

Wie man die Werte von σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens bestimmt

Experiment zu einem quantenmechanischen Rätsel

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

Markus Weber

17. Oktober 2000

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Weinfurter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Herbert Wagner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretischer Teil	5
2.1	Ein quantenmechanisches Rätsel	5
2.2	Der Vorschlag von Vaidman, Aharonov und Albert	6
2.3	Zweizustandsformalismus	9
3	Von der Theorie zum Experiment	13
3.1	Das Photon als "Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen"	14
3.2	Parametrische Fluoreszenz als Quelle für Polarisationsverschränkung	15
3.3	Analyse verschränkter Zustände	16
3.3.1	Messung der Observable \hat{A}	16
3.3.2	Das Controlled-NOT-Gatter	18
3.3.3	Interferometrische Bellzustandsanalyse	19
3.3.4	Zusammenfassung	22
3.4	Konzept der Einteilchenverschränkung	22
3.4.1	Polarisations-Zeitverschränkung	23
3.4.2	Polarisations-Ortsverschränkung	23
3.4.3	Das neue VAA-Meßschema	24
3.4.4	Experimentelle Realisierung von \hat{A} für Einphotonenzustände	25
3.5	Zusammenfassung	27
4	Experimenteller Teil	29
4.1	Die Photonenquelle	29
4.2	Die Zustandspräparation	32
4.3	Die Zustandsübersetzung	32
4.3.1	Suche des Abgleichpunktes	34
4.3.2	Pulsanalyse	36
4.3.3	Messungen zur Zustandsübersetzung	37
4.4	Charakterisierung der Zustände nach Bobs Polarisationsmessung	39
4.4.1	Bob mißt in der (H,V)-Basis	41
4.4.2	Bob mißt in der (R,L)-Basis	43

4.4.3	Bob mißt in der (+45,-45)-Basis	44
4.5	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	45
5	Technischer Teil	51
5.1	Interferometerstabilisierung	51
5.1.1	Optischer Aufbau	51
5.1.2	Die Regelungselektronik	52
5.2	Das Einzelphotonen-Detektormodul	54
5.2.1	Die Photodetektion	55
5.2.2	Mechanische Konzeption des Moduls	62
5.2.3	Temperaturstabilisierung	64
5.2.4	Detektion von korrelierten Photonen	66
6	Zusammenfassung	69
7	Anhang	71
	Literaturverzeichnis	73

1 Einleitung

Als sich vor rund 80 Jahren eine neue Generation von Physikern daran machte, die Physik in ihren Grundlagen zu erschüttern, ahnte wohl keiner von ihnen welche kontroversiellen Diskussionen sie auslösen würden. Der Siegeszug ließ sich kaum aufhalten, fand die neue Theorie doch glänzende Bestätigung in der Erklärung von nichtverstandenen Experimenten.

Eine der zentralen Kontroversen dieser Zeit führten Albert Einstein und Niels Bohr. Ausgangspunkt war ein von Einstein, Podolsky und Rosen ersonnenes Gedankenexperiment (siehe [1]) bei dem sie mittels der speziellen Eigenschaften verschränkter Zustände zeigen wollten, daß die Quantentheorie eine in ihrem Sinne nach unvollständige Theorie ist. In der Neuformulierung von David Bohm (siehe [2]) spielt ein spinverschränkter Zweiteilchenzustand die zentrale Rolle. Dieser nichtseparierbare Zustand hat die bemerkenswerte Eigenschaft, daß das Resultat einer Spin-Messung an einem der beiden Teilchen die Spineinstellung des zweiten Teilchens determiniert. Diese Erkenntnis zeigt die Eigentümlichkeit von verschränkten Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen.

Seit 1987 geistert in eingeweihten Physikerkreisen ein neues Gedankenexperiment herum, bei dem Verschränkung eine zentrale Rolle spielt. Die Grundidee dieses von Vaidman, Aharonov und Albert [3] (VAA) ersonnenen Gedankenexperiments ist die Bestimmung des Resultates einer Spinmessung, aber noch ohne die gewählte Basis der Messung, d.h. die Orientierung zum Beispiel eines Stern-Gerlach Analysators, zu kennen. Man erkennt schnell, daß diese Aufgabe für ein einzelnes Teilchen nicht lösbar ist. VAA zeigten aber, daß durch Verwendung von verschränkten Teilchen eine Lösung möglich ist. Die Grundidee ist folgende:

1. Alice präpariert einen spinverschränkten Zweiteilchenzustand. Eines der beiden Teilchen schickt sie an Bob.
2. Bob nimmt an einem der beiden Teilchen eine projektive Spinmessung in σ_x , σ_y oder σ_z vor. Er notiert sich die gewählte Basis und das in ihr gewonnene Resultat. Daraufhin schickt er das Teilchen zurück an Alice.
3. Alice nimmt nun eine Messung am Zweiteilchensystem vor, aus deren Resultat sie mit Sicherheit Bobs mögliche Resultate einer Spinmessung in einer der drei Pauli-Operatoren rückwirkend ermitteln kann.

Bob hat natürlich nur in einer der drei Spineigenbasen gemessen und nicht in allen drei gleichzeitig. Die Stärke des Vorschlags liegt jedoch darin, daß Alice mit Sicherheit Bobs Ergebnis der Spinmessung ermitteln kann, falls er ihr die Wahl seiner Meßbasis mitteilt. An dieser Stelle sei die Analogie mit dem EPR-Paradoxon hervorgehoben. Auch dort kommt man zu Aussagen der Art, daß man von einer fiktiven zweiten Messung einer der Pauli-Operatoren die Werte für zwei nichtkommutierende Observable angeben kann. Die Spitzfindigkeit liegt auch hier in der Interpretation der Aussage. Experimentell kann man natürlich nicht alle drei Pauli-Spin Operatoren gleichzeitig messen, allerdings kann aus dem Resultat *und* der Information über die gewählte Basis das Resultat bestimmt werden.

In der Literatur ist bis heute keine einzige experimentelle Umsetzung zu dem von Vaidman, Aharonov und Albert vorgestellten Gedankenexperiment zu finden. Das schien uns Grund genug, manuelle und geistige Arbeit zu investieren, das Gedankenexperiment in die Tat umzusetzen.

Die ursprüngliche Voraussetzung des Gedankenexperiments verlangt die Präparation sowie die Analyse eines verschränkten Zweiteilchenzustands. Wie in Kapitel 3 gezeigt, mußte die experimentelle Umsetzung mit polarisationsverschränkten Photonenpaaren jedoch verworfen werden, da die für die Analyse notwendige Abbildung eines nichtseparierbaren Zweiphotonenzustandes auf einen reinen Produktzustand mit sogenannten Quantenlogikgattern noch nicht realisiert werden konnte. Seit Jahren arbeiten mehrere Gruppen an Experimenten, die solch eine Operation ermöglichen soll, bisher jedoch ohne den gewünschten Erfolg. Um das Experiment dennoch durchzuführen, werden wir auf das Konzept der Verschränkung eines Photons in zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgraden zurückgreifen.

Gliederung der Arbeit

Im ersten Kapitel werde ich den Originalvorschlag anhand eines Spiels vorstellen. Das zweite Kapitel beschäftigt sich hauptsächlich mit der schrittweisen, konzeptionellen Umsetzung des Vorschlags in das realisierte Experiment. Am Ende dieses Kapitels werde ich das Spiel mit den neuen Bausteinen der Einteilchenverschränkung vorstellen. Anschließend wird das Experiment in allen seinen Details beschrieben, und die Meßergebnisse präsentiert. Im technischen Teil werde ich den Bau der Interferometerstabilisierung, sowie auf den Bau eines Moduls zur Detektion einzelner Photonen eingehen. Abschließend werde ich die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zusammenfassen.

2 Theoretischer Teil

In diesem Kapitel wird anhand eines Spiels der "magische" Trick von Vaidman, Aharonov und Albert (siehe [3]) vorgestellt, wie man das Resultat einer Spinnmessung in σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens mittels geeigneter Präparation und einer Messungen bestimmt. Der erste Abschnitt führt anhand eines Spiels in die oben genannte Fragestellung ein, und stellt einen ersten Versuch zu dessen Lösung vor. Im Abschnitt 2.2 wird die beste Lösung der Aufgabe im Standardformalismus der Quantenmechanik (siehe [4] und [5]) formal dargestellt. Abschließend werde ich kurz die Idee des Zweizustandsformalismus (siehe [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]) umreißen, da er im Sinne von VAA das Verständnis des Experiments wesentlich erleichtert.

2.1 Ein quantenmechanisches Rätsel

Die Regeln eines Spiels zwischen Alice und Bob lauten:

Alice präpariert ein Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen und schickt dieses an Bob. Bob hat nun eine willkürliche Spinnmessung in einer der drei Eigenbasen von σ_x , σ_y oder σ_z vorzunehmen, wobei er sich das Ergebnis der Messung, sowie die gewählte Basis notiert. Daraufhin retourniert er das Teilchen an Alice, die ihrerseits eine beliebige Messung an diesem vornehmen kann. Nachdem Bob die Wahl seiner Basis Alice mitgeteilt hat, stellt er Alice die schier unlösbare Frage, welches Ergebnis seine Messung hatte, Spin-up oder Spin-down.

Ein erster Versuch

Ein erster Versuch für Alice diese Frage zu beantworten wäre der in Abbildung 2.1 gezeigte. Alice präpariert ein einzelnes Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen, z.B. in σ_x , und schickt es an Bob weiter, der entweder in σ_x , σ_y oder σ_z messen kann. Nachdem Bob gemessen hat, gibt er das Teilchen an Alice zurück. Alice wird schlauerweise in σ_y oder σ_z messen. Fällt Bobs Basiswahl mit Alices Präparation in σ_x oder mit ihrer letzten Messung, z.B. in σ_y , zusammen, so kann Alice mit Sicherheit Bobs Ergebnis ermitteln, da zeitlich aufeinanderfolgende quantenmechanische Messungen einer Observable im gleichen Basissystem das selbe Resultat ergeben. Wählt Bob für seine Messung jedoch σ_z , so bleibt Alice nichts anderes übrig als zu Raten. Aus der intrinsischen Zufälligkeit im Ergebnis einer

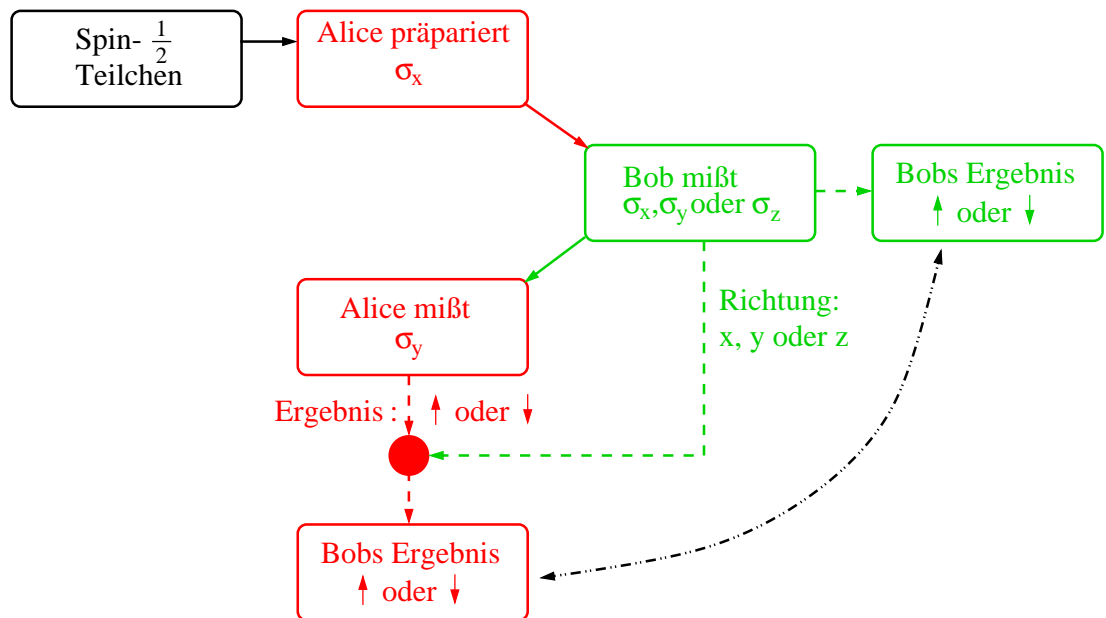


Abbildung 2.1: Ein erster Versuch

Spinmessung zweier nichtkommutierender Observabler ergibt sich daher, daß nun Alice in 50% dieser Fälle die falsche Antwort gibt. Wählt Bob zufällig zwischen den 3 Basen, so ergibt sich Alices Erfolgsquote zu $(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3}) = 83,3\%$.

2.2 Der Vorschlag von Vaidman, Aharonov und Albert

Der **Schlüssel zur richtigen Lösung** der Aufgabe liegt in der Eigentümlichkeit von spinverschränkten Zweiteilchenzuständen, die u.a. in David Bohms Version des Einstein-Podolsky-Rosen Paradoxons [1, 2] eine zentrale Rolle spielen. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die von Vaidman, Aharonov und Albert [3] vorgeschlagene Meßprozedur. Alice präpariert zu Beginn den verschränkten Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2\} \quad (2.1)$$

zweier Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen, wobei $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ Eigenzustände von σ_z sind.

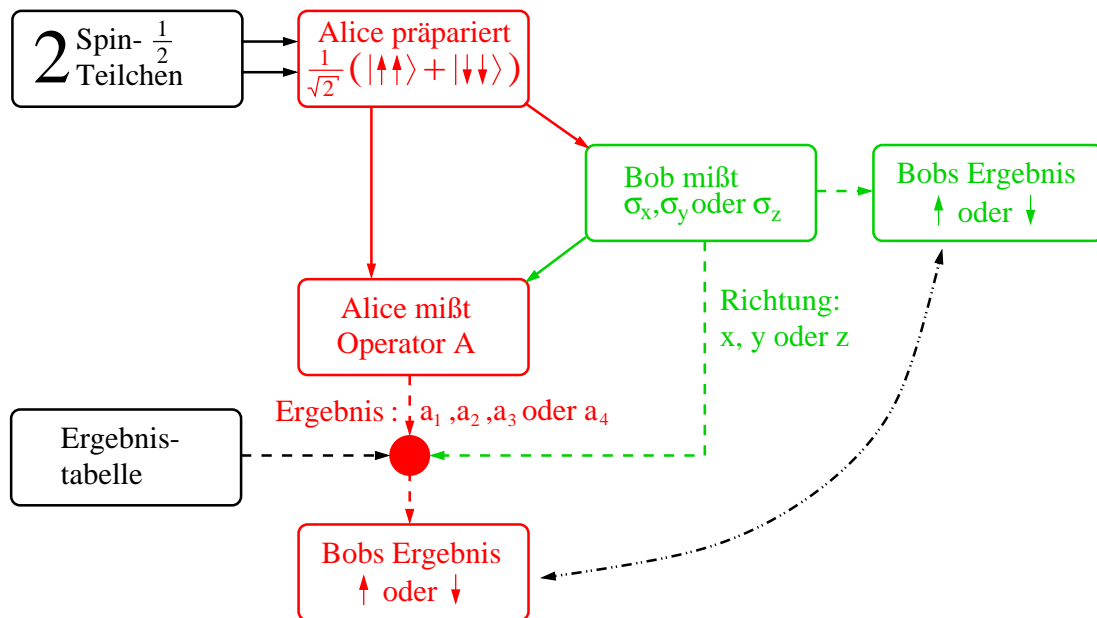


Abbildung 2.2: Schematische Skizze der von VAA vorgeschlagenen Meßprozedur

Dieser verschränkte Zustand hat drei wichtige Eigenschaften:

1. Der Zustand ist nicht faktorisiert.
2. Der Erwartungswert des Spins eines Teilchens ist Null.
3. Die Spins der beiden Teilchen sind in jeder Analyserichtung korreliert, d.h. die Spinmessung an Teilchen 1 und Teilchen 2 ergeben genau das gleiche Ergebnis.

Für die Beweise und Bedeutung dieser Aussagen sei auf [13] verwiesen. Nun schickt Alice das erste Teilchen an Bob, behält jedoch das verbleibende Teilchen zurück. Bobs Spinmessung wird formal durch einen Projektionsoperator $\hat{\pi}_i$ beschrieben

$$\hat{\pi}_i = (|\pi_i\rangle\langle\pi_i|)_1 \otimes \hat{1}_2, \quad (2.2)$$

der jedoch nur auf dem zweidimensionalen Hilbertraum des ersten Teilchens wirkt. Die $|\pi_i\rangle$ mit $i=x,y,z$ sind als Eigenzustände der Spinmeßapparatur zu verstehen. Der durch Bobs Spinmessung modifizierte Zweiteilchenzustand läßt sich wie folgt schreiben.

$$|\tilde{\Psi}_i\rangle = \hat{\pi}_i|\Psi\rangle \quad (2.3)$$

Bei einer Messung von σ_z reduziert sich der Zustand $|\Psi\rangle$ auf

$$|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 \text{ oder } |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2. \quad (2.4)$$

Für die σ_x - und σ_y -Messung kann man den Zustand $|\tilde{\Psi}\rangle$ nicht so einfach ermitteln. Die Projektionsoperatoren lauten explizit

$$\hat{\pi}_x^\pm = \frac{1}{2}(\hat{1} \pm \hat{\sigma}_x) \quad (2.5)$$

$$\hat{\pi}_y^\pm = \frac{1}{2}(\hat{1} \pm \hat{\sigma}_y). \quad (2.6)$$

Die Projektoren können mit Hilfe der Pauli-Spinmatrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ und } \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

in Matrixdarstellung berechnet werden. Nimmt man noch zur Kenntnis, daß sich die Eigenzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ von σ_z als Eigenvektoren

$$|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und } |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

schreiben lassen, so erhält man nach kurzer Rechnung die gesuchten Zweiteilchenzustände

$$|\tilde{\Psi}_x^\pm\rangle = \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 \pm |\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 \pm |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2) \quad (2.9)$$

$$|\tilde{\Psi}_y^\pm\rangle = \frac{1}{2}(|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 \pm i|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 \mp i|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2). \quad (2.10)$$

nach Bobs σ_x - und σ_y -Messung.

Ein kurzer Blick in Abbildung 2.2 zeigt das weitere Vorgehen. Alice nimmt am durch Bob veränderten Gesamtsystem eine Messung der Observable $\hat{\mathbf{A}}$ mit den nichtentarteten Eigenzuständen $|\phi_i\rangle$

$$|\phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 + \frac{1}{2}(e^{\frac{i\pi}{4}}|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + e^{-\frac{i\pi}{4}}|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2), \quad (2.11)$$

$$|\phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2 - \frac{1}{2}(e^{\frac{i\pi}{4}}|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + e^{-\frac{i\pi}{4}}|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2), \quad (2.12)$$

$$|\phi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + \frac{1}{2}(e^{-\frac{i\pi}{4}}|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + e^{\frac{i\pi}{4}}|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2) \quad (2.13)$$

$$|\phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 - \frac{1}{2}(e^{-\frac{i\pi}{4}}|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + e^{\frac{i\pi}{4}}|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2), \quad (2.14)$$

und den zugehörigen Eigenwerten a_i , die sich aus der Eigenwertgleichung

$$\hat{\mathbf{A}}|\phi_i\rangle = a_i|\phi_i\rangle; \quad i = 1, \dots, 4; \quad a_i \neq a_j \quad (2.15)$$

Tabelle 2.1: Bobs mögliche Resultate der Spinmessung am ersten Teilchen, falls Alice den Eigenzustand $|\phi_i\rangle$ vorfindet

Alice findet	Bob mißt		
	σ_x	σ_y	σ_z
$ \phi_1\rangle$	\uparrow	\uparrow	\uparrow
$ \phi_2\rangle$	\downarrow	\downarrow	\uparrow
$ \phi_3\rangle$	\uparrow	\downarrow	\downarrow
$ \phi_4\rangle$	\downarrow	\uparrow	\downarrow

ergeben, vor. Aus dem Ergebnis dieser Messung erhält Alice Information über Bobs Resultat. Mißt Alice zum Beispiel den Eigenwert a_3 , so kann sie mit Hilfe von Tabelle 2.1 folgende Aussagen treffen: Hat Bob den Spin in x-Richtung gemessen, so war das Ergebnis seiner Messung \uparrow . Hat er in y-Richtung gemessen, so war das Ergebnis \downarrow , oder hat er in z-Richtung gemessen, so fand er \downarrow . Erhält Alice nun von Bob die Information über dessen gewählte Richtung, so kann sie die Aufgabe vollständig lösen.

Damit Alice mit Sicherheit das Ergebnis von Bobs Spinmessung bestimmen kann, muß sie den von Bobs Spinmessung am ersten Teilchen modifizierten Zweiteilchenzustand $|\tilde{\Psi}\rangle$ auf den jeweiligen VAA-Basiszustand $|\phi_i\rangle$ projizieren. Im nächsten Abschnitt werde ich die Motivation zur Überprüfung der in Tabelle 2.1 wiedergegebenen Ergebnisse geben.

2.3 Zweizustandsformalismus

Die Entdeckung des VAA-Vorschlages kann man einem Zweizustandsformalismus zuschreiben, dessen Idee ich kurz skizzieren will. Dieser spezielle Formalismus geht auf Aharonov, Bergmann und Lebowitz [6] zurück und stellt eine Erweiterung der herkömmlichen Quantenmechanik dar. Seine Stärke liegt in der Interpretation eines Zustandes zwischen zwei Messungen. Dieser vom Standardformalismus abweichende Ansatz führt allerdings oft auf völlig ungewohnte Aussagen (siehe z.B. [14]).

Für die Zeit t zwischen zwei Messungen, die zu den Zeiten t_1 und t_2 , $t_1 < t < t_2$, gemacht werden, läßt sich das System mit einem sogenannten Zweizustandsvektor $\Omega_i(t)$

$$\Omega_i(\mathbf{t}) = |\Psi(t)\rangle\langle\phi_i(t)| \quad (2.16)$$

beschreiben. Die Zustände $|\Psi(t)\rangle$ und $\langle\phi_i(t)|$ ergeben sich durch Wirkung des Zeitentwicklungsoperators \hat{U} auf die zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 gemessenen Zustände $|\Psi(t_1)\rangle$ und $\langle\phi_i(t_2)|$.

$$|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t_1, t)|\Psi(t_1)\rangle, \quad \langle\phi_i(t)| = \langle\phi_i(t_2)|\hat{U}(t, t_2) \quad (2.17)$$

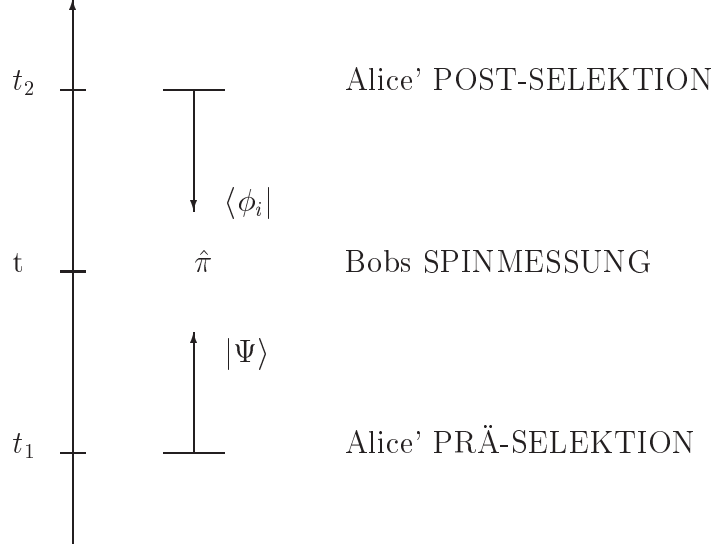


Abbildung 2.3: **PRÄ- und POST-SELEKTION von Quantenzuständen.** Das System wird nur dann betrachtet, falls es zum Zeitpunkt t_2 im Zustand $|\phi_i\rangle$ vorgefunden wird, nachdem es zum Zeitpunkt t_1 im EPR-Zustand $|\Psi\rangle$ präpariert wurde.

Unterliegt das System zwischen den Messungen keiner Wechselwirkung, so gilt

$$\hat{U}(t_1, t) = \hat{U}(t, t_2) = \hat{1}. \quad (2.18)$$

Alice' Messung am Gesamtsystem zum Zeitpunkt t_1 entspricht die Präparation des EPR-Zustandes $|\Psi\rangle$ (siehe Gl.2.1), der Messung zu t_2 die Messung des Operators \hat{A} .

Für die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Resultat $C=c_n$ einer Spinmessung zum Zeitpunkt t zwischen zwei Messungen vorzufinden, gilt [6, 10]

$$P(C = c_n) = \frac{|\langle\phi_i|\hat{\pi}_{C=c_n}|\Psi\rangle|^2}{\sum_j |\langle\phi_i|\hat{\pi}_{C=c_j}|\Psi\rangle|^2}. \quad (2.19)$$

Gleichung 2.19 erlaubt die explizite Überprüfung der in Tabelle 2.1 gezeigten Ergebnisse. Interessiert man sich für die Wahrscheinlichkeit, daß Bob bei einer Messung von σ_y Spin-up vorfand, falls Alice bei ihrer Messung am Gesamtsystem der beiden Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen den Eigenwert a_1 mißt, so hat man das Überlappquadrat des Zustandes aus Gleichung 2.10 mit dem VAA-Zustand $|\phi_1\rangle$ zu bilden, und durch die Summe der Überlappquadrate von $|\phi_1\rangle$ mit all jenen Zuständen die sich aus Bobs Spinmessung in y-Richtung ergeben könnten (siehe Glg. 2.10) zu dividieren.

Der Unterschied zum Standardformalismus liegt vor allem in der nur im Zweizustandsformalismus erlaubten Zuordnung eindeutiger Werte für zwei *nicht kommutierende* Observable für die Zeit zwischen den beiden Messungen.

3 Von der Theorie zum Experiment

In diesem Kapitel will ich den Weg vom abstrakten Vorschlag der Bestimmung der Eigenwerte von σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens zur erstmaligen experimentellen Realisierung nachzeichnen.

Der erste Schritt des VAA-Meßschemas besteht in der Präparation eines spinverschränkten Zweiteilchenzustandes. Dieser läßt sich mit polarisationsverschränkten Photonenpaaren relativ einfach experimentell erzeugen. Nachdem ich im ersten Abschnitt auf den Polarisationsfreiheitsgrad eines Photons eingegangen bin, werde ich daher im Abschnitt 3.2 die Standardmethode zur Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonenpaaren vorstellen.

Das zentrale Problem bei der experimentellen Umsetzung des VAA-Meßschemas ist Alice' Messung der Observable \hat{A} . Hierzu muß sie den jeweiligen VAA-Basiszustand eines verschränkten Zweiphotonensystems auf einen separierbaren Produktbasiszustand abbilden. Im Detail setzt diese Basistransformation die experimentelle Realisierbarkeit eines Controlled-NOT-Gatters (CNOT) voraus. Im Abschnitt 3.3 werde ich die formale Wirkung solch eines Quantenlogikkatters vorstellen. Aufgrund großer experimenteller Schwierigkeiten konnte bis heute keine CNOT-Operation mit zwei Photonen realisiert werden. Eine erfolgreiche experimentelle Umsetzung ist auch in nächster Zukunft nicht absehbar. Die Bell-Zustandsanalyse kennt ein ähnliches Problem. Auch hier will man nichtseparierbare Zweiphotonenzustände auf reine Produktzustände abbilden. Im Abschnitt 3.3.3 werde ich daher anhand der Bell-Zustandsanalyse beim Quantum-Dense-Coding [15] zeigen, daß eine CNOT-Operation für polarisationsverschränkte Photonenpaare mit einfachen linearen optischen Elementen wie Strahlteilern und Phasenschiebern nicht realisiert werden kann. Der Schluß liegt nahe, daß die Umsetzung des VAA-Experiments unter Zuhilfenahme polarisationsverschränkter Photonenpaare spätestens bei der Realisierung eines VAA-Zustandsanalysators scheitern wird.

Mit Hilfe eines Kunstgriffs, bei dem man zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgrade eines Photons verschränkt, kann das Experiment dennoch realisiert werden. Im Abschnitt 3.4 wird daher das für die experimentelle Umsetzung notwendige Konzept der Einteilchenverschränkung anhand der Polarisations-Zeit und Polarisations-Orts Verschränkung vorgestellt. Darauf aufbauend kann der VAA-Zustandsanalysator im Polarisations-Orts Raum eines Photons mit linearen optischen Elementen realisiert werden. Im letzten Abschnitt werde ich auf die von uns ersonnene experimentelle Umsetzung des VAA-Meßschemas eingehen.

