

Gerhart Schroff
Apfelweg 16
71522 Backnang

Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in
Quantencomputern

Beschreibung

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern.

Zur Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern ist bekannt, dass die zu verschränkenden Quantensysteme mittels physikalischer Wechselwirkungen, wie etwa der Coulomb-Abstoßung, in den gewünschten verschränkten Zustand präpariert werden können. Beispielsweise können bei dem in [17] beschriebenen Verfahren in einer linearen Ionenfalle eingeschlossene Ionen, aufgrund der zwischen den Ionen auftretenden Coulomb-Abstoßung, definiert in einen verschränkten Zustand präpariert werden.

Ein wesentlicher Nachteil dieser Art der Zustandspräparation kann darin gesehen werden, dass die beteiligten Quantensysteme hierzu miteinander in Wechselwirkung treten müssen. Da man aber beispielsweise in einer linearen Ionenfalle nicht beliebig viele Ionen unterbringen kann, sind zum Aufbau eines Quantencomputers mehrere Ionenfallen erforderlich. Dieses bedeutet dann aber, dass auch zwischen diesen entsprechende Präparationsschritte möglich sein müssen. Wünschenswert wäre daher ein Verfahren, das eine wechselwirkungsfreie Verschränkung von Quantensystemen ermöglicht. Ein entsprechendes Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen, die sich in unterschiedlichen Ionenfallen befinden, wird in [53] beschrieben. Das Verfahren sieht die folgenden Schritte vor: Um die zuvor geeignet präparierten Quantensysteme in einen verschränkten Zustand überführen zu können, werden diese mittels ultrakurzer Laserpulse optisch angeregt. Die angeregten Quantensysteme emittieren dann spontan je ein Photon. Diese werden dann an einem Strahlteiler überlagert und danach detektiert. Berücksichtigt werden nur π -polarisierte Photonen. Wird an beiden Ausgängen des Strahlteilers gleichzeitig je ein Photon nachgewiesen, so kann daraus geschlossen werden, dass die beiden Quantensysteme erfolgreich verschränkt wurden. Der wesentliche Nachteil dieses Verfahrens kann jedoch darin gesehen werden, dass bei diesem Verfahren ein klassischer Informationskanal benötigt wird. Ein weiterer wesentlicher Nachteil dieses Verfahrens kann darin gesehen werden, dass die Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Verschränkung bei $< 3 \times 10^{-8}$ liegt und der erforderliche apparative Aufwand ganz erheblich ist. Auch dürfte es sehr aufwendig sein, die Wahrscheinlichkeit so zu erhöhen, dass diese für praktische Anwendungen akzeptabel ist.

Ausgehend hiervon, liegt der Erfindung die Aufgabe zugrunde, ein Verfahren zur Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern zu entwickeln, welches weder eine Wechselwirkung noch einen klassischen Informationskanal erfordert. Erst

hierdurch wird eine einfache und kostengünstige Verschränkung von Quantensystemen auch dann ermöglicht, wenn diese weit voneinander entfernt sind. Der Erfindung liegt die Erkenntnis zugrunde, dass nicht nur verschränkte Quantensysteme Eigenschaften besitzen, die nur noch als Eigenschaft des Gesamtsystems, nicht jedoch als Summe der Eigenschaften der Teilsysteme aufgefasst werden können, sondern auch bestimmte Produktzustände Eigenschaften besitzen, die nur noch als Eigenschaft des Gesamtsystems, nicht jedoch als Summe der Eigenschaften der Teilsysteme aufgefasst werden können. Ausgehend von dieser Erkenntnis wird dann ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen entwickelt.

Zur Lösung dieser Aufgabe werden die in den Verfahrensansprüchen 1 bis 7 angegebenen Merkmalskombinationen vorgeschlagen. Vorteilhafte Ausgestaltungen und Weiterbildungen der Erfindung ergeben sich aus den abhängigen Ansprüchen.

Die Erfindung kann zwar formal im Rahmen der Quantenphysik beschrieben werden, allerdings ist es zum Verständnis der Erfindung erforderlich auch den verwendeten Formalismus adäquat interpretieren zu können. Da für die Quantenphysik bis heute noch keine wirklich befriedigende Interpretation angegeben werden kann, befasst sich ein Teil der Erfindung mit der Entwicklung einer Interpretation für die Quantenphysik. Ausgangspunkt für den hier vorgeschlagenen Interpretationsansatz ist der in [49] bereits vorgestellte Interpretationsansatz. Diesen möchte ich hier noch einmal wiedergeben und in den für die Erfindung wesentlichen Punkten erweitern und vertiefen. Für die Quantenphysik als Ganzes, kann die hier vorgeschlagene Interpretation allerdings nur als Ansatz verstanden werden.

Die Beschreibung der Erfindung ist daher in die folgenden Abschnitte gegliedert:

I. Einleitung: Ich möchte hier kurz die grundsätzlichen Überlegungen zusammenfassen und die diesen zugrundeliegenden Vorstellungen erläutern.

II. Ein erster Interpretationsansatz: Um zu einer befriedigenden Interpretation für die Quantenphysik gelangen zu können, ist es erforderlich, ein Verständnis für die zentralen Begriffe zu entwickeln. Hierzu werde ich aufzeigen, dass die betrachteten Quantensysteme, um im Rahmen des in der Quantenphysik postulierten Superpositionsprinzips überhaupt von prinzipiell ununterscheidbaren Möglichkeiten sprechen zu können, eine unverwechselbare Eigenschaft besitzen müssen. Diese unverwechselbare Eigenschaft ist für die hier betrachteten Quantensysteme immer über die Energie gegeben, die den Quantensystemen zugeordnet werden kann. Die, einem Quantensystem zugeordnete Energie ermöglicht es dann, diesem eine energetische Repräsentation zuzuordnen. Es lässt sich dann zeigen, dass Informationen über den

Zustand eines Quantensystems nur über die für das betrachtete Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen zugänglich sind.

III. Eine energetische Betrachtung einfacher Modellsysteme: Den im II. Abschnitt eingeführten Interpretationsansatz möchte ich hier vertiefen und weiter ausführen. Die betrachteten Quantensysteme werden durch $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen gebildet, die sich in einer linearen Ionenfalle befinden. Ich möchte auch kurz auf das Messproblem eingehen und aufzeigen, dass dieses als unmittelbare Folge des Superpositionsprinzips aufgefasst werden kann. Für die hier betrachteten Modellsysteme kann man dann den tieferen Grund dafür, dass einzelne Messwerte prinzipiell nicht vorhergesagt werden können, wenn mehrere Messwerte möglich sind, auch darin sehen, dass die in den einzelnen Ionen gespeicherte Energie quantisiert ist. Weiter werde ich aufzeigen, dass die über die Rechenbasis zugängliche Information über ein Quantensystem, mit der Information übereinstimmt, die über die, für dieses Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen, zugänglich ist. Ich werde auch aufzeigen, dass man über den Zustand einem Quantensystem innere Eigenschaften zuordnen kann. Können den inneren Eigenschaften die entsprechenden energetischen Repräsentationen zugeordnet werden, so können diese als physikalisch realisiert angesehen werden. Einem Quantensystem können aber auch inhärente Eigenschaften zugeordnet werden. Diese inneren Eigenschaften zeichnen sich dadurch aus, dass diesen nicht die entsprechenden energetischen Repräsentationen zugeordnet werden können. Allerdings ist es möglich, formal äquivalente Quantensysteme einzuführen, über die die inhärenten Eigenschaften eines Quantensystems dann zugänglich werden. Ein bemerkenswertes Ergebnis dieser Überlegungen ist, dass die inneren Eigenschaften bestimmter Produktzustände nur noch als physikalisch realisierte Eigenschaft des Gesamtsystems aufgefasst werden können. Basierend auf diesen Überlegungen werde ich dann einen Vorschlag für eine die Quantenphysik auszeichnende Idee vorstellen.

IV. Elementare Quantensysteme: Nach den im III. Abschnitt angestellten Überlegungen könnte es auch Quantensysteme geben, denen man keine energetische Repräsentation mehr zuordnen kann. Das es solche Systeme gibt, werde ich anhand von Spin $\frac{1}{2}$ Systemen aufzeigen und die für die weitere Diskussion wesentlichen Eigenschaften erläutern. Eine wesentliche Eigenschaft der hier betrachteten elementaren Quantensysteme besteht darin, dass diese jederzeit mittels eines geeignet gewählten Präparationsschrittes in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem überführt werden können. Auch ist immer der umgekehrte Präparationsschritt möglich. Hierzu müssen einzelne Spin $\frac{1}{2}$ Systeme allerdings offensichtlich mit der Umgebung physikalisch in Wechselwirkung treten.

V. Kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen: Überlegungen zum Casimir-Effekt, legen jedoch die Vermutung nahe, dass bestimmte Quantensysteme, die aus mindestens zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systemen zusammengesetzt sind, auch ohne eine physikalische Wechselwirkung mit der Umgebung und ohne eine physikalische Wechselwirkung untereinander, in die entsprechenden energetisch repräsentierten Quantensysteme überführt werden könnten. Der hier postulierte Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation könnte diesen Präparationsschritt ermöglichen. Der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation würde dann zu einem simultanen Umklappen der Spinzustände der beteiligten Spin $\frac{1}{2}$ Systeme führen.

VI. Ein Gedankenexperiment zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung: Das hier vorgeschlagene Gedankenexperiment bietet die Möglichkeit, den im V. Abschnitt postulierten Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation überprüfen zu können. Wenn die postulierten kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen auftreten können, so besteht die einzig mögliche Interpretation dieses Experimentes darin, dass die physikalische Welt nicht kausal abgeschlossen sein kann.

VII: Einbindung des Spin-Statistik-Theorems in den Interpretationsansatz. Ich möchte hier der Frage nachgehen, welche Konsequenzen sich für den in dieser Arbeit entwickelten Interpretationsansatz aus dem in der Quantenphysik gültigen Spin-Statistik-Theorem ergeben. Eine sich hieraus ergebende Konsequenz ist, dass bestimmte Produktzustände mit physikalisch realisierten inneren Eigenschaften eine wechselwirkungsfrei Verschränkung von Quantensystemen ermöglichen sollten. Zur Überprüfung dieser Schlussfolgerung werde ich ein einfaches Gedankenexperiment vorschlagen.

VIII. Philosophische Konsequenzen: Ich möchte hier noch kurz auf einige philosophische Konsequenzen eingehen, die weit über die, für unser physikalisches Weltbild relevanten Fragen hinausgehen. Auch möchte ich auf mögliche Zusammenhänge hinweisen, die zwischen den bisher vorgetragenen Überlegungen und den Möglichkeiten des menschlichen Bewusstseins bestehen könnten.

I. Einleitung: Ich möchte hier kurz die grundsätzlichen Überlegungen zusammenfassen und die diesen zugrundeliegenden Vorstellungen erläutern.

Im Kern geht es in dieser Arbeit um die Frage, ob man zwei physikalisch unabhängige, räumlich getrennte Quantensysteme, zwischen denen es keine Wechselwirkung gibt, auch dann in einen verschränkten Zustand überführen kann, wenn kein klassischer Informationskanal zur Verfügung steht.

Bei allen bisher in der physikalischen Literatur betrachteten Beispielen ist immer entweder eine Wechselwirkung oder ein klassischer Informationskanal zwingend erforderlich, um zwei räumlich getrennte, unabhängige Quantensysteme in einen verschränkten Zustand überführen zu können.

Beispielsweise müssen bei den in [17] beschriebenen Experimenten, die in der linearen Ionenfalle gespeicherten $^{40}\text{Ca}^+$ - Ionen, über die Coulomb-Abstoßung in Wechselwirkung treten können, um diese ausgehend von einem Produktzustand in einen verschränkten Zustand überführen zu können. Allerdings können auf diese Weise nicht beliebig viele Ionen miteinander verschränkt werden, da der für den Präparationsprozess erforderliche Freiheitsgrad „der gemeinsamen Schwingung aller Ionen entlang der Längsachse der Ionenfalle“ mit zunehmender Ionenzahl nicht mehr ausreichend selektiv angeregt oder abgeregt werden kann.

Um einen Quantencomputer realisieren zu können, wäre es daher wünschenswert, ein Präparationsverfahren an der Hand zu haben, das es ermöglicht, zwei unabhängige Ionen auch dann in einen verschränkten Zustand überführen zu können, wenn diese sich in unterschiedlichen, räumlich getrennten Ionenfallen befinden.

Die in [53] beschriebenen Experimente sind ein erster Schritt in diese Richtung. Hierzu wird in zwei räumlich getrennten Ionenfallen jeweils ein Yb^+ - Ion eingefangen. Diese werden in einem ersten Schritt in einen geeigneten Produktzustand präpariert. Um die so präparierten Ionen in den gewünschten verschränkten Zustand überführen zu können, werden beide Ionen mittels geeigneter, ultrakurzer Laserpulse gleichzeitig optisch angeregt. Die angeregten Ionen emittieren dann spontan je ein Photon. Diese werden dann an einem Strahlteiler überlagert und danach detektiert. Berücksichtigt werden nur π – polarisierte Photonen. Wird an den beiden Ausgängen des Strahlteilers gleichzeitig je ein Photon nachgewiesen, so kann daraus geschlossen werden, dass die beiden Ionen erfolgreich in den gewünschten Quantenzustand verschränkt wurden. Die Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Verschränkung liegt bei diesen Experimenten jedoch nur bei $< 3 \times 10^{-8}$.

Zwar handelt es sich bei den in [53] beschriebenen Experimenten um eine wechselwirkungsfreie Verschränkung der beiden Quantensysteme, allerdings ist auch bei diesen Experimenten ein klassischer Informationskanal erforderlich, um die beiden Quantensysteme erfolgreich in den gewünschten verschränkten Zustand überführen zu können.

Um den Grundgedanken, des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Verfahrens zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von räumlich getrennten Quantensystemen bei dem kein klassischer Informationskanal erforderlich ist, nachvollziehen zu können, ist es hilfreich sich den Formalismus der Quantenphysik genauer ansehen.

Im Unterschied zu klassischen Theorien, wie etwa der klassischen Mechanik aber auch der speziellen Relativitätstheorie, bei denen der jeweilige Formalismus als eine unmittelbare Beschreibung von physikalischen Ereignissen im physikalischen Raum aufgefasst werden kann, ist es im Rahmen der Quantenphysik bisher nicht gelungen, eine plausible Vorstellung anzugeben, wie die im Formalismus der Quantenphysik auftretenden Größen physikalischen Ereignissen zugeordnet werden können. Im Rahmen der Quantenphysik werden die einem Quantensystem zugeordneten Eigenschaften durch den, über den jeweiligen Präparationsprozess festgelegten, Zustand beschrieben. Für die zeitliche Entwicklung (die Zustandsdynamik) wird im Rahmen der Quantenphysik, für ein abgeschlossenes Quantensystem, gefordert, dass diese mittels unitärer Operatoren beschreibbar sein muss. Mittels dieser unitären Zustandsdynamik ist es jedoch nicht möglich, einen Messvorgang zu beschreiben. Was einen Messvorgang auszeichnet und wie dieser korrekt formal zu beschreiben ist, ist streng genommen bis heute ein ungelöstes Problem. Im Rahmen der Standardinterpretation das bekannte Messproblem. Auch die Dekohärenztheorie bei der die Umgebung, insbesondere das Messgerät, mit in die quantenphysikalische Beschreibung eingebunden wird, kann diese Frage nicht beantworten.

Klar ist jedoch zumindest, dass der einem Quantensystem zugeordnete Zustand nicht als eine unmittelbare Beschreibung von Ereignissen im physikalischen Raum aufgefasst werden kann. Doch wie kann dann der, im Rahmen der Standardinterpretation, über das Projektionspostulat postulierte Kollaps des Zustands bei einer Messung physikalisch interpretiert werden und welche physikalischen Prozesse laufen bei diesem Vorgang ab?

Eine denkbar einfache und in sich konsistente Beschreibung dieser Vorgänge ermöglicht der in Abschnitt II und III vorgestellte Interpretationsansatz. Im Kern geht dieser von folgender Vorstellung aus:

In der Natur existieren Eigenschaften, die über physikalische Wechselwirkungen prinzipiell nicht zugänglich sind. Man könnte diese Eigenschaften als innere Eigenschaften von Quantensystemen bezeichnen. Die einem Quantensystem physikalisch zuschreibbaren inneren Eigenschaften werden durch den Zustand, den man dem betrachteten Quantensystem im Rahmen der Quantenphysik zuordnet, festgelegt. Das mathematische Objekt „Zustand“ ermöglicht jedoch nicht nur eine

Beschreibung der inneren Eigenschaften eines Quantensystems und deren unitäre Zustandsdynamik, sondern legt auch fest, wie die inneren Eigenschaften eines Quantensystems mit den energetischen Eigenschaften des Quantensystems korreliert sind. Zwischen den inneren Eigenschaften eines Quantensystems und dessen energetischen Eigenschaften besteht eine wechselseitige, aber keine eindeutige Beziehung. Einerseits legen die einem Quantensystem physikalisch zuschreibbaren inneren Eigenschaften die für das Quantensystem möglichen energetischen Eigenschaften (und damit die an dem Quantensystem möglichen Messwerte) eindeutig fest. Andererseits legen die möglichen oder tatsächlich realisierten energetischen Eigenschaften des Quantensystems die physikalisch dem Quantensystem zuschreibbaren inneren Eigenschaften aber weder eindeutig noch vollständig fest. Es scheint gerade so, als ob allein das Wissen, welches man über einen Präparationsprozess, aber auch über einen Messprozess, über ein Quantensystem erlangt, eine Kopplung zwischen den inneren Eigenschaften des Quantensystems und den, diesen entsprechenden energetischen Eigenschaften des Quantensystems erzwingt. Ein Präparationsprozess unterscheidet sich von einem Messprozess dadurch, dass bei einem Präparationsprozess eine der möglichen energetischen Eigenschaften des Quantensystems tatsächlich realisiert werden kann, während bei einem Messprozess lediglich Wissen darüber entsteht, welche energetischen Eigenschaften einem Quantensystem zugeordnet werden können, wobei die tatsächlich realisierte energetische Eigenschaft des Quantensystems bei der Messung aber nicht verändert wird (dieses gilt natürlich nur wenn das Quantensystem bei der Messung nicht vernichtet wird).

Am einfachsten lässt sich diese Vorstellung anhand eines Beispiels verdeutlichen. Werden in der in [17] beschriebenen linearen Ionenfalle zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen in den Singulett-Zustand $\Psi_- = 1/2^{1/2}(|1\rangle_2|0\rangle_1 - |0\rangle_2|1\rangle_1)$ präpariert, so ist dieser bis auf eine globale nicht beobachtbare Phase eindeutig festgelegt. Bei einer Messung an einem der beiden Ionen sind zwei Messergebnisse möglich. „Ion fluoresziert“, dann liegt das Ion nach der Messung im Grundzustand $|1\rangle$ vor und „Ion fluoresziert nicht“, dann liegt das Ion nach der Messung im angeregten Zustand $|0\rangle$ vor (siehe hierzu Abb. 3). Damit ein Ion aber, nachdem das Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ vorliegt, im angeregten Zustand vorliegen kann, muss das Ion zu irgendeinem Zeitpunkt die Energie hf_{01} (h bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum und f_{01} die den Übergang von $|1\rangle$ nach $|0\rangle$ resonant anregende Übergangsfrequenz) aufgenommen haben. Wenn man also das Ion ausgehend vom Grundzustand (diesem wird die Energie Null zugeordnet) durch einen Präparationsschritt in einen beliebigen Zustand präpariert und danach als Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ erhält, so muss das Ion während des Präparationsschrittes irgendwann die Energie hf_{01} aufgenommen haben, da ja nur der Manipulationslaser während des Präparationsschrittes Lichtquanten mit der Energie hf_{01}

bereitstellen kann. Den beiden Ionen im Singulett-Zustand lassen sich somit aber auch die folgenden energetischen Eigenschaften zuordnen: 1.) „In 50% der Fälle besitzt das Ion 1 die Energie hf_{01} und das Ion 2 die Energie Null“ und 2.) „In 50% der Fälle besitzt das Ion 2 die Energie hf_{01} und das Ion 1 die Energie Null“. Wobei prinzipiell nicht entscheidbar ist, welcher Fall konkret vorliegt. Da die in den einzelnen Ionen „gespeicherte Energie“ schon vor der Messung eindeutig das Messergebnis festlegt, kann man dann davon sprechen, dass die in den Ionen gespeicherte Energie den Zustand „energetisch repräsentiert“. Die für den Singulett-Zustand möglichen energetischen Repräsentationen sind dann: 1.) „Das Ion 1 hat die Energie hf_{01} gespeichert und das Ion 2 hat keine Energie gespeichert“ und 2.) „Das Ion 2 hat die Energie hf_{01} gespeichert und das Ion 1 hat keine Energie gespeichert“. Eine Messung kann somit lediglich unser Wissen über die einem Quantensystem zugeschriebenen energetischen Eigenschaften ändern. Die tatsächlich realisierten energetischen Eigenschaften (die tatsächlich realisierte energetische Repräsentation) des Quantensystems wird durch eine Messung jedoch nicht verändert.

Erhält man beispielsweise als Messergebnis am Ion 1 „Ion fluoresziert nicht“, so weiß man, dass das Quantensystem die energetische Repräsentation „Das Ion 1 hat die Energie hf_{01} gespeichert und das Ion 2 hat keine Energie gespeichert“ realisiert hat. Dieses Wissen hat dann zur Folge, dass die dem Singulett-Zustand zugeordneten inneren Eigenschaften nicht mehr an die energetischen Eigenschaften des Quantensystems koppeln können, da das durch die Messung erlangte Wissen über das Quantensystem eine Kopplung der, dem Zustand $|1,0\rangle$ zugeordneten, inneren Eigenschaften an die energetischen Eigenschaften des Quantensystems erzwingt. Dabei spielt es keine Rolle, ob dieses Wissen tatsächlich vorliegt. Wesentlich ist lediglich, dass es prinzipiell möglich ist, dass dieses Wissen zu irgendeinem Zeitpunkt den beiden Ionen zugeordnet werden könnte. Innere Eigenschaften können in diesem Sinne weder erzeugt noch vernichtet werden. Sie können lediglich eine Wirkung auf das betrachtete Quantensystem haben oder eben auch nicht. Abhängig von dem Wissen welches über das Quantensystem vorliegt.

Wenn diese Vorstellung zutreffend ist, so stellt sich die Frage, ob ein Quantensystem zwingend eine energetische Repräsentation realisieren muss? Dass dieses nicht so ist, wird in Abschnitt IV anhand von Spin $1/2$ Systemen gezeigt. Präpariert man beispielsweise zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen, in der in [17] beschriebenen linearen Ionenfalle in den Singulett-Zustand $1/2^{1/2}(|1\rangle_2|2\rangle_1 - |2\rangle_2|1\rangle_1)$, so ergibt sich folgende Situation: Beide Ionen liegen im elektronischen Grundzustand ($4^2S_{1/2}$) vor. Da der Kernspin der verwendeten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen gleich Null ist, beschreibt der Zustand $1/2^{1/2}(|1\rangle_2|2\rangle_1 - |2\rangle_2|1\rangle_1)$ ein aus zwei Spin $1/2$ Systemen zusammengesetztes System mit Gesamtspin 0. Der elektronische Grundzustand wird durch den Zeemann-Effekt in den energetisch

tiefer liegende Zustand $|1\rangle$ mit der magnetischen Quantenzahl $m = -1/2$ (diesem wird die Energie $-\Delta E_z/2$ zugeordnet) und den energetisch höher liegenden Zustand $|2\rangle$ mit der magnetischen Quantenzahl $m = +1/2$ (diesem wird die Energie $+\Delta E_z/2$ zugeordnet) aufgespalten. Dem Quantensystem können somit über die Wechselwirkungsenergie energetische Eigenschaften zugeordnet werden, die die physikalisch dem Quantensystem zuschreibbaren inneren Eigenschaften energetisch repräsentieren (mit $\Delta E_z > 0$ sei die Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen $|2\rangle$ und $|1\rangle$ bei eingeschaltetem Magnetfeld bezeichnet). Schaltet man nun das in z-Richtung der Ionenfalle überlagerte Magnetfeld aus, so fallen die beiden Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ zusammen. Solange das Magnetfeld ausgeschaltet ist, kann dem System im Zustand $1/2^{1/2}(|1\rangle_2|2\rangle_1 - |2\rangle_2|1\rangle_1)$ keine energetische Repräsentation zugeordnet werden, da die beiden Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ dann energetisch zusammenfallen und es somit nicht möglich ist, dass das Quantensystem die, den physikalisch dem Quantensystem zuschreibbaren Inneren Eigenschaften, entsprechenden energetischen Eigenschaften realisieren kann. Quantensysteme die keine energetischen Repräsentationen besitzen könnte man als „elementare Quantensysteme“ bezeichnen. Mittels des Spin-Freiheitsgrades ist es somit möglich, elementare Quantensysteme zu präparieren. Schaltet man das Magnetfeld wieder ein, so wird hierdurch automatisch wieder eine für das Quantensystem mögliche energetische Repräsentation erzeugt (für ein Quantensystem im Singulett-Zustand hat der zeitliche Verlauf beim Ein- oder Ausschalten des Magnetfeldes keinen Einfluss auf den Zustand, solange das Magnetfeld homogen ist). Den Ein- und Ausschaltvorgang des der Ionenfalle überlagerbaren Magnetfeldes kann man aber auch als einen Präparationsschritt auffassen. Die Tatsache, dass der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes beim Ein- und Ausschaltvorgang, für ein Quantensystem im Singulett-Zustand, keinen Einfluss auf das Ergebnis dieser Präparationsschritte hat, kann man nun aber auch so interpretieren, dass durch diese Präparationsschritte das Wissen über das Quantensystem prinzipiell nicht verändert werden kann. Die inneren Eigenschaften scheinen somit nicht aufgrund der am Quantensystem realisierten energetischen Repräsentation an das Quantensystem zu koppeln, sondern alleine aufgrund des Wissens, welches über das Quantensystem vorliegt, an das Quantensystem zu koppeln.

Der Grundgedanke des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Verfahrens zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von räumlich getrennten Quantensystemen bei dem kein klassischer Informationskanal erforderlich ist, lässt sich nun besonders einfach anhand des in [53] beschriebenen Verfahrens zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen verdeutlichen, wenn man als Ausgangszustand den Produktzustand $\Psi_{in} = 1/2(|0\rangle_2 + |1\rangle_2)(|0\rangle_1 + |1\rangle_1)$ wählt. Um in [53] den für die Verschränkung erforderlichen Präparationsschritt durchführen zu können, muss das

Quantensystem als energetisch repräsentiertes Quantensystem (das Quantensystem hat eine, für das Quantensystem mögliche, energetische Repräsentation realisiert) vorliegen. Damit dieser Präparationsschritt die für die Bell-Messung benötigten Photonen korrekt präparieren kann, muss über die Intensität der nur etwa 1 ps langen Laserpulse sichergestellt sein, dass beide Ionen gleichzeitig angeregt werden können und diese jeweils genau ein Photon emittieren. Weiter ist die äußerst kurze Pulsdauer erforderlich, um sicherstellen zu können, dass es prinzipiell unmöglich ist zu entscheiden, welches Ion welche Energie aus dem Laserpuls aufgenommen hat. Könnte man entscheiden welches Ion welche Energie aufgenommen hat, so wäre es prinzipiell unmöglich die zur Verschränkung der beiden Ionen erforderlichen Photonen in den benötigten Bell-Zustand zu präparieren, da man dann wüsste, welches Photon von welchem Ion emittiert wurde. Da man prinzipiell nicht vorhersagen kann, welche der für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen tatsächlich realisiert wurde, kann man nun nur darauf warten, bis das Quantensystem rein zufällig eine der gewünschten energetischen Repräsentationen realisiert hat. Wann dieses der Fall ist, wird über das Ergebnis der Bell-Messung eindeutig angezeigt. Erhält man bei der Bell-Messung das Ergebnis „an beiden Detektoren wurde gleichzeitig je ein Photon nachgewiesen“, so weiß man, dass dann das Quantensystem eine, dem Zustandsanteil Ψ . zuschreibbare energetische Repräsentation realisiert hat. Dieses Wissen über das Quantensystem führt dann dazu, dass nun nicht mehr die dem ursprünglichen Produktzustand Ψ_{in} zugeordneten inneren Eigenschaften an das Quantensystem koppeln können, sondern nun nur noch die dem Zustand Ψ . zugeordneten inneren Eigenschaften an das Quantensystem koppeln können. Die beiden Ionen wurden also durch die Bell-Messung erfolgreich in den maximal verschränkten Zustand $-\Psi$. überführt.

Eine ganz grundsätzliche Schwierigkeit der in [53] beschriebenen Experimente ist, dass man dort mit energetisch repräsentierten Quantensystemen arbeitet und man somit immer darauf warten muss, bis das Quantensystem rein zufällig eine, der für die Verschränkung erforderlichen, energetischen Repräsentationen realisiert hat. Sehr viel einfacher wäre es, wenn man ein elementares Quantensystem so in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem überführen könnte, dass bei diesem Präparationsschritt nicht mehr alle für das elementare Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen realisiert werden können, sondern nur noch bestimmte energetische Repräsentationen realisiert werden können. Doch wie könnte dieses erreicht werden?

Ganz offensichtlich müsste hierzu ein selektiv wirkender Zwang auf das Quantensystem ausgeübt werden können. Nach den Überlegungen in Abschnitt V könnte dieses dadurch geschehen, dass man das Quantensystem energetisch an Vakuumfluktuationen koppelt. Wie Überlegungen zum Casimir-Effekt zeigen, sollte es

möglich sein, eine beliebige Energie für eine beliebig lange Zeit aus dem Vakuum zu entnehmen, sofern die entsprechende Energie an einer anderen Stelle zeitgleich wieder an das Vakuum abgegeben wird. Ein ganz analoger Vorgang wäre dann aber auch für ein Quantensystem, das aus zwei identischen Spin $1/2$ Systeme besteht, denkbar, sofern man dem Quantensystem den Zustandsanteil Ψ zuordnet und das Quantensystem die für den Zustandsanteil Ψ möglichen energetischen Repräsentationen realisieren kann. Am einfachsten lässt sich diese Vermutung anhand eines Beispiels verdeutlichen: Präpariert man ein aus zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen bestehendes Quantensystem, wie in [17] beschrieben, in den Singulett-Zustand $1/2^{1/2}(|1\rangle_2|2\rangle_1 - |2\rangle_2|1\rangle_1)$, so liegt das Quantensystem, bei ausgeschaltetem Magnetfeld, als elementares Quantensystem vor. Sobald das der Ionenfalle überlagerbare Magnetfeld eingeschaltet wird, muss ein Ion die Energie $\Delta E_z/2$ im Spin-Freiheitsgrad aufnehmen und das andere Ion die Energie $\Delta E_z/2$ im Spin-Freiheitsgrad abgeben. Erfolgt der Einschaltvorgang nun so schnell, dass die Einschaltzeit Δt_s die Bedingung $\Delta t_s < h/(4\pi \Delta E_z/2)$ (Energie-Zeit-Unschärfe-Relation) erfüllt, so könnte ein Ion die Energie $\Delta E_z/2$ durch Absorption eines, durch eine Vakuumfluktuation entstanden, Photons aufnehmen und das andere Ion die Energie $\Delta E_z/2$, durch Abstrahlung eines Photons, an das Vakuum wieder abgeben. Physikalisch ließe sich dieser Vorgang als simultanes Umklappen der Spins interpretieren. Daher könnte man diesen Prozess auch als „kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen“ bezeichnen.

Die Frage ist dann natürlich, ob der in Abschnitt V postulierte Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen tatsächlich auftreten kann und wenn ja, mit welcher Wahrscheinlichkeit? Wie in Abschnitt VII gezeigt wird, lässt sich diese Frage mit Hilfe des Spin-Statistik-Theorems angehen. Betrachtet man das Spin-Statistik-Theorem genauer, so stellt sich eine ganz grundsätzliche Frage: Welche Wirkung kann der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems auf eine konkrete physikalische Situation zugeordnet werden und wie kann diese in Form eines Präparationsprozesses formuliert werden?

Einen Anhaltspunkt für bestimmte Fälle liefert die, sich an einem symmetrischen Strahlteiler ergebende Situation, wenn zwei zuvor unterscheidbare, identische Quantensysteme so auf den Strahlteiler auftreffen, dass diese nach dem Strahlteiler als ununterscheidbar angesehen werden müssen. Die Wirkung, die der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems in dieser Situation zugeordnet werden kann, lässt sich für Bosonen formal mittels des unitären Operators U_{NLB} und für Fermionen mittels des unitären Operatores U_{NLF} beschreiben (siehe hierzu Gl. (59) bzw. Gl. (60)). Wie in Abschnitt VII weiter gezeigt wird, müssen die den Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} zugeordneten Präparationsprozesse dann die folgenden Bedingungen erfüllen: 1.): Es muss prinzipiell unmöglich sein, ein einzelnes Quantensystem manipulieren zu können

und 2.): Es muss prinzipiell unmöglich sein den Präparationsprozess als solchen beeinflussen zu können. Wobei zu beachten ist, dass die Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} ein elementares Quantensystem in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem überführen.

Ein ganz bemerkenswertes Ergebnis dieser Überlegungen ist, dass an keiner Stelle explizit eingeht, dass die einzelnen Quantensysteme nach dem Strahlteiler als ununterscheidbar angesehen werden müssen. Dieses legt die Vermutung nahe, dass die Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} auch in Situationen realisiert werden könnten, in denen die Quantensysteme unterscheidbar bleiben.

