlauf der Kurve erkennen, und der Schwarzschildexponent ist sofort entnehmbar:  $p = 0,65$ . Dadurch lässt sich nun eine Funktion für die Schwärzung angeben:

$$S(t) = 0,0443 \cdot t^{0,65} \quad (12)$$

<sup>6</sup>Gnuplot - <http://www.gnuplot.info/>

$t$  muss hier in Minuten eingegeben werden. Um  $t$  in Sekunden angeben zu können, verwenden wir daher folgende Abwandlung:

$$S(t) = 0,0443 \cdot \left(\frac{t}{60}\right)^{0,65} \quad (13)$$

### 3.4 Die Durchführung des Ein-Photonen-Experiments

Um möglichst wenig Photonen zum Film zu lassen, haben wir die Intensität des Laserstrahls auf  $I = 10^{-12}$  gesenkt. Aus der Photonenrechnung in Kapitel 2.2 wissen wir, dass dann im Mittel nur noch 2828 Photonen pro Sekunde beim Film ankommen. Bevor wir dies jedoch tun konnten, mussten wir, um die Intensität und Belichtungszeit berechnen zu können, eine Vergleichsaufnahme mit höheren Intensitäten machen.

Dafür verwenden wir die Intensitäten  $I_1 = 1$ ,  $I_2 = 10^{-1}$ ,  $I_3 = 10^{-2}$ ,  $I_4 = 10^{-3}$  und  $I_5 = 10^{-6}$ . Es wurde jeweils eine sechzigstel Sekunde belichtet. Wir

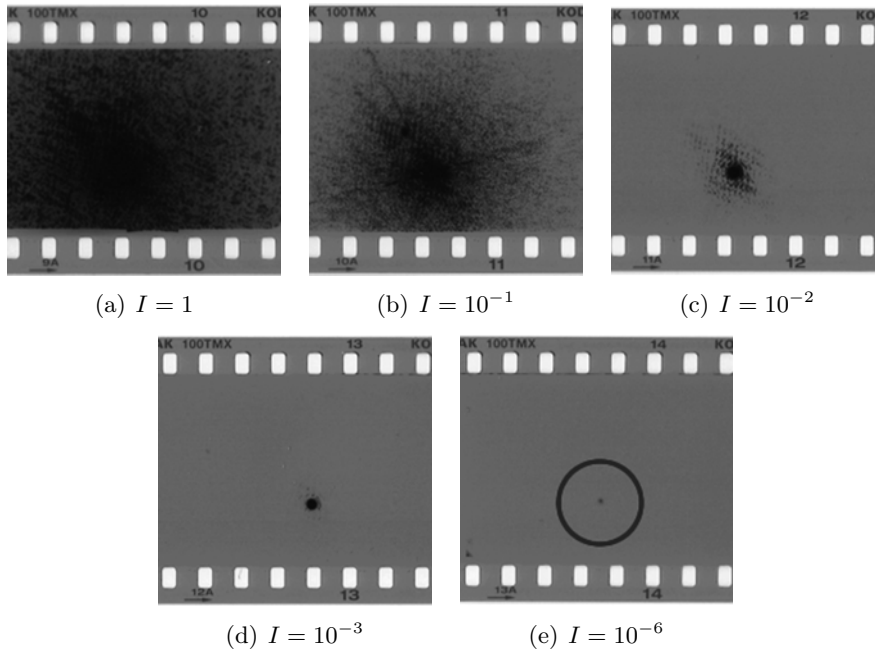


Abbildung 9: Messreihe zur Bestimmung von Referenzschwärzungen

betrachten nun die Aufnahme 9(e) mit der Intensität  $I_5 = 10^{-6}$ . Der Punkt ist mit bloßem Auge noch gut zu erkennen. Er ist sehr schwach, besteht jedoch noch aus über 100 geschwärzten Körnern. Um die notwendige Belichtungszeit für die Aufnahme mit der Intensität  $I_6 = 10^{-12}$  zu bestimmen, muss zunächst nur die Belichtungszeit des Fotos auf Abbildung 9(e) mit der zusätzlichen Filterstärke multipliziert werden. Dadurch erhöht sich die ur-

