Heiko Dumlich 21. Juni 2006

# 9 Übungsblatt zur Experimentalphysik IV

## 23. Zwei-Photon Interferenz im Mach-Zehnder Interferometer

### (a)

Die unterschiedlichen Gangunterschiedesphasen an den verschiedenen Detektoren kommen durch die Anzahl der phasen-ändernden Reflexionen zustande, wobei diese bei Reflexion von einem optisch dünneren an einem optisch dichteren Medium resultieren. So kommt es für den Detektor $A$ auf einem Weg zu 2 Phasensprüngen, indem am Spiegel und zweiten beamsplitter mit Phasensprung reflektiert wird, während auf dem zweiten Weg nur ein Phasensprung am Spiegel auftritt, wodurch ein Phasenunterschied von $\pi$ zwischen den beiden Wegen bzw. eintreffenden Teilchen besteht. Beim Detektor $B$ ist dies nicht der Fall, es kommt auf beiden Wegen nur zu einem Phasensprung. Bei Weg $I$ kommt es zum Phasensprung am Spiegel durch Reflexion, da er am zweiten beamsplitter transmittiert wird, während Weg $II$ beim ersten beamsplitter transmittiert wird, beim Spiegel durch Reflexion einen Phasensprung erhält und am zweiten beamsplitter reflektiert, jedoch ohne Phasensprung. Somit besteht keine Gangunterschiedsphase im Detektor $B$ zwischen den zwei Wegen. Somit besteht jedoch auch gleichzeitig ein gegenphasiges Verhalten zwischen den beiden Detektoren.

### (b)

Das es so aussieht, als ob sich die Photonen "verabreden" würden nur gemeinsam bei einem der Detektoren einzutreffen bzw. das in Koinzidenz der beiden Zähler keines der Photonenpaare im "ausblancierten" HOM-Interferometer zu detektieren ist, resultiert daher, dass die Wege ununterscheidbar sind, da es im Fall der überhaupt möglichen Koinzidenz zu r-r und t-t kommen kann. Diese beiden Fälle müssen unterschieden werden, jedoch kann man sie experimentell nicht unterscheiden, da zur gleichen Zeit an beiden Detektoren ein Photon detektiert wird und auf dem Weg kein Unterschied der Reflexion oder Transmission getroffen werden kann, jedoch sind diese gerade gegenphasig bilden also "fringes" und "antifringes", wodurch es auf dem Schirm so aussieht, als ob nichts detektiert werden würde. Für die r-t und t-r Fälle, kann im Detektor keine Koinzidenz gemessen werden, da ja beide Teilchen dann nur von einem Detektor detektiert werden.

### (c)

Die Zwei-Photon Interferenz ermöglicht es obwohl die Photonen am entscheidenen Strahlteiler zu verschiedenen Zeiten eintreffen dennoch Interferenz zu beobachten, dies wird dadurch erreicht, dass zuerst das Photon des einen Weges durch einen Phasenverzögerer um $\tau_{a_y}$ verzögert wird, wobei $c\tau_{a_y} \gg l_{coh}$ gelte. Somit verschwindet vorerst die Interferenz, stellt man nur jedoch hinter dem Strahlteiler in einen der Detektorgänge einen

Kompensator, der auf die Photonen des anderen Weges wirkt, so kann man die Interferenz zurückerlangen. Dies ist darin begründet, dass die Wege an sich zwar unterscheidbar sind, jedoch der zeitliche Detektionsunterschied der zwei möglichen Kombinationen aus r-r und t-t nicht. (r-t und t-r werden aussen vor gelassen, da bei diesen Fällen beide Photonen in den gleichen Detektor gelangen und somit keine Koinzidenz stattfinden kann). Die Interferenz wird also wiedergewonnen. Im Gegensatz zum HOM Experiment, wo die Detektion zur gleichen Zeit statt fand ist hier also auch eine Zwei-Photon Interferenz möglich, obwohl die Photonen an sich zu unterschiedlicher Zeit den Detektor erreichen, solange die zwei Möglichkeiten der Detektion ununterscheidbar sind, da somit auch die zwei Zwei-Photon-Amplituden in der Koinzidenzmessung ununterscheidbar sind, was ja gerade Interferenz bedeutet.