Wenn diese Vermutung zutrifft, dann würde daraus folgen, dass der in Abschnitt V postulierte Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen in bestimmten Situationen mit Sicherheit eintreten muss. Am einfachsten lassen sich diese Überlegungen anhand eines Beispiels verdeutlichen: Präpariert man in der, in [17] beschriebenen, Ionenfalle zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen als elementares Quantensystem in den Produktzustand $1/4^{1/2}(i|1>_2|1>_1 + i|2>_2|2>_1 + |2>_2|1>_1 - |1>_2|2>_1)$, so kann dieses durch Einschalten des, der Ionenfalle überlagerbaren Magnetfeldes in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem überführt werden. Wählt man die Einschaltzeit Δt_s so kurz, dass die Bedingung $\Delta t_s < h/(4\pi \Delta E_z/2)$ erfüllt ist, so sollte nach den Überlegungen in Abschnitt V der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen auftreten. Die Frage ist dann natürlich, in welchen Zustand das Quantensystem überführt wird? Treffen die Überlegungen in Abschnitt VII zu, so lässt sich der Einschaltvorgang des Magnetfeldes durch einen unitären Operator der Form U_{NLF} beschreiben, da die für die Realisierung des Operators U_{NLF} erforderlichen Bedingungen erfüllt sind. Die erste Bedingung ist erfüllt, da für das Magnetfeld angenommen wurde, dass dieses homogen ist. Somit ist es prinzipiell unmöglich, ein einzelnes Ion durch das Einschalten des Magnetfeldes zu manipulieren. Die zweite Bedingung ist erfüllt, da die Randbedingung $\Delta t_s < h/(4\pi \Delta E_z/2)$ sicherstellt, dass den energetischen Eigenzuständen der Ionen während des Einschaltvorgangs keine definierte Energie und daher dem Quantensystem auch keine zeitliche Zustandsentwicklung zugeordnet werden kann. Was zur Folge hat, dass es prinzipiell unmöglich ist den durch den Einschaltvorgang realisierten Präparationsprozess gezielt beeinflussen zu können. Nach dem Einschaltvorgang sollte das Quantensystem daher mit Sicherheit in dem maximal verschränkten Singulett-Zustand $1/2^{1/2}(|2>_2|1>_1 - |1>_2|2>_1) = -\psi$ als energetisch repräsentiertes Quantensystem vorliegen.

Der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen könnte somit die Verschränkung von unabhängigen Spin 1/2 Systemen ermöglichen, ohne dabei auf eine Wechselwirkung oder auf einen klassischen Informationskanal zurückgreifen zu

müssen. Dieses sollte auch dann möglich sein, wenn die beiden Spin $1/2$ Systeme in unterschiedlichen, räumlich getrennten Ionenfallen lokalisiert sind. Hierzu müsste dann lediglich vor Inbetriebnahme der Aufbauten ein verbindliches Protokoll erstellt werden, welches festlegt, zu welchen Zeitpunkten die, den jeweiligen Ionenfallen überlagerbaren, Magnetfelder zeitgleich eingeschaltet werden.

Um einen leistungsfähigen Quantencomputer realisieren zu können, sollte der für die Verschränkung zweier Quantensysteme herangezogene Präparationsprozess skalierbar sein. D.h., dieser sollte grundsätzlich auch dann anwendbar sein, wenn die Anzahl der beteiligten Quantensysteme beliebig groß ist. Der in Abschnitt V postulierte Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen könnte dieses ermöglichen.

II. Ein erster Interpretationsansatz: Es gibt wohl keinen anderen Bereich in der Physik, der sich so hartnäckig unserer Intuition entzieht wie die Quantenphysik. Die Quantenphysik ermöglicht uns zwar eine unglaublich präzise Beschreibung der Natur, eine wirklich befriedigende Interpretation liegt allerdings noch immer nicht vor. Die am weitesten verbreitete Interpretation ist die Standardinterpretation [1], deren Begriffe und Vorstellungen ich im Folgenden zugrunde legen möchte. Es werden aber auch andere Ansätze, die sich grundsätzlich von der Standardinterpretation unterscheiden, diskutiert. Beispielsweise die Bohmsche Mechanik [2] oder die Viele-Welten-Interpretation von Everett [1]. Auf diese möchte ich hier aber nicht weiter eingehen, da die grundsätzlichen Fragen im Rahmen der Standardinterpretation klar formuliert werden können. Allein schon die Tatsache, dass bis heute so unterschiedliche Interpretationsansätze diskutiert werden, kann man wohl nur als Indiz dafür auffassen, dass offensichtlich grundsätzliche Zusammenhänge noch nicht befriedigend verstanden sind.

Ein Grund hierfür ist sicher darin zu sehen, dass Begriffe und Vorstellungen durch unsere alltägliche Erfahrung geprägt sind. Naturgemäß ist es dann nicht verwunderlich, wenn man auf Schwierigkeiten stößt, mittels dieser Begriffe und Vorstellungen Phänomene zu beschreiben, die von unseren gewohnten Vorstellungen abweichenden Gesetzmäßigkeiten folgen. Nun ist die Quantenphysik jedoch nicht die erste physikalische Theorie die unsere Vorstellungen von der Welt auf eine harte Probe stellen. Betrachtet man beispielsweise die historische Entwicklung die zur Ausformulierung der klassischen Elektrodynamik geführt hat [3], so muss man feststellen, dass erst mit Einführung des Feldbegriffes durch Faraday die klassische Elektrodynamik in Form der Maxwell-Gleichungen möglich wurde. Erst mit der Einführung des Feldbegriffs konnten die beobachteten Phänomene systematisch eingeordnet werden und sich Vorstellungen von den zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten entwickeln. Welcher Mühen es bedurfte, den vom heutigen Standpunkt plausiblen Feldbegriff einzuführen, kann man wahrscheinlich nur schwerlich

nachvollziehen. Eine weitere, mit der klassischen Elektrodynamik historisch eng verbundene Theorie ist die von Einstein 1905 veröffentlichte spezielle Relativitätstheorie [4]. Im Unterschied zur Entwicklung der klassischen Elektrodynamik lagen in diesem Fall alle benötigten Begriffe bereits vor. Aber auch im Fall der speziellen Relativitätstheorie mussten gewohnte Vorstellungen aufgegeben werden. Für alle damals bekannten Wellen zeigte die Erfahrung, dass diese sich in einem Medium beispielsweise der Luft ausbreiten. Es war daher naheliegend zu postulieren, dass sich auch die, durch die Maxwell-Gleichungen beschriebenen, elektromagnetischen Wellen in einem Medium (dem Äther) ausbreiten. Man wusste allerdings schon damals, dass die Maxwell-Gleichungen unter Transformationen invariant sind, die heute als Lorentz-Transformationen bezeichnet werden, nicht aber unter Galilei-Transformationen invariant sind. Da die klassische Mechanik Galilei-invariant ist, lag die Forderung nahe, dass alle physikalischen Gesetze unter Galilei-Transformationen invariant sein sollten. Die Ätherhypothese implizierte aber, dass die klassische Elektrodynamik sich von allen anderen Bereichen der Physik unterscheidet, da es ein ausgezeichnetes Inertialsystem geben müsste in dem der Äther ruht. Allerdings scheiterten alle Versuche Inertialsysteme die sich relativ zum Äther bewegen zu finden. Ein bekanntes Experiment hierzu ist das Michelson-Morley Experiment [5]. Einstein gab die Forderung der Invarianz aller Naturgesetze unter Galilei-Transformationen und damit auch die Ätherhypothese auf und postulierte im Rahmen der speziellen Relativitätstheorie, dass alle Naturgesetze in allen Inertialsystemen die gleiche Form haben und dass die Lichtgeschwindigkeit c in allen Inertialsystemen denselben Wert hat. Die Forderung, dass die Lichtgeschwindigkeit in allen Inertialsystemen denselben Wert hat, impliziert, dass alle Naturgesetze Lorentz-invariant sind. Diese beiden Postulate sind um so bemerkenswerter, wenn man bedenkt, dass 1905 noch keinerlei experimentelle Daten vorlagen, die diese beiden Postulate bestätigt hätten.

Worin ist nun aber die Ursache dafür zu sehen, dass sich die Quantenphysik so hartnäckig unserer Intuition entzieht, wir aber für die klassische Elektrodynamik und die spezielle Relativitätstheorie ein intuitives Verständnis entwickeln und auch auf eine allgemein akzeptierte Interpretation zurückgreifen können? Den wesentlichen Grund hierfür könnte man darin sehen, dass sowohl in der klassischen Elektrodynamik als auch in der speziellen Relativitätstheorie in prägnanter Weise eine neue, die jeweilige Theorie auszeichnende Idee klar erkennbar ist. Was man unter einem Feld, beispielsweise dem elektrischen Feld zu verstehen hat, ist durch eine einfach verständliche, zumindest im idealisierten Fall, tatsächlich durchführbare Messvorschrift vorgegeben. Man messe die Kraft auf eine Probeladung zu einer bestimmten Zeit, an einem bestimmten Ort und verringere dann die Größe der Probeladung so lange, bis der gemessene Wert für den Quotienten Kraft pro Probeladung sich nicht mehr ändert (streng genommen ermittelt man den Grenzwert, wenn man die Größe der Probeladung

gegen Null gehen lässt). Dieser Grenzwert entspricht dann der Feldstärke des elektrischen Feldes zu dieser Zeit, an diesem Ort. Für die spezielle Relativitätstheorie ist die neue, diese auszeichnende Idee schon in den beiden Postulaten klar verständlich formuliert. In diesem Sinne kann man die klassische Elektrodynamik und die spezielle Relativitätstheorie als vollständig oder abgeschlossen bezeichnen. Für die Quantenphysik ist es bisher jedoch nicht gelungen, eine diese „auszeichnende Idee“ anzugeben.

Der erste Schritt, um zu einer befriedigenden Interpretation für die Quantenphysik zu gelangen, ist ein tieferes Verständnis für die zentralen Begriffe der Quantenphysik zu entwickeln. Der zentrale Begriff in der Quantenphysik ist der Zustandsbegriff. Im Folgenden werden ausschließlich reine Zustände betrachtet. Diese können immer als Zustandsvektoren in einem geeignet gewählten Hilbertraum beschrieben werden [1]. Weiter möchte ich die in der Physik übliche Dirac-Schreibweise verwenden [1]. Ganz wesentliche Eigenschaften der Quantenphysik ergeben sich aus dem für Zustände postulierten Superpositionsprinzip [6], [7]. Unter dem Superpositionsprinzip versteht man Folgendes:

Gibt es bei der Präparation eines Zustandes mehrere unterschiedliche Möglichkeiten (Wege), in der Weise, dass es nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden, welche Möglichkeit (Weg) realisiert wurde, so ergibt sich der durch den Präparationsprozess resultierende Zustand durch die, mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsamplitude gewichtete Summe der einzelnen Möglichkeiten (Wege).

Diese etwas abstrakt anmutende Formulierung des Superpositionsprinzips möchte ich zum besseren Verständnis kurz an einem einfachen Beispiel erläutern. Der aus der Optik bekannte verlustfreie symmetrische Strahlteiler (siehe Abb. 1) überführt den Zustand $\Psi^0 = |1\rangle$ des von oben auf den Strahlteiler ST 1 eintreffenden Photons (Weg 1) in eine Superposition der Wege 2 und 3 nach:

$$|1\rangle \rightarrow \Psi^1 = 1/\sqrt{2} (|2\rangle + i |3\rangle) \quad (1)$$

Die Beziehung (1) ergibt sich allerdings auch ganz allgemein aus der Forderung, dass die durch einen verlustfreien symmetrischen Strahlteiler hervorgerufene Zustandstransformation im Rahmen der Quantenphysik durch eine unitäre Transformation beschreibbar sein muss [8], [1]. Der Faktor i kann als bei der Reflektion auftretender Phasensprung von $\pi/2$ bezogen auf den transmittierten Anteil interpretiert werden. Der Zustand Ψ^0 steht hier für den, dem einzelnen Photon zugeordneten Wellenzug (Wellenpaket). Dieser wird über die Eigenschaften der verwendeten Quelle festgelegt. Die Wellenzüge $|1\rangle$ und $|2\rangle$ unterscheiden sich von $|3\rangle$ nur durch die

unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen. Die durch die beiden prinzipiell ununterscheidbaren Möglichkeiten (Weg 2 oder 3) festgelegten Wahrscheinlichkeitsamplituden sind dann gegeben durch $1/(2)^{1/2}$ bzw. $i/(2)^{1/2}$. Wie man an diesem Beispiel erkennen kann, müssen die Wahrscheinlichkeitsamplituden, im Gegensatz zu den in der klassischen statistischen Physik ausschließlich auftretenden positiven Wahrscheinlichkeitsdichten keine positiven Funktionen sein, sondern können auch komplexe Werte annehmen. Die beiden Begriffe müssen daher streng auseinandergehalten werden. Erst durch die Bildung des Betragsquadrates der Wahrscheinlichkeitsamplituden erhält man statistisch interpretierbare Größen. In diesem Fall die Wahrscheinlichkeiten dafür, das auf dem Weg 1 auf den symmetrischen Strahlteiler auftreffende Photon, nachdem dieses den Strahlteiler passiert hat, auf dem Weg 2 bzw. 3 zu detektieren. Die in (1) beschriebene Strahlteilereigenschaft gilt nicht nur für Photonen, sondern ganz allgemein sowohl für Bosonen als auch für Fermionen.

Eine unmittelbare Folge des Superpositionsprinzips ist, dass Quantensysteme über beliebige Entfernungen augenblicklich aufeinander einwirken können. Die Quantenphysik kann für diese Wirkung aber weder einen Mechanismus noch eine plausible Erklärung angeben. Als Erste haben auf diesen Sachverhalt 1935 Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen (EPR) in [9] hingewiesen. Quantensysteme bei denen dieser ganz wesentliche Aspekte der Quantenphysik auftritt, werden als verschränkte Systeme bezeichnet. Verschränkte Quantensysteme sind statistisch stärker korreliert als dieses klassisch möglich ist. Besonders eindrucksvolle Experimente hierzu sind Experimente zur Teleportation [10] oder zum „entanglement swapping“ [11] mit Photonen. Bei diesen Experimenten können die Distanzen zwischen den einzelnen Teilsystemen viele Kilometer betragen.

Bei allen in der Literatur betrachteten verschränkten Quantensystemen ist immer ein klassischer Informationskanal notwendig, um die Verschränkung der beteiligten Teilsysteme erkennen zu können. Man sieht sich mit der paradoxen Situation konfrontiert, dass zwar vermittelt über die Verschränkung der beteiligten Teilsysteme diese nichtlokal verbunden sind, das Wissen über diese Verschränkung aber nur über einen klassischen Informationskanal gewonnen werden kann. Betrachtet man die Literatur, siehe beispielsweise [12], so kann man sich nicht des Eindrucks erwehren, dass diese Vorstellung zu einem Postulat erhoben wird. Worauf beruht nun aber die Vorstellung, dass ein klassischer Informationskanal zwingend erforderlich ist, um erkennen zu können, dass zwei Teilsysteme Teile eines verschränkten Quantensystems sind?

Die grundsätzliche Argumentation ist die Folgende: In der Quantenphysik sind einzelne Messwerte prinzipiell nicht vorhersagbar, wenn mehrere Messergebnisse möglich sind.

Dieses trifft natürlich auch auf verschränkte Systeme zu. Da weiter durch keine, wie auch immer geartete Messung an einem Teilsystem, die statistische Verteilung der möglichen Messwerte an den anderen Teilsystemen verändert werden kann, kann die Verschränkung von einzelnen Teilsystemen nur dadurch erkannt werden, dass die einzelnen Messwerte der beteiligten Teilsysteme zusammengeführt und dann statistisch ausgewertet werden. Hierzu ist allerdings ein klassischer Informationskanal notwendig.

Es ist zwar eine Tatsache, dass einzelne Messergebnisse in der Quantenphysik nicht einmal prinzipiell vorhergesagt werden können, wenn mehrere Messergebnisse möglich sind, allerdings ist auch dieser Sachverhalt ein grundsätzlich unverstandener. Denn es ist in der Quantenphysik nicht möglich eine Beschreibung oder eine prägnante Vorstellung anzugeben, die es ermöglicht zu erklären, wieso in einem konkreten Experiment ein spezifisches Messergebnis auftritt und nicht ein anderes, wenn mehrere Messergebnisse möglich sind. Im Rahmen der Standardinterpretation zeigt sich dieses Problem dann als Messproblem. Dieses ist bis heute nicht gelöst. Auch die Dekohärenztheorie [1] in der die Umgebung, insbesondere das Messgerät, mit in die quantenphysikalische Beschreibung eingebunden wird, kann diese Frage nicht beantworten. Auch ist es zutreffend, dass durch keine, wie auch immer geartete Messung an einem Teilsystem, die statistische Verteilung der möglichen Messwerte an den anderen Teilsystemen verändert werden kann. Für Experimente, bei denen lediglich Messungen an den einzelnen Teilsystemen durchgeführt werden, kann daher gefolgert werden, dass nur genau dann erkannt werden kann, dass die beteiligten Teilsysteme Teil eines verschränkten Quantensystems sind, wenn zusätzlich ein klassischer Informationskanal zur Verfügung steht. Allerdings kann hieraus nicht geschlossen werden, dass im Rahmen der Quantenphysik prinzipiell ein klassischer Kanal benötigt wird, um erkennen zu können, dass die beteiligten Teilsysteme Teil eines verschränkten Quantensystems sind. Denn hierzu müsste man zeigen können, dass es im Rahmen der Quantenphysik keine andere Möglichkeit zur Informationsübertragung geben kann. Genau dieser Beweis konnte bisher jedoch nicht erbracht werden (siehe hierzu auch die Bemerkungen am Ende von Abschnitt VI).

Der eigentliche Grund für die Vorstellung, dass ein klassischer Kanal zwingend erforderlich ist, um erkennen zu können, dass zwei Teilsysteme Teile eines verschränkten Quantensystems sind, liegt in unseren durch die klassische Physik geprägten Erfahrungen und den daraus bedingten Vorstellungen begründet. Im Rahmen der klassischen Physik ist es zwingend erforderlich, Energie von dem Sender der Information zu dem Empfänger der Information übertragen zu können. Da nach der speziellen Relativitätstheorie die Lichtgeschwindigkeit c in allen Inertialsystemen denselben Wert hat und Materie nicht auf eine Geschwindigkeit $\geq c$ beschleunigt werden kann, ist ein Austausch von Energie nur maximal mit Lichtgeschwindigkeit

möglich. Somit kann aber ein Informationsaustausch ebenfalls nur mit maximal Lichtgeschwindigkeit erfolgen. Verschränkte Quantensysteme können zwar augenblicklich aufeinander einwirken, diese Wirkung ist aber offensichtlich nicht mit einem Austausch von Energie zwischen den beteiligten Teilsystemen verbunden. Wenn diese Vorstellung zutrifft, kann dann aber Information zwischen den beteiligten Teilsystemen nur maximal mit Lichtgeschwindigkeit mittels eines klassischen Kanals ausgetauscht werden, da ja nur dieser den notwendigen Energieaustausch ermöglicht.

Nun wird man diese klassische Vorstellung nicht ohne triftigen Grund aufgeben. Die Frage ist also, ob es innerhalb der Quantenphysik experimentelle Hinweise gibt, die darauf hindeuten, dass man Informationen zwischen zwei räumlich getrennten Orten austauschen kann, ohne dass Energie zwischen diesen ausgetauscht wird. Wie die in [13] beschriebenen Experimente zur wechselwirkungsfreien Quantenmessung zeigen, ist es zumindest möglich, Informationen über einen Ort an einem von diesem räumlich getrennten Ort zu erlangen, ohne dass zwischen beiden Orten Energie ausgetauscht wird, diese Orte also zu keinem Zeitpunkt in irgendeiner Form energetisch in Wechselwirkung getreten sind. Besonders anschaulich lässt sich das Prinzip der wechselwirkungsfreien Quantenmessung anhand des in Abb. 1 schematisch dargestellten Mach-Zehnder-Interferometers verdeutlichen. Das Mach-Zehnder-Interferometer besteht aus zwei verlustfreien, symmetrischen Strahlteilern und zwei idealerweise ebenfalls verlustfreien Spiegeln. Am Strahlteiler ST 1 wird das einfallende Licht zunächst in zwei Wellenzüge aufgespalten und mittels der beiden Spiegel Sp 1 und Sp 2 wieder am Strahlteiler ST 2 überlagert. Trifft nun ein einzelnes Photon von oben auf den Strahlteiler ST 1, so wird der Zustand Ψ^0 gemäß der Strahlteilerregel (1) in eine Superposition der beiden möglichen Wege überführt. Wendet man die Strahlteilerregel (1) auf die auf den Strahlteiler ST 2 auftreffenden Anteile $|2\rangle$ und $|3\rangle$ an, so werden diese bei einem symmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer (beide möglichen Wege sind exakt gleich lang) überführt in:

$$|2\rangle \rightarrow 1/(2)^{1/2} (|4\rangle + i |5\rangle) \quad (2)$$

$$|3\rangle \rightarrow 1/(2)^{1/2} (|5\rangle + i |4\rangle) \quad (3)$$

Zusammen mit (1) ergibt sich dann für ein symmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer die Beziehung:

$$\Psi^0 = |1\rangle \rightarrow \Psi^4 = i |5\rangle \quad (4)$$

Das auf dem Weg 1 auf den ersten Strahlteiler auftreffende Photon wird also, nachdem es das Mach-Zehnder-Interferometer durchquert hat, dieses mit Sicherheit auf dem

Weg 5 wieder verlassen. Somit wird, wenn man einmal von technischen Schwierigkeiten absieht, immer der Detektor D 1 ansprechen. Der Detektor D 2 wird also im idealen Fall nie ein Photon detektieren. Diese Situation ändert sich jedoch schlagartig, wenn man einen der beiden möglichen Wege durch ein Hindernis blockiert. Blockiert man beispielsweise den Weg 2 durch einen weiteren Detektor D 3 (siehe Abb. 1), so wird das auf dem Weg 1 in das Mach-Zehnder-Interferometer eintretende Photon in 50% der Fälle von dem Detektor D 3, in 25% der Fälle von dem Detektor D 2 und in 25% der Fälle von dem Detektor D 1 detektiert.

Um verstehen zu können warum man hier von einer wechselwirkungsfreien Quantenmessung sprechen kann, ist es notwendig, sich zu überlegen, welche Eigenschaften man einem Photon zuschreiben kann. In den in [13] beschriebenen Experimenten liegt die Kohärenzlänge der verwendeten Photonen in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$. Die Kohärenzlänge entspricht ungefähr der Länge des Wellenzugs (Wellenpaketes) eines Photons entlang der Ausbreitungsrichtung. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wird der Bereich den einzelne Photonen einnehmen können durch die, hier nicht eingezeichneten, bei der Erzeugung der Photonen verwendeten Blenden festgelegt. Die Größenordnung der Blenden liegt im Millimeterbereich. Somit ist die Energie einzelner Photonen mit Sicherheit in einem Raumgebiet von etwa $100\ \mu\text{m}$ Länge und einem Durchmesser von etwa $1\ \text{mm}$ lokalisiert (wenn man einmal von kreisrunden Blenden ausgeht), das sich mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegt. Weiter ist es eine experimentell bestätigte Tatsache, dass die Energie eines Photons an einem Strahlteiler nicht aufgeteilt wird. Die Energie eines Photons wird also an einem Strahlteiler entweder vollständig reflektiert oder vollständig transmittiert, wobei es prinzipiell nicht möglich ist vorherzusagen welcher Fall eintritt. Würden sich Photonen wie klassische Teilchen verhalten, so würden diese wiederum, wenn der Weg 2 durch den Detektor D 3 blockiert wird, in 50% der Fälle vom Detektor D 3, in 25% der Fälle vom Detektor D 2 und in 25% der Fälle vom Detektor D 1 detektiert. Erst wenn beide Wege im Interferometer zur Verfügung stehen zeigt sich, dass Photonen den Gesetzmäßigkeiten der Quantenphysik unterliegen. Würden sich Photonen wie klassische Teilchen verhalten, so würden diese, wenn beide Wege möglich sind, in 50% der Fälle vom Detektor D 1 und in 50% der Fälle vom Detektor D 2 registriert. Da Photonen aber den Gesetzmäßigkeiten der Quantenphysik unterliegen, weiß man (im idealisierten Fall) mit Sicherheit, wenn ein Photon von dem Detektor D 2 detektiert wird, dass ein Hindernis einen der beiden möglichen Wege des Interferometers (in diesem Beispiel der Detektor D 3 den Weg 2 des Interferometers) blockiert. Wenn ein Photon vom Detektor D 2 detektiert wird, weiß man dann aber ebenfalls mit Sicherheit, dass die Energie des Photons auf dem Weg 3 zu dem Detektor D 2 gelangt ist, da die Energie eines Photons an Strahlteilern nicht aufgeteilt werden kann. Somit kann das Photon aber zu keinem Zeitpunkt energetisch mit dem Detektor

D 3 in Wechselwirkung getreten sein. Dieses ist der Grund, wieso man bei diesen Experimenten von einer wechselwirkungsfreien Quantenmessung spricht. Wie im Fall von klassischen Teilchen wird auch bei den verwendeten Photonen zu keinem Zeitpunkt Energie zwischen dem Detektor D 3 und den Detektoren D 1 und D 2 ausgetauscht. Dennoch kann man im Unterschied zu klassischen Teilchen, immer dann wenn Detektor D 2 anspricht, mit Sicherheit sagen, dass der Detektor D 3 den Weg 2 blockiert.

Die in [13] beschriebenen Experimente zeigen somit einerseits, dass man Informationen über einen Ort an einem von diesem räumlich beliebig entfernten Ort erhalten kann, ohne dass hierzu Energie zwischen diesen Orten ausgetauscht werden muss. Da diese Informationen aber offensichtlich nur maximal mit Lichtgeschwindigkeit erlangt werden können, zeigen diese Experimente andererseits, dass die aufgrund des Superpositionsprinzips in der Quantenphysik mögliche augenblickliche Wirkung nicht zwangsläufig auch eine augenblickliche Informationsübertragung impliziert. Offensichtlich muss man zwar die Vorstellung aufgeben, dass zur Übertragung von Informationen von einem Ort zwingend Energie von diesem zu einem anderen Ort übertragen werden muss, die Vorstellung, dass diese Information maximal mit Lichtgeschwindigkeit übertragen werden kann, wird durch diese Experimente jedoch nicht in Frage gestellt.

Man kann an diesem Beispiel aber auch erkennen, dass die grundsätzlichen Verständnisschwierigkeiten bei Experimente die mit einzelnen Quantensystemen (hier einzelnen Photonen) durchgeführt werden vom verwendeten Zustandsbegriff herrühren. Der am weitesten verbreitete und auch im Rahmen der Standardinterpretation verwendete Zustandsbegriff ist der Folgende (siehe beispielsweise [1], 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. Wir erwarten also nicht, dass der so eingeführte Quantenzustand eine Entsprechung in der Realität hat, die dem einzelnen Quantensystem zugeordnet werden kann.“

Streng genommen, wird hier zwar nicht der Standpunkt vertreten, dass es prinzipiell nicht möglich ist, einem einzelnen Quantensystem einen Zustand zuzuordnen, in der Praxis hat sich jedoch die Vorstellung durchgesetzt, dass einem einzelnen Quantensystem kein Zustand zugeordnet werden kann. Ausgehend von dieser

Vorstellung tut man sich dann natürlich schwer, für Experimente die mit einzelnen Quantensystemen durchgeführt werden, ein tieferes Verständnis für den Zustandsbegriff zu entwickeln, wenn man sich bei der Interpretation dieser Experimente ausschließlich auf die statistische Ebene beschränkt. Um von dem mathematischen Objekt Zustand zu einem physikalisch interpretierbaren Zustandsbegriff zu gelangen, der auch auf einzelne Quantensysteme anwendbar ist, ist es naheliegend, eine möglichst einfache und damit überschaubare Situation, wie beispielsweise das oben diskutierte Beispiel eines einzelnen Photons, das ein Mach-Zehnder-Interferometer durchquert, zu betrachten. Die grundsätzliche Frage ist dann, welche Informationen man bei einer Messung über den jeweiligen Zustand erlangen kann und wodurch diese Informationen zugänglich sind. Um diese Fragen angehen zu können, ist es aufschlussreich das Superpositionsprinzip genauer zu betrachten.

Um im Rahmen des Superpositionsprinzips überhaupt von mehreren Möglichkeiten sprechen zu können, ist es erforderlich, dass das betrachtete Quantensystem eine unverwechselbare Eigenschaft besitzt, anhand derer man die jeweils realisierte Möglichkeit erkennen kann. In dem oben diskutierten Beispiel ist diese unverwechselbare Eigenschaft des in das Mach-Zehnder-Interferometer eintretenden Photons offensichtlich durch die Energie des Photons gegeben. Vor dem Strahlteiler ST 1 ist die dem Photon zugeordnete Energie eindeutig innerhalb des Wellenzugs $|1\rangle$ lokalisiert. Die beiden prinzipiell ununterscheidbaren Möglichkeiten die sich für das auf den Strahlteiler ST 1 auftreffende Photon ergeben, werden dann durch die beiden möglichen Wege repräsentiert, die die Energie des Photons am Strahlteiler nehmen kann. Man könnte also davon sprechen, dass der nach dem Strahlteiler ST 1 vorliegende Zustand Ψ^1 durch die beiden möglichen Wege die die Energie des Photons nehmen kann „energetisch repräsentiert“ wird. Die beiden möglichen „energetischen Repräsentationen“ sind dann: (1.) Die Energie des Photons ist in dem Wellenzug $|2\rangle$ lokalisiert oder (2.) die Energie des Photons ist in dem Wellenzug $|3\rangle$ lokalisiert. Wobei prinzipiell nicht vorhergesagt werden kann, welche energetische Repräsentation tatsächlich realisiert wurde. Mit welcher Wahrscheinlichkeit die einzelnen energetischen Repräsentationen realisiert werden, ist durch das Betragsquadrat der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsamplituden festgelegt. Über die Phasen der einzelnen Wahrscheinlichkeitsamplituden erhält man über die energetischen Repräsentationen jedoch keine Informationen. Dieser Interpretationsansatz ist konsistent mit den experimentell bestätigten Tatsachen, dass ein Strahlteiler die Energie eines Photons nicht aufteilen kann und die verwendeten Detektoren die Energie des Photons nachweisen und in ein klassisch interpretierbares Signal umsetzen. Informationen über den Zustand des Quantensystems sind daher messtechnisch nur über die jeweils realisierte energetische Repräsentation zugänglich. Immer genau dann wenn einer der Detektoren D 1, D2 oder D 3 anspricht (siehe Abb. 1) wird an dem Quantensystem eine

Messung durchgeführt. Dieser einfache Interpretationsansatz ermöglicht es, ein tieferes Verständnis für die Beschreibung der wechselwirkungsfreien Quantenmessung auf der Zustandsebene zu entwickeln. Denn: Ist der Weg 2 durch den Detektor D 3 blockiert und spricht dann Detektor D 2 an, so weiß man mit Sicherheit, dass eine wechselwirkungsfreie Quantenmessung stattgefunden hat. In diesem Fall muss dann aber der Zustand Ψ^1 , sobald der Wellenzug $|2\rangle$ den Detektor D 3 erreicht, gemäß

$$\Psi^1 = 1/\sqrt{2} (|2\rangle + i |3\rangle) \rightarrow \Psi^5 = i |3\rangle \quad (5)$$

in den Zustand Ψ^5 überführt worden sein, da an dem Detektor D 3 keine Energie und damit auch kein Photon detektiert wurde. Da die Energie des Photons in diesem Fall im Wellenzug $|3\rangle$ lokalisiert war, wird mit dem Eintreffen des Wellenzugs $|2\rangle$ am Detektor D 3 auch keine Messung durchgeführt, sondern der Zustand Ψ^5 präpariert. Nur in dem Fall, dass die Energie des Photons im Wellenzug $|2\rangle$ lokalisiert war, kann diese am Detektor D 3 zu einem Signal führen. Dann wird jedoch der Zustand Ψ^1 zerstört. Abhängig davon, welche energetische Repräsentation des Zustands Ψ^1 im Einzelfall realisiert wurde, wird an dem Quantensystem also mit Eintreffen des Wellenzugs $|2\rangle$ am Detektor D 3 entweder eine Messung oder eine Zustandspräparation erfolgen.

Wie man an diesem Beispiel sieht, ergibt sich dieser Interpretationsansatz auf ganz natürliche Art und Weise. Wesentlich hierfür ist die Begriffsbildung der „energetischen Repräsentation“. Diese impliziert, dass Informationen über den Zustand des betrachteten Quantensystems nur über die jeweils realisierte energetische Repräsentation möglich sind. Alle bisher betrachteten Zustände sind in diesem Sinne „energetisch repräsentierte Zustände“. Dem Zustand Ψ^0 (Ψ^5) wird die energetische Repräsentation „Die Energie ist in dem Wellenzug $|1\rangle$ ($|3\rangle$) lokalisiert“ zugeordnet und dem Zustand Ψ^1 werden die beiden möglichen energetischen Repräsentationen „(1.) Die Energie ist im Wellenzug $|2\rangle$ oder (2.) Die Energie ist im Wellenzug $|3\rangle$ lokalisiert“ zugeordnet.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde nur der räumliche Freiheitsgrad betrachtet. Mit diesem Interpretationsansatz lassen sich aber auch Experimente, bei denen der Spin der Photonen mit betrachtet werden muss beschreiben. Beispielsweise das bereits oben erwähnten Experiment zur Teleportation [10]. In dem dort beschriebenen Experiment sind die beteiligten Photonen über den Spin-Freiheitsgrad (die Polarisation) verschränkt. Um erkennen zu können, dass der Vorgang der Teleportation erfolgreich war, wird auf der Empfängerseite („BOB“) ein vollständig polarisierender Strahlteiler eingesetzt. Dieser verschränkt den Spin-Freiheitsgrad mit dem räumlichen Freiheitsgrad des auf diesen auftreffenden Photons. Mittels des vollständig polarisierenden Strahlteilers werden somit Informationen über den Spin-Freiheitsgrad über den

räumlichen Freiheitsgrad zugänglich. Auch hier ist die Information über den Zustand des Quantensystems dadurch repräsentiert, welchen Weg die Energie des Photons am Strahlteiler nimmt. Ob die Energie des Photons an dem Strahlteiler reflektiert oder transmittiert wird. Aber auch für Interferenzexperimente mit Quantensystemen die eine von Null verschiedene Ruhemasse haben, wie beispielsweise Moleküle oder Neutronen, können den entsprechenden Zuständen energetische Repräsentationen zugeordnet werden. Hierzu ist es lediglich erforderlich die den betrachteten Photonen zugeordnete Energie durch die, über die Masse und die Geschwindigkeit der betrachteten Teilchen zugeordnete, kinetische Energie zu ersetzen. Entsprechende Interferenzexperimente mit Molekülen oder Neutronen werden beispielsweise in [14] bzw. in [15] beschrieben. Auch für Teilchen die einen Spin besitzen, wie beispielsweise Neutronen, ist es möglich den Spin-Freiheitsgrad mit dem räumlichen Freiheitsgrad zu verschränken und somit Informationen über den Spin-Freiheitsgrad mittels des räumlichen Freiheitsgrades zu erhalten. Hierauf werde ich weiter unten noch eingehen.