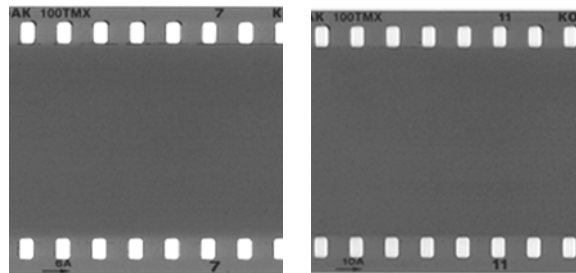
sprüngliche Belichtungszeit von  $t_1 = \frac{1}{60} \text{ s}$  bei der *zusätzlichen* Abschwächung von  $10^{-6}$  um den Faktor  $10^6$ .

$$t_2 = \frac{1}{60} \text{ s} \cdot 10^6 = 16666,\bar{6} \text{ s} = 4 \text{ h } 37 \text{ min } 46 \text{ s} \quad (14)$$

Hier wurde allerdings der Schwarzschildexponent nicht berücksichtigt. Wenn er gemäß Formel (10)<sup>7</sup> mit einbezogen wird, so ergibt sich eine deutlich längere Belichtungszeit:

$$\begin{aligned} p &= \lg \frac{t_{effektiv}}{t_{theoretisch}} & (15) \\ \hookrightarrow t_{effektiv} &= 10^p \cdot t_{theoretisch} \\ &= 10^{0,65} \cdot 16666,\bar{6} \text{ s} \\ &\approx 74445,85 \text{ s} = 20 \text{ h } 40 \text{ min } 45 \text{ s} \end{aligned}$$

Wir haben 4,5, 9, 18 und 48 Stunden belichtet, mit einem höchst erstaunlichen Ergebnis. Auf sämtlichen Bildern, die wir mit der Intensität  $I = 10^{-12}$  gemacht haben, war mit dem bloßem Auge keine Schwärzung festzustellen. Auch unter einem Lichtmikroskop, mit dem wir auf den anderen Aufnahmen Tausende einzelner Körner sehen konnten, war hier absolut nichts zu entdecken. Was hat das zu bedeuten?



(a) 18 Stunden

(b) 24 Stunden

Abbildung 10: Langzeitmessungen

### 3.5 Aufschlussreiche Erkenntnisse

Bereits 1985 veröffentlichte u.a. Professor Doktor Ludger Wöste von der Universität Berlin eine Arbeit über die „Latentkeimbildung“ bei Schwarzweißfilmen. Latentkeime sind kleine Anhäufungen von mindestens vier Silberatomen, die nah beieinander liegen. Beim späteren Entwicklungsvorgang werden nur die Körner vom Entwickler geschwärzt, die mindestens einen Latentkeim enthalten. Um Genaueres über diesen Vorgang zu erfahren, stellten wir Professor Wöste einige Fragen per E-Mail, auf die er bereits am nächsten Morgen antwortete:

<sup>7</sup>Vgl. Kapitel 2.5.2, S. 8.

„Zu Ihren wunderschönen ‚Einphotonenexperimenten‘ möchte ich Ihnen gratulieren. Ich teile jedoch Ihre Zweifel, ob eine fotografische Platte der ideale Detektor hierfür ist. Unsere früheren Arbeiten haben ergeben, dass ein Latentbildkeim, d.h. ein belichteter AgBr-Mikrokristall auf seiner Oberfläche einen Silbercluster, bestehend aus mindestens vier Silberatomen, aufweisen muss. Diese vier Silberatome werden durch Elektron-Lochpaarbildung an den Fehlstellen des AgBr-Mikrokristalls zeitlich nacheinander erzeugt und formen dann den Silbercluster. Es müssen also mindestens vier Photonen am Ort des AgBr-Mikrokristalls eingestrahlt werden, um einen Latentbildkeim zu bilden. Ob sich dieser Prozess auch über eine Dauer von 4 Stunden hinweg ausdehnen lässt, kann ich Ihnen nicht beantworten...“<sup>8</sup>

### 3.6 Schwarzweißfilm als Nachweis?

Nach den überraschenden Ergebnissen unseres Experiments und den neuen Erkenntnissen über die Latentkeimbildung stellt sich zu Recht die Frage, ob man mit einem Schwarzweißfilm überhaupt Ein-Photonen-Ereignisse nachweisen kann. Taylor selbst hat die Energie in seinem Experiment nicht als Anzahl von Lichtquanten angegeben, sondern in Energie pro Fläche und Zeit. Die Energie „auf einem Quadratcentimeter der photographischen Platte ist  $5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ “. Das erg ist eine alte Einheit des cgs-Systems und entspricht  $10^{-7} \text{ J}$ .