3.1 Das Photon als "Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen"

Warum können wir so einfach davon ausgehen, daß das Photon im Polarisationsraum ein Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen ist? Die relativistische Quantenelektrodynamik liefert die Erklärung dafür, denn dort kommt man bei der Quantisierung des Drehimpulses eines elektromagnetischen Einmodenfeldes zum Ergebnis, daß der intrinsische Drehimpuls (Spin) eines Photons zwei mögliche Einstellmöglichkeiten bezüglich der Ausbreitungsrichtung einnehmen kann (siehe z.B. [16]). Diese zwei Einstellmöglichkeiten sind charakteristisch für Spin-1 Teilchen mit Ruhemasse Null. Intuitiv kann man sich aber auch der Analogie, die Polarisation eines Photons als System mit zwei Einstellmöglichkeiten zu betrachten, bedienen. Entschließt man sich die horizontale und vertikale Polarisation eines Photons mit den zwei Einstellmöglichkeiten des Spins im in z-Richtung weisenden Magnetfeld zu assoziieren, so kann jeder beliebige Spin-Zustand eines massiven Teilchens (z.B. Silberatome) mit Hilfe der Übertragungstabelle 3.1 in den analogen Polarisationszustand eines Photons übersetzt werden.

Tabelle 3.1: Übertragungsregeln für Spin- $\frac{1}{2}$ Zustände. Die Eigenzustände sind in der σ_z -Darstellung angegeben.

Operator	Spin-Eigenzustände	Photon-Eigenzustände
σ_z	$ \uparrow\rangle, \downarrow\rangle$	$ H\rangle, V\rangle$
σ_x	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\rangle + \downarrow\rangle)$	$ +45\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(H\rangle + V\rangle)$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\rangle - \downarrow\rangle)$	$ -45\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(H\rangle - V\rangle)$
σ_y	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\rangle + i \downarrow\rangle)$	$ R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(H\rangle + i V\rangle)$
	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\rangle - i \downarrow\rangle)$	$ L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(H\rangle - i V\rangle)$

Neben den Produktzuständen $|H\rangle_1|H\rangle_2$, $|H\rangle_1|V\rangle_2$, $|V\rangle_1|H\rangle_2$ und $|V\rangle_1|V\rangle_2$ bilden die Bell-Basiszustände

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|H\rangle_2 \pm |V\rangle_1|V\rangle_2) \quad (3.1)$$

$$|\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 \pm |V\rangle_1|H\rangle_2) \quad (3.2)$$

eine vollständige Orthonormalbasis des vierdimensionalen Zweiteilchen-Hilbert-Raumes. Sie haben die besondere Eigenschaft, daß sie die Bell'sche Ungleichung maximal verletzen (siehe [17]), und werden daher als maximal verschränkt bezeichnet.

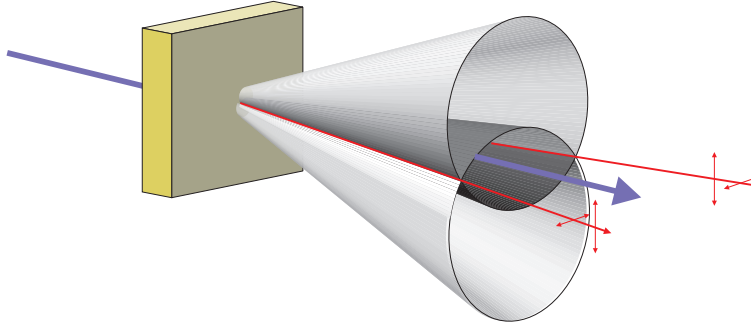


Abbildung 3.1: Typ-II Down-Conversion

3.2 Parametrische Fluoreszenz als Quelle für Polarisationsverschränkung

Die parametrische Fluoreszenz hat sich in den letzten 10 Jahren zur Standardquelle für die effektive Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonennpaaren entwickelt (siehe [17, 18]). Pumpst man einen BBO-Kristall mit einem UV-Laser, so kommt es durch Ankopplung des Laserstrahlungsfeldes der Frequenz ω_p über die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ an die Vakuumfluktuationen bei den Frequenzen ω_s und ω_i zur spontanen Erzeugung von zwei Photonen. Für die Emission in die Signal- und Idler-Moden gilt der Energieerhaltungssatz

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (3.3)$$

Die Phasenanpassungsbedingung

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (3.4)$$

sowie die Orientierung der optischen Achse des Kristalls in Bezug auf die Pumpstrahlrichtung entscheiden über die Emissionsrichtung der Signal- und Idler-Photonen. Betrachtet man den entarteten Fall, bei dem das Pumpphoton in zwei Photonen der gleichen Frequenz, d.h. $\omega_s = \omega_i$, zerfällt, so erfolgt die Emission entlang zweier Kegelmäntel. Bei Typ-II Phasenanpassung, d.h. Signal- und Idler-Photon sind orthogonal zueinander polarisiert, erfolgt die Emission entlang zweier Kegelmäntel, deren Symmetrieachsen symmetrisch zur Pumpstrahlrichtung (siehe Abb. 3.1) liegen.

Detektiert man das Fluoreszenzlicht durch ein schmales Interferenzfilter, so erhält man für den entarteten Fall ($\omega_s = \omega_i$) eine ortsabhängige Verteilung der Zählraten, wie sie in Bild 3.2 dargestellt ist. Entlang der zwei Schnittlinien der beiden Kegelmäntel kann nicht unterschieden werden, ob Photon 1 horizontal und Photon 2 vertikal bzw. Photon 1 vertikal und Photon 2 horizontal polarisiert ist. Aufgrund der Doppelbrechung des BBO-Kristalls kommt es jedoch zu einem Laufzeitunterschied zwischen horizontal

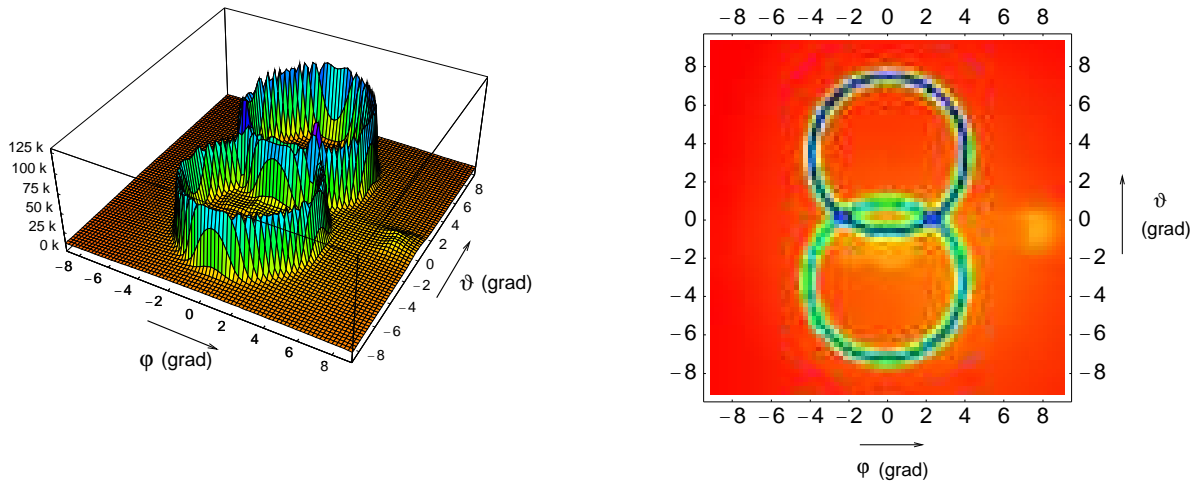


Abbildung 3.2: Typ-II Down-Conversion gesehen durch ein schmales Interferenzfilter. In den Schnittpunkten der beiden Emissionskreise beobachtet man unpolarisiertes Licht

und vertikal polarisiertem Photon, der eine prinzipielle Unterscheidung der beiden Photonen ermöglichen würde. Vertauscht man mit einer Halbwellenplatte, dessen optische Achse um 45 Grad zur ordentlichen Achse des BBO Kristalls verkippt ist, die beiden orthogonalen Polarisationskomponenten (H,V), und stellt in jeden Konversionsarm einen zum Konversionskristall identischen Kompensationskristall (KK) der halben Dicke (siehe Abbildung 3.3), so kann der Laufzeitunterschied kompensiert werden. In den zwei Schnittpunkten erhält man einen polarisationsverschränkten Zustand, der durch

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 + e^{i\varphi}|V\rangle_1|H\rangle_2) \quad (3.5)$$

beschrieben wird. Durch geeignetes Verdrehen einer Halb- und Viertel-Wellenplatte in einem der beiden Arme (siehe auch Abbildung 3.7) kann jeder beliebige Bell-Zustand eingestellt werden.

3.3 Analyse verschränkter Zustände

3.3.1 Messung der Observable \hat{A}

Das zentrale physikalische Problem dieser Arbeit ist die Analyse der VAA-Basiszustände. Daher will ich im folgenden Abschnitt abstrakt erklären, was Alice machen muß, um eine Messung der Observable \hat{A} an einem Zweiteilchenzustand vorzunehmen.

Die Eigenwertgleichung von \hat{A} ist bereits aus dem Theorieteil bekannt. Sie lautet explizit:

$$\hat{\mathbf{A}}|\phi_i\rangle = a_i|\phi_i\rangle; \quad i = 1, \dots, 4; \quad a_i \neq a_j \quad (3.6)$$

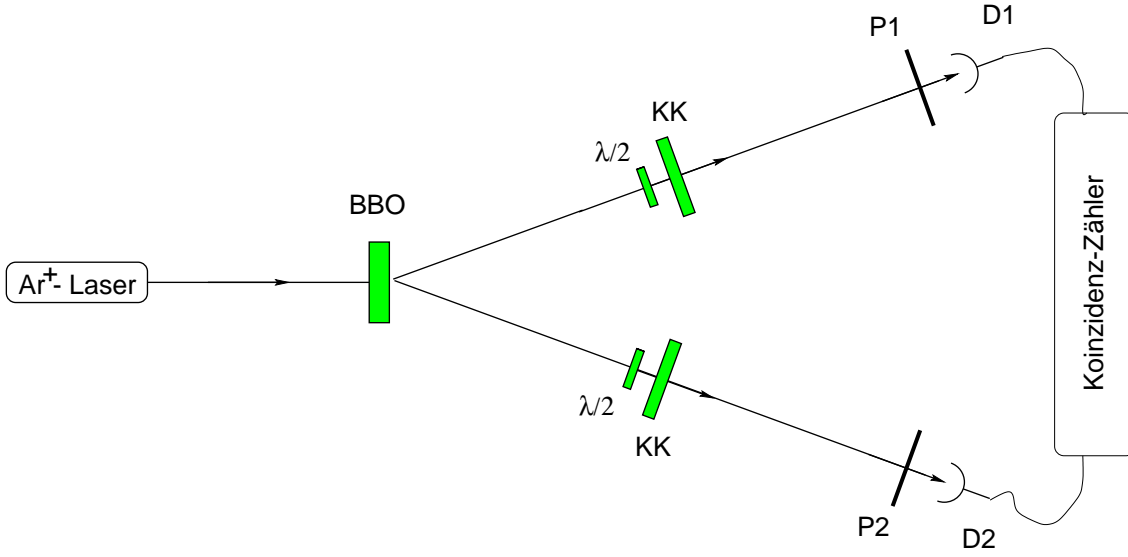


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau zur Erzeugung von polarisationsverschränkten Photonenpaaren mit Typ-II Down-Conversion

Die Spektraldarstellung des Operators \hat{A} ist durch die Beziehung

$$\hat{A} = \sum_{i=1}^4 |\phi_i\rangle\langle\phi_i| \quad (3.7)$$

gegeben. Die VAA-Zustände $\{|\phi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$ bilden ein vollständiges Orthonormalsystem (VONS) im vierdimensionalen Zweiteilchenspinraum. Das einfachste VONS wird jedoch durch die Produktzustände

$$|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2, |\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2, |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2, \text{ und } |\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2, \quad (3.8)$$

die als $|\varphi_1\rangle, \dots, |\varphi_4\rangle$ bezeichnet werden, aufgespannt. Dieses System bestimmt die einzige, experimentell bestimmbare Observable. Betrachtet man die VAA-Zustände, so sieht man sofort, daß die Matrixdarstellung der Observable \hat{A} bezüglich der Produktbasis $\{|\varphi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$ nicht diagonal ist. Will man eine Messung der Observable \hat{A} experimentell realisieren, so hat man einen unitären Operator \hat{U}^\dagger zu suchen, der die Elemente des VONS $\{|\varphi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$ in die VAA-Elemente $\{|\phi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$ überführt. Mit Hilfe des unitären Operators \hat{U}^\dagger

$$\hat{U}^\dagger := \sum_{i=1}^4 |\phi_i\rangle\langle\varphi_i| \quad (3.9)$$

erhält man die unitär transformierte Observable $\hat{A}^{(U)}$

$$\hat{A}^{(U)} := \hat{U} \hat{A} \hat{U}^\dagger \quad (3.10)$$

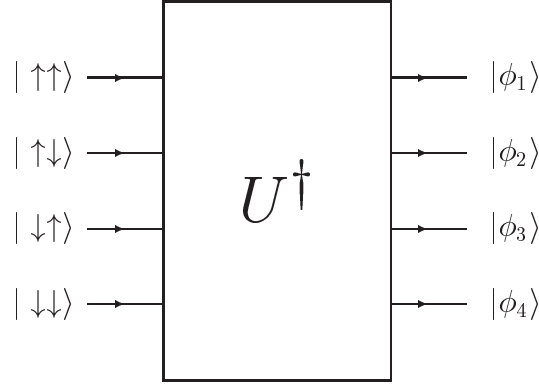


Abbildung 3.4: Die aktive Basistransformation U^\dagger vermittelt die Messung der Observable \hat{A}

Der unitäre Operator \hat{U}^\dagger bzw. seine Matrixdarstellung bezüglich des VONS $\{|\varphi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$ vermittelt also die sogenannte Hauptachsentransformation der Matrixdarstellung $(A_{ij}^{(u)})$ von \hat{A} bezüglich $\{|\varphi_i\rangle\}_{i=1,\dots,4}$. Aus der Darstellung der VAA-Zustände $|\phi_i\rangle$ (siehe Seite 8) kann man sofort die Matrixdarstellung U^\dagger des unitären Operators \hat{U}^\dagger bezüglich der Produktzustände $|\varphi_i\rangle$ schreiben:

$$U^\dagger = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2}e^{-\frac{i\pi}{4}} & \frac{1}{2}e^{\frac{i\pi}{4}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2}e^{-\frac{i\pi}{4}} & -\frac{1}{2}e^{\frac{i\pi}{4}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}e^{\frac{i\pi}{4}} & \frac{1}{2}e^{-\frac{i\pi}{4}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{1}{2}e^{\frac{i\pi}{4}} & -\frac{1}{2}e^{-\frac{i\pi}{4}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

3.3.2 Das Controlled-NOT-Gatter

Die eben geschilderte diskrete unitäre Operation auf dem vierdimensionalen Zweiteilchenspinraum ließe sich experimentell mit sogenannten Controlled-NOT-Gattern (CNOT) realisieren. Dieses Quantenlogikgatter verknüpft zwei Qubits in der Weise, daß der Wert des sogenannten Target-Bits dann und nur dann invertiert wird, falls das Control-Bit den logischen Wert "1" = $|\uparrow\rangle$ hat. Der logische Wert des Control-Bits bleibt jedoch unverändert. Die Wirkung des CNOT-Gatters wird formal durch folgende Transformationen beschrieben:

$$|\downarrow\rangle_c |\downarrow\rangle_t \rightarrow |\downarrow\rangle_c |\downarrow\rangle_t \quad |\downarrow\rangle_c |\uparrow\rangle_t \rightarrow |\downarrow\rangle_c |\uparrow\rangle_t \quad (3.12)$$

$$|\uparrow\rangle_c |\downarrow\rangle_t \rightarrow |\uparrow\rangle_c |\uparrow\rangle_t \quad |\uparrow\rangle_c |\uparrow\rangle_t \rightarrow |\uparrow\rangle_c |\downarrow\rangle_t \quad (3.13)$$

Wendet man zum Beispiel die Controlled-NOT-Operation auf die vier Bell-Basiszustände an, so erhält man orthogonale, separierbare Basis-Produktzustände. Und genau diese Eigenschaft erwartet man zum Beispiel von einem Bell-Zustandsanalysator.

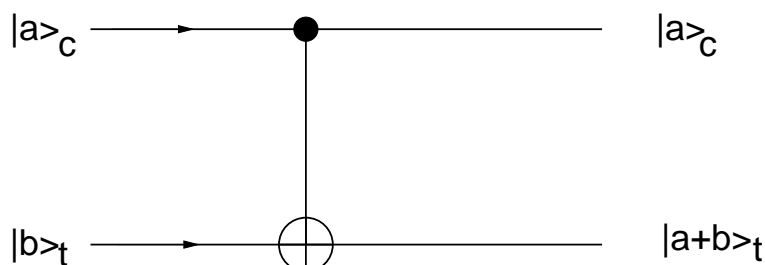


Abbildung 3.5: Schematische Skizze der Wirkung eines CNOT-Gatters. Der Wert des Target-Bits wird geflippt, falls das Control-Bit den logischen Wert "1" hat.

Im Detail braucht man zur Realisierung einer CNOT-Operation auf dem vierdimensionalen Hilbertraum der Zweiphotonenzustände eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen zwei Photonen, die sich die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi^{(3)}$ zu Nutze macht. Bei gewöhnlichen Kerr-Medien ist dieser Effekt jedoch viel zu klein, um experimentell interessant zu sein. Ein Ausweg wäre die Kopplung einzelner Atome an einen optischen Resonator extrem hoher Güte (siehe [19]). Solche aufwendigen Experimente sind in einigen Gruppen seit Jahren in Vorbereitung, bisher aber ohne den gewünschten Erfolg.

3.3.3 Interferometrische Bellzustandsanalyse

An dieser Stelle könnte man die berechtigte Frage stellen, was die Bellzustandsanalyse mit dem durchzuführenden Experiment zu tun hat. Eine Gemeinsamkeit ist in der der Notwendigkeit der experimentellen Unterscheidbarkeit der vier orthogonalen nichtfaktorisierten VAA-Basiszustände eines Zweiphotonensystems gegeben. Wie die VAA-Zustandsanalyse setzt die Bellzustandsanalyse optische Elemente voraus, die nichtfaktorisierte Zustände auf reine Produktzustände transformieren können. Die interferometrische Bell-Zustandsanalyse kann das nicht, wie ich anhand des Dense-Coding Experiments der Universität Innsbruck zeigen werde.

Photonenstatistik am Strahlteiler

Die interferometrische Bellzustandsanalyse des Dense-Coding-Experiments basiert auf dem statistischen Verhalten von Zweiphotonenzuständen am symmetrischen Strahlteiler (siehe [20]).

Da Photonen Bosonen sind, muß die Gesamtwellenfunktion eines Photonenpaares unter Austausch der beiden Teilchen symmetrisch sein. Der $|\Psi^-\rangle$ - Bellzustand ändert jedoch unter Austausch der Indizes 1 und 2 sein Vorzeichen, ist also antisymmetrisch. Die Angabe des Gesamtzustandes in der Form von Gleichung 3.2, die nur die Polarisation beinhaltet, ist somit unvollständig. Den Gesamtzustand erhält man unter Hinzunahme der externen räumlichen Moden $|a\rangle$ und $|b\rangle$ eines Strahlteilers. Für den Fall, daß zwei

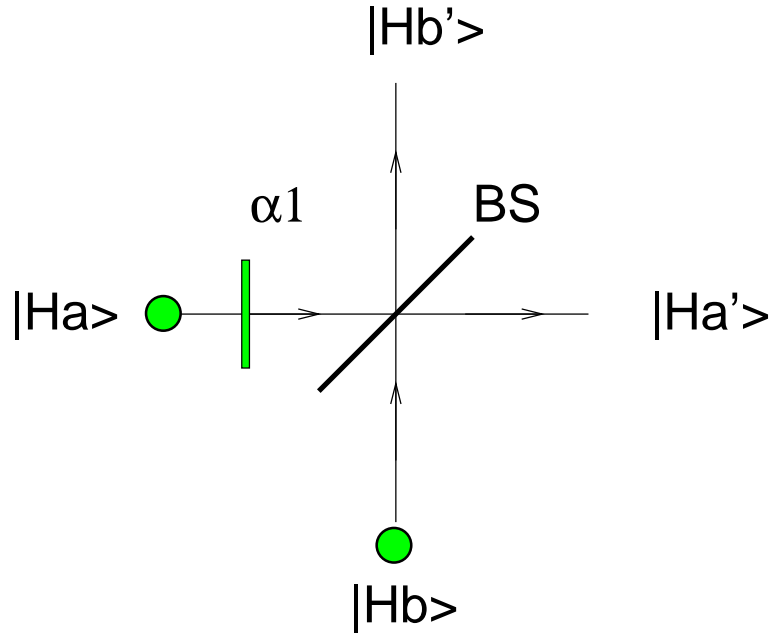


Abbildung 3.6: Der Strahlteiler als optischer Mischer.

Photonen symmetrisch auf einen 50:50 Strahlteiler einfallen - d.h. ein Photon läuft in der Mode $|a\rangle$, das andere in der Mode $|b\rangle$ ein (siehe Abbildung 3.6) - sind folgende externe Zustände

$$|\Psi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle_1|b\rangle_2 - |b\rangle_1|a\rangle_2) \quad (3.14)$$

$$|\Psi_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle_1|b\rangle_2 + |b\rangle_1|a\rangle_2) \quad (3.15)$$

möglich, wobei $|\Psi_A\rangle$ antisymmetrisch und $|\Psi_S\rangle$ symmetrisch ist. Aufgrund der Symmetrieforderung für die Gesamtwellenfunktion erhält man folgende "totale" Zweiphotonenzustände

$$|\Psi^+\rangle|\Psi_S\rangle, |\Psi^-\rangle|\Psi_A\rangle, |\Phi^+\rangle|\Psi_S\rangle \text{ und } |\Phi^-\rangle|\Psi_S\rangle. \quad (3.16)$$

Für das statistische Verhalten der Gesamtzustände am Strahlteiler ist nur der räumliche Anteil der Wellenfunktion maßgebend, da die unitäre Strahlteiler-Matrix nur auf

die externen (räumlichen) Zustände wirkt (siehe [21] Seite 261ff). Berechnet man mit dieser Matrix die Zustände nach dem Strahlteiler, so kommt man zum Ergebnis, daß im Falle eines symmetrischen Ortsanteils $|\Psi_S\rangle$ der einlaufenden Wellenfunktion beide Photonen jeweils in den gleichen Ausgang gestreut werden. Fällt hingegen ein Zwei-photonenzustand der Form $|\Psi^-\rangle|\Psi_A\rangle$ auf einen symmetrischen Strahlteiler, so verläßt jeweils ein Photon in Mode $|a'\rangle$ und ein Photon in Mode $|b'\rangle$ den Strahlteiler, da $|\Psi_A\rangle$ Eigenzustand bezüglich der Strahlteilermatrix ist. $|\Psi_A\rangle$ ist der einzige Zustand, der zu Koinzidenzen zwischen zwei Detektoren in den beiden Ausgängen des Strahlteilers führt.

Das Dense-Coding Experiment

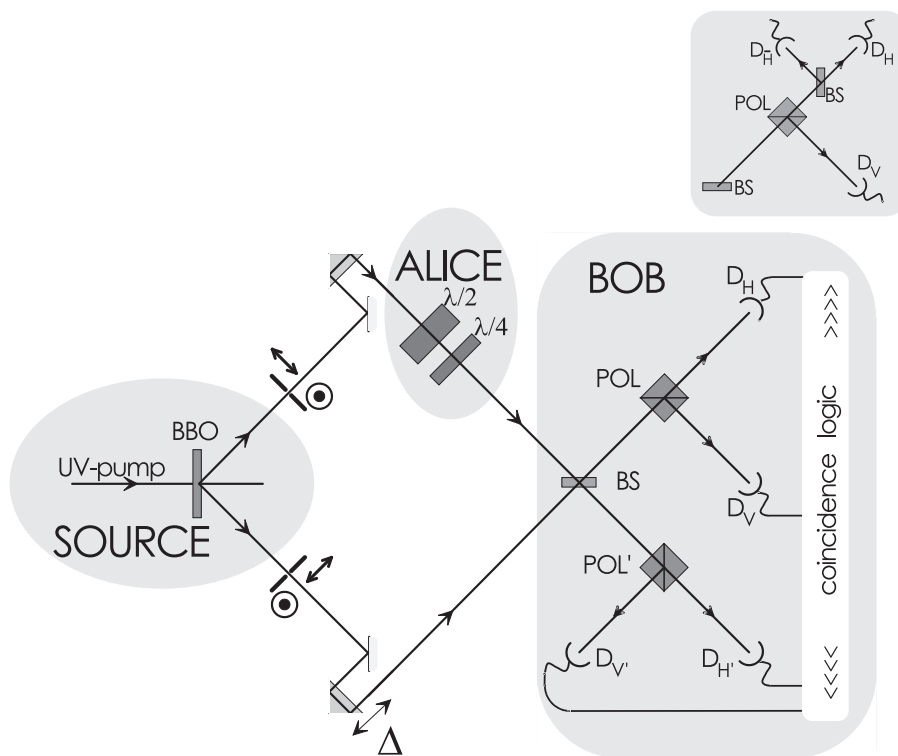


Abbildung 3.7: **Bellzustandsanalyse** beim Dense Coding

Abbildung 3.7 zeigt den experimentellen Aufbau zum Quantum-Dense-Coding (siehe [15]). Ohne im Detail auf die Idee dieses Verfahrens einzugehen, will ich den für das weitere Vorgehen wichtigen Teil der Bell-Zustandsanalyse skizzieren.

Das Experiment besteht aus einer Quelle, die polarisationsverschänkte Photonenpaare emittiert (siehe Abschnitt 3.2). Mit Hilfe eines Halb- und Viertelwellenplättchens kann man durch eine lokale unitäre Transformation in einem der Arme des Zweiteilcheninterferometers jeden beliebigen Bell-Zustand (siehe Gleichung 3.2) erzeugen. Der letzte

Teil des Experiments sollte die Aufgabe eines Bell-Zustandsanalysators übernehmen.

Da nur der $|\Psi^-\rangle$ -Zustand einen antisymmetrischen räumlichen Anteil hat, kann nur dieser Zustand durch eine Koinzidenzdetektion zwischen den beiden Ausgängen des Strahlteilers detektiert werden (z.B. Koinzidenzen zwischen D_H und $D_{V'}$ oder $D_{H'}$ und D_V). Der $|\Psi^+\rangle$ -Zustand kann leicht von den beiden restlichen Bell-Zuständen $|\Phi^+\rangle$ und $|\Phi^-\rangle$ durch die unterschiedliche Polarisierung der beiden Photonen getrennt werden. Koinzidenzen zwischen $D_{H'}$ und $D_{V'}$ sind charakteristisch für diesen Zustand. Verwendet man Silizium-Avalanche-Dioden im Geiger-Modus zum Einzelphotonennachweis (siehe Kapitel 4), so ist eine Modifikation des Bell-Zustandsanalysators notwendig, da ein einzelnes Photon von einem Paar nicht unterschieden werden kann. Trotz dieser Modifikation sind die $|\Phi\rangle$ -Zustände ununterscheidbar.

Lütkenhaus, Calsamiglia und Suominen [22] zeigten 1999 formal, daß mit linearen optischen Elementen wie Strahlteilern und Phasenschiebern eine Bell-Zustandsanalyse von polarisationsverschränkten Photonen nicht zu bewerkstelligen ist

3.3.4 Zusammenfassung

Bisher wurde gezeigt, daß eine Abbildung der nichtseparierbaren VAA-Basiszustände (siehe Gleichung 2.14) eines Zweiphotonensystems auf Produktzustände rein formal durch eine Controlled-Not-Operation realisiert werden kann. Die erfolgreiche experimentelle Umsetzung eines CNOT-Gatters scheiterte bisher einerseits an experimentellen Schwierigkeiten (siehe [19]), andererseits an der erst vor kurzem bewiesenen Nichtexistenz solch eines Verfahrens mit linearen optischen Elementen (siehe [22]), die ich exemplarisch anhand der interferometrischen Bellzustandsanalyse gezeigt habe. Plakativ gesprochen würde das geplante Experiment mit polarisationsverschränkten Photonenpaaren an der Nichteindeutigkeit der Analyse der vier VAA-Basiszustände scheitern.