Wenn man annimmt, das der oben vorgeschlagene Interpretationsansatz ganz allgemein gültig ist und diese Annahme wird durch die im Folgenden betrachteten Beispiele erhärtet, so ergibt sich eine ganz grundsätzliche Frage. Ganz offensichtlich wird der Zustand eines Quantensystems durch die, diesem zugeordneten, energetischen Repräsentationen weder vollständig noch eindeutig beschrieben. Wie ich weiter unten aufzeigen werde, ist es auch möglich, Quantensysteme zu präparieren, deren Zustand man wohl nur so interpretieren kann, dass dieser keine energetische Repräsentation besitzt, aber jederzeit in einen energetisch repräsentierten Zustand überführt werden kann. Wobei auch der umgekehrte Präparationsschritt jederzeit möglich ist. Wenn es aber möglich ist, Quantensysteme so zu präparieren, dass der Zustand keine energetische Repräsentation besitzt, stellt sich dann natürlich die Frage, welche Rolle die energetischen Repräsentationen für die Zustandspräparation spielen und wie die, über den Zustand beschriebenen, Eigenschaften eines Quantensystems zu interpretieren sind. Die Präzisierung dieser Fragestellungen scheint mir der Schlüssel für eine befriedigende Interpretation und die Formulierung einer die Quantenphysik grundsätzlich charakterisierenden Idee zu sein.

III. Eine energetische Betrachtung einfacher Modellsysteme: Die Energie die in einem klassischen System beispielsweise als kinetische oder potentielle Energie gespeichert ist, kann im Prinzip zu jedem Zeitpunkt genau angegeben werden. Was kann man aber über die Energie eines einzelnen Quantensystems das in einem definierten Zustand präpariert wurde aussagen? Als Untersuchungsobjekt bieten sich hier einzelne Atome oder Ionen an. Experimente an einzelnen Atomen oder Ionen bieten die Möglichkeit gerade grundsätzliche Fragen zur Interpretation der Quantenphysik [16] an einem gut überschaubaren einfachen Quantensystem zu diskutieren. Experimente mit einzelnen

Ionen [17] sind heutzutage mit hoher Präzision möglich. Die technische Grundlage für Experimente mit einzelnen Ionen wurde durch die Entwicklung geeigneter Ionenfallen gelegt [18]. Erst hierdurch wurde es möglich einzelne Ionen über einen längeren Zeitraum zu speichern, gezielt in definierten Zuständen zu präparieren und die erzeugten Zustände zu analysieren. Um einen direkten Bezug zu den in [17] beschriebenen Experimenten zu ermöglichen, möchte ich die dort eingeführten Bezeichnungen und Symbole hier übernehmen und die Ionenfalle kurz beschreiben.

Die in [17] verwendete lineare Ionen-Falle bietet die Möglichkeit einzelne aber auch mehrere Ionen zu speichern. In den Experimenten werden $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen verwendet. Der Aufbau der Ionenfalle ist schematisch in Abb. 2 wiedergegeben. Über vier schneidenförmige Elektroden, an die eine hochfrequente elektrische Wechselspannung angelegt wird, wird die Bewegungsmöglichkeit der in der Falle gespeicherten Ionen bis auf einen Freiheitsgrad -die Bewegung entlang der x-Achse- eingeschränkt. Um die Ionen in der Falle halten zu können, ist an beiden Enden der Falle je eine weitere positiv geladene Elektrode angeordnet. Die Parameter der Ionenfalle sind so gewählt, dass die Lokalisierung der in der Falle gespeicherten Ionen etwa bei $1\ \mu\text{m}$ liegt und der Abstand zwischen den Ionen etwa $5\ \mu\text{m}$ beträgt. Der Ionenfalle ist in z-Richtung noch ein konstantes homogenes Magnetfeld überlagert. Dieses spaltet die Energieniveaus der verwendeten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen über den anomalen Zeemaneffekt auf und legt die Quantisierungsrichtung fest. Die Ionenfalle wird im Vakuum bei etwa 10^{-9} Pa betrieben um Stöße zwischen den Ionen und den Restgasmolekülen ausschließen zu können.

Die einfachsten nichttrivialen Quantensysteme können durch Systeme mit zwei Energieniveaus realisiert werden. Diese werden häufig auch als Quantenbits kurz Qubits bezeichnet. Abb. 3 zeigt ein vereinfachtes Energieniveauschema der verwendeten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen. Die für die Diskussion relevanten Energieniveaus sind der Grundzustand $|1\rangle$, der langlebige erste angeregte Zustand $|0\rangle$ und der kurzlebige angeregte Zustand $|P\rangle$. Das Qubit wird mittels der beiden Zustände $|1\rangle$ und $|0\rangle$ realisiert. Diese bilden eine ONB (orthonormale Basis) in einem zweidimensionalen Hilbertraum H_2 . Jeder reine Zustand Ψ eines Qubits kann dann als ein Element des Hilbertraums H_2 beschrieben werden durch

$$\Psi = a_0|0\rangle + a_1|1\rangle, \quad \text{mit } |a_0|^2 + |a_1|^2 = 1 \quad (6)$$

wobei a_0 und a_1 komplexe Zahlen sind. Sind beide Koeffizienten a_0 und a_1 ungleich Null, so spricht man von einem Überlagerungszustand. Der Zustand $|0\rangle$ kann mit dem Manipulationslaser bei einer Wellenlänge von $729\ \text{nm}$ ausgehend vom Grundzustand $|1\rangle$ angeregt werden. Der Zustand $|P\rangle$ dient der Zustandsanalyse. Er kann mit dem Analysenlaser bei einer Wellenlänge von $397\ \text{nm}$ ebenfalls ausgehend vom

Grundzustand $|1\rangle$ angeregt werden. Die beiden möglichen Messergebnisse bei der Zustandsanalyse sind dann „Ion fluoresziert“ (der Übergang von $|1\rangle$ nach $|P\rangle$ kann angeregt werden) und „Ion fluoresziert nicht“ (der Übergang von $|1\rangle$ nach $|P\rangle$ kann nicht angeregt werden). Befindet sich das Ion vor der Zustandsanalyse im Grundzustand $|1\rangle$ so kann der Übergang von $|1\rangle$ nach $|P\rangle$ angeregt werden und man erhält als Messergebnis „Ion fluoresziert“. Kann der Übergang $|1\rangle$ nach $|P\rangle$ nicht angeregt werden, weil das Ion beispielsweise vor der Messung im Zustand $|0\rangle$ war, so erhält man als Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“.

Die Voraussetzung um mehrere Ionen in einem verschränkten Zustand präparieren zu können, ist ein einzelnes Ion definiert in einem gewünschten Zustand präparieren zu können. Das in [17] verwendete Präparationsverfahren kann als analog zu dem aus der NMR [22] (Nuclear magnetic resonance) bekannten Präparationsverfahren für Spin-Systeme angesehen werden. Die Bewegungsgleichungen eines Spin $\frac{1}{2}$ -Systems wurden erstmals von F. Bloch [32] genau diskutiert und werden daher auch als Blochgleichungen bezeichnet. Feynman, Vernon und Hellwarth [19] konnten dann zeigen, dass die Bewegungsgleichungen jedes Zweiniveausystems formal mit den Bewegungsgleichungen eines Spin $\frac{1}{2}$ -Systems übereinstimmen. Diese formale Übereinstimmung ermöglicht es auch, das anschauliche Bild der Bloch-Kugel zur Beschreibung der Zustände eines Spin $\frac{1}{2}$ -Systems mittels des Blochvektors auf optische Zweiniveausysteme anzuwenden. Jeder Zustand lässt sich somit als Punkt auf der Oberfläche der Bloch-Kugel (der Spitze des Blochvektors) anschaulich darstellen [1], [19]. Wird beispielsweise ein Ion ausgehend vom Grundzustand $|1\rangle$ mittels eines $\pi/2$ -Pulses ($R_{1,y}(\pi/2)$) in den Überlagerungszustand

$$\psi^7 = 1/2^{1/2}(|0\rangle + |1\rangle) \quad (7)$$

präpariert, so entspricht dieses der Rotation des Blochvektors um 90° um die $-e_y$ -Achse der Blochkugel. Der Blochvektor der zu Beginn in die $-e_z$ -Richtung gezeigt hat, zeigt danach in die e_x -Richtung. Aufgrund dieser Analogie werden allgemein Zweiniveausysteme auch häufig als Pseudo-Spin $1/2$ -Systeme und im Fall optischer Zweiniveausysteme die Blochgleichungen als optische Blochgleichungen bezeichnet. Für diese ist über die z-Komponente des Bloch-Vektors die Wahrscheinlichkeit ein Ion nach einer Zustandsmessung im Grundzustand $|1\rangle$ oder im angeregten Zustand $|0\rangle$ vorzufinden, festgelegt. Die x- und y-Komponente beschreibt dann die quantenphysikalische Kohärenz zwischen diesen beiden Zuständen und kann physikalisch als oszillierendes elektrisches Moment interpretiert werden. Über die Phase der Laserpulse relativ zum oszillierenden Moment der Ionen kann die Rotationsachse des Blochvektors festgelegt werden. Über die Pulsdauer und die Pulsintensität kann der Rotationswinkel des

Blochvektors vorgegeben werden [17]. Mittels der Zustandstomographie [17] kann der jeweils präparierte Zustand des Systems analysiert werden.

Für ein einzelnes Ion in der Ionenfalle erhält man dann folgende experimentell bestätigte Fakten:

I.): Wenn man zu Beginn das Ion im Grundzustand $|1\rangle$ präpariert und dann das Ion mit dem Analysenlaser beleuchtet, weiß man mit Sicherheit, dass man als Messergebnis „Ion fluoresziert“ erhält. Wird das Ion zu Beginn im Grundzustand präpariert und danach mit dem Manipulationslaser mittels eines π -Pulses ($R_{1,y}(\pi)$) beleuchtet, dann weiß man ebenfalls mit Sicherheit (wenn man einmal von experimentellen Unsicherheiten absieht), dass man als Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ erhält, da das Ion nach dem π -Puls im angeregten Zustand $|0\rangle$ vorliegt.

II.): Präpariert man das Ion in einem Überlagerungszustand, so kann ein einzelnes Messergebnis prinzipiell nicht mehr vorhergesagt werden. Man kann für ein einzelnes Messergebnis nur noch eine über das Betragsquadrat der Amplituden a_0 und a_1 festgelegte Wahrscheinlichkeit angeben. Präpariert man beispielsweise das Ion ausgehend vom Grundzustand $|1\rangle$ mit dem Manipulationslaser mittels eines $\pi/2$ -Pulses ($R_{1,y}(\pi/2)$) in den Überlagerungszustand Ψ^7 , so treten die beiden Messergebnisse „Ion fluoresziert“ und „Ion fluoresziert nicht“ in diesem Fall mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein. D.h., in 50% der Fälle erhält man das Ergebnis „Ion fluoresziert“ und in 50% der Fälle das Ergebnis „Ion fluoresziert nicht“.

Nun stellt sich die Frage, wie die beiden möglichen Messergebnisse „Ion fluoresziert“ und „Ion fluoresziert nicht“ interpretiert werden können?

Hat man als Messergebnis „Ion fluoresziert“ erhalten, so weiß man mit Sicherheit, dass das Ion nach der Messung im Grundzustand $|1\rangle$ vorliegt. Hat man als Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ erhalten, so weiß man mit Sicherheit, dass das Ion nach der Messung im angeregten Zustand $|0\rangle$ vorliegt. Damit ein Ion aber, nachdem das Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ vorliegt, im angeregten Zustand vorliegen kann, muss das Ion zu irgendeinem Zeitpunkt ein Lichtquant (mit der Energie hf_{01} , wobei mit h das Plancksche Wirkungsquantum und mit f_{01} die den Übergang von $|1\rangle$ nach $|0\rangle$ resonant anregende Übergangsfrequenz bezeichnet sind) absorbiert haben. Wenn man also das Ion ausgehend vom Grundzustand $|1\rangle$ durch einen weiteren Präparationsschritt in einen beliebigen Zustand präpariert und als Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“ erhält, so muss das Ion während dieses Präparationsschrittes irgendwann die Energie eines Lichtquants (hf_{01}) aufgenommen haben, da ja nur der Manipulationslaser Lichtquanten mit der entsprechenden Energie (hf_{01}) bereitstellen

kann. Hier wurde angenommen, dass ein Laserpuls mit einem Ion nur so lange wechselwirken kann, wie der Laserpuls räumlich mit dem Ion überlappt und nur während dieser Wechselwirkungszeit (der Pulsdauer) Energie zwischen dem Laserpuls und dem Ion quantisiert in Form von Lichtquanten ausgetauscht werden kann.

Somit kann man folgende Interpretation (IN1) für die beiden Messergebnisse „Ion fluoresziert“ und „Ion fluoresziert nicht“ angeben:

IN1): Erhält man das Messergebnis „Ion fluoresziert nicht“, so weiß man mit Sicherheit, dass das Ion die Energie hf_{01} gespeichert (ein Lichtquant mit der Energie hf_{01} aufgenommen) hat. Erhält man als Messergebnis „Ion fluoresziert“, so weiß man mit Sicherheit, dass das Ion keine Energie gespeichert hat. D.h., die beiden möglichen Messergebnisse repräsentieren unabhängig vom präparierten Zustand der Ionen eindeutig die Information ob ein konkretes Ion Energie gespeichert hat („Ion fluoresziert nicht“) oder ob ein konkretes Ion keine Energie gespeichert hat („Ion fluoresziert“).

Die dem Grundzustand $|1\rangle$ zugeordnete Energie wurde hier gleich Null gesetzt. Damit ergibt sich zwanglos die Interpretation (IN2) für die Zustände $|1\rangle$ und $|0\rangle$:

IN2): Wird ein Ion in den Grundzustand $|1\rangle$ präpariert, so repräsentiert der Zustand $|1\rangle$ die Information „Ion hat keine Energie gespeichert“. Präpariert man andererseits ein Ion in den angeregten Zustand $|0\rangle$, so repräsentiert der Zustand $|0\rangle$ dann die Information „Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert“.

Wie ist nun aber ein Überlagerungszustand zu interpretieren?

Nach II.) ist es ein Faktum, dass für ein Ion das in einen Überlagerungszustand präpariert wurde, einzelne Messergebnisse prinzipiell nicht vorhergesagt werden können. Somit kann man aber auch keinerlei Informationen darüber haben, ob ein konkretes Ion die Energie hf_{01} gespeichert hat oder nicht. Denn hätte man zumindest im Prinzip die Möglichkeit zu entscheiden, ob ein einzelnes Ion die Energie hf_{01} gespeichert hat oder nicht, könnte man ja jedes einzelne Messergebnis auch vorhersagen. Was aber nach II.) nicht möglich ist.

Damit ergibt sich für Überlagerungszustände die folgende Interpretation (IN3):

IN3): Ein Überlagerungszustand repräsentiert die Information, dass es zwei prinzipiell ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.): „Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert“ oder 2.): „Ion hat keine Energie gespeichert“. Mit welcher Wahrscheinlichkeit die beiden

Möglichkeiten vorliegen, wird durch das Betragsquadrat der Amplituden a_0 und a_1 der beiden Möglichkeiten angegeben.

Präpariert man beispielsweise ein Ion in den Überlagerungszustand Ψ^7 ausgehend vom Grundzustand $|1\rangle$ mittels eines $\pi/2$ -Pulses ($R_{1,y}(\pi/2)$), so ist der präparierte Zustand eindeutig festgelegt. Aber die Frage „Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert oder hat keine Energie gespeichert“ ist prinzipiell nicht zu beantworten. Man kann hierfür nur eine Wahrscheinlichkeit von 50% angeben. Erst durch eine Zustandsmessung kann entschieden werden, ob ein konkretes Ion Energie gespeichert hat oder nicht. Der Überlagerungszustand Ψ^7 wird durch die Zustandsmessung aber unweigerlich in den Zustand $|1\rangle$ oder $|0\rangle$ überführt, je nachdem welches Messergebnis man erhalten hat.

Damit ist die Grundlage für die Interpretation verschränkter Zustände gelegt.

Die Beschreibung zusammengesetzter Qubitsysteme ermöglicht der Produkt-Hilbertraum der über das Tensorprodukt der Hilberträume der einzelnen Qubits definiert ist. Für ein zusammengesetztes System aus zwei Qubits ergibt sich der vierdimensionale Produkt-Hilbertraum $H_4 = H_2^1 \times H_2^2$, wobei H_2^i , $i=1,2$ die beiden zweidimensionalen Hilberträume der einzelnen Teilsysteme bezeichnen. Ein Zustand wird in diesem Produkt-Hilbertraum als verschränkt bezeichnet, wenn es keine Elemente $\varphi_1 \in H_2^1$ und $\varphi_2 \in H_2^2$ gibt, so dass Ψ in der Form

$$\Psi = \varphi_2 \varphi_1 \quad (8)$$

d.h. als Produkt geschrieben werden kann [1]. Für die Diskussion verschränkter Zustände werden im folgenden zwei Ionen in der Ionenfalle betrachtet. Dieses schränkt die Allgemeinheit der getroffenen Aussagen nicht ein. Alle Schlussfolgerungen sind auch für verschränkte Systeme mit einer beliebigen Anzahl an Ionen gültig.

Ein bekanntes Beispiel für einen verschränkten Zustand ist der Bell-Zustand

$$\Psi_{\text{Bell}}^{21} = 1/2^{1/2}(|1,0\rangle - |0,1\rangle) = 1/2^{1/2}(|1\rangle_2|0\rangle_1 - |0\rangle_2|1\rangle_1) \quad (9)$$

Dieser maximal verschränkte Zustand wird auch in [17] diskutiert und das Präparationsverfahren wird explizit angegeben. Um die Präparationsschritte beschreiben zu können, ist es notwendig eine weitere Quantenzahl v einzuführen, die die gemeinsame Grundschwingung der in der Ionenfalle befindlichen Ionen beschreibt. Diese Grundschwingung bei der alle Ionen im Gleichtakt („der Abstand zwischen den Ionen bleibt konstant“) mit der Frequenz f_+ entlang der x-Achse der Ionenfalle schwingen, kann dadurch angeregt werden, dass man ein beliebiges Ion mittels des

Manipulationslasers mit der Frequenz ($f_{01} + f_+$) beleuchtet. Man bezeichnet die Frequenz ($f_{01} + f_+$) auch als blaues Seitenband der Trägerfrequenz f_{01} die den Übergang von $|1\rangle$ nach $|0\rangle$ resonant anregt. $v=0$ bedeutet dann, dass die gemeinsame Grundschiwingung nicht angeregt ist. $v=1$ bedeutet, dass die gemeinsame Grundschiwingung angeregt ist. Der Grundzustand ergibt sich dann zu $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$. Beide Ionen liegen im Grundzustand vor und die gemeinsame Grundschiwingung ist nicht angeregt. Das linke Ion in der Ionenfalle wird als Ion 2 und das rechte als Ion 1 bezeichnet. Wird dann beispielsweise ausgehend vom Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ das linke Ion mit einem π -Puls auf dem blauen Seitenband ($R_{2,y}^+(\pi)$) beleuchtet, so wird der Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ in den Zustand $|0,1,v=1\rangle$ überführt. Es wird also simultan das Ion 2 in dem angeregten Zustand $|0\rangle$ präpariert und die gemeinsame Grundschiwingung angeregt. Wird ausgehend vom Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ das rechte Ion mit einem π -Puls auf der Trägerfrequenz ($R_{1,y}(\pi)$) beleuchtet, so wird der Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ in den Zustand $|1,0,v=0\rangle$ überführt. Nun wird nur das Ion 1 in dem angeregten Zustand $|0\rangle$ präpariert.

Der maximal verschränkte Bell-Zustand $\Psi_{.21}$ kann in drei Schritten ausgehend vom Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ präpariert werden [17]:

1.) Schritt: Das rechte Ion wird mit einem resonanten π -Puls ($R_{1,y}(\pi)$) auf der Trägerfrequenz beleuchtet. Dadurch wird der Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$ in den Zustand $|1,0,v=0\rangle$ überführt.

2.) Schritt: Das linke Ion wird mit einem $\pi/2$ -Puls ($R_{2,y}^+(\pi/2)$) auf dem blauen Seitenband beleuchtet. Dadurch wird der Zustand $|1,0,v=0\rangle$ in den Zustand $1/2^{1/2}(|1,0,v=0\rangle + |0,0,v=1\rangle)$ überführt.

3.) Schritt: Das rechte Ion wird mit einem π -Puls ($R_{1,y}^+(\pi)$) auf dem blauen Seitenband beleuchtet. Dadurch wird der Zustand $1/2^{1/2}(|1,0,v=0\rangle + |0,0,v=1\rangle)$ in den Zustand $1/2^{1/2}(|1,0,v=0\rangle - |0,1,v=0\rangle)$ überführt. Dieses ist der gewünschte Bellzustand $\Psi_{.21}$.

Wie kann nun der Bell-Zustand $\Psi_{.21}$ interpretiert werden? Hierzu ist es aufschlussreich die einzelnen Präparationsschritte genauer zu betrachten.

Der Ausgangszustand für das Präparationsverfahren des Bell-Zustands $\Psi_{.21}$ ist der Grundzustand $\Psi_0 = |1,1,v=0\rangle$. Im Grundzustand ist in dem System keine Energie gespeichert, da beide Ionen im Grundzustand vorliegen und die gemeinsame Grundschiwingung der Ionen nicht angeregt ist. Im ersten Präparationsschritt wird das rechte Ion mit einem resonanten π -Puls ($R_{1,y}(\pi)$) auf der Trägerfrequenz beleuchtet. Hierdurch wird das rechte Ion im angeregten Zustand $|0\rangle$ präpariert. Man weiß also mit

Sicherheit, dass das rechte Ion die Energie hf_{01} gespeichert hat. Im zweiten Präparationsschritt wird das linke Ion mit einem $\pi/2$ -Puls ($R_{2,y}^+(\pi/2)$) auf dem blauen Seitenband beleuchtet. Das linke Ion wird hierdurch in einen Überlagerungszustand präpariert. Dieser repräsentiert nach (IN3) die Information, dass es zwei ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.) „Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert“ oder 2.) „Ion hat keine Energie gespeichert“. Da das System von dem $\pi/2$ -Puls ($R_{2,y}^+(\pi/2)$) auf dem blauen Seitenband aber nur Energiequanten der Energie $h(f_{01} + f_+)$ aufnehmen kann, kann das linke Ion nur genau dann Energie gespeichert haben, wenn auch die gemeinsame Grundschwingung angeregt wurde. Somit ergibt sich für das System die Aussage: Es gibt zwei ununterscheidbare Möglichkeiten: 1.) „Das linke Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert und die in der gemeinsamen Grundschwingung gespeicherte Energie beträgt hf_+ “ oder 2.) „Das linke Ion hat keine Energie gespeichert und es wurde die gemeinsame Grundschwingung nicht angeregt“. Im dritten Präparationsschritt wird das rechte Ion mit einem π -Puls ($R_{1,y}^+(\pi)$) auf dem blauen Seitenband beleuchtet. Dieser kann das rechte Ion genau dann in den Grundzustand abregen, wenn die gemeinsame Grundschwingung angeregt ist. Wurde im zweiten Schritt keine Energie im System gespeichert, bleibt der dritte Schritt ohne Auswirkungen, da dann das rechte Ion nicht in den Grundzustand überführt werden kann. Wurde hingegen im zweiten Schritt die Energie $h(f_{01} + f_+)$ im System gespeichert, so ist die gemeinsame Grundschwingung angeregt und das rechte Ion kann zusammen mit der gemeinsamen Grundschwingung in den Grundzustand überführt werden. Das System gibt in diesem Fall die Energie $h(f_{01} + f_+)$ an den Laserpuls in Form eines Energiequants ab.

Für den Bell-Zustand Ψ_{-}^{21} ergibt sich daher folgende Interpretation (IN4):

IN4): Der Bell-Zustand Ψ_{-}^{21} repräsentiert die Information, dass es zwei prinzipiell ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.): „Ion 1 hat die Energie hf_{01} gespeichert und Ion 2 hat keine Energie gespeichert“ oder 2.): „Ion 1 hat keine Energie gespeichert und Ion 2 hat die Energie hf_{01} gespeichert“.

Man weiß also für den Bell-Zustand Ψ_{-}^{21} mit Sicherheit, dass das System die Energie hf_{01} gespeichert hat. Aber die Frage in welchem Ion die Energie hf_{01} gespeichert ist, ist prinzipiell nicht zu beantworten. Man kann hierfür nur eine Wahrscheinlichkeit angeben. In 50% der Fälle ist die Energie hf_{01} im Ion 1 gespeichert ist und in 50% der Fälle ist die Energie hf_{01} in Ion 2 gespeichert. Es ist unmittelbar klar, dass auf diese Weise jeder beliebige verschränkte Zustand interpretiert werden kann. Für den Bell-Zustand

$$\Phi_{-}^{21} = 1/2^{1/2}(|0,0\rangle - |1,1\rangle) \quad (10)$$

ergibt sich dann beispielsweise die Interpretation: Der Zustand Φ ²¹ repräsentiert die Information, dass es zwei prinzipiell ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.): „Ion 1 hat die Energie hf_{01} gespeichert und Ion 2 hat die Energie hf_{01} gespeichert“ oder 2.): „Ion 1 hat keine Energie gespeichert und Ion 2 hat keine Energie gespeichert“. Beide Möglichkeiten liegen mit der gleichen Wahrscheinlichkeit von 50% vor.

Man kann auf diese Art und Weise jeden beliebigen verschränkten Zustand zwischen zwei oder mehr Ionen präparieren. Der wesentliche Schritt für die Präparation eines verschränkten Zustands ist immer einzelne Ionen in einen geeigneten Überlagerungszustand mittels eines entsprechend gewählten Pulses auf dem blauen Seitenband zu präparieren. Da das System von dem Laserpuls auf dem blauen Seitenband aber nur Energiequanten der Energie $h(f_{01} + f_+)$ aufnehmen kann, kann das jeweilige Ion nur genau dann Energie gespeichert haben, wenn auch die gemeinsame Grundschwingung angeregt wurde. Damit wird das Nichtwissen ob das in dem Überlagerungszustand präparierte Ion Energie gespeichert hat oder nicht auch auf den Freiheitsgrad der gemeinsamen Schwingung des Systems entlang der x-Achse ausgedehnt. Beleuchtet man nun beispielsweise irgendein anderes Ion von dem man zuvor noch mit Sicherheit wusste, dass dieses die Energie hf_{01} gespeichert hat, mit einem π -Puls ($R^+_{1,y}(\pi)$) auf dem blauen Seitenband (im oben beschriebenen Präparationsprozess des Bell-Zustands Ψ , war dieses der 3.) Schritt), so verliert man mit diesem Präparationsschritt auch die Information über die in diesem Ion gespeicherte Energie. Auf diese Weise geht Schritt für Schritt die Information über die in den einzelnen Ionen gespeicherte Energie verloren und man erhält am Ende den gewünschten verschränkten Zustand.

Wie die hier explizit erläuterten Beispiele für den Präparationsprozess der Zustände Ψ^7 und Ψ ²¹ zeigen, kann man den oben vorgeschlagenen Interpretationsansatz ganz allgemein auch auf diese Modellsysteme anwenden. Die hierzu erforderliche unverwechselbare Eigenschaft dieser Quantensysteme ist durch die in den einzelnen Ionen gespeicherte Energie gegeben. Dem Zustand Ψ^7 können somit die beiden möglichen energetischen Repräsentationen 1.) „Das Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert“ oder 2.) „Das Ion hat keine Energie gespeichert“ und dem Zustand Ψ ²¹ können die beiden möglichen energetischen Repräsentationen 1.) „Ion 1 hat die Energie hf_{01} gespeichert und Ion 2 hat keine Energie gespeichert“ oder 2.): „Ion 1 hat keine Energie gespeichert und Ion 2 hat die Energie hf_{01} gespeichert“ zugeordnet werden. Den Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ wird dann die energetische Repräsentation „Das Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert“ bzw. „Das Ion hat keine Energie gespeichert“ zugeordnet. Mit welcher Wahrscheinlichkeit die jeweiligen energetischen Repräsentationen vorliegen, ist über das Betragsquadrat der diesen zugeordneten Wahrscheinlichkeitsamplituden festgelegt.

An dieser Stelle möchte ich kurz auf das bereits oben angesprochene Messproblem eingehen. Für alle bisher betrachteten Quantensysteme kann man das Messproblem als eine unmittelbare, logische Folge des Superpositionsprinzips begreifen. Denn: Sind bei einer Messung mehrere Messergebnisse möglich, so werden dem betrachteten Quantensystem mittels des Superpositionsprinzips mehrere energetische Repräsentationen zugeordnet. Die bei einer Messung an einem Quantensystem zugängliche Information ist dann durch die tatsächlich realisierte energetische Repräsentation gegeben. Als Ergebnis einer Messung erhält man somit immer nur Informationen darüber, welche energetische Repräsentation tatsächlich realisiert wurde. Da es aufgrund des Superpositionsprinzips aber prinzipiell nicht möglich ist, vorherzusagen, welche energetische Repräsentation realisiert wurde, können natürlich auch einzelne Messergebnisse nicht vorhergesagt werden.

Man kann diesen Sachverhalt auch wie folgt auffassen: Um beispielsweise ein Ion definiert in einen bestimmten Überlagerungszustand präparieren zu können, muss der Präparationsprozess so gestaltet sein, dass es prinzipiell unmöglich ist vorherzusagen, ob ein konkretes Ion Energie mit dem Laserstrahl des Manipulationslasers ausgetauscht hat oder nicht. Bei den hier beschriebenen Experimenten werden die Ionen mit einer Intensität von etwa 500 W/cm^2 beleuchtet. Die Intensität ist damit so hoch, dass es prinzipiell nicht möglich ist, zu entscheiden, ob das Ion Energie mit dem Laserstrahl des Manipulationslasers ausgetauscht hat oder nicht. Damit ist es aber auch nicht möglich, vorherzusagen, ob ein einzelnes Ion die Energie hf_{01} gespeichert hat oder nicht. Da die möglichen Messergebnisse „Ion fluoresziert nicht“ oder „Ion fluoresziert“ aber dadurch festgelegt werden, ob das Ion die Energie hf_{01} gespeichert hat bzw. keine Energie gespeichert hat, können einzelne Messergebnisse folglich prinzipiell nicht vorhergesagt werden. Den tieferen Grund für die Tatsache, dass einzelne Messergebnisse nicht einmal prinzipiell vorhergesagt werden können, könnte man somit auch darin sehen, dass die in den einzelnen Ionen gespeicherte Energie quantisiert ist. Denn erst hierdurch wird es im Rahmen des Superpositionsprinzips möglich, die für dessen Anwendung erforderliche unverwechselbare Eigenschaft des Quantensystems der, in dem jeweiligen Ion, gespeicherten Energie eindeutig zuzuordnen.

Wie können nun aber die, über das mathematische Objekt Zustand beschriebenen Eigenschaften eines Quantensystems physikalisch interpretiert werden? Jeder Zustand kann als ein Element eines Vektorraums aufgefasst werden. Beispielsweise ist der Zustand Ψ ²¹ dann ein Element des Vektorraums $H_4 = H_2^2 \times H_2^1$. Die oben verwendete Basis (B1) ist durch die Basisvektoren

$$|0,0\rangle, |0,1\rangle, |1,0\rangle, |1,1\rangle \quad (\text{B1})$$

gegeben. Nun kann man in dem Vektorraum H_4 aber auch eine andere Basis wählen. Beispielsweise die Basis (B2) die durch die Basisvektoren,

$$\begin{aligned} \Phi_+^{21} &= 1/2^{1/2}(|0,0\rangle + |1,1\rangle) \\ \Psi_+^{21} &= 1/2^{1/2}(|1,0\rangle + |0,1\rangle) \\ \Phi_-^{21} &= 1/2^{1/2}(|0,0\rangle - |1,1\rangle) \\ \Psi_-^{21} &= 1/2^{1/2}(|1,0\rangle - |0,1\rangle) \end{aligned} \quad (\text{B2})$$

dargestellt in der Basis (B1), gegeben ist. Allerdings zeichnet sich die Basis (B1) dadurch aus, dass diese die einzige physikalisch unmittelbar zugängliche Basis ist. Denn: Die bei einer Messung zugängliche Information ist durch die in den einzelnen Ionen gespeicherten Energie gegeben. Sobald man aber weiß, ob die einzelnen Ionen Energie gespeichert haben oder keine Energie gespeichert haben, müssen diese nach der Messung in den jeweiligen energetischen Eigenzuständen $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ vorliegen. Dieser Sachverhalt wird auch als Projektionspostulat [1] bezeichnet. Man spricht dann auch von einem Kollaps des quantenphysikalischen Zustands. Für dieses aus zwei Ionen bestehende Quantensystem werden dann aber alle möglichen Messergebnisse durch die vier Basisvektoren der Basis (B1) beschrieben. Es ist somit prinzipiell nicht möglich, als Ergebnis einer Messung beispielsweise die Information zu erhalten „Das Quantensystem ist in dem Zustand Ψ_-^{21} “. Denn hierzu müsste das Quantensystem dann ja auch nach der Messung im Zustand Ψ_-^{21} vorliegen. Was aber offensichtlich nicht möglich ist. Messtechnisch unmittelbar zugängliche Basissysteme möchte ich wie in der Literatur [1] üblich im Folgenden als Rechenbasis bezeichnen.