Nehmen wir nun eine mittlere Wellenlänge von 550 Nanometern für das Licht von Tayors Gaslampe an, lässt sich die Anzahl der Photonen berechnen, die pro Sekunde auf einen Quadratcentimeter fielen:

$$E = n \cdot h \cdot f$$

$$n = \frac{E}{h \cdot \frac{c}{\lambda}} = \frac{5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-7} \text{ J}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot \frac{2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{550 \cdot 10^{-9} \text{ m}}} \approx 1383526$$

Nun können wir abschätzen, wie viele Photonen im Mittel pro Sekunde auf ein Korn fallen. Dafür nehmen wir an, dass Taylors Fotoplatte maximal eine Auflösung von 100 Körnern pro Millimeter hatte. Einen Quadratcentimeter füllen demnach  $(10 * 100)^2 = 10^6$  Körner. Pro Sekunde muss jedes Korn also im Mittel von  $\frac{1383526}{10^6} \approx 1,38$  Photonen getroffen worden sein. Was bedeutet das für uns?

Wenn ein Photon in einem Korn eine Keimzelle bilden könnte, dann wäre selbst bei einer äußerst geringen Photonenausbeute nach spätestens 5 Minuten der gesamte Film belichtet. Dem war aber nicht so, denn Taylor belichtete bis zu drei Monate, um einige geschwärzte Körner zu erhalten. In

---

<sup>8</sup>Persönliche Mitteilung Prof. Dr. Wöste (Freie Universität Berlin, Fachbereich Physik) vom 04.01.2006.

dieser Zeit müssen im Mittel  $3 \cdot 30 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 1,38 = 10730880 \approx 10^7$  Photonen auf jedes Korn gefallen sein.

Aus der Arbeit von Professor Wöste wissen wir, dass eine Keimzelle aus mindestens vier nahe beieinander liegenden Silberatomen besteht und dass jedes Silberatom von jeweils einem Photon aus dem Kristall gelöst wird. In Taylors Versuch wurden trotz 10 Millionen Photonen viele Körner nicht belichtet und bei unseren Versuchen war nicht ein einziges Korn geschwärzt. Die einzige Lösung für dieses Problem liegt in der Folgerung, dass ein Schwarzweißfilm nur eine gewisse Menge dicht aufeinander folgender Photonen nachweisen kann. Unter dieser Voraussetzung müssen sich demnach einzelne, einmal ionisierte Silberatome nach einer gewissen, sehr kurzen Zeit wieder im Kristall rekombinieren.

### 3.6.1 Was hat Taylor nachgewiesen?

Taylor verwendete eine Gaslampe. Damals wusste er noch nicht, dass bei thermischen Lichtquellen ein sehr starker „Bunching-Effekt“<sup>9</sup> auftritt. Bei Laserlicht hingegen werden die Photonen zwar auch in sehr kurzen Zeitabständen in kleinen Paketen emittiert, sind jedoch nicht so unvorhersehbar „gebuncht“ wie bei Gaslampen, wie Taylor sie benutzt hat. Taylor könnte aufgrund der Beschaffenheit einer Fotoplatte gar keine Ein-Photonen-Ereignisse nachgewiesen haben, wie es in diverser Fachliteratur und vor allem in den meisten Schulbüchern steht. Viel wahrscheinlicher ist es, dass die einzelnen Punkte, die auf seinen Fotoplaten zu sehen waren, ein Nachweis für die Auswirkungen des Bunching-Effekts sind.

## 4 Erweiterung der Messmethoden

Um ein Ein-Photonen-Experiment durchführen zu können, bedarf es also modernerer Detektoren als einen Schwarzweißfilm. Für weitere Messungen haben wir somit unsere Schwarzweißbild-Kamera zunächst gegen einen Photomultiplier ausgetauscht. Später haben wir den Aufbau um sogenannte „Avalanche-Photo-Dioden“<sup>10</sup> erweitert.

### 4.1 Messungen mit einem Photomultiplier

Der Photomultiplier ist mit einem Oszilloskop und einer Hochspannungsquelle verbunden. Des Weiteren ist der gesamte Aufbau an einen Computer angeschlossen, um registrierte Ereignisse in einer Langzeitmessung aufzeichnen zu können.

Leider stört bei Photomultipliern (insbesondere bei den älteren Modellen,

---

<sup>9</sup>Vgl. Kapitel 2.3, S. 6.