3.4 Konzept der Einteilchenverschränkung

Erweitert man den Hilbertraum eines Photons um einen weiteren Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgrad, so kann man in rein formaler Analogie ein Photon in zwei Freiheitsgraden verschränken. Da alle möglichen Einteilchentransformationen durchgeführt werden können, können auch die formal entsprechenden Einteilchen VAA-Basiszustände analysiert werden.

In diesem Abschnitt werde ich zwei Möglichkeiten der Verschränkung eines Teilchens in zwei Freiheitsgraden besprechen, die für das Experiment ausschlaggebend sind. Von der Polarisations-Zeitverschränkung wird Alice bei der Zustandspräparation Gebrauch machen. Die Polarisations-Ortsverschränkung ist Ausgangspunkt für die Realisierung eines VAA-Zustandsanalysators.

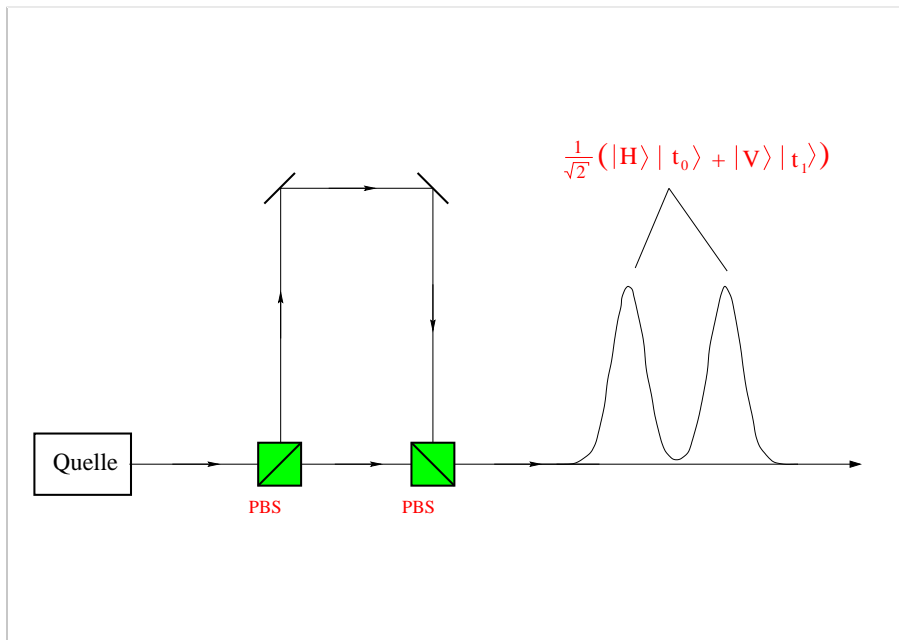


Abbildung 3.8: Schematische Skizze zur Präparation eines Polarisations-Zeitverschränkten Zustandes. (PBS...polarisierender Strahlteilerwürfel)

3.4.1 Polarisations-Zeitverschränkung

Die Idee, ein Photon kohärent in zwei zeitlich separierte Pulse aufzuteilen, wurde erstmals von Bennett [23] im Rahmen eines Schemas zur interferometrischen Quantenkryptographie vorgeschlagen. Hier erweitern wir diese Methode, um Zeit-Polarisations-Korrelationen zu erhalten.

Schickt man ein unter 45° linear polarisiertes Photon auf das extrem verstimmte Mach-Zehnder-Interferometer, d.h. bei dem der optische Weglängenunterschied deutlich größer als die Kohärenzlänge der Photonen ist (siehe Abbildung 3.8), so erhält man an einem Ausgang den Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle), \quad (3.17)$$

den wir als Polarisations-Zeit verschränkt bezeichnen. Detektiert man das Photon zum Zeitpunkt t_0 , d.h. es nahm den kürzeren Weg, so ist es horizontal polarisiert. Wird das Photon jedoch zum Zeitpunkt t_1 nachgewiesen, so ist es vertikal polarisiert.

3.4.2 Polarisations-Ortsverschränkung

Eine weitere Möglichkeit der Erweiterung des Hilbertraumes ist durch die zwei räumlichen Moden $|a\rangle$ und $|b\rangle$ eines Strahlteilers (siehe Abschnitt 3.3.3) gegeben. In der

Tabelle 3.2: Übertragungsregeln für Zweiteilchen Spin- $\frac{1}{2}$ Produktzustände in die äquivalenten Einteilchenzustände. Die Eigenzustände sind in der σ_z -Darstellung angegeben.

Zweiteilchen Zustände	Polarisation-Zeit	Polarisation-Ort
$ \uparrow\rangle_1 \uparrow\rangle_2$	$ H\rangle t_0\rangle$	$ H\rangle a\rangle$
$ \uparrow\rangle_1 \downarrow\rangle_2$	$ H\rangle t_1\rangle$	$ H\rangle b\rangle$
$ \downarrow\rangle_1 \uparrow\rangle_2$	$ V\rangle t_0\rangle$	$ V\rangle a\rangle$
$ \downarrow\rangle_1 \downarrow\rangle_2$	$ V\rangle t_1\rangle$	$ V\rangle b\rangle$

Sprechweise der Polarisations-Orts-Verschrankung muß Alice zu Beginn ihrer Prozedur den Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|a\rangle + |V\rangle|b\rangle) \quad (3.18)$$

präparieren, indem sie z.B. ein unter 45° linear polarisiertes Photon auf einen polarisierenden Strahlteilerwürfel schickt. Detektiert man das Photon in der Ausgangsmode $|a\rangle$, so ist es horizontal polarisiert. Wird es im Ausgang $|b\rangle$ nachgewiesen, so ist es vertikal polarisiert.

3.4.3 Das neue VAA-Meßschema

Im neu eingeführten Konzept der Verschrankung eines Photons in zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgraden stellt sich das im theoretischen Teil vorgestellte Spiel wie folgt dar:

1. Zu Beginn präpariert Alice mit Hilfe eines extrem verstimmten Mach-Zehnder-Interferometers (siehe Abbildung 3.8) den Polarisations-Zeit verschrankten Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle) \quad (3.19)$$

eines Photons, den sie an Bob weiterschickt.

2. Bobs projektive Spinmessung in einer der drei Eigenbasen σ_x , σ_y oder σ_z läßt sich als Messung am "internen" Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgrad, d.h. der Photonen-Polarisation, verstehen.
3. Da eine VAA-Zustandsanalyse im Zeitfreiheitsgrad nicht möglich ist, führt Alice den von Bob modifizierten Zustand $|\tilde{\Psi}\rangle$ in den analogen Polarisations-Ortsmodenzustand über (siehe Tabelle 3.2), an dem sie daran anschließend eine VAA-Messung vornimmt. Diese Messung projiziert $|\tilde{\Psi}\rangle$ auf die vier orthogonalen Eigenzustände $|\phi_i\rangle$ (siehe Gleichung 3.23) der Observable \hat{A} .

Im Polarisations-Orts Raum eines Photons können die orthogonalen VAA-Basiszustände wie folgt geschrieben werden.

$$|\phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|H\rangle|a\rangle + \frac{1}{2}(e^{\frac{i\pi}{4}}|H\rangle|b\rangle + e^{-\frac{i\pi}{4}}|V\rangle|a\rangle) \quad (3.20)$$

$$|\phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|H\rangle|a\rangle - \frac{1}{2}(e^{\frac{i\pi}{4}}|H\rangle|b\rangle + e^{-\frac{i\pi}{4}}|V\rangle|a\rangle) \quad (3.21)$$

$$|\phi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|V\rangle|b\rangle + \frac{1}{2}(e^{-\frac{i\pi}{4}}|H\rangle|b\rangle + e^{\frac{i\pi}{4}}|V\rangle|a\rangle) \quad (3.22)$$

$$|\phi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|V\rangle|b\rangle - \frac{1}{2}(e^{-\frac{i\pi}{4}}|H\rangle|b\rangle + e^{\frac{i\pi}{4}}|V\rangle|a\rangle) \quad (3.23)$$

3.4.4 Experimentelle Realisierung von \hat{A} für Einphotonenzustände

Zu Beginn des vorhergehenden Abschnitts wurde eine unitäre Transformationsmatrix U^\dagger abgeleitet, die angewendet auf den jeweiligen VAA-Basiszustand einen Produktbasiszustand ergibt. Im Falle einer Verschränkung von Polarisations- und Orts-Freiheitsgrad eines einzelnen Photons ist diese diskrete unitäre Operation mit linearen optischen Elementen einfach zu realisieren (siehe [24]). Im weiteren wird gezeigt, wie Strahlteiler, Phasenschieber, polarisierende Strahlteiler und Wellenplatten dazu verwendet werden können. Formal wird die Wirkung eines verlustfreien Strahlteilers ($R+T=1$) durch die sogenannte unitäre **Strahlteilermatrix** $T \in SU(2)$

$$T = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} \cos \omega & i \cdot e^{i\alpha} \sin \omega \\ i \cdot \sin \omega & \cos \omega \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

beschrieben. Diese Streumatrix transformiert den Eingangszustand eines Strahlteilers mit den Moden $|a\rangle, |b\rangle$ in den Ausgangszustand mit den Moden $|a'\rangle, |b'\rangle$

$$\begin{pmatrix} a' \\ b' \end{pmatrix} = T_{pq} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Der Parameter ω beschreibt die Reflektivität R ($\sin \omega = \sqrt{R}$) und Transmission T ($\cos \omega = \sqrt{T}$) des Strahlteilers. Der Parameter α kann als Phasenschieber nach dem Strahlteiler realisiert werden. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß sich ein Strahlteiler mit variabler Reflektivität durch ein Mach-Zehnder-Interferometer, bestehend aus symmetrischen 50:50 Strahlteilern, ersetzen läßt (siehe Abbildung 3.9).

Die Strahlteilermatrix beschreibt neben einem ganz gewöhnlichen Strahlteiler auch die 1 : 1 Mischung der horizontalen und vertikalen Polarisationskomponente eines Photons an einem um $22,5^\circ$ gegen die Horizontale gedrehten Halbwellenplättchen (siehe Abbildung 3.10). Auf diese Weise lassen sich die Wahrscheinlichkeitsamplituden von

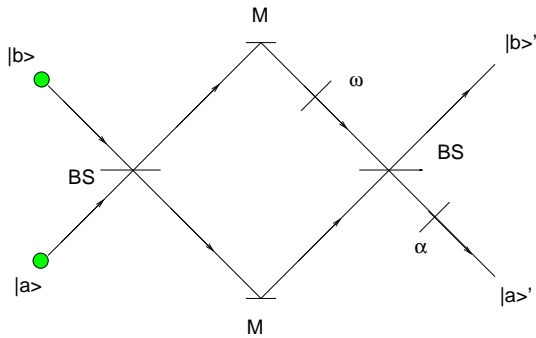


Abbildung 3.9: Mach-Zehnder-Interferometer

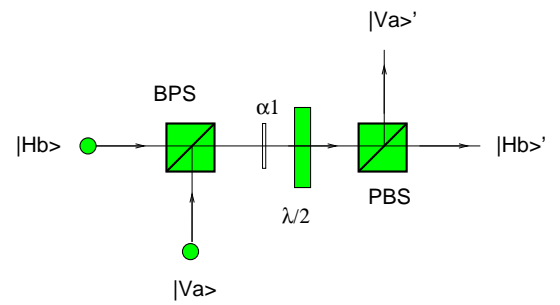


Abbildung 3.10: Polarisations-Interferometer

$|H\rangle|b\rangle$ und $|V\rangle|a\rangle$ verknüpfen. In weiterer Folge wird das Symbol T der Strahlteilermatrix mit zwei tiefgestellten Indizes versehen, um zu kennzeichnen, welche zwei Moden gemischt werden (1 entspricht $|Ha\rangle$, 2 $|Hb\rangle$, 3 $|Va\rangle$ und 4 $|Vb\rangle$).

Die Suche nach einem optischen Experiment, das die unitäre Transformation U^\dagger (siehe Gleichung 3.11) bewerkstelligt, ist gleichbedeutend mit der Zerlegung der Matrix $U^\dagger \in SU(4)$ in ein Produkt von Blockmatrizen $\in SU(2)$, die nur aus Strahlteilermatrizen mit geeigneten Phasen α_i (siehe Gleichung 3.24) bestehen.

Die einfachste Zerlegung von U^\dagger lautet explizit:

$$U^\dagger = D \cdot T_{21}^\dagger \cdot T_{43}^\dagger \cdot T_{32}^\dagger \quad (3.26)$$

Sie bedeutet experimentell ein Hintereinanderschalten von 1:1 Strahlteilern, die jeweils zwei Eingangsmoden so mischen, daß ein Ausgang dunkel bleibt. Die Diagonalmatrix D beschreibt globale Phasen θ_i an den vier Ausgängen des VAA-Zustandsanalytors (siehe Abbildung 3.11). Diese sind insofern rein formaler Natur, da sie das von den Dioden a1,...,a4 detektierbare Interferenzmuster nicht verändern. Sie müssen daher im Experiment nicht gesetzt werden.

Abbildung 3.11 zeigt schematisch die aktive Basistransformation, die bei der experimentellen Umsetzung des VAA-Zustandsanalytors realisiert werden muß. Die am einfachsten zu realisierende experimentelle Umsetzung eines VAA-Zustandsanalytors

Tabelle 3.3: Zerlegung der unitären Matrix U^\dagger in ein Produkt von Blockmatrizen T_{pq}

	ω	α	Bemerkung
T_{32}	$\pi/4$	π	1 : 1 Strahlteiler
T_{21}	$\pi/4$	$-\pi/4$	1 : 1 Strahlteiler
T_{34}	$\pi/4$	$-\pi/4$	1 : 1 Strahlteiler

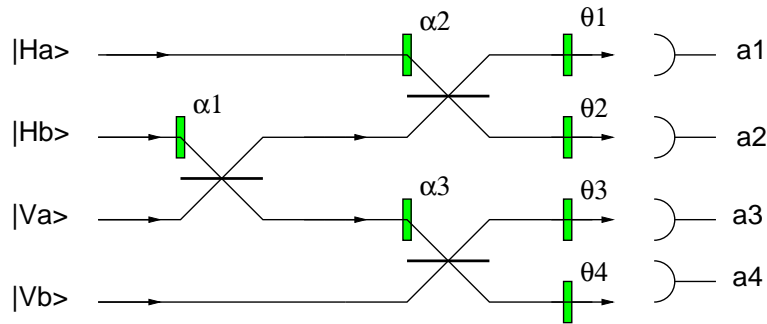


Abbildung 3.11: Der VAA-Zustandsanalysator als aktive Basistransformation.

zeigt Abbildung 3.12. Die einzelnen Strahlteiler werden hier durch Polarisationsinterferometer, die α_i durch optisch doppelbrechende Quarzplättchen realisiert. Der experimentelle Vorteil dieser Anordnung liegt vor allem in der Tatsache, daß das einzelne Interferometer wesentlich einfacher zu stabilisieren ist, als die sich aus Abbildung 3.11 ergebenden drei verschachtelten Interferometer. Läuft der VAA-Zustand $|\phi_1\rangle$ durch diese Anordnung, so klickt Detektor a_1 , usw.

3.5 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde erstmals eine experimentell mögliche Umsetzung des von Vaidman, Aharonov und Albert vorgestellten Gedankenexperiments zur Bestimmung der Werte von σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens vorgestellt. Das für die experimentelle Umsetzung zentrale Problem der Abbildung der nichtfaktorierbaren VAA-Basiszustände auf reine Produktbasiszustände wurde eingehend untersucht. Im ersten Abschnitt habe ich exemplarisch anhand der Interferometrischen Bellzustandsanalyse eines Zweiphotonensystems gezeigt, daß eine VAA-Zustandsanalyse im Polarisationsraum zweier Photonen mit einfachen optischen Elementen nicht realisiert werden kann. Mit Hilfe eines "formalen" Kunstgriffs, bei dem ein Photon in zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgraden verschränkt wird, konnten wir erstmals das VAA-Meßschema in ein konkretes Experiment umsetzen. Im letzten Teilabschnitt habe ich den neuen VAA-Zustandsanalysator im Polarisations-Orts-Raum eines Photons entworfen (siehe Abbildung 3.12). Mit dieser Anordnung, bei der eine komplizierte Stabilisierung mehrerer verschachtelter Interferometer umgangen werden konnte, gelingt eine eindeutige Transformation der vier nicht-separierbaren VAA-Basiszustände in reine Produktzustände.

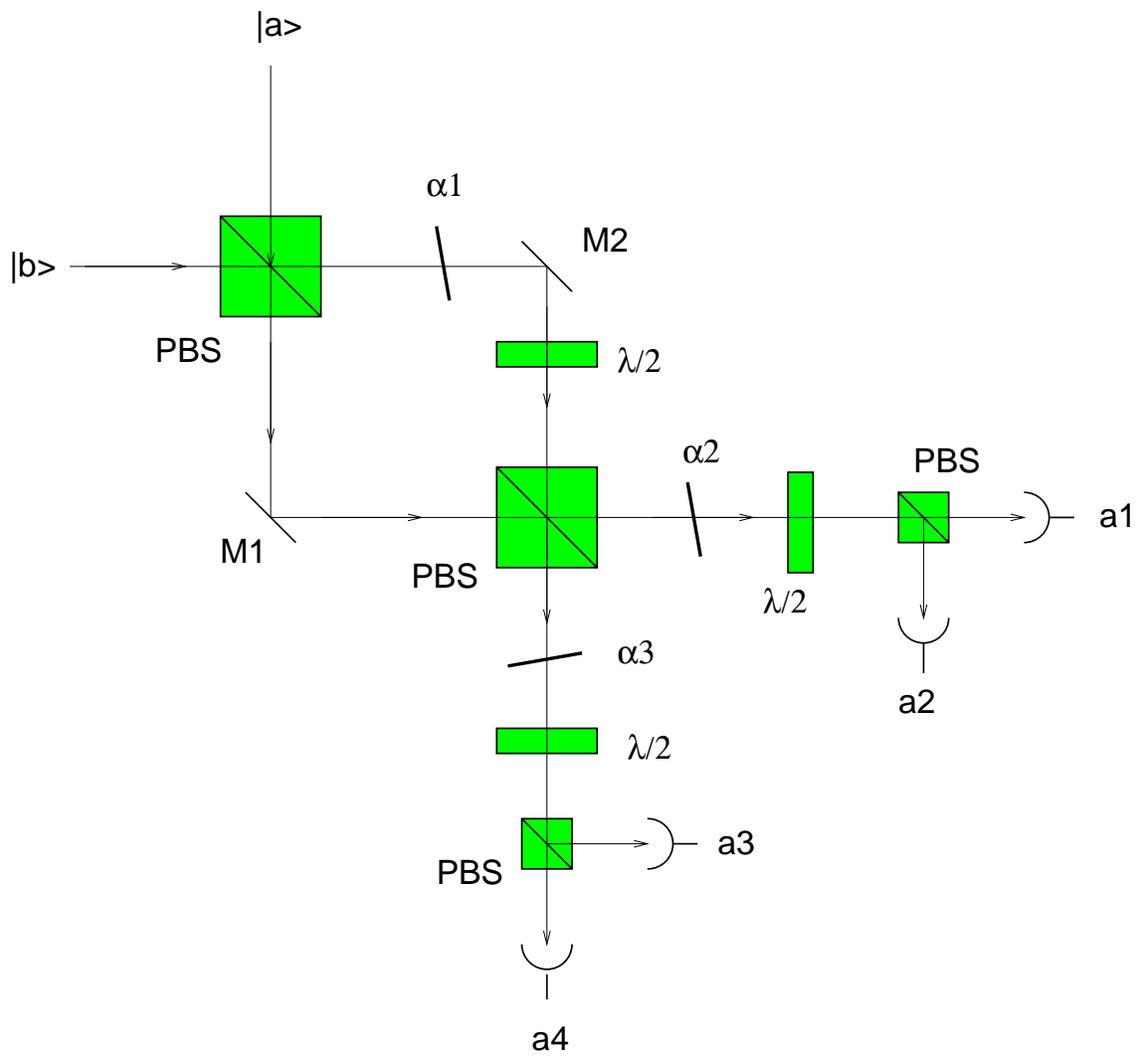


Abbildung 3.12: Der VAA-Zustandsanalyator

4 Experimenteller Teil

In diesem Kapitel sollen die experimentellen Ergebnisse vorgestellt werden, die im Rahmen dieser Arbeit erzielt worden sind. Die Darstellung folgt in etwa der chronologischen Abfolge der experimentellen Teilschritte. Nach einer kurzen Beschreibung der Einzelphotonenquelle in Abschnitt 4.1, beschäftigt sich Abschnitt 4.2 ausführlich mit dem Aufbau der Zustandspräparation und den diesbezüglichen Messungen.

4.1 Die Photonenquelle

Da wir für das Experiment einzelne Photonen brauchen, verwenden wir Photonenpaare, die wir mit parametrischer Konversion von UV-Photonen erzeugen. Eines der beiden Konversionsphotonen dient uns als Trigger. Dieses Triggerphoton definiert im anderen Arm in sehr guter Näherung einen Einphotonenzustand. Zudem erlaubt es auch eine zeitaufgelöste Detektion der Experimentierphotonen nach der Übersetzung der Polarisations-Zeit in die analogen Polarisations-Orts Zustände.

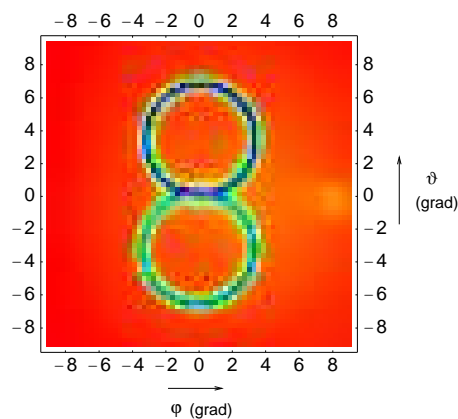


Abbildung 4.1: Kollineare Typ-II parametrische Konversion gesehen durch ein räumliches Modenfilter. Im Berührungspunkt der beiden Emissionskreise detektiert man ein Photonenpaar. Photon 1 ist ordentlich (horizontal), Photon 2 außerordentlich (vertikal) polarisiert.

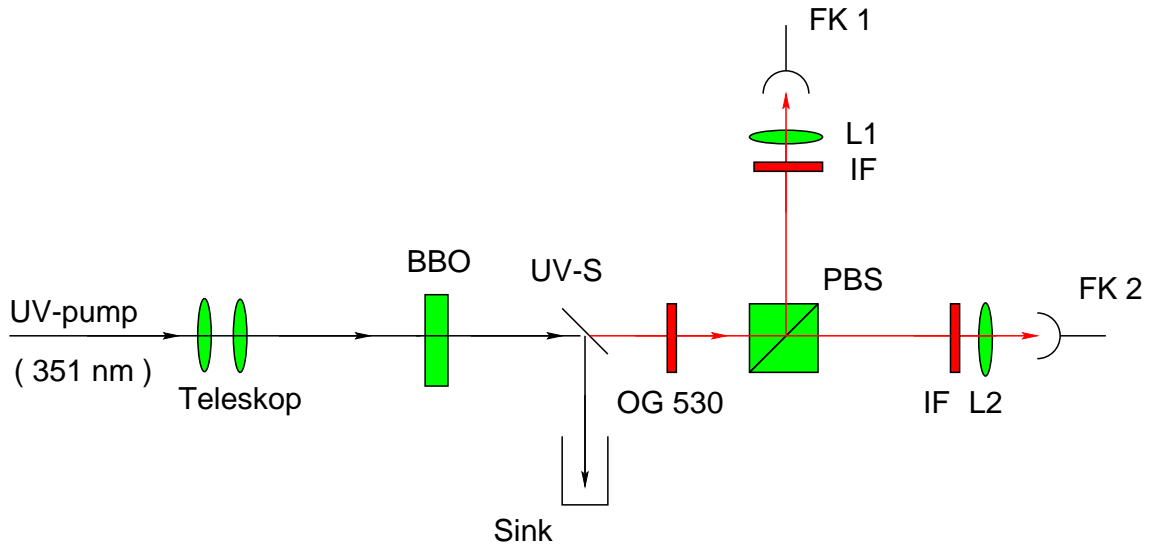


Abbildung 4.2: Schematische Sisse der Photonenpaarquelle

Bei der kollinearen Typ-II Down-Conversion (siehe Abb. 4.1) erfolgt die Emission der Signal- und Idler-Photonen ($\lambda = 702 \text{ nm}$) parallel zum UV-Pumpstrahl. Mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers können die beiden orthogonal zueinander polarisierten Photonen problemlos räumlich getrennt werden. Ein Photon führt man dem Experiment in Abbildung 4.4 zu. Das verbleibende Photon dient als Trigger.

Im Detail fokussiert man den Pumpstrahl des Ar^+ -Lasers ($\lambda = 351 \text{ nm}$) mit einem Teleskop auf den für den kollinearen Betrieb geschnittenen BBO-Kristall. Die optische Achse des Kristalls und die Oberflächennormale schließen einen Winkel von $48,9^\circ$ ein. Aufgrund der kollinearen Anordnung muß der Pumpstrahl mit Hilfe eines dichroischen Spiegels (UV-S) aus dem gemeinsamen Strahlengang herausreflektiert werden. Zur zusätzlichen Abschwächung der restlichen vom dichroischen Spiegel transmittierten Laserstrahlung wurde hinter den UV-Spiegel ein Kantenfilter (Schott Typ OG530) gesetzt. Dieser Filter ist nur für Licht der Wellenlänge $\lambda > 550 \text{ nm}$ durchlässig. Nun trennt man mit dem polarisierenden Strahlteilerwürfel das Photonenpaar räumlich auf und koppelt jedes Photon für sich in eine Einmodenglasfaser.

Die Einkoppeloptik besteht aus einem Interferenzfilter (IF) und einer kurzbrennweitigen Linse (L1 bzw. L2). Die volle Halbwertsbreite des Interferenzfilters $\lambda_{FWHM} = 5 \text{ nm}$ bestimmt den Waist der Gaußschen Strahlungsmode der Einzelphotonen. Aus der

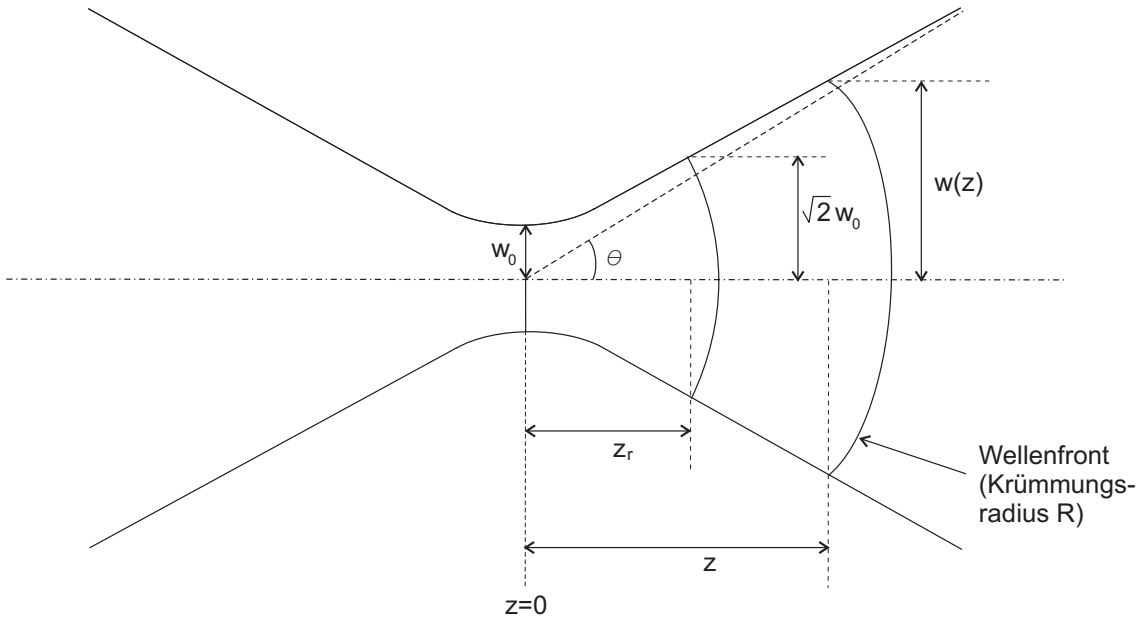


Abbildung 4.3: Longitudinale Charakteristik der gaußförmigen Pumpmode (entnommen aus [25])

Bandbreite der Interferenzfilter ermittelt man mit der Beziehung

$$t_c = \frac{\lambda^2}{c \cdot \lambda_{FWHM}} \quad (4.1)$$

eine Kohärenzzeit t_c von 0,32 ps. Etwas anschaulicher als die Kohärenzzeit ist die Kohärenzlänge l_c . Sie ist jene Strecke, welche das Licht in der Kohärenzzeit zurücklegt, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bezeichnet. Mit der Beziehung

$$l_c = c \cdot t_c \quad (4.2)$$

errechnet sich die Kohärenzlänge zu $100 \mu\text{m}$. Dieser Wert ist für den Abgleich der beiden Interferometer von großer Wichtigkeit (siehe Abschnitt 4.3.1). Durch Variation des Abstandes der Linse vom Faserende kann die Gaußsche-Mode der Einzelphotonen an den Kerndurchmesser der Glasfaser angepaßt werden. Bei optimaler Justage der einzelnen Komponenten liefert die Quelle bei 120 mW Pumpleistung des Ar^+ -Lasers und einem Pump-Waist im Kristall von $100 \mu\text{m}$ eine Koinzidenzzählrate von $18\,000 \text{ s}^{-1}$.