Wenn nun aber in H_4 die einzig messtechnisch unmittelbar zugängliche Basis durch die Basis (B1) gegeben ist, welche physikalische Bedeutung kann dann den anderen möglichen Basissystemen, beispielsweise der Basis (B2) zugeordnet werden? Nun lässt sich jede Basis eines Vektorraums in jede andere Basis dieses Vektorraums durch eine eindeutige Abbildung überführen. Wenn es möglich ist, einen Basiswechsel durch einen unitären Operator (Abbildung) zu beschreiben und es gelingt diesen durch geeignete Präparationsschritte physikalisch zu implementieren, so kann man der so zugänglichen neuen Basis ebenfalls eine physikalische Bedeutung zuordnen. Für die Basis (B2) ist dieses möglich. Die Basis (B2) kann auf die Basis (B1) mittels des unitären Operators

$$U_{B2B1} = H_1 U_{\text{CNOT}}^{12} \quad (11)$$

abgebildet werden. Dabei bezeichnet U_{CNOT}^{12} das CNOT-Gate das auf beide Ionen (Ion1 und Ion2) wirkt und H_1 den Hadamard Operator, der nur auf das Ion1 wirkt [20]. Die Operatoren U_{CNOT}^{12} und H_1 sind dann gegeben durch

$$U_{\text{CNOT}}^{12} = \begin{matrix} & \langle 0,0| & \langle 0,1| & \langle 1,0| & \langle 1,1| \\ \begin{matrix} |0,0\rangle \\ |0,1\rangle \\ |1,0\rangle \\ |1,1\rangle \end{matrix} & \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (12)$$

und

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (13)$$

und der Operator U_{B2B1} ist dann durch

$$U_{\text{B2B1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

gegeben. Wie man leicht nachprüfen kann, werden dann die einzelnen Basisvektoren der Basis (B2) durch den Operator U_{B2B1} nach

$$\begin{aligned} \Phi_+^{21} &\rightarrow |0,0\rangle \\ \Phi_-^{21} &\rightarrow |0,1\rangle \\ \Psi_+^{21} &\rightarrow |1,0\rangle \\ \Psi_-^{21} &\rightarrow |1,1\rangle \end{aligned} \quad (15)$$

auf die Basis (B1) abgebildet. Somit wird beispielsweise der Zustand Ψ_+^{21} mittels des unitären Operators U_{B2B1} eindeutig in den Zustand $|1,0\rangle$ überführt. Wird danach an dem Quantensystem eine Messung durchgeführt, so weiß man mit Sicherheit, dass man als Messergebnis die Information erhält „Das rechte Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert und das linke Ion hat keine Energie gespeichert“. Allerdings verliert man hierbei jegliche Information über die tatsächlich realisierte energetische Repräsentation des Quantensystems im Zustand Ψ_+^{21} . In diesem Sinne kann man jedem der vier Bell-Zustände der Basis (B2) eindeutig einen zu diesem „formal äquivalenten Zustand“ der Rechenbasis (B1) zuordnen. Somit kann man aber auch jedem beliebigen Zustand

Ψ einen bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$ zu diesem formal äquivalenten Zustand Ψ' zuordnen. Der zu einem Zustand Ψ bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$, der die Basis (B2) eineindeutig auf die Rechenbasis (B1) abbildet, formal äquivalente Zustand Ψ' ergibt sich dann durch Anwendung des Operators $U_{B_2B_1}$ auf den Zustand Ψ . Das einem formal äquivalenten Zustand zugeordnete Quantensystem möchte ich im Folgenden als „formal äquivalentes Quantensystem“ bezeichnen.

Über die zu einem Quantensystem formal äquivalenten Quantensysteme ist es somit möglich Informationen über den Zustand des Quantensystem zu erhalten. Hiervon wird beispielsweise bei der bereits oben angesprochenen Zustandstomographie (Zustandsanalyse) in [17] Gebrauch gemacht. Besonders anschaulich wird die Zustandstomographie wenn man nur ein einzelnes Ion in der Ionenfalle betrachtet, da dann der Zustand durch den Blochvektor beschrieben werden kann (siehe oben). Für die in [17] beschriebene Zustandsanalyse werden die benötigten formal äquivalenten Quantensysteme, durch Rotationen des Blochvektors um jeweils 90° , mit einzelnen Normalenvektoren der Blochkugel ($-e_x$ und e_y) als Drehachsen, realisiert. Im Rahmen der Zustandsanalyse kann dem betrachteten Quantensystem, über dessen Zustand vor der Zustandsanalyse nichts bekannt war, ausgehend von den unmittelbar über die Rechenbasis zugänglichen energetischen Repräsentationen des Quantensystems, dann mittels der formal äquivalenten Quantensysteme, Schritt für Schritt ein Zustand zugeordnet werden. Hierin ist auch die physikalische Bedeutung der unterschiedlichen Basissysteme zu sehen. Eine Zustandsanalyse hinsichtlich der durch die Bell-Zustände gebildeten Basis (B2) wird in der Literatur [1] als Bell-Zustandsanalyse bezeichnet.

Allerdings stellt sich die Frage, ob die, über die formal äquivalenten Zustände einem Quantensystem zugeordneten Eigenschaften immer auch als physikalisch realisierte Eigenschaften dieses Quantensystems verstanden werden können? Ich meine damit folgendes: Um davon sprechen zu können, dass einem physikalischen System eine bestimmte physikalische Eigenschaft zugeschrieben werden kann, muss diese auf irgend eine Art und Weise auch messtechnisch zugänglich sein. Für die hier betrachteten Quantensysteme sind die einzigen messtechnisch zugänglichen Informationen über die jeweils realisierten energetischen Repräsentationen gegeben. Somit kann aber auch nur genau dann einem Quantensystem eine bestimmte Eigenschaft im Sinne einer physikalischen Eigenschaft zugeordnet werden, wenn dem Quantensystem im Hinblick auf das Superpositionsprinzip die entsprechenden energetischen Repräsentationen zugeordnet werden können. In diesem Sinn kann man dann davon sprechen, dass eine dem Zustand zugeordnete Eigenschaft auch als physikalisch realisierte Eigenschaft dem Quantensystem zugeordnet werden kann. Wird ein Quantensystem beispielsweise in den Bell-Zustand Ψ_+^{21} präpariert, so kann dieser mittels des Operators $U_{B_2B_1}$ in den zu diesem, bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$, formal

äquivalenten Zustand $|1,0\rangle$ überführt werden. Führt man dann an dem so präparierten formal äquivalenten Quantensystem eine Messung durch, so erhält man mit Sicherheit als Messergebnis „Das rechte Ion hat die Energie hf_{01} gespeichert und das linke Ion hat keine Energie gespeichert“. Diese Information ermöglicht es nun aber dem Quantensystem, bis auf eine nicht beobachtbare Phase, die Eigenschaft zuzuordnen „Das Quantensystem liegt im Zustand Ψ_+^{21} vor“. Diese Eigenschaft kann dann als physikalisch realisierte Eigenschaft verstanden werden, da die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen im Sinne des Superpositionsprinzips dieser Eigenschaft entsprechen. Dasselbe gilt für die anderen Bell-Zustände der Basis (B2). Im Allgemeinen ist es jedoch nicht möglich einem Quantensystem, die über das, bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$, formal äquivalente Quantensystem zugänglichen Eigenschaften, als physikalisch realisierte Eigenschaften zuzuordnen.

Ich möchte diesen Sachverhalt anhand eines einfachen Beispiels verdeutlichen. Präpariert man ein Quantensystem in den Zustand $|1,1\rangle$, so ist die einzig mögliche energetische Repräsentation gegeben durch „Beide Ionen haben keine Energie gespeichert“. Der Zustand $|1,1\rangle$ lässt sich bezüglich der Basis (B2) schreiben als

$$|1,1\rangle = 1/(2)^{1/2} (\Phi_+^{21} - \Phi_-^{21}). \quad (16)$$

Der zu $|1,1\rangle$ bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$ formal äquivalente Zustand ist dann gegeben durch

$$\Psi_{17} = U_{B_2B_1}(|1,1\rangle) = 1/(2)^{1/2} (|0,0\rangle - |0,1\rangle). \quad (17)$$

Führt man nun an dem formal äquivalenten Quantensystem im Zustand Ψ_{17} eine Messung durch, so erhält man in 50% der Fälle das Messergebnis „Ion 1 und Ion 2 fluoreszieren“ und in 50% der Fälle das Messergebnis „Ion 1 fluoresziert nicht und Ion 2 fluoresziert“. Dem Quantensystem kann somit zwar die Eigenschaft zugeordnet werden „Der Zustand kann als eine Linearkombination der Basisvektoren Φ_+^{21} und Φ_-^{21} geschrieben werden und das Betragsquadrat der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsamplituden ist gleich $1/2$ “. Allerdings kann man diese, in Gl. (16) unmittelbar erkennbare, Eigenschaft des Quantensystems im Zustand $|1,1\rangle$ nicht im Sinne des Superpositionsprinzips als physikalisch realisierte Eigenschaft betrachten. Hierzu müsste das Quantensystem die den Basisvektoren Φ_+^{21} und Φ_-^{21} zugeordneten energetischen Repräsentationen besitzen. Was aber nicht der Fall ist. Die in diesem Sinne physikalisch nicht realisierten Eigenschaften eines Quantensystems möchte ich im Folgenden als „inhärente Eigenschaften“ eines Quantensystems bezeichnen.

Die Zustandsbeschreibung eines Quantensystems im Zustand $|1,1\rangle$ bezüglich der Bell-Basis muss somit als inhärente Eigenschaft des Quantensystems aufgefasst werden. Die eines Quantensystem im Zustand Ψ_+^{21} jedoch als physikalisch realisierte Eigenschaft. Allerdings darf man hieraus nicht schließen, dass nur die maximal verschränkten Bell-Zustände keine inhärenten Eigenschaften bezüglich der Zustandsbeschreibung in der Bell-Basis besitzen. Dieses möchte ich anhand eines Beispiels verdeutlichen:

Der Produktzustand $\Psi_{18} = 1/2^{1/2} (|1\rangle_2 + |0\rangle_2) 1/2^{1/2} (|1\rangle_1 + |0\rangle_1)$ lässt sich bezüglich der Basis (B2) schreiben als

$$\begin{aligned}\Psi_{18} &= 1/2^{1/2} (|1\rangle_2 + |0\rangle_2) 1/2^{1/2} (|1\rangle_1 + |0\rangle_1) \\ &= 1/4^{1/2} (|1,1\rangle + |0,0\rangle + |1,0\rangle + |0,1\rangle) \\ &= 1/2^{1/2} (\Phi_+^{21} + \Psi_+^{21}).\end{aligned}\tag{18}$$

Der zu Ψ_{18} bezüglich des Operators U_{B2B1} formal äquivalente Zustand ist dann gegeben durch

$$\Psi_{19} = U_{B2B1}(\Psi_{18}) = 1/2^{1/2} (|0,0\rangle + |1,0\rangle).\tag{19}$$

Führt man nun an dem formal äquivalenten Quantensystem im Zustand Ψ_{19} eine Messung durch, so erhält man in 50% der Fälle das Messergebnis „Ion 1 und Ion 2 fluoreszieren nicht“ und in 50% der Fälle das Messergebnis „Ion 1 fluoresziert nicht und Ion 2 fluoresziert“. Über den zu dem Quantensystem formal äquivalenten Zustand Ψ_{19} kann dem Quantensystem somit die Eigenschaft zugeordnet werden „Der Zustand kann als eine Linearkombination der Basisvektoren Φ_+^{21} und Ψ_+^{21} geschrieben werden und das Betragsquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplituden ist gleich 1/2“. Diese bereits in Gl. (18) erkennbare Eigenschaft kann aber nicht als inhärente Eigenschaft des Quantensystems im Zustand Ψ_{18} aufgefasst werden, da das Quantensystem die, den Basisvektoren Φ_+^{21} und Ψ_+^{21} zugeordneten, energetischen Repräsentationen besitzt. Das Quantensystem besitzt somit bezüglich der Zustandsbeschreibung in der Bell-Basis keine inhärenten Eigenschaften, sondern ausschließlich physikalisch realisierte Eigenschaften. Dieses ist ein bemerkenswertes Ergebnis, wenn man bedenkt, dass der Zustand Ψ_{18} ein Produktzustand ist und die beiden Systeme daher in der Literatur als physikalisch isolierte Systeme angesehen werden (siehe hierzu auch die Bemerkungen weiter unten)!

Dieser Zusammenhang wurde beispielsweise auch in [49] nicht erkannt. Wenn in [49] als Folge hiervon in Zusammenhang mit der Interpretation (IN5) von „mehr oder weniger stark isolierten Systemen“ gesprochen wird, müsste die, im Folgenden

eingeführte, korrekte Formulierung lauten „mehr oder weniger stark energetisch isolierten Systemen“. Auch wurde in [49] in Postulat (P1) dieser Zusammenhang nicht berücksichtigt. Als Folge hiervon müssen in dem in [49] in Abschnitt VI angegebenen Gedankenexperiment zwei Fälle betrachtet werden. Auch auf diese Punkte werde ich im Folgenden noch ausführlich eingehen.

An diesen Beispielen wird aber auch eine ganz grundsätzliche Schwierigkeit hinsichtlich der Interpretation der Quantenphysik erkennbar. Betrachtet man Quantensysteme die durch einen Produktzustand beschrieben werden, so gibt es messtechnisch keine Indizien dafür, dass diese nicht als physikalisch isoliert und damit als unabhängige Systeme angesehen werden können. Verschränkte Systeme zeigen hingegen Eigenschaften, die für unabhängige Systeme nicht möglich sind. Als Indiz dafür, dass diese Eigenschaften nicht auf Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Systemen zurückgeführt werden können, können die in [20] und [21] beschriebenen Experimente zur Teleportation gewertet werden. Auf diese werde ich im Folgenden noch näher eingehen. Dieses rechtfertigt dann aber die Annahme, dass verschränkte Systeme Eigenschaften besitzen, die nur noch als Eigenschaft des Gesamtsystems, jedoch nicht als Summe der Eigenschaften der Teilsysteme betrachtet werden können. Man könnte daher davon sprechen, dass verschränkte Quantensysteme „innere Eigenschaften“ besitzen. In diesem Sinne besitzt dann aber auch ein Quantensystem im Zustand Ψ_{18} innere Eigenschaften, da das Quantensystem die, den Basisvektoren Φ_+^{21} und Φ_+^{21} zugeordneten energetischen Repräsentationen besitzen und diese somit als physikalisch realisierte Eigenschaft des Quantensystems angesehen werden müssen. Man könnte hier natürlich auch formal argumentieren, dass die Eigenschaften eines Zustands (Vektors) nicht durch einen Basis-Wechsel verändert werden. Dann muss man aber auch dem Zustand Ψ_{16} , die über die Zustandsbeschreibung bezüglich der Bell-Basis zugänglichen, physikalisch nicht realisierten, inhärenten Eigenschaften, als innere Eigenschaften zuordnen. Treffen diese Überlegungen zu, so besitzen nicht nur verschränkte Quantensysteme, sondern auch Quantensysteme die durch einen Produktzustand beschrieben werden, innere Eigenschaften. Was aber bedeutet, dass jedes Quantensystem innere Eigenschaften besitzen muss.

Wenn diese Überlegungen zutreffen, gibt es dann aber keine isolierten Quantensysteme. Allerdings kann man davon sprechen, dass Quantensysteme unterschiedlich stark „energetisch isoliert“ sein können. Ich meine damit folgendes: Nach dem oben entwickelten Interpretationsansatz sind Informationen über ein Quantensystem nur über die, für dieses Quantensystem und die zu diesem Quantensystem formal äquivalenten Quantensysteme möglichen, energetischen Repräsentationen zugänglich. Die inneren Eigenschaften eines Quantensystems sind über die Rechenbasis jedoch immer nur indirekt zugänglich. Direkt sind diese nur über

die zu dem Quantensystem formal äquivalenten Quantensysteme zugänglich. Betrachtet man die maximal verschränkten Bell-Zustände, so haben diese in der Rechenbasis genau zwei energetische Repräsentationen. Die zu diesen bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$ formal äquivalenten Quantensysteme haben dann natürlich genau eine energetische Repräsentation. Diesen Sachverhalt könnte man nun dahingehend interpretieren, dass diesen Quantensystemen, bezüglich der Bell-Basis, genau eine innere Eigenschaft zugeordnet werden kann. Die Quantensysteme können somit ausschließlich die, für diese innere Eigenschaft möglichen, energetischen Repräsentationen realisieren. Da die inneren Eigenschaften eines Quantensystems als Eigenschaften des Gesamtsystems betrachtet werden können, ist es naheliegend auch die, über die energetischen Repräsentationen beschriebenen, energetischen Eigenschaften dieser Systeme als Eigenschaften des Gesamtsystems zu betrachten. Die Bell-Zustände könnte man daher in diesem Sinne als energetisch nicht isoliert bezeichnen. Betrachtet man hingegen ein Quantensystem, das durch einen Produktzustand beschrieben werden kann, bei dem die beiden beteiligten Systeme in einem energetischen Eigenzustand vorliegen (wie beispielsweise im Falle des Zustands $|1,1\rangle$), so besitzen die Zustände genau eine energetische Repräsentation. Die bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$ formal äquivalenten Quantensysteme haben dann jedoch zwei energetische Repräsentationen. Dieses könnte man dann aber so interpretieren, dass dem Quantensystem zwei innere Eigenschaften zugeordnet werden müssen. Diese können jedoch nicht als physikalisch realisierte Eigenschaften aufgefasst werden, da die den inneren Eigenschaften zugeschriebenen energetischen Repräsentationen den für das Quantensystem realisierbaren nicht entsprechen. Diese Systeme könnte man daher als energetisch isoliert bezeichnen. Zu demselben Ergebnis kommt man für Produktzustände bei denen sich ein Quantensystem in einem energetischen Eigenzustand und eines in einem Überlagerungszustand der Form $1/2^{1/2} (|0\rangle + e^{i\varphi} |1\rangle)$ befindet, wobei mit φ eine beliebige (reelle) Phase bezeichnet sei. Auch diese Systeme können dann als energetisch isoliert bezeichnet werden. Eine vollkommen andere Situation liegt beispielsweise bei Produktzuständen der Form

$$\begin{aligned} \Psi_{20} &= e^{i\theta} / 4^{1/2} (|0\rangle_2 + e^{i\varphi} |1\rangle_2) (|0\rangle_1 - e^{i\varphi} |1\rangle_1), \\ &= e^{i\theta} / 2^{1/2} (1/2^{1/2} (|0,0\rangle - e^{i2\varphi} |1,1\rangle) + e^{i\varphi} \Psi_{21}), \end{aligned} \quad (20)$$

mit: $e^{i2\varphi} = 1$ oder $e^{i2\varphi} = -1$ und den (reellen) Phasen θ und φ ,

oder dem Produktzustand Ψ_{18} vor. Diese haben immer vier energetische Repräsentationen. Die zu diesen bezüglich des Operators $U_{B_2B_1}$ formal äquivalenten Quantensysteme haben, wie man leicht nachprüfen kann, immer genau zwei energetische Repräsentationen. Damit besitzen diese Quantensysteme bezüglich der Bell-Basis genau zwei innere Eigenschaften. Da die, für die Quantensysteme

möglichen, energetischen Repräsentationen aber genau denen entsprechen, die den inneren Eigenschaften der Quantensysteme zugeordnet werden, müssen die inneren Eigenschaften dieser Quantensysteme als physikalisch realisierte Eigenschaften angesehen werden. Da die inneren Eigenschaften eines Quantensystems aber nicht als lokal den Teilsystemen zuschreibbare Eigenschaften, sondern nur als Eigenschaft des Gesamtsystems betrachtet werden können, müssen auch die, über die energetischen Repräsentationen beschriebenen, energetischen Eigenschaften dieser Quantensysteme als Eigenschaften des Gesamtsystems betrachtet werden. Somit können diese Quantensysteme aber nicht als energetisch isoliert angesehen werden.

Diese Eigenschaft von Produktzuständen der Form Ψ_{20} ist von ganz grundsätzlicher Bedeutung. Wie in Abschnitt VII gezeigt wird, eröffnen Produktzustände der Form Ψ_{20} die Möglichkeit, den Forderungen des Spin-Statistik-Theorems (siehe hierzu beispielsweise [45]), hinsichtlich der Symmetrie-Eigenschaften von Zuständen für ununterscheidbare Quantensysteme, Zustandstransformationen zuzuordnen und diese als physikalisch realisierbare Präparationsschritte zu begreifen.

Für die oben betrachteten Quantensysteme könnte man als Maß für den Grad der energetischen Isolierung der Quantensysteme einfach den Quotienten „Anzahl der möglichen energetischen Repräsentationen des Quantensystems“ / „Anzahl der möglichen energetischen Repräsentationen des, die inneren Eigenschaften beschreibenden, formal äquivalenten Quantensystems“ = QER einführen. Dass der Quotient QER als ein Maß für den Grad der energetischen Isolierung der oben diskutierten Zustände angesehen werden kann, sieht man daran, dass für die energetisch nicht isolierten Systeme, die maximal verschränkten Bell-Zustände, den Produktzustand Ψ_{18} und die Produktzustände der Form Ψ_{20} , QER den maximal möglichen Wert $\text{QER} = 2$ und für die energetisch isolierten Produktzustände den kleinsten möglichen Wert $\text{QER} = 1/2$ annimmt. Der Quotient QER darf allerdings nur als Skizze zur Verdeutlichung der grundsätzlichen Idee für eine solche Definition angesehen werden. Eine allgemein gültige Definition muss natürlich auf beliebige Zustände anwendbar sein und darf nicht nur auf die oben beispielhaft diskutierten Fälle und die Basis (B2) beschränkt sein. Auf die Frage, wie man ganz allgemein ein Maß für den Grad der energetischen Isolierung von Quantensystem einführen kann, möchte ich hier jedoch nicht näher eingehen, da diese für die folgenden Überlegungen unerheblich ist.

Offensichtlich muss man im Rahmen der Quantenphysik nicht nur die klassische Vorstellung aufgeben, dass Systeme genau dann als unabhängige Systeme betrachtet werden können, wenn es zwischen diesen keine Wechselwirkung gibt, sondern auch

zwischen unabhängigen Systemen und isolierten Systemen unterscheiden. Ich möchte daher die folgende Interpretation vorschlagen:

IN5): Es gibt keine isolierten Quantensysteme. Die einem Quantensystem durch den jeweiligen Zustand zugeordneten Eigenschaften beschreiben lediglich die durch das verwendete Präparationsverfahren mehr oder weniger starke energetische Isolierung des Quantensystems. Das verwendete Präparationsverfahren grenzt somit lediglich die dem Quantensystem zuschreibbaren Eigenschaften ein. Die über den Zustand dem Quantensystem zugeschriebenen Eigenschaften sind real vorhanden. Allerdings können diese nicht im Sinne einer physikalischen Wechselwirkung verstanden werden. Die Wirkung dieser Eigenschaften ist auf die an dem Quantensystem und den für dieses Quantensystem möglichen formal äquivalenten Quantensystemen realisierbaren energetischen Repräsentationen beschränkt. Nur über die energetischen Repräsentationen werden diese physikalisch über energetische Wechselwirkungen zugänglich. Die energetischen Repräsentationen sind somit nicht Träger dieser Eigenschaften, sondern lediglich Vermittler dieser Eigenschaften.

In diesem Sinne werden verschränkte Systeme nicht erzeugt, sondern entsprechen nur weniger stark energetisch isolierten Systemen. Bei physikalisch unabhängig präparierten Teilsystemen spiegelt sich dieser Sachverhalt in den, diesen zugeordneten inhärenten Eigenschaften wider. Der Grad der energetischen Isolierung eines Quantensystems wird allerdings nicht nur durch die verwendeten Präparationsschritte beeinflusst. Auch wenn an einem Quantensystem eine Messung durchgeführt wird, hat diese dann natürlich einen Einfluss auf den Grad der energetischen Isolierung des Quantensystems. Dieser Einfluss spiegelt sich in dem in der Quantenphysik postulierten Projektionspostulat wider. Diese Interpretation enthält aber auch schon die Kernaussage für eine die Quantenphysik auszeichnenden Idee. Man könnte diese wie folgt formulieren:

IN6): In der Natur existieren Eigenschaften die über physikalische Wechselwirkungen prinzipiell nicht zugänglich sind. Man könnte diese Eigenschaften als innere Eigenschaften von Quantensystemen bezeichnen. Die einem Quantensystem physikalisch zuschreibbaren inneren Eigenschaften werden durch den Zustand, den man dem betrachteten Quantensystem im Rahmen der Quantenphysik zuordnet, festgelegt. Zugänglich sind nur die Wirkungen dieser Eigenschaften auf die betrachteten Quantensysteme. Die Wirkung dieser Eigenschaften beschränkt sich darauf, dass durch diese, die für das Quantensystem und die für dieses Quantensystem möglichen formal äquivalenten Quantensysteme, realisierbaren energetischen Repräsentationen festgelegt werden. Erst über die tatsächlich realisierten

energetischen Repräsentationen sind diese Eigenschaften über physikalische Wechselwirkungen zugänglich.

Wie das im Folgenden diskutierte Beispiel zur Teleportation zeigt, ist es nicht zwingend erforderlich, dass die beteiligten Teilsysteme physikalisch in Wechselwirkung treten, damit die dem Zustand des Gesamtsystems zugeordneten inhärenten Eigenschaften über die, diesen zugeordneten energetischen Repräsentationen zugänglich werden. Hierzu möchte ich auf die in [20] und [21] beschriebenen Experimente zur Teleportation kurz näher eingehen. Für diese Experimente werden in der in Abb. 2 dargestellten linearen Ionenfalle drei Ionen gespeichert. Das Ziel dieser Experimente ist es, den Zustand eines Qubits (Ion 1) auf ein anderes Qubit (Ion 3) zu übertragen, ohne das zu irgendeinem Zeitpunkt eine direkte physikalische Wechselwirkung zwischen diesen beiden Qubits stattgefunden hat. Hierzu werden in einem ersten Schritt die Ionen 3 und 2 (das linke Ion und das mittlere Ion) in den Bell-Zustand Ψ_+^{32} präpariert. Danach wird das Ion 1 in einen beliebigen Zustand Ψ_{ab}^1 präpariert. Für das Gelingen des Experimentes ist es nicht erforderlich diesen Zustand zu kennen. Der Zustand für das Gesamtsystem ist dann gegeben durch:

$$\Psi_T = 1/(2)^{1/2} (|1\rangle_3 |0\rangle_2 + |0\rangle_3 |1\rangle_2) \Psi_{ab}^1 \quad (21)$$

$$\text{mit } \Psi_{ab}^1 = 1/(2)^{1/2} (a|0\rangle_1 + b|1\rangle_1); |a|^2 + |b|^2 = 1. \quad (22)$$

Weiter ergibt sich

$$\begin{aligned} \Psi_T &= 1/(4)^{1/2} (a|1\rangle_3 |0\rangle_2 |0\rangle_1 + b|1\rangle_3 |0\rangle_2 |1\rangle_1 + a|0\rangle_3 |1\rangle_2 |0\rangle_1 + b|0\rangle_3 |1\rangle_2 |1\rangle_1) \\ &= 1/(8)^{1/2} ((a|1\rangle_3 + b|0\rangle_3) \Phi_+^{21} + (a|1\rangle_3 - b|0\rangle_3) \Phi_-^{21} \\ &\quad + (a|0\rangle_3 + b|1\rangle_3) \Psi_+^{21} + (a|0\rangle_3 - b|1\rangle_3) \Psi_-^{21}) \\ &= 1/(4)^{1/2} ((X\Psi_{ab}^3) \Phi_+^{21} + (XZ\Psi_{ab}^3) \Phi_-^{21} + \Psi_{ab}^3 \Psi_+^{21} + (Z\Psi_{ab}^3) \Psi_-^{21}) \end{aligned} \quad (23)$$

wobei verwendet wurde

$$\begin{aligned} |0\rangle_2 |0\rangle_1 &= 1/(2)^{1/2} (\Phi_+^{21} + \Phi_-^{21}) \\ |1\rangle_2 |1\rangle_1 &= 1/(2)^{1/2} (\Phi_+^{21} - \Phi_-^{21}) \\ |1\rangle_2 |0\rangle_1 &= 1/(2)^{1/2} (\Psi_+^{21} + \Psi_-^{21}) \\ |0\rangle_2 |1\rangle_1 &= 1/(2)^{1/2} (\Psi_+^{21} - \Psi_-^{21}) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
1/\sqrt{2} (a|0\rangle_3 + b|1\rangle_3) &= \Psi_{ab}^3 \\
1/\sqrt{2} (a|1\rangle_3 + b|0\rangle_3) &= X\Psi_{ab}^3 \\
1/\sqrt{2} (a|1\rangle_3 - b|0\rangle_3) &= XZ\Psi_{ab}^3 \\
1/\sqrt{2} (a|0\rangle_3 - b|1\rangle_3) &= Z\Psi_{ab}^3
\end{aligned}$$

mit den Pauli Operatoren X und Z

$$\begin{array}{c} \langle 0 | \quad \langle 1 | \\ X = \begin{array}{c} |0\rangle \\ |1\rangle \end{array} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \end{array}$$

Wendet man den Operator U_{B2B1} , der nur auf Ion 2 und Ion 1 wirkt, auf den Zustand Ψ_T an, so wird dieser in den Zustand

$$\Psi_{TB2B1} = 1/\sqrt{4} ((X\Psi_{ab}^3)|0,0\rangle + (XZ\Psi_{ab}^3)|0,1\rangle + \Psi_{ab}^3|1,0\rangle + (Z\Psi_{ab}^3)|1,1\rangle) \quad (24)$$

überführt. Der Zustand Ψ_{TB2B1} ist somit formal äquivalent zu dem Zustand Ψ_T . Führt man nun an den Ionen 2 und 1 eine Messung durch, so wird der Zustand Ψ_{ab}^1 in den das Ion 1 ursprünglich präpariert wurde nun über Ion 3 zugänglich. Erhält man beispielsweise das Messergebnis „Ion 1 fluoresziert und Ion 2 fluoresziert nicht, so weiß man, dass das Ion 3 dann in dem Zustand Ψ_{ab}^3 vorliegen muss. In den anderen Fällen liegt das Ion 3 nach einer Messung an den Ionen 1 und 2 zwar nicht im Zustand Ψ_{ab}^3 vor, kann aber immer in diesen überführt werden. Erhält man beispielsweise das Messergebnis „Ion 1 fluoresziert und Ion 2 fluoresziert“, so braucht man nur den Operator X^{-1} auf das Ion 3 anzuwenden um dieses in den Zustand Ψ_{ab}^3 zu überführen. Wobei mit X^{-1} der zu X inverse Operator bezeichnet sei. Um den Zustand von Ion 3 analysieren zu können, ist es somit zwingend erforderlich, vor der Zustandsanalyse am Ion 3 eine Messung an den Ionen 1 und 2 durchzuführen. Da Messwerte aber immer klassische Größen sind, wird auch bei den in [20] und [21] beschriebenen Experimenten zur Teleportation ein klassischer Informationskanal benötigt, um die Zustandsanalyse an Ion 3 durchführen zu können.

Um die Experimente interpretieren zu können, ist es notwendig die einzelnen Schritte genauer zu betrachten. Im ersten Schritt werden die Ionen 3 und 2 in den Bell-Zustand Ψ_+ ³² präpariert. Bei diesem Schritt gibt es keine physikalische Wechselwirkung mit dem Ion 1. Dann wird das Ion 1 in den Zustand Ψ_{ab}^1 präpariert. Auch bei diesem Schritt wechselwirkt das Ion 1 nicht mit den Ionen 3 und 2. Man hat somit zwei physikalisch völlig unabhängige Systeme präpariert. Die einzige Möglichkeit einem aus zwei physikalisch unabhängigen Systemen bestehenden Gesamtsystem innerhalb der Quantenphysik einen Zustand zuzuordnen, besteht darin, diesem den über das Produkt

der Zustände der einzelnen Systeme gebildeten Produktzustand zuzuordnen. Somit befindet sich das aus den drei Ionen bestehende Gesamtsystem im Zustand Ψ_T Gl. (21). Dem Quantensystem lassen sich nun aber auch die durch Gl. (23) beschriebenen Eigenschaften zuordnen. Es sind genau diese Eigenschaften, die die Teleportation ermöglichen. Allerdings besitzt das Quantensystem diese Eigenschaften nur als inhärente Eigenschaft. Um diese messtechnisch zugänglich zu machen müssen an dem Quantensystem die entsprechenden energetischen Repräsentationen realisiert werden. Dieses gelingt dadurch, dass der Zustand Ψ_T mittels des Operators $U_{B_2B_1}$ in den formal äquivalenten Zustand $\Psi_{T_{B_2B_1}}$ überführt wird. Erst dann sind die in Gl. (23) beschriebenen inhärenten Eigenschaften des Quantensystems in der Rechenbasis messtechnisch über die entsprechenden energetischen Repräsentationen zugänglich. Denn erst im Zustand $\Psi_{T_{B_2B_1}}$ kann man im Sinne des Superpositionsprinzips von vier prinzipiell ununterscheidbaren Möglichkeiten sprechen, da erst in diesem die hierzu notwendige unverwechselbare Eigenschaft des Quantensystems durch die in den Ionen 1 und 2 gespeicherte Energie gegeben ist. Erhält man dann beispielsweise bei einer Messung an den Ionen 1 und 2 das Messergebnis „Ion 2 fluoresziert und Ion 1 fluoresziert nicht“, so muss das Quantensystem nach der Messung an den Ionen 1 und 2 im Zustand $\Psi_{ab}^3|1,0\rangle$ vorliegen.