Die Interferenz zweier Photonen ermöglicht dies nicht, bei dieser müssen die Photonen zur gleichen Zeit am Strahlteiler/Gitter sein und erzeugen dann Interferenz (s. klassischer Doppelspalt und Interferenz).

## 24. Franson-Experiment

Schematische Zeichnung des Experimentes:

Das Franson Experiment ist so angeordnet, dass aus einer Quelle mit einer gewissen Zeitunsicherheit ($\Delta\tau$) korrelierte Photonen entstehen, zudem gibt es auf jeder Seite zwei mögliche Wege für die Photonen, die sie laufen können, wobei der eine $l$ und der andere $s$ genannt wird und die Einstellung gerade so ist, dass der Unterschied zwischen diesen größer als die Kohärenzlänge ist. Somit können die $s$ und $l$ Wege der verschiedenen Seiten im Koinzidenzzähler nicht erfasst werden. Es besteht also nur die Möglichkeit $s_1$ und $s_2$ bzw. $l_1$mit $l_2$ zu erfassen, somit liefern zwei der vier Bellzustände 0.

Die Verletzung der Bell'schen Ungleichung resultiert hierbei also nicht aus den internen Variablen wie Spin, Polarisation etc., da diese gar nicht betrachtet werden, sondern kann nur über die externe Variable des veränderten Weges überprüft werden, wobei man $l_1$ im Verhältnis zu $l_2$ verändern kann. Somit stellt also die Laufzeit bzw. Weglänge die neue externe Variable zur Überprüfung der Bell'schen Ungleichung dar.

Es ergeben sich folgende Bellzustände:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|s_1 s_2\rangle + |l_1 l_2\rangle\right) \tag{1}$$
$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|s_1 s_2\rangle - |l_1 l_2\rangle\right) \tag{2}$$
$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|s_1 l_2\rangle + |l_1 s_2\rangle\right) \tag{3}$$
$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|s_1 l_2\rangle - |l_1 s_2\rangle\right) \tag{4}$$

## 25. Bell-Typ Experiment über große Distanzen der Genfer Arbeitsgruppe

### (a)

Die Kohärenzlänge beschreibt die Länge eines Wellenzuges, der mit dem eines anderen Wellenzuges eine feste Phasenbeziehung besitzt, somit können die beiden Wellen interferieren. Zwei Wellen sind somit dann kohärent, wenn sie eine fest definierte Phasenbeziehung besitzen.

Es gilt die Beziehung:

$$l_c = c\tau_c$$

Für eine Kohärenzzeit von $\tau_c = 10^{-8}\,s$ ergibt sich somit eine Kohärenzlänge von:

$$l_c = 3\,m$$

### (b)

Um von der Kohärenzlänge von $l_c = 3\,m$ auf die Bandbreite zu schliessen betrachten wir zuerst:

$$\Delta\nu\tau_c \quad = \quad \frac{1}{2\pi}$$

dies gilt allgemein für Laser (leider keine fundierte Quelle(Internet:http://f-praktikum.physik.hu-berlin.de/d3.html)). Zudem gilt noch:

$$\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}$$

bzw. gilt auch $\lambda\nu = c \Rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda}$, somit folgt also für die relative Bandbreite, die mit $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ definiert ist:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\lambda}{2\pi\tau_c c} = \frac{\lambda}{2\pi l_c}$$

Somit folgt also in unserem Fall mit einer Wellenlänge von $1310\,nm$ und einer Kohärenzlänge von $3\,m$ :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\lambda}{2\pi l_c} = 6.95 \cdot 10^{-8}$$

Der Wert erscheint sehr klein, daher scheint die erste Beziehung evtl. doch keine Gültigkeit zu besitzen.