Zur Steigerung der Effizienz können die Interferenzfilter vollkommen weggelassen werden. Variiert man den Abstand der Linse L vom Faserende, so kann man Licht, das aus einem gewissen Raumwinkelbereich kommt, in die Faser koppeln. Das Emissionswinkelspektrum hängt über die Phasenanpassungsbedingung für Signal- und Idler-Photon im BBO-Kristall (siehe Gleichung 3.4) direkt mit dem Emissionswellenlängenspektrum

zusammen. Selektiert man daher mit der Einkoppeloptik einen gewissen Raumwinkelbereich, so legt man automatisch die spektrale Breite der eingekoppelten Photonen fest. Wählt man wie beschrieben eine spektrale Bandbreite von 5 nm, so sollte dies zu einer Verdopplung der Koinzidenzzählrate zwischen Signal- und Idlerphoton im Vergleich zum Aufbau mit Interferenzfilter führen.

Abbildung 4.3 zeigt den longitudinalen Verlauf einer gaußförmigen Strahlungsmode. Die wichtigste Beziehung für das optimale Einkoppeln einer Gaußmode in eine Glasfaser ist durch die Wellenlängen- und Waist-Abhängigkeit des Divergenzwinkels gegeben. In der Fernfeldnäherung - d.h. der longitudinale Abstand z ist viel größer als die Rayleigh-Länge z_r (siehe [25] Seite 352) - ist der Divergenzwinkel θ der Gaußschen Strahlungsmode durch die Beziehung

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.3)$$

gegeben. Je langwelliger die betrachtete Strahlung, desto divergenter wird der Strahl.

4.2 Die Zustandspräparation

Der optische Aufbau des Experiments ist in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Das horizontal polarisierte Photon des Photonenpaars wird über eine Einmodenglasfaser dem Experiment zugeführt. Um die Polarisationsdrehung der Faser rückgängig zu machen, finden sogenannte "Faser-Polarisations-Kompensatoren" Anwendung. Diese Kompensatoren wirken wie die Kombination einer Halb- und Viertelwellenplatte, bei der sich durch geeignetes Verdrehen der einzelnen Platten jede beliebige unitäre Operation auf dem Polarisationsraum eines Photons durchführen läßt. Diesbezügliche Details sind in Gregor Weihs Diplomarbeit (siehe Seite 35ff in [26]) zu finden.

Nachdem Alice die horizontal polarisierten Photonen mit einer Halbwellenplatte auf lineare Polarisation unter 45° gedreht hat, präpariert sie mit dem ersten Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) den Polarisations-Zeit-verschränkten Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle), \quad (4.4)$$

an dem Bob eine willkürliche Polarisationsmessung in einer der drei Basen (H,V),(+45,-45) oder (R,L) vornimmt. Den modifizierten Zustand $|\tilde{\Psi}\rangle$ übergibt er Alice, die ihn in den analogen Polarisations-Orts-Zustand übersetzt. Die Wirkungsweise der Zustandsübersetzung läßt sich am besten ohne Bobs Polarisator zeigen.

4.3 Die Zustandsübersetzung

Die grundlegende Idee besteht darin, den Doppelpuls von Alice' Zustandspräparation mit einem 50:50 Strahlteiler in zwei örtlich separierte Doppelpulse aufzuteilen, da mittels die-

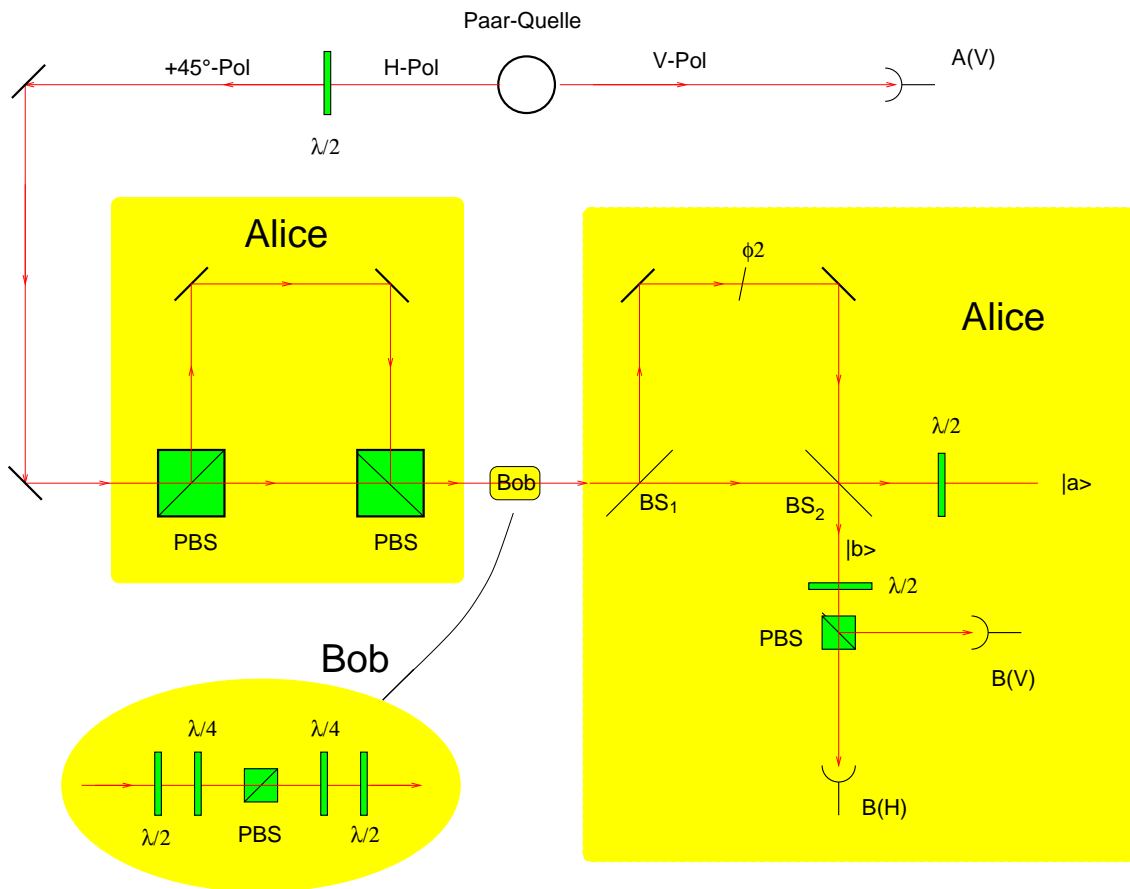


Abbildung 4.4: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus. Gemessen werden Koinzidenzen zwischen den Detektoren A(V) und B(H) bzw. A(V) und B(V) als Funktion der Interferometerphase ϕ_2 .

ses Freiheitsgrads die notwendige Analyse durchgeführt werden kann. Jeder dieser Doppelpulse durchläuft den Arm eines extrem verstimmten Mach-Zehnder-Interferometers. Stimmt die Armlängendifferenz Δl von Alice' Präparations-Interferometer innerhalb der zeitlichen Kohärenzlänge l_c ($\approx 100 \mu\text{m}$) der Einzelphotonen mit der Armlängendifferenz des Übersetzungs-Interferometers überein, so überlappen die entsprechenden Teile der Doppelpulse am Ausgangsstrahlteiler BS_2 derart, daß der den längeren Arm nehmende Teilpuls mit dem Index t_0 mit dem den kürzeren Teilarm nehmenden Teilpuls (Index t_1) interferiert. Anschaulich gesprochen kann innerhalb der Kohärenzlänge nicht unterschieden werden, ob das detektierte Photon erst den kurzen Arm des ersten Interferometers und dann den langen Arm des zweiten oder erst den langen Arm und dann den kurzen Arm durchlaufen hat. Außerdem gibt es noch zwei nichtinterferierende Komponenten, da der erste Teilpuls (t_0) mit 50% Wahrscheinlichkeit über den kurzen Arm des zweiten Interferometers den Detektor erreicht, ebenso kommt ein Teil des zweiten Teilpulses

(t_1) über den langen Arm zu spät und damit ohne die Möglichkeit zur Interferenz zum Detektor. Die Kombination der beiden Interferometer bildet zusammen ein Polarisationsinterferometer (siehe Abbildung 3.10). Die Polarisations-Interferenzen lassen sich durch gezielte Armlängenänderung eines der beiden Interferometer sichtbar machen.

Eine eingehende Rechnung zeigt, daß sich der Polarisations-Zeitverschränkte Zustand aus Gleichung 4.4 durch geeignetes Setzen der Interferometerphase ϕ_2 nicht in den gewünschten Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|a\rangle + |V\rangle|b\rangle), \quad (4.5)$$

sondern in den verschränkten Zustand

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|+45\rangle|a\rangle + |-45\rangle|b\rangle) \quad (4.6)$$

übersetzen läßt. Setzt man jedoch in die beiden Ausgänge von Alice' Interferometer jeweils eine Halbwellenplatte, deren optische Achse um $22,5^\circ$ gegen die Horizontale verdreht ist, so kann dieser Zustand in den gewünschten Zustand (Gleichung 4.5) gedreht werden. Ganz allgemein läßt sich der Einphotonen-Zustand nach den zwei Halbwellenplättchen in den Ausgängen des zweiten Interferometers als

$$\frac{1}{2\sqrt{2}}\{(1 + e^{i\phi_2})|H\rangle|a\rangle - (1 - e^{i\phi_2})|H\rangle|b\rangle - (1 - e^{i\phi_2})|V\rangle|a\rangle + (1 + e^{i\phi_2})|V\rangle|b\rangle\} \quad (4.7)$$

schreiben. Aufgrund der Komplementarität der Wahrscheinlichkeitsamplituden in den Ortsmoden $|a\rangle$ und $|b\rangle$ ist die Aufzeichnung der Interferenzmuster für beide Polarisationskomponenten in einem der beiden Ausgänge ausreichend, um den Ausgangszustand eindeutig zu charakterisieren.

4.3.1 Suche des Abgleichpunktes

Die beiden Mach-Zehnder-Interferometer wurden so realisiert, daß die Einzelphotonen am Strahlteiler in zwei Wahrscheinlichkeitsamplituden aufgeteilt werden. Mit Hilfe zweier Retro-Prismen in den beiden Armen werden diese Teilamplituden am selben Strahlteiler zur Überlagerung gebracht (siehe Abbildung 5.1 im technischen Teil). Mit diesem an ein Michelson-Interferometer erinnernden Aufbau lassen sich relativ einfach große Armlängendifferenzen Δl realisieren. Wie oben gezeigt, spaltet der Doppelpuls nach dem zweiten Interferometer in drei zeitlich separierte Pulse auf. Die Information der Zustandsübersetzung ist jedoch nur im mittleren, interferenzfähigen Puls (siehe Abbildung 4.6) enthalten. Um diesen Puls mit der Koinzidenzelektronik von den Peripheriepulsen elektronisch zu unterscheiden, haben wir eine Laufzeitdifferenz von 3 ns – dies entspricht einer Armlängendifferenz des ersten MZI von 90 cm – realisiert. Da die beiden Armlängendifferenzen innerhalb der Kohärenzlänge $l_c = 100 \mu\text{m}$ übereinstimmen

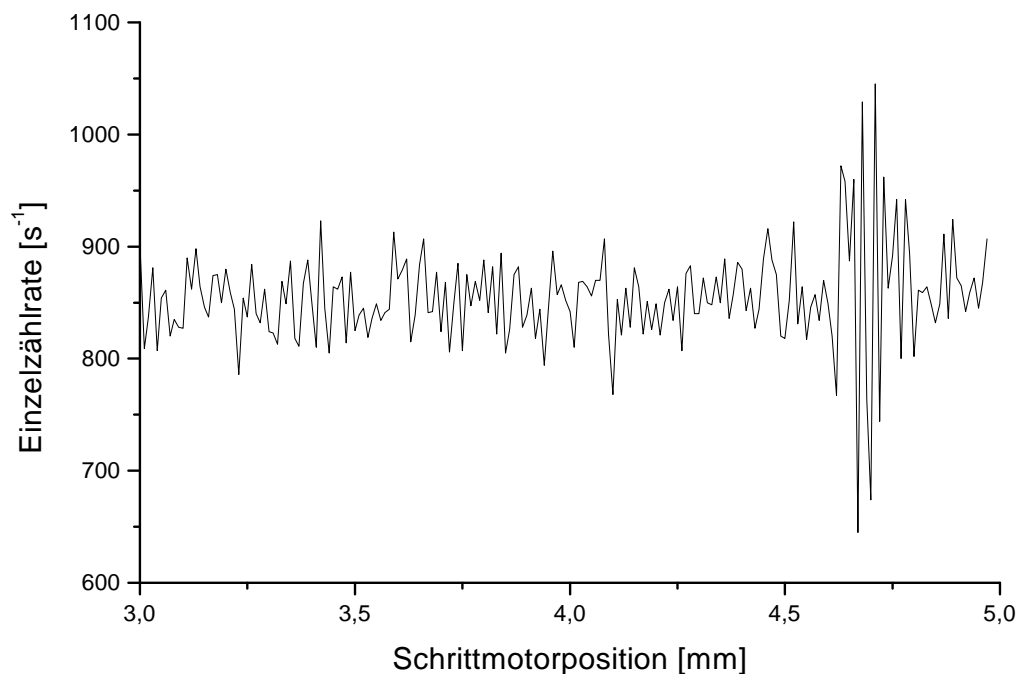


Abbildung 4.5: Einzelzählrate in Abhängigkeit der Schrittmotorposition

müssen, wurde eines der Retroprismen auf einem Verschiebetisch mit Schrittmotorsteuerung montiert.

Bei der Suche des Abgleichpunktes wurde die Polarisation der Einzelphotonen in der (+45,-45)-Basis analysiert. Mißt man an einem der Ausgänge mit Hilfe einer Avalanche-Photodiode die gewöhnliche Einzelzählrate [B(H) oder B(V)] in Abhängigkeit der Schrittmotorposition (siehe Abbildung 4.5), so kann der Abgleichpunkt relativ leicht aufgefunden werden: Außerhalb des Abgleichpunktes addieren sich die Beiträge der einzelnen Pulse unabhängig auf, die Einzelzählrate bleibt bei Variation der Armlänge konstant. Interferieren jedoch die beiden mittleren Teilpulse, so überlagert sich dem durch die Peripheriepulse verursachten inkohärenten Beitrag ein phasenabhängiger periodischer Anteil. Aufgrund der relativ großen Schrittweite des Schrittmotors wurde das Interferenzmuster rein zufällig abgetastet. Trotzdem konnte aus der Breite der Einhüllenden in Abbildung 4.5 die Kohärenzlänge l_c der Einzelphotonen abgeschätzt werden.

$$l_c = (90 \pm 10) \mu\text{m} \quad (4.8)$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem aus der spektralen Breite der Interferenzfilter berechneten Wert von $100 \mu\text{m}$.

4.3.2 Pulsanalyse

Um die zeitliche Abfolge der Detektionen nach der Zustandsübersetzung zu bestimmen, wurde mit einem Digital Oszilloskop (LeCroy LC574) die Verteilung der Zeitdifferenzen von korrelierten Photonen aufgezeichnet. Hierfür wird das vertikal polarisierte Trigger-Photon direkt auf eine Avalanche-Photodiode (APD) gegeben. Das Experimentier-Photon durchläuft jedoch den Aufbau in Abbildung 4.4 und wird daher später detektiert. Für die Messung wurden die nachverstärkten APD-Signale mit Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) in genormte NIM-Signale konvertiert und an die beiden Eingänge des Digital Oszilloskopes gelegt.

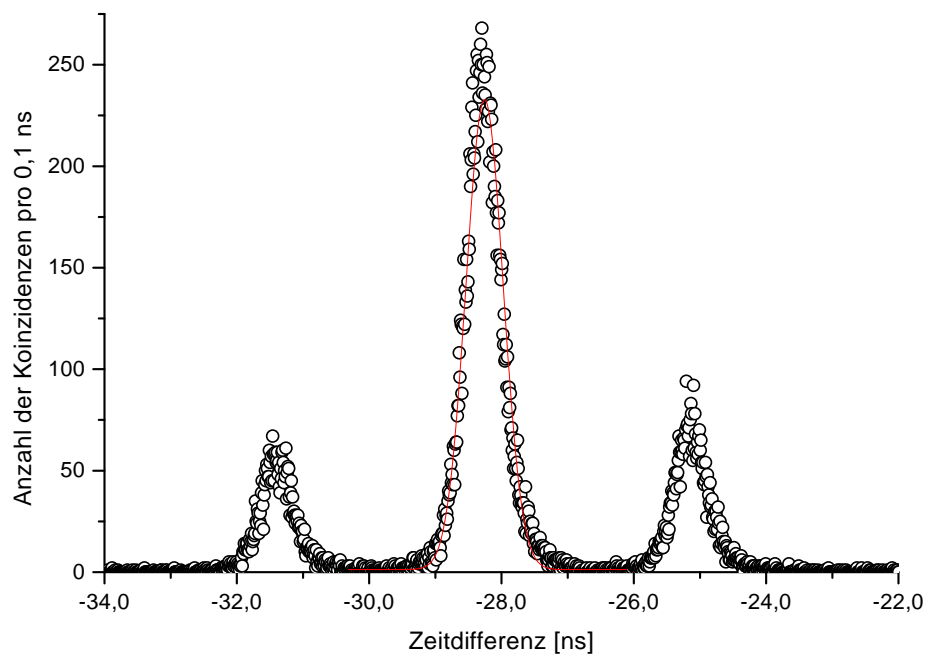


Abbildung 4.6: Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen der Detektion des Trigger- und Experimentier-Photons. Den Häufigkeitsverteilungen entsprechen die vier möglichen Wege des Photons durch die zwei Interferometer in Abbildung 4.4 (1. Peripheriepuls : kk; Mittelpuls : kl oder lk; 2. Peripheriepuls : ll).

In Abbildung 4.6 ist die Anzahl der Koinzidenzen in einem Zeitfenster von 0,1 ns als Funktion der Verzögerungszeit zum Triggerpuls zu sehen. Deutlich erkennt man drei Pulse, die jeweils ca. 3 ns zeitversetzt sind und eine volle Halbwertsbreite von 0,66 ns

aufweisen. Bei der Detektion des Mittelpulses kann nicht unterschieden werden, ob das Photon erst den langen Arm (l) des ersten Interferometers und dann den kurzen Arm (k) des zweiten Interferometers genommen hat oder umgekehrt. Die für das Experiment wichtige Information steckt nur im mittleren interferenzfähigen Puls. Mit einer Zeitauflösung von ≈ 1 ns von kommerziellen Koinzidenzstufen ist es daher problemlos möglich, den mittleren Puls zu identifizieren.

4.3.3 Messungen zur Zustandsübersetzung

Justage

Bei der Suche des Abgleichpunktes und der Aufzeichnung der zeitlichen Abfolge der Pulse war die Phasenstabilität der einzelnen Mach-Zehnder-Interferometer nebensächlich. Für die Zustandsübersetzung und die darauffolgende VAA-Zustandsanalyse (siehe Abschnitt 3.4.4) müssen die einzelnen Interferometerphasen jedoch genau einstellbar sein und über eine Zeitspanne von typischerweise 30-45 Minuten konstant gehalten werden, da ansonst der quantenmechanische Einteilchenzustand undefiniert ist. Im technischen Teil dieser Arbeit wird der Bau solch einer Interferometerstabilisierung beschrieben. Die diesbezüglichen Testmessungen ergeben eine Phasenunschärfe von 0,04 rad. Dieser Wert sollte für die durchzuführenden Messungen klein genug sein. Die Interferometerphase ϕ_2 und somit der übersetzte Ausgangszustand (siehe Glg. 4.7) wird durch Verkippen eines Glasplättchens im Stabilisierungsstrahl des HeNe-Laser bei aktiver Armlängenstabilisierung verändert.

Die Selektion des Mittenpulses erfolgte durch eine Koinzidenzzählung zwischen Trigger- und Experimentierphoton. Hierfür wurde der Trigger-Puls elektronisch um 28,3 ns verzögert. Dieser Wert ergibt sich aus der längeren Wegstrecke, die das Experimentier-Photon im Vergleich zum Trigger-Photon bis zur Detektion zurücklegt.

Um vernünftige Koinzidenzzählraten zu erhalten, war ein effizientes Aufsammeln der Einzelphotonen nach dem zweiten Interferometer entscheidend. Dies erreichten wir durch Anpassung der Gaußschen Strahlungsmode der Einzelphotonen an den Kerndurchmesser der Glasfaser mit einem Teleskop. Anhand von Testmessungen mit einem Diodenlaser der Wellenlänge $\lambda=670$ nm erreichten wir eine Koppeleffizienz von 60% in eine Einmoden-Glasfaser. Bei Mehrmoden-Glasfasern erreichten wir aufgrund des größeren Kerndurchmessers sogar 95%. Die Verwendung von Mehrmoden Fasern hat den Nachteil, daß sie einen extrem großen Raumwinkelbereich abdecken, und die Messungen durch Streulicht leicht verfälscht werden. Dies läßt sich zwar durch Verwendung eines Interferenzfilters problemlos beheben, doch büßt man durch dessen Absorptionsverluste entscheidend an Koinzidenzzählrate ein. Die eleganteste, aber vom Justieraufwand anspruchsvollere Methode ist sicher die Modenanpassung an eine Einmoden-Faser (siehe Abschnitt 4.1). Nach optimaler Justage der Paarphotonenquelle waren alle experimentellen Voraussetzungen erfüllt, um das Übersetzungsverhalten des geschilderten Aufbaus zu überprüfen.

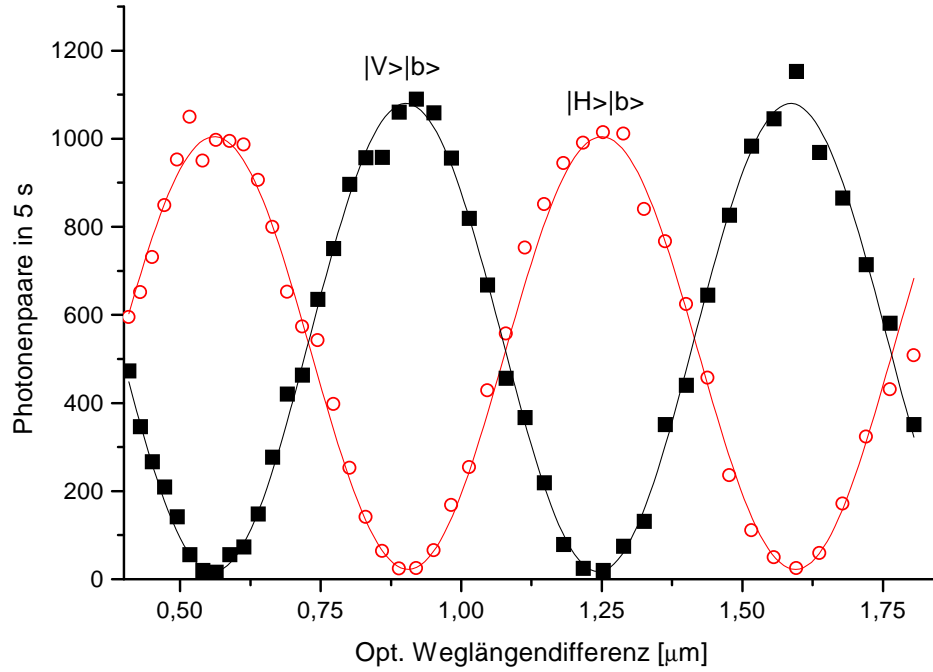


Abbildung 4.7: Koinzidenzzählrate $A(V)&B(H)$ (Kreise) bzw. $A(V)&B(V)$ (Quadrate) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Bei optimaler Wahl der Interferometerphase wird das Photon in der Ortsmode $|b\rangle$ mit Wahrscheinlichkeit Eins als vertikal polarisiert nachgewiesen (siehe auch Abbildung 4.12 unten)

Interpretation der Meßergebnisse

Gemessen wurden die Koinzidenzzählraten zwischen den Detektoren $A(V)$ und $B(H)$ bzw. $A(V)$ und $B(V)$ als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Diese erlauben die eindeutige Charakterisierung des Zustandes in Gleichung 4.7.

Das Interferenzmuster läßt sich mit der Funktion

$$C = \frac{C_0}{2} \left\{ 1 + V \cos\left(\frac{\pi}{90}(x - x_0)\right) \right\} \quad (4.9)$$

modellieren. Der Kontrast V ist wie folgt definiert:

$$V = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}} \quad (4.10)$$

C_{max} und C_{min} bezeichnen die maximale und minimale Koinzidenzzählrate, C_0 die Amplitude und x_0 die Phasenlage des Interferenzverlaufs. Ein Fit an die beiden Kurven in Abbildung 4.7 mit der oben genannten Modellfunktion ergibt für das Absolutquadrat des $|H\rangle|b\rangle$ -Anteils der Gesamtwellenfunktion einen Kontrast V von $(95,7 \pm 0,8)\%$. Der Kontrast des $|V\rangle|b\rangle$ -Anteils beträgt $(96,8 \pm 0,5)\%$. Durch geeignete Wahl der optischen Weglängendifferenz detektiert man im Ausgang $|b\rangle$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit vertikal, im Ausgang $|a\rangle$ horizontal polarisierte Photonen.

Zusammenfassung

Die Messungen zeigen, daß sich der Polarisations-Zeit verschränkte Zustand $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle)$ bei geeigneter Wahl der Interferometerphase ϕ_2 in den analogen Polarisations-Orts verschränkten Zustand $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|a\rangle + |V\rangle|b\rangle)$ übersetzen läßt. Damit wurde die experimentelle Realisierbarkeit von verschränkten 2-Freiheitsgrad-Systemen demonstriert.

4.4 Charakterisierung der Zustände nach Bobs Polarisationsmessung

Der nächste Schritt bei der Umsetzung des VAA-Meßschemas ist der Einbau von Bobs Polarisator zwischen die beiden Mach-Zehnder-Interferometer. Mit dem Polarisator kann Bob eine projektive Spinmessung seiner Wahl durchführen. Im Detail besteht dieser aus einer Kombination von je zwei Halb- und Viertelwellenplatten sowie einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) (siehe Abbildung 4.4). Durch geeignetes Verdrehen der Halb- und Viertelwellenplatten kann ein Zirkular- sowie ein Linearpolarisator in der (H,V)- bzw. (+45,-45)-Basis realisiert werden. Einen entscheidenden Nachteil hat diese Anordnung. 50% der Photonen werden in den "blinden" Ausgang des polarisierenden Strahlteilerwürfels geschickt. Der Polarisator stellt also lediglich ein Filter dar. Andere theoretische Vorschläge für Messungen, namentlich sogenannte *Quantum nondemolition measurements* (siehe z.B. [27]), wurden wegen experimenteller Undurchführbarkeit nicht in Betracht gezogen. Für den weiteren Ablauf des Experiments werden daher nur die transmittierten Photonen betrachtet.