IV. Elementare Quantensysteme: Da nach den Interpretationen (IN5) und (IN6) die einem Quantensystem, über dessen Zustand zugeordneten, Eigenschaften zwar durch die energetischen Repräsentationen physikalisch zugänglich werden, die energetischen Repräsentationen aber nicht als Träger dieser Eigenschaften betrachtet werden können, liegt die Vermutung nahe, dass es auch Quantensysteme geben könnte, die keine energetische Repräsentation besitzen. Dass es solche Quantensysteme gibt, möchte ich anhand der folgenden Überlegungen aufzeigen.

Präpariert man zwei Ionen in den Bell-Zustand Ψ_{-}^{21} und werden dann die beiden Ionen mit einem geeigneten π -Puls beleuchtet [17], so kann der Zustand Ψ_{-}^{21} in den Zustand

$$\Psi_{25} = 1/2^{1/2}(|1,2\rangle - |2,1\rangle) \quad (25)$$

überführt werden. Die beiden Ionen befinden sich dann im elektronischen Grundzustand ($4^2S_{1/2}$). Da der Kernspin der verwendeten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen gleich Null ist, beschreibt der Zustand Ψ_{25} ein aus zwei Spin $1/2$ Systemen zusammengesetztes System mit Gesamtspin 0. Der elektronische Grundzustand wird durch den Zeemann-Effekt [22] in den energetisch tiefer liegende Zustand $|1\rangle$ (Grundzustand des Qubits) mit der magnetischen Quantenzahl $m = -1/2$ und den energetisch höher liegenden Zustand $|2\rangle$ (angeregter Zustand des Qubits) mit der magnetischen Quantenzahl $m = +1/2$ aufgespalten. Schaltet man nun das in z-Richtung der Ionenfalle überlagerte Magnetfeld

aus, so fallen die beiden Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ zusammen. Bei diesem Vorgang muss dann der Spin-Freiheitsgrad eines der beiden Ionen die Energie $\Delta E_z/2$ abgeben und der Spin-Freiheitsgrad des jeweils anderen Ions die Energie $\Delta E_z/2$ aufnehmen, wobei mit ΔE_z die Energiedifferenz zwischen den beiden Zustände $|2\rangle$ und $|1\rangle$ bei eingeschaltetem Magnetfeld bezeichnet sei. Man kann allerdings prinzipiell nicht entscheiden, ob der Spin-Freiheitsgrad des linken oder rechten Ions die Energie $\Delta E_z/2$ aufnimmt oder abgibt. Da sich das der Ionenfalle überlagerte Magnetfeld während des Abschaltvorgangs zeitlich ändert, könnte die Energie $\Delta E_z/2$ über das Magnetfeld ausgetauscht werden. In der Summe nimmt das Magnetfeld allerdings weder Energie von dem Spin-Freiheitsgrad des Systems auf, noch gibt dieses in der Summe Energie an den Spin-Freiheitsgrad des Systems ab. Der ganz analoge Vorgang tritt ein, wenn das Magnetfeld wieder eingeschaltet wird. Im idealen Fall liegt dann, nachdem das Magnetfeld wieder eingeschaltet wurde, das Quantensystem wieder im energetisch repräsentierten Zustand Ψ_{25} vor. Solange das Magnetfeld jedoch ausgeschaltet ist, kann dem System im Zustand Ψ_{25} keine energetische Repräsentation zugeordnet werden, da die beiden Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ energetisch zusammenfallen. Es ist dann nicht möglich im Sinne des Superpositionsprinzips von prinzipiell ununterscheidbaren Möglichkeiten zu sprechen, da die hierfür erforderliche unverwechselbare Eigenschaft über die energetischen Repräsentationen nicht gegeben ist. Quantensysteme die keine energetischen Repräsentationen besitzen möchte ich im Folgenden als „elementare Quantensysteme“ bezeichnen. Dem einem elementaren Quantensystem zugeordneten Zustand möchte ich dann als „elementaren Zustand“ bezeichnen.

Mittels des Spin-Freiheitsgrades ist es somit auf einfache Art und Weise möglich elementare Quantensysteme zu präparieren. Zum besseren Verständnis möchte ich kurz einige Eigenschaften von Systemen mit Spin $\frac{1}{2}$ angeben. Hierzu wird im Folgenden angenommen, dass das dem Spin $\frac{1}{2}$ System zugeordnete magnetische Moment μ anti-parallel zum Spin ausgerichtet ist. Dieses schränkt die Allgemeinheit der getroffenen Aussagen nicht ein, da diese Annahme nur benötigt wird, um die Wechselwirkung eines Spin $\frac{1}{2}$ Systems mit magnetischen Feldern möglichst einfach beschreiben zu können. Mit μ wird auch der Betrag des größtmöglichen Wertes der z-Komponente von $\mu = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ bezeichnet. Da keine Verwechslungsgefahr besteht, wird μ im Folgenden ebenfalls als magnetisches Moment bezeichnet.

Befindet sich ein System mit Spin $\frac{1}{2}$ in einem statischen Magnetfeld B_z mit der Quantisierungsachse z' (das Magnetfeld zeigt in die Richtung z'), so können dem Spin-Freiheitsgrad über die Wechselwirkungsenergie

$$W = -\mu B, \tag{26}$$

mit $B = (0, 0, B_{z'})$ und $B_{z'} > 0$, zwei energetische Eigenzustände in Bezug auf die durch das Magnetfeld vorgegebene Quantisierungsachse z' zugeordnet werden [22]. Der energetisch höher liegende Zustand $|+z'\rangle$ mit der Wechselwirkungsenergie $W = +\mu B_{z'}$ bei dem der Spin parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist ($m = 1/2$) und der energetisch tiefer liegende Zustand $|-z'\rangle$ mit der Wechselwirkungsenergie $W = -\mu B_{z'}$ bei dem der Spin anti-parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist ($m = -1/2$). Die Energiedifferenz $\Delta E_{z'}$ der beiden Zuständen berechnet sich dann zu

$$\Delta E_{z'} = f_{\text{Lam}} h = 2\mu B_{z'}, \quad (27)$$

wobei f_{Lam} die Larmorfrequenz bezeichnet. Ist das Magnetfeld nicht homogen, sondern besitzt einen Gradienten, wie beispielsweise das Magnetfeld in einem Stern-Gerlach-Magneten, so hängt die Richtung in die das System beschleunigt wird von der Wechselwirkungsenergie $W = -\mu B$ und vom Gradienten des Magnetfeldes ab [23]. Ich möchte im Folgenden annehmen, dass die betrachteten Systeme keine Ladung tragen. Besitzt das Magnetfeld B den Gradienten $dB_{z'}/dz' < 0$, so wird das System in die Richtung $+z'$ beschleunigt, wenn $W = +\mu B_{z'}$ ist und in die Richtung $-z'$ beschleunigt, wenn $W = -\mu B_{z'}$ ist. Befindet sich das System bezüglich der Quantisierungsachse z' in einem Überlagerungszustand

$$\Psi_{28} = a_+ |+z'\rangle + a_- |-z'\rangle, \quad (28)$$

so kann nicht vorhergesagt werden, in welche Richtung ($+z'$ oder $-z'$) das System im Stern-Gerlach-Magneten beschleunigt wird. Es kann hierfür nur noch eine Wahrscheinlichkeit, die über das Betragsquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplituden a_+ und a_- festgelegt ist, angegeben werden [23]. Der Stern-Gerlach-Magnet ist nach W. Gerlach, O. Stern benannt, die als Erste experimentell die Richtungsquantisierung des Spins nachgewiesen haben [24], [25].

Tritt ein Spin $1/2$ System in ein statisches, hier homogenes Magnetfeld ein (siehe Abb. 4), so tritt der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt [26] auf. Solange sich das System im feldfreien Raum befindet, ist dessen Gesamtenergie $E_{\text{ges}} = E_0$ gleich der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = 1/2 m u^2$, wobei mit m die Masse des Systems und mit u die Geschwindigkeit des Systems bezeichnet sei. Tritt das System in das Magnetfeld $B_{z'}$ mit der Quantisierungsachse z' ein, so kann man den Übergang vom feldfreien Bereich in den Bereich mit Magnetfeld so auffassen, als ob das System sich in ein Potential hineinbewegt. Innerhalb des Magnetfelds $B_{z'}$ ist dann wieder die dem Spin-Freiheitsgrad über die Wechselwirkungsenergie W zugeordnete Energie für ein Spin $1/2$ System im Zustand $|+z'\rangle$ gleich $E_{\text{spin}} = +\mu B_{z'}$ und für ein Spin $1/2$ System im Zustand $|-z'\rangle$ gleich

$E_{\text{spin}} = -\mu B_z$. Im feldfreien Raum gilt dann natürlich $E_{\text{spin}} = 0$. Mit Eintritt des Systems in das Potential fallen die Energieniveaus des Spin-Freiheitsgrades somit nicht mehr zusammen, sondern werden für ein System im Zustand $|+z'\rangle$ um den Wert $\Delta E_z/2$ angehoben und für ein System im Zustand $|-z'\rangle$ um den Wert $\Delta E_z/2$ abgesenkt. Bezogen auf den feldfreien Fall, bei dem dem Spin-Freiheitsgrad keine Energie zugeordnet werden kann, muss das in das Potential eintretende System innerhalb der über die Energie-Zeit-Unschärferelation vorgegebenen Zeit

$$\Delta t \leq h/(4\pi \Delta E_z/2) \quad (29)$$

die entsprechende Energie aufnehmen oder abgeben, da sonst der Energieerhaltungssatz verletzt wäre. Nun kann aber das System mit dem als statisch angenommenen Magnetfeld keine Energie austauschen. Somit kann der Energieaustausch nur innerhalb des Systems stattfinden. Die Energie muss also mit der kinetischen Energie des Systems ausgetauscht werden. Ist das System im Zustand $|+z'\rangle$, so ergibt sich für die Gesamtenergie weiterhin $E_{\text{ges}} = E_0$. Die kinetische Energie ist nun aber $E_{\text{kin}} = E_0 - \Delta E_z/2$. Ist das System im Zustand $|-z'\rangle$, so ist die Gesamtenergie ebenfalls weiterhin $E_{\text{ges}} = E_0$. Für die kinetische Energie ergibt sich nun $E_{\text{kin}} = E_0 + \Delta E_z/2$. Nachdem das System den Übergangsbereich zwischen dem feldfreien Bereich außerhalb des Magneten und dem homogenen Bereich des Magneten durchquert hat, fliegt das System im Zustand $|+z'\rangle$ mit einer Geschwindigkeit $< u$ durch den homogenen Bereich des Magnetfeldes und das System im Zustand $|-z'\rangle$ mit einer Geschwindigkeit $> u$ durch den homogenen Teil des Magnetfeldes. Beim Austritt aus dem Magnetfeld dreht sich der beschriebene Vorgang um und in beiden Fällen fliegen die System wieder mit der Geschwindigkeit u weiter.

Eine energetische Verschiebung der Energieniveaus $|+z'\rangle$ und $|-z'\rangle$ tritt somit nicht nur dann auf, wenn ein Magnetfeld, wie im Beispiel oben, ein oder ausgeschaltet wird, sondern tritt auch auf, wenn ein Spin $\frac{1}{2}$ System in ein statisches Magnetfeld eintritt. Für Spin $\frac{1}{2}$ Systeme ist somit die im Hinblick auf das Superpositionsprinzip erforderliche unverwechselbare Eigenschaft immer durch die Wechselwirkungsenergie $W = -\mu B$ gegeben. Dem Spin-Freiheitsgrad kann daher im feldfreien Raum keine energetische Repräsentation zugeordnet werden. Wird dann ein Magnetfeld eingeschaltet, oder treten die Systeme in ein statisches Magnetfeld ein, so kann dieser Vorgang auch als Präparationsschritt verstanden werden, bei dem das elementare Quantensystem in ein entsprechendes energetisch repräsentiertes Quantensystem überführt wird. Sofern man nicht den Standpunkt einnimmt, dass bereits durch das elementare Quantensystem festgelegt ist, ob das Quantensystem bei diesem Präparationsschritt Energie im Spin-Freiheitsgrad aufnimmt oder abgibt, was aber bedeuten würde, dass man eine verborgene Variable einführen würde, wird erst mit dem Präparationsschritt rein zufällig

festgelegt, ob das Quantensystem im Spin-Freiheitsgrad Energie aufnimmt oder abgibt, wenn mehrere energetische Repräsentationen möglich sind. Analog kann der umgekehrte Vorgang interpretiert werden. Bei diesem wird dann ausgehend von einem energetisch repräsentierten Quantensystem das entsprechende elementare Quantensystem präpariert.

Um Informationen über den Spin-Freiheitsgrad erhalten zu können, benötigt man ein geeignetes Messgerät, einen Spin-Analysator (SA). Hierzu kann im einfachsten Fall ein Stern-Gerlach-Magnet verwendet werden. Die über einen Stern-Gerlach-Magneten mit einem Magnetfeld $B_{z'}$, mit der Quantisierungsachse z' und dem Gradienten $dB_{z'}/dz' < 0$ zugänglichen Informationen des Quantensystems sind dann dadurch gegeben, in welche Richtung ($+z'$ oder $-z'$) die Spin $\frac{1}{2}$ Systeme abgelenkt werden. Als Messergebnis kann man somit erhalten „Das Spin $\frac{1}{2}$ System wurde in die $+z'$ -Richtung abgelenkt“ oder „Das Spin $\frac{1}{2}$ System wurde in die $-z'$ -Richtung abgelenkt“. Da einzelne Messergebnisse durch die jeweils realisierte energetische Repräsentation und damit über die Wechselwirkungsenergie W festgelegt sind, können diese wie folgt interpretiert werden:

IN7): Das Messergebnis „Das Spin $\frac{1}{2}$ System wird in die Richtung $+z'$ abgelenkt“ repräsentiert die Information, dass der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems mit Eintritt in das Magnetfeld $B_{z'}$, mit Sicherheit die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ aufgenommen hat. Das Messergebnis „Das Spin $\frac{1}{2}$ System wird in die Richtung $-z'$ abgelenkt“ repräsentiert die Information, dass der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems mit Eintritt in das Magnetfeld $B_{z'}$, mit Sicherheit die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ abgegeben hat.

Für ein Spin $\frac{1}{2}$ System im Zustand $|+z'\rangle$ ($|-z'\rangle$) kann man dann bezüglich der Quantisierungsachse z' , analog zu (IN2), folgende Interpretation angeben:

IN8): Befindet sich ein Spin $\frac{1}{2}$ System im Zustand $|+z'\rangle$ so repräsentiert dieser die Information, dass der Spin-Freiheitsgrad die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ aufnehmen muss, sobald das System in das Magnetfeld $B_{z'}$ eintritt. Befindet sich ein Spin $\frac{1}{2}$ System im Zustand $|-z'\rangle$ so repräsentiert dieser die Information, dass der Spin-Freiheitsgrad die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ abgeben muss, sobald das System in das Magnetfeld $B_{z'}$ eintritt.

Befindet sich ein Spin $\frac{1}{2}$ System bezüglich der Quantisierungsachse z' in einem Überlagerungszustand Ψ_{28} Gl. (28), so kann diesem, analog zu (IN3), die Interpretation (IN9) zugeordnet werden.

IN9): Ein Überlagerungszustand $\Psi = a_+|+z'\rangle + a_-|-z'\rangle$ repräsentiert die Information, dass es zwei prinzipiell ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.): „Der Spin-Freiheitsgrad

des Spin $\frac{1}{2}$ Systems hat mit Eintritt in das Magnetfeld $B_{z'}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ aufgenommen“ oder 2.): „Der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systemss hat mit Eintritt in das Magnetfeld $B_{z'}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ abgegeben“. Mit welcher Wahrscheinlichkeit die beiden Möglichkeiten vorliegen, wird durch das Betragsquadrat der Amplituden a_+ und a_- angegeben.

Auch Quantensystemen die aus mehreren Spin $\frac{1}{2}$ Systemen zusammengesetzt sind, kann man auf diese Weise eine Interpretation zuordnen. Befindet sich beispielsweise ein aus zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systemen bestehendes Quantensystem bezüglich der Quantisierungsachse z' im Bell-Zustand

$$\Psi_{30} = 1/2^{1/2}(|-z', +z'\rangle - |+z', -z'\rangle) \quad (30)$$

und gilt $B_{z'L} = B_{z'R} = B_{z'}$, wobei mit $B_{z'L}$ und $B_{z'R}$ die Magnetfelder bezeichnet seien in die die Teilsysteme S_L (linkes Teilsystem) bzw. S_R (rechtes Teilsystem), mit $|S_L, S_R\rangle = |S_L\rangle |S_R\rangle$, eintreten können (siehe hierzu auch Abb. 5), so kann diesem, analog zu (IN4) die Interpretation (IN10) zugeordnet werden.

IN10): Der Bell-Zustand Ψ_{30} repräsentiert die Information, dass es zwei prinzipiell ununterscheidbare Möglichkeiten gibt: 1.): „Der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems S_L nimmt mit Eintritt in ein Magnetfeld $B_{z'L}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ auf und der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems S_R gibt mit Eintritt in ein Magnetfeld $B_{z'R}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ ab“ oder 2.): „Der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems S_L gibt mit Eintritt in ein Magnetfeld $B_{z'L}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ ab und der Spin-Freiheitsgrad des Spin $\frac{1}{2}$ Systems S_R nimmt mit Eintritt in ein Magnetfeld $B_{z'R}$ die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ auf“.

Bei den bisherigen Überlegungen wurde der räumliche Anteil des Zustands immer unterdrückt und nur der Spin-Anteil berücksichtigt. Dieses ist so lange gerechtfertigt, wie die den Spin-Freiheitsgrad betreffenden Präparationsschritte den räumlichen Zustandsanteil nicht verändern und der räumliche Zustandsanteil zum Verständnis der Überlegungen unerheblich ist. Der einzige Effekt der im Folgenden bei der Zustandspräparation verwendet wird und den räumlichen Zustandsanteil verändern könnte, ist der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt. Der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt hat beispielsweise dann einen Einfluss auf den räumlichen Zustandsanteil, wenn sich das Quantensystem bezüglich der Quantisierungsachse z' des Magnetfeldes $B_{z'}$ in einem Überlagerungszustand Ψ_{28} Gl. (28) befindet. In diesem Fall, breiten sich die den Zustand bildenden Anteile mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in dem Magnetfeld aus [27]. Hierdurch werden die den räumlichen Anteilen zugeordneten Wellenzüge (de Broglie Wellenpakete) gegeneinander in Ausbreitungsrichtung verschoben. Nur wenn

diese Verschiebung klein gegenüber der Ausdehnung des Wellenpaketes und damit klein gegenüber der Kohärenzlänge bleibt, kann dieser Einfluss vernachlässigt werden. Da dieses im Folgenden immer sichergestellt werden kann, möchte ich den räumlichen Zustandsanteil auch weiterhin nicht explizit angeben.

Da bei den folgenden Betrachtungen auf das EPR-Bohm-Gedankenexperiment [28] Bezug genommen wird, möchte ich dieses hier kurz beschreiben und aufzeigen, wie dieses mittels der oben eingeführten Begriffe elementares Quantensystem und energetisch repräsentiertes Quantensystem interpretiert werden kann. Das Gedankenexperiment wurde erstmals von David Bohm [29] vorgeschlagen. Der wesentliche Gedanke des EPR-Bohm-Gedankenexperiments ist der folgende: In einer Quelle Q wird ein vor dem Zerfall idealerweise ruhendes System mit Gesamtspin 0 in zwei ununterscheidbare Teilsysteme mit Spin $\frac{1}{2}$ unter Erhaltung des Gesamtspins so aufgespalten, dass die beiden Teilsysteme klassisch betrachtet auf einer geraden Linie entlang der x-Achse in entgegengesetzter Richtung mit betragsmäßig derselben Geschwindigkeit u von einander fort fliegen (Abb. 5). Wird das nach rechts entlang der x-Achse fliegende Teilsystem S_R klassisch betrachtet in einer beliebigen Entfernung A_R von der Quelle Q nachgewiesen, so weiß man mit Sicherheit, dass man zur selben Zeit in derselben Entfernung das nach links fliegende Teilsystem S_L nachweisen kann, da das Gesamtsystem unter Erhaltung des Gesamtimpulses in zwei Teilsysteme zerfallen ist. In der Quantenphysik können zwei komplementäre Größen [30] allerdings nicht gleichzeitig mit beliebiger Genauigkeit festgelegt werden. Je genauer man ein Teilchen lokalisiert (je kleiner die Ausdehnung der Quelle ist) desto unbestimmter wird der Impuls des Teilchens. Da es für das EPR-Bohm-Gedankenexperiment und für die weitere Diskussion ausreichend ist, wenn die Quelle eine Lokalisierung der Teilchen im Bereich einiger μm ermöglicht und die Randbedingungen im Folgenden immer so gewählt werden können, dass die durch die Lokalisierung der Teilchen in der Quelle hervorgerufene Impulsunschärfe vernachlässigt werden kann, kann die Bewegung der Teilchen klassisch behandelt werden. Die beiden entlang der x-Achse im Abstand A_R rechts und A_L links von der Quelle Q angeordneten, identischen Stern-Gerlach-Magnete M_R und M_L dienen der Zustandsanalyse. Die Quantisierungsachsen sind mit z'_R bzw. mit z'_L bezeichnet. Die beiden Quantisierungsachsen liegen im Folgenden immer in der xy-Ebene.

Sind die beiden das Gesamtsystem bildenden Spin $\frac{1}{2}$ Teilsysteme ununterscheidbar, so muss der das Gesamtsystem beschreibende quantenphysikalische Zustand auf Grund des Pauli-Prinzips antisymmetrisch unter Vertauschung der beiden Spin $\frac{1}{2}$ Systeme sein. Somit ergibt sich für die Beschreibung des Gesamtsystem unmittelbar der Zustand

$$\Psi_{31} = 1/2^{1/2}(|-, +\rangle - |+, -\rangle), \quad (31)$$

wobei „+“ bedeutet, dass dem entsprechenden Teilsystem der Spin $+\frac{1}{2}$ zugeordnet wird und „-“ bedeutet, dass diesem Teilsystem der Spin $-\frac{1}{2}$ zugeordnet wird, mit $|S_L, S_R\rangle = |S_L\rangle|S_R\rangle$. Eine wesentliche Eigenschaft des so präparierten maximal verschränkten Zustands Ψ_{31} ist, dass diesem keine Quantisierungsrichtung zugeordnet werden kann [28], [29], [31]. Man kann den so präparierten Zustand Ψ_{31} also nicht in der Form interpretieren, dass dieser zwar eine Quantisierungsrichtung besitzt, man diese aber nicht kennt.

Ist $A_L = A_R$ und beispielsweise $B_{z'L} = B_{z'R} = B_{z'}$ mit $z'_L = z'_R = z'$, so wird der elementare Zustand Ψ_{31} Gl. (31) in den bezüglich der Quantisierungsachse z' energetisch repräsentierten Zustand Ψ_{30} Gl. (30) überführt, sobald die Teilsysteme in die jeweiligen Magnetfelder eintreten. Dabei spielt es keine Rolle, in welche Richtung die Quantisierungsachse z' zeigt. Bezüglich der Quantisierungsachse z' erhält man immer den energetisch repräsentierten Zustand Ψ_{30} . Damit hängen die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen, im Unterschied zu allen bisher betrachteten Quantensystemen, nicht von der Quantisierungsrichtung z' ab. Entsprechend den jeweils tatsächlich realisierten energetischen Repräsentationen im Spin-Freiheitsgrad wird dann das Teilsystem S_L (S_R) entweder in die Richtung $+z'$ ($-z'$) oder in die Richtung $-z'$ ($+z'$) abgelenkt. Die den beiden Zustandsanteilen des Zustands Ψ_{30} zugeordneten räumlichen Anteile (de Broglie-Wellenpakete) werden hierdurch schließlich so weit voneinander separiert, dass diese nicht mehr räumlich überlappen und die jeweils tatsächlich realisierten energetischen Repräsentationen zu unterscheidbaren Ereignissen auf den Detektoren D_L und D_R führen. Sobald die beiden Teilsysteme S_L und S_R die jeweiligen Magnetfelder verlassen haben, kann dem Quantensystem hinsichtlich des Spin-Freiheitsgrades jedoch keine energetische Repräsentation mehr zugeordnet werden. Dennoch liegt ein energetisch repräsentiertes Quantensystem vor. Energetische Repräsentationen können nun im Sinne des Superpositionsprinzips durch die möglichen Wege, die die einzelnen Teilsysteme nehmen können, dem Quantensystem zugeordnet werden. Die Stern-Gerlach-Magneten überführen somit das ursprünglich elementare Quantensystem in ein hinsichtlich des räumlichen Freiheitsgrades energetisch repräsentiertes Quantensystem. Solange es nicht einmal im Prinzip möglich ist, zu entscheiden, in welche Richtung die Teilsysteme S_L und S_R in den jeweiligen Stern-Gerlach-Magneten abgelenkt wurden, wird das dann hinsichtlich des räumlichen Freiheitsgrades verschränkte Quantensystem durch die beiden möglichen energetischen Repräsentationen 1.) „Die kinetische Energie des Teilsystems S_L ist in dem in die Richtung $+z'$ sich ausbreitenden Wellenpaket lokalisiert und die kinetische Energie des Teilsystems S_R ist in dem in die Richtung $-z'$ sich ausbreitenden Wellenpaket lokalisiert“ oder 2.) „Die kinetische Energie des Teilsystems S_L ist in dem in die Richtung $-z'$ sich

ausbreitenden Wellenpaket lokalisiert und die kinetische Energie des Teilsystems S_R ist in dem in die Richtung $+z'$ sich ausbreitenden Wellenpaket lokalisiert“ repräsentiert. Das ursprünglich hinsichtlich des Spin-Freiheitsgrades maximal verschränkte elementare Quantensystem wird somit mit zunehmender Separierung der räumlichen Zustandsanteile in ein hinsichtlich des räumlichen Freiheitsgrades energetisch repräsentiertes maximal verschränktes Quantensystem überführt. Sobald die räumlichen Zustandsanteile nicht mehr überlappen, ist die Verschränkung dann vollständig vom Spin-Freiheitsgrad auf den räumlichen Freiheitsgrad übertragen worden. Sobald man dann weiß und sei es nur, dass man es im Prinzip wissen könnte, in welche Richtung die Teilsysteme S_L oder S_R abgelenkt wurden, wird der Zustand Ψ_{30} entweder in den Zustand $|+z'_L, -z'_R\rangle$ oder in den Zustand $|-z'_L, +z'_R\rangle$ überführt.

Ist $A_L > A_R$ und tritt das nach rechts fliegende Teilsystem S_R in das Magnetfeld des im Abstand A_R von der Quelle Q angeordneten Stern-Gerlach-Magneten eintritt, so wird, sobald man weiß und sei es nur, dass man es im Prinzip wissen könnte, in welche Richtung das Teilsystem abgelenkt wird, der Zustand des Systems entweder in den Zustand $|+z'_L, -z'_R\rangle$ oder in den Zustand $|-z'_L, +z'_R\rangle$ überführt. Sind die beiden Quantisierungsachsen der verwendeten Stern-Gerlach-Magneten parallel, so sind die beiden möglichen Messergebnisse immer streng anti-korreliert, unabhängig von der Richtung der Quantisierungsachsen. Wird das Teilsystem S_R in die Richtung $+z'_R$ ($-z'_R$) abgelenkt, so weiß man mit Sicherheit, dass das Teilsystem S_L in die Richtung $-z'_L$ ($+z'_L$) abgelenkt wird. Ist nun die Quantisierungsrichtung des links von der Quelle im Abstand A_L angeordnete Stern-Gerlach-Magnet nicht parallel zu z'_R , so befindet sich das nach links fliegende Teilsystem S_L , sobald dieses in das Magnetfeld des Stern-Gerlach-Magneten eintritt, bezüglich z'_L in einem Überlagerungszustand und die beiden Messergebnisse sind dann nicht mehr streng anti-korreliert. Stehen die beiden Quantisierungsachsen z'_L und z'_R beispielsweise senkrecht zueinander, so kann keine Korrelation zwischen den beiden Messergebnissen mehr festgestellt werden. Man kann das EPR-Bohm-Gedankenexperiment also auch so interpretieren, dass mit Eintritt des rechten Teilsystems in das Magnetfeld des Stern-Gerlach-Magneten für das Systems eine Quantisierungsrichtung (hier z'_R) festgelegt wird. Tritt zuerst das nach links fliegende Teilsystem ($A_L < A_R$) in das Magnetfeld des links von der Quelle im Abstand A_L angeordneten Stern-Gerlach-Magneten ein, so wird die Quantisierungsrichtung des Systems durch diesen Magneten zu z'_L festgelegt. Unabhängig davon ob $A_L > A_R$, $A_L < A_R$ oder $A_L = A_R$ gewählt wird, sind die beiden Messwerte somit immer streng anti-korreliert, solange die beiden Quantisierungsachsen z'_L und z'_R parallel sind.

V. Kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen: Nach den bisherigen Überlegungen kann man die Überführung eines elementaren Quantensystems in das entsprechende energetisch repräsentierte Quantensystem als Präparationsschritt begreifen. Dieser

Präparationsschritt findet immer dann statt, wenn ein Magnetfeld eingeschaltet wird, oder das betreffende Quantensystem in ein Magnetfeld eintritt. Tritt beispielsweise ein Spin $\frac{1}{2}$ System im Zustand $|+z'\rangle$ in ein Magnetfeld $B_{z'}$ mit der Quantisierungsachse z' ein, so weiß man mit Sicherheit, dass dem System dann die energetische Repräsentation „Der Spin-Freiheitsgrad hat die über die Wechselwirkungsenergie W festgelegte Energie $E_{\text{spin}} = +\mu B_{z'}$ (das System nimmt die Energie $E_{\text{spin}} = +\mu B_{z'}$ im Spinfreiheitsgrad auf, sobald das System in das Magnetfeld eintritt)“ zugeordnet werden kann. Das gleiche gilt, wenn ein Magnetfeld eingeschaltet wird. Befindet sich das System im Zustand $|+z'\rangle$ und wird dann ein Magnetfeld $B_{z'}$ mit der Quantisierungsachse z' eingeschaltet, so weiß man mit Sicherheit, dass dem System dann die energetische Repräsentation „Der Spin-Freiheitsgrad hat die über die Wechselwirkungsenergie W festgelegte Energie $E_{\text{spin}} = +\mu B_{z'}$ (das System nimmt die Energie $E_{\text{spin}} = +\mu B_{z'}$ im Spinfreiheitsgrad auf, sobald das Magnetfeld eingeschaltet wird)“ zugeordnet werden kann. Wenn man aber die Überführung eines elementaren Quantensystems in das entsprechende energetisch repräsentierte Quantensystem als Präparationsschritt auffassen kann, so stellt sich die Frage, ob es dann nicht auch noch andere Präparationsschritte zur Überführung eines elementaren Quantensystems in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem geben könnte, um die für das elementare Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen zu realisieren? Was dann aber die Frage aufwirft, auf welche Art und Weise der Spin-Freiheitsgrad sonst noch Energie austauschen könnte?

Nun kann dem Vakuum für eine über die Energie-Zeit-Unschärferelation Gl. (29) vorgegebene Zeit Δt die Energie $\Delta E_z/2 = \mu B_{z'}$ durch virtuelle Photonen entnommen werden. Diese Vakuumfluktuationen sind für eine ganze Reihe von physikalischen Phänomenen verantwortlich [33]. Ein Phänomen ist der Casimir-Effekt. Der Casimir-Effekt kann als von den virtuellen Photonen verursachter Strahlungsdruck aufgefasst werden [34]. Wenn man beispielsweise zwei planparallele Spiegel einander gegenüberstellt, so werden sich diese, auf Grund des zwischen den beiden Spiegeln im Vergleich zum Außenraum geringfügig verringerten Strahlungsdrucks der virtuellen Photonen, gegenseitig anziehen. Die hierdurch entstehende Kraft wird Casimir-Kraft genannt. Die Casimir-Kraft kann heutzutage mit hoher Genauigkeit gemessen werden [35]. Nun kann dem System (den beiden Spiegeln) aber Energie entnommen werden, wenn diese sich aufeinander zubewegen. Solange man die beiden Spiegel nicht wieder auseinander zieht, muss diese so gewonnene Energie dann aber dem Vakuum entnommen worden sein. Möchte man den Energie-Erhaltungssatz nicht aufgeben, so sollte man erwarten, dass das Vakuum dieselbe Energie wieder an irgendeiner Stelle aufnimmt, da ja sonst der Energie-Erhaltungssatz verletzt wäre. Wobei sich dann die Frage stellt, ob es für diesen Energieaustausch „im Vakuum“ eine endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_c \leq c$ gibt, oder ob eine lokale „Entnahme von Energie

aus dem Vakuum“ sich augenblicklich an einer anderen, unter Umständen weit entfernten, Stelle als „Energieabgabe an das Vakuum“ bemerkbar machen kann? Auf diese Frage möchte ich weiter unten noch genauer eingehen und hier annehmen, dass dieser Energieaustausch mit der endlichen Geschwindigkeit $v_c = c$ möglich ist. Geht man noch einen Schritt weiter, so kommt man zu folgender Hypothese:

Dem Vakuum kann lokal an einer Stelle für eine beliebig lange Zeit Energie, in Form eines über eine Vakuumfluktuation entstandenen Photons, entnommen werden, sofern an das Vakuum dieselbe Energiemenge wiederum in Form eines Photons an irgendeiner anderen Stelle lokal unter Einhaltung der Energie-Zeit-Unschärferelation Gl. (29) wieder abgegeben wird und somit dem Vakuum in der Summe weder Energie entnommen noch zugeführt wird.