<sup>10</sup>Vgl. Kapitel 2.7, S. 9.

die uns zur Verfügung stehen) das nicht unerhebliche „Dunkelrauschen“<sup>11</sup>. Bereits bei einer Abschwächung des Laserstrahls auf  $10^{-6}$  seiner Intensität ist es nicht mehr möglich, auf dem Bildschirm des Oszilloskops einen Unterschied zwischen den Ausschlägen bei aus- und eingeschaltetem Laser zu erkennen. Somit müssen bei höheren Abschwächungen statistische Methoden angewendet werden.

Wir haben bei  $10^{-9}$  der gewöhnlichen Laserintensität eine Langzeitmessung über mehr als 20 Stunden durchgeführt. Der Computer speichert den Zeitpunkt jedes Ereignisses, das der Photomultiplier registriert. Bei der Auswertung wird die Aufzeichnung in jeweils 20-sekündige Stücke unterteilt und gezählt, wie oft wie viele Ereignisse registriert werden. In der grafischen Darstellung wird die absolute Häufigkeit, mit der eine bestimmte Ereigniszahl pro Intervall eintritt, gegen diese Ereigniszahl aufgetragen.

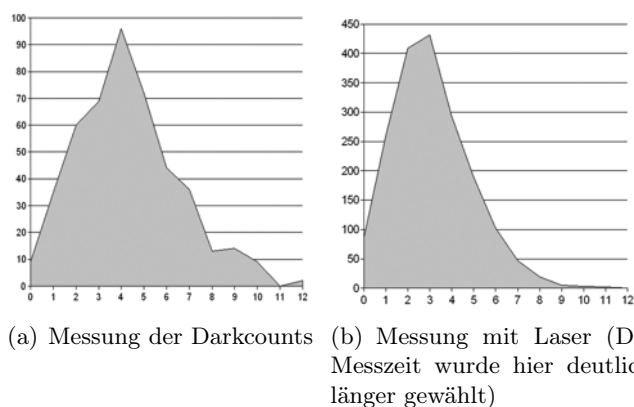


Abbildung 11: Messergebnisse des Photomultipliers

Die Kurvenverläufe nähern sich für lange Messzeiten Poissonverteilungen. Bei mehrfacher Durchführung lässt sich der Graph ohne Laserlicht immer deutlich von dem mit Laserlicht unterscheiden. Leider stößt diese statistische Art der Auswertung mit unserem Photomultiplier bei  $10^{-10}$  der Laserintensität an ihre Grenzen, da bei dieser geringen Lichtintensität viel mehr Ereignisse vom Dunkelrauschen als von ankommenden Photonen ausgelöst werden.

## 4.2 Messungen mit SPADs

Mit den von der Firma PicoQuant<sup>12</sup> gesponsorten SPADs<sup>13</sup> war es uns möglich, unsere Ergebnisse zu festigen und darüber hinaus neue Überlegungen anzustellen.

<sup>11</sup>Messbild eines Nachweisgerätes ohne bewusst platzierte Signalquellen.

<sup>12</sup><http://picoquant.com/>

<sup>13</sup>Vgl. Kapitel 2.7, S. 9.

### 4.2.1 Hard- und Software

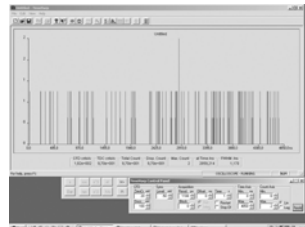
Die Anbindung einer SPAD an den Computer gelingt mit einer speziellen Messkarte, welche über einen Signal- und einen Synchronisationseingang verfügt. Beim Signaleingang gehen die vorverstärkten Signale der SPAD ein. Am Synchronisationseingang liegt eine Wechselspannung an, von der die Software mit einer Frequenz von  $100\text{ kHz}$  zurückgesetzt wird. Die Software macht dann sichtbar, wie oft es in diesen vielen Zeitintervallen vorgekommen ist, dass eine gewisse Zeit nach dem Start (z.B.  $300\text{ ps}$ ) ein Signal registriert wurde. Eine Spitze mit dem Wert 3 bedeutet also nicht, dass 3 Photonen gleichzeitig gemessen wurden, sondern, dass 3 Mal im gleichen Zeitraum nach Start eines Intervalls ein Signal registriert wurde. Wie in Kapitel 2.7 beschrieben, kann eine SPAD technisch nicht mehrere Photonen gleichzeitig registrieren.