Eine nicht zu unterschätzende experimentelle Schwierigkeit ist im Reflexionsverhalten der verwendeten optischen Bauteile – hauptsächlich Strahlteilerwürfel und Retroprismen – gegeben. Fällt z.B. eine unter $+45^\circ$ linear polarisierte elektromagnetische Welle auf einen Strahlteiler, so dreht dieser die Polarisation des reflektierten Anteils vermutlich durch die Doppelbrechung der dielektrischen Schicht und des Klebers für die beiden Würfelhälften. Bei den Retroprismen kommt es durch den Goos-Hähnchen Effekt ebenfalls zu einer Polarisationsänderung. Diese unitäre Transformation auf dem Polarisationsraum läßt sich durch den relativen Phasenschub zwischen senkrecht (s) und parallel

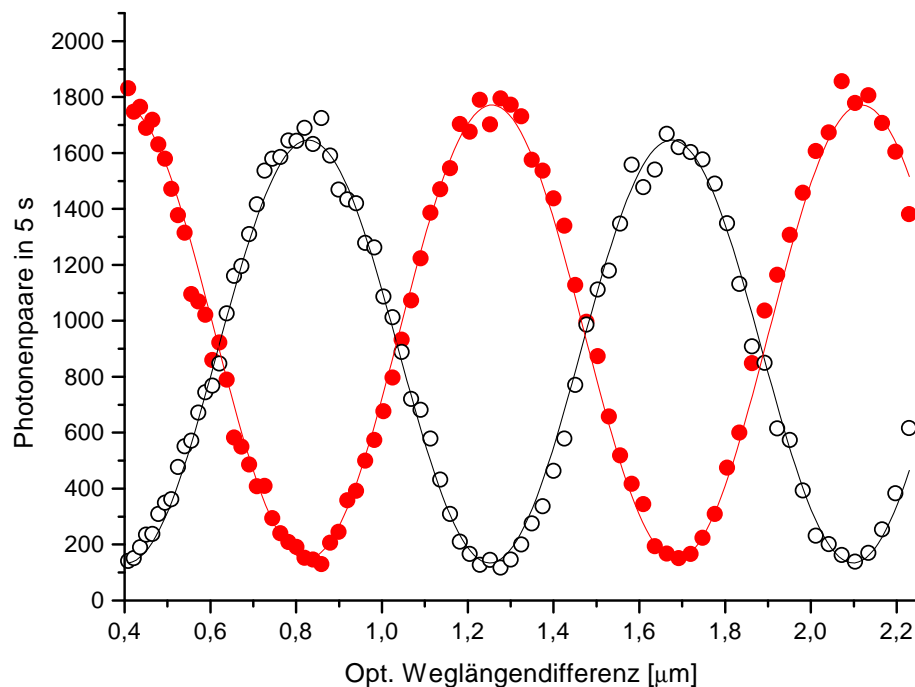


Abbildung 4.8: Koinzidenzzählrate $A(V)&B(H)$ (offne Kreise) bzw. $A(V)&B(V)$ (ausgefüllte Kreise) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. (mit Kompensationsplättchen aus Quarz in beiden Armen und in der Ausgangsmode $|b\rangle$ des Mach-Zehnder-Interferometers)

(p) zur Einfallsebene polarisiertem Anteil der einfallenden Welle beschreiben. Bei den folgenden Testmessungen wurde daher dieses "Drehverhalten" der optischen Komponenten durch gezieltes Verkippen von doppelbrechenden Quarzplatten im Ausgang $|b\rangle$ und in den beiden Armen von Alice' Übersetzungs-Interferometer kompensiert. Das Verkippen führt aufgrund der verschieden langen Lichtwege des ordentlich und außerordentlich polarisierten Anteils zu einem stellungsabhängigen relativen Phasenunterschied der beiden Komponenten. Aufgrund einer notwendigen Schrägstellung der Kompensationsplättchen von bis zu 30° verschlechtert sich der Kontrast der im letzten Abschnitt gezeigten Messungen zur Zustandsübersetzung jedoch auf 84% (siehe Abbildung 4.8). Die Vermutung, daß dies auf das unterschiedliche Transmissionsverhalten der Antireflexbeschichtung der Quarzplättchen für die s und p polarisierte Komponente zurückzuführen ist, konnte nicht bestätigt werden, da sich für den gemessenen Kontrast von 84% die Amplitude der Interferenzen im Vergleich zur Messung ohne Kompensationsplättchen fast halbieren müßte.

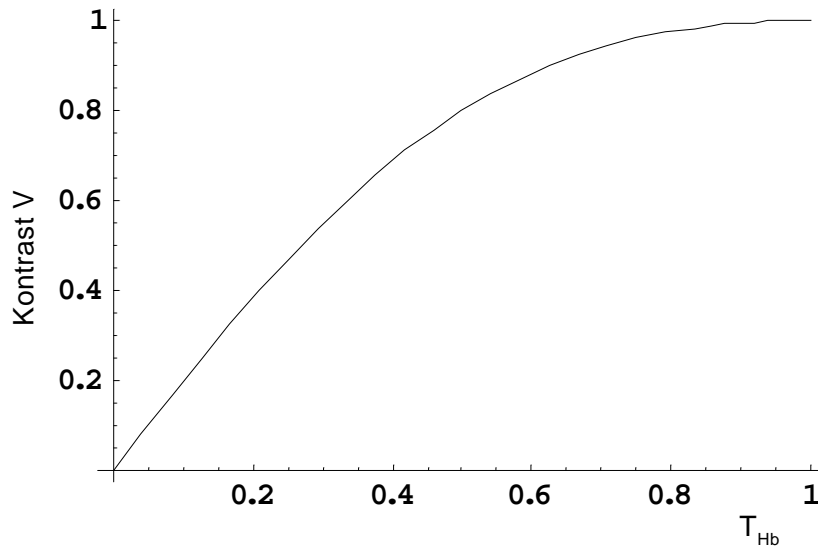


Abbildung 4.9: Kontrast des Interferenzmusters als Funktion der Transmission T_{Hb} des Quarzplättchens im längeren Arm des Übersetzungsinterferometers

Die wahrscheinlichste Erklärung für die Verschlechterung des Kontrastes ist in der nicht optimalen Justierung der Quarzplättchen zu suchen.

Abbildung 4.9 zeigt den berechneten Kontrast des Interferenzmusters als Funktion der Transmission T_{HB} der horizontal polarisierten Komponente in einem Teilarm des Interferometers. Schwächt man z.B. diese Komponente in einem der beiden Arme des Übersetzungsinterferometers um 20% ab, so zeigt das beobachtbare Interferenzmuster noch immer einen Kontrast von 97,6%.

4.4.1 Bob mißt in der (H,V)-Basis

Dreht Bob alle doppelbrechenden Phasenplatten in die Ausgangsstellung, d.h. die optischen Achsen sind parallel zur Horizontalen, so wird nur der horizontal polarisierte Anteil des Zustandes $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle)$ durchgelassen. Für diesen modifizierten Zustand treten nach Alice' Übersetzungsinterferometer keine Interferenzen auf, da keine zwei Teilpulse innerhalb der Kohärenzlänge l_c interferieren können. Da das zweite Interferometer aus einem 50:50 Strahlteiler aufgebaut wurde, erwartet man im Ausgang $|b\rangle$ nach der Halbwellenplatten eine phasenunabhängige, also konstante Koinzidenzzählrate für den horizontal und vertikal polarisierten Anteil der modifizierten Wellenfunktion (siehe Abbildung 4.10). Exakt das gleiche Ergebnis erwartet man für Bobs vertikale Polarisationsmessung. Die konstante Zählrate sollte genau ein Viertel der Koinzidenzzählrate

ergeben, die man bei der Messung ohne Bob erhält (siehe Abbildung 4.8). Das ungleiche Verhältnis der Koinzidenzzählraten für Bobs horizontale und vertikale Polarisationsmessung läßt sich nur durch das ungleiche Aufteilungsverhältnis der Wahrscheinlichkeitsamplituden a und b des Polarisations-Zeit verschränkten Zustandes $a|H\rangle|t_0\rangle + b|V\rangle|t_1\rangle$ erklären.

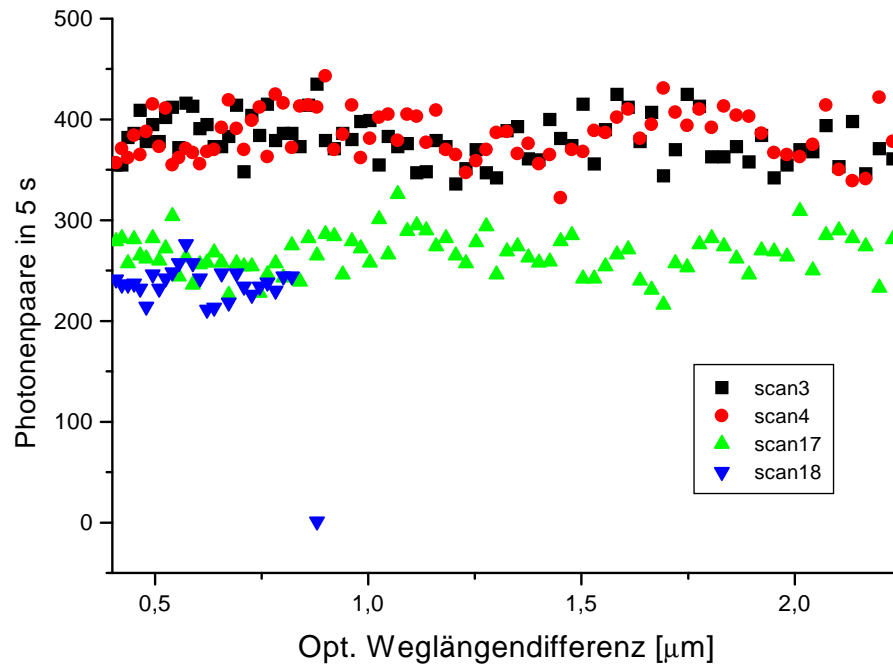


Abbildung 4.10: Koinzidenzzählrate $A(V)\&B(H)$ (scan3 und scan4) bzw. $A(V)\&B(V)$ (scan17 und scan18) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Das von Bob in horizontaler oder vertikaler Polarisation präparierte Photon wird im Ausgang $|b\rangle$ phasenunabhängig mit gleicher Wahrscheinlichkeit in horizontaler und vertikaler Polarisation detektiert.

Zusammenfassung

Die Messungen in Abbildung 4.10 zeigen, daß sich der durch Bobs Polarisationsmessung in der (H,V) -Basis modifizierte Polarisations-Zeit (PT) Zustand $|\tilde{\Psi}\rangle$ in einen anderen Polarisations-Orts (PO) Zustand übersetzen läßt. Tabelle 4.1 zeigt, in welche PO-Zustände sich Bobs PT-Zustände übersetzen. Bobs σ_z -Messung gibt sich für Alice als σ_x -Messung zu erkennen.

Tabelle 4.1: Übersetzung der durch Bobs Polarisationsmessung in der jeweiligen Basis modifizierten Polarisations-Zeit (PT) Zustände in die Polarisations-Orts (PO) Zustände

Basis	PT-Zustand	PO-Zustand
(H,V)	$ H\rangle t_0\rangle$ $ V\rangle t_1\rangle$	$\frac{1}{2}(H\rangle a\rangle + H\rangle b\rangle + V\rangle a\rangle + V\rangle b\rangle)$ $\frac{1}{2}(H\rangle a\rangle - H\rangle b\rangle - V\rangle a\rangle + V\rangle b\rangle)$
(R,L)	$\frac{1}{2}(H\rangle t_0\rangle + i H\rangle t_1\rangle + i V\rangle t_0\rangle + V\rangle t_1\rangle)$ $\frac{1}{2}(H\rangle t_0\rangle - i H\rangle t_1\rangle - i V\rangle t_0\rangle + V\rangle t_1\rangle)$	$\frac{1}{2}(H\rangle a\rangle + i H\rangle b\rangle + i V\rangle a\rangle + V\rangle b\rangle)$ $\frac{1}{2}(H\rangle a\rangle - i H\rangle b\rangle - i V\rangle a\rangle + V\rangle b\rangle)$
(+45,-45)	$\frac{1}{2}(H\rangle t_0\rangle + H\rangle t_1\rangle + V\rangle t_0\rangle + V\rangle t_1\rangle)$ $\frac{1}{2}(H\rangle t_0\rangle - H\rangle t_1\rangle - V\rangle t_0\rangle + V\rangle t_1\rangle)$	$ H\rangle a\rangle$ $ V\rangle b\rangle$

4.4.2 Bob mißt in der (R,L)-Basis

Dreht man beide Viertelwellenplatten von Bobs Polarisator in die $+45^\circ$ -Stellung, so entspricht dies einem Rechtszirkular-Polarisator. Abbildung 4.12 zeigt die theoretisch berechneten Koinzidenzwahrscheinlichkeiten für die Polarisationsanalyse im Ausgang $|b\rangle$ des Übersetzungsinterferometers (siehe Abbildung 4.4) in der (H,V)-Basis. Um die Phasenlage der gemessenen Interferenzkurven mit der Theorie vergleichen zu können, wurde während der gleichen Stabilisierungsphase - diese beträgt typischerweise 30-45 Minuten - jeweils eine zusätzliche Kontrollmessung (k) in der (H,V)-Basis ohne Bobs Polarisator aufgenommen. Wie von der Theorie vorhergesagt, ist das Interferenzmuster der Kontrollmessung (siehe Zustandsübersetzung) gegenüber den beiden in der (H,V)-Basis aufgezeichneten Interferenzen um $+\pi/2$ phasenverschoben. Die diesbezüglichen Amplituden sollten laut Theorie die Hälfte der Amplituden der Kontrollmessung ergeben. Ganz analog wurden die Messungen für Bobs linkszirkulare Präparation durchgeführt. Der Kontrast der gemessenen Kurven beträgt 92. . . 93 %. Die theoretisch berechnete Phasenverschiebung der Kontrollmessung von $-\pi/2$ wird durch die Meßkurven in Abbildung 4.13 bestätigt.

Zusammenfassung

Die Messungen in Abbildung 4.11 und 4.13 bestätigen das erwartete Übersetzungsverhalten (siehe Tabelle 4.1) der durch Bobs zirkulare Polarisationsmessung modifizierten PT- in die analogen PO-Wellenfunktionen. Bobs σ_y -Messung gibt sich auch für Alice nach der Zustandsübersetzung als solche zu erkennen. Die Zustandsübersetzung arbeitet also korrekt.

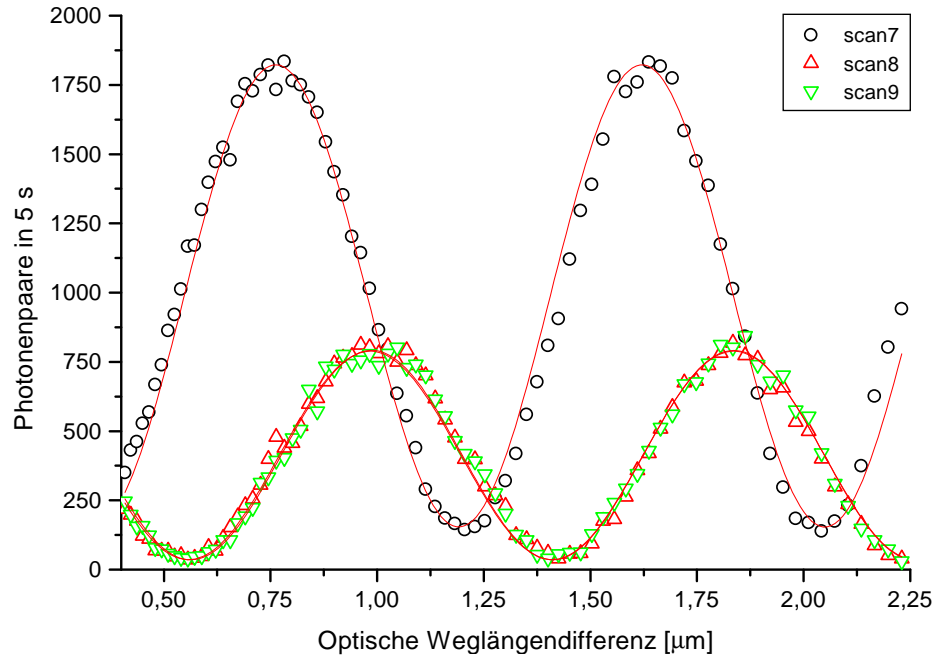


Abbildung 4.11: Koinzidenzzählrate $A(V)&B(H)$ (scan7 und scan8) bzw. $A(V)&B(V)$ (scan9) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Bei optimaler Wahl der Interferometerphase wird das von Bob in rechtszirkularer Polarisation präparierte Photon im Ausgang $|b\rangle$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit in horizontaler und vertikaler Polarisation detektiert. Der Kontrast der gemessenen Kurven beträgt 92...93 %. Die Kontrollmessung (scan7) dient zur Überprüfung der Phasenlage.

4.4.3 Bob mißt in der (+45,-45)-Basis

Die Messungen in der (+45,-45)-Basis realisiert Bob durch Verdrehen der beiden Halbwellenplatten des Polarisators um $\pm 22,5^\circ$ gegen die Horizontale. Die erste Viertelwellenplatte muß in der gewählten Anordnung um $\pm 45^\circ$ verdreht werden, da sie ansonst den Polarisationsanteil des Zustandes $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|t_0\rangle + |V\rangle|t_1\rangle)$ in die zirkuläre Basis dreht. Das Viertelwellenplättchen nach dem polarisierenden Strahlteilerwürfel bleibt in der Ausgangsstellung. Diese Konfiguration der Phasenplatten hat den Nebeneffekt, daß die erste Viertelwellenplatte einen zusätzlichen Phasenschub von $\pm \pi/2$ auf die um ca. 3 ns zeitlich versetzten Pulse von Alice' Zustandspräparation setzt. Will man die Phasenlage der gemessenen Interferenzkurven mit der Theorie vergleichen, so hat man auf diesen

relativen Phasenschub der (R,L)-Messungen im Vergleich zur Kontrollmessung zu achten (siehe Abbildung 4.15). Die gemessenen Kurven weisen einen Kontrast von 90% auf.

Zusammenfassung

Die gemessenen Interferenzen in Abbildung 4.15 bestätigen das in Tabelle 4.1 gezeigte Übersetzungsverhalten der durch Bobs Polarisationsmessung in der (+45,-45)-Basis modifizierten PT- in die PO-Zustände. Bobs Messung der Observable σ_x gibt sich für Alice als Messung von σ_z zu erkennen.

4.5 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Messungen bestätigen in eindrucksvoller Weise, daß sich mit Hilfe der Verschränkung von zwei Freiheitsgraden eines Teilchens das von Vaidman, Aharonov und Albert [3] vorgestellte Verfahren zur Bestimmung der Werte von σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens experimentell umsetzen läßt. Im Detail wurde die Zustandspräparation von Alice und die darauffolgende Polarisationsmessung von Bob eingehend untersucht. Die Messungen zur Übersetzung des Polarisation-Zeit (PT) Zustandes in den analogen Polarisations-Orts (PO) Zustand führen zu dem vorerst kuriosen Ergebnis, daß sich Bobs Spinmessung in σ_z für Alice als σ_x -Messung entpuppt. Die σ_y -Messung bleibt bei der Zustandsübersetzung erhalten. Kurz gesagt vertauschen σ_x und σ_z ihre Rolle.

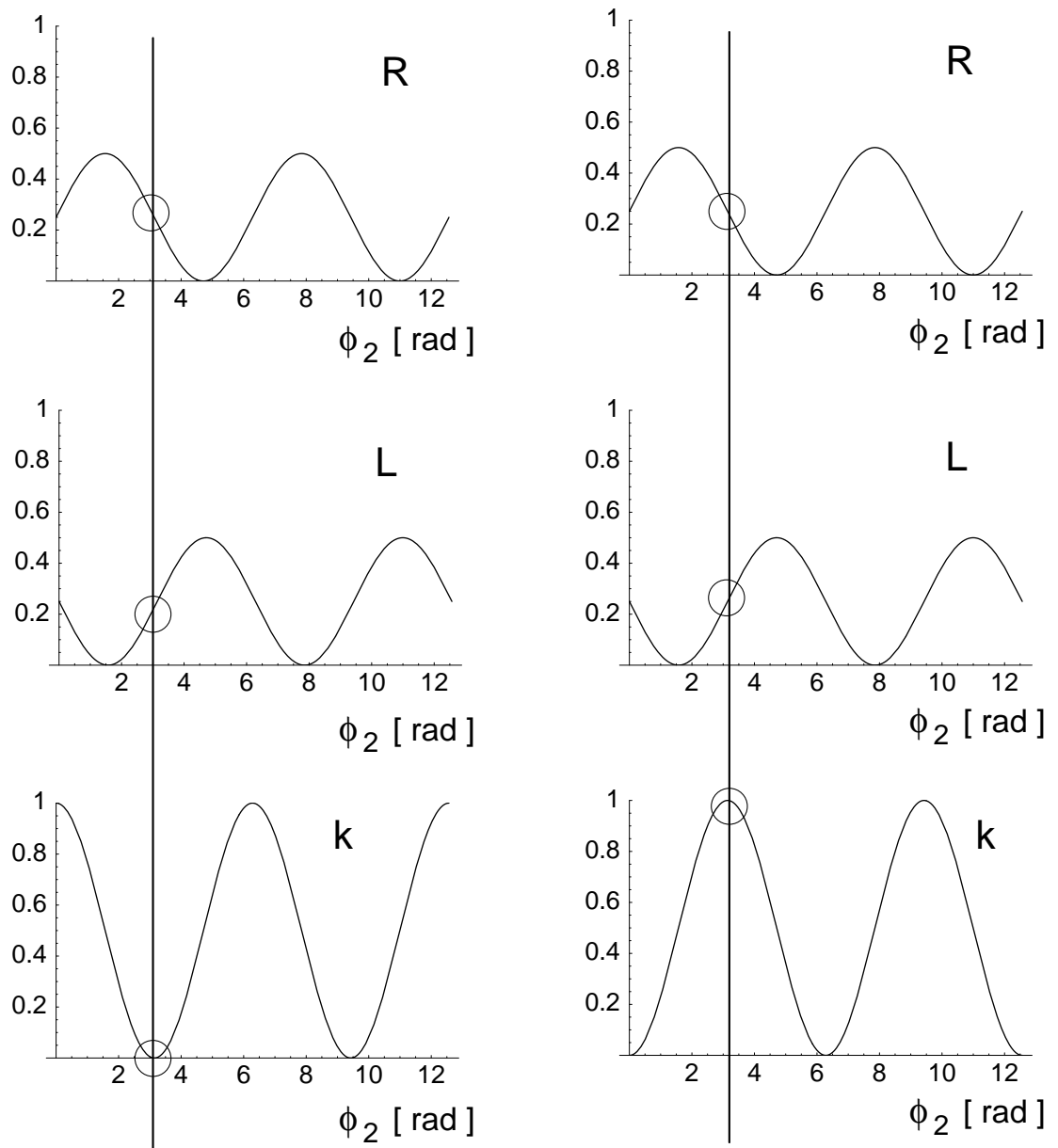


Abbildung 4.12: Theoretische Vorhersage der Koinzidenz-Wahrscheinlichkeit zwischen den Detektoren A(V)&B(H) (linke Spalte) und A(V)&B(V) (rechte Spalte) als Funktion des Phasenwinkels ϕ_2 . Das von Bob in rechts- (R) bzw. links (L) zirkularer Polarisation präparierte Photon wird bei geeigneter Phasenwahl des Interferometers mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{4}$ in beiden Ausgängen als horizontal und vertikal polarisiert detektiert. Die Phasenlagen der Interferenzkurven müssen durch Kontrollmessungen (k) ohne Bob überprüft werden.

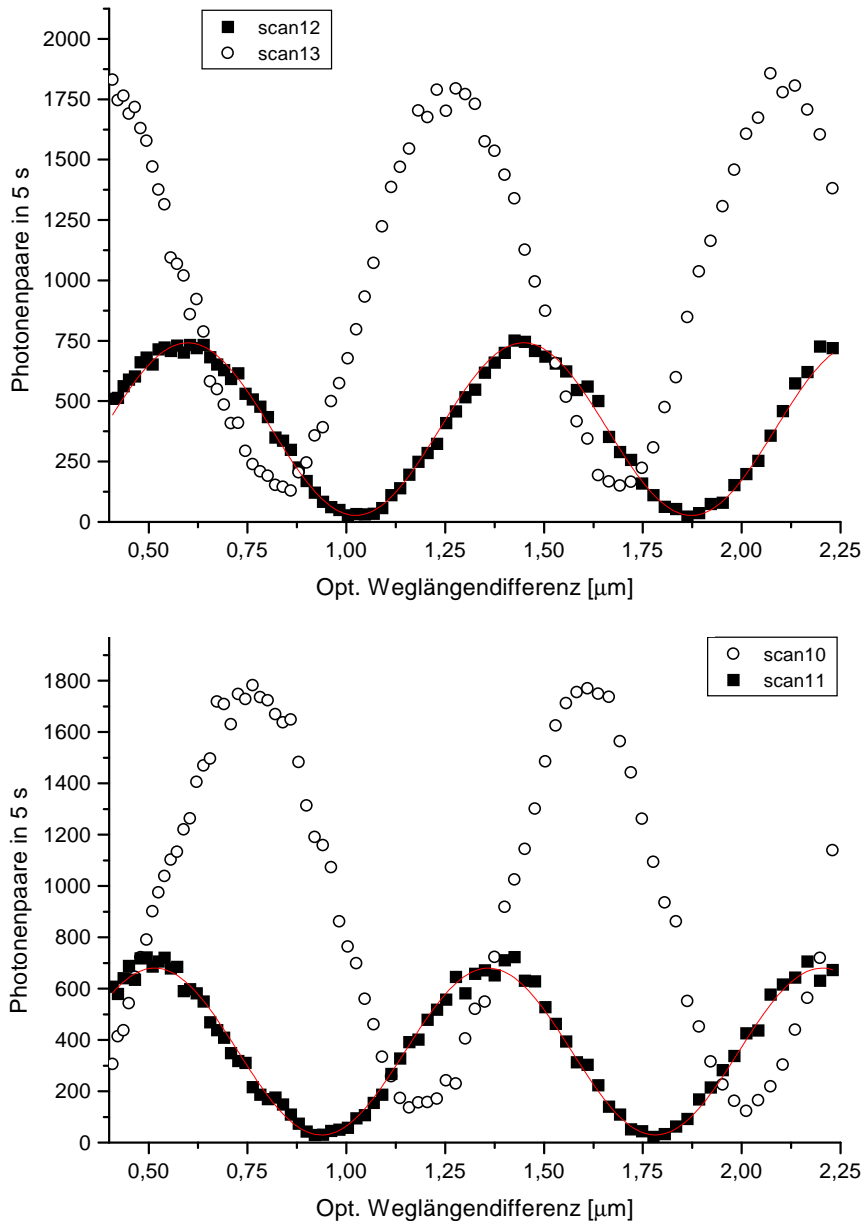


Abbildung 4.13: Koinzidenzzählrate $A(V)&B(H)$ (scan 10,11) bzw. $A(V)&B(V)$ (scan 12,13) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Das von Bob linkszirkular präparierte Photon wird bei geeigneter Wahl der Interferometerphase mit gleicher Wahrscheinlichkeit im Ausgang $|b\rangle$ als vertikal (scan13) und horizontal (scan11) polarisiert detektiert. Die Kontrollmessungen (scan 11,13) dienen zur Überprüfung der Phasenlage.