Nun wird dieser Prozess sicher nicht von sich aus auftreten. Wie beim Casimir-Effekt dürften spezielle Randbedingungen (dort den durch die Spiegel gebildeten Resonator) erforderlich sein, um diesen Prozess zu ermöglichen. Eine Möglichkeit die hierfür erforderlichen Randbedingungen herzustellen, könnte das im EPR-Bohm-Gedankenexperiment betrachtete System im Zustand Ψ_{31} bieten. Denn: Treten die beiden Teilsysteme S_L und S_R gleichzeitig in die Magnetfelder der Stern-Geirachmagneten M_L und M_R ein, so muss nach (IN9) ein Teilsystem die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ im Spin-Freiheitsgrad aufnehmen und das andere Teilsystem die Energie $\Delta E_{z'}/2 = \mu B_{z'}$ im Spin-Freiheitsgrad abgeben, sofern $B_{z'R} = B_{z'L} = B_{z'}$ und $z'_R = z'_L = z'$ gilt. Welches Teilsystem Energie aufnimmt und welches Energie abgibt, kann allerdings prinzipiell nicht vorhergesagt werden. Diesen Sachverhalt könnte man daher auch so auffassen, dass dann über die Vakuumfluktuationen festgelegt wird, welches Teilsystem ein virtuelles Photon aufnimmt und welches ein Photon an das Vakuum abgibt. Nur wie könnte dieser Prozess konkret ablaufen?

Hierzu möchte ich die in Abb. (6) dargestellte Anordnung betrachten. Wie beim EPR-Bohm-Gedankenexperiment emittiert die Quelle Q ein aus zwei Spin $1/2$ Systemen zusammengesetztes Quantensystem im Zustand Ψ_{31} . Wobei sich die beiden Teilsysteme wieder auf einer geraden Linie entlang der x-Achse in entgegengesetzter Richtung mit betragsmäßig derselben Geschwindigkeit u von der Quelle Q entfernen. Entlang der x-Achse sind im Abstand A_L links von der Quelle und im Abstand A_R rechts von der Quelle die Magnete M_L und M_R angeordnet. Diese besitzen ein homogenes Magnetfeld, mit $B_{z'R} = B_{z'L} = B_{z'}$, $z'_R = z'_L = z'$ und $A_R = A_L$. Der Bereich mit homogenem Magnetfeld soll für den Magneten M_L die Länge L_{ML} und für den Magneten M_R die Länge L_{MR} haben. Der Übergangsbereich vom feldfreien Raum in den Bereich mit dem homogenen Magnetfeld $B_{z'}$ soll die Länge Δs_B haben. Mit $\Delta t_B = \Delta s_B/u$ sei die Flugzeit

bezeichnet, die die Teilsysteme benötigen um die Strecke Δs_B zu durchfliegen. Weiter soll die Randbedingung (R1) erfüllt sein:

$$\Delta t_B \leq \Delta t_{\max} = h/(4\pi \Delta E_z/2) \quad (R1.1)$$

$$(A_L + A_R)/v_c \ll h/(4\pi \Delta E_z/2) \quad (R1.2)$$

Dabei stellt die Bedingung (R1.1) sicher, dass die durch die Energie-Zeit-Unschärferelation Gl. (29) maximal vorgegebene Zeit Δt_{\max} größer oder gleich der Flugzeit Δt_B ist, die die Teilsysteme benötigen um den Übergangsbereich vom feldfreien Raum in den Bereich mit dem homogenen Magnetfeld B_z zu durchqueren. Die Bedingung (R1.2) stellt sicher, dass ein Energieaustausch zwischen den beiden Teilsystemen innerhalb des Spin-Freiheitsgrades in der durch die Energie-Zeit-Unschärferelation vorgegebenen maximalen Zeit Δt_{\max} möglich ist.

Treten die beiden Teilsysteme S_L und S_R in die Magnetfelder der jeweiligen Magneten ein, so wird der elementare Zustand Ψ_{31} in einen, bezüglich der Quantisierungsachse z , energetisch repräsentierten Zustand überführt. Solange sich die Teilsysteme jedoch noch in den jeweiligen Übergangsbereichen befinden, kann noch nicht davon gesprochen werden, dass das Quantensystem eine energetische Repräsentation realisiert hat, da erst für

$$\Delta t \geq \Delta t_{\text{vir}} = (\Delta t_B + \Delta t_{\max}) \quad (32)$$

ein Energie-Austausch mit dem Spin-Freiheitsgrad mit Sicherheit abgeschlossen ist. Gl.(32) ist zwar eine etwas großzügige Abschätzung, ist aber für die weitere Diskussion ausreichend, da der genaue Wert im Folgenden nicht relevant ist. Sobald die Teilsysteme jedoch in den jeweiligen Übergangsbereich eintreten ($\Delta t = 0$) und solange die Teilsysteme im Spin-Freiheitsgrad noch keine Energie ausgetauscht haben, kann dem Quantensystem eine „virtuelle energetische Repräsentation“ zugeordnet werden. Die beiden möglichen virtuellen energetischen Repräsentationen sind dann gegeben durch: 1.): „Der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_L hat mit Eintritt in den Übergangsbereich des Magnetfeldes B_z die virtuelle Energie $E_{+\text{vir}}$ und der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_R hat mit Eintritt in den Übergangsbereich des Magnetfeldes B_z die virtuelle Energie $E_{-\text{vir}}$ “ oder 2.): „Der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_L hat mit Eintritt in den Übergangsbereich des Magnetfeldes B_z die virtuelle Energie $E_{-\text{vir}}$ und der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_R hat mit Eintritt in den Übergangsbereich des Magnetfeldes B_z die virtuelle Energie $E_{+\text{vir}}$ “, mit

$$E_{+\text{vir}}(\Delta t) = E_{+\text{spin}}(\Delta t) - \mu B_z(\Delta t) \text{ und } E_{-\text{vir}}(\Delta t) = E_{-\text{spin}}(\Delta t) + \mu B_z(\Delta t) \quad (33)$$

mit: $E_{+\text{spin}}(\Delta t) = \mu B_z(\Delta t)$ und $E_{-\text{spin}}(\Delta t) = -\mu B_z(\Delta t)$,

wobei die Abhängigkeit der einzelnen Größen von der Variablen Δt davon herrührt, dass das Magnetfeld im Übergangsbereich nicht homogen ist und somit der Wert der einzelnen Größen von den jeweiligen Orten der Teilsysteme und damit von Δt abhängt. Die in Gl. (33) gewählte Schreibweise soll dabei folgendes zum Ausdruck bringen: Wird einem Teilsystem die virtuelle Energie $E_{+\text{vir}}(\Delta t)$ ($E_{-\text{vir}}(\Delta t)$) zugeordnet, so entwickelt das Teilsystem diejenige energetische Repräsentation, die durch die Energie $E_{\text{spin}} = \mu B_z$ ($E_{\text{spin}} = -\mu B_z$) gegeben ist, sofern die Teilsysteme die Möglichkeit haben, über den longitudinalen Stern-Gerlach-Effekt Energie zwischen dem Spin-Freiheitsgrad und der kinetischen Energie auszutauschen. Der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt kann jedoch nicht auftreten, wenn das Teilsystem mit der virtuellen Energie $E_{-\text{vir}}$ mit einem virtuellen Photon der Energie μB_z in Wechselwirkung tritt und die Energie des virtuellen Photons aufnimmt. Denn dann kann diesem nicht mehr die virtuelle Energie $E_{-\text{vir}}$ zugeordnet werden, da aufgrund der Absorption des virtuellen Photons dem Teilsystem danach die Energie $E_{\text{spin}} = \mu B_z$ zugeordnet werden muss. Das andere Teilsystem mit der virtuellen Energie $E_{+\text{vir}}$ muss dann, in der über die Energie-Zeitunschärfe-Relation vorgegebenen Zeit die Energie μB_z in Form eines Photons an das Vakuum abgeben. Diesem Teilsystem wird somit die Energie $E_{\text{spin}} = -\mu B_z$ zugeordnet. Da unter diesen Randbedingungen immer eine für den Zustand Ψ_{31} mögliche energetische Repräsentation realisiert wird, möchte ich die für diesen Präparationsprozess notwendige Absorption eines virtuellen Photons durch ein Teilsystem und die Abgabe eines Photons an das Vakuum durch das andere Teilsystem im Folgenden als kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation bezeichnen. Das Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation könnte man daher auch so auffassen, dass hierdurch ein synchrones Umklappen der Spins der beiden Teilsysteme bewirkt wird. Gl. (33) darf jedoch nicht in der Art interpretiert werden, dass zuerst festgelegt ist, welche virtuelle energetische Repräsentation realisiert wurde und danach dann eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftritt. Von virtuellen energetischen Repräsentationen kann lediglich im formalen Sinne gesprochen werden, um den Vorgang einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation beschreiben zu können. Erst für die energetischen Repräsentationen kann davon gesprochen werden, dass eine der möglichen energetischen Repräsentationen über eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation physikalisch realisiert wird.

Ganz analog lässt sich die Situation beschreiben, wenn ein energetisch repräsentiertes Quantensystem im Singulett-Zustand Ψ in ein elementares Quantensystem, durch Austreten der Teilsysteme aus den statischen Magnetfeldern oder durch Ausschalten der Magnetfelder, überführt wird. Allerdings ist hierbei zu beachten, dass die tatsächlich

realisierte energetische Repräsentation dann als zusätzliche Randbedingung in Erscheinung tritt. Über die tatsächlich realisierte energetische Repräsentation wird dann festgelegt, welches Teilsystem ein Photon an das Vakuum abgibt und welches ein virtuelles Photon aus dem Vakuum aufnimmt.

Treffen diese Überlegungen zu, so kann man für ein elementares Quantensystem im Zustand Ψ_{31} das Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation mit Eintritt der Teilsysteme in die jeweiligen statischen Magnetfelder anhand des sich ergebenden energetisch repräsentierten Zustands nicht von dem Fall unterscheiden, wenn die beiden Magneten M_L und M_R erst dann einschaltet werden, sobald die Teilsysteme den Übergangsbereich der jeweiligen Magneten passiert haben, da sich dann in beiden Fällen, bis auf eine nicht beobachtbare globale Phase, der bezüglich der Quantisierungsachse $z' = z$ energetisch repräsentierte Zustand Ψ_{30} ergibt. Solange sich beide Teilsysteme im homogenen Bereich der Magneten M_L und M_R befinden, bleibt der Zustand Ψ_{30} unverändert, da $B_{zR} = B_{zL} = B_z$. Wie die zeitliche Entwicklung der Phase eines Spin $\frac{1}{2}$ Systems quantenphysikalisch beschrieben werden kann, wird in [36] angegeben. Möchte man sicherstellen, dass mit dem Austritt der Teilsysteme aus den jeweiligen Magnetfeldern der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt auftritt, so kann dieses beispielsweise dadurch sichergestellt werden, dass man die Längen L_{ML} und L_{MR} gemäß

$$L_{MR} > (\Delta t_{vir} u + L_{ML}) \quad (34)$$

wählt. Da sich dann das Teilsystem S_R noch innerhalb des Magnetfeldes befindet, wenn das Teilsystem S_L das Magnetfeld bereits wieder verlassen hat, entwickeln sich nun die Phasen der beiden Zustandsanteile unterschiedlich. Wie man leicht nachprüft, liegt das Quantensystem nachdem beide Teilsysteme die jeweiligen Magnetfelder wieder verlassen haben dann im Zustand

$$\Psi_{35} = 1/2^{1/2} e^{-i\theta/2} (|-z, +z\rangle - e^{i\theta} |+z, -z\rangle), \quad (35)$$

mit $\theta = 2 \pi \Delta E_z \Delta t_{MRL} / h$ und $\Delta t_{MRL} = (L_{MR} - L_{ML})/u$

vor. Wählt man ΔE_z und Δt_{MRL} so, dass gilt:

$$\Delta E_z \Delta t_{MRL} / h = 1, \quad (36)$$

so liegt das Quantensystem, nachdem die beiden Teilsysteme die Magnetfelder verlassen haben wieder bis auf die globale Phase $e^{-i\pi} = -1$ im Zustand Ψ_{31} vor. Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass der longitudinale-Stern-Gerlach-Effekt die

räumlichen Zustandsanteile praktisch nicht verändert. Dass die Randbedingungen entsprechend gewählt werden können, werde ich weiter unten an einem Beispiel aufzeigen.

Sobald sich nicht mehr alle Teilsysteme im Magnetfeld B_z befinden, kann natürlich nicht mehr davon gesprochen werden, dass das gesamte Quantensystem energetisch repräsentiert ist. Da für die Teilsysteme die sich noch innerhalb des Magnetfeldes B_z befinden, die diesen im Spin-Freiheitsgrad zuzuordnenden Energien, weiterhin über die für das gesamte Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen beschrieben werden, möchte ich diese Quantensysteme als „teilweise energetisch repräsentiert“ bezeichnen.

Da im Folgenden immer die z-Achse die Quantisierungsrichtung der betrachteten Quantensysteme, sowie die der verwendeten Spin-Analysatoren festlegt, möchte ich wieder, um die Schreibweise vereinfachen zu können, auf die bereits im III. Abschnitt eingeführte Schreibweise zurückgreifen. Der energetisch höher liegende Zustand $|+z\rangle$ soll somit wieder mit $|0\rangle$ und der energetisch tiefer liegende Zustand $|-z\rangle$ mit $|1\rangle$ bezeichnet werden.

Geht man noch einen Schritt weiter, so liegt die Annahme nahe, dass eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation unter den oben angegebenen Randbedingungen ganz allgemein, auch für Quantensysteme die aus mehr als zwei Teilsystemen bestehen, möglich ist, sofern den betreffenden Teilsystemen der Zustandsvektor Ψ . zumindest als inhärente Eigenschaft zugeordnet werden kann. Diese Annahme lässt sich dann in Form des Postulats (P1) wie folgt formulieren:

(P1): Für ein Quantensystem das aus mindestens zwei Teilsystemen besteht, kann zwischen zwei Teilsystemen im Spin-Freiheitsgrad mittels einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation die Energie μB_z ausgetauscht werden, wenn diesen Teilsystemen des Quantensystems im Spin-Freiheitsgrad sowohl die Energie μB_z als auch die Energie $-\mu B_z$, über die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen, zugeordnet werden kann und zur Beschreibung der Zustandsanteile, in dem diesen Teilsystemen zugeordneten Unterraum, der Basisvektor Ψ . erforderlich ist.

Dabei ist zu beachten, dass über eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation per Definition immer nur diejenigen energetischen Repräsentationen eines Quantensystems zugänglich sind, über die den betreffenden Teilsystemen unterschiedliche Energien im Spin-Freiheitsgrad zugeordnet werden. Sind für ein aus mehr als zwei Teilsystemen bestehenden Quantensystem prinzipiell auch energetische Repräsentationen möglich,

bei denen den betreffenden Teilsystemen identische Energien zugeordnet werden, so können diese energetischen Repräsentationen natürlich nicht aus kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen hervorgehen.

Nach Postulat (P1) ist zwar eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation für ein Quantensystem im Zustand Ψ_{31} möglich, nicht jedoch für ein Quantensystem im Zustand $|0,1\rangle$ oder $|1,0\rangle$. Denn: Befindet sich ein Quantensystem beispielsweise im Zustand $|1,0\rangle$, so lässt sich dieser bezüglich der Basis (B2) schreiben als:

$$|1,0\rangle = 1/2^{1/2} (\Psi_{-}^{21} + \Psi_{+}^{21}) \quad (37)$$

Um den Zustand $|1,0\rangle$ bezüglich der Basis (B2) beschreiben zu können, ist somit zwar der Zustandsvektor Ψ erforderlich, allerdings kann den beiden Teilsystemen im Spin-Freiheitsgrad nicht sowohl die Energie μB_z als auch die Energie $-\mu B_z$, über die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen, zugeordnet werden, da die einzige mögliche energetische Repräsentation für ein Quantensystem im Zustand $|1,0\rangle$ gegeben ist durch: „Der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_L hat, sobald sich das Teilsystem in dem Magnetfeld B_z befindet, die Energie $E_{\text{spin}} = -\mu B_z$ und der Spin-Freiheitsgrad des Teilsystems S_R hat, sobald sich das Teilsystem in dem Magnetfeld B_z befindet, die Energie $E_{\text{spin}} = +\mu B_z$ “. Nach Postulat (P1) kann somit eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation für ein Quantensystem im Zustand $|1,0\rangle$ nicht auftreten.

Die Forderung, dass es für Teilsysteme, die mittels einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation Energie austauschen können, immer möglich sein muss, diesen sowohl die Energie μB_z als auch die Energie $-\mu B_z$ über die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen zuzuordnen, stellt somit sicher, dass es physikalisch ausgeschlossen ist, gezielt beliebige Energiemengen von einem Teilsystem an ein anderes Teilsystem mittels kohärent gekoppelter Vakuumfluktuationen übertragen zu können.

Mittels kohärent gekoppelter Vakuumfluktuationen könnte somit die Energie μB_z im Spin-Freiheitsgrad zweier Spin $1/2$ Teilchen ausgetauscht werden, ohne dass diese physikalisch in Wechselwirkung getreten sind. Kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen könnten daher die Möglichkeit eröffnen, bei verschränkten Quantensystemen das Vorliegen einer Verschränkung auch ohne einen klassischen Informationskanal erkennen zu können. Eine Möglichkeit wie dieses realisiert werden könnte, möchte ich anhand des im Abschnitt VI beschriebenen Gedankenexperiments aufzeigen. Allerdings stellt sich die Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftritt? Um diese Frage beantworten zu können, muss man berücksichtigen, dass eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation sowohl bei der

Überführung eines elementaren Quantensystems in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem, als auch bei der Überführung eines energetisch repräsentierten Quantensystems in ein elementares Quantensystem auftreten kann. Weiter ist zu beachten, dass den beteiligten Teilsystemen der Zustandsanteil Ψ entweder als inhärente Eigenschaft oder als physikalisch realisierte Eigenschaft zugeordnet sein kann. Allgemein ist diese Frage daher wohl nicht zu beantworten. Allerdings gibt es Anhaltspunkte für bestimmte Fälle. Auf Grund der Überlegungen in Abschnitt VII, ist es naheliegend anzunehmen, dass bei der Überführung eines elementaren Quantensystems in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem, bei dem die beteiligten Quantensysteme den Zustandsanteil Ψ als physikalisch realisierte Eigenschaft besitzen, eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation mit Sicherheit eintritt, wenn diese nach (P1) möglich ist. Zum anderen legen die oben ausgeführten Überlegungen die Vermutung nahe, dass für den Fall, dass den beteiligten Teilsystemen der Zustandsanteil Ψ lediglich als inhärente Eigenschaft zugeordnet werden kann, eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation nur bei der Überführung eines energetisch repräsentierten Quantensystems in ein elementares Quantensystem auftreten kann, da für diese Quantensysteme wohl nur über die tatsächlich realisierten energetischen Repräsentationen des Quantensystems die notwendigen Randbedingungen für das Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation geschaffen werden können. Diese Vermutung lässt sich einfach anhand des im Abschnitt VI beschriebenen Gedankenexperimentes überprüfen. Hierzu muss lediglich die Länge L_{M4} des Magnetfeldes M_4 variiert werden. Wird L_{M4} gemäß Gl. (41) gewählt, so dürfte eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation in dem in Abschnitt VI beschriebenen Gedankenexperiment nur dann auftreten, wenn die Vermutung nicht zutrifft. Ist die Vermutung jedoch korrekt, so sollte eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten, wenn gilt: $L_{M1} = L_{M4}$ und das dort beschriebene Gedankenexperiment sollte dann erfolgreich durchgeführt werden können.

Sofern es möglich ist, dass beispielsweise der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt in Konkurrenz zu dem Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation treten kann, tritt eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation dann nicht mehr mit Sicherheit ein, wenn diese nach Postulat (P1) möglich ist. Die Wahrscheinlichkeit für ein Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation wäre dann < 1 .

Da die folgenden Überlegungen auch auf den Fall übertragen werden können, wenn die Wahrscheinlichkeit für ein Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation < 1 ist, die Argumentation aber besonders einfach gehalten werden kann, wenn man annimmt, dass eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation unter den oben beschriebenen Randbedingungen mit Sicherheit eintritt, möchte ich in dem in Abschnitt VI beschriebenen Gedankenexperiment annehmen, dass eine kohärent

gekoppelte Vakuumfluktuation immer dann mit Sicherheit eintritt, wenn diese nach (P1) möglich ist.

VI. Ein Gedankenexperiment zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung: Eine wesentliche Voraussetzung für das im Folgenden vorgeschlagene Gedankenexperiment ist, dass eines der beiden Teilsysteme S_1 oder S_2 (hier das Teilsystem S_1) so mit einem lokalen, statischen Magnetfeld wechselwirken kann (siehe Abb. 7), dass für ein Quantensystem im Zustand Ψ_{31} , nachdem das Teilsystem S_1 das lokale Magnetfeld wieder verlassen hat, der Zustand erhalten bleibt. Im Wesentlichen entspricht der in Abb. 7 dargestellte Aufbau dem im EPR-Bohm-Gedankenexperiment (siehe Abb. 5) verwendeten Aufbau. Die Quelle $Q_{2/1}$ emittiert ein aus zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systemen zusammengesetztes Quantensystem im Zustand Ψ_{31} . Wobei sich die beiden Teilsysteme S_1 und S_2 wieder auf einer geraden Linie entlang der x-Achse in entgegengesetzter Richtung mit betragsmäßig derselben Geschwindigkeit u von der Quelle $Q_{2/1}$ entfernen. Entlang der x-Achse ist im Abstand A_1 rechts von der Quelle ein Magnete M_1 angeordnet. Dieser besitzt ein homogenes Magnetfeld B_z . Der Bereich mit homogenem Magnetfeld soll für den Magneten M_1 die Länge L_{M_1} haben. Die Übergangsbereiche vom feldfreien Raum in den Bereich mit dem homogenen Magnetfeld B_z sollen die Länge Δs_B haben. Mit $\Delta t_B = \Delta s_B/u$ sei wieder die Flugzeit bezeichnet, die das Teilsysteme S_1 benötigt um die Strecke Δs_B zu durchfliegen. Die für die Zustandsanalyse der Teilsysteme S_1 und S_2 benötigten Zustandsanalysatoren sind mit SA_1 bzw. SA_2 bezeichnet. Die Quantisierungsrichtung der Zustandsanalysatoren SA_1 und SA_2 ist ebenfalls die z-Achse. Der Einfluss eines lokalen, konstanten Magnetfeldes auf den Zustand Ψ_{31} wird in [37] für den hier relevanten Fall, wenn das lokale Magnetfeld nur mit einem Teilsystem (hier dem Teilsystem S_1) wechselwirkt, diskutiert. In welchen Zustand der Zustand Ψ_{31} überführt wird, wenn das Teilsystem S_1 mit dem lokalen Magnetfeld B_z wechselwirkt, hängt von den jeweiligen Randbedingungen ab. Für eine realitätsnahe Beschreibung ist es erforderlich, die Geschwindigkeitsverteilung mit der die betrachteten Teilsysteme die Quelle $Q_{2/1}$ verlassen und die durch die räumliche Lokalisierung der Teilsysteme in der Quelle bedingte minimale Geschwindigkeitsunschärfe zu berücksichtigen. Im Folgenden soll daher immer die Randbedingung (R2) erfüllt sein:

$$\Delta t_B \leq \Delta t_{\max} = h/(4\pi \Delta E_z/2) \quad (R2.1)$$

$$(u_0 - \Delta u_Q/2) < u < (u_0 + \Delta u_Q/2), \quad \text{mit } \Delta u_Q > 0 \text{ und } \Delta u_Q < 10^{-3} u_0 \quad (R2.2)$$

$$\Delta s_B \gg A_1 10^{-3} \quad (R2.3)$$

$$|\Delta u_{MH}| < 10^{-2} \Delta u_{\min} < \Delta u_Q \quad (R2.4)$$

$$f_{\text{lam}} \Delta t_{\text{MB1}} \leq 2, \text{ mit } f_{\text{lam}} = \Delta E_z / h \text{ und } \Delta t_{\text{MB1}} = (L_{\text{M1}} + \Delta s_{\text{B}}) / u, \quad (\text{R2.5})$$

wobei mit u_0 die mittlere Geschwindigkeit der Teilsysteme, mit Δu_Q das Intervall in dem die Geschwindigkeit u variiert, mit Δu_{MH} die, mit dem Eintritt des Teilsystems S_1 in das Magnetfeld B_z , aufgrund des longitudinalen Stern-Gerlach-Effektes bedingte Geschwindigkeitsänderung, mit Δu_{min} die über die Unschärferelation für Ort und Impuls bedingte minimale Geschwindigkeitsunschärfe für die Teilsysteme S_1 und S_2 , mit f_{lam} die Lamorfrequenz und mit Δt_{MB1} die effektive Zeit die das Teilsystem S_1 benötigt, um das Magnetfeld B_z zu durchqueren, bezeichnet sei.

Wie man leicht nachprüft, wird dann der Zustand Ψ_{31} durch den Einfluss des Magneten M_1 auf das Teilsystem S_1 in guter Näherung in den reinen Zustand

$$\Psi_{38} = 1/2^{1/2} e^{-i\theta/2} (|1,0\rangle - e^{i\theta} |0,1\rangle), \quad (\text{38})$$

$$\text{mit } \theta = 2 \pi f_{\text{lam}} \Delta t_{\text{MB1}}$$

überführt. Wählt man f_{lam} und Δt_{MB1} so, dass gilt:

$$f_{\text{lam}} \Delta t_{\text{MB1}} = 1, \quad (\text{39})$$

so erhält man wieder bis auf die globale Phase den Zustand Ψ_{31} . Die Phase $e^{i\theta}$ ergibt sich, da für das magnetische Moment μ hier generell angenommen wurde, dass dieses anti-parallel zum Spin ausgerichtet ist (siehe oben). Ist das magnetische Moment parallel zum Spin ausgerichtet, so ergibt sich die Phase $e^{-i\theta}$. Die Bedingung (R2.1) entspricht der Bedingung (R1.1). Die Bedingung (R2.2) beschreibt die durch die Quelle Q bedingte Geschwindigkeitsverteilung der Teilsysteme und stellt zusammen mit Bedingung (R2.3) sicher, dass Δt_B wesentlich größer ist, als die durch die Geschwindigkeitsverteilung bedingten Unterschiede in den Eintrittszeiten der Teilsysteme S_1 in den Übergangsbereich des Magneten M_1 . Da über Bedingung (R2.4) und (R2.5) sichergestellt ist, dass der räumliche Anteil des Zustands nahezu unverändert erhalten bleibt, möchte ich diesen auch weiterhin unterdrücken. Die Abweichungen der Amplituden der Anteile $|0,1\rangle$ und $|1,0\rangle$ sind unter diesen Randbedingungen kleiner $\pm 10^{-4}$. Die Abweichungen für den Phasenwinkel θ sind kleiner $\pm 2,1$ mrad ($\pm 0,75^\circ$).

Man kann sich nun natürlich fragen, ob es überhaupt möglich ist, Randbedingung (R2) zu erfüllen? Ich möchte dieses an einem einfachen Beispiel verdeutlichen:

Nimmt man an, dass das verschränkte System aus zwei $^{40}\text{Ca}^+$ - Ionen realisiert wird und diese in der Quelle Q während des Präparationsprozesses räumlich jeweils auf etwa $1\ \mu\text{m}$ lokalisiert sind, so ergibt sich über die Unschärferelation für Ort und Impuls für die Geschwindigkeit der beiden Teilsysteme eine minimale Geschwindigkeitsunschärfe $\Delta u_{\min} = 7,9 \cdot 10^{-4}\ \text{m/s}$. Der Übergangsbereich des Magneten M_1 vom feldfreien Raum in den Bereich mit einem homogenen Magnetfeld B_z soll hier eine Länge von $\Delta s_B = 0,2\ \text{mm}$ haben. Wählt man weiter für $u_0 = 10.429,8\ \text{m/s}$ und über Bedingung (R2.1): $3 \cdot \Delta t_B = \Delta t_{\max}$, so ergibt sich für $\Delta t_B = 19\ \text{ns}$ und $\Delta E_z = 1,8 \cdot 10^{-27}\ \text{J}$ ($1,27 \cdot 10^{-8}\ \text{eV}$). Für das lokale Magnetfeld B_z ergibt sich dann der Wert $B_z = 1\text{G}$ ($10^{-4}\ \text{T}$). Für die durch den longitudinalen Stern-Gerlach-Effekt bedingte Geschwindigkeitsänderung erhält man den Wert $\Delta u_{\text{MH}} = \pm 1,3 \cdot 10^{-6}\ \text{m/s}$. Wählt man für $L_{\text{MB1}} = (L_{\text{M1}} + \Delta s_B) = 3,57\ \text{mm}$, so ergibt sich für die Phase $e^{i\theta} = 1$, da θ dann gerade den Wert 2π annimmt. Die Quelle Q könnte über die in [17] beschriebene lineare Ionenfalle realisiert werden. Hierzu müsste das der Ionenfalle (siehe Abb. 2) überlagerte Magnetfeld abgeschaltet werden, nachdem die beiden Ionen in den Zustand Ψ_{25} präpariert wurden. Sofern die beiden an den Enden der Ionenfalle angeordneten Elektroden mit einer Bohrung (entlang der Achse der Ionenfalle) versehen sind, können die Ionen zu einem definierten Zeitpunkt mit einer definierten Geschwindigkeit aus der Ionenfalle freigesetzt werden. Hierzu ist es lediglich erforderlich, die an den beiden Elektroden angelegte positive Spannung mit einer definierten zeitlichen Rampe auszuschalten. Da Spannungen heutzutage mit hoher Präzision geschaltet werden können, sollte es möglich sein, auch Bedingung (R2.2) zu erfüllen. Auch (R2.3) kann erfüllt werden, da die in [17] verwendete Ionenfalle lediglich eine Länge von etwa $3\ \text{cm}$ hat. Da in diesem Beispiel die beiden Teilsysteme S_1 und S_2 eine Ladung tragen, muss, wenn das Teilsystem S_1 mit dem lokalen Magnetfeld B_z des Magneten M_1 wechselwirkt, der Einfluss der Lorenz-Kraft auf den Zustand des Systems mit berücksichtigt werden. Die Lorenz-Kraft tritt zwar nur über die Ladung des Teilsystems S_1 mit dem Gesamtsystem in Wechselwirkung, kann aber aufgrund des longitudinalen Stern-Gerlach-Effektes, jenachdem ob das Teilsystem die Energie $\Delta E_z/2$ im Spin-Freiheitsgrad mit Eintritt in das Magnetfeld B_z aufnimmt oder abgibt, zu unterschiedlichen Wegstrecken führen, die das Teilsystem S_1 in dem Magnetfeld B_z zurücklegt. Wie man jedoch leicht nachprüft, ist die hierdurch bedingte Differenz unter den hier angegebenen Randbedingungen in den Wegstrecken kleiner $3 \cdot 10^{-19}\ \text{m}$ und damit vernachlässigbar klein. Die Randbedingung (R2) kann also, wie dieses Beispiel zeigt, erfüllt werden. Als Zustandsanalytoren können in diesem Fall allerdings keine Stern-Gerlach-Magneten eingesetzt werden. Der Grund hierfür ist, dass die Lorenz-Kraft eine Separation der Spin-Zustände unmöglich macht. Allerdings sollte es, wie in [38] gezeigt wird, auch für geladene Teilsysteme mittels eines longitudinalen Magnetfeldes das einen Gradienten besitzt, möglich sein, den Spin-Zustand der Teilsysteme S_1 und S_2 nachzuweisen.

Im Folgenden möchte ich den in Abb. 7 dargestellten Aufbau als modifizierten EPR-Bohm-Aufbau (EPRBM_{M1}-Aufbau) bezeichnen, wenn die Randbedingung (R2) erfüllt ist. Der Index „M1“ soll dabei anzeigen, dass das Teilsystem S₁ den rechts von der Quelle Q angeordneten Magneten M₁ durchquert.

Abb. 8 zeigt schematisch den prinzipiellen Aufbau für ein Gedankenexperiment zur wechselwirkungsfreien Informationsübertragung. In dem Gedankenexperiment werden zwei modifizierte EPR-Bohm-Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} verwendet, die im Abstand d voneinander angeordnet sein sollen. Diese unterscheiden sich nur darin dass $L_{M4} \geq L_{M1}$ sein soll. Ansonsten sind die beiden modifizierten EPR-Bohm-Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRM_{M4} identisch. Die rechts von den Quellen Q_{2/1} und Q_{3/4} angeordneten Magneten M₁ bzw. M₄ sind im Abstand $A_1 = A_4$ von den jeweiligen Quellen angeordnet. Die Magneten M₁ und M₄ sollen dasselbe Magnetfeld B_z und dieselbe Quantisierungsachse z besitzen. Die Zustandsanalytoren SA₁, SA₂, SA₃ und SA₄ haben ebenfalls alle die z -Richtung als Quantisierungsachse. Die Quelle Q_{2/1} des Aufbaus EPRBM_{M1} soll die Teilsysteme S₂ und S₁ im Zustand Ψ_{31} emittieren und die Quelle Q_{3/4} des Aufbaus EPRBM_{M4} soll die Teilsysteme S₃ und S₄ ebenfalls im Zustand Ψ_{31} emittieren. Alle Teilsysteme verlassen die jeweiligen Quellen mit betragsmäßig derselben Geschwindigkeit u . Werden die beiden Quellen Q_{2/1} und Q_{3/4} zeitlich synchron betrieben, so erreichen die Teilsysteme S₁ und S₄ gleichzeitig die Magneten M₁ bzw. M₄. Um mit Sicherheit ausschließen zu können, dass mit Eintritt der Teilsysteme in die einzelnen Zustandsanalytoren eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten kann, sollten die Abstände der Zustandsanalytoren zu den entsprechenden Quellen geeignet gewählt werden (siehe hierzu auch die Bemerkungen zu Gl. (41)). Ich möchte im Folgenden annehmen, dass die beiden Quellen an zuvor festgelegten Zeitpunkten gleichzeitig jeweils ein, aus den beiden Teilsystemen S₁ und S₂ bzw. S₃ und S₄ bestehendes System im Zustand Ψ_{31} emittieren.