(a) Eingänge der Messkarte



(b) Frequenzgenerator



(c) Screenshot der Software

Abbildung 12: Hard- und Software

### 4.2.2 Endgültige Sicherung unserer These

Mit einem Picosekunden-Laser konnten wir direkt und signifikant zeigen, dass einzelne Photonen auch noch alle Graufilter durchdringen können und anschließend nachweisbar sind. Damit kann ausgeschlossen werden, dass bei den wiederholten Messungen mit Filmen der Aufbau in der Kiste verrutscht ist oder alle Filter hintereinander absolut lichtundurchlässig wirken. Damit ist an dieser Stelle bereits widerlegt, dass Taylor das „erste Ein-Photonen-Experiment“ durchgeführt hat, da wir zeigen konnten, dass einzelne Photonen den Aufbau durchdringen, von denen der Film jedoch nicht belichtet werden kann. Zusätzlich haben wir jedoch auch in einer Langzeitmessung

einen signifikanten Unterschied zwischen einer Nullratenmessung und einer Messung mit unserem normalen HeNe-Gaslaser zeigen können, den wir auch für unsere Messreihen mit Fotofilm benutzt haben.

## 5 Nachweis von Bunching

Inzwischen sind wir sicher, dass Taylors Ergebnisse auf die speziellen Eigenschaften von thermischem Licht zurückzuführen sind. Taylor hat geschwärzte Körner erhalten, weil seine Photonen gebuncht waren. Ein Korn kann sich beim Entwickeln des Films nur schwarz färben, wenn eine der Keimzellen darin während der Belichtung von mehreren Photonen innerhalb einer sehr kurzen Zeit getroffen wurde. Der nächste Schritt war, das Bunching beim thermischen Licht nachzuweisen. Deshalb haben wir uns überlegt, woran sich Bunching erkennen lässt und wie wir unsere Geräte nutzen können, um es nachzuweisen.

### 5.1 Die thermische Lichtquelle

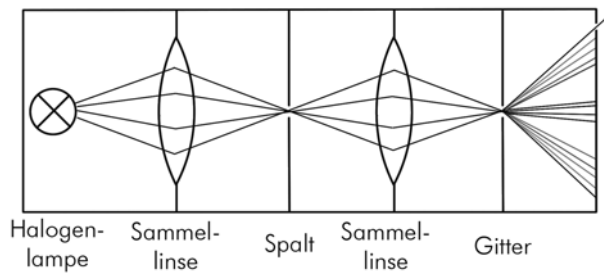
Um Vergleichsmessungen mit thermischem Licht durchführen zu können, mussten wir eine Lichtquelle konstruieren, die einem Laser ähnlich ist, aber auf thermischem Licht basiert. Dazu wird das Licht einer kleinen Halogenbirne zunächst mit einer Sammellinse auf einen Spalt projiziert. Das Licht hinter dem Spalt wird erneut gebündelt und auf ein Gitter geworfen, wo es in sein Spektrum aufgeteilt wird. Aus diesem Spektrum wird hinter einer weiteren Blende nur noch der rote Teil durchgelassen, sodass unseren „Thermo-Laser“ ein relativ gebündelter, roter Lichtstrahl verlässt. Die Aufteilung des Spektrums mit einem Gitter hat außerdem den Vorteil, dass die Wärmestrahlung, auf die APDs besonders empfindlich reagieren, den Aufbau nicht verlassen kann.

### 5.2 Wie lässt sich Bunching nachweisen?

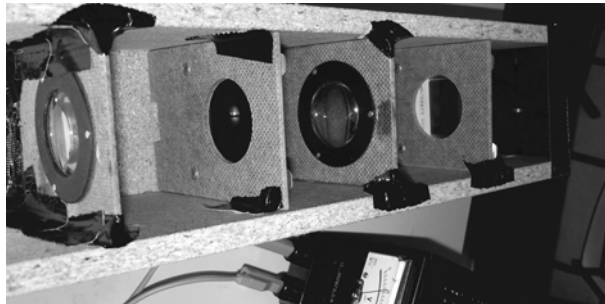
Der direkte Nachweis von Bunching ist äußerst schwierig, weil die meisten in Frage kommenden Messgeräte zeitlich nicht hoch genug auflösen können, um mehrere Photonen innerhalb eines Paketes zu registrieren. Deshalb haben wir uns zwei verschiedene Verfahren mit SPADs überlegt, welche die Totzeit umgehen oder sogar ausnutzen, um Bunching nachzuweisen.

