

Gerhart Schroff
Eckehardtstraße 22
71364 Winnenden

Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter
Photonenpaare

Beschreibung

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter Photonenpaare.

Zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung ist das in [1] beschriebene Verfahren bekannt (siehe hierzu auch [2], wo dieses noch einmal zusammenfassend beschrieben und ausführlich diskutiert wird). Eine Übertragung von Informationen ohne einen Austausch von Energie (ohne eine Wechselwirkung) ist im Rahmen der klassischen Physik nicht möglich. Dieses ist nur im Rahmen der Quantenphysik mittels verschränkter Zustände denkbar. In [1] wird die Verschränkung so durchgeführt, dass diese eine wechselwirkungsfreie Informationsübertragung ermöglicht. Hierzu werden mehrere Quantenbits (Qubits) des Senders und des Empfängers zuvor in einen geeigneten Ausgangszustand präpariert. Diese können dann dadurch verschränkt werden, dass den zu verschränkenden Qubits ein definiertes Magnetfeld hinreichend schnell überlagert wird [1], [2]. Der wesentliche Nachteil dieses Verfahrens kann jedoch darin gesehen werden, dass bei diesem Verfahren die für die Verschränkung erforderlichen Prozesse des Senders und des Empfängers sehr präzise zeitlich synchronisiert werden müssen. Dieses ist in der Praxis sehr aufwändig und mit hohen Kosten verbunden.

Weiter ist ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter Photonen bekannt [24]. Dieses bietet die Möglichkeit mittels zweier verschränkter Photonenpaare wechselwirkungsfrei Informationen zu übertragen. Der Sender kann hierzu an den zugänglichen Photonen zwei unterschiedliche Messungen durchführen. Welche Messung durchgeführt wurde, kann der Empfänger an den dort zugänglichen Photonen erkennen. Der wesentliche Nachteil dieses Verfahrens kann jedoch darin gesehen werden, dass der erforderliche Aufbau technisch nur mit sehr großem Aufwand realisiert werden kann und daher sehr teuer ist.

Ausgehend hiervon, liegt der Erfindung die Aufgabe zugrunde, dass in [24] beschriebene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung dahingehend zu verbessern, dass das vorgeschlagene Verfahren mit einfachen Mitteln realisiert werden kann und ausschließlich kommerziell verfügbare Komponenten eingesetzt werden können.

Der Erfindung liegt die Erkenntnis zugrunde, dass es bei hinreichend komplexen, verschränkten Quantensystemen mehrere Möglichkeiten für eine Messung an einem

Teilsystem gibt, die das prinzipiell zugängliche Wissen über das verschränkte Quantensystem auf klar unterscheidbare Art und Weise ändern. Dieser Sachverhalt eröffnet die Möglichkeit einer frei wählbaren, wechselwirkungsfreien Zustandspräparation des Quantensystems. Eine Zustandspräparation und Zustandsanalyse mittels symmetrischer Strahlteiler ermöglicht dann eine wechselwirkungsfreie Informationsübertragung.

Zur Lösung dieser Aufgabe werden die in den Ansprüchen 1 bis 6 angegebenen Merkmalkombinationen vorgeschlagen. Vorteilhafte Ausgestaltungen und Weiterbildungen der Erfindung ergeben sich aus den abhängigen Ansprüchen 2 bis 6.

Um das hier vorgeschlagene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter Photonen besser nachvollziehen zu können, ist es hilfreich, kurz auf einige ganz grundsätzliche Zusammenhänge einzugehen. Hierzu werden die in [2] verwendeten Begriffe und Bezeichnungen übernommen und wie in [2], bis auf Stellen an denen explizit von gemischten Zuständen gesprochen wird, ausschließlich reine Zustände betrachtet.

Verschränkte Quantensysteme können aufgrund des im Rahmen der Quantenphysik postulierten und durch eine große Anzahl von Experimenten belegten Superpositionsprinzips auftreten. Unter dem Superpositionsprinzip versteht man folgendes (siehe hierzu beispielsweise [3] und [4]): Gibt es bei der Präparation eines Zustandes mehrere unterschiedliche Möglichkeiten, in der Weise, dass es prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden, welche Möglichkeit realisiert wurde, so ergibt sich der durch den Präparationsprozess resultierende Zustand durch die, mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsamplitude gewichtete Summe (bei einer abzählbaren Anzahl) der einzelnen Möglichkeiten.

Weiter wird im Rahmen der Quantenphysik für ein abgeschlossenes Quantensystem gefordert, dass die zeitliche Entwicklung (die Zustandsdynamik) mittels unitärer Operatoren beschreibbar sein muss. Dieses gilt dann natürlich auch für die Zustandsdynamik, die einem Präparationsprozess zugeordnet werden kann, solange dieser die Norm erhält. Präparationsprozesse, welche die Norm erhalten, müssen somit mittels unitärer Operatoren beschreibbar sein. Operatoren, die man als Beschreibung eines konkreten, physikalischen Prozesses auffassen kann, werden im Folgenden als „physikalisch realisierbare“ Operatoren bezeichnet.

Unabhängige Quantensysteme können im Rahmen der Quantenphysik immer durch Produktzustände beschrieben werden. Betrachtet man zwei unabhängige Quantensysteme A und B, mit den Systemhilberträumen H_A und H_B , so findet eine Beschreibung des Gesamtsystems in dem, über das Tensorprodukt der Systemräume gebildeten, Hilbertraum $H_{BA} = H_B \times H_A$ statt. Einem Operator E_A der nur auf H_A wirkt, wird auf H_{BA} dann der Operator $1 \times E_A$ (1 sei hier der Identitätsoperator) zugeordnet. Einem auf H_B lokalisierten Operator E_B wird dann auf H_{BA} der Operator $E_B \times 1$ zugeordnet. Solange die Systeme als unabhängig betrachtet werden können, lässt sich jede Zustandstransformation durch einen Operator der Form $E_B \times E_A$, also als Tensorprodukt zweier lokal auf den jeweiligen Systemhilberträumen wirkenden Operatoren beschreiben. Wechselwirkungen zwischen den Systemen werden daher auf H_{BA} durch Operatoren W_{BA} beschrieben, die nicht in ein Tensorprodukt von zwei lokal wirkenden Operatoren zerlegt werden können. Wechselwirkungsoperatoren W_{BA} sind somit immer nicht-lokale Operatoren.

Allerdings kann hieraus nicht geschlossen werden, dass jeder physikalisch realisierbare, eine Zustandstransformation beschreibende, nicht-lokale, unitäre Operator eine Wechselwirkung beschreibt und daher als Wechselwirkungsoperator aufgefasst werden muss. Dass es auch physikalisch realisierbare, eine Zustandstransformation beschreibende, nicht-lokale, unitäre Operatoren gibt, die nicht als Wechselwirkungsoperatoren aufgefasst werden können, lässt sich einfach anhand eines Beispiels aufzeigen:

Die betrachtete Anordnung ist schematisch in Abbildung 1 dargestellt.

Zwei identisch aufgebaute Quellen Q1 und Q2 sollen zu frei wählbaren Zeitpunkten je ein Photon emittieren. Die Quelle Q1 das Photon 1 und die Quelle Q2 das Photon 2. Das Photon 1 soll auf dem Weg a auf einen symmetrischen, verlustfreien Strahlteiler ST auftreffen und das Photon 2 soll auf dem Weg b auf den Strahlteiler ST auftreffen. Die Wege a und b sollen sich auf dem Strahlteiler ST am Punkt P treffen. Weiter sollen die Wege, die die Photonen 1 und 2 von den Quellen Q1 und Q2 bis zum Auftreffpunkt P auf dem Strahlteiler zurücklegen müssen, exakt gleich lang sein. Die Quelle Q1 (Q2) soll dabei so angeordnet sein, dass das Photon 1 (Photon 2), wenn dieses am Strahlteiler reflektiert wird, sich auf dem Weg d (c) vom Strahlteiler wieder entfernt und das Photon 1 (Photon 2) wenn dieses den Strahlteiler transmittiert, sich auf dem Weg c (d) vom Strahlteiler wieder entfernt (siehe Abb. 1).

Für die weitere Diskussion wird die folgende Schreibweise eingeführt: Fliegt ein Photon in die Richtung 1 (Weg a und c) so wird dem Photon i ($i = 1,2$) der Zustand

$|1\rangle_i$ zugeordnet. Fliegt das Photon i in die Richtung 0 (Weg b und d), so wird diesem der Zustand $|0\rangle_i$ zugeordnet. Bevor die beiden unabhängigen, identischen Photonen den Strahlteiler ST erreichen, kann diesen dann der Zustand

$$\Psi_1 = |0\rangle_2 |1\rangle_1 = |0,1\rangle \quad (1)$$

zugeordnet werden. Die, durch den symmetrischen Strahlteiler bewirkte, Zustandstransformation lässt sich dann für zwei unterscheidbare Photonen (dieses kann beispielsweise dadurch erreicht werden, wenn die beiden identischen Photonen zeitlich so versetzt auf den Strahlteiler ST auftreffen, dass die den Photonen zugeordneten Wellenzüge (Wellenpakete) am Strahlteiler nicht überlappen) durch den unitären, lokalen Operator U_{ST} beschreiben [5], [6]:

$$U_{ST} = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{matrix} |0,0\rangle \\ |0,1\rangle \\ |1,0\rangle \\ |1,1\rangle \end{matrix} \begin{matrix} \langle 0,0| & \langle 0,1| & \langle 1,0| & \langle 1,1| \\ \begin{bmatrix} 1 & i & i & -1 \\ i & 1 & -1 & i \\ i & -1 & 1 & i \\ -1 & i & i & 1 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (2)$$

mit:
$$U_{ST} = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

Für den am Strahlteiler auslaufenden Zustand Ψ_2 erhält man dann mit:

$$\Psi_2 = U_{ST} \Psi_1 \quad (4)$$

$$\Psi_2 = 1/4^{1/2} (i|1\rangle_2 |1\rangle_1 + i|0\rangle_2 |0\rangle_1 + |0\rangle_2 |1\rangle_1 - |1\rangle_2 |0\rangle_1). \quad (5)$$

Da die Frage, wann zwei physikalisch vollkommen identische Quantensysteme als unterscheidbar angesehen werden können, immer wieder Anlass zu kontroversen Diskussionen gibt, ist es sinnvoll an dieser Stelle kurz auf den Begriff „unterscheidbare, identische Quantensysteme“ einzugehen:

Die am weitesten verbreitete und experimentell gut bestätigte Vorstellung, zu der Frage, wann man von unterscheidbaren, identischen Quantensystemen sprechen kann, lässt sich am einfachsten anhand eines Beispiels erläutern: Hierzu bieten sich die in [7] beschriebenen Experimente an, bei denen einzelne oder auch mehrere $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen in einer linearen Ionenfalle gespeichert werden können. Werden in der in [7] beschriebenen linearen Ionenfalle beispielsweise zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen gespeichert, so sind die einzelnen Ionen in einem, in guter Näherung etwa kugelförmigen

Raubereich mit einem Durchmesser von etwa $2\ \mu\text{m}$ lokalisiert. Die beiden Raumbereiche R_1 (enthält das Ion 1) und R_2 (enthält das Ion 2) haben dabei einen Abstand von etwa $5\ \mu\text{m}$. Die während des Betriebs der linearen Ionenfalle einzuhaltenden Randbedingungen stellen dabei sicher, dass mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann, dass die beiden Ionen ihre Plätze tauschen. Genau dieses ist der entscheidende Punkt. Die beiden Ionen können genau dann als unterscheidbar angesehen werden, wenn diesen aufgrund der Randbedingungen klar unterscheidbare Raumbereiche so zugeordnet werden können, dass diese räumlich voneinander isoliert sind. Überlappen zu irgendeinem Zeitpunkt die beiden Raumbereiche R_1 und R_2 , so können die beiden Ionen ab diesem Zeitpunkt im Allgemeinen nicht mehr als unterscheidbar angesehen werden.

Diese Vorstellung lässt sich nun zwanglos auch auf die in Abb. 1 schematisch dargestellte Situation übertragen, bei der zwei identische Photonen auf den symmetrischen Strahlteiler ST treffen: Hierzu muss man dann natürlich in einem ersten Schritt den beiden Photonen Raumbereiche zuordnen, die beschreiben, wo die einzelnen Photonen zu einem bestimmten Zeitpunkt lokalisiert sind. Da Photonen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, muss dieses dann natürlich auch für die entsprechenden Raumbereiche gelten. Die kleinsten denkbaren Raumbereiche sind daher Raumbereiche die sich mit den einzelnen Photonen mitbewegen und in Ausbreitungsrichtung der Ausdehnung der, den einzelnen Photonen zugeordneten, Wellenpakete (welche durch die jeweiligen Zustände beschrieben werden) entsprechen und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch die räumliche Abstrahlcharakteristik der jeweiligen Quelle festgelegt sind. Weiter ist zu beachten, dass einem einzelnen Photon, nachdem dieses den Strahlteiler passiert hat, ein Überlagerungszustand zugeordnet werden muss. Hinter dem Strahlteiler muss man somit jedem der beiden Zustandsanteile einen entsprechenden Raumbereich zuordnen. Weiter ist es eine experimentell gut bestätigte Tatsache, dass die einem Photon zugeordnete Energie am Strahlteiler nicht aufgeteilt wird. Die Energie eines Photons wird also am Strahlteiler entweder vollständig reflektiert oder vollständig transmittiert. Nach dem Strahlteiler kann die einem Photon zugeordnete Energie somit immer nur genau einem der beiden Zustandsanteile zugeordnet sein. Wobei es prinzipiell unmöglich ist, vorherzusagen, welchem Zustandsanteil die Energie des Photons zugeordnet werden muss.

Die einem Photon zugeordnete Energie ist somit immer in einem der für das Photon zu diesem Zeitpunkt „möglichen“ Raumbereiche lokalisiert. Entweder in dem, dem reflektierten Zustandsanteil zugeordneten Raumbereich oder in dem, dem transmittierten Zustandsanteil zugeordneten Raumbereich. Um den Sprachgebrauch

möglichst einfach halten zu können, soll hier auch dann von den für ein einzelnes Photon „möglichen“ Raumbereichen gesprochen werden, wenn sich das Photon noch vor dem Strahlteiler befindet und diesem dann natürlich nur genau ein Raumbereich zugeordnet werden kann.

Für die in Abb. 1 schematisch dargestellte Situation ergibt sich dann die folgende Aussage: Die beiden Photonen, das von der Quelle Q1 emittierte Photon 1 und das von der Quelle Q2 emittierte Photon 2, können somit zu einem bestimmten Zeitpunkt genau dann als unterscheidbar angesehen werden, wenn die für das Photon 1 zu diesem Zeitpunkt möglichen Raumbereiche mit den für das Photon 2 zu diesem Zeitpunkt möglichen Raumbereiche nicht überlappen. Überlappen die Raumbereiche ab einem bestimmten Zeitpunkt, so können die beiden Photonen, abhängig vom Grad der Überlappung, im Allgemeinen ab diesem Zeitpunkt nicht mehr als unterscheidbar angesehen werden.

Basierend auf dieser Vorstellung lassen sich somit für die in Abb. 1 schematisch dargestellte Situation drei Fälle unterscheiden:

Fall 1: Die den beiden Photonen zugeordneten Raumbereiche befinden sich noch vor dem Strahlteiler (siehe hierzu auch Abb. 2): Da, die den beiden Photonen zu einem bestimmten Zeitpunkt T_A zugeordneten, Raumbereiche R_1 (Photon 1) und R_2 (Photon 2) aufgrund der Randbedingungen (der gewählten Anordnung) prinzipiell erst dann überlappen können, wenn diese den Strahlteiler erreichen, können die beiden Photonen vor dem Strahlteiler mit Sicherheit als unterscheidbar angesehen werden. Dabei spielt es keine Rolle, zu welchen Zeitpunkten die beiden Quellen die einzelnen Photonen emittieren.