Nach den Überlegungen in Abschnitt V gibt es nun zwei Möglichkeiten wie das Gedankenexperiment realisiert werden könnte:

Variante 1: Der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation kann sowohl beim Eintritt als auch beim Austritt der Teilsysteme S₁ und S₄ aus den Magnetfeldern M₁ und M₄ auftreten. In diesem Fall müsste $L_{M4} > L_{M1}$ (unter Berücksichtigung von Gl. (41)) gewählt werden, damit der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation nur beim Eintreten der Teilsysteme in die Magnetfelder auftreten kann.

Oder:

Variante 2: Der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation kann nur beim Austreten der Teilsysteme S_1 und S_4 aus den Magnetfeldern M_1 und M_4 auftreten. In diesem Fall müsste $L_{M4} = L_{M1}$ gewählt werden.

Da es nach den bisherigen Überlegungen nicht möglich ist, zu entscheiden für welche Variante das Gedankenexperiment erfolgreich durchgeführt werden kann, möchte ich beide Varianten kurz beschreiben. Zuerst möchte ich das Gedankenexperiment für den Fall erläutern, dass dieses gemäß Variante 1 realisiert werden kann:

Im Aufbau $EPRBM_{M1}$ und $EPRBM_{M4}$ seien die Längen L_{M1} bzw. L_{M4} so gewählt, dass gilt:

$$f_{\text{lam}} \Delta t_{MB1} = 1 \text{ und } f_{\text{lam}} \Delta t_{MB4} = 2 \quad (40)$$

$$\text{mit: } \Delta t_{MB1} = (L_{M1} + \Delta s_B) / u \text{ und } \Delta t_{MB4} = (L_{M4} + \Delta s_B) / u.$$

Hierdurch ist unter Einhaltung der Randbedingung (R2) sichergestellt, dass die durch den longitudinalen Stern-Gerlach-Effekt bedingte Phase $e^{i\theta}$ in Gl. (38), sowohl für das aus den Teilsystemen S_1 und S_2 bestehende Quantensystem im Zustand Ψ_{38} , als auch für das aus den Teilsystemen S_3 und S_4 bestehende Quantensystem im Zustand Ψ_{38} den Wert $e^{i\theta} = 1$ annimmt. Weiter soll gelten:

$$(L_{M4} - L_{M1}) \geq \Delta t_{\text{vir}} u \quad (41)$$

Hierdurch wird sichergestellt, dass mit dem Austritt der Teilsysteme S_1 und S_4 aus den jeweiligen Magnetfeldern der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt auftritt und somit mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann, dass die Teilsysteme über eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation in Wechselwirkung treten können.

Den Betreiber des Aufbaus $EPRBM_{M1}$ möchte ich als „Alice“ und den Betreiber des Aufbaus $EPRBM_{M4}$ als „Bob“ bezeichnen. Weiter möchte ich annehmen, dass zwischen Alice und Bob ein Übertragungsprotokoll in der Art vereinbart wurde, dass Alice in zuvor festgelegten Zeitintervallen Ihre Quelle $Q_{2/1}$, abweichend von den zuvor für den synchronen Betrieb vereinbarten Zeitpunkten, auch asynchron zu der Quelle $Q_{3/4}$ von Bob betreiben kann, wenn Sie dieses möchte. Dasselbe soll für Bob gelten, wobei die vereinbarten Zeitintervalle sich nicht überlappen sollen und die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ für den asynchronen Betrieb mindestens um das Intervall Δt_{vir} gegeneinander zeitlich verzögert die betreffenden Teilsysteme emittieren sollen. Danach soll es zwischen den

Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} keinerlei physikalische Wechselwirkungen mehr geben. Es soll somit auch keinerlei klassischen Informationsaustausch zwischen Alice und Bob mehr geben.

Da die Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} danach als physikalisch unabhängige Systeme betrachtet werden können, ist der quantenphysikalische Zustand des aus den vier Teilsystemen S_1, S_2, S_3 und S_4 bestehenden Gesamtsystems, wenn die Quelle $Q_{2/1}$ die Teilsysteme S_1 und S_2 im Zustand Ψ_{31} emittiert und die Quelle $Q_{3/4}$ die Teilsysteme S_3 und S_4 im Zustand Ψ_{31} emittiert, durch $\Psi_{-}^{43/21}$ mit

$$\Psi_{-}^{43/21} = \Psi_{-}^{43} \times \Psi_{-}^{21} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } \Psi_{-}^{43} &= 1/2^{1/2}(|1\rangle_4|0\rangle_3 - |0\rangle_4|1\rangle_3) \\ \Psi_{-}^{21} &= 1/2^{1/2}(|1\rangle_2|0\rangle_1 - |0\rangle_2|1\rangle_1) \end{aligned}$$

gegeben. Wobei die Indizes „1“, „2“, „3“ und „4“ die jeweiligen Teilsysteme bezeichnen. Für die, für die Zustandsanalyse herangezogenen, Spin-Analysatoren SA_1, SA_2, SA_3 und SA_4 sollten sich daher, unabhängig davon, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, die in Tabelle I angegebenen Messwerte ergeben.

Das Messergebnis 0 (1) bedeutet, dass das jeweilige Teilsystem mit der Messung im energetisch höher liegenden (energetisch tiefer liegenden) Zustand $|0\rangle$ ($|1\rangle$) nachgewiesen wird (wenn als Zustandsanalysatoren die oben beschriebenen Stern-Gerlach-Magneten eingesetzt werden, in die Richtung +z (-z) abgelenkt wird). Die für Alice, über die Spin-Analysatoren SA_1 und SA_2 , zugänglichen Messwerte sollten somit im idealen Fall immer streng anti-korreliert sein. Auch die für Bob, über die Spin-Analysatoren SA_3 und SA_4 , zugänglichen Messwerte sollten dann im idealen Fall immer streng anti-korreliert sein.

Welche Messwerte würde man aber erwarten, wenn Postulat (P1) zutrifft und als Folge davon zwischen den Teilsystemen S_1 und S_4 kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen auftreten können? Nach Postulat (P1) muss, damit zwischen den Teilsystemen S_1 und S_4 eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten kann, beiden Teilsystemen sowohl die Energie μB_z als auch die Energie $-\mu B_z$ im Spin-Freiheitsgrad über die für das Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen zugeordnet werden können. Dieses ist nach Tabelle I offensichtlich möglich. Weiter muss diesen Teilsystemen der Zustandsvektor Ψ_{-} zumindest als inhärente Eigenschaft in dem, diesen Teilsystemen zugeordneten, Unterraum zugeordnet werden können (der Zustandsvektor Ψ_{-} muss erforderlich sei, um den Zustandanteil der Teilsysteme S_1 und

S_4 , auf dem diesen Teilsystemen zugeordneten Unterraum, bezüglich der Basis (B2) beschreiben zu können). Nun lässt sich der Zustand $\Psi_{-}^{43/21}$ umschreiben zu

$$\Psi_{-}^{43/21} = 1/4^{1/2} \{ \Psi_{+}^{41/32} - \Phi_{+}^{41/32} - \Psi_{-}^{41/32} + \Phi_{-}^{41/32} \} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } \Psi_{+}^{41/32} &= 1/2^{1/2} \{ |1\rangle_4 \Psi_{+}^{32} |0\rangle_1 + |0\rangle_4 \Psi_{+}^{32} |1\rangle_1 \} \\ \Phi_{+}^{41/32} &= 1/2^{1/2} \{ |0\rangle_4 \Phi_{+}^{32} |0\rangle_1 + |1\rangle_4 \Phi_{+}^{32} |1\rangle_1 \} \\ \Psi_{-}^{41/32} &= 1/2^{1/2} \{ |0\rangle_4 \Psi_{-}^{32} |0\rangle_1 - |1\rangle_4 \Psi_{-}^{32} |1\rangle_1 \} \\ \Phi_{-}^{41/32} &= 1/2^{1/2} \{ |1\rangle_4 \Psi_{-}^{32} |0\rangle_1 - |0\rangle_4 \Psi_{-}^{32} |1\rangle_1 \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{und: } \Psi_{+}^{32} &= 1/2^{1/2} (|1\rangle_3 |0\rangle_2 + |0\rangle_3 |1\rangle_2) \\ \Phi_{+}^{32} &= 1/2^{1/2} (|0\rangle_3 |0\rangle_2 + |1\rangle_3 |1\rangle_2) \\ \Psi_{-}^{32} &= 1/2^{1/2} (|1\rangle_3 |0\rangle_2 - |0\rangle_3 |1\rangle_2) \\ \Phi_{-}^{32} &= 1/2^{1/2} (|0\rangle_3 |0\rangle_2 - |1\rangle_3 |1\rangle_2). \end{aligned}$$

Nach Gl. (43) ist dieses offensichtlich möglich. Somit kann nach Postulat (P1) zwischen den Teilsystemen S_1 und S_4 eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten. Dasselbe gilt natürlich auch für die Teilsysteme S_2 und S_3 .

Ich möchte zuerst den Fall betrachten, wenn die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron betrieben werden. Einen Überblick über die dann für das Quantensystem möglichen Fälle der Zustandsentwicklung erhält man, wenn man die formal möglichen Fälle für die Einstellungen der Spins der einzelnen Teilsysteme betrachtet. In Abb. 9 sind die beiden dann möglichen prinzipiell ununterscheidbaren Fälle für die Zustandsentwicklung des Zustands des Gesamtsystems dargestellt. Die Indizes „1“, „2“, „3“ und „4“ bezeichnen wieder die jeweiligen Teilsysteme. „+“ bedeutet, dass dem entsprechenden Teilsystem ein parallel zum Magnetfeld B_z ausgerichtet Spin-Zustandsanteil zugeordnet wird und „-“ bedeutet dass dem entsprechenden Teilsystem ein antiparallel zum Magnetfeld B_z ausgerichtet Spin-Zustandsanteil zugeordnet wird. Mit M_1 und M_4 sind wieder die Magnetfelder bezeichnet, mit denen die Teilsysteme S_1 bzw. S_4 in Wechselwirkung treten.

In dem Fall (I:) kann keine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation zwischen den Teilsystemen S_1 und S_4 auftreten, da die den Teilsystemen zugeordneten Spin-Zustandsanteile übereinstimmen. Für diesen Fall bleibt für das Gesamtsystem der Zustandsvektor $\Psi_{-}^{43/21}$ erhalten. In dem Fall (II:) tritt jedoch eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auf und vertauscht die den Teilsystemen S_1 und S_4 zugeordneten Spin-Zustandsanteile. Über den in diesem Fall dem Gesamtzustand zuzuordnenden Zustandsvektor steht somit zumindest soviel fest, dass dieser auf den, durch die Teilsysteme S_1 und S_2 bzw. S_3 und S_4 definierten, Unterräumen jeweils durch die

Anteile $|0,0\rangle$ und $|1,1\rangle$ beschreibbar sein muss. Die Fälle (I.) und (II.) treten somit mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 50% auf. Für den Fall, dass die kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation für den Fall (II.) nicht mit Sicherheit eintritt, würde dann die Wahrscheinlichkeit für diesen Fall entsprechend abnehmen.

Mit diesen Informationen ist es nun möglich, den Zustand des Gesamtsystems zu bestimmen, der sich ergibt, nachdem die Teilsysteme S_1 und S_4 mit den Magneten M_1 bzw. M_4 in Wechselwirkung getreten sind und die entsprechenden Magnetfelder wieder verlassen haben.

Innerhalb der Quantenphysik muss jede verlustfreie Zustandstransformation (eine die die Norm erhält), durch einen unitären Operator beschrieben werden können. Dieses gilt dann natürlich auch für den hier betrachteten Präparationsprozess mittels kohärent gekoppelter Vakuumfluktuationen. Der Zustand $\Psi_-^{43/21}$ lässt sich umschreiben zu

$$\begin{aligned}\Psi_-^{43/21} &= 1/2^{1/2} \{ 1/2^{1/2} (\Psi_+^{41/32} - \Phi_+^{41/32}) - 1/2^{1/2} (\Psi_-^{41/32} - \Phi_-^{41/32}) \} \\ &= 1/2^{1/2} (|A\rangle - |B\rangle)\end{aligned}\quad (44)$$

$$\text{mit: } |A\rangle = 1/2^{1/2} (\Psi_+^{41/32} - \Phi_+^{41/32}) \text{ und } |B\rangle = 1/2^{1/2} (\Psi_-^{41/32} - \Phi_-^{41/32}),$$

$$\text{wobei gilt: } \langle A|B\rangle = 0. \quad (45)$$

Der Zustand $\Psi_-^{43/21}$ 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_{KV} gemäß

$$U_{KV} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{matrix} |A\rangle \\ |B\rangle \end{matrix} \begin{matrix} \langle A| & \langle B| \\ \left[\begin{array}{cc} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{array} \right] \end{matrix} \quad (46)$$

so erhält man:

$$U_{KV} (\Psi_-^{43/21}) = |A\rangle = 1/2^{1/2} (\Psi_+^{41/32} - \Phi_+^{41/32}) \quad (47)$$

Der Zustand $|A\rangle$ lässt sich umschreiben zu:

$$|A\rangle = 1/2^{1/2} (\Psi_+^{41/32} - \Phi_+^{41/32}) = 1/2^{1/2} (\Psi_-^{43/21} - \Phi_-^{43/21}) \quad (48)$$

$$\text{mit: } \Phi_{-}^{43/21} = \Phi_{-}^{43} \times \Phi_{-}^{21}$$

$$\text{und: } \Phi_{-}^{43} = 1/2^{1/2}(|0\rangle_4|0\rangle_3 - |1\rangle_4|1\rangle_3)$$

$$\Phi_{-}^{21} = 1/2^{1/2}(|0\rangle_2|0\rangle_1 - |1\rangle_2|1\rangle_1)$$

Damit ergibt sich mit Gl. (47):

$$\Psi_{49} = U_{KV} (\Psi_{-}^{43/21}) = 1/2^{1/2} (\Psi_{-}^{43/21} - \Phi_{-}^{43/21}). \quad (49)$$

Der, durch den Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation, sich ergebende Zustand muss nach den oben aufgeführten Überlegungen aus zwei Zustandsanteilen bestehen. Dem Zustandsvektor $\Psi_{-}^{43/21}$ und einem Zustandsanteil der auf den, durch die Teilsysteme S_1 und S_2 bzw. S_3 und S_4 definierten, Unterräumen durch die Anteile $|0,0\rangle$ und $|1,1\rangle$ beschrieben werden kann. Für die Betragsquadrate der jeweiligen Zustandsanteile wurde gefordert, dass diese den Wert 1/2 haben müssen. Der Zustand Ψ_{49} erfüllt diese Bedingungen. Die durch den Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation bedingte Zustandstransformation des aus den vier Teilsystemen S_1 , S_2 , S_3 und S_4 bestehenden Quantensystem im Zustand $\Psi_{-}^{43/21}$ kann somit durch den unitären Operator U_{KV} beschrieben werden. In der Rechenbasis erhält man für den Zustand Ψ_{49} dann:

$$\Psi_{49} = 1/8^{1/2} \{ |1\rangle_4 |0\rangle_3 |1\rangle_2 |0\rangle_1 - |1\rangle_4 |0\rangle_3 |0\rangle_2 |1\rangle_1 - |0\rangle_4 |1\rangle_3 |1\rangle_2 |0\rangle_1$$

$$+ |0\rangle_4 |1\rangle_3 |0\rangle_2 |1\rangle_1 - |0\rangle_4 |0\rangle_3 |0\rangle_2 |0\rangle_1 + |0\rangle_4 |0\rangle_3 |1\rangle_2 |1\rangle_1$$

$$+ |1\rangle_4 |1\rangle_3 |0\rangle_2 |0\rangle_1 - |1\rangle_4 |1\rangle_3 |1\rangle_2 |1\rangle_1 \} \quad (50)$$

Aus Gl. (50) kann man nun unmittelbar die möglichen Messwerte und die Wahrscheinlichkeiten mit denen diese auftreten ablesen. Alice und Bob erhalten an den Ihnen zugänglichen Zustandsanalysatoren nun nicht mehr ausschließlich streng anti-korrelierte Messwerte, sondern in 50% der Fälle auch korrelierte Messwerte.

Nur dann, wenn Alice oder Bob in den zuvor vereinbarten Zeitintervallen sich dafür entscheiden, die jeweilige Quelle asynchron zu betreiben, erhalten beide wieder streng anti-korrelierte Messwerte, da dann mit Eintritt der Teilsysteme S_1 und S_4 in die jeweiligen Magnetfelder keine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten kann. In diesem Fall ergeben sich dann wieder die in Tabelle I angegebenen Messwerte. Auch für den Fall, dass kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen nicht mit Sicherheit eintreten, wenn diese nach Postulat (P1) möglich sind, erhält man qualitativ dasselbe Ergebnis. Entsprechend der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation reduziert sich dann lediglich die Wahrscheinlichkeit für korrelierte Messwerte an den für Alice und Bob zugänglichen Spin-Analysatoren.

Wird das Gedankenexperiment gemäß Variante 2 realisiert, so ist lediglich zu beachten, dass die Bedingung in Gl. (40) in die Bedingung $f_{\text{lam}} \Delta t_{\text{MB1}} = f_{\text{lam}} \Delta t_{\text{MB4}} = 1$ übergeht und Gl. (41) natürlich nicht erfüllt werden muss. Im Unterschied zu Variante 1 tritt nun, wenn dieses nach (P1) möglich ist, eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation nicht mit dem Eintreten der Teilsysteme in die Magnetfelder, sondern erst mit dem Austreten der Teilsysteme aus den Magnetfeldern auf. Da es keine weiteren Unterschiede zwischen den beiden Varianten gibt, führen beide Varianten zu demselben Ergebnis. Werden die Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} synchron betrieben, so kann dem Quantensystem, nachdem die Teilsysteme S_1 und S_4 die Magnetfelder M_1 und M_4 wieder verlassen haben, wieder der Zustand Ψ_{49} zugeordnet werden. Werden die Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} asynchron betrieben, so kann dem Quantensystem, nachdem die Teilsysteme S_1 und S_4 die Magnetfelder M_1 und M_4 wieder verlassen haben, wieder der Zustand $\Psi_{43/21}$ zugeordnet werden.

Sollte das Gedankenexperiment realisiert werden können und sich dabei herausstellen, dass die für Alice und Bob zugänglichen Messwerte davon abhängen, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, so wäre dieses natürlich ein starkes Indiz dafür, dass Postulat (P1) zutrifft und kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen unter den entsprechenden Randbedingungen auftreten können. Da die dem Postulat (P1) zu Grunde liegenden Vorstellungen auf dem hier vorgeschlagenen Interpretationsansatz basieren, ist dann aber auch die Annahme gerechtfertigt, dass dieser die wesentlichen Aspekte der Quantenphysik zutreffend beschreibt und eine solide Ausgangsbasis für eine adäquate Interpretation der Quantenphysik und eine die Quantenphysik auszeichnende Idee bildet.

Für das physikalische Weltbild hat das oben beschriebene Gedankenexperiment in zweierlei Hinsicht eine grundsätzliche Bedeutung:

I.) Wenn die für Alice und Bob zugänglichen Messwerte davon abhängen, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, kann die physikalische Welt nicht kausal abgeschlossen sein, da hier angenommen wurde, dass es zwischen den modifizierten EPR-Bohm-Aufbauten EPRBM_{M1} und EPRBM_{M4} , keinerlei physikalische Wechselwirkungen geben soll, sobald diese in Betrieb genommen werden. Vermittelt über den Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuationen könnten physikalische Ereignisse somit auch dann kausal zusammenhängen, wenn es keinerlei Möglichkeiten für eine physikalische Wechselwirkung zwischen den betrachteten Quantensystemen gibt.

II.) Wenn die für Alice und Bob zugänglichen Messwerte auch dann noch davon abhängen, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, wenn der Abstand d zwischen den modifizierten EPR-Bohm-Aufbauten $EPRBM_{M1}$ und $EPRBM_{M4}$ beliebig groß gewählt werden kann, so wäre dieses ein Indiz dafür, dass die Energie μB_z augenblicklich über beliebige Entfernungen ausgetauscht werden kann. Sofern die für Alice und Bob zugänglichen Messwerte nur für $d < c h / (4\pi \Delta E_z / 2)$, davon abhängen, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, würde das bedeuten, dass auch für kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen eine, wenn auch wechselwirkungsfreie, endliche Übertragungsgeschwindigkeit für die Energie μB_z besteht.

Zum besseren Verständnis des oben beschriebenen Gedankenexperimentes möchte ich den Grundgedanken noch einmal kurz zusammenfassen (siehe hierzu Abb. 10):

Nehmen wir an, dass zwei Freunde, nennen wir Sie Alice und Bob folgendes Experiment durchführen könnten: Alice verfügt über einen Aufbau mit einer Quelle $Q_{1/2}$ die zu einem frei wählbaren Zeitpunkt zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systeme S_1 und S_2 in dem Singulett-Zustand Ψ emittieren kann. Die Systeme S_1 und S_2 sollen zur Zustandsanalyse nach einer definierten Flugstrecke auf die Spin-Analysatoren SA_1 bzw. SA_2 treffen. Zwischen der Quelle $Q_{1/2}$ und dem Spin-Analysator SA_1 soll lokal eine Einheit E_1 angeordnet sein, die das System S_1 durchqueren muss, bevor dieses den Spin-Analysator SA_1 erreicht. Der Aufbau von Bob verfügt über eine Quelle $Q_{3/4}$ die zu einem frei wählbaren Zeitpunkt ebenfalls zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systeme S_3 und S_4 in dem Singulett-Zustand Ψ emittieren kann. Die Systeme S_3 und S_4 sollen zur Zustandsanalyse nach einer definierten Flugstrecke auf die Spin-Analysatoren SA_3 und SA_4 treffen. Zwischen der Quelle $Q_{3/4}$ und dem Spin-Analysator SA_4 soll lokal eine Einheit E_4 angeordnet sein, die das System S_4 durchqueren muss, bevor dieses den Spin-Analysator SA_4 erreicht. Die Spin-Analysatoren sollen so angeordnet sein, dass die Systeme S_1 , S_2 , S_3 und S_4 diese erst erreichen, nachdem die Systeme S_1 und S_4 die Einheiten E_1 und E_4 wieder verlassen haben. Alle Spin-Analysatoren sollen dieselbe Quantisierungsachse (hier die z-Achse) haben. Die Aufbauten von Alice und Bob sollen in dem Abstand d voneinander angeordnet sein. Mit der Inbetriebnahme der Aufbauten soll es keine physikalische Wechselwirkung zwischen den Aufbauten mehr geben. Auch soll zwischen Alice und Bob keine Information über klassische Kanäle ausgetauscht werden können. Der Aufbau von Alice und der Aufbau von Bob soll weiter so realisiert sein, dass für den Fall, dass die Quellen $Q_{1/2}$ und $Q_{3/4}$ synchron betrieben werden (beide Quellen emittieren gleichzeitig ein Quantensystem im Singulett-Zustand Ψ), die Systeme S_1 und S_4 auch gleichzeitig die Einheiten E_1 und E_4 erreichen. Mit der Inbetriebnahme des Experimentes sollen Alice und Bob keine Möglichkeit mehr haben, auf die Einheiten E_1 und E_4 einzuwirken. Die Einheiten E_1 und E_4 sollen dabei so auf den Zustand des

Gesamtsystems einwirken können, dass sich folgende Messwerte ergeben: Werden die Quellen $Q_{1/2}$ und $Q_{3/4}$ synchron betrieben, so sollen die für Alice zugänglichen Messwerte (Messwerte der Spin-Analysatoren SA_1 und SA_2) keine Korrelationen zeigen. Dasselbe soll für die Messwerte der für Bob zugänglichen Spin-Analysatoren SA_3 und SA_4 gelten. Für den Fall, dass die Quellen asynchron betrieben werden (die Quellen $Q_{1/2}$ und $Q_{3/4}$ emittieren die Quantensysteme um ein definiertes Zeitintervall (siehe hierzu auch Gl. 32) versetzt zueinander), sollen die für Alice zugänglichen Messwerte immer streng anti-korreliert sein. Dasselbe soll für die für Bob zugänglichen Messwerte gelten. Es ist offensichtlich, dass dieses Gedankenexperiment die Möglichkeit für eine –im Prinzip– augenblickliche Informationsübertragung eröffnen würde. Hierzu müssten Alice und Bob allerdings zuvor ein entsprechendes Übertragungsprotokoll vereinbaren:

Um die Quellen synchron betreiben zu können, vereinbaren Alice und Bob als Zeitpunkte hierzu immer die vollen Minuten. Um die Quellen asynchron betreiben zu können, vereinbaren Alice und Bob Zeitintervalle, in denen die Apparate auch asynchron (beispielsweise um eine Sekunde verzögert zur vollen Minute) betrieben werden können. Beispielsweise kann dann Alice zwischen 8 Uhr und 9 Uhr (10 Uhr und 11 Uhr, 12 Uhr und 13 Uhr, usw.) frei entscheiden, ob Ihre Quelle $Q_{1/2}$ die Systeme exakt zur vollen Minute emittiert oder erst um eine Sekunde verzögert. Dasselbe soll für Bob gelten. Bob kann dann zwischen 9 Uhr und 10 Uhr (11 Uhr und 12 Uhr, 13 Uhr und 14 Uhr, usw.) frei entscheiden, ob seine Quelle $Q_{3/4}$ die Systeme exakt zur vollen Minute emittiert oder erst eine Sekunde verzögert. Nur in diesen so definierten Zeitintervallen dürfen Alice und Bob frei entscheiden, wann Ihre Quellen die Systeme emittieren sollen. Außerhalb dieser Zeitintervalle müssen die Quellen jeweils zur vollen Minute die Systeme emittieren.

Werden die Einheiten E_1 und E_4 durch die in der Abb. 8 dargestellten Magnetfelder M_1 bzw. M_4 realisiert, so entspricht der in Abb. 10 dargestellte Aufbau dem in Abb. 8 dargestellten Aufbau. Die durch die Einheiten E_1 und E_4 hervorgerufene Zustandsdynamik kann somit für den asynchronen Betrieb einfach durch den Identitäts-Operator (es passiert nichts) beschrieben werden. Als Messwerte würden dann Alice und Bob an den Ihnen zugänglichen Spin-Analysatoren immer streng anti-korrelierte Werte erhalten. Für den synchronen Betrieb kann die durch die Einheiten E_1 und E_4 hervorgerufene Zustandsdynamik dann durch den Operator U_{KV} beschrieben werden. An den Messwerten der Ihnen zugänglichen Spin-Analysatoren würden dann Alice und Bob keine Korrelationen mehr feststellen.

Um Informationen austauschen zu können, müssen Alice und Bob nun nur noch festlegen, welchem Betriebszustand welche Information zugeordnet werden soll.

Beispielsweise könnte dem synchronen Betrieb eine logische „Eins“ und dem asynchronen Betrieb eine logische „Null“ zugeordnet werden. Alice und Bob könnten somit Informationen auf eine Art und Weise austauschen, die mittels eines klassischen Informationskanals prinzipiell unmöglich ist. Ein klassischer Informationskanal benötigt immer einen Sender und Empfänger. Um Informationen vom Sender zum Empfänger übertragen zu können, muss der Sender zwingend Energie zum Empfänger übertragen können. Ob der Empfänger die Informationen auch erhalten hat, kann der Sender nicht mit Sicherheit wissen. Wenn jedoch Alice oder Bob, in den Ihnen zugeordneten Zeitintervallen, sich für einen synchronen Betrieb entscheiden, wüssten immer beide, dass die Aufbauten synchron betrieben werden. Da dann die beiden Aufbauten ein verschränktes Quantensystem präparieren würden, könnte dieses Wissen nahezu ohne Verzögerung vorliegen. Es wäre somit denkbar, dass Alice und Bob auf diese Art und Weise Informationen auch überlichtschnell übertragen könnten.

Immer wieder wird als Argument, dass ein solches Gedankenexperiment prinzipiell nicht realisierbar sein kann, angeführt, dass aus der speziellen Relativitätstheorie folgt, dass Signale nur mit maximal Lichtgeschwindigkeit übertragen werden können. Ergänzt wird dieser Einwand dann häufig durch den Hinweis, dass sich aus der Annahme einer überlichtschnellen Informationsübertragung zwangsweise zeitliche Paradoxa ergeben, die dann zu Inkonsistenzen innerhalb der verwendeten Theorie führen würden. Beide Einwände sind jedoch nicht haltbar.

Das Grundproblem bei dieser Argumentation ist, dass in der Regel stillschweigend vorausgesetzt wird, dass für einen Informationsaustausch ein Sender und ein Empfänger benötigt wird. Diese, durch die klassische Physik geprägte Vorstellung, scheint den Status einer unumstößlichen Tatsache erlangt zu haben, die somit auch nicht weiter hinterfragt werden muss. Offensichtlich wird diese Vorstellung auch im Rahmen der Quantenphysik aufrecht erhalten (siehe beispielsweise [12], [28]). Um belegen zu können, dass diese Vorstellung auch im Rahmen der Quantenphysik aufrecht erhalten werden kann, wird in der Regel das EPR-Bohm-Gedankenexperiment betrachtet. Doch was kann aus diesem Gedankenexperiment geschlossen werden? Der in diesem Zusammenhang wesentliche Punkt ist der Folgende: Durch keine, wie auch immer geartete Messung an einem Teilsystem, kann die statistische Verteilung der möglichen Messwerte an den anderen Teilsystemen verändert werden. Zusammen mit der Tatsache, dass einzelne Messwerte im Prinzip nicht vorhergesagt werden können, wenn mehrere Messwerte möglich sind (ohne diese Möglichkeit ist eine Informationsübertragung nicht möglich), kann dann für das EPR-Bohm-Gedankenexperiment gefolgert werden, dass Informationen von einem Teilsystem zu einem anderen Teilsystem nur dann übertragen werden können, wenn zusätzlich ein klassischer Informationskanal zur Verfügung steht. Allerdings kann das EPR-Bohm-

Gedankenexperiment nicht als Beleg dafür angeführt werden, dass für eine Informationsübertragung im Rahmen der Quantenphysik prinzipiell ein klassischer Kanal benötigt wird, denn hierzu müsste man zeigen können, dass es im Rahmen der Quantenphysik keine andere Möglichkeit zur Informationsübertragung geben kann. Man müsste daher folgende Behauptung beweisen können: Aufgrund der in der Quantenphysik möglichen augenblicklichen Wirkung zwischen Quantensystemen (die offensichtlich nicht mit einem Austausch von Energie zwischen den beteiligten Quantensystemen verbunden ist) und auf die als Erste EPR in [9] hingewiesen haben, ist ein Informationsaustausch (ohne einen zusätzlichen klassischen Kanal) prinzipiell unmöglich. Nur wenn diese Behauptung korrekt ist, kann gefolgert werden, dass die klassische Vorstellung gültig sein muss. Für einen Informationsaustausch würde dann immer ein Sender und ein Empfänger benötigt und der Sender müsste zum Zwecke des Informationsaustausches zwingend Energie zum Empfänger übertragen. Die Frage ist daher: Gibt es einen Beweis für diese Behauptung? Die Antwort lautet: Nein. Es liegt bisher kein Beweis für diese Behauptung vor. Auch halte ich es für sehr unwahrscheinlich, dass so ein Beweis im Rahmen der Quantenphysik allgemein möglich ist. Um klären zu können, ob diese Behauptung zutreffend ist, bleibt somit lediglich die Möglichkeit, ein Gegenbeispiel für diese zu finden. Gelingt dieses, so kann die Behauptung nicht korrekt sein. Doch wie findet man ein entsprechendes Gegenbeispiel? Hierzu ist es notwendig, sich zu überlegen, welche physikalische Vorstellung dieser Behauptung zugrunde liegt. Um verstehen zu können, um welche Vorstellung es sich hierbei handelt, muss man sich lediglich überlegen, welche physikalischen Eigenschaften Zustandstransformationen in der Regel zugeordnet werden, die Präparationsprozesse beschreiben, die zu verschränkten Quantensystemen führen. Hierzu bieten sich die, in Abschnitt III beschriebenen Techniken zur Zustandspräparation von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen, die in einer linearen Ionenfalle gespeichert sind, an. Sind in der linearen Ionenfalle zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen gespeichert und liegen beide Ionen im energetischen Grundzustand vor, so ist der das Gesamtsystem beschreibende Zustand durch den Produktzustand $|1,1\rangle$ gegeben. Um nun den Produktzustand $|1,1\rangle$ in einen verschränkten Zustand überführen zu können, ist ein nicht-lokaler unitärer Operator erforderlich (siehe hierzu die Bemerkungen am Anfang von Abschnitt VII). Beispielsweise kann der Zustand $|1,1\rangle$ formal mittels des nicht-lokalen, unitären Operators $U_{B_2B_1}^{-1}$ (siehe Gleichung 14) gemäß $U_{B_2B_1}^{-1}|1,1\rangle = \Psi = 1/2^{1/2}(|1,0\rangle - |0,1\rangle)$ in den maximal verschränkten Zustand Ψ überführt werden. Klar ist, dass der Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ eine im Rahmen der Quantenphysik formal zulässige Zustandstransformation beschreibt. Doch welche physikalische Bedeutung kann man dem Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ zuschreiben? Um den Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ mittels des in Abschnitt III beschriebenen Präparationsverfahrens physikalisch realisieren zu können, ist es zwingend erforderlich, dass es zwischen den beiden Ionen eine Wechselwirkung (dort die Coulomb-Abstoßung) gibt. Der Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ wird daher in der Regel als

Wechselwirkungs-Operator aufgefasst. Experimente dieser Art scheinen somit die folgende Vermutung nahe zu legen: Jeder physikalisch realisierbare nicht-lokale unitäre Operator der einen Produktzustand in einen verschränkten Zustand überführt muss ein Wechselwirkungs-Operator sein. Der entscheidende Punkt ist nun, dass im Rahmen der Quantenphysik weder gezeigt werden, dass jeder physikalisch realisierbare nicht-lokale Operator ein Wechselwirkungsoperator sein muss, noch kann gezeigt werden, dass es im Rahmen der Quantenphysik physikalisch realisierbare nicht-lokale Operatoren geben muss, die keine Wechselwirkungsoperatoren sind. Ungeachtet dieser Tatsache, scheint sich jedoch im Rahmen der Quantenphysik die Vorstellung durchgesetzt zu haben, dass jeder physikalisch realisierbare nicht-lokale unitäre Operator, der einen Produktzustand in einen verschränkten Zustand überführt, ein Wechselwirkungs-Operator sein muss. Den Grund hierfür kann man wohl nur in unserer, durch die klassische Physik geprägten, Intuition sehen. Werden an voneinander isolierten Systemen Messungen durchgeführt und treten zwischen den Messwerten an den einzelnen Systemen Korrelationen auf, so muss es in der Vergangenheit eine Wechselwirkung zwischen den Systemen gegeben haben, wenn die beobachteten Korrelationen eine kausale Ursache haben. Durch die Wechselwirkung werden dann die möglichen Korrelationen festgelegt. Nun zeigt aber das EPR-Bohm-Gedankenexperiment, dass diese klassische Vorstellung im Rahmen der Quantenphysik nicht zutreffend sein kann, da in diesem Korrelationen zwischen den beiden Teilsystemen möglich sind, die über Wechselwirkungen bei der Präparation klassisch nicht erklärbar sind (siehe hierzu die Bemerkungen am Anfang von Abschnitt VII). Das führt aber unmittelbar zu der Frage, welche Rolle Wechselwirkungen bei der Präparation von verschränkten Systemen spielen? Betrachtet man das in Abschnitt III beschriebene Präparationsverfahren, um zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen ausgehend von dem Produktzustand $|1,1\rangle$ in den maximal verschränkten Zustand Ψ zu präparieren, so sieht man, dass die zwischen den beiden Ionen vorhandene Coulomb-Abstoßung nur sicherstellt, dass es prinzipiell unmöglich ist vorherzusagen, welche Energie den einzelnen Ionen im Zustand Ψ zugeordnet werden kann. Nur wenn man annimmt, dass dieses Ziel ausschließlich mittels einer Wechselwirkung realisierbar ist, kann jeder, eine Zustandstransformation beschreibende physikalisch realisierbare nicht-lokale unitäre Operator, als Wechselwirkungsoperator aufgefasst werden. Eine wechselwirkungsfreie Übertragung von Informationen wäre dann, wie beim EPR-Bohm-Gedankenexperiment, nur mittels eines zusätzlichen klassischen Kanals möglich, da Experimente wie das oben beschriebene Gedankenexperiment dann prinzipiell unmöglich wären. Die Vorstellung, dass auch im Rahmen der Quantenphysik prinzipiell ein zusätzlicher klassischer Informationskanal benötigt wird, um Informationen austauschen zu können, wäre dann korrekt. Sobald man jedoch annimmt, dass es auch physikalisch realisierbare nicht-lokale unitäre Operatoren geben könnte, die nicht als Wechselwirkungs-Operatoren aufgefasst werden können, könnten Experimente, wie

das oben beschriebene Gedankenexperiment, prinzipiell möglich sein. Wenn es gelingt, dieses erfolgreich zu realisieren, so hätte man natürlich auch gleichzeitig das gesuchte Gegenbeispiel gefunden. Auch bietet dieses die Möglichkeit, die Frage zu beantworten, ob eine überlichtschnelle Informationsübertragung möglich ist.