#### 5.2.1 Nachweis mit zwei SPADs

Eine SPAD reicht nicht aus, um Bunching nachzuweisen, da die Totzeit der SPAD zu lang ist, um zwei oder mehr Photonen innerhalb eines Bunching-Paketes zu registrieren. Da uns jedoch zwei SPADs zur Verfügung standen,



(a) Schemazeichnung



(b) Blick ins Innere der thermischen Lichtquelle

Abbildung 13: Die thermische Lichtquelle

konnten wir einen speziellen Aufbau realisieren, bei dem wir mit einem Mess-trick maximal zwei Photonen eines Paketes aufzeichnen konnten. Der Licht-strahl wurde dazu mit einem Strahlteiler aufgeteilt, sodass auf beide SPADs anschließend noch jeweils die Hälfte des Lichtstrahls fiel. Die SPADs wurden so an die Messkarte angeschlossen, dass eine die Start- und die andere die Stoppsignale lieferte. Für eine Langzeitmessung mit niedriger Intensität hat sich dabei in den Messkurven in etwa ein Abbild der Photonenstatistik, also der Wahrscheinlichkeit für die Registrierung eines zweiten Photons in einem Zeitraum  $\tau$  nach Registrierung eines ersten Photons ergeben.<sup>14</sup> Bei den wei-teren Maxima in der Messkurve der thermischen Lichtquelle könnte es sich um Photonen der nächsten Bunching-Pakete handeln.

<sup>14</sup>Vgl. Abbildung 14, S. 24. Quelle: [http://www.pci.uni-heidelberg.de/pci/fpraktikum/ss01/ss01\\_23.pdf](http://www.pci.uni-heidelberg.de/pci/fpraktikum/ss01/ss01_23.pdf)

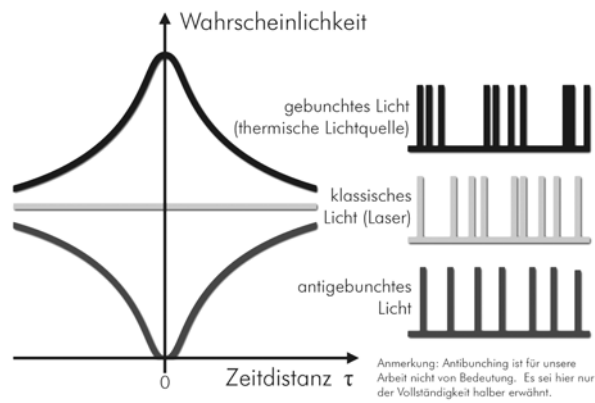
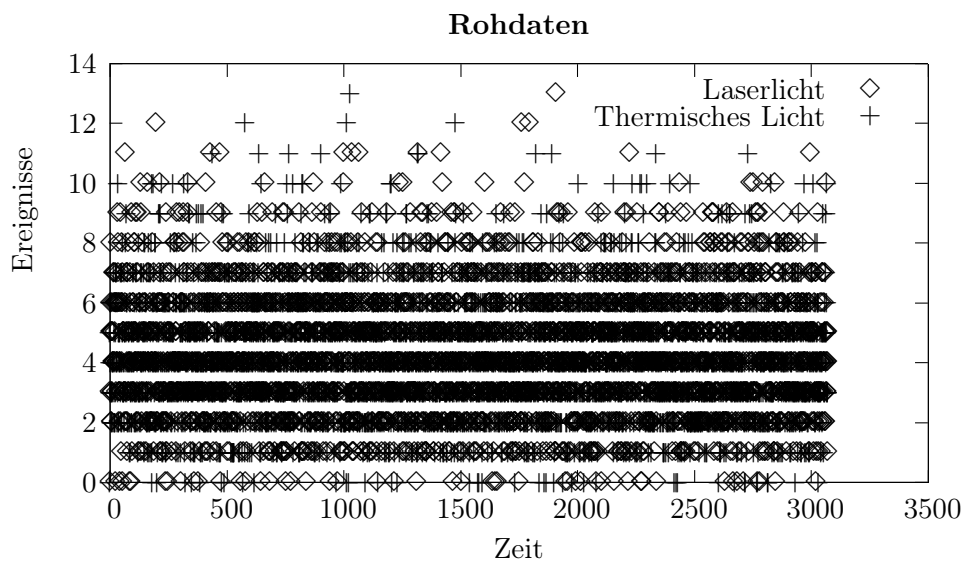
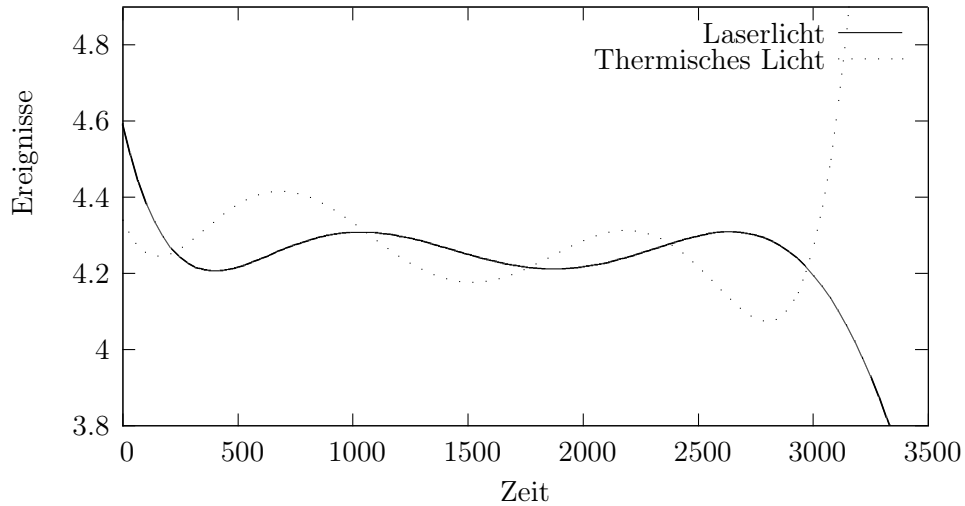