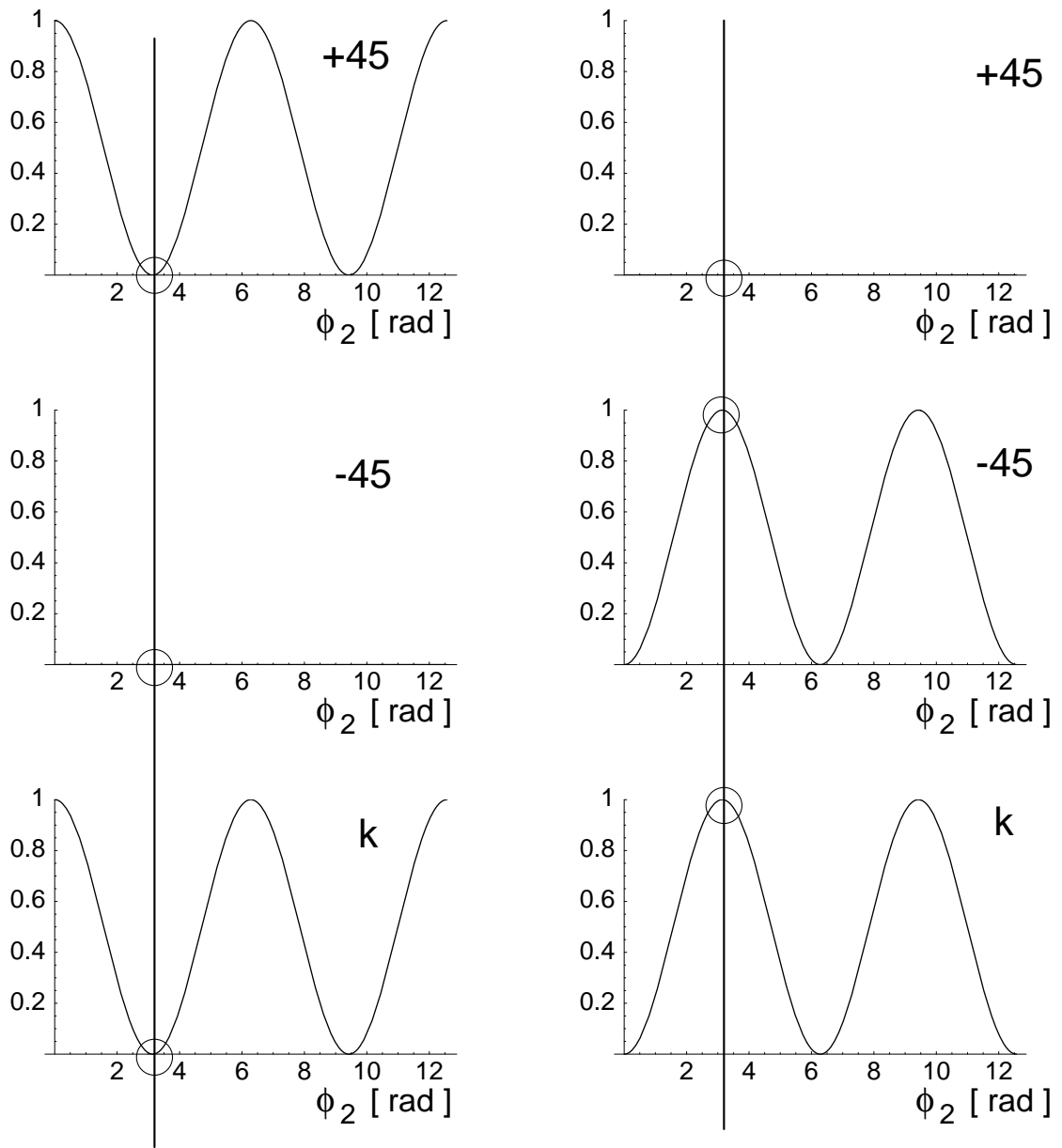


Abbildung 4.14: Theoretische Vorhersage der Koinzidenz-Wahrscheinlichkeit zwischen den Detektoren A(V)&B(H) (linke Spalte) und A(V)&B(V) (rechte Spalte) als Funktion des Phasenwinkels ϕ_2 . Das von Bob in -45° (-45) linearer Polarisation präparierte Photon wird bei geeigneter Wahl der Interferometerphase mit Sicherheit im Ausgang $|b\rangle$ als vertikal polarisiert (rechte Spalte) nachgewiesen. Die Phasenlagen der Interferenzkurven müssen durch Kontrollmessungen (k) ohne Bob überprüft werden.

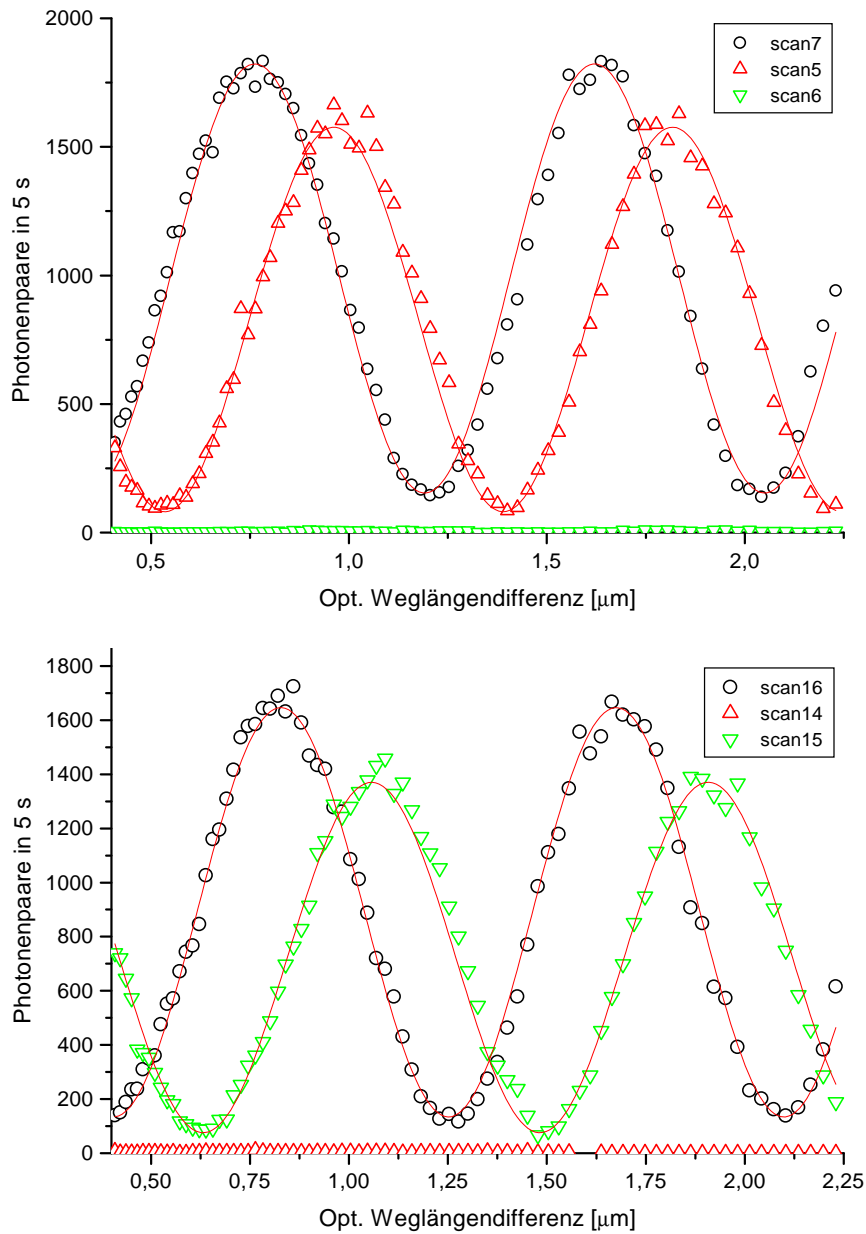


Abbildung 4.15: Koinzidenzzählrate $A(V)\&B(H)$ (scan 5,7,14,16) bzw. $A(V)\&B(V)$ (scan 6,15) als Funktion der optischen Weglängendifferenz. Das von Bob in -45° (oben) bzw. $+45^\circ$ (unten) linearer Polarisation präparierte Photon wird bei geeigneter Wahl der Interferometerphase mit Sicherheit als vertikal polarisiert im Ausgang $|b\rangle$ bzw. horizontal polarisiert im Ausgang $|a\rangle$ detektiert. Die Kontrollmessungen (scan16 und scan7) dienen zur Überprüfung der Phasenlage.

5 Technischer Teil

In diesem Kapitel sollen die technischen Hilfsmittel vorgestellt werden, die zur Realisierung des Experiments notwendig waren. Im ersten Teil wird die Armlängen-Stabilisierung eines Mach-Zehnder-Interferometers (MZI) beschrieben. Im Abschnitt 5.2 wird auf den Bau eines neuen Einzelphotonen-Detektormoduls eingegangen.

5.1 Interferometerstabilisierung

Allein die Tatsache, daß die optische Interferometrie, basierend auf klassischen Lichtfeldern oder einzelnen Photonen, das empfindlichste Werkzeug zur Bestimmung von Längen makroskopischer Objekte darstellt, zeigt die Notwendigkeit, die im experimentellen Teil aufgebauten Mach-Zehnder-Interferometer bezüglich ihrer Armlänge zu stabilisieren. Würde man auf eine Armlängenstabilisierung verzichten, so ließe sich der definierte Phasenpunkt im Interferogramm, der dem verschränkten Einteilchenzustand $|\Psi\rangle$ aus Gleichung 3.18 entspricht, über längere Zeiten (Meßzeiten von typischerweise 30 Minuten) nicht realisieren.

5.1.1 Optischer Aufbau

Zur Stabilisierung der Armlängen des Mach-Zehnder-Interferometers der Zustandspräparation (siehe Abb. 3.8) wurde auf das Hänsch-Couillaud-Verfahren [28] zurückgegriffen. Dieses Verfahren, ursprünglich zur Frequenzstabilisierung eines Farbstoff-Lasers entwickelt, basiert auf der Polarisations-Spektroskopie des von einem optischen Resonator reflektierten Laserstrahls.

Koppelt man den unter 45° linear polarisierten Strahl eines He-Ne Lasers in das Mach-Zehnder-Interferometer in Abb. 5.1, so interferieren der horizontal polarisierte Teilstrahl aus Arm a und der vertikal polarisierte Teilstrahl aus Arm b bezüglich ihrer Polarisation, vorausgesetzt die Kohärenzlänge des He-Ne Lasers ist wesentlich größer als die Längendifferenz der beiden Arme. Bildlich gesprochen läßt sich die Polarisation des transmittierten Wellenfeldes durch Armlängenvariation kontinuierlich von linearer Polarisation unter 45° zu zirkularer Polarisation durchstimmen. Die Kombination einer Viertelwellenplatte, deren ordentliche Achse um 45° zur Vertikalen verdreht ist, und eines Polarisationsstrahlteilerwürfels erlaubt die Polarisationsanalyse des transmittierten

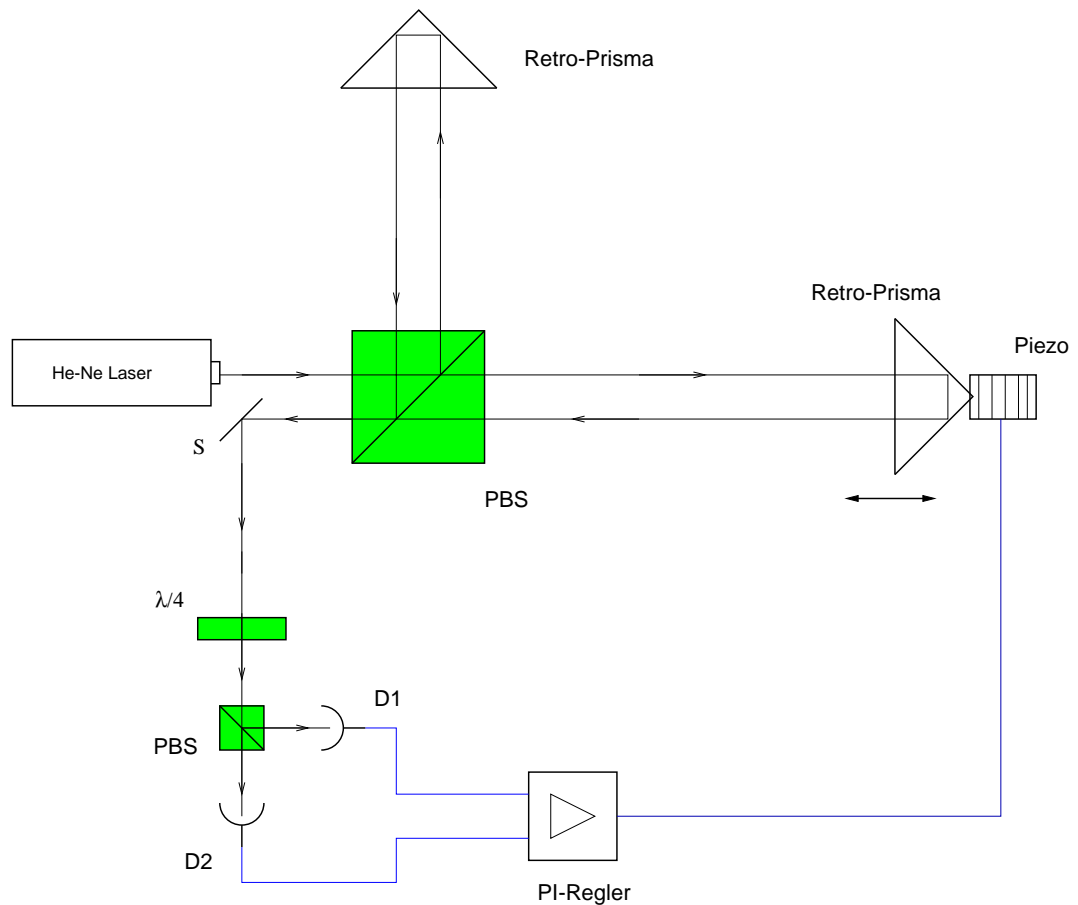


Abbildung 5.1: Optischer Aufbau zur Armlängenstabilisierung eines Mach-Zehnder-Interferometers. (PBS ... polarisierender Strahlteiler-Würfel; S ... Umlenkspiegel; $\lambda/4$... Viertelwellenplatte; D1,D2 ... Photodioden)

Laserstrahls in der zirkularen Basis. Die beiden Photodioden detektieren um 180° phasenverschobene, \cos^2 -förmige Interferenzsignale, deren Differenz als Regelsignal an den Eingang eines PI-Reglers gelegt wird. Die Ausgangsspannung des Reglers steuert einen Niederspannungspiezo, der eine kontinuierliche Armlängenvariation bis zu $15 \mu\text{m}$ erlaubt. Driftet das Interferometer aufgrund von Temperaturschwankungen des optischen Tisches oder der Luft, diese bewirken eine Änderung der optischen Weglänge, so versucht der Regler diese Abweichung zu kompensieren.

5.1.2 Die Regelungselektronik

Die erste Fragestellung beim Design der Regelungselektronik war, bis zu welcher Grenzfrequenz Abweichungen vom Sollwert ausgegelt werden sollten. Die Regelungselektro-

nik sollte hauptsächlich das langzeitliche durch Temperaturschwankungen des optischen Tisches bzw. der Luft verursachte Driftverhalten der optischen Weglänge kompensieren. Für unsere Interferometerstabilisierung ist es daher ausreichend, einen langsamen I-Regler mit einem minimalen P-Anteil zu realisieren. Abbildung 5.2 zeigt den schematischen Schaltplan des PI-Reglers. Nachdem am IC 1/1 die Differenz der beiden Photo-

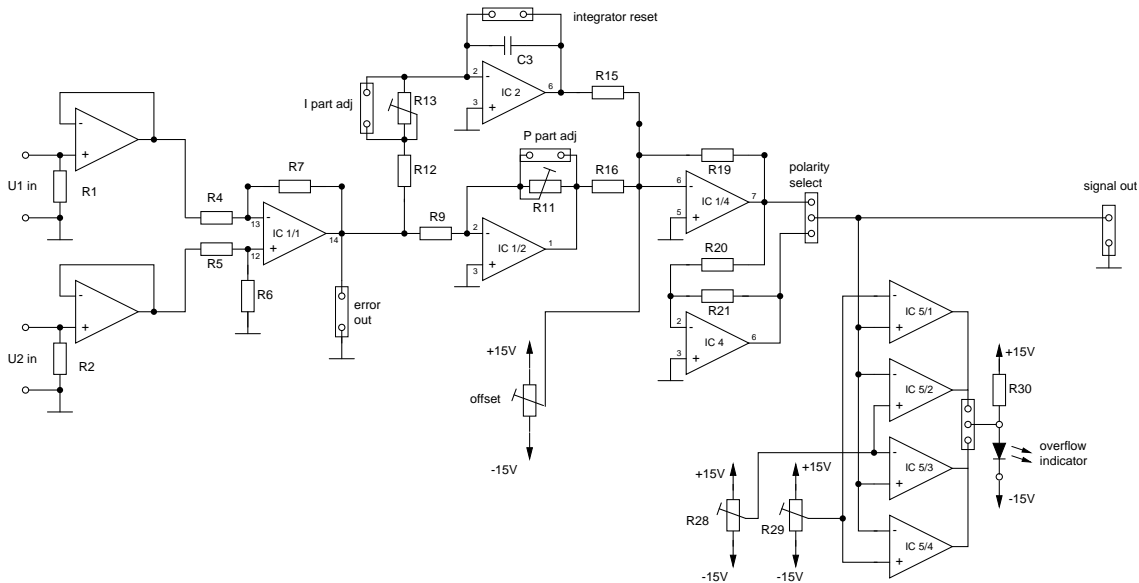


Abbildung 5.2: PI-Regler der MZI-Stabilisierung

spannungen U_1 und U_2 gebildet wurde, wird diese am IC 2 bzw. IC 1/2 mit dem Sollwert (= Null Volt) verglichen. Bei geschlossener Regelschleife wurde der Integrator – dieser besteht aus IC 2, Potentiometer R13 und dem Kondensator $C3=1\mu\text{F}$ – so eingestellt, daß die geschlossene Regelschleife nicht mehr schwingt. Das Schwingen der Regelung kann durch einfaches Oszilloskopieren des Photostromes an Diode D1 oder D2 sichtbar gemacht werden. Aus dem optimalen Wert für $R13 = 75\text{ k}\Omega$ folgt als Grenzfrequenz der Regelung 13 Hz. Die mechanische Eigenresonanz des Piezo-Verschiebetisches, dieser dient zur Halterung des Retroprismas, verringert die maximal ausregelbare Frequenz auf 7...10 Hz. Da der Piezo nicht mit negativen Spannungen betrieben werden kann, wird dem Regelsignal ein positiver Gleichspannungsanteil von 7,5 V überlagert. Um sicherzustellen, daß der Regler innerhalb seines Regelbereichs von 0...15 Volt operiert, wird die Ausgangsspannung an zwei OPs mit den beiden Grenzwerten verglichen. Verläßt die Piezospannung diesen Bereich, so erlischt eine LED.

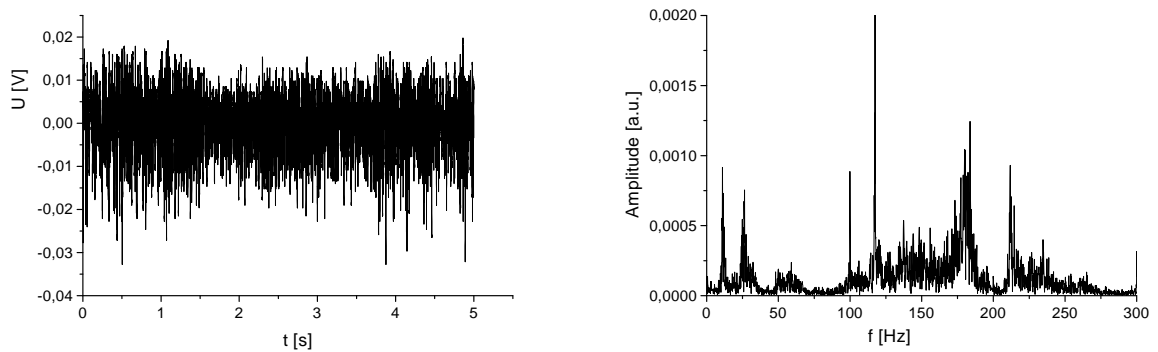


Abbildung 5.3: (links) Zeitliches Rauschen der Ist-Spannung U bei geschlossener Regelschleife. (rechts) Amplitudenspektrum des Rauschens der Ist-Spannung U . Das Rauschen bei 25 Hz wird durch die Wasserkühlung des Ar^+ -Lasers verursacht. Für das hochfrequente Rauschen im Bereich von 100 bis 200 Hz sind Resonanzen der Spiegelhalter verantwortlich.

Zeichnet man die Differenz der Photospannungen von Diode D1 und D2 bei geschlossener Regelung über einen Zeitraum von 5 Sekunden mit einer Auflösung von 1 ms auf (siehe Abb. 5.3), so kann man gemäß Gleichung 5.1 aus der Standardabweichung des Photo-Rauschens $\Delta U = 0,035$ V eine mittlere Schwingungsamplitude des optischen Weges Δx von 3,9 nm ermitteln.

$$\Delta x = \frac{\lambda}{4\pi U_0} \Delta U \quad (5.1)$$

U_0 bezeichnet die Amplitude, λ die Wellenlänge des He-Ne Lasers, mit

$$U_0 = (0,45 \pm 0,01)V; \lambda \approx 633 \text{ nm} \quad (5.2)$$

Die 3,9 nm wurden unter Versuchsbedingungen, d.h. laufendem Argon-Ionen Laser am optischen Tisch, ermittelt. Dieser geringe Wert bedeutet eine tolerierbare Phasenschärfe von nur 0,04 rad.

5.2 Das Einzelphotonen-Detektormodul

Für die experimentelle Realisierung des VAA-Zustandsanalysators (siehe Abb. 3.12) basierend auf Einteilcheninterferometrie sind Einzelphotonen-Detektoren notwendig. Unser Hauptmeßwerkzeug zur Detektion einzelner Photonen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 702$ nm sind Silizium-Avalanche-Photodioden (Si-APD). Auf deren prinzipielle Funktionsweise werde ich im ersten Unterkapitel eingehen. Da es bis heute nur einen einzigen

Hersteller von Avalanche-Dioden gibt, der seine APD's explizit für die Einzelphotonen-Detektion spezifiziert, habe ich mir die Mühe gemacht, Si-APDs eines anderen Herstellers zu charakterisieren. Die mechanische Konzeption des Moduls wird im Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Nach einer kurzen Erklärung der Temperaturstabilisierung der Avalanche-Dioden gehe ich im letzten Abschnitt ausführlich auf die neue Detektions-Elektronik ein.

5.2.1 Die Photodetektion

Im Rahmen der Diplomarbeit beschäftigte ich mich eingehend mit der Detektion einzelner Photonen. Die nachfolgend geschilderten Fakten sind für das Verständnis der bestehenden Detektionsapparaturen unumgänglich. Zu Beginn erkläre ich kurz die Funktionsweise von Avalanche-Dioden (APDs), die im Geiger-Modus betrieben zum Nachweis einzelner Photonen verwendet werden. Die Charakterisierung mehrerer Si-Avalanche-Dioden von Hamamatsu und EG&G war ein wichtiger Ausgangspunkt für die Wahl der APDs, die im Detektormodul Verwendung findenden sollten.

Betrieb von Avalanche-Dioden im Geiger-Modus

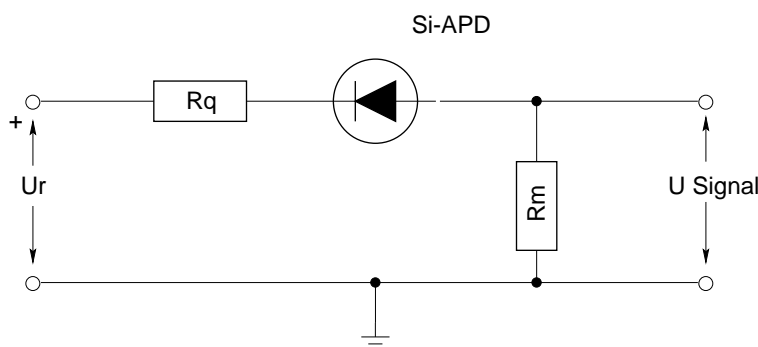


Abbildung 5.4: Betrieb der Avalanche-Diode im Geiger-Modus. Die Gegenspannung U_R übersteigt die Durchbruchspannung U_B geringfügig, sodaß einzelne Photonen einen Durchbruch auslösen. Der Durchbruchstrom wird durch den Spannungsabfall am Löschwiderstand R_Q unterbrochen und als Spannungsänderung am Meßwiderstand R_M nachgewiesen.

Fällt ein Lichtquant der Energie $\hbar\omega$ auf eine Avalanche-Diode, so löst es in der absorbierenden Schicht π mit einer Dicke A von 30 - 150 μm ein Elektron-Loch-Paar aus. Das Elektron driftet aufgrund einer negativen Vorspannung U_R in den stark dotierten p-Bereich nahe des pn-Übergangs. In dieser wenige μm dicken Multiplikationszone M wird es durch ein starkes elektrisches Feld E beschleunigt und löst durch Stoßanregung eine makroskopische Elektronenlawine aus, die als Sperrstrom nachgewiesen wird. Die

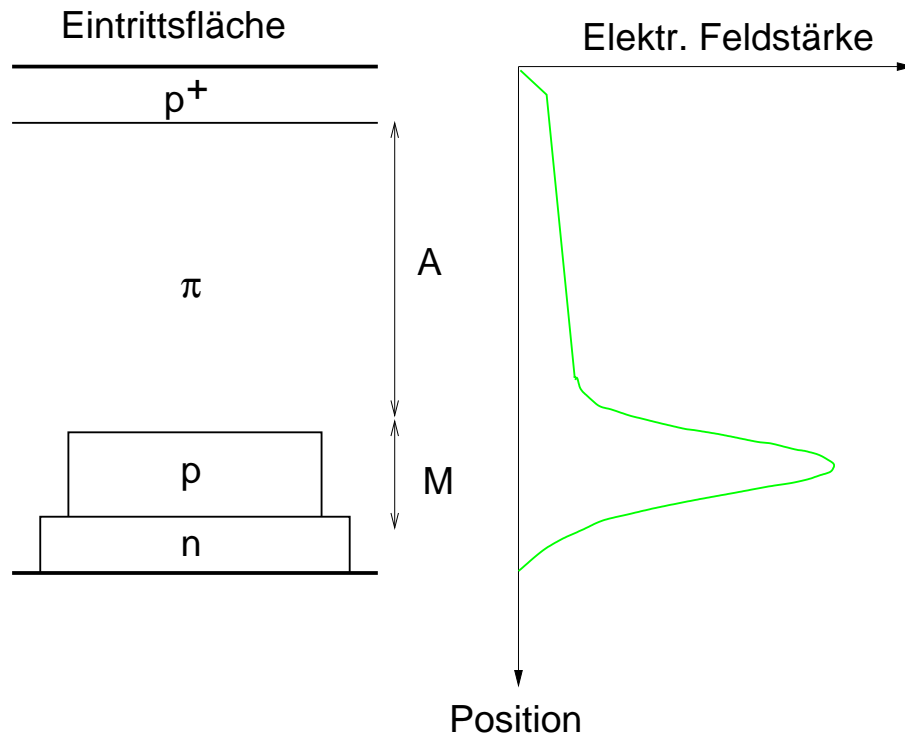


Abbildung 5.5: Schematische Struktur einer APD. Die hohe elektr. Feldstärke im Bereich des pn-Übergangs führt zu einer Art Stoßionisation (Avalanche-Effekt).

Multiplikationsrate für Elektronen wächst mit der negativen Vorspannung bis zu einer Durchbruchspannung U_B , oberhalb derer ein einzelnes Elektron zu einer stationären Ladungsträgerlawine mit einem hohen Entladestrom führt. Um das Plasma in der Diode wieder zu löschen, muß die Vorspannung an der Diode unter die Durchbruchspannung U_B abgesenkt werden. Dies erreicht man beim *passiv – quenching* [29] durch Vorschalten eines großen Quench-Widerstandes R_Q . Der zu löschende Entladestrom I_L liegt für Si-APDs von EG&G bei $50 \mu\text{A}$ [30]. Folgende Bedingung muß erfüllt sein, damit der Widerstand R_Q den Strom I auf maximal $50 \mu\text{A}$ begrenzt:

$$I = \frac{|U_R - U_B|}{R_Q} \leq 50 \mu\text{A} \quad (5.3)$$

Nach einer Zeit von der Größenordnung $\tau_D = R_Q C_D$, wobei C_D die Sperrschicht- und parasitären Kapazitäten der APD bezeichnet, überschreitet die Vorspannung an der Diode wieder die Durchbruchspannung U_B . Die Diode ist wieder bereit für die Detektion eines Photons. Abbildung 5.6 zeigt das Nachladeverhalten einer Si-APD von EG&G. Ein Löschwiderstand R_Q von $390 \text{ k}\Omega$ ergibt mit einer Sperrschichtkapazität von ca. 2 pF eine Totzeit im Bereich einer Mikrosekunde. Diese Abschätzung wird durch den exponentiellen Anstieg der Ladekurve bestätigt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß ein

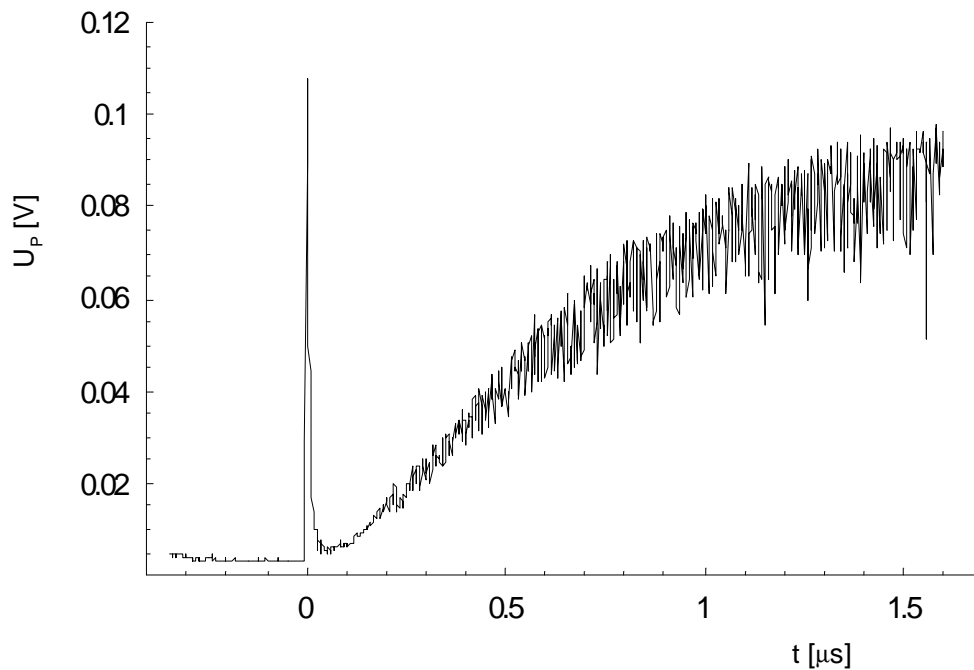


Abbildung 5.6: Amplitude U_P der Ausgangspulse als Funktion des Zeitabstandes t . zu einem vorhergehenden Ausgangspuls ($t=0$).

kleinerer Löschwiderstand zwar die Zeitkonstante τ_D des Aufladeprozesses der Sperrschichtkapazität C_D verringert, den Entladestrom durch die Diode jedoch vergrößert, und so zu einer Verlängerung der Totzeit beiträgt. Abbildung 5.7 zeigt die experimentell ermittelten Totzeiten einer fasergekoppelten EG&G Diode des Typs C30902S bei einer Betriebstemperatur von -36°C als Funktion der Gegenspannung U_R für zwei verschiedene Quench-Widerstände R_Q . Hieraus sind die zwei gegenläufigen Effekte bei der Festlegung der Totzeit ersichtlich. Zum Nachweis eines Photoereignisses erzeugt der Diodenstrom im Meßwiderstand R_M einen Spannungsabfall, der nach einer Verstärkung mit pulsverarbeitender Elektronik registriert werden kann. Im praktischen Gebrauch werden Si-APDs gekühlt, um ein thermisches Freisetzen von Elektronen-Loch-Paaren zu verringern.