### (c)

Die hohe Kohärenzlänge für die Zwei-Photonen-Quelle liegt darin begründet, dass die Entfernung der Detektoren sehr groß ist und somit bei sehr kleinen Kohärenzlängen eine korrelierte Detektion sehr schwer würde, es kommt z.B. auch zu Verlusten in der Leitung. Um mit kleineren Kohärenzlängen arbeiten zu können müsste der Abstand der Detektoren verkleinert werden. Da man jedoch gerade diese große Entfernung für den Versuch benutzen möchte um zum einen eine mögliche künftige Anwendung in der Informationstechnologie zu ermöglichen und andererseits die Bell'schen Ungleichungen für große Entfernungen zu testen, ist eine Vergrößerung der Kohärenzlänge sinnvoll.

## 26. Lokalitätsschwachstelle und "quantenkryptographische" Anwendungen

Die Lokalitätsschwachstelle besteht darin, dass die Detektoren untereinander ihre "Orientierung" austauschen könnten und somit eine mögliche Störung bzw. eine Auswirkung auf die Detektion möglich wäüre, daher versucht man über einen Zufallsprozess dies auszuschließen, wobei die Orienzierung der Detektoren während das Photon sich auf dem Weg zum Detektor befindet umgeschaltet werden.

Dank der großen Entfernung ist eine Zufallsorientierung der Detektoren ohne Probleme zu verwirklichen, wobei momentan keine "perfekt" zufälligen Prozesse zur Steuerung dieser Zufallsorientierung benutzt werden, jedoch sind diese ausreichend um die Lokalitätsschwachstelle zu beseitigen, da erstens die Detektoren räumlich getrennt sind und zweitens keine Möglichkeit für diese besteht sich gegenseitig über ihren Status zum Zeitpunkt der Detektion in dem Sinne auszutauschen, dass es dem anderen Detektoren einen Nutzen bringen könnte. Der jeweils Andere kann diese Information erst nach seiner eigenen Detektion erhalten und somit kann sich dies nicht auf den eigentlichen Detektionsvorgang auswirken.

Die "quantenkryptographische" Anwendung besteht im wesentlichen aus der Verschlüsselung durch einen "Quantenschlüssel" und die nun mögliche Anwendung des "one time pad"s. Die Methode beruht auf Vernam und wurde von diesem 1926 erdacht, hierbei verschlüsselt der Sender (Alice) eine Nachricht Stück für Stück mit einem zufallsgenerierten Schlüssel, nur eine Person mit dem identischen Schlüssel besitzt dann die Möglichkeit die Nachricht zu entschlüsseln. Dies erfordert jedoch, dass der Sender (Alice) und Empfänger (Bob) diesen auch besitzen. Hierbei eröffnen die Bell'schen Ungleichungen eine neue Möglichkeit die Unabhörbarkeit sicher zu garantieren. Denn wenn man per "Quantenkanal" eine Nachricht überträgt und jemand die Informationen abfangen will, so wird das Rauschen so stark, dass die Bell'schen Ungleichungen nicht mehr erfüllt sind und somit Alice bzw. Bob wissen, dass ein dritter (Eve) sie belauschen will. Somit ist es möglich die Nachricht nicht weiter zu übersenden und ein Abhören auszuschliessen. Bisher wurde dies nur auf einer Strecke von ca. 10 km getestet, jedoch steht einer Anwendung auf größeren Reichweiten nichts im Wege, die momentane Begrenzung wird durch den Verlust in den Kabeln geliefert, da hierdurch das Rauschen erhöht wird und man dann nicht mehr den "Bell'sche Ungleichungs"-Effekt nutzen kann, wenn diese sowieso auf Grund des Hintergrundrauschens schon nicht mehr Gültigkeit erlangen.