Abbildung 14: Wahrscheinlichkeit für die Registrierung eines zweiten Photons nach einem ersten Photon



### Näherung mit Polynom 7. Grades



#### 5.2.2 Nachweis mit SPAD und Fotofilm

Für diesen Vergleich wurden die von der SPAD registrierten Intensitäten von thermischer Lichtquelle und Laser durch Absorber auf ein gleiches Niveau gebracht. Anschließend wurde mit beiden Lichtquellen mit identischer Belichtungszeit (jeweils 24 Stunden) ein Film belichtet und entwickelt. Da die SPAD keine nah beieinander liegenden Photonen zeitlich auflösen kann und sich der Film eben gerade von solchen gebunchten Photonen besonders effektiv belichten lässt, war der entwickelte Film von der thermischen Lichtquelle schwärzer.

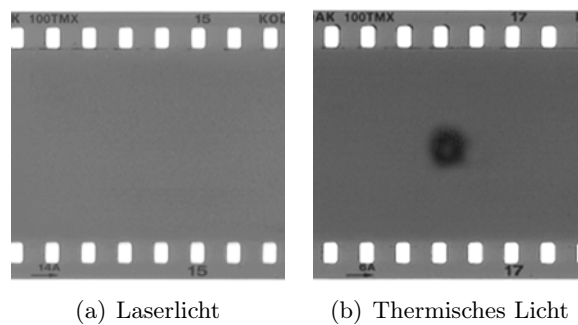


Abbildung 15: Vergleichsmessung zwischen Laser- und thermischem Licht

Dieser Versuch führte uns „zurück zu den Wurzeln“, weil wir die speziellen Eigenschaften von APD und Film kombinierten, um den Bunchingeffekt nachzuweisen. Die APD allein kann Bunching nicht sichtbar machen, der Film hingegen funktioniert nur mit gebunchtem Licht. Im Zusammenspiel

beider Nachweismedien liegt somit der Schlüssel zu einer sehr einfachen und gleichermaßen effektiven Nachweismethode.

## 6 Zusammenfassung

### 6.1 Ergebnisse unserer Forschungsarbeit

#### 6.1.1 Reproduktion des Taylor-Experiments

Wir haben den Taylor-Versuch mit zeitgemäßen Mitteln aufgebaut und sein Verfahren verbessert. Wir konnten jedoch seine Ergebnisse trotz Berücksichtigung des Schwarzschildeffekts, den Taylor noch nicht kannte, nicht bestätigen. Ein Hinweis über die Struktur von Filmen führte uns zur Frage nach der Glaubwürdigkeit der Interpretation von Taylors Versuch als „das erste Ein-Photonen-Experiment“.