Charakterisierung verschiedener Dioden

Die Wahl einer Avalanche-Photodiode für die Detektion von Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 702 \text{ nm}$ fällt aufgrund des relativ großen Absorptionskoeffizienten von

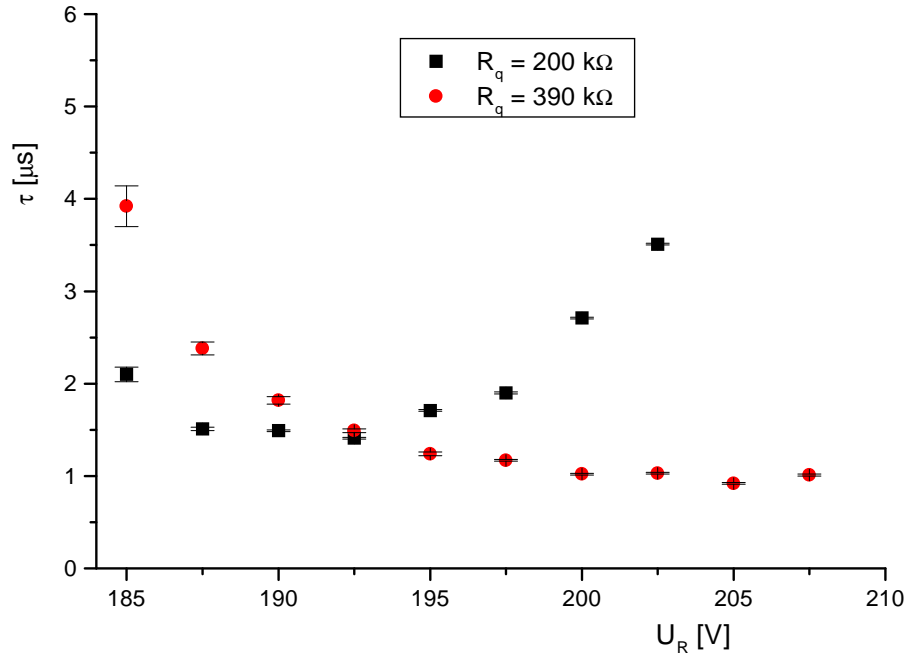


Abbildung 5.7: Totzeit τ als Funktion der Gegenspannung U_R für zwei verschiedene Quench-Widerstände R_Q . Die Diode wurde mit einem zweistufigen Peltierelement auf -36°C gekühlt.

Silizium bei 702 nm eindeutig auf Silizium APD's. EG&G gibt für seine im Geiger-Modus betriebenen Si-APDs des Typs C30902S einen Quantenwirkungsgrad bis zu 50% an. Andere Hersteller haben bis dato keine Charakterisierung von Si-APDs zur Einzelphotonendetektion vorgenommen. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit folgende Typen von Silizium Avalanche-Dioden untersucht:

1. Typ S2381 der Fa. Hamamatsu, $\phi = 200 \mu\text{m}$;
2. Typ S6045-01 der Fa. Hamamatsu, $\phi = 200 \mu\text{m}$;
3. Typ C30902SQC der Fa. EG&G, $\phi = 500 \mu\text{m}$, gekoppelt an eine Multi-Mode-Glasfaser;

Die dem Anwender frei zugänglichen Betriebsparameter der APD beschränken sich auf die Wahl des Quench-Widerstandes R_Q , der die Totzeit τ bestimmt, der Gegenspannung U_R sowie der Temperatur ϑ . Durch Kühlung einer Si-APD auf $\vartheta = -26^\circ\text{C}$ verringert sich die Dunkelzählrate von einigen 10.000 s^{-1} bei Zimmertemperatur auf wenige 100 s^{-1} . Für

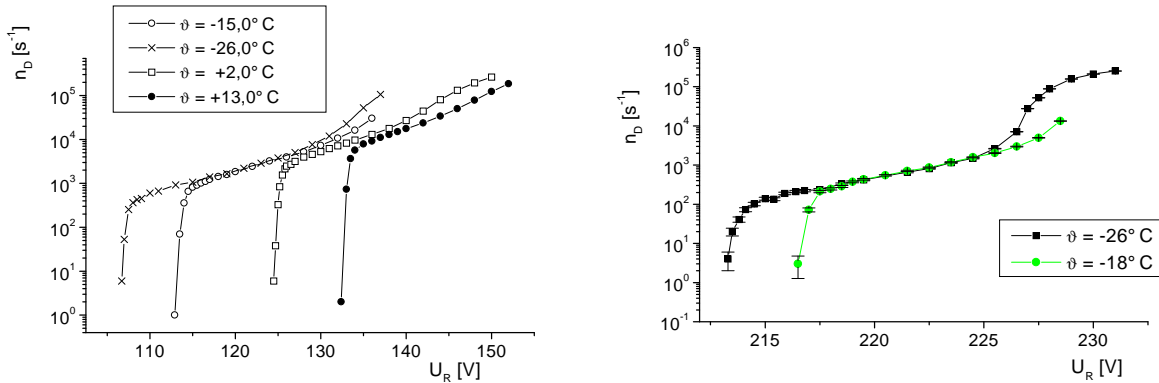


Abbildung 5.8: Dunkelzählrate zweier Si-APDs als Funktion der Gegenspannung U_R bei verschiedenen Temperaturen. Die Dunkelzählrate folgt einem doppelt-exponentiellen Verlauf, wobei die Knickspannung mit abnehmender Temperatur sinkt. (links: Typ S2381; rechts: Typ S6045-01)

Experimente mit korrelierten Photonen ist es entscheidend, die zufällige Koinzidenzzählrate, die hauptsächlich von der Dunkelzählrate der beiden APDs bestimmt wird, minimal zu halten. Aus 500 Dunkelereignissen pro Sekunde an beiden APDs und einem Koinzidenzzeitfenster von 2 ns folgt ein zufälliges Koinzidenzereignis in 33 Minuten (siehe [31] Seite 25). Für Meßzeiten im Sekundenbereich ist die zufällige Koinzidenzzählrate praktisch Null.

• Dunkelzählrate

Die experimentell bestimmten Dunkelzählraten n_D der Si-APDs von Hamamatsu als Funktion von Temperatur und Gegenspannung sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Aus der logarithmischen Skalierung erkennt man, daß sich die Dunkelzählrate ober- und unterhalb einer Schwellenspannung exponentiell mit U_R ändert. Für eine feste Temperatur ϑ folgt n_D in guter Näherung dem empirischen Ausdruck [32]

$$n_D(U_R, \vartheta) = n_0(\vartheta) \frac{e^{(U_R - U_B(\vartheta))/U_1(\vartheta)}}{1 + e^{-(U_R - U_B(\vartheta))/U_2(\vartheta)}}. \quad (5.4)$$

Die Spannung $U_B(\vartheta)$, die Bereiche unterschiedlicher Steigung von $\log(n_D)$ voneinander abgrenzt, sei im folgenden mit "Durchbruchspannung" bezeichnet, und wurde aus Messungen wie in Abbildung 5.8 durch numerisches Anpassen ermittelt. Ihr Verlauf mit der Diodentemperatur ist in guter Näherung linear. Die charakteristische Zählrate n_0 bei der Durchbruchspannung wächst exponentiell mit der Temperatur ϑ .

Für die Si-APD vom Typ S6045-01 findet man den empirischen Zusammenhang

$$n_0(\vartheta) = 884 s^{-1} e^{\vartheta/12.9^\circ C}. \quad (5.5)$$

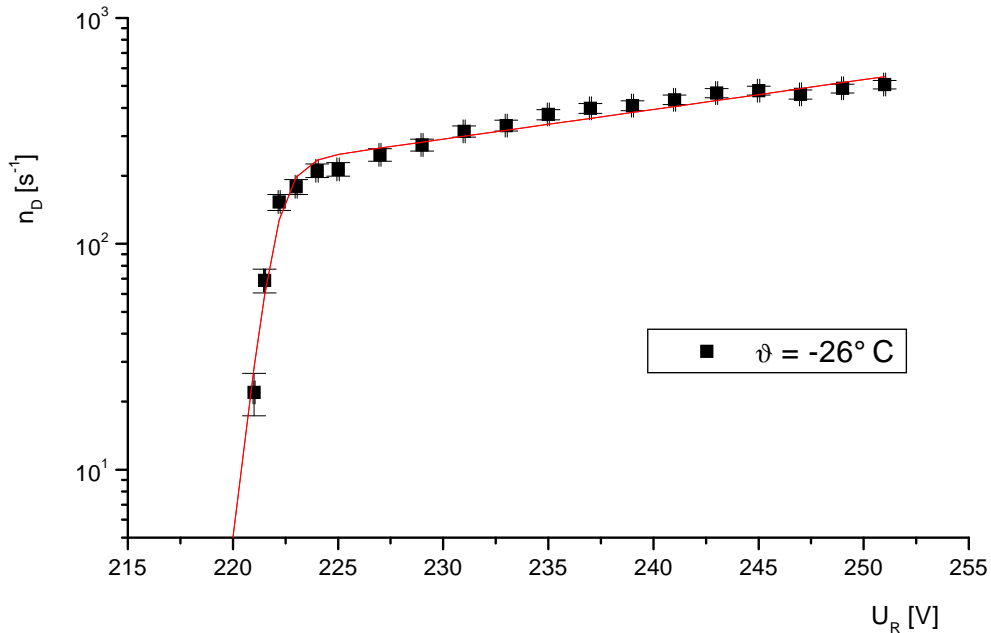


Abbildung 5.9: Dunkelzählrate n_D einer EG&G APD als Funktion der Gegenspannung U_R . Die durchgezogene Kurve entspricht der numerischen Anpassung an die Meßwerte gemäß Gleichung 5.4

Die Verläufe von $U_B(\vartheta)$ und $n_0(\vartheta)$ sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Keine der Silizium Avalanche-Dioden von Hamamatsu zeigt das typische Plateau-Verhalten der Si-APD C30902SQ von EG&G (siehe Abb. 5.9), bei der mit zunehmender Gegenspannung - bis zu 30 Volt über Durchbruch - die Dunkelzählrate n_D nahezu konstant bleibt. Aufgrund der relativ hohen Dunkelzählrate der APD vom Typ S2381, bei 20 Volt über Durchbruch beträgt diese bereits $10.000 s^{-1}$, schien eine Verwendung im geplanten Detektormodul ausgeschlossen. Ausschließlich die APD vom Typ S6045-01 wurde auf ihren Quantenwirkungsgrad hin untersucht.

- **Quantenwirkungsgrad**

Die Quanteneffizienz η wurde durch Messen der Zählrate unter Beleuchtung einer APD mit einem definierten Fluß an Photonen bestimmt. Dazu wurde der Gaußsche Laserstrahl eines freilaufenden Diodenlasers ($\lambda = 670 \text{ nm}$) auf weniger als den aktiven Diodendurchmesser ϕ fokussiert, so daß mit Sicherheit alle Photonen von der Diode "gesehen" wurden. Mit kalibrierten Abschwächern wurde dann eine Leistung entsprechend einem Fluß n_{Ph}

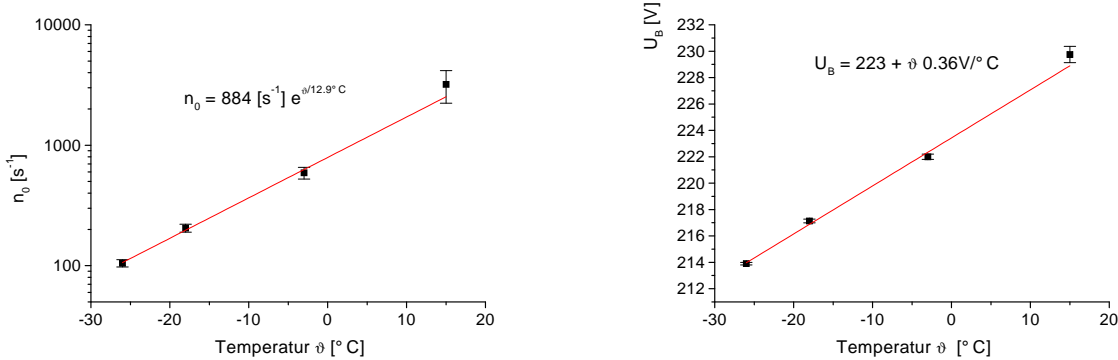


Abbildung 5.10: Temperaturverlauf (links) der charakteristischen Dunkelzählrate n_0 , (rechts) der Durchbruchspannung U_B als Funktion der Diodentemperatur. (Typ S6045-01)

= 10^5 bis 10^7 Photonen/Sekunde auf die aktive Diodenfläche von $200 \mu\text{m}$ eingestellt. Zur Aufnahme der Diodenkennlinie konnte der Photonenfluß hinter den Abschwächern mit Hilfe zweier gekreuzter Polarisatoren definiert variiert werden. Abbildung 5.11 zeigt die Kennlinie der Si-APD S6045-01 für zwei verschiedene Betriebsspannungen der APD. Bei 226 Volt zeigt die APD ein extrem nichtlineares Verhalten, das sich aus dem Abknicken der Dunkelzählrate vom Dunkel-Plateau in Abbildung 5.8 (rechts) vermuten läßt. Wählt man als Gegenspannung U_R einen Wert im Bereich des Plateaus, so verhält sich die Diode linear bis zu 10^5 Zählereignissen pro Sekunde (cps). Die Quanteneffizienz η wurde dann jeweils aus den Zählraten für Hell- und Dunkelmessungen, n_H und n_D als Funktion von Diodentemperatur und Durchbruchspannung bestimmt:

$$\eta = \frac{n_H - n_D}{n_{Ph}} \quad (5.6)$$

In Abbildung 5.12 ist der Verlauf von η für die Si-APD vom Typ S6045-01 dargestellt. Der Quantenwirkungsgrad steigt im linearen Plateau-Bereich, d.h. von 215 bis etwa 224 V, bei einer Diodentemperatur von $\vartheta = -26^{\circ}\text{C}$ von 0,5 auf 3,0%. Leider kann die Temperaturabhängigkeit von η nicht interpretiert werden, da die Diode mit zwei verschiedenen Photonenraten n_{Ph} beleuchtet wurde.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Quanteneffizienz der Si-APD S6045-01 von Hamamatsu nicht annähernd an die von EG&G herankommt. Cova, Ghioni, Lacaíta, Samori und Zappa (siehe [33]) geben für eine SLIK-APD von EG&G eine Quanteneffizienz von 60% bei einer Gegenspannung von 20 V über Durchbruch an. Somit fiel die Wahl eindeutig auf die EG&G Avalanche-Diode. In Abbildung 5.13 sind die Diodenkennlinien einer fasergekoppelten Si-APD von EG&G vom Typ C30902SQ als Funktion der Gegenspannung U_R dargestellt. Die Diode zeigt lineares Zählverhalten bis zu 150.000 cps, bei einer Gegenspannung von 20 Volt über Durchbruch. Durch numerisches Anpas-

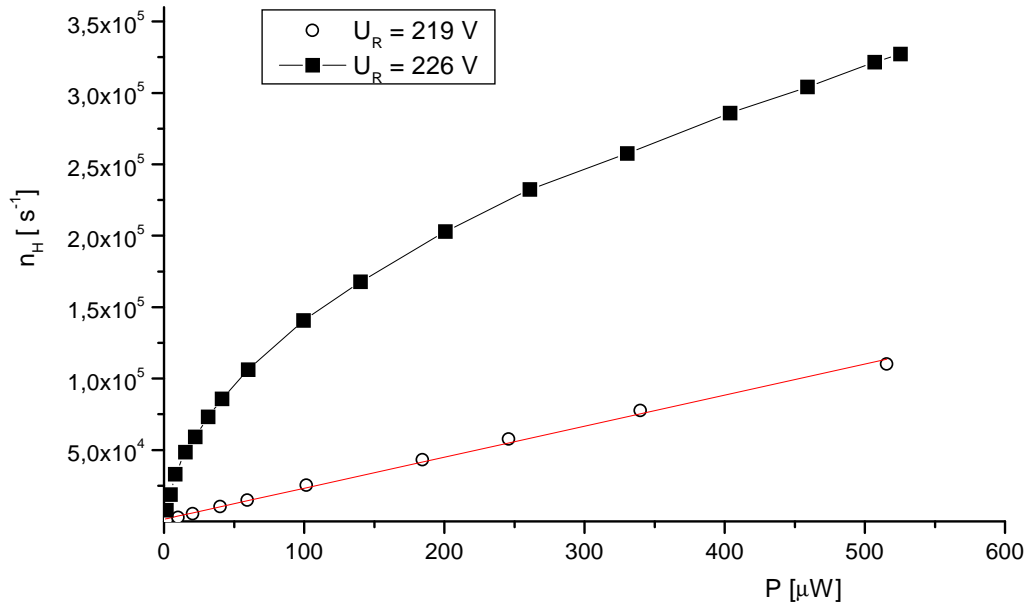


Abbildung 5.11: Zählrate der Si-APD S6045-01 in Abhängigkeit von der eingestrahnten Laserleistung vor den Abschwächern bei $\vartheta = -26^\circ\text{C}$.

sen der Funktion

$$n_H = \frac{c_0 P}{c_0 \tau P + 1} \quad (5.7)$$

an die gemessenen Kennlinien in Abb. 5.13 läßt sich die Totzeit τ als Funktion der Gegenspannung U_R ermitteln (siehe Abbildung 5.7).

5.2.2 Mechanische Konzeption des Moduls

Das Gehäuse des Moduls sollte sowohl die Signalverarbeitung als auch die Peltier gekühlten Si-APDs beherrbergen. Naheliegenderweise wählte ich eine Doppelstockbauweise. Der Dioden-Teil (unten) ist hermetisch dicht, kann also mit Stickstoff geflutet werden, um ein Kondensieren des Wasserdampfes in Luft und ein Vereisen der kalten Dioden zu verhindern. Für glasfasergekoppelte APDs ist dies nicht so wichtig, da ein Aneisen der Dioden-Eintrittfenster nicht gegeben ist. Die Multi-Mode-Glasfasern werden durch zwei aufeinandergedrückte O-Ringe aus Gummi nach Außen geführt. Um Streukapazitäten zu verhindern, sind die elektrischen Leitungen von der APD zum Quench- und Meß-

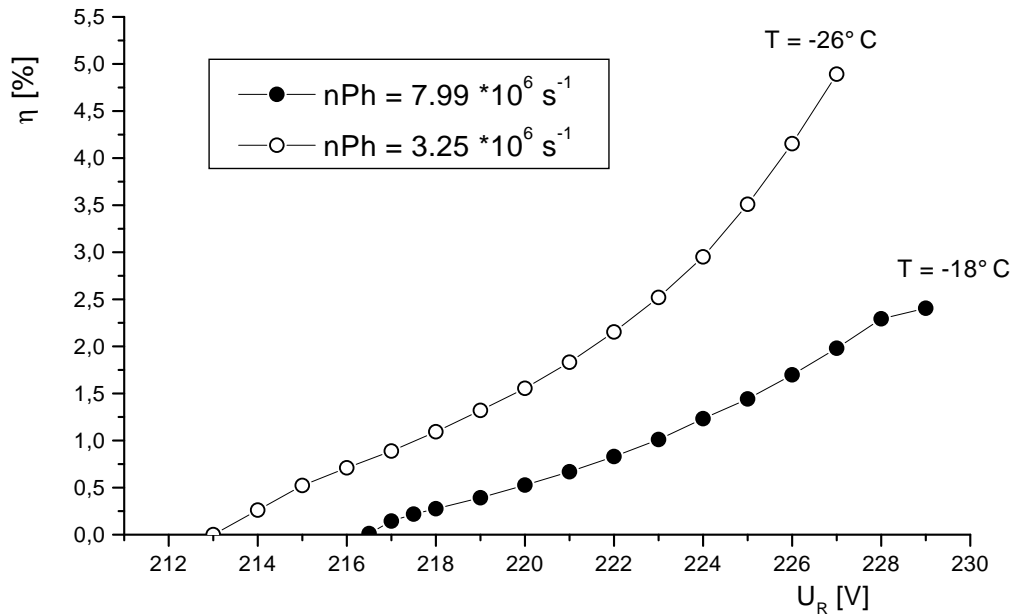


Abbildung 5.12: Quanteneffizienz η als Funktion der Gegenspannung U_R . (S6045-01)

Widerstand kurz zu halten. Deshalb befinden sich im unteren Teil neben der Diodenhalterung und dem Peltier-Element beide Widerstände der Diodenbeschaltung (siehe Abschnitt 5.2.1). Der obere Teil umfaßt die Elektronik der Temperatur-Stabilisierung und die Signal-Verarbeitung der rohen Diodenpulse. Die Spannungsversorgung der Elektronik liegt außerhalb und wird über einen 4 poligen Stecker zugeführt. Nach Außen führen nur die NIM-Signale der vier Dioden, die von den bereits bestehenden Logik-Gattern verarbeitet werden können.

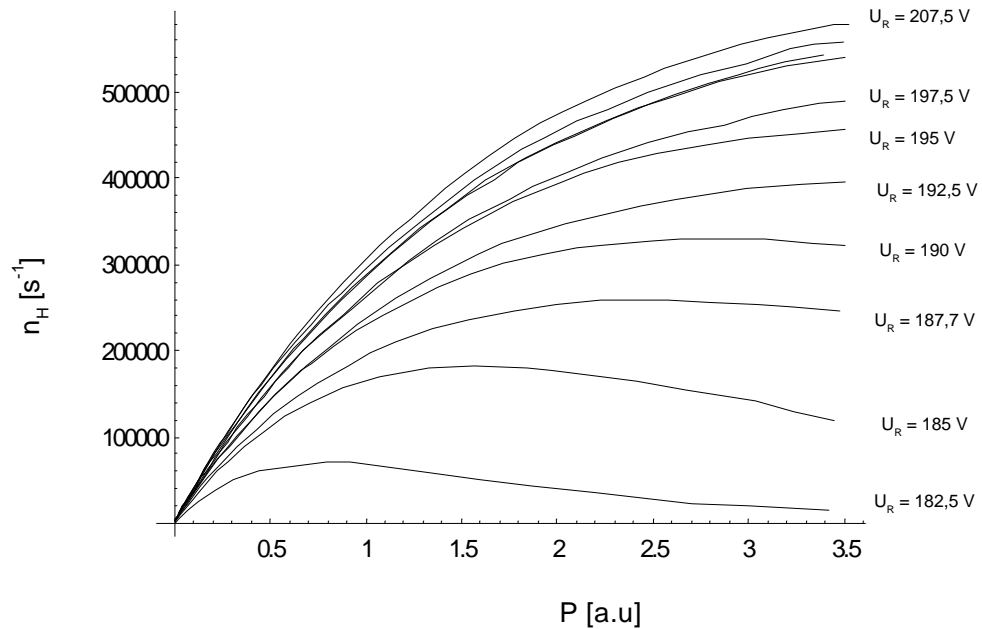


Abbildung 5.13: Zählrate n_H als Funktion der eingestrahlt Laserleistung P bei verschiedenen Gegenspannungen U_R ($\vartheta = -35^\circ\text{C}$).

5.2.3 Temperaturstabilisierung

Bisher wurde die warme Seite des Peltierelements mit Stadtwasser gekühlt. Da wir jedoch mit geplatzten Kühlschläuchen unliebsame Erfahrungen gemacht haben, haben wir uns für eine Luftkühlung entschieden. Die warme Seite des Peltierelements wurde mit Wärmeleitpaste auf ein 14x11 cm großes Kühlblech aus Aluminium gesetzt. Ein kleiner Ventilator auf den Kühlrippen sorgt für die notwendige Abfuhr der erwärmten Umgebungsluft. Aufgrund größerer Temperaturschwankungen im Labor wurde die Kühlung mit einer Temperaturstabilisierung versehen. Betreibt man das Peltierelement mit einem Strom von ca. 5 A, so konnte der Alu-Block, der zur Halterung der vier Si-APDs dient, um ca. 60 K in Bezug zur Umgebungsluft abgekühlt werden. Bei einer Testmessung, die Lufttemperatur im Labor betrug ca. 22°C , erreichten wir problemlos -40°C . Da die Dunkelzählrate einer Si-APD ab -30°C nicht mehr wesentlich abnimmt, haben wir den Regel­punkt der Temperaturstabilisierung auf ca. -35°C eingestellt. D.h. bei einer Erhöhung der Lufttemperatur im Labor um 5°C auf 27°C funktioniert die Kühlung problemlos weiter. Abbildung 5.14 zeigt die verwendete Einpunktregelung. Grundlage der Stabili-

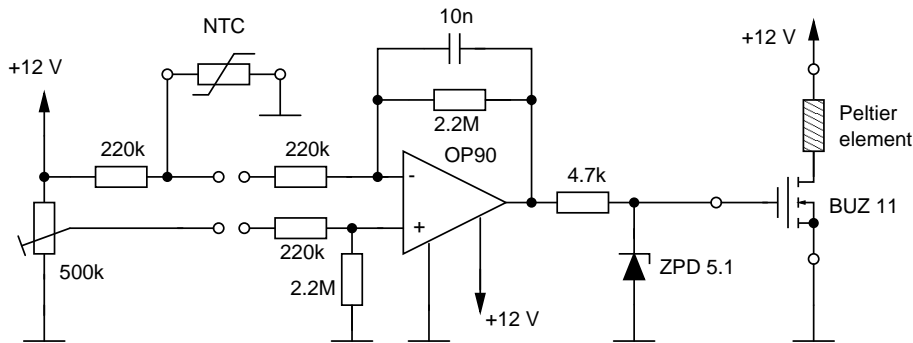


Abbildung 5.14: Temperaturstabilisierung

sierung ist eine Brückenschaltung bestehend aus etwa vier gleich großen Widerständen, von denen drei eine minimale Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die Größe des vierten temperaturabhängigen Widerstandes (NTC) bei -35°C bestimmt die Dimensionierung der Brückenschaltung. Der Abgleichpunkt kann mit einem Dreh-Potentiometer variabel eingestellt werden. Die Spannungsdifferenz bei nicht abgeglichener Brücke wird auf einen Differenzverstärker (OP90) gegeben. Diese verstärkte Spannungsdifferenz wird an den Eingang eines Feldeffekttransistors (BUZ 11) gelegt, der eine leistungslose Steuerung des Peltierstroms erlaubt. Die Zener-Diode (ZPD5.1) begrenzt die Ausgangsspannung des OP90 auf etwa 5 V, und somit den Peltierstrom auf maximal 7 A. Um die vom FET erzeugte Abwärme loszuwerden, haben wir diesen mit Wärmeleitpaste zusätzlich zum Peltierelement am Kühlblech kontaktiert.