Fall 2: Die, den beiden Photonen zugeordneten, Raumbereiche erreichen den Strahlteiler zeitlich so versetzt, dass die für das Photon 1 möglichen Raumbereiche mit den für das Photon 2 möglichen Raumbereichen am Strahlteiler nicht überlappen: In diesem Fall können die beiden Photonen auch nach dem Strahlteiler mit Sicherheit als unterscheidbar angesehen werden, da die für das Photon 1 nach dem Strahlteiler möglichen Raumbereiche R_{T1} und R_{R1} mit den für das Photon 2 nach dem Strahlteiler möglichen Raumbereiche R_{T2} und R_{R2} aufgrund der Randbedingungen dann natürlich prinzipiell nicht überlappen können. Dabei bezeichnet R_{Ti} den Raumbereich, der dem transmittierten Zustandsanteil von Photon i ($i = 1,2$) zu einem bestimmten Zeitpunkt T_B zugeordnet wird und R_{Ri} den Raumbereich, der dem reflektierten Zustandsanteil von Photon i zu dem Zeitpunkt T_B zugeordnet wird (siehe hierzu auch Abb. 2).

Als auslaufender Zustand am Strahlteiler ergibt sich im Fall 2 daher gemäß Gl. (4) der Produktzustand Ψ_2 . Eine vollkommen andere Situation liegt vor, wenn beide Quellen zeitgleich je ein Photon emittieren.

Fall 3: Beide Quellen emittieren zeitgleich je ein Photon: In diesem Fall treffen die, den einzelnen Photonen zugeordneten, Raumbereiche am Strahlteiler gleichzeitig ein. Ab dem Strahlteiler beginnen die für das Photon 1 möglichen Raumbereiche mit den für das Photon 2 möglichen Raumbereiche einander zu überlappen. Ab dem Zeitpunkt, ab dem die den beiden Photonen zugeordneten Raumbereiche den Strahlteiler vollständig passiert haben, überlappen die für das Photon 1 möglichen Raumbereiche maximal mit den für das Photon 2 möglichen Raumbereichen ($R_{R1} = R_{T2}$ und $R_{T1} = R_{R2}$). Die beiden Photonen müssen daher ab diesem Zeitpunkt als ununterscheidbar angesehen werden.

Der Fall 3 ist der in diesem Zusammenhang relevante Fall. Da die beiden Photonen in diesem Fall nach dem Strahlteiler als ununterscheidbar angesehen werden müssen, kann der Zustand Ψ_2 nicht als am Strahlteiler auslaufender Zustand angesehen werden, da dieser nicht die für ununterscheidbare Quantensysteme geforderten Symmetrieeigenschaften besitzt. Nach dem in der Quantenphysik gültigen Spin-Statistik-Theorem [8] erhält man für ununterscheidbare Photonen (ganz allgemein für Bosonen) den am Strahlteiler auslaufenden Zustand ${}^B\Psi_3$ aus dem Zustand Ψ_2 , indem man den Zustand Ψ_2 symmetrisiert. Der Zustand ${}^B\Psi_3$ ist dann gegeben durch

$${}^B\Psi_3 = 1/2^{1/2}(|1\rangle_2|1\rangle_1 + |0\rangle_2|0\rangle_1). \quad (6)$$

Würde es sich hier nicht um Bosonen, sondern um zwei Fermionen handeln, so müsste man den Zustand Ψ_2 noch anti-symmetrisieren. Im Fall von Fermionen würde sich dann der Zustand

$${}^F\Psi_3 = 1/2^{1/2}(|0\rangle_2|1\rangle_1 - |1\rangle_2|0\rangle_1) \quad (7)$$

ergeben. Den korrekten Ausdruck für den am Strahlteiler auslaufenden Zustand erhält man somit erst, nachdem man den Zustand Ψ_2 im Fall von Bosonen symmetrisiert oder im Fall von Fermionen anti-symmetrisiert hat. Erst die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems auf den Zustand Ψ_2 führt somit zu einer korrekten Beschreibung der betrachteten Situation am Strahlteiler ST.

Treffen die bisherigen Überlegungen zu, so kann man die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems auf den Zustand Ψ_2 als Zustandstransformation auffassen. Den unitären Operator, der diese Zustandstransformation formal beschreibt, kann man einfach bestimmen, indem man den Zustand Ψ_2 umschreibt. Bezüglich der Bell-Basis erhält man:

$$\begin{aligned}\Psi_2 &= 1/4^{1/2} (i|1\rangle_2|1\rangle_1 + i|0\rangle_2|0\rangle_1 + |0\rangle_2|1\rangle_1 - |1\rangle_2|0\rangle_1) \\ &= 1/2^{1/2} (i\Phi_+ - \Psi_-) = e^{i\pi} /2^{1/2} (e^{-i\pi/2}\Phi_+ + \Psi_-) \\ &= e^{i\pi} /2^{1/2} (|A\rangle + |B\rangle).\end{aligned}\quad (8)$$

$$\text{mit: } |A\rangle = e^{-i\pi/2}\Phi_+ \text{ und } |B\rangle = \Psi_-, \text{ wobei gilt: } \langle A|B\rangle = 0. \quad (9)$$

Der Zustand Ψ_2 kann somit aber auch formal als ein Element eines zweidimensionalen Vektorraums aufgefasst werden, der durch die orthogonalen Zustandsvektoren $|A\rangle$ und $|B\rangle$ aufgespannt wird. Definiert man auf diesem Vektorraum den unitären Operator U_{NLB} gemäß

$$U_{NLB} = \begin{matrix} & \langle A| & \langle B| \\ \begin{matrix} |A\rangle \\ |B\rangle \end{matrix} & \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (10)$$

so erhält man:

$$U_{NLB} \Psi_2 = e^{i\pi} |A\rangle = i\Phi_+ = {}^B\Psi_3 \quad (11)$$

Für die betrachtete Situation am Strahlteiler kann die Wirkung der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems auf den Zustand Ψ_2 für Bosonen somit formal mittels des Operators U_{NLB} beschrieben werden. Für den Fall, dass es sich bei den beiden Quantensystemen nicht um Bosonen sondern um Fermionen handelt, erhält man sofort:

$$U_{NLF} \Psi_2 = e^{i\pi} |B\rangle = -\Psi_- = {}^F\Psi_3 \quad (12)$$

$$\text{mit: } U_{NLF} = (U_{NLB})^{-1}. \quad (13)$$

U_{NLF} ist dabei durch den zu U_{NLB} inversen Operator gegeben. Insgesamt ergibt sich somit für die Zustandstransformation, die den einlaufenden Zustand in den auslaufenden Zustand überführt, für den Fall von zwei identischen Bosonen die Gleichung

$${}^B\Psi_3 = U_{NLB} U_{ST} |0,1\rangle \quad (14)$$

und für den Fall von zwei identischen Fermionen die Gleichung

$${}^F\Psi_3 = U_{NLF} U_{ST} |0,1\rangle. \quad (15)$$

Aus der Tatsache, dass die Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} einen Produktzustand in einen verschränkten Zustand überführen, folgt, dass es sich bei diesen um nicht-lokale Operatoren handeln muss. Die entscheidende Frage ist nun die Folgende: Können die Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} als Wechselwirkungsoperatoren aufgefasst werden? Da die Frage, ob jeder physikalisch realisierbare, eine Zustandstransformation beschreibende, nicht-lokale, unitäre Operator als Wechselwirkungsoperator aufgefasst werden kann, bisher nicht im Rahmen des der Quantenphysik zugrunde gelegten Formalismus allgemein beantwortet werden konnte, bleibt nur die Möglichkeit, jeden Einzelfall gesondert zu betrachten. Für das oben diskutierte Beispiel, wenn zwei identische Photonen zeitgleich auf den symmetrischen Strahlteiler treffen, lässt sich einfach zeigen, dass der Operator U_{NLB} nicht als Wechselwirkungsoperator aufgefasst werden kann: Damit man den Operator U_{NLB} als Wechselwirkungsoperator auffassen kann, muss man diesem auch eine Wechselwirkung zuordnen können. Da es bisher jedoch nicht gelungen ist, eine Wechselwirkung anzugeben, über die die beiden Photonen am Strahlteiler miteinander in Wechselwirkung treten können, kann der Operator U_{NLB} in diesem Beispiel auch nicht als Wechselwirkungsoperator aufgefasst werden.

Wie dieses Beispiel zeigt, gibt es somit physikalisch realisierbare, eine Zustandstransformation beschreibende, nicht-lokale, unitäre Operatoren die man nicht als Wechselwirkungsoperatoren auffassen kann.

Dass der oben beschriebene Ansatz die in Abb. 1 schematisch dargestellte Situation korrekt beschreibt, sieht man auch, wenn man diese im Bild der 2. Quantisierung beschreibt. Auf die in Abb. 1 schematisch dargestellte Situation wird in [9] im Kapitel 6.8 (Gl. (6.8.6) bis (6.8.20)) ausführlich im Bild der 2. Quantisierung eingegangen. Die dort angegebenen Gleichungen sind ganz allgemein gültig. Diese ermöglichen nicht nur eine Beschreibung der oben diskutierten Grenzfälle (Fall 2 und Fall 3), sondern ermöglichen auch eine Beschreibung für den Fall, dass die den Photonen zugeordneten Wellenpakete am Strahlteiler teilweise überlappen.

Für den Fall, dass man nur an den beiden oben diskutierten Grenzfällen interessiert ist, lassen sich die in [9] angegebene Gleichungen vereinfachen. Hierzu werden im Folgenden die in [9] eingeführten Symbole und Definitionen übernommen und die Ergebnisse kurz wiedergegeben. Für Details wird auf [9] verwiesen. Wenn die beiden Photonen als voneinander unabhängig angesehen werden können, kann der am symmetrischen, verlustfreien Strahlteiler ST einlaufende Zustand dann durch den Zustand

$$\begin{aligned} |IN\rangle &= \int dt \int dt' \xi(t) \xi(t') \hat{a}^+_{1}(t) \hat{a}^+_{2}(t') |0\rangle = (\int dt \xi(t) \hat{a}^+_{1}(t)) (\int dt' \xi(t') \hat{a}^+_{2}(t')) |0\rangle \\ &= \hat{a}^+_{1,\xi(t)} \hat{a}^+_{2,\xi(t')} |0\rangle = |1\rangle_{1,\xi(t)} |1\rangle_{2,\xi(t')} \end{aligned} \quad (\text{SQ.1})$$

beschrieben werden. Nach den Überlegungen in [9] können die beiden Photonen in der oben betrachteten Situation, solange diese sich noch vor dem Strahlteiler ST befinden, als voneinander unabhängig angesehen werden, da für die Quellen Q1 und Q2 angenommen wurde, dass diese unabhängig voneinander betrieben werden können. Ein Indiz dafür, dass diese Annahme zulässig ist, liefern beispielsweise auch die in [10] beschriebenen Experimente.

Nachdem die beiden Photonen den Strahlteiler passiert haben, kann das Quantensystem für die hier betrachteten Grenzfälle durch den Zustand

$$\begin{aligned} |OUT\rangle &= \int dt \int dt' \xi(t) \xi(t') [i/2 (\hat{a}^+_{3}(t) \hat{a}^+_{3}(t') + \hat{a}^+_{4}(t) \hat{a}^+_{4}(t')) \\ &\quad + 1/2 (\hat{a}^+_{4}(t) \hat{a}^+_{3}(t') - \hat{a}^+_{3}(t) \hat{a}^+_{4}(t'))] |0\rangle \\ &= [i/2 (\hat{a}^+_{3,\xi(t)} \hat{a}^+_{3,\xi(t')} + \hat{a}^+_{4,\xi(t)} \hat{a}^+_{4,\xi(t')}) \\ &\quad + 1/2 (\hat{a}^+_{4,\xi(t)} \hat{a}^+_{3,\xi(t')} - \hat{a}^+_{3,\xi(t)} \hat{a}^+_{4,\xi(t')})] |0\rangle \end{aligned} \quad (\text{SQ.2})$$

beschrieben werden. Überlappen die den Photonen zugeordneten Wellenpakete am Strahlteiler nicht, so erhält man den am Strahlteiler auslaufenden Zustand gemäß

$$\begin{aligned} |OUT_2\rangle &= i/2 (|1\rangle_{3,\xi(t)} |1\rangle_{3,\xi(t')} + |1\rangle_{4,\xi(t)} |1\rangle_{4,\xi(t')}) \\ &\quad + 1/2 (|1\rangle_{4,\xi(t)} |1\rangle_{3,\xi(t')} - |1\rangle_{3,\xi(t)} |1\rangle_{4,\xi(t')}). \end{aligned} \quad (\text{SQ.3})$$

Die, der Überführung des einlaufenden Zustands $|IN\rangle$ in den auslaufenden Zustand $|OUT_2\rangle$ zugeordnete Zustandstransformation (Strahlteilereigenschaft) entspricht dann gerade der im Bild der 1. Quantisierung durch den Operator U_{ST} (Gl. (2))

beschriebenen Zustandstransformation. Wie die Überlegungen in [9] zeigen, können in diesem Fall die Photonen somit auch nach dem Strahlteiler als unterscheidbar angesehen werden.

Für den Fall, dass die beiden Photonen den Strahlteiler gleichzeitig erreichen, lässt sich Gl. (SQ.2) unter Verwendung der Gleichung

$$|2\rangle_{i,\xi} = 1/2^{1/2} \hat{a}^+_{i,\xi} \hat{a}^+_{i,\xi} |0\rangle, \text{ mit } i = 3,4 \quad (\text{SQ.4})$$

umschreiben zu

$$|OUT_3\rangle = i/2^{1/2} (|2\rangle_{3,\xi} + |2\rangle_{4,\xi}) \\ + 1/2 (\hat{a}^+_{4,\xi}(t) \hat{a}^+_{3,\xi}(t') - \hat{a}^+_{3,\xi}(t) \hat{a}^+_{4,\xi}(t')) |0\rangle. \quad (\text{SQ.5})$$

Berücksichtigt man nun noch, dass in diesem Fall gilt

$$(\hat{a}^+_{4,\xi}(t) \hat{a}^+_{3,\xi}(t') - \hat{a}^+_{3,\xi}(t) \hat{a}^+_{4,\xi}(t')) = [\hat{a}^+_{4,\xi}(t), \hat{a}^+_{3,\xi}(t')] = 0 \quad (\text{SQ.6})$$

so erhält man für den am Strahlteiler auslaufenden Zustand den Ausdruck

$$|OUT_3\rangle = i/2^{1/2} (|2\rangle_{3,\xi} + |2\rangle_{4,\xi}). \quad (\text{SQ.7})$$

Der Zustand $|OUT_3\rangle$ entspricht somit gerade dem Zustand ${}^B\Psi_3$ im Bild der 1. Quantisierung. Betrachtet man den Übergang von Gl. (SQ.2) zu Gl. (SQ.7) als Zustandstransformation, so sieht man, dass die Wirkung der Kommutatorrelation Gl. (SQ.6) darin besteht, die, nur für unterscheidbare Quantensysteme möglichen Zustandsanteile in Gl. (SQ.2), zu unterdrücken. Die Anwendung der Kommutatorrelation in Verbindung mit Gl. (SQ.4) auf den Zustand $|OUT\rangle$, entspricht somit gerade der Anwendung des Operators U_{NLB} auf den Zustand Ψ_2 im Bild der 1. Quantisierung.

Hieraus folgt, dass die beiden identischen Photonen, wenn diese gleichzeitig am Strahlteiler eintreffen, im Bild der 2. Quantisierung nach dem Strahlteiler als ununterscheidbar angesehen werden müssen.