***Vermutung:** Taylor kann kein Ein-Photonen-Experiment durchgeführt haben.*

#### 6.1.2 Absicherung mit Photomultipliern

Mit Photomultipliern als Nachweismedium konnten wir direkt bis zu einer Lichtintensität, welche dem milliardsten Teil der vollen Intensität unseres Lasers entspricht, Photonen nachweisen. Bei niedrigeren Intensitäten gingen die Signale im Dunkelrauschen unter.

***Ergebnis:** Die Abschwächungsangaben auf den Absorbern stimmen weitestgehend mit den gemessenen relativen Abschwächungen überein. Prinzipiell sollten es einzelne Photonen auch durch alle Filter hintereinander hindurchschaffen können.*

#### 6.1.3 Bestätigung der Vermutung mit SPADs

Mit SPADs und einem Pico-Laser konnten wir direkt bei voller Abschwächung einen eindeutigen, signifikanten Unterschied zwischen Nullraten und eingeschaltetem Laser sichtbar machen. Eine Filmschicht wird jedoch bei ansonsten identischem Aufbau nicht belichtet. Das Argument, jemand könne bei den Langzeitmessungen mit Photofilm gegen die Kiste gestoßen sein oder die Filter seien grundsätzlich lichtundurchlässig, war somit entkräftet.

***Ergebnis:** Taylor hat nach unseren Ergebnissen zu urteilen kein Ein-Photonen-Experiment durchgeführt. Es müssen immer mehrere Photonen zusammenhängend unterwegs gewesen sein, die sich auch gegenseitig hätten beeinflussen können. Klassische Erklärungen für Taylors Experiment lassen sich also nicht ausschließen, somit ist der Versuch kein Nachweis für den quantenmechanischen Charakter des Lichts.*

### 6.1.4 Nachweis von Bunching

Den Bunchingeffekt, welchen wir als Grund für Taylors Ergebnisse sehen, konnten wir auf zwei unterschiedliche Arten nachweisen.

***Ergebnis:** Photonen des thermischen Lichts sind nachweislich gebuncht und können so einzelne Körner eines Films bei gleicher Intensität mit einer höheren Wahrscheinlichkeit belichten als Laserlicht.*

## 6.2 Danksagungen

Wir möchten uns ausdrücklich bei einigen Personen, Firmen und Institutionen bedanken, ohne die diese Arbeit niemals realisierbar gewesen wäre:

- **Klaus Peter Haupt**, Leiter des PhysikClubs Kassel, für sein unermüdliches Engagement, die Betreuung der Arbeit und die Opferung eines Großteils seiner Freizeit für unser Projekt,
- **Mike Vogt** für die Mitarbeit und die Unterstützung des Projekts, besonders in (allen) technischen Belangen,
- **Armin Saß** für hilfreichen Rat und eine Animation, die uns äußerst wertvolle Minuten gerettet hat,
- **Heiko Engelke** und **Matthias Bolte** für die Einweisung in  $\text{\LaTeX}$  und Gnuplot,
- der Firma **PicoQuant**<sup>15</sup> aus Berlin für die gesponsorten hochwertigen technischen Geräte (zwei SPADs mit Messkarte und Picosekunden-Laser inklusive Netzteil),
- der Firma **Linios**<sup>16</sup> aus Göttingen für das gesponserte Mach-Zehnder-Interferometer und den Preisnachlass auf weitere Komponenten,
- der Firma **upp**<sup>17</sup> aus Kassel für den stark vergünstigten Druck unserer Poster für den Landes- und Bundeswettbewerb,
- und zu guter Letzt allen weiteren Helfern aus dem PhysikClub Kassel.

---

<sup>15</sup><http://picoquant.com/>

<sup>16</sup><http://www.linios.de/>

<sup>17</sup><http://upp-kassel.de/>



(a)

LINOS

(b)



(c)



(d)

## Literatur

- [1] DORN, Friedrich ; BADER, Franz: *Dorn-Bader Physik, Gymnasium Sek. II, Klasse 12/13*. Hannover : Schroedel, 1998. – ISBN 3507107228
- [2] GREHN, Joachim: *Metzler Physik*. Zweite Aufl. Hannover : Schroedel, 1992. – ISBN 3507052091
- [3] TAYLOR, Geoffrey I.: Interference fringes with feeble light. In: *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 15 (1909), S. 114–115. – Online unter [http://leifi.physik.uni-muenchen.de/web\\_ph12/originalarbeiten/taylor/taylor\\_e.htm](http://leifi.physik.uni-muenchen.de/web_ph12/originalarbeiten/taylor/taylor_e.htm).