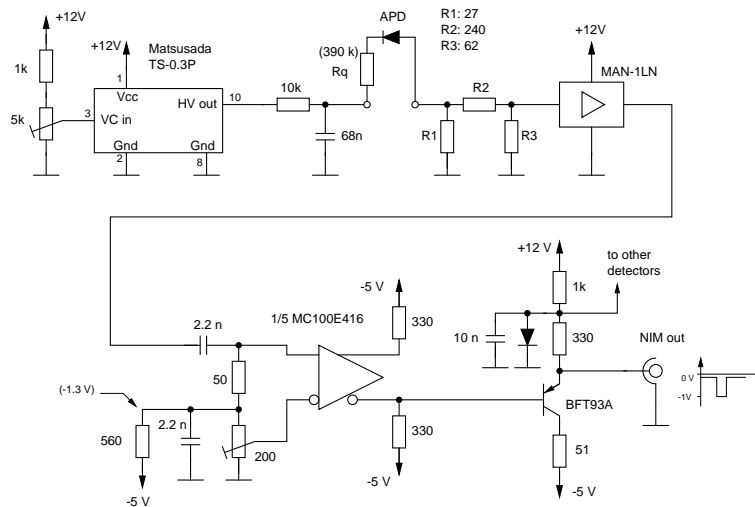


Abbildung 5.15: Signalverarbeitungsschaltung

5.2.4 Detektion von korrelierten Photonen

Entscheidend für das Experiment ist, mit welcher zeitlichen Auflösung die Detektionssignale von korrelierten, d.h. gleichzeitig erzeugten, Photonen aufgezeichnet werden können. Um den Detektionszeitpunkt eines Photons unabhängig von der variablen Pulshöhe der APD zu machen (siehe Pulshöhenverteilung in Abb. 5.16), wurde bei den Messungen im experimentellen Teil ein Constant-Fraction-Discriminator [20] eingesetzt. Die mit Hilfe eines CFD's gemessene Dreier-Pulsfolge der Zustandspräparation (siehe Abb. 4.6) erlaubt die Bestimmung der Zeitauflösung der Detektion von korrelierten Photonen. Aus einem Gaußfit an die Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen den Detektionen korrelierter Photonen erhält man eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 0,66 ns. Dieser Wert garantiert die eindeutige Unterscheidbarkeit der Detektionszeitpunkte von korrelierten Photonen, die ca. 3 ns zeitversetzt auf zwei Avalanche-Dioden fallen, und ist als Richtwert für die Zeitauflösung der neuen Detektionselektronik zu verstehen.

Detektions-Elektronik

Die Hochspannungsversorgung der im Geiger-Modus betriebenen Silizium APDs wurde mit einem Hochspannungs DC-DC Converter von Matusada (TS-0.3P) verwirklicht. Durch ein Drehpotentiometer läßt sich die negative Vorspannung der Dioden bis zu 300 Volt hochregeln. Ein Quenchwiderstand von 390 Ohm garantiert bei Betrieb der APDs von ca. 20 Volt über Durchbruch maximale Totzeiten von ca. 1 μ s (siehe Abbildung 5.7). Das Widerstandsnetzwerk R1,R2 und R3 schließt die APD mit 25 Ohm als Meßwiderstand ab und schwächt das nackte Diodensignal um den Faktor 2,5 ab. Abbildung 5.16 zeigt die mit einem Digitaloszilloskop gemessene Pulshöhenverteilung der nackten APD.

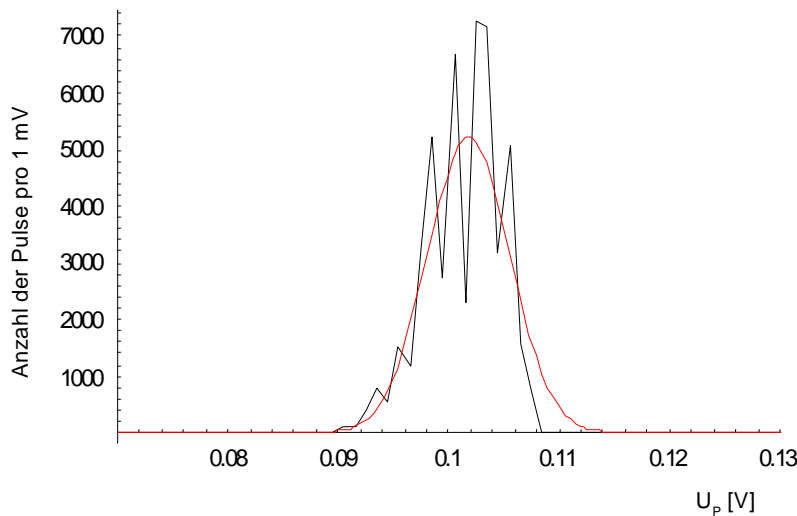


Abbildung 5.16: Pulshöhenverteilung der EG&G Avalanche-Photodiode gemessen an 25 Ohm. ($T = -36^{\circ}\text{C}$; Betriebsspannung = 20 Volt über Durchbruch)

Ein Fit an die Meßdaten mit einer Gaußverteilung ergibt 100 mV als die am häufigsten auftretende Pulshöhe. Die volle Halbwertsbreite ergibt sich zu 8.1 mV.

Ziel ist ein Eingangssignal am Komparator von ca. 1 Volt. Dies erreicht man mit einem schnellen Verstärker (MAN-1LN). Ein unangenehmer Nebeneffekt ist die hohe Leistung des Verstärkers, die in Form von Wärme abgegeben wird. Unglücklicherweise hatten wir den Verstärker ohne eine eigene Kühlung versehen, was zu einer zusätzlichen Aufheizung des Aluminiumgehäuses führte. Bei Neukonstruktionen dieser Art ist auf eine gute Wärmeabfuhr des Verstärkers zu achten. Zur Festlegung des Detektionszeitpunktes wird das verstärkte Diodensignal an einem schnellen ECL-Komparator (1/5MC100E416) mit einem einstellbaren Triggerpegel verglichen (siehe [34]). Die weitere Schaltung stellt einen schnellen Konverter des ECL-Signals auf ein NIM-Signal dar. NIM-Signale sind der Ausgangspunkt für die weitere Signalverarbeitung durch Logikgatter und Meßkarte des PC.

Zeitliche Auflösung korrelierter Detektionen

Um die zeitliche Auflösung korrelierter Detektionen zu bestimmen, wurde der Testaufbau in Abbildung 5.17 verwendet. Die von einer Downconversionquelle erzeugten korrelierten Photonen werden von zwei APDs detektiert. Deren Detektionssignale werden von der oben beschriebenen Elektronik in genormte NIM-Signale verwandelt, und mit einem

Digital-Oszilloskop aufgezeichnet. Dieses Oszilloskop erlaubt die direkte Messung der Zeitdifferenz zwischen NIM-Puls 1, dieser fungiert als Trigger, und NIM-Puls 2. Ein Fit

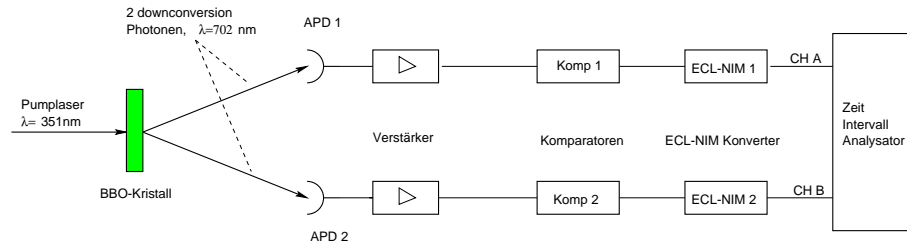


Abbildung 5.17: Schematische Skizze zur Messung der zeitlichen Auflösung, mit der die Detektionen korrelierter Photonen registriert werden können.

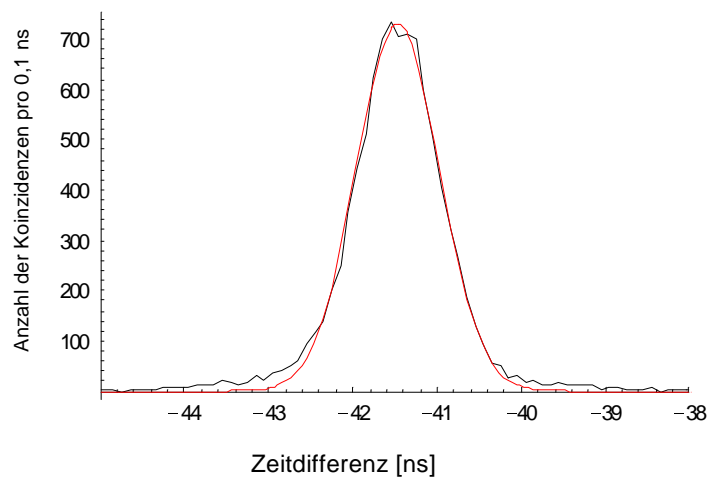


Abbildung 5.18: Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen den Detektionen korrelierter Photonen

an die Verteilung in Abbildung 5.18 mit einer Gaußverteilung ergibt für die Aufzeichnungsgenauigkeit der Detektion korrelierter Photonen, welche mittels zweier APDs und der geschilderten Signalaufbereitung detektiert werden, eine FWHM von 1,1 ns. Dieser Wert sollte die Unterscheidung von Detektionspulsen mit einer Zeitdifferenz von 3 ns ermöglichen.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit ist es erstmals gelungen, eine experimentell mögliche Umsetzung des von Vaidman, Aharonov und Albert [3] vorgeschlagenen Gedankenexperiments zur Bestimmung der Werte von σ_x , σ_y und σ_z eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens zu finden. Die Grundidee dieses Vorschlags ist folgende: Alice präpariert einen verschränkten Zweiteilchenzustand. Eines der beiden Teilchen schickt sie an Bob, der eine projektive Spinmessung in einer der drei Eigenbasen vornimmt. Nachdem Bob das gemessene Teilchen an Alice zurückgeschickt hat, projiziert sie den modifizierten Zweiteilchenzustand auf ein nichtseparierbares Zweiteilchenbasissystem (VAA-Zustandsanalyse). Anhand des gemessenen Eigenwerts kann Alice mit Sicherheit Bobs mögliche Resultate einer Spinmessung von σ_x , σ_y und σ_z ermitteln.

In Kapitel 3 habe ich exemplarisch anhand der Interferometrischen Bellzustandsanalyse eines Zweiphotonensystems gezeigt, daß eine Analyse von nichtseparierbaren Basiszuständen im Polarisationsraum zweier Photonen mit einfachen optischen Elementen nicht realisiert werden kann. Mit Hilfe eines "formalen" Kunstgriffs, bei dem ein Photon in zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgraden verschränkt wird, konnten wir erstmals das VAA-Meßschema in ein konkretes Experiment umsetzen.

Im Experiment wird ein einzelnes Photon, das wir mittels parametrischer Konversion von ultraviolettem Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 351$ nm in einem nichtlinearen Kristall erzeugen, mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers im Polarisations-Zeit Raum verschränkt. Anschaulich gesprochen teilt man den Zustand des Photons in zwei ca. 3 ns zeitlich separierte Anteile auf, die eine zueinander orthogonale Polarisation haben. Durch Detektion der Ankunftszeiten können diese beiden Anteile verhältnismäßig einfach unterschieden werden. Im Polarisationsraum dieses Zustands nimmt man eine projektive Spinmessung in einer der drei nichtkommutierenden Eigenbasen (H,V), (R,L) und (+45,-45) vor. Anschließend durchläuft der so modifizierte Zustand ein weiteres Interferometer, das die Polarisations-Zeit Verschränkung in eine Polarisations-Orts Verschränkung überführt. Die zwei möglichen Zeitzustände werden dadurch in die zwei möglichen Ausgangsmoden eines Strahlteilers übersetzt. Das Problem der aktiven Armlängenstabilisierung der aufgebauten Interferometer konnte erfolgreich gelöst werden. Diese Stabilisierung ist notwendig, da ansonst die Einphotonenzustände über längere Zeitspannen (30..45 Minuten) undefiniert sind.

Die durchgeführten Messungen zur Präparation eines Polarisations-Zeit verschränkten Einphotonenzustandes und der Übersetzung in einen Zustand im Polarisations-

Ortsraum bestätigen das gewählte Konzept der Verschränkung eines Photons in zwei Spin- $\frac{1}{2}$ Freiheitsgraden. Im letzten Abschnitt von Kapitel 3 habe ich den neuen VAA-Zustandsanalysators im Polarisations-Orts-Raum eines Photons entworfen (siehe Abbildung 3.12). Mit dieser Anordnung, bei der eine komplizierte Stabilisierung mehrerer verschachtelter Interferometer umgangen werden konnte, gelingt eine eindeutige Transformation der vier nichtseparierbaren VAA-Basiszustände in reine Produktzustände.

Das im technischen Teil dieser Arbeit entworfene, neue Detektormodul beinhaltet vier Peltier gekühlte Avalanche-Photodioden (APD) von EG&G. Im Gegensatz zu den bisherigen Ausführungen wurde auf eine Wasserkühlung verzichtet. Mit Hilfe einer Ventilator Kühlung konnte problemlos die erforderliche Betriebstemperatur von $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ erreicht werden. Die Charakterisierung von APDs der Firma Hamamatsu zur Einzelphotonendetektion erbrachte einen maximal möglichen Quantenwirkungsgrad bei einer Wellenlänge von 670 nm von 4%. Dieser Wert ist für Experimente mit einzelnen Photonen zu gering. Daher blieb uns keine andere Wahl, als auf die altbewährten APDs von EG&G zurückzugreifen.

Ausblick

Das neue Konzept der Verschränkung eines Teilchens in zwei Freiheitsgraden eröffnet neue Möglichkeiten, bei der experimentelle Umsetzung von theoretischen Vorschlägen zur Quanteninformation (z.B. Experimente zu Quantensuchalgorithmen [35]). Der aktuelle Aufbau des Experiments läßt sich bequem zu einem neuartigen Quantenkryptographieexperiment erweitern (siehe z.B. [36],[37]). Der optische Aufbau zur Zustandspräparation und der nachfolgenden projektiven Polarisationsmessung von Bob in einer der drei Basen (H,V), (R,L) oder (+45,-45) (siehe Abbildung 4.4) fungiert hierbei als Sendeeinheit. Der Empfänger – dieser ist im laufenden Experiment durch die Zustandsübersetzung und den VAA-Zustandsanalysator realisiert – analysiert den ankommenden Polarisations-Orts Zustand des Photons durch zufälliges Schalten zwischen zwei konjugierten VAA-Basen (siehe Abschnitt 3). Ein potentieller Abhörer – dieser wird schlauerweise in einer VAA-Basis messen – verursacht Übertragungsfehler, die die Sende- und Empfangseinheit nach Austausch der aufgezeichneten Information über einen klassischen Kanal entdecken werden.

Verschränkung von Freiheitsgraden ist aber auch wichtig für neue Experimente zu den Grundlagen der Quantenmechanik. Es werden so einfachere Tests fundamentaler Eigenschaften möglich. In [38] finden sich zum Beispiel Experimente zum Test kontextueller Theorien.

7 Anhang

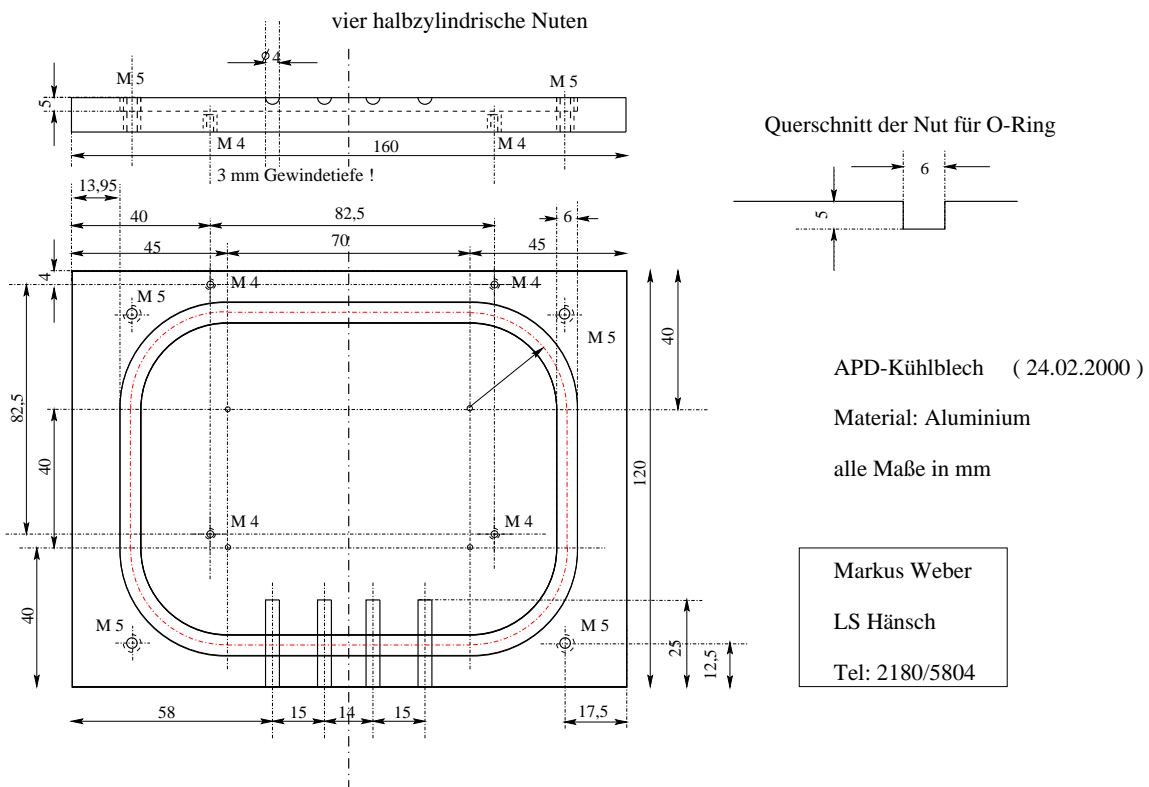
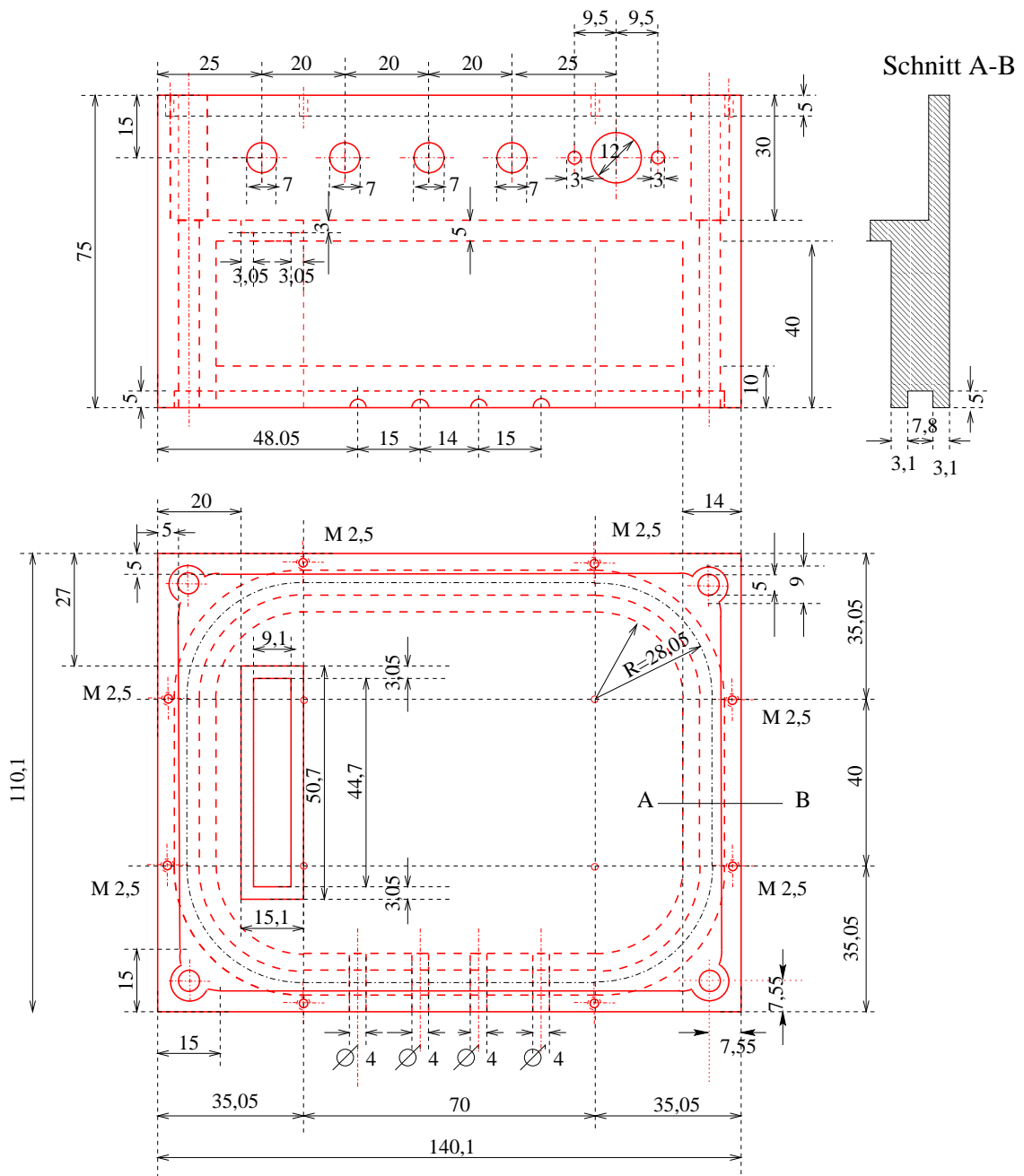


Abbildung 7.1: Werkstattzeichnung des APD-Kühlblechs. Die Kühlrippen auf der Unterseite der Grundplatte sind nicht eingezeichnet.



APD-Gehäuse (22.02.2000)	Markus Weber
Material: Aluminium	LS Hänsch
alle Maße in mm	Tel: 2180/5804

Abbildung 7.2: Werkstattzeichnung des APD-Gehäuses

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete. *Phys. Rev.*, 47:777, 1935.
- [2] D. Bohm. *Quantum Theorie*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1951.
- [3] Lev Vaidman, Yakir Aharonov, and David Z. Albert. How to Ascertain the Values of σ_x , σ_y , and σ_z of a Spin- $\frac{1}{2}$ Particle. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1385, 1987.
- [4] Shahar Ben-Menahem. Spin-measurement retrodiction. *Phys. Rev. A*, 39(4):1621–1627, Feb 1989.
- [5] N. David Mermin. Limits to quantum mechanics as a source of magic tricks: Retrodiction and the bell-kochen-specker theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 74(6):831–834, Feb 1995.
- [6] Yakir Aharonov, Peter G. Bergmann, and Joel L. Lebowitz. Time Symmetry in the Quantum Process of Measurement. *Phys. Rev.*, 134(6B):1410–1416, Jun 1964.
- [7] David Z. Albert, Yakir Aharonov, and Susan D’Amato. Curious new statistical prediction of quantum mechanics. *Phys. Rev. Lett.*, 54(1):5–7, Jan 1985.
- [8] Yakir Aharonov, David Z. Albert, and Susan S. D’Amato. Multiple-time properties of quantum-mechanical systems. *Phys. Rev. D*, 32(8):1975–1984, Oct 1985.
- [9] Yakir Aharonov and Lev Vaidman. Properties of a quantum system during the time interval between two measurements. *Phys. Rev. A*, 41(1):11–20, Jan 1990.
- [10] Yakir Aharonov and Lev Vaidman. Complete description of a quantum system at a given time. *J. Phys. A*, 24:2315–2328, 1991.
- [11] B. Reznik and Y. Aharonov. Time-symmetric formulation of quantum mechanics. *Phys. Rev. A*, 52(4):2538–2550, Oct 1995.
- [12] Lev Vaidman. Weak measurements. In E. G. Beltrametti and J.-M. Lévy-Leblond, editors, *Advances in quantum phenomena*, pages 357–373. Plenum Press, New York, 1995.

- [13] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger. Bell's theorem without inequalities. *Am. J. Phys.*, 58(12):1131–1143, 1990.
- [14] I. M. Duck, Stevenson P. M., and E. C. G. Sudarshan. The sense in which a “weak measurement” of a spin- $\frac{1}{2}$ particle's spin component yields a value 100. *Phys. Rev. D*, 40(6):2112–2117, Sep 1989.
- [15] Klaus Mattle, Harald Weinfurter, Paul G. Kwiat, and Anton Zeilinger. Dense coding in experimental quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 76(25):4656–4659, Jun 1996.
- [16] Leonard Mandel and Emil Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995.
- [17] Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, and Anton Zeilinger. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 75(24):4337–4341, Dec 1995.
- [18] Dirk Bouwmeester, Artur Ekert, and Anton Zeilinger, editors. *The Physics of Quantum Information*. Springer, 2000.
- [19] Q.A. Turchette, C.J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H.J. Kimble. Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic. *Phys. Rev. Lett.*, 75(25):4710–4713, 1995.
- [20] Markus Oberparleiter. Bosonische und Fermionische Zweiphotonenstatistik am Strahlteiler. Master's thesis, Universität Innsbruck, 1997.
- [21] Harry Paul. *Photonen: eine Einführung in die Quantenoptik*. Teubner, Stuttgart, 1995.
- [22] N. Lütkenhaus, J. Calsamiglia, and K.-A. Suominen. Bell measurements for teleportation. *Phys. Rev. A*, 59(5), 1999.
- [23] Charles H. Bennett. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. *Phys. Rev. Lett.*, 68:3121–3123, 1992.
- [24] Michael Reck, Anton Zeilinger, Herbert J. Bernstein, and Philip Bertani. Experimental realization of any discrete unitary operator. *Phys. Rev. Lett.*, 73(1):58–61, Jul 1994.
- [25] Christopher C. Davis. *Lasers and Electro-Optics: Fundamentals and Engineering*. Cambridge University Press, 1996.
- [26] Gregor Weihs. Quanteninterferometrie an Glasfaserstrahlteilern. Master's thesis, Universität Innsbruck, 1994.

- [27] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy. *Quantum optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [28] T. W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Commun.*, 35(3):441–444, Dec 1980.
- [29] Avalanche Photodiodes: A User’s Guide. EG&G Optoelectronics Canada Ltd, 1999.
- [30] Product Datasheet: Silicon Avalanche Photodiode C30902S. EG&G Optoelectronics Canada, 1999.
- [31] Thomas Jennewein. Synchrone Erfassung von Photodetektionen an entfernten Orten. Master’s thesis, Universität Innsbruck, 1997.
- [32] Christian Kurtsiefer. *Atomoptische Experimente zu nichtklassischen Zuständen der Bewegung von metastabilen Edelgasatomen und Atom-Photon-Paaren*. PhD thesis, Universität Konstanz, 1997.
- [33] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Optics*, 35(12):1956–1976, 1996.
- [34] Patrik Zarda. Quantenkryptographie: Ein Experiment im Vergleich. Master’s thesis, Universität Innsbruck, 1999.
- [35] Paul G. Kwiat, J.R. Mitchell, P.D.D Schwindt, and A.G. White. *J. Mod. Opt.*, 47(257), 2000.
- [36] A. Cabello. *preprint*, <http://xxx.lanl.gov/aps/quant-ph/0007064>.
- [37] Berthold-Georg Englert. *private Mitteilung*, 2000.
- [38] Markus Michler, Harald Weinfurter, and Marek Zukowski. Experiments towards Falsification of Noncontextual Hidden Variable Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 84(24):5457–5461, 2000.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Prof. Harald Weinfurter und Christian Kurtsiefer, die mir immer wohlwollend zur Seite standen, wenn ich wieder einmal im Chaos der Physik zu versinken drohte. Ihre sprühende Fantasie im Umgang mit Physik hat mich stark beeindruckt, und so manche quälende Stunde im vorangegangenen Studium vergessen lassen.

Allen meinen experimentellen Mitstreitern möchte ich für die hilfreichen Diskussionen danken, die zum besseren Verständnis der experimentellen Fragestellung beigetragen haben. Bei meinen Zimmerkollegen Oliver Schulz und Jürgen Volz möchte ich mich für das freundschaftliche Miteinander bedanken. Den tiroler Mitgliedern der AG Weinfurter, Markus Oberparleiter und Patrik Zarda, danke ich für so manche lehrreiche Diskussionen betreffend dem experimentellen Detailwissen, das sie durch langjährige Erfahrung von der Universität Innsbruck mitgebracht haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 17. Oktober 2000

Markus Weber