Wie diese Überlegungen zeigen, entspricht die Beschreibung im Bild der 2. Quantisierung somit der Beschreibung im Bild der 1. Quantisierung. Jedoch wurde auch in [9] nicht erkannt, dass es, wie dieses Beispiel zeigt, physikalisch realisierbare, eine Zustandstransformation beschreibende, nicht-lokale, unitäre Operatoren gibt, die man nicht als Wechselwirkungsoperatoren auffassen kann.

Um den Grundgedanken des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Verfahrens zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels Photonen besser nachvollziehen zu können, ist es hilfreich kurz das in der Literatur beschriebene Verfahren zur „Wechselwirkungsfreien Quantenmessung“ zu betrachten [11] (siehe hierzu auch [12]). Der grundsätzliche Aufbau des in [11] vorgeschlagenen Experiments ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Für die „wechselwirkungsfreie Messung“ wird ein Mach-Zehnder-Interferometer verwendet. Das Mach-Zehnder-Interferometer besteht aus dem Strahlteiler ST1, den beiden (idealen, verlustfreien) Spiegeln SP1 und SP2 und dem Strahlteiler ST2. Das Experiment soll zeigen, dass es möglich ist, wechselwirkungsfrei (ohne einen Austausch von Energie) die Anwesenheit eines Absorbers in einem der Strahlengänge zu detektieren. Doch stimmt das? Um die Antwort vorweg zu nehmen: Nein.

Im strengen Sinne kann man nicht von einem Verfahren zur wechselwirkungsfreien Messung sprechen. Um etwas messen zu können, müssen wenigstens zwei unterschiedliche Messergebnisse möglich sein. Damit man dieses Verfahren als wechselwirkungsfrei bezeichnen kann, darf es zu keinem Zeitpunkt einen Energieaustausch (eine Wechselwirkung) zwischen dem Ort wo das zu messende Objekt in den Strahlengang eingebracht werden kann und den für die Messungen herangezogenen Detektoren geben. Diese Bedingung ist in [11] nicht für alle möglichen Messergebnisse erfüllt. Zwar ist für das Messergebnis, das die Anwesenheit des Objektes im Strahlengang eindeutig anzeigt, keine Wechselwirkung erforderlich. Aber selbst für dieses Messergebnis ist es zwingend erforderlich, dass ein Energieaustausch grundsätzlich möglich ist (und tatsächlich in dem Fall, wenn beide Strahlengänge zur Verfügung stehen, in 50% der Fälle auch stattfindet), da sonst die Eindeutigkeit, die durch das Verfahren (den Aufbau) sichergestellt wird, verloren geht. Somit kann im strengen Sinne nicht von einem Verfahren zur wechselwirkungsfreien Messung gesprochen werden. Das Experiment bestätigt lediglich die Existenz nicht-lokaler Wirkungen, wie man sie bereits vom Doppelspalt-Versuch kennt.

Dieses lässt sich einfach einsehen. Nimmt man an, dass ein Experimentator „Alice“ frei entscheiden kann, wann Sie einen Absorber (AB) an der Stelle (A) in den

Strahlengang einbringt, so müsste ein zweiter Experimentator „Bob“ anhand der ihm zur Verfügung stehenden Vorrichtung (bestehend aus dem symmetrischen, verlustfreien Strahlteiler ST2 und den beiden Detektoren D1 und D2) erkennen können, wann Alice ihren Absorber (AB) in den Strahlengang verbracht hat und wann nicht. Hierzu darf jedoch zu keinem Zeitpunkt Energie aus dem Raumbereich von Alice zu dem Raumbereich von Bob übertragen werden, da es sich sonst nicht um ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Messung handeln kann.

Würden sich Photonen wie klassische Teilchen verhalten, kann anhand der Detektoren D1 und D2 die Anwesenheit des Absorbers (AB) lediglich dadurch erkannt werden kann, dass sich die Summe der von beiden Detektoren detektierten Anzahl an Photonen pro Zeit halbiert. Werden ohne Absorber beispielsweise im Mittel 1000 Photonen pro Sekunde detektiert, so sind es mit Absorber lediglich 500 Photonen pro Sekunde. Wobei angenommen wurde, dass die im Mittel von der Quelle Q emittierte Anzahl an Photonen pro Sekunde konstant bleibt.

Wie wird nun das Experiment im Rahmen der Quantenphysik beschrieben? Formal wird hierzu die Standardinterpretation der Quantenphysik zugrunde gelegt (siehe hierzu beispielsweise [13]). Das zentrale Element zur Beschreibung eines Experimentes ist der Zustand. Unter einem Zustand versteht man dann folgendes (siehe hierzu [13], Seite 30):

„Der Zustand eines Quantensystems ist dem durchlaufenen speziellen Präparationsverfahren zugeordnet. Unter einem Quantenzustand (quantum state) verstehen wir dasjenige mathematische (!) Objekt, das es erlaubt, eindeutig die Wahrscheinlichkeit für die Ergebnisse aller möglichen Messungen an Systemen zu berechnen, die das zugeordnete Präparationsverfahren durchlaufen haben. Der Quantenzustand charakterisiert somit das Präparationsverfahren.“

Um ein Experiment beschreiben zu können, muss man somit für dieses einen Zustand angeben. Wie kommt man nun zu dem entsprechenden Zustand? Streng genommen ist man hierfür auf Metaphern, auf Bilder angewiesen. Man überträgt Vorstellungen aus der klassischen Physik auf die Quantenphysik. Und kommt dann zu Aussagen wie „einerseits zeigt ein Photon Teilcheneigenschaften, ...andererseits verhält es sich wie eine Welle“ (siehe hierzu beispielsweise [12]). Man ordnet einem einzelnen Quantensystem in Gedanken Eigenschaften zu, die im Rahmen der klassischen Physik zusammen genommen unmöglich sind und tut dann formal so, als ob man einzelnen Quantensystemen (hier Photonen) keinen Zustand zuordnen kann (der Zustand beschreibt formal das Experiment, die betrachtete Situation, nicht

ein einzelnes Photon!). Obwohl man auf diese Art und Weise einen Zustand erhält, der die möglichen Ergebnisse des Experiments adäquat beschreibt. Was an sich schon erstaunlich ist. Der Grund für diese intellektuellen Klimmzüge kann wohl nur darin gesehen werden, dass es bisher nicht gelungen ist, für die Quantenphysik eine adäquate Interpretation anzugeben [14].

Um so erstaunlicher ist es, dass alternative Ansätze, die diese Schwierigkeiten vermeiden, von der großen Mehrheit der Physiker als nicht relevant angesehen werden. Doch woran liegt das?

Der Physiker und Philosoph David Bohm ist zusammen mit dem Physiker F. David Peat in [15] dieser Frage ausführlich nachgegangen. Bohm geht davon aus, dass unsere verinnerlichten Überzeugungen unser Denken, unsere Wahrnehmung und unser Handeln einengen. Wenn wir uns dessen nicht bewusst sind, laufen wir Gefahr, unsere Vorstellungen von der Welt als gute Beschreibung der Realität anzusehen. In Wahrheit können wir jedoch immer nur die im Rahmen unserer Vorstellungen abstrahierten Aspekte der Realität in den beobachteten Phänomenen wider finden. Nicht die Realität selbst beschreiben. Wenn man sich dieser Vorgänge nicht bewusst ist, werden aus den Vorstellungen leicht Glaubenssätze, werden diese zu einem Paradigma. Unsere Glaubenssätze erscheinen uns dann als die Realität. Ein kreatives Arbeiten mit alternativen Vorstellungen ist dann nicht mehr möglich. Unsere Intuition ist blockiert.

Wenn man davon ausgeht, dass diese Vorstellungen korrekt sind, so stellt sich die Frage, welche Glaubenssätze dafür verantwortlich sind, dass man sich im Rahmen der Quantenphysik so schwer tut, alternative Ansätze, wie beispielsweise die De-Broglie-Bohm-Theorie (Bohmsche-Mechanik) [14] zu diskutieren.

Die große Mehrheit der Physiker hat die Vorstellung, dass die physikalische Welt (die Gesamtheit der Materie und der zwischen dieser möglichen Wechselwirkungen) kausal abgeschlossen ist, als Glaubenssatz verinnerlicht. Dieser wird nicht infrage gestellt. Indizien, die darauf hindeuten, dass dieses nicht sein kann, werden als nicht relevant angesehen und nicht weiter beachtet.

Bohm hingegen geht davon aus, dass das was wir als physikalische Welt bezeichnen, lediglich der „entfaltete“ Teil einer „impliziten Ordnung“ ist [14]. Die Strukturen und Zusammenhänge innerhalb der physikalischen Welt scheinen im Rahmen der klassischen Physik kausal abgeschlossen zu sein, da für jede Wirkung eine Ursache innerhalb der physikalischen Welt angegeben werden kann. Im

Rahmen der Quantenphysik ist dieses jedoch nicht mehr der Fall. Bereits 1935 haben Einstein, Podolsky und Rosen (EPR) als Erste darauf hingewiesen, dass Quantensysteme über beliebige Entfernungen augenblicklich aufeinander einwirken können und man im Rahmen der Quantenphysik für diese Wirkungen weder eine Ursache noch eine plausible Erklärung angeben kann [16]. Bohm betrachtet dieses als Indiz dafür, dass die physikalische Welt nicht kausal abgeschlossen sein kann.

Bohm schlägt daher vor, zur Beschreibung, der in der physikalischen Welt beobachtbaren Phänomene, nicht länger die traditionelle mechanische Ordnung, sondern eine implizite Ordnung zugrunde zu legen (siehe [14], Seite 241):

„Unser Vorschlag, von der impliziten Ordnung als Grundlage auszugehen, besagt demnach, dass das, was primär, unabhängig existent und universell ist, vom Standpunkt der impliziten Ordnung aus ausgedrückt werden muss. Wir behaupten also, dass es die implizite Ordnung ist, die autonom wirkt, während die explizite Ordnung, wie zuvor dargelegt, aus einer Gesetzmäßigkeit der impliziten Ordnung resultiert, so dass sie sekundär, abgeleitet und nur in gewissen Zusammenhängen angebracht ist. Oder um es anders auszudrücken: Die Beziehungen, die das Grundgesetz bilden, bestehen zwischen eingefalteten Strukturen, die sich im Ganzen des Raums ineinander verweben und sich gegenseitig durchdringen, und nicht zwischen den abstrahierten und abgetrennten Formen, die sich den Sinnen (und auf unseren Instrumenten) manifestieren.“

Unter einer expliziten Ordnung versteht Bohm Zusammenhänge, Strukturen, die sich in den beobachtbaren Phänomenen, insbesondere den energetischen Eigenschaften, der physikalischen Welt zeigen. Auch betrachtet Bohm die physikalische Welt an sich als entfalteter Teil der impliziten Ordnung. Bohms Vorstellung des „Einfaltens“ und „Entfaltens“ lässt sich am einfachsten anhand eines Beispiels verdeutlichen: Bohm geht davon aus, dass auch die „Bewegung“ eines „Teilchens“ im Raum diskontinuierlich erfolgt (ähnlich wie die energetischen Übergänge eines Elektrons in einem Atom aufgrund der diskreten Energiezustände nur diskontinuierlich erfolgen können). Die Bewegung eines Teilchens wird von Bohm als ständiges Ein- und Entfalten eines dem Teilchen zugeschriebenen Aspektes der impliziten Ordnung angesehen. Die dem Teilchen in der physikalischen Welt zugeschriebenen Eigenschaften, wie etwa Masse und Ladung, sind dann lediglich der entfaltete Teil der impliziten Ordnung. Bewegt sich das Teilchen, so verschwinden die dem Teilchen in der physikalischen Welt zugeschriebenen Eigenschaften (Einfalten) um an einem anderen Ort wieder aufzutauchen (Entfalten). Da dieses Ein- und Entfalten aufgrund der Größe des Plankschen

Wirkungsquantums h extrem schnell vor sich geht, erscheinen diese Vorgänge als kontinuierliche Bewegung.

Obwohl Bohm's Vorstellung einer impliziten Ordnung der De-Broglie-Bohm-Theorie zugrunde liegt, ist diese Vorstellung nicht Gegenstand der aktuellen Grundlagenforschung. Der wesentliche Grund hierfür kann wohl nur darin gesehen werden, dass es bisher nicht gelungen ist, experimentelle Hinweise zu finden, die die De-Broglie-Bohm-Theorie gegenüber alternativen Ansätzen, wie beispielsweise der Standard-Interpretation der Quantenphysik, auszeichnet.

Um zweifelsfrei zeigen zu können, dass Bohm's Vorstellung einer impliziten Ordnung korrekt ist, müsste man somit ein Experiment finden, das es erlaubt, den Vorgang des Einfaltens und Entfaltens mittels klassisch zugänglicher Größen so zu kontrollieren, dass die nicht-lokale Natur der impliziten Ordnung eindeutig erkennbar wird. Ein Experiment, das dieses zeigen könnte, ist das in [1] erstmals vorgeschlagene und in [17] und [2] in einer vereinfachten Variante diskutierte Experiment zur Realisierung einer wechselwirkungsfreien Informationsübertragung. Eine erfolgreiche Realisierung wäre ein starkes Indiz dafür, dass die Vorstellung einer impliziten Ordnung korrekt ist und dass die physikalische Welt kausal nicht abgeschlossen sein kann.

Um das in [1] vorgeschlagene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung adäquat beschreiben zu können, wurde in [1] ein neuer Interpretationsansatz für die Quantenphysik vorgestellt. Dieser wurde in [17] weiterentwickelt und in [2] um eine adäquate Definition der Entropie für die dort betrachteten reinen Zustände erweitert. So wie Bohm, geht man auch in [1] davon aus, dass die physikalische Welt kausal nicht abgeschlossen sein kann. Es muss daher immaterielle Entitäten (werden in [1] als innere Eigenschaften bezeichnet) geben, die auf die physikalische Welt einwirken ohne Teil der physikalischen Welt zu sein. Welche Aspekte dieser inneren Eigenschaften in der physikalischen Welt wirksam werden können, hängt von der jeweiligen Situation (dem jeweils gewählten experimentellen Aufbau) ab. Die Wirkung der inneren Eigenschaften auf die physikalische Welt wird mittels des Zustands beschrieben, der den betrachteten Quantensystemen in der jeweiligen Situation zugeordnet werden kann. Die von Bohm vorgeschlagene implizite Ordnung ist vom Ansatz her wesentlich allgemeiner, da er davon ausgeht, dass die physikalische Welt an sich ein Aspekt der impliziten Ordnung ist. Hinsichtlich der grundsätzlichen Vorstellungen, als immaterielle Entität, sind die in [1] eingeführten inneren Eigenschaften somit bereits in dem Ansatz der impliziten Ordnung enthalten. Neu an dem in [1] vorgestellten Ansatz ist, dass dieser

erstmalig die Möglichkeit eröffnet, die von Bohm eingeführte Vorstellung des Ein- und Entfaltens der impliziten Ordnung experimentell überprüfen zu können. Wesentlich hierfür sind die in [1] erstmalig eingeführten Begriffe „elementares“ Quantensystem und „energetisch repräsentiertes“ Quantensystem. Diese Begriffe beziehen sich auf den jeweils relevanten Aspekt der betrachteten Quantensysteme. Im räumlichen Freiheitsgrad sind die Quantensysteme durch die, diesen fest zugeordnete Energie energetisch repräsentiert. Bei „Teilchen“ mit einer Ruhemasse durch die dem Teilchen zugeordnete Ruhemasse und bei Photonen durch die den Photonen über das Planksche Wirkungsquantum und die Frequenz zugeordnete Energie. Bis auf kurze Momente, etwa wenn ein Quantensystem einen Strahlteiler passiert, haben Teilchen eine energetische Repräsentation im räumlichen Freiheitsgrad (werden durch diese faktisch definiert). Im Spin-Freiheitsgrad können die betrachteten Quantensysteme, wie in [1] ausführlich gezeigt wird, sowohl energetisch repräsentiert sein, aber auch als elementares Quantensystem vorliegen. Im feldfreien Raum liegen diese hinsichtlich des Spin-Freiheitsgrades als elementare Quantensysteme vor. Wird den Quantensystemen hingegen ein Magnetfeld überlagert, so führt dieser Vorgang zu einem energetisch repräsentierten Quantensystem im Spin-Freiheitsgrad. Die energetische Repräsentation ist dann durch die Wechselwirkungsenergie $W = \mu B$ gegeben, wobei mit μ das magnetische Moment und mit B das überlagerte Magnetfeld bezeichnet wird (siehe hierzu [1], Kapitel IV). In [1] werden exemplarisch Spin $\frac{1}{2}$ - Systeme betrachtet. Überlagert man diesen beispielsweise ein Magnetfeld in z-Richtung so nimmt das Quantensystem im Spin-Freiheitsgrad, in Abhängigkeit davon, wie der Spin sich bezüglich der, durch das Magnetfeld B_z vorgegebenen Quantisierungsachse ausrichtet, entweder die Energie $\Delta E_z = \mu B_z$ auf oder gibt diese ab. Die Energie ΔE_z ist somit ein eindeutiges Maß für die Ausrichtung des Spins bezüglich der Quantisierungsachse und kann daher als energetische Repräsentation des Spin-Freiheitsgrades angesehen werden. Befindet sich das Quantensystem im feldfreien Raum, so ist die Eigenschaft Spin eingefaltet. Überlagert man dem Quantensystem ein Magnetfeld, entfaltet sich die Eigenschaft Spin.

Der Vorgang des Entfaltens und Einfaltens kann somit durch Ein- und Ausschalten eines Magnetfeldes, das dem Quantensystem überlagert werden kann, realisiert werden. Da Magnetfelder klassisch kontrollierbare Größen sind, bieten diese die Möglichkeit, den von Bohm postulierten Vorgang des Ein- und Entfaltens experimentell anhand des oben angesprochenen Experiments zur Realisierung einer wechselwirkungsfreien Informationsübertragung überprüfen zu können und hierdurch den Nachweis zu erbringen, dass der Ansatz einer impliziten Ordnung eine adäquate

Beschreibung der beobachtbaren nicht-lokalen Phänomene liefert und somit diesen gegenüber anderen Ansätzen auszeichnet.

Betrachtet man das in [11] vorgeschlagene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Quantenmessung, so ergibt sich folgender Sachverhalt (siehe hierzu auch Abb. 3): Emittiert die Quelle Q ein Photon, so besitzt das Quantensystem genau eine energetische Repräsentation. Diese ist eindeutig dem Zustand zugeordnet. Passiert das Photon den Strahlteiler (ST1), so müssen dem Photon aufgrund des Superpositionsprinzips zwei Zustandsanteile zugeordnet werden. Die dem Photon zugeordnete Energie kann nun entweder auf dem Weg (2) oder auf dem Weg (3) zu dem Strahlteiler (ST2) gelangen. Nach dem Strahlteiler (ST1) sind somit grundsätzlich zwei energetische Repräsentationen möglich. Zum Einen kann die dem Photon zugeordnete Energie in dem Raumbereich lokalisiert sein, der dem reflektierten Zustandsanteil zugeordnet wird (Weg (3)). Zum Anderen kann die dem Photon zugeordnete Energie in dem Raumbereich lokalisiert sein, der dem transmittierten Zustandsanteil zugeordnet wird (Weg (2)). Wobei es prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden, welche Möglichkeit tatsächlich realisiert wurde. Sind die Wege (2) und (3) exakt gleich lang, so wird das Photon mit Sicherheit am Detektor (D1) nachgewiesen. Unabhängig davon, welche energetische Repräsentation realisiert wurde.

Bringt nun Alice Ihren Absorber (AB) in den Strahlengang (blockiert den Weg (2)), so gibt es zwei Fälle: Im ersten Fall, wenn die dem Photon zugeordnete Energie in dem Raumbereich lokalisiert ist, der dem transmittierten Zustandsanteil zugeordnet ist, wird die Energie des Photons (und damit das Photon) vom Absorber absorbiert. Wie im klassischen Fall wird durch diesen Vorgang die von den beiden Detektoren in der Summe detektierte Anzahl an Photonen pro Zeit halbiert. Im zweiten Fall, wenn die dem Photon zugeordnete Energie in dem Raumbereich lokalisiert ist, der dem reflektierten Zustandsanteil zugeordnet ist, wird die Energie des Photons (und damit das Photon) in 50% der Fälle vom Detektor (D1) und in 50% der Fälle vom Detektor (D2) nachgewiesen. Immer dann, wenn der Detektor (D2) anspricht, kann man nun mit Sicherheit sagen, dass der Weg (2) blockiert ist. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass ein Energieaustausch zwischen dem Raumbereich von Alice und dem von Bob grundsätzlich möglich ist und tatsächlich in dem Fall, wenn beide Strahlengänge zur Verfügung stehen, in 50% der Fälle auch stattfindet. Ausführlich wird das in [11] vorgeschlagene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Quantenmessung in [1] diskutiert.

Im Rahmen der klassischen Physik ist eine Übertragung von Informationen nur dann möglich, wenn Energie vom Sender zum Empfänger übertragen wird. Unabhängig davon, wie die Information übermittelt wird. Ob man die Information auf ein Blatt Papier schreibt, dieses um einen Stein wickelt und den Stein dem Empfänger zuwirft, oder Licht zur Informationsübertragung heranzieht, es muss immer Energie vom Sender der Information zum Empfänger der Information übertragen werden. Da nach der speziellen Relativitätstheorie [18] die Lichtgeschwindigkeit c in allen Inertialsystemen denselben Wert hat und man Materie nur auf eine Geschwindigkeit v , mit $v < c$, beschleunigen kann, können im Rahmen der klassischen Physik Informationen somit nur mit maximal Lichtgeschwindigkeit übertragen werden.

Allerdings kann hieraus nicht geschlossen werden, dass eine Informationsübertragung prinzipiell nur mit maximal Lichtgeschwindigkeit möglich ist [19]. Dieses lässt sich einfach einsehen. Die spezielle Relativitätstheorie beruht auf zwei Postulaten: I.) Alle Naturgesetze sind kovariant bezüglich den Transformationen zwischen Inertialsystemen. II.) Die Lichtgeschwindigkeit c hat in allen Inertialsystemen denselben Wert. Aus dem Relativitätsprinzip (Postulat I) kann lediglich geschlossen werden, dass es eine, hinsichtlich der zulässigen Transformationen zwischen den Inertialsystemen, invariante Geschwindigkeit geben muss. Dass diese invariante Geschwindigkeit, in welchem Sinne auch immer, eine prinzipielle, obere Grenze für einen Informationstransfer darstellt, kann aus dem Relativitätsprinzip nicht abgeleitet werden. Auch ist es nicht möglich, aus dem Relativitätsprinzip den konkreten Wert für diese invariante Geschwindigkeit abzuleiten. Erst über Postulat II wird dieser invarianten Geschwindigkeit ein konkreter Wert – die Lichtgeschwindigkeit c – zugeordnet [20].

Aus der speziellen Relativitätstheorie kann somit lediglich abgeleitet werden, dass Informationen, die mittels eines Energietransfers übertragen werden, mit maximal Lichtgeschwindigkeit übertragen werden können. Dass ein Informationstransfer prinzipiell nur mit maximal Lichtgeschwindigkeit möglich ist, kann aus der speziellen Relativitätstheorie jedoch nicht abgeleitet werden.

Die Quantenphysik unterscheidet sich von der klassischen Physik ganz grundsätzlich. Im Rahmen der klassischen Physik kann für jede Wirkung eine Ursache angegeben werden. Im Rahmen der Quantenphysik ist dieses jedoch nicht mehr der Fall. Bereits 1935 haben Einstein, Podolsky und Rosen (EPR) als Erste darauf hingewiesen, dass Quantensysteme über beliebige Entfernungen augenblicklich aufeinander einwirken können und man im Rahmen der Quantenphysik für diese Wirkungen weder eine Ursache noch eine plausible

Erklärung angeben kann [16]. Diese im Rahmen der Quantenphysik auftretende Nicht-Lokalität widerspricht dem Lokaliitätskonzept der klassischen Physik (Einstein-Lokalität) [21]. Die Quantenphysik kann somit nicht auf eine lokale Theorie im Sinne der Einstein-Lokalität zurückgeführt werden.

Seit (EPR) steht die Frage im Raum, ob ein augenblicklicher Informationstransfer im Rahmen der Quantenphysik möglich ist? Bekannt ist, dass eine einzelne EPR-Quelle, die beispielsweise simultan zwei im Polarisationsfreiheitsgrad verschränkte Photonen (Photon A und Photon B) erzeugt, nicht dazu verwendet werden kann, eine Nachricht zu übertragen. Dieses liegt an dem im Rahmen der Quantenphysik gültigen No-Signaling-Theorem. In der einfachsten Form besagt dieses Theorem, dass durch keine wie auch immer vom Sender (Alice) durchgeführte Messung an Photon A die statistische Verteilung der möglichen Messergebnisse an Photon B beim Empfänger (Bob) verändert werden kann. Auch konnte gezeigt werden, dass durch keine unitäre Zustandstransformation, deren Wirkung auf dem Alice zugänglichen Teilsystem beschränkt ist, die statistische Verteilung der möglichen Messergebnisse bei Bob verändert werden kann.

Hieraus kann jedoch nicht geschlossen werden, dass aufgrund des No-Signaling-Theorems eine Übertragung von Informationen mittels verschränkter Quantensysteme prinzipiell unmöglich ist, denn das Theorem erfasst nicht alle denkbaren Fälle. Es berücksichtigt nicht, dass es physikalisch realisierbare unitäre Zustandstransformationen gibt, deren Wirkung nicht auf dem Alice zugänglichen Teilsystem beschränkt ist, obwohl die physikalischen Eingriffe ausschließlich an dem Alice zugänglichen Teilsystem vorgenommen werden.

Im Folgenden werden die nachfolgend genannten Definitionen verwendet:

Symmetrisches Phasengitter: Unter einem Symmetrischen Phasengitter (SPG) wird eine Anordnung verstanden, welche wie ein Phasengitter, vorzugsweise ein verlustfreies Phasengitter, wirkt und bei dem parallel zur Gitternormalen einfallendes Licht der Wellenlänge λ zu 50% in die N-te Beugungsordnung und 50% in die (- N)-te Beugungsordnung gebeugt wird ($N = 1, 2, 3, \dots$).

Dieses kann im einfachsten Fall ein ebenes Reflexionsgitter mit einem (periodischen) Sägezahn-ähnlichen Profil mit der Periodenlänge G sein, welches so ausgebildet wird, dass beide Schenkel (BLF0) und (BLF1) des Sägezahn-ähnlichen Profils als Blaze-Flächen wirken und der Blazewinkel α für beide Schenkel gleich groß gewählt wird, vorzugsweise zu 30° gewählt wird. Der eingeschlossene Winkel zwischen den

beiden Schenkeln des Sägezahn-ähnlichen Profils (den beiden Blaze-Flächen) beträgt dann 120° (siehe hierzu Abb. 4). Liegt das ebene Reflexionsgitter beispielsweise in der XY-Ebene und zeigt die Gitternormale in die Z-Richtung und sind die Blaze-Flächen (BLF0) und (BLF1) parallel zur Y-Achse orientiert, so wiederholt sich das Sägezahn-ähnliche Profil des Reflexionsgitters mit der Periodenlänge G (Gitterkonstante) in X-Richtung. Paralleles Licht mit der Wellenlänge λ das in der (-Z)-Richtung auf das Reflexionsgitter in der Impulsmode (-AL) trifft, wird dann zu 50% unter einem Winkel β von 30° zur X-Achse in die Richtung der Impulsmode (-A0) gebeugt und zu 50% unter einem Winkel β von 30° zur X-Achse in die Richtung der Impulsmode (-A1) gebeugt, sofern die Wellenlänge λ gemäß

$$\cos(\beta) G = N \lambda \quad (16)$$

auf die Gitterkonstante G abgestimmt wird. Mit $N = 1, 2, 3, \dots$ und vorzugsweise $\alpha = \beta = 30^\circ$. Wobei der eingeschlossene Winkel zwischen den Impulsmoden (-A0) und (-A1) 120° beträgt und die Impulsmoden parallel zur XZ-Ebene orientiert sind.

Erfindungsgemäß wird das Symmetrische Phasengitter (SPG) invers betrieben. Das heißt, ein Photon (P1) in der Impulsmode (A1) und ein Photon (P2) in der Impulsmode (A0) treffen gleichzeitig auf das Symmetrische Phasengitter (SPG) und werden an diesem in die Impulsmode (AL) gebeugt. Im Folgenden wird somit angenommen, dass die Phasenlage der in der Impulsmode (A0) und (A1) einlaufenden Wellenpakete (Photonen) in dem verwendeten Aufbau so aufeinander abgestimmt werden, dass beide nach der Beugung am symmetrischen Phasengitter (SPG) in der Impulsmode (AL) vorliegen.

Primärer Freiheitsgrad/Sekundärer Freiheitsgrad: Der Impulsfreiheitsgrad wird als primärer Freiheitsgrad bezeichnet und alle anderen Freiheitsgrade, wie beispielsweise der energetische Freiheitsgrad oder der Polarisationsfreiheitsgrad werden als sekundäre Freiheitsgrade bezeichnet.

Messung der Ersten Art (MT0): Eine Messung an den Photonen (P1) und (P2) wird genau dann als Messung der Ersten Art (MT0) bezeichnet, wenn diese so durchgeführt wird, dass es nach der Messung prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden von welcher Quelle die Photonen (P1) und (P2) emittiert wurden.

Messung der Zweiten Art (MT1): Eine Messung an den Photonen (P1) und (P2) wird genau dann als Messung der Zweiten Art (MT1) bezeichnet, wenn die Information,

von welcher Quelle die Photonen (P1) und (P2) emittiert wurden nach der Messung erhalten bleibt.

Erfindungsgemäß wird vorgeschlagen, zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung verschränkte Photonen heranzuziehen (siehe hierzu Abb. 5 und Abb. 6). Hierzu werden zwei identische Quellen (Q1) und (Q2) verwendet, die gleichzeitig je ein Photonenpaar erzeugen. Eine Quelle (Q1) soll gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P1) und (P3) erzeugen und eine Quelle (Q2) gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P2) und (P4) erzeugen. Die Photonen (P1) bis (P4) werden durch die Indizes 1 bis 4 durchnummeriert. Sekundäre Freiheitsgrade sind somit zum Beispiel der Polarisationsfreiheitsgrad oder der energetische Freiheitsgrad. Zwei Photonen können im energetischen Freiheitsgrad beispielsweise dadurch verschränkt werden, dass eine Quelle simultan zwei Photonen (je ein Photon in einer Impulsmode, wobei die Impulsmoden unterscheidbar sein sollen) erzeugt, die eine unterschiedliche Wellenlänge haben. Ein Photon mit der Wellenlänge λ_G und ein Photon mit der Wellenlänge λ_R . Wenn es prinzipiell nicht entscheidbar ist, in welcher Impulsmode die einzelnen Photonen emittiert werden, sind die beiden Photonen im energetischen Freiheitsgrad verschränkt. Der Sender der Information (Alice) führt zur Übertragung einer binär kodierten Information eine Messung der ersten Art (MT0) mittels eines Symmetrischen Phasengitters (SPG) an den Photonen (P1) und (P2) durch, wodurch das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen Zustand der ersten Art (Z1) überführt wird. Dieser kodiert dann den ersten logischen Zustand, vorzugsweise die logische 0. Führt Alice eine Messung der zweiten Art (MT1) an den Photonen (P1) und (P2) durch, wird das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen Zustand der zweiten Art (Z2) überführt und hierdurch der zweite logische Zustand, vorzugsweise die logische 1, kodiert. Die Zustände der ersten Art (Z1) und der zweiten Art (Z2) können sowohl reine als auch gemischte Zustände sein. Müssen jedoch messtechnisch unterscheidbar sein. Dabei wird die Messung der Zweiten Art (MT1) so durchgeführt, dass die Information, von welcher Quelle die Photonen (P1) und (P2) emittiert wurden nach der Messung erhalten bleibt und die Messung der Ersten Art (MT0) so durchgeführt, dass es nach der Messung prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden von welcher Quelle die Photonen (P1) und (P2) emittiert wurden. Der Empfänger der Information (Bob) kann dann den Zustand der Photonen (P3) und (P4) im Hinblick auf die Eigenschaft Zustand der ersten Art (Z1) und Zustand der zweiten Art (Z2) mittels eines symmetrischen Strahlteilers (STB), analysieren und hieraus den aktuell übertragenen logischen Zustand zum Zwecke einer

wechselwirkungsfreien Informationsübertragung erkennen. Somit kann dann Bit für Bit eine Nachricht übertragen werden.

Eine vorteilhafte Ausgestaltung der Erfindung sieht vor, dass als sekundärer Freiheitsgrad der Polarisationsfreiheitsgrad und/oder der energetische Freiheitsgrad verwendet wird.

Eine weitere Ausgestaltung sieht vor, dass zur Zustandsanalyse der Photonen (P3) und (P4) ein Strahlteiler, vorzugsweise ein symmetrischer Strahlteiler (STB), verwendet wird und/oder zur Realisierung der Messung der Ersten Art (MT0), an den Photonen (P1) und (P2), als Symmetrisches Phasengitter (SPG) ein ebenes, symmetrisches Reflexionsgitter, verwendet wird.

Vorteilhafterweise werden zur Realisierung der Messungen (MT0) und/oder (MT1) polarisierende Strahlteiler (wenn die Photonen im Polarisationsfreiheitsgrad verschränkt sind) und/oder dichroitische Strahlteiler (wenn die Photonen im energetischen Freiheitsgrad verschränkt sind) verwendet. Unter einem dichroitischen Strahlteiler wird ein Strahlteiler bezeichnet, der eine der beiden Wellenlängen λ_G , λ_R reflektiert und die andere transmittiert. Zum Beispiel λ_G reflektiert und λ_R transmittiert.

Wie im Zusammenhang mit Abb. 1 und Abb. 2 für identische Quantensysteme gezeigt wurde, muss zwischen den Bezeichnungen "identisch" und "ununterscheidbar" streng unterschieden werden. Die Aussage zwei Quantensysteme sind identisch, bezieht sich auf die den Quantensystemen an sich zugeordneten Eigenschaften wie etwa die Energie. Die Aussage zwei Quantensysteme sind unterscheidbar, bezieht sich auf die gezielte wiederholbare Manipulierbarkeit einzelner Quantensysteme. Diese ist immer dann sichergestellt, wenn den einzelnen Quantensysteme klar abgegrenzte Raumbereiche so zugeordnet werden können, dass diese nicht überlappen. Zwei identische Quantensysteme sind somit genau dann ununterscheidbar, wenn die diesen zugeordneten Raumbereiche identisch sind (perfekt übereinander liegen). Für zwei identische, ununterscheidbare Photonen muss somit der dem Gesamtsystem zugeordnete Zustand symmetrisch sein (eine Vertauschung der, die beiden Teilsysteme bezeichnenden, Indizes ändert den Zustand nicht).

In dem oben diskutierten Beispiel, wenn zwei identische, unterscheidbare Photonen zeitgleich auf den symmetrischen Strahlteiler (ST) treffen, wird der einlaufende Zustand Ψ_1 am Strahlteiler (ST) aufgrund der klassischen Strahlteilereigenschaft (beschrieben durch den unitären Operator U_{ST}) in den Zustand Ψ_2 überführt. Der

Zustand Ψ_2 kann jedoch nicht als auslaufender Zustand angesehen werden, da die beiden Photonen nach dem Strahlteiler als ununterscheidbar angesehen werden müssen. Nach dem Spin-Statistik-Theorem muss der auslaufende Zustand in diesem Fall (Fall III in dem Beispiel oben) symmetrisch sein. Folglich muss der Zustand Ψ_2 noch symmetrisiert werden um den am Strahlteiler auslaufenden Zustand (${}^B\Psi_3$) zu erhalten.

Das Spin-Statistik-Theorem betrifft jedoch nicht nur identische Quantensysteme. Das Spin-Statistik-Theorem betrifft ganz allgemein ununterscheidbare Quantensysteme "der gleichen Sorte". Wobei mit "der gleichen Sorte" die Unterteilung in Bosonen und Fermionen gemeint ist. Nicht jedoch eine Unterteilung im Hinblick auf die Energie oder den Polarisationszustand der beteiligten Quantensysteme.

Im Folgenden wird die Erfindung anhand eines Anwendungsbeispiels näher erläutert (siehe hierzu Abb. 5). Zwei identisch aufgebauten Quellen (Q1) und (Q2) sollen zu frei wählbaren Zeitpunkten gleichzeitig je ein, im Polarisationsfreiheitsgrad verschränktes, Photonenpaar im symmetrischen Bell-Zustand Ψ^+ emittieren. Die Photonen sollen linear polarisiert sein. Die beiden möglichen Polarisationsrichtungen werden mit „H“ für eine horizontale Polarisation (Polarisation liegt in der Strahlenebene) und mit „V“ für eine vertikale Polarisation (Polarisation steht senkrecht zur Strahlenebene) bezeichnet. Details zur Realisierung entsprechender Quellen findet man in [22]. Die Quelle (Q1) soll die Photonen (P1) und (P3) und die Quelle (Q2) die Photonen (P2) und (P4) erzeugen. Alle vier Photonen sollen im energetischen Freiheitsgrad identisch sein. Das Photon (P1) soll über den Spiegel (SP1) in der Impulsmode „A1“ zum Punkt (PA) auf ein verlustfreies, Symmetrisches Phasengitter (SPG) gelangen und das Photon (P2) soll über den Spiegels (SP2) in der Impulsmode „A0“ zum Punkt (PA) auf das Symmetrische Phasengitter (SPG) gelangen. Am Symmetrischen Phasengitter (SPG) werden die Photonen (P1) und (P2) in die Mode (AL) gebeugt. Ein Photon in der Impulsmode (AL) trifft dann auf den polarisierenden Strahlteiler (PTSPG). Der polarisierende Strahlteiler (PTSPG) ist so angeordnet, dass ein in der Impulsmode (AL) eintreffendes Photon mit horizontaler Polarisation diesen transmittiert und von dem Detektor (DSPGH) nachgewiesen wird und ein in der Impulsmode (AL) eintreffendes Photon mit vertikaler Polarisation an diesem reflektiert und von dem Detektor (DSPGV) nachgewiesen wird. Das Symmetrische Phasengitter (SPG) bildet zusammen mit dem polarisierenden Strahlteiler (PTSPG) und den Detektoren (DSPGH) und (DSPGV) den Detektor (DSPG), der eine Messung der Ersten Art (MT0) ermöglicht.

Das Photon (P3) soll über den Spiegel (SP3) in der Impulsmode „B1“ zum Punkt (PB) auf einem symmetrischen, verlustfreien Strahlteiler (STB) gelangen und das Photon (P4) soll über den Spiegel (SP4) in der Impulsmode „B0“ zum Punkt (PB) auf dem symmetrischen Strahlteiler (STB) gelangen. Den von den Quellen emittierten Photonenpaare können dann, nachdem die vier Photonen die Spiegel (SP1) bis (SP4) passiert haben die Zuständen

$$\Psi_{Q1} = 1/2^{1/2} |B1\rangle_3 |A1\rangle_1 (|H\rangle_3 |V\rangle_1 + |V\rangle_3 |H\rangle_1) \quad (17)$$

$$\Psi_{Q2} = 1/2^{1/2} |B0\rangle_4 |A0\rangle_2 (|H\rangle_4 |V\rangle_2 + |V\rangle_4 |H\rangle_2) \quad (18)$$

zugeordnet werden. Für das aus den vier Photonen bestehende Gesamtsystem ergibt sich somit der Zustand

$$\Psi_{Q1/2} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |A0\rangle_2 |A1\rangle_1 (|H\rangle_3 |V\rangle_1 + |V\rangle_3 |H\rangle_1) (|H\rangle_4 |V\rangle_2 + |V\rangle_4 |H\rangle_2) \quad (19)$$

da die beiden Photonenpaare unabhängig voneinander erzeugt wurden.

Wird das Symmetrische Phasengitter (SPG) aus dem Strahlengang entfernt, so kann ein Photon in der Impulsmode (A1) nun den polarisierenden Strahlteiler (PTA2) erreichen. Der polarisierende Strahlteiler (PTA2) ist so angeordnet, dass ein in der Impulsmode (A1) eintreffendes Photon mit horizontaler Polarisation diesen transmittiert und von dem Detektor (DA2H) nachgewiesen wird und ein in der Impulsmode (A1) eintreffendes Photon mit vertikaler Polarisation an diesem reflektiert und von dem Detektor (DA4V) nachgewiesen wird. Ein Photon in der Impulsmode (A0) kann bei entferntem symmetrischen Phasengitter (SPG) nun den polarisierenden Strahlteiler (PTA1) erreichen. Der polarisierende Strahlteiler (PTA1) ist so angeordnet, dass ein in der Impulsmode (A0) eintreffendes Photon mit horizontaler Polarisation diesen transmittiert und von dem Detektor (DA1H) nachgewiesen wird und ein in der Impulsmode (A0) eintreffendes Photon mit vertikaler Polarisation an diesem reflektiert und von dem Detektor (DA3V) nachgewiesen wird. Der Abstand der Quelle (Q1) zum Punkt (PA) und der Abstand der Quelle (Q2) zum Punkt (PA) soll gleich groß sein, so dass die Photonen (P1) und (P2) gleichzeitig am Punkt (PA) eintreffen. Weiter soll der Abstand der Quelle (Q1) zum Punkt (PB) und der Abstand der Quelle (Q2) zum Punkt (PB) gleich groß sein, so dass die Photonen (P3) und (P4) gleichzeitig am Punkt (PB) eintreffen. Der Abstand der Quellen (Q1) und (Q2) zu dem Punkt (PB) soll dabei größer sein als der Abstand der Quellen (Q1) und (Q2) zu den Detektoren (DA1H), (DA2H), (DA3V), (DA4V) und (DSPG). Photonen die sich nach dem symmetrischen Strahlteiler (STB) in der Impulsmode (B1) befinden können mittels des Detektors (DB2) nachgewiesen

werden. Photonen die sich nach dem symmetrischen Strahlteiler in der Impulsmode (B0) befinden können mittels des Detektors (DB1) nachgewiesen werden.

Mittels Ihrer Anordnung hat Alice nun zwei Möglichkeiten eine Messung durchzuführen. 1.) Das Symmetrische Phasengitter (SPG) ist wie beschrieben im Strahlengang: Messung „MT0“. 2.) Alice entfernt (SPG) aus dem Strahlengang: Messung „MT1“.

Führt Alice an den Photonen (P1) und (P2) die Messung MT1 durch (Symmetrisches Phasengitter (SPG) wird aus dem Strahlengang entfernt), so können die Photonen (P1) und (P2) mittels der Detektoren (DA1H), (DA2H), (DA3V) und (DA4V) analysiert werden. Es sind dann vier Ergebnisse möglich:

A): Die Detektoren (DA3V) und (DA4V) detektieren je ein Photon. Alice weiß in diesem Fall, dass das Photon (P3) und das Photon (P4) horizontal polarisiert ist.

B): Die Detektoren (DA1H) und (DA2H) detektieren je ein Photon. Alice weiß in diesem Fall, dass das Photon (P3) und das Photon (P4) vertikal polarisiert ist.

C): Die Detektoren (DA1H) und (DA4V) detektieren je ein Photon. Alice weiß in diesem Fall, dass das Photon (P4) vertikal polarisiert ist und das Photon (P3) horizontal polarisiert ist.

D): Die Detektoren (DA3V) und (DA2H) detektieren je ein Photon. Alice weiß in diesem Fall, dass das Photon (P4) horizontal polarisiert ist und das Photon (P3) vertikal polarisiert ist.

Solange Alice Ihre Ergebnisse nicht mitteilt, müssen die bei Bob einlaufenden Photonen (P3) und (P4) mittels des gemischten Zustands

$$|MT1\rangle\langle MT1| = 1/4 (|A\rangle\langle A| + |B\rangle\langle B| + |C\rangle\langle C| + |D\rangle\langle D|) \quad (20)$$

beschrieben werden. Wobei mit

$$|A\rangle\langle A|, |B\rangle\langle B|, |C\rangle\langle C| \text{ und } |D\rangle\langle D| \quad (21)$$

die den reinen Zuständen

$$|A\rangle = |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |H\rangle_4 |H\rangle_3$$

$$\begin{aligned}
 |B\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |V\rangle_4 |V\rangle_3 \\
 |C\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |V\rangle_4 |H\rangle_3 \\
 |D\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |H\rangle_4 |V\rangle_3
 \end{aligned} \tag{22}$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden. Da im Fall (A) und (B) die Photonen (P3) und (P4) den Strahlteiler (STB) gleichzeitig erreichen und es in diesen Fällen prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden, ob die Photonen (P3) und (P4) am Strahlteiler (STB) reflektiert oder transmittiert wurden und es im Fall (C) und (D) aufgrund der über den Polarisationsfreiheitsgrad vorliegenden Informationen prinzipiell möglich ist, zu entscheiden, welches Photon am Strahlteiler (STB) reflektiert und welches transmittiert wurde [22], erhält man nach kurzer Rechnung für die am Strahlteiler (STB) auslaufenden Photonen (P3) und (P4) dann den Zustand

$$\begin{aligned}
 |\text{MT1/OUT}\rangle\langle\text{MT1/OUT}| &= 1/4 (|A/OUT\rangle\langle A/OUT| + |B/OUT\rangle\langle B/OUT| \\
 &\quad + |C/OUT\rangle\langle C/OUT| + |D/OUT\rangle\langle D/OUT|).
 \end{aligned} \tag{23}$$

Wobei mit

$$\begin{aligned}
 &|A/OUT\rangle\langle A/OUT|, |B/OUT\rangle\langle B/OUT|, |C/OUT\rangle\langle C/OUT| \\
 &\text{und } |D/OUT\rangle\langle D/OUT|
 \end{aligned} \tag{24}$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned}
 |A/OUT\rangle &= i/2^{1/2}(|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |H\rangle_4 |H\rangle_3 \\
 |B/OUT\rangle &= i/2^{1/2}(|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |V\rangle_4 |V\rangle_3 \\
 |C/OUT\rangle &= 1/4^{1/2}(i|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + i|B1\rangle_4 |B1\rangle_3 + |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 - |B1\rangle_4 |B0\rangle_3) |V\rangle_4 |H\rangle_3 \\
 |D/OUT\rangle &= 1/4^{1/2}(i|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + i|B1\rangle_4 |B1\rangle_3 + |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 - |B1\rangle_4 |B0\rangle_3) |H\rangle_4 |V\rangle_3
 \end{aligned} \tag{25}$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden.

Die von Bob mittels der Detektoren (DB1) und (DB2) detektierten Photonen sind hinsichtlich der Impulsmoden in 75% der Fälle streng korreliert (beide Photonen befinden sich entweder in der Impulsmode (B0) und werden von dem Detektor (DB1) detektiert, oder befinden sich in der Impulsmode (B1) und werden von dem Detektor (DB2) detektiert). In 25% der Fälle werden Koinzidenzereignisse (die Detektoren (DB1) und (DB2) weisen gleichzeitig je ein Photon nach) auftreten.

Führt Alice an der in Abb. 5 schematisch dargestellten Anordnung an den Photonen (P1) und (P2) die Messung MT0 durch (Symmetrisches Phasengitter (SPG) ist wie beschrieben im Strahlengang), so ergibt sich der folgende Sachverhalt:

Nachdem die Photonen (P1) und (P2) an dem Symmetrischen Phasengitter (SPG) gebeugt wurden, verlassen diese das Symmetrische Phasengitter (SPG) in der Impulsmode (AL). Hierdurch wird der Zustand $\Psi_{Q1/2}$ (Gl. 19) in den Zustand

$$\Psi_{SPG} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 (|H\rangle_3 |V\rangle_1 + |V\rangle_3 |H\rangle_1) (|H\rangle_4 |V\rangle_2 + |V\rangle_4 |H\rangle_2) \quad (26)$$

überführt.

Da es, nachdem die Photonen (P1) und (P2) am Symmetrischen Phasengitter (SPG) gebeugt wurden, nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden, von welcher Quelle die einzelnen Photonen emittiert wurden, muss der Zustand Ψ_{SPG} (Gl. 26) bezüglich der Indizes 1 und 2 symmetrisiert werden. Nach der Symmetrisierung erhält man dann den Zustand

$$\Psi_{DA} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 [1/2^{1/2} (|H\rangle_2 |V\rangle_1 + |V\rangle_2 |H\rangle_1) (|H\rangle_4 |V\rangle_3 + |V\rangle_4 |H\rangle_3) + |H\rangle_4 |H\rangle_3 |V\rangle_2 |V\rangle_1 + |V\rangle_4 |V\rangle_3 |H\rangle_2 |H\rangle_1] \quad (27)$$

Somit sind drei Ereignisse möglich:

(E): Auf den Detektor (DSPG) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass beide Photonen vertikal polarisiert sind.

(F): Auf den Detektor (DSPG) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass beide Photonen horizontal polarisiert sind.

(G): Auf den Detektor (DSPG) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass ein Photonen horizontal polarisiert ist und ein Photon vertikal polarisiert ist. Wobei es nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden welches Photon horizontal und welches vertikal polarisiert ist.

Da einer Messung formal die Projektion auf den Zustandsanteil zugeordnet werden muss, die dem (bei der Messung) prinzipiell zugänglichen Wissen entspricht, muss den bei Bob einlaufenden Photonen (P3) und (P4) daher der gemischte Zustand

$$|MT0\rangle\langle MT0| = 1/4 |E\rangle\langle E| + 1/4 |F\rangle\langle F| + 1/2 |G\rangle\langle G| \quad (28)$$

zugeordnet werden. Wobei mit

$$|E \rangle \langle E|, |F \rangle \langle F| \text{ und } |G \rangle \langle G| \quad (29)$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned} |E\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |H\rangle_4 |H\rangle_3 \\ |F\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |V\rangle_4 |V\rangle_3 \\ |G\rangle &= 1/2^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 (|H\rangle_4 |V\rangle_3 + |V\rangle_4 |H\rangle_3) \end{aligned} \quad (30)$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden. Nachdem die Photonen (P3) und (P4) den Strahlteiler (STB) passiert haben, erhält man dann nach kurzer Rechnung für diese den gemischten Zustand

$$\begin{aligned} |\rho_{OUT}\rangle \langle \rho_{OUT}| &= 1/4 |E\rangle \langle E| + 1/4 |F\rangle \langle F| \\ &+ 1/2 |G\rangle \langle G|. \end{aligned} \quad (31)$$

Wobei mit

$$|E\rangle \langle E|, |F\rangle \langle F| \text{ und } |G\rangle \langle G| \quad (32)$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned} |E\rangle &= i/2^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |H\rangle_4 |H\rangle_3 \\ |F\rangle &= i/2^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |V\rangle_4 |V\rangle_3 \\ |G\rangle &= i/4^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) (|H\rangle_4 |V\rangle_3 + |V\rangle_4 |H\rangle_3) \end{aligned} \quad (33)$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden.

Die von Bob mittels der Detektoren (DB1) und (DB2) detektierten Photonen sind in diesem Fall hinsichtlich der Impulsmoden streng korreliert (beide Photonen befinden sich entweder in der Impulsmode (B0) und werden von dem Detektor (DB1) detektiert, oder befinden sich in der Impulsmode (B1) und werden von dem Detektor (DB2) detektiert). Koinzidenzereignisse (die Detektoren (DB1) und (DB2) weisen gleichzeitig je ein Photon nach) treten nicht auf.

Bob kann somit anhand der Häufigkeit von Koinzidenzereignissen erkennen, ob Alice die Messung MT0 oder MT1 durchführt, obwohl es zu keinem Zeitpunkt einen Austausch von Energie (eine Wechselwirkung) zwischen Alice und Bob gibt.

Für eine wechselwirkungsfreie Informationsübertragung muss somit nur noch ein Protokoll vereinbart werden. Zur Übertragung kann beispielsweise vereinbart werden, dass die Messung MT0 einer logischen „0“ und die Messung MT1 einer logischen „1“ entspricht. Weiter wird vereinbart, dass pro Bit genau eine μs Übertragungszeit verwendet wird. Die Zeitpunkte an denen Alice Informationen übertragen möchte werden zuvor genau festgelegt. Beispielsweise kann Alice immer zur vollen μs neu entscheiden ob Sie eine logische "0" oder eine logische "1" übertragen möchte. Emittieren die Quellen (Q1) und (Q2) beispielsweise je 1000 Photonenpaare pro μs , kann Bob innerhalb einer μs sicher entscheiden, ob Alice eine logische „0“ oder eine „1“ übertragen möchte. Alice könnte dann Daten mit einer Datenrate von bis zu einem MBit/s wechselwirkungsfrei übertragen.

Das Symmetrische Phasengitter (SPG) stellt sicher, dass es nicht einmal im Prinzip möglich ist zu entscheiden, von welcher Quelle die Photonen emittiert wurden, nachdem diese das Symmetrische Phasengitter (SPG) in der Impulsmode (AL) verlassen haben.

Das hier vorgestellte Verfahren kann natürlich auch mit zirkular polarisierten Photonen realisiert werden. Hierzu müssen lediglich in Abb. 5 die polarisierenden Strahlteiler (PTA1), (PTA2) und (PTSPG) durch geeignete Bauelemente ersetzt werden. Beispielsweise durch einen Strahlteiler der linksdrehende Photonen transmittiert und rechtsdrehende Photonen reflektiert.

Eine bevorzugte Ausgestaltung der Erfindung sieht vor, dass die Photonen (P1) bis (P4), wenn diese im energetischen Freiheitsgrad verschränkt sind, mittels Detektoren nachgewiesen werden, die es ermöglichen, die Energie der Photonen zu bestimmen (siehe hierzu Abb. 6). Der in Abb. 6 schematisch dargestellte Aufbau entspricht im Wesentlichen dem in Abb. 5 dargestellten Aufbau. Zu dem in Abb. 6 schematisch dargestellten Aufbau gelangt man, wenn man aus dem in Abb. 5 dargestellten Aufbau die polarisierenden Strahlteiler (PTA1) und (PTA2) und die Detektoren (DA3V) und (DA4V) entfernt. Die in Abb. 5 mit (DA1H) bzw. mit (DA2H) bezeichneten Detektoren werden in Abb. 6 mit (DA1) bzw. mit (DA2) bezeichnet. Weiter wird der polarisierende Strahlteiler (PTSPG) und der Detektor (DSPGV) entfernt. Der in Abb. 5 mit (DSPGH) bezeichnete Detektor wird in Abb. 6 mit (DAL) bezeichnet. Sonst ist der in Abb. 6 dargestellte Aufbau mit dem in Abb. 5 dargestellten identisch.

Die Quellen (Q1) und (Q2) sollen gleichzeitig jeweils zwei im energetischen Freiheitsgrad verschränkte Photonen erzeugen. Jeweils ein Photon mit der Wellenlänge λ_R und ein Photon mit der Wellenlänge λ_G , mit $\lambda_R \neq \lambda_G$. Die energetische Auflösung der verwendeten Detektoren soll dabei so groß sein, dass ein Photon mit der Wellenlänge λ_R eindeutig von einem Photon der Wellenlänge λ_G unterschieden werden kann und erkannt werden kann, ob zwei oder nur ein Photon detektiert werden. Vorteilhafterweise können die in [23] beschriebenen supraleitenden Detektoren hierfür eingesetzt werden.

Analog zu (Gl. 19) ergibt sich dann für das aus den vier Photonen bestehende Quantensystem, nachdem die Photonen die Spiegel (SP1) bis (SP4) passiert haben, der Zustand

$$\Psi_{NQ1/2} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |A0\rangle_2 |A1\rangle_1 \\ (|\lambda_G\rangle_3 |\lambda_R\rangle_1 + |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_G\rangle_1) (|\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_2 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_2). \quad (34)$$

Mittels Ihrer Anordnung hat Alice nun zwei Möglichkeiten eine Messung durchzuführen. 1.) Messung der Ersten Art: Das Symmetrische Phasengitter (SPG) ist wie beschrieben im Strahlengang: Messung „MT0“. 2.) Messung der Zweiten Art: Alice entfernt (SPG) aus dem Strahlengang: Messung „MT1“.

Führt Alice an den Photonen (P1) und (P2) die Messung MT0 durch (das Symmetrische Phasengitter (SPG) ist wie beschrieben im Strahlengang), so ergibt sich der folgende Sachverhalt:

Wenn die Photonen (P1) und (P2) an dem Symmetrischen Phasengitter (SPG) in die Impulsmoden (AL) gebeugt werden, wird der Zustand $\Psi_{NQ1/2}$ (Gl. 34) in den Zustand

$$\Psi_{MLWL} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 \\ (|\lambda_G\rangle_3 |\lambda_R\rangle_1 + |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_G\rangle_1) (|\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_2 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_2). \quad (35)$$

überführt. Da es, nachdem die Photonen (P1) und (P2) das Symmetrische Phasengitter (SPG) passiert haben, nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden, von welcher Quelle die einzelnen Photonen emittiert wurden, muss der Zustand Ψ_{MLWL} (Gl. 35) bezüglich der Indizes 1 und 2 symmetrisiert werden. Nach der Symmetrisierung erhält man dann den Zustand

$$\Psi_{NDA} = 1/4^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 [1/2^{1/2} (|\lambda_G\rangle_2 |\lambda_R\rangle_1 + |\lambda_R\rangle_2 |\lambda_G\rangle_1)$$

$$(|\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3) + |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 |\lambda_R\rangle_2 |\lambda_R\rangle_1 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_G\rangle_2 |\lambda_G\rangle_1 \quad (36)$$

Die der Symmetrisierung zugeordnete unitäre Transformation lässt sich mittels des unitären Operators U_{LWL} beschreiben. Dieser kann auf dem, durch die Zustandsvektoren $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle, |5\rangle, |6\rangle$ aufgespannten Unterraum wie folgt definiert werden:

$$U_{LWL} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{matrix} & \langle 1| & \langle 2| & \langle 3| & \langle 4| & \langle 5| & \langle 6| \\ \begin{matrix} |1\rangle \\ |2\rangle \\ |3\rangle \\ |4\rangle \\ |5\rangle \\ |6\rangle \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} \end{matrix} \quad \text{mit} \quad X = \begin{matrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \\ X_5 \\ X_6 \end{matrix} \begin{matrix} |1\rangle \\ |2\rangle \\ |3\rangle \\ |4\rangle \\ |5\rangle \\ |6\rangle \end{matrix}$$

mit:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_R\rangle_2 |\lambda_G\rangle_1 \\ |2\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 |\lambda_G\rangle_2 |\lambda_R\rangle_1 \\ |3\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 |\lambda_R\rangle_2 |\lambda_G\rangle_1 \\ |4\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_G\rangle_2 |\lambda_R\rangle_1 \\ |5\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 |\lambda_R\rangle_2 |\lambda_R\rangle_1 \\ |6\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |AL\rangle_2 |AL\rangle_1 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 |\lambda_G\rangle_2 |\lambda_G\rangle_1 \end{aligned}$$

$$\text{Somit gilt: } \Psi_{MDA} = U_{LWL} \Psi_{MLWL} \quad (36.1)$$

Nun sind drei Ereignisse möglich:

(E; λ): Auf den Detektor (DAL) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass beide Photonen die Wellenlänge λ_R haben.

(F; λ): Auf den Detektor (DAL) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass beide Photonen die Wellenlänge λ_G haben.

(G; λ): Auf den Detektor (DAL) wird bei der Detektion der Photonen (P1) und (P2) die Information übertragen, dass ein Photonen die Wellenlänge λ_R und ein Photon die Wellenlänge λ_G hat. Wobei es nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden welchem Photon die Wellenlänge λ_R und welchem Photon die Wellenlänge λ_G zugeordnet werden muss.

Da einer Messung formal die Projektion auf den Zustandsanteil zugeordnet werden muss, die dem (bei der Messung) prinzipiell zugänglichen Wissen entspricht, muss den bei Bob einlaufenden Photonen (P3) und (P4) somit der gemischte Zustand der Ersten Art (Z1)

$$|MT0;\lambda\rangle\langle MT0;\lambda| = 1/4 |E;\lambda\rangle\langle E;\lambda| + 1/4 |F;\lambda\rangle\langle F;\lambda| + 1/2 |G;\lambda\rangle\langle G;\lambda| \quad (37)$$

zugeordnet werden. Wobei mit

$$|E;\lambda\rangle\langle E;\lambda|, |F;\lambda\rangle\langle F;\lambda| \text{ und } |G;\lambda\rangle\langle G;\lambda| \quad (38)$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned} |E;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 \\ |F;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\ |G;\lambda\rangle &= 1/2^{1/2} |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 (|\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3) \end{aligned} \quad (39)$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden. Nachdem die Photonen (P3) und (P4) den Strahlteiler (STB) passiert haben, erhält man dann nach kurzer Rechnung für diese den gemischten Zustand

$$|MT0/OUT;\lambda\rangle\langle MT0/OUT;\lambda| = 1/4 |E/OUT;\lambda\rangle\langle E/OUT;\lambda| + 1/4 |F/OUT;\lambda\rangle\langle F/OUT;\lambda| + 1/2 |G/OUT;\lambda\rangle\langle G/OUT;\lambda|. \quad (40)$$

Wobei mit

$$|E/OUT;\lambda\rangle\langle E/OUT;\lambda|, |F/OUT;\lambda\rangle\langle F/OUT;\lambda| \text{ und } |G/OUT;\lambda\rangle\langle G/OUT;\lambda| \quad (41)$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned} |E/OUT;\lambda\rangle &= i/2^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 \\ |F/OUT;\lambda\rangle &= i/2^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\ |G/OUT;\lambda\rangle &= i/4^{1/2} (|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) (|\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 + |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3) \end{aligned} \quad (42)$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden.

Die von Bob mittels der Detektoren (DB1) und (DB2) detektierten Photonen sind somit hinsichtlich der Impulsmoden streng korreliert (beide Photonen befinden sich

entweder in der Impulsmode (B0) und werden von dem Detektor (DB1) detektiert, oder befinden sich in der Impulsmode (B1) und werden von dem Detektor (DB2) detektiert). Koinzidenzereignisse (die Detektoren (DB1) und (DB2) weisen gleichzeitig je ein Photon nach) treten nicht auf.

Führt Alice an den Photonen (P1) und (P2) die Messung MT1 durch (Symmetrisches Phasengitter (SPG) wird aus dem Strahlengang entfernt), so können die Photonen (P1) und (P2) mittels der Detektoren (DA1) und (DA2) analysiert werden. Es sind dann vier Ergebnisse möglich:

(A; λ): Die Detektoren (DA1) und (DA2) detektieren je ein Photon mit der Wellenlänge λ_R . Alice weiß in diesem Fall, dass dem Photon (P3) und dem Photon (P4) die Wellenlänge λ_G zugeordnet werden muss.

(B; λ): Die Detektoren (DA1) und (DA2) detektieren je ein Photon mit der Wellenlänge λ_G . Alice weiß in diesem Fall, dass dem Photon (P3) und dem Photon (P4) die Wellenlänge λ_R zugeordnet werden muss.

(C; λ): Die Detektoren (DA1) und (DA2) detektieren je ein Photon. (DA1) detektiert ein Photon mit der Wellenlänge λ_R und (DA2) detektiert ein Photon mit der Wellenlänge λ_G . Alice weiß in diesem Fall, dass dem Photon (P4) die Wellenlänge λ_G und dem Photon (P3) die Wellenlänge λ_R zugeordnet werden muss.

(D; λ): Die Detektoren (DA1) und (DA2) detektieren je ein Photon. (DA1) detektiert ein Photon mit der Wellenlänge λ_G und (DA2) detektiert ein Photon mit der Wellenlänge λ_R . Alice weiß in diesem Fall, dass dem Photon (P4) die Wellenlänge λ_R und dem Photon (P3) die Wellenlänge λ_G zugeordnet werden muss.

Solange Alice Ihre Ergebnisse nicht mitteilt, müssen die bei Bob einlaufenden Photonen (P3) und (P4) mittels des gemischten Zustands der Zweiten Art (Z2)

$$|MT1;\lambda\rangle\langle MT1;\lambda| = 1/4 (|A;\lambda\rangle\langle A;\lambda| + |B;\lambda\rangle\langle B;\lambda| + |C;\lambda\rangle\langle C;\lambda| + |D;\lambda\rangle\langle D;\lambda|) \quad (43)$$

beschrieben werden. Wobei mit

$$|A;\lambda\rangle\langle A;\lambda|, |B;\lambda\rangle\langle B;\lambda|, |C;\lambda\rangle\langle C;\lambda| \text{ und } |D;\lambda\rangle\langle D;\lambda| \quad (44)$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned}
 |A;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 \\
 |B;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\
 |C;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\
 |D;\lambda\rangle &= |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3
 \end{aligned} \tag{45}$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden. Da im Fall (A) und (B) die Photonen (P3) und (P4) den Strahlteiler (STB) gleichzeitig erreichen und es in diesen Fällen prinzipiell unmöglich ist, zu entscheiden, ob die Photonen (P3) und (P4) am Strahlteiler (STB) reflektiert oder transmittiert wurden und es im Fall (C) und (D) aufgrund der über den energetischen Freiheitsgrad vorliegenden Informationen prinzipiell möglich ist, zu entscheiden, welches Photon am Strahlteiler (STB) reflektiert und welches transmittiert wurde, erhält man nach kurzer Rechnung für die am Strahlteiler (STB) auslaufenden Photonen (P3) und (P4) dann den Zustand

$$\begin{aligned}
 |\text{MT1/OUT};\lambda\rangle\langle\text{MT1/OUT};\lambda| &= 1/4 (|A/\text{OUT};\lambda\rangle\langle A/\text{OUT};\lambda| + |B/\text{OUT};\lambda\rangle\langle B/\text{OUT};\lambda| \\
 &+ |C/\text{OUT};\lambda\rangle\langle C/\text{OUT};\lambda| + |D/\text{OUT};\lambda\rangle\langle D/\text{OUT};\lambda|).
 \end{aligned} \tag{46}$$

Wobei mit

$$\begin{aligned}
 |A/\text{OUT};\lambda\rangle\langle A/\text{OUT};\lambda|, |B/\text{OUT};\lambda\rangle\langle B/\text{OUT};\lambda|, |C/\text{OUT};\lambda\rangle\langle C/\text{OUT};\lambda| \\
 \text{und } |D/\text{OUT};\lambda\rangle\langle D/\text{OUT};\lambda|
 \end{aligned} \tag{47}$$

die den reinen Zuständen

$$\begin{aligned}
 |A/\text{OUT};\lambda\rangle &= i/2^{1/2}(|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3 \\
 |B/\text{OUT};\lambda\rangle &= i/2^{1/2}(|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + |B1\rangle_4 |B1\rangle_3) |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\
 |C/\text{OUT};\lambda\rangle &= 1/4^{1/2}(i|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + i|B1\rangle_4 |B1\rangle_3 + |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 - |B1\rangle_4 |B0\rangle_3) |\lambda_G\rangle_4 |\lambda_R\rangle_3 \\
 |D/\text{OUT};\lambda\rangle &= 1/4^{1/2}(i|B0\rangle_4 |B0\rangle_3 + i|B1\rangle_4 |B1\rangle_3 + |B0\rangle_4 |B1\rangle_3 - |B1\rangle_4 |B0\rangle_3) |\lambda_R\rangle_4 |\lambda_G\rangle_3
 \end{aligned} \tag{48}$$

zugeordneten Dichteoperatoren bezeichnet werden. Die von Bob mittels der Detektoren (DB1) und (DB2) detektierten Photonen sind nun hinsichtlich der Impulsmoden nur noch in 75% der Fälle streng korreliert (beide Photonen befinden sich entweder in der Impulsmode (B0) und werden von dem Detektor (DB1) detektiert, oder befinden sich in der Impulsmode (B1) und werden von dem Detektor (DB2) detektiert). In 25% der Fälle werden nun Koinzidenzereignisse (die Detektoren (DB1) und (DB2) weisen gleichzeitig je ein Photon nach) auftreten. Bob kann somit anhand der Häufigkeit von Koinzidenzereignissen erkennen, ob Alice die Messung

MT0 oder MT1 durchführt, obwohl es zu keinem Zeitpunkt einen Austausch von Energie (eine Wechselwirkung) zwischen Alice und Bob gibt.

Eine bevorzugte Ausgestaltung der Erfindung sieht vor, dass die Detektoren (DA1) und/oder (DA2) und/oder (DAL) und/oder (DB1) und/oder (DB2) mittels supraleitender Detektoren realisiert werden. Grundsätzlich eignen sich hierfür die in [23] ausführlich beschriebenen supraleitenden Detektoren.

Eine bevorzugte Ausgestaltung der Erfindung sieht vor, dass sowohl Alice als auch Bob mit dem in Abb. 6 dargestellten Aufbau Informationen senden oder empfangen können. Hierzu müssen lediglich beide über die Möglichkeit verfügen, wahlweise einen Strahlteiler (STB) in Ihren Aufbau einzubringen (wenn dieser als Empfänger dienen soll) oder wenn dieser als Sender dienen soll, für die Messung MT0 einen Detektor (DSPG) in diesen integrieren oder diesen entfernen, wenn die Messung MT1 durchgeführt werden soll.

Eine weitere bevorzugte Ausgestaltung der Erfindung sieht vor, dass das hier beschriebene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung dazu verwendet wird, um abhörsicher Informationen übertragen zu können. Der besondere Vorteil in dem hier vorgestellten Verfahren kann darin gesehen werden, dass dieses nicht nur abhörsicher ist, sondern auch keinerlei Möglichkeit besteht, zu erkennen, zu welchem Zeitpunkt Informationen übertragen werden. Hierzu muss lediglich die Laufzeit der Photonen (P1) und (P2) von den Quellen (Q1) und (Q2) bis zu den für den Nachweis bei Alice herangezogenen Detektoren, so auf die Laufzeit der Photonen (P3) und (P4) von den Quellen (Q1) und (Q2) bis zu dem Aufbau von Bob abgestimmt werden, dass zu dem Zeitpunkt an dem die Photonen (P1) und (P2) bei Alice nachgewiesen werden, sich die Photonen (P3) und (P4) unmittelbar vor dem Aufbau von Bob befinden, vorzugsweise nur noch einige Meter von dem Aufbau entfernt sind.

Für das Gelingen des hier vorgeschlagenen Verfahrens zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung ist es von entscheidender Bedeutung, wie die Formulierung „Wissen das prinzipiell über das betrachtete Quantensystem vorliegt“ korrekt zu interpretieren ist. Die allgemein akzeptierte Vorstellung hierzu ist, dass es keine Rolle spielt, zu welchem Zeitpunkt das „prinzipiell zugängliche Wissen über ein Quantensystem“ vorliegt. Nur, was bedeutet das konkret? Das hier betrachtete Experiment wirft die Frage auf, an welchem Ort (Raumbereich) muss das „prinzipiell zugängliche Wissen über ein Quantensystem“ vorliegen (im Sinne von „im Prinzip klassisch abrufbar sein“) und ab welchem Zeitpunkt? Wenn Wissen eine klassische

Eigenschaft ist, muss Wissen immer mittels Energie repräsentiert sein. Wenn Alice aufgrund Ihrer Messung MT1 weiß, welche Polarisation die Photonen (P3) und (P4) haben und der Abstand zwischen Alice und Bob hinreichend groß ist, kann dieses Wissen von Alice (wenn es eine klassische Eigenschaft ist) zu dem Zeitpunkt an dem die Photonen (P3) und (P4) den Punkt PB auf dem Strahlteiler (STB) erreichen dort nicht einmal im Prinzip vorliegen. Auch stellt sich die Frage: Wenn Alice sich zu einem bestimmten Zeitpunkt für eine Art der Messung (MT0 oder MT1) entscheidet und diese Entscheidung an Ihrem Aufbau umsetzt, liegt dieses Wissen dann augenblicklich bei Bob vor oder erst zu einem (um die Laufzeit, die Licht benötigt um den Abstand zwischen den Aufbauten zurückzulegen) verzögerten Zeitpunkt vor? Wenn das Experiment dennoch erfolgreich realisiert werden kann, zeigt das, dass eine wechselwirkungsfreie Informationsübertragung augenblicklich stattfinden kann und Wissen keine klassische Eigenschaft ist. Das vorgeschlagene Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung kann somit auch zur Klärung ganz grundsätzlicher Fragen beitragen.

Literatur:

- [1]: Deutsche Patentanmeldung DE 10 2010 047 168.2; Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung; Gerhart Schroff, 30.09.2010
- [2]: US-Patent US 9,443,200 B2, Gerhart Schroff; 13. September 2016.
- [3]: R.P. Feynman, R.B. Leighton and M.L. Sands in „The Feynman Lectures on Physics“ (Addison-Wesley Publishing Co., Inc. Reading, 1989).
- [4]: D.M. Greenberger, M.A. Horne, A. Zeilinger, Phys. Today, 22, (August 1993).
- [5]: Jürgen Audretsch; Verschränkte Systeme. Die Quantenphysik auf neuen Wegen; WILEY-VCH, ISBN 3-527-40452-X.
- [6]: A. Zeilinger, Am. J. Phys. 49, 882, (1981).
- [7]: Wolfgang Hänsel; Quantenbits in der Ionenfalle; Der Quantenmechanik in die Karten geschaut; Physik in unserer Zeit, 2/2006 (37), 64.
- [8]: W. Pauli, The Connection between Spin and Statistics; Phys. Rev. Vol. 58, 716 - 732 (1940). Eine alternative Ableitung des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik findet man in: Arthur Jabs; Connecting Spin and statistics in quantum mechanics; Foundations of Physics 40 (7), 776-792, 793-794 (2010).
- [9]: Rodney Loudon; The Quantum Theory of Light; Third Edition; ISBN 978-0-19-850176-3.
- [10]: H. de Riedmatten, et al ; Quantum interference with photon pairs created in spatially separated sources; Physical Review A 67, 022301 (2003).
- [11]: A. Elitzur and L. Vaidman; Foundations of Physics, Vol. 23, No. 7, 987-997 (1993).
- [12]: Paul Kwiat, Harald Weinfurter, Thomas Herzog and Anton Zeilinger; Interaction-Free Measurement; Physical Review Letters, Volume 74, No. 24, 4763-4766 (1995).
- [13]: Jürgen Audretsch; Verschränkte Systeme. Die Quantenphysik auf neuen Wegen; WILEY-VCH, ISBN 3-527-40452-X.
- [14]: David Bohm; Die implizite Ordnung. Grundlagen eines dynamischen Holismus; 1. Auflage 1985, Dianus-Trikont Buchverlag GmbH, ISBN 3-88167-117-X.
- [15]: David Bohm, F.David Peat; Das neue Weltbild. Naturwissenschaft, Ordnung und Kreativität; 1. Auflage 1990, Wilhelm Goldmann Verlag; ISBN 3-442-11489-6.
- [16]: A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen; Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- [17]: Deutsche Patentanmeldung DE 10 2012 000 044.8; Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern; Gerhart Schroff, 07.06.2011.

- [18]: A. Einstein; Zur Elektrodynamik bewegter Körper; Ann. D. Physik. **17**, 891-921 (1905).
- [19]: Maudlin, T.; Quantum non-locality and relativity: metaphysical intimations of modern physics; 3rd ed. Wiley, Chichester, 2011.
- [20]: Roman U. Sexl and Helmuth K. Urbantke; Relativity, Groups, Particles: Special Relativity and Relativistic Symmetry in Field and Particle Physics. Springer, Wien New York, 2001.
- [21]: J. S. Bell. Speakable and unspeakable in quantum mechanics; Cambridge University Press, Cambridge 1987.
- [22]: Markus Oberparleiter; Bosonische und Fermionische Zweiphotonenstatistik am Strahlteiler; Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 1997.
- [23]: Ch. Enss; Cryogenic Particle Detection; Springer, ISBN-13 978-3-540-20113-7.
- [24]: Deutsche Patentanmeldung: DE 10 2017 005 947.0; 23.06.2017.

Patentansprüche

1. Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter Photonen, bei dem eine Quelle (Q1) gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P1) und (P3) erzeugt und eine Quelle (Q2) gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P2) und (P4) erzeugt und der Sender der Information (Alice) zur Übertragung einer binär kodierten Information mittels einer Messung der ersten Art (MT0) an den Photonen (P1) und (P2) das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen gemischten Zustand der Ersten Art (Z1) überführt und hierdurch den ersten logischen Zustand, vorzugsweise die logische 0, kodiert und mittels einer Messung der zweiten Art (MT1) an den Photonen (P1) und (P2) das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen gemischten Zustand der zweiten Art (Z2) überführt und hierdurch den zweiten logischen Zustand, vorzugsweise die logische 1, kodiert und der Empfänger der Information (Bob) den Zustand der Photonen (P3) und (P4) im Hinblick auf die Eigenschaft gemischter Zustand der ersten Art (Z1) und gemischter Zustand der zweiten Art (Z2) einer Zustandsanalyse unterzieht und hieraus die übertragenen logischen Zustände zum Zwecke einer wechselwirkungsfreien Informationsübertragung erkannt werden, **dadurch gekennzeichnet**, dass für die Messung der Ersten Art (MT0) ein Symmetrisches Phasengitter (SPG), vorzugsweise ein symmetrisches Reflexionsgitter, verwendet wird und die in den Impulsmoden (A1) und (A0) an dem symmetrischen Phasengitter (SPG) einlaufenden Photonen (P1) und (P2) an dem Symmetrischen Phasengitter (SPG) in die Impulsmode (AL) gebeugt werden.
2. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass als sekundärer Freiheitsgrad der Polarisationsfreiheitsgrad und/oder der energetische Freiheitsgrad verwendet wird.
3. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 2, **dadurch gekennzeichnet**, dass zur Zustandsanalyse der Photonen (P3) und (P4) ein Strahlteiler, vorzugsweise ein symmetrischer Strahlteiler, verwendet wird.

4. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 3, **dadurch gekennzeichnet**, dass für die Messungen (MT0) und/oder (MT1) polarisierende Strahlteiler und/oder dichroitische Strahlteiler verwendet werden.
5. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 4, **dadurch gekennzeichnet**, dass zur Detektion der verwendeten Photonen supraleitende Detektoren verwendet werden.
6. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 5, **dadurch gekennzeichnet**, dass die Laufzeit der Photonen (P1) und (P2) von den Quellen (Q1) und (Q2) bis zu den für den Nachweis bei Alice herangezogenen Detektoren, so auf die Laufzeit der Photonen (P3) und (P4) von den Quellen (Q1) und (Q2) bis zu dem Aufbau von Bob abgestimmt werden, dass zu dem Zeitpunkt an dem die Photonen (P1) und (P2) bei Alice nachgewiesen werden, sich die Photonen (P3) und (P4) unmittelbar vor dem Aufbau von Bob befinden, vorzugsweise nur noch einige Meter von dem Aufbau entfernt sind und hierdurch eine abhörsichere Informationsübertragung realisiert wird.

Zusammenfassung

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung mittels verschränkter Photonen, bei dem eine Quelle (Q1) gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P1) und (P3) erzeugt und eine Quelle (Q2) gleichzeitig zwei in mindestens einem sekundären Freiheitsgrad verschränkte Photonen (P2) und (P4) erzeugt. Der Sender der Information (Alice) kann zur Übertragung einer binär kodierten Information mittels einer Messung der ersten Art (MT0) an den Photonen (P1) und (P2) das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen gemischten Zustand der ersten Art (Z1) überführen und hierdurch den ersten logischen Zustand, vorzugsweise die logische 0, kodieren und mittels einer Messung der zweiten Art (MT1) an den Photonen (P1) und (P2) das aus den Photonen (P3) und (P4) bestehende Quantensystem in einen gemischten Zustand der zweiten Art (Z2) überführen und hierdurch den zweiten logischen Zustand, vorzugsweise die logische 1, kodieren. Zur Realisierung der Messung der ersten Art (MT0) wird ein Symmetrisches Phasengitter (SPG), vorzugsweise ein symmetrisches Reflexionsgitter, verwendet. Der Empfänger der Information (Bob) analysiert den Zustand der Photonen (P3) und (P4) im Hinblick auf die Eigenschaft gemischter Zustand der ersten Art (Z1) und gemischter Zustand der zweiten Art (Z2) und kann hieraus die übertragenen logischen Zustände zum Zwecke einer wechselwirkungsfreien Informationsübertragung erkennen. Der sekundärer Freiheitsgrad kann vorteilhafterweise mittels des Polarisationsfreiheitgrades und/oder des energetischen Freiheitsgrades realisiert werden. Zur Zustandsanalyse der Photonen (P3) und (P4) kann ein Strahlteiler, vorzugsweise ein symmetrischer Strahlteiler, verwendet werden.

Abbildungen

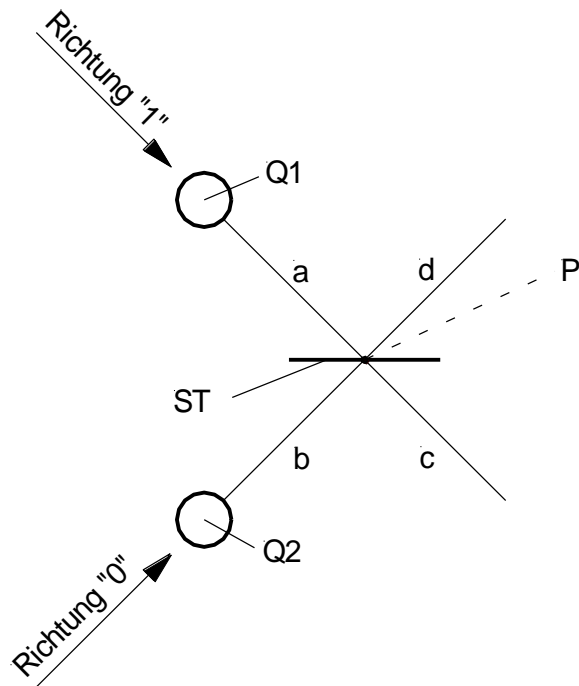


Abb. 1

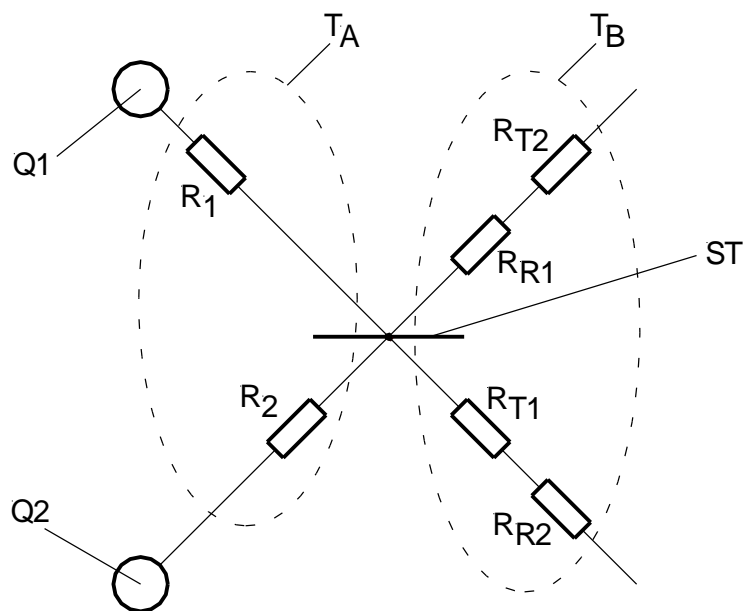


Abb. 2

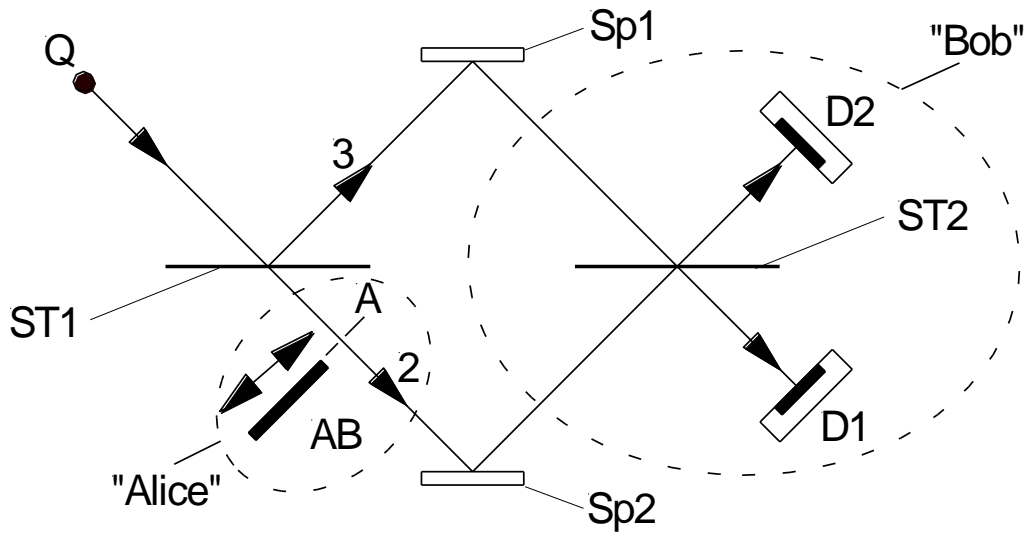


Abb. 3

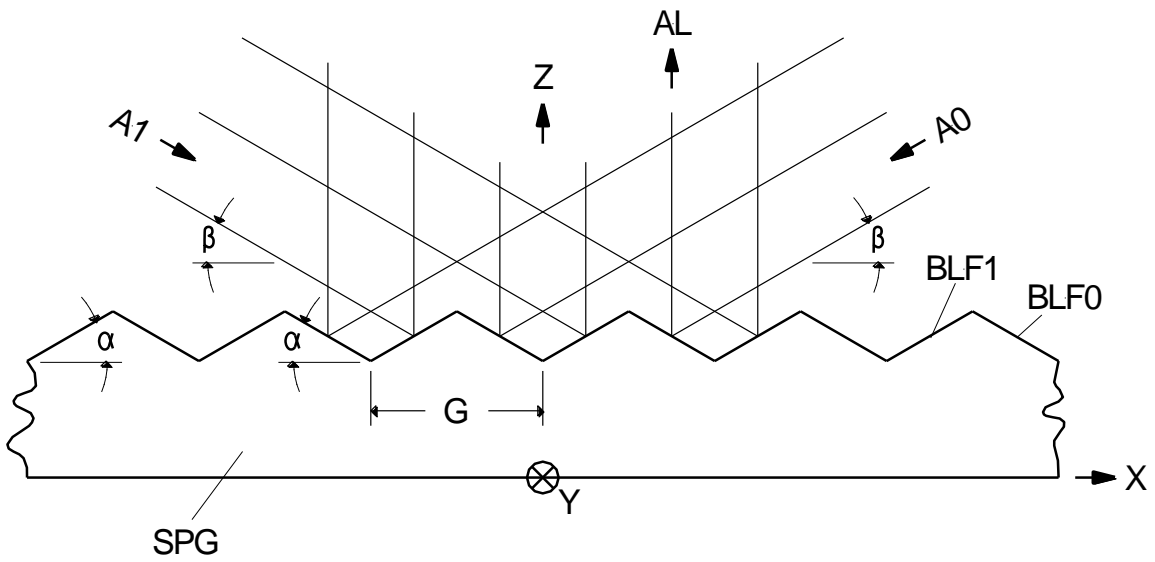


Abb. 4

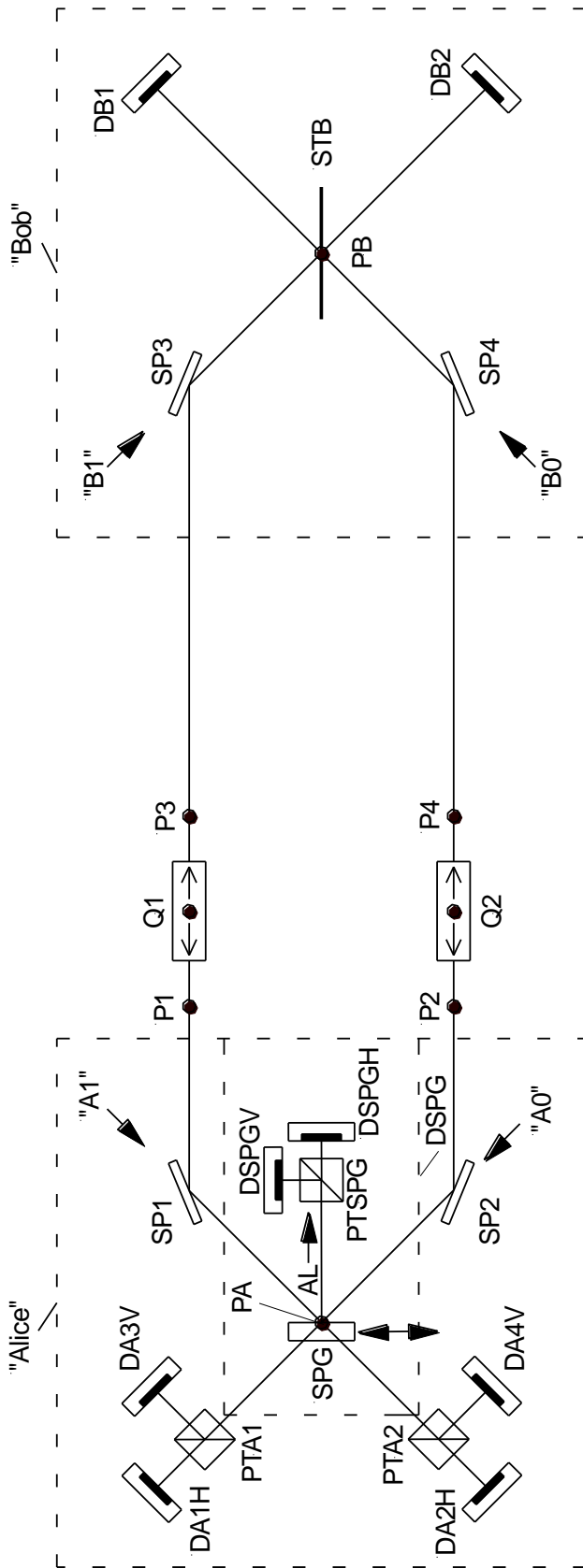


Abb. 5

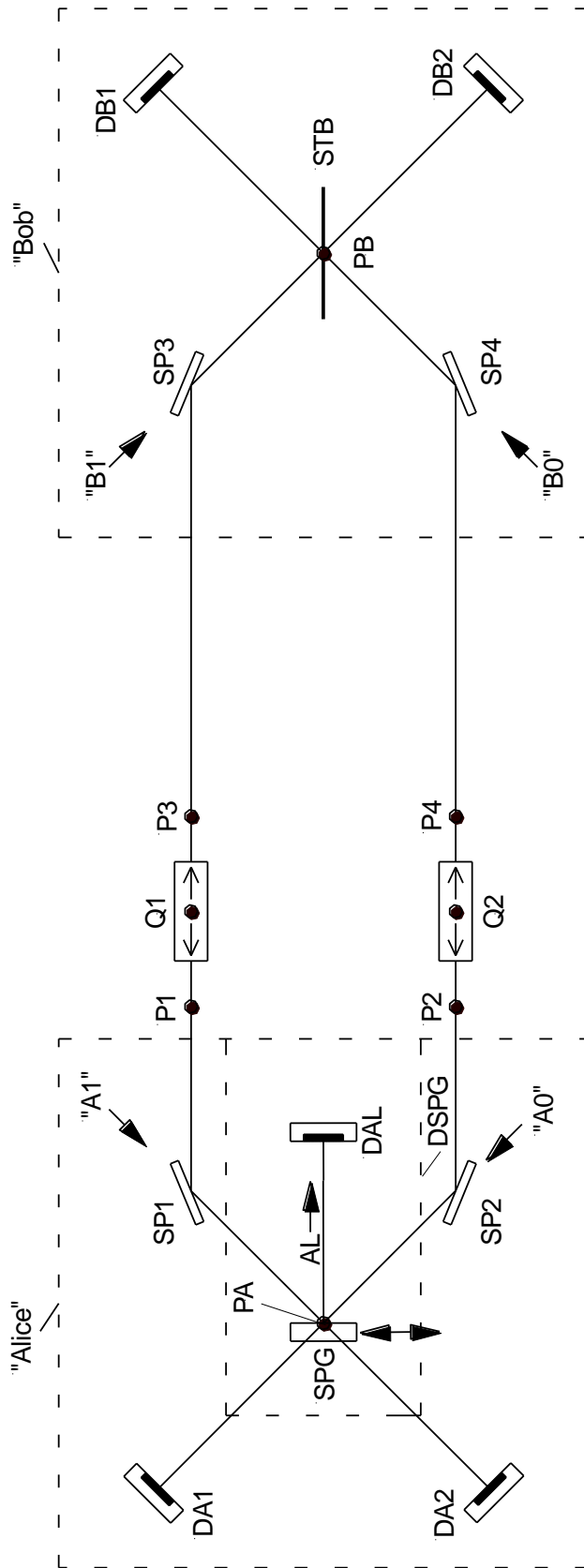


Abb. 6