Die Frage, ob zwischen Quantensystemen Informationen ausgetauscht werden können, ohne dabei auf einen klassischen Informationskanal zurückgreifen zu müssen, hängt somit im Kern nicht von den Forderungen ab, die sich aus der speziellen Relativitätstheorie an eine relativistische Quantentheorie ergeben, sondern von der Frage ab, ob es physikalisch realisierbare nicht-lokale Operatoren gibt, die nicht als Wechselwirkungsoperatoren aufgefasst werden können. Auf die Frage, welche Forderungen sich durch die spezielle Relativitätstheorie für eine relativistische Quantentheorie ergeben, möchte ich daher hier nicht eingehen. Einen guten Einblick in die aktuelle Forschung zu dieser Frage erhält man in [52].

Selbst wenn man annimmt, dass die klassische Vorstellung zutreffend ist und somit für eine Informationsübertragung ein Sender und ein Empfänger benötigt wird und daher zwingend vom Sender Energie zum Empfänger übertragen werden muss, kann hieraus noch nicht gefolgert werden, dass eine überlichtschnelle Informationsübertragung prinzipiell unmöglich ist. Denn: Die spezielle Relativitätstheorie beruht auf zwei Postulaten: I.) Alle Naturgesetze sind kovariant bezüglich den Transformationen zwischen Inertialsystemen (alle Naturgesetze haben in allen Inertialsystemen dieselbe Form). II.) Die Lichtgeschwindigkeit c hat in allen Inertialsystemen denselben Wert. Aus dem Relativitätsprinzip (Postulat I) kann lediglich abgeleitet werden, dass es eine, hinsichtlich der zulässigen Transformationen zwischen Inertialsystemen, invariante Geschwindigkeit geben muss. Dass diese invariante Geschwindigkeit, in welchem Sinne auch immer, eine obere Grenze darstellt, kann aus dem Relativitätsprinzip jedoch 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 (siehe hierzu auch [47], Abschnitt 1). Um ein Signal im Sinne der klassischen Physik übertragen zu können muss es einen Sender und einen Empfänger des Signals geben. Der Sender muss zum Zwecke der Signalübertragung hierzu immer Energie zum Empfänger übertragen. Dieses könnte beispielsweise dadurch realisiert werden, dass der Sender eine Nachricht auf ein Blatt Papier schreibt, dieses um einen Stein wickelt und diesen dann dem Empfänger zuwirft. Natürlich könnte der Sender auch ein, geeignet kodiertes, Lichtsignal zum Empfänger senden. Da im Rahmen der speziellen Relativitätstheorie jedoch eine Beschleunigung von Materie auf eine Geschwindigkeit $\geq c$ nicht möglich ist und die Lichtgeschwindigkeit c in allen Inertialsystemen denselben Wert hat, ist eine Signalübertragung mit Signalen dieser Art

offensichtlich nur maximal mit Lichtgeschwindigkeit möglich. Da nach dem Relativitätsprinzip aber prinzipiell auch Teilchen mit einer Geschwindigkeit $> c$ (Tachyonen) denkbar sind, kann zumindest prinzipiell nicht ausgeschlossen werden, dass mittels dieser hypothetischen Teilchen eine Signalübertragung auch mit Überlichtgeschwindigkeit möglich sein könnte (siehe hierzu auch [46], Abschnitt 3). Allerdings liegt bis zum heutigen Tage weder ein Vorschlag für ein Experiment, aus dem die Existenz von Tachyonen abgeleitet werden könnte, noch ein Vorschlag für ein Experiment, dass die grundsätzliche Machbarkeit einer Signalübertragung mittels Tachyonen möglich erscheinen lässt, vor. Dass eine überlichtschnelle kausale Wirkung nicht zwangsweise zu logischen Widersprüchen oder Paradoxa in der betrachteten Theorie führen müssen, haben Wheeler und Feynman in [48] an einem Beispiel (einer lorentzinvarianten Theorie) explizit aufgezeigt. Das Argument, dass sich aus der Annahme einer überlichtschnellen Informationsübertragung zwangsweise zeitliche Paradoxa oder Inkonsistenzen innerhalb der betrachteten Theorie ergeben, kann daher nicht korrekt sein.

Wie diese Überlegungen zeigen, gibt es somit kein grundsätzliches Argument, aus dem abgeleitet werden könnte, dass das oben beschriebene Gedankenexperiment nicht realisierbar sein könnte.

VII: Einbindung des Spin-Statistik-Theorems in den Interpretationsansatz. Ich möchte hier der Frage nachgehen, welche Konsequenzen sich für den oben entwickelten Interpretationsansatz aus dem in der Quantenphysik gültigen Spin-Statistik-Theorem ergeben. Um diese Frage angehen zu können, ist es hilfreich, die in diesem Zusammenhang wesentlichen Begriffe und die dahinterstehenden Vorstellungen zuerst noch einmal näher zu betrachten.

Wenn man im Rahmen der klassischen Physik von unabhängigen Systemen spricht, ist klar, was man darunter zu verstehen hat. Betrachtet man beispielsweise die klassische Elektrodynamik, so können die Systeme nur mittels der elektromagnetischen Felder in Wechselwirkung treten. Der hierdurch vermittelte Einfluss des einen Systems auf ein anderes System findet im physikalischen Raum statt. Solange die beiden Systeme nahe beieinander sind, können diese nahezu augenblicklich aufeinander einwirken, da dann die - durch die elektromagnetischen Felder - vermittelte Wirkung nahezu augenblicklich eintritt. Entfernen sich die beiden Systeme voneinander und treten diese dann beispielsweise zum Zeitpunkt T_0 in zwei abgeschirmte, voneinander getrennte Raumbereiche ein, so können die Systeme ab diesem Zeitpunkt nicht mehr in Wechselwirkung treten, da dann zwischen den beiden Systemen eine Wechselwirkung ausgeschlossen ist. Die Systeme können dann ab dem Zeitpunkt T_0 als von einander unabhängig betrachtet werden. Abhängig davon, auf welche Art und Weise man nun an

den Systemen Messungen durchführt, können zwischen den Messwerten am einen System und Messwerten am anderen System allerdings Korrelationen auftreten. Diese können jedoch nur aus der, vor dem Zeitpunkt T_0 möglichen Wirkung der elektromagnetischen Felder auf die beiden Systeme hervorgehen. Sind diese Korrelationen statistischer Natur, so muss der jeweilige Versuch lediglich - unter identischen Bedingungen - hinreichend oft wiederholt werden, um diese Korrelationen sicher erkennen zu können. Die Ursache für diese Korrelationen liegt somit immer in der Vergangenheit, da die Messungen an den Systemen immer zu Zeitpunkten $T_M > T_0$ durchgeführt werden. Mathematisch lässt sich dieser Sachverhalt durch die Bellschen Ungleichungen (siehe hierzu beispielsweise [1]) beschreiben. Die Bellschen Ungleichungen sind genau dann erfüllt, wenn die Aussage „die Systeme sind unabhängig“ äquivalent zu der Aussage ist „zwischen den Systemen gibt es keine Wechselwirkung“. Wenn man also im Rahmen der klassischen Physik von „unabhängigen“ Systemen spricht, ist dieses äquivalent zu der Aussage, „zwischen den Systemen gibt es keine Wechselwirkung“.

Um zum Zeitpunkt der Messung von unabhängigen Systemen sprechen zu können, könnte man natürlich genauso gut den Abstand zwischen den betrachteten Raumbereichen so groß wählen, dass diese –bezogen auf die Dauer der Messung- als raumartig getrennt angesehen werden können. Dann wäre eine Abschirmung der Raumbereiche natürlich nicht erforderlich.

Betrachtet man im Rahmen der Quantenphysik zwei unabhängige Systeme 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 ist 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.

Im Rahmen der Quantenphysik ist die Aussage „zwischen den Systemen gibt es keine Wechselwirkung“ jedoch im Allgemeinen nicht mehr äquivalent zu der Aussage „die Systeme sind unabhängig“. Im Rahmen der Quantenphysik gilt diese Äquivalenz nur für Quantensysteme die durch einen Produktzustand beschrieben werden können. Nicht

jedoch für verschränkte Quantensysteme. Dieses lässt sich leicht anhand des folgenden Beispiels aufzeigen:

Im EPR-Bohm-Gedankenexperiment (siehe Abb. 5) emittiert die Quelle Q zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systeme in dem Singulett-Zustand Ψ_{31} (siehe Gl. 31). Nimmt man an, dass die Quelle Q die beiden Spin $\frac{1}{2}$ Systeme nicht im Zustand Ψ_{31} , sondern im Zustand $|+z,+z\rangle$ emittiert und nimmt man weiter an, dass der Abstand zwischen den als Spin-Analysatoren verwendeten Stern-Gerlach-Magneten M_L und M_R so groß gewählt wird, dass diese, bezogen auf die Dauer der Messung, als raumartig getrennt angeordnet betrachtet werden können, so ergeben sich die folgenden Messwerte: Haben die Spin-Analysatoren ebenfalls die z-Achse als Quantisierungsachse, so erhält man streng korrelierte Messwerte. An beiden Spin-Analysatoren werden die Spin $\frac{1}{2}$ Systeme mit Sicherheit in die +z-Richtung abgelenkt. Wird nun die Quantisierungsachse des rechts von der Quelle angeordneten Spin-Analysators M_R beispielsweise in die y-Richtung gedreht, so können die Messwerte am Spin-Analysator M_R nicht mehr vorhergesagt werden. Die Systeme werden dann in 50% der Fälle in die +y-Richtung und in 50% der Fälle in die –y-Richtung abgelenkt. Am Spin-Analysator M_L werden die Systeme weiterhin mit Sicherheit in die +z-Richtung abgelenkt. Dreht man nun auch noch die Quantisierungsachse des Spin-Analysators M_L in die y-Richtung, so können auch an diesem einzelne Messwerte nicht mehr vorhergesagt werden. Dann werden auch an diesem in 50% der Fälle die Systeme in die +y-Richtung und in 50% der Fälle in die –y-Richtung abgelenkt. Es können dann zwischen den Messwerten der beiden Spin-Analysatoren M_L und M_R allerdings keinerlei Korrelationen mehr festgestellt werden.

Abhängig davon, in welche Richtung die Quantisierungsachsen der Spin-Analysatoren zeigen, sind die Messwerte zwischen diesen somit unterschiedlich stark korreliert. Wie man jedoch leicht nachprüfen kann, sind die Bellschen-Ungleichungen aber immer erfüllt. Die auftretenden Korrelationen können daher für jede beliebige Orientierung der Spin-Analysatoren als Folge von Wechselwirkungen bei der Präparation der beiden Systeme in den Zustand $|+z,+z\rangle$ interpretiert werden. Da hier angenommen wurde, dass die Spin-Analysatoren raumartig getrennt angeordnet wurden, kann eine Wechselwirkung der Systeme zum Zeitpunkt der Messung mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Man kann also –wie im Rahmen der klassischen Physik– von „unabhängigen Systemen“ sprechen, da die Aussage „zwischen den Systemen gibt es keine Wechselwirkung“ äquivalent ist zu der Aussage „die Systeme sind unabhängig“.

Emittiert die Quelle Q aber, wie im EPR-Bohm-Gedankenexperiment angenommen, zwei Spin $\frac{1}{2}$ Systeme im Singulett-Zustand Ψ_{31} , so treten zwischen den Messwerten der Spinanalysatoren für bestimmte Orientierungen Korrelationen auf, die für wechselwirkungsfreie, unabhängige Systeme nicht möglich sind. Die Bellschen-

Ungleichungen werden dann verletzt. Dass die Messwerte der Spinanalysatoren für ein Quantensystem im Singulett-Zustand Ψ_{31} stärker korreliert sein können, als dieses für wechselwirkungsfreie, unabhängige Systeme möglich ist, lässt sich für den Singulett-Zustand auch auf eine sehr anschauliche Art und Weise erkennen. Eine wesentliche Eigenschaft des Zustands Ψ_{31} ist (siehe beispielsweise [31]), dass diesem keine Quantisierungsachse zugeordnet werden kann. Solange die Quantisierungsachsen der verwendeten Spin-Analysatoren immer parallel angeordnet sind, spielt es keine Rolle, in welche Richtung diese zeigen. Bezüglich der Quantisierungsachsen der Spin-Analysatoren liegt das Quantensystem dann immer im Singulett-Zustand vor. Diese Eigenschaft führt dazu, dass die Messwerte der Spin-Analysatoren, unabhängig von der Richtung der Quantisierungsachsen, immer streng anti-korreliert sind, solange die Quantisierungsachsen parallel ausgerichtet sind. Für wechselwirkungsfrei, unabhängige Systeme ist eine Korrelation dieser Art nicht möglich.

Verschränkte Systeme scheinen somit Eigenschaften zu besitzen, die man nicht mehr den einzelnen Systemen, sondern nur noch dem Gesamtsystem zuordnen kann. Da diese Eigenschaften weder davon abhängen wie weit die Systeme voneinander entfernt sind, noch durch eine Abschirmung der Raumgebiete in denen Messungen an den Systemen durchgeführt werden beeinflusst werden, ist es naheliegend, diese Eigenschaften als „innere Eigenschaften“ des Quantensystems zu bezeichnen. Damit drängt sich natürlich die Frage auf, wie es zu diesen inneren Eigenschaften von verschränkten Quantensystemen kommt? Die naheliegende Annahme ist dann natürlich, dass es Wirkungen zwischen den Quantensystemen geben muss. Allerdings kann es sich bei diesen nicht um Wechselwirkungen handeln. Denn dann müssten die Eigenschaften des physikalischen Raumes, wie beispielsweise Abschirmungen oder Variationen des Abstandes zwischen den Systemen, einen Einfluss auf die inneren Eigenschaften haben. Was aber nicht der Fall ist. Damit liegt dann aber die Vermutung nahe, dass die inneren Eigenschaften eines Quantensystems nicht im physikalischen Raum vorliegen können. In diesem Sinne könnte man also auch davon sprechen, dass die inneren Eigenschaften eine indirekte Wirkung beschreiben.

Dass es sich bei den inneren Eigenschaften verschränkter Quantensysteme um einen grundsätzlich neuen Aspekt der Quantenphysik handelt und diese nicht als Ursache von Wechselwirkungen zwischen Quantensystemen aufgefasst werden können, sieht man natürlich schon anhand der Tatsache, dass diese aufgrund des in der Quantenphysik postulierten Superpositionsprinzips auftreten.

Wenn nun aber die Annahme zutrifft, dass verschränkten Quantensystemen innere Eigenschaften zugeordnet werden können, so stellt sich natürlich die Frage, ob nicht generell jedem Quantensystem innere Eigenschaften zugeordnet werden können?

Dann würden auch Quantensysteme die durch einen Produktzustand beschrieben werden, innere Eigenschaften besitzen. Trifft der oben entwickelten Interpretationsansatz zu, so wäre dieses der Fall. Dann würden alle Quantensysteme innere Eigenschaften besitzen. Es gäbe dann keine isolierten Quantensysteme. Der Unterschied zwischen verschränkten Quantensystemen und unabhängigen Quantensystemen würde dann lediglich darin bestehen, dass für verschränkte Quantensysteme bestimmte innere Eigenschaften messtechnisch zugänglich sind, während für unabhängige Systeme diese messtechnisch nicht zugänglich sind. Mathematisch müsste sich dieser Sachverhalt dann darin widerspiegeln, dass Eigenschaften eines Quantensystems nur über die Rechenbasis unmittelbar messtechnisch zugänglich sind, nicht jedoch über andere Basissysteme wie etwa die Bell-Basis. Die Rechenbasis müsste in diesem Sinne dann ein ausgezeichnetes Basissystem sein. Festgelegt würde diese dann durch die für das betrachtete Quantensystem möglichen energetischen Repräsentationen (siehe hierzu Abschnitt III).

Wenn die Annahme zutrifft, dass Quantensysteme generell innere Eigenschaften haben, so stellt sich aber auch die Frage, welche Rolle Wechselwirkungen bei der Präparation von verschränkten Quantensystemen spielen?

Betrachtet man den im Abschnitt III beschriebenen Präparationsprozess, um zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen (die sich in einer linearen Ionenfalle befinden) ausgehend von dem Produktzustand $|1,1\rangle$ in den Singulett-Zustand zu überführen, so fällt auf, dass für die formale Beschreibung dieser Zustandstransformation der Freiheitsgrad der gemeinsamen Schwingung der beiden Ionen entlang der Längsachse der linearen Ionenfalle überhaupt nicht erforderlich ist. Denn: Wenn man nicht an einer Beschreibung der konkret durchgeführten Präparationsschritte interessiert ist, lässt sich die Überführung des Produktzustandes $|1,1\rangle$ in den Singulett-Zustand formal durch den unitären Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ (siehe Gl. 14) beschreiben.

Doch wozu ist dann eine Wechselwirkung zwischen den Ionen (vermittelt über die Coulomb-Abstoßung) erforderlich? Wie im Abschnitt III gezeigt wurde, wird der Freiheitsgrad der gemeinsamen Schwingung der beiden Ionen entlang der Längsachse der Ionenfalle benötigt, um sicherstellen zu können, dass es prinzipiell unmöglich ist vorherzusagen, welche, der für den Singulett-Zustand möglichen energetischen Repräsentationen, tatsächlich realisiert wurde. Den Freiheitsgrad der gemeinsamen Schwingung könnte man somit auch als ein Hilfsmittel auffassen, welches zwar den Prozess der Verschränkung ermöglicht, das aber -analog zu einem Katalysator- unverändert aus dem Präparationsprozess hervorgeht. Ohne diesen Vergleich überstrapazieren zu wollen, legen die oben ausgeführten Überlegungen die Frage nahe: Geht es auch ohne Katalysator?

Hierzu möchte ich die in Abb. 11 dargestellte Anordnung betrachten und kurz erläutern, wie diese im Rahmen des Formalismus der Quantenphysik beschrieben wird und welche Schlussfolgerungen sich nach dem oben entwickelten Interpretationsansatz ergeben. Zwei identisch aufgebaute Quellen Q1 und Q2 (sind in Abb. 11 nicht eingezeichnet) sollen immer exakt zum selben Zeitpunkt 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.

Weiter möchte ich noch die folgende Schreibweise einführen: 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

$$\Psi_{51} = |0\rangle_2 |1\rangle_1 = |0, 1\rangle \quad (51)$$

zugeordnet werden. Wendet man nun die Strahlteilereigenschaft (1) auf den Zustand Ψ_{51} an, so erhält man den Ausdruck

$$\Psi_{52} = 1/4^{1/2} (i|1\rangle_2 |1\rangle_1 + i|0\rangle_2 |0\rangle_1 + |0\rangle_2 |1\rangle_1 - |1\rangle_2 |0\rangle_1). \quad (52)$$

Da die Photonen 1 und 2, nachdem diese den Strahlteiler passiert haben, aber als ununterscheidbar angesehen werden müssen, muss nach dem in der Quantenphysik gültigen Spin-Statistik-Theorem [45] der Ausdruck Ψ_{52} für Photonen (allgemein für Bosonen) noch symmetrisiert werden. Damit ergibt sich der Zustand

$$\Psi_{53} = i/2^{1/2} (|1\rangle_2 |1\rangle_1 + |0\rangle_2 |0\rangle_1). \quad (53)$$

Würde es sich hier nicht um Photonen (Bosonen), sondern um zwei Fermionen handeln, so müsste man den Ausdruck Ψ_{52} noch anti-symmetrisieren. Im Fall von Fermionen würde sich dann der Zustand

$$\Psi_{54} = 1/2^{1/2}(|0\rangle_2|1\rangle_1 - |1\rangle_2|0\rangle_1) \quad (54)$$

ergeben. Den korrekten Ausdruck erhält man somit erst, nachdem man den Ausdruck Ψ_{52} im Fall von Bosonen symmetrisiert oder im Fall von Fermionen anti-symmetrisiert hat. Erst die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems führt zu einer korrekten Beschreibung der betrachteten Situation am Strahlteilers ST. Nur für den Fall, dass die beiden einlaufenden Quantensysteme auch nach dem Strahlteiler ST noch als unterscheidbare Quantensysteme betrachtet werden können (beispielsweise wenn die beiden Quantensysteme zeitlich so versetzt auf dem Strahlteiler auftreffen, dass die den Systemen zugeordneten Wellenpakete nicht mehr räumlich überlappen), kann der Ausdruck Ψ_{52} bereits als der, sich am Strahlteiler ergebende, Zustand aufgefasst werden. Für unterscheidbare Systeme spielt es dann keine Rolle ob es sich um Bosonen oder Fermionen handelt. Die durch den Strahlteiler bewirkte Zustandstransformation kann dann in beiden Fällen durch den, die Strahlteilereigenschaft (1) beschreibenden, unitären Operator

$$U_{ST} = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 & i & i & -1 \\ i & 1 & -1 & i \\ i & -1 & 1 & i \\ -1 & i & i & 1 \end{bmatrix} \quad (55)$$

beschrieben werden. Unterscheidbare Systeme verhalten sich somit wie unabhängige, wechselwirkungsfreie Systeme. Können die beiden Photonen nach dem Strahlteiler nicht mehr als unterscheidbare Systeme betrachtet werden, so ist zur Beschreibung der Überführung des Zustandes $|0,1\rangle$ in den Zustand Ψ_{53} , im Unterschied zu dem lokalen Operator U_{ST} , ein nicht-lokaler Operator erforderlich, da die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems zu einem verschränkten Zustand führt. In welchen Zustand die einlaufenden Photonen am Strahlteiler überführt werden, hängt somit offensichtlich von der Situation am Strahlteiler ab. Ob die Systeme nach dem Strahlteiler als unterscheidbar oder ununterscheidbar angesehen werden müssen. Können die Systeme nach dem Strahlteiler nicht mehr als unterscheidbar angesehen werden, so führt erst die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems zu einem verschränkten Zustand.

Dieses wirft dann aber die Frage auf, welche Wirkung man der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems zuordnen kann? Um diese Frage angehen zu können, möchte ich annehmen, dass es einen unitären Operator U_{NLB} gibt, so das man die Wirkung der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems mittels des unitären Operators U_{ST} in der Form

$$\Psi_{53} = U_{\text{NLB}} U_{\text{ST}} |0,1\rangle \quad (56)$$

beschreiben kann. Doch welche Form hat der Operator U_{NLB} ? Um diese bestimmen zu können, möchte ich den Zustand Ψ_{52} umschreiben. Bezüglich der Bell-Basis erhält man:

$$\begin{aligned} \Psi_{52} &= 1/4^{1/2} (i|1\rangle_2|1\rangle_1 + i|0\rangle_2|0\rangle_1 + |0\rangle_2|1\rangle_1 - |1\rangle_2|0\rangle_1) \\ &= 1/2^{1/2} (i\Phi_+ - \Psi_-) = e^{i\pi} /2^{1/2} (e^{-i\pi/2}\Phi_+ + \Psi_-) \\ &= e^{i\pi} /2^{1/2} (|A\rangle + |B\rangle). \end{aligned} \quad (57)$$

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

Der Zustand Ψ_{52} 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

$$U_{\text{NLB}} = \begin{matrix} & \langle A| & \langle B| \\ \begin{matrix} |A\rangle \\ |B\rangle \end{matrix} & \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (58)$$

so erhält man:

$$U_{\text{NLB}} \Psi_{52} = e^{i\pi} |A\rangle = i\Phi_+ = \Psi_{53} \quad (59)$$

Für die betrachtete Situation am Strahlteiler kann die Wirkung der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems auf den Zustand Ψ_{52} für Bosonen somit formal mittels des Operators U_{NLB} beschrieben werden. Für den Fall, dass es sich bei den beiden Quantensystemen nicht um Photonen (Bosonen) sondern um Fermionen handelt, erhält man sofort:

$$U_{\text{NLF}} \Psi_{52} = e^{i\pi} |B\rangle = -\Psi_- = \Psi_{54} \quad (60)$$

$$\text{mit: } U_{\text{NLF}} = (U_{\text{NLB}})^{-1} \quad (61)$$

U_{NLF} ist somit durch den zu U_{NLB} inversen Operator gegeben.

Welche Wirkung den Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} und damit der Anwendung des Spin-Statistik-Theorems zuordnet werden kann, lässt sich nun unmittelbar an den

Eigenschaften des Zustands Ψ_{52} in Gl.(57) ablesen. Bei dem Zustand Ψ_{52} handelt es sich um einen Produktzustand der Form Ψ_{20} , mit: $\varphi = \pi / 2$ und $\theta = \pi$. Diese haben die Eigenschaft, dass die dem Quantensystem im Zustand Ψ_{52} zugeordneten energetischen Repräsentationen gerade denen entsprechen, die dem Quantensystem über die inneren Eigenschaften bezüglich der Bell-Basis zugeordnet werden können (siehe hierzu auch Abschnitt III). Die bezüglich der Bell-Basis dem Quantensystem im Zustand Ψ_{52} über die Zustandsanteile Φ_+ und Ψ_- zugeordneten inneren Eigenschaften müssen somit aber als für das Quantensystem physikalisch realisierte Eigenschaften aufgefasst werden. Da die den Zustandsanteilen Φ_+ und Ψ_- zugeordneten Eigenschaften jedoch nur als Eigenschaften des Gesamtsystems betrachtet werden können, kann man den Zustand Ψ_{52} auch als einen Überlagerungszustand auffassen, bei dem die Teilsysteme des Quantensystems über die Zustandsanteile Φ_+ und Ψ_- verschränkt sind. Die Teilsysteme können somit nicht als energetisch isolierte Systeme betrachtet werden (siehe hierzu auch Abschnitt III). Da hierdurch aber keine messtechnisch erkennbaren Korrelationen entstehen, kann man die Teilsysteme als unabhängige Systeme ansehen. Allerdings kann man in der Situation am Strahlteiler für ununterscheidbare Systeme im Zustand Ψ_{52} nicht davon sprechen, dass das Quantensystem bereits eine energetische Repräsentation besitzt. Ununterscheidbare Quantensysteme im Zustand Ψ_{52} können in der Situation am Strahlteiler nur als elementare Quantensysteme aufgefasst werden. Unterscheidbare Quantensysteme im Zustand Ψ_{52} sind hingegen immer energetisch repräsentierte Quantensysteme.

Die Wirkung des Operators U_{NLB} (U_{NLF}) kann somit darin gesehen werden, dass dieser den, aus den Zustandsanteilen Φ_+ und Ψ_- bestehenden, Überlagerungszustand Ψ_{52} in einen Zustand überführt der durch den Zustandsanteil Φ_+ (Ψ_-) festgelegt ist und der Zustandsvektor Φ_+ (Ψ_-) als physikalisch realisierte Eigenschaft des Quantensystems erhalten bleibt. Dass dieses eine ganz bemerkenswerte Eigenschaft ist, wird klar, wenn man beispielsweise die Eigenschaften der durch die Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} beschriebenen Zustandstransformationen mit denen der oben besprochenen Zustandstransformation U_{B2B1}^{-1} , welche die Überführung des Produktzustands $|1,1\rangle$ in den Singulett-Zustand beschreibt, vergleicht. In beiden Fällen wird ein Produktzustand in einen verschränkten Zustand überführt. Während jedoch der Operator U_{NLB} (U_{NLF}) den Zustandsanteil Φ_+ (Ψ_-) als physikalisch realisierte Eigenschaft erhält, kann im Falle des Operators U_{B2B1}^{-1} nicht davon gesprochen werden, dass dieser einen Zustandsvektor als eine bereits physikalisch realisierte Eigenschaft erhält. Denn: Dem Produktzustand $|1,1\rangle$ kann weder der Zustandsanteil Ψ_- als physikalisch realisierte Eigenschaft zugeordnet werden, noch kann der Produktzustand $|1,1\rangle$ bezüglich der Bell-Basis als Überlagerungszustand aufgefasst werden, da die dem Zustand in der Bell-Basis zugeordneten Zustandsanteile Φ_+ und Φ_- lediglich als inhärente

Eigenschaften nicht jedoch als physikalisch realisierte Eigenschaften zugeordnet werden können.

Die dem Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ zugeordnete Wirkung unterscheidet sich somit ganz grundsätzlich von der Wirkung, die den Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} zugeschrieben werden kann. Damit liegt natürlich die Vermutung nahe, dass sich auch das dem Operator $U_{B_2B_1}^{-1}$ zugeordnete Präparationsverfahren grundsätzlich von dem Präparationsverfahren unterscheiden muss, das den Operatoren U_{NLB} und U_{NLF} zugeordnet wird. Doch worin kann der wesentliche Unterschied gesehen werden?

Klar ist, dass in beiden Fällen die Präparationsprozesse so gestaltet sein müssen, dass es im Prinzip unmöglich ist, vorherzusagen, welche energetische Repräsentation tatsächlich realisiert wird. Der wesentliche Unterschied liegt lediglich darin, wie dieses Ziel erreicht wird. Während im Fall des Operators $U_{B_2B_1}^{-1}$ das verwendete Präparationsverfahren darauf aufbaut, dass einzelne Ionen gezielt mittels des Manipulationslasers manipuliert werden können (siehe Abschnitt III), ist dieses offensichtlich in der Situation am Strahlteiler prinzipiell unmöglich. Am Strahlteiler hat man weder die Möglichkeit an einzelnen Teilsystemen gezielte Präparationsschritte durchzuführen, noch die Möglichkeit den Vorgang als solchen in irgendeiner Art und Weise zu beeinflussen. Damit ist gemeint, dass im Unterschied zu der Zustandspräparation mittels des Manipulationslasers, bei dem der sich ergebende Zustand unmittelbar von den Eigenschaften des Laserlichtes des Manipulationslasers, wie etwa der korrekten Wahl der Intensität, der Pulsdauer und der relativen Phasenlage des Laserpulses zum oszillierenden elektrischen Moment der beleuchteten $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen abhängt, es in der Situation am Strahlteiler prinzipiell keine Parameter gibt, über die der Vorgang der Zustandspräparation beeinflusst werden könnte.

Genau dieser Sachverhalt scheint mir der wesentliche Punkt zu sein, da dieser es ermöglicht, den für die Anwendung des Spin-Statistik-Theorems wesentlichen Begriff der „Ununterscheidbarkeit“ auf Präparationsprozesse zu übertragen und in Form des Postulats (P2) zu verallgemeinern:

P 2): Kann einem aus zwei identischen Bosonen (Fermionen) bestehenden Quantensystem für den betrachteten Freiheitsgrad ein Zustand der Form Ψ_{52} zugeordnet werden, so kann der Operator U_{NLB} (U_{NLF}) immer genau dann physikalisch realisiert werden, wenn das Quantensystem für den betrachteten Freiheitsgrad keine energetische Repräsentation besitzt und es einen Präparationsprozess gibt, der für den relevanten Freiheitsgrad das Quantensystem in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem überführt und die folgenden Bedingungen erfüllt: (P2.1): Es muss prinzipiell unmöglich sein, einzelne Bosonen (Fermionen) gezielt manipulieren zu

können und (P2.2): Es muss prinzipiell unmöglich sein, den Vorgang als solchen in irgendeiner Art und Weise zu beeinflussen. Jeder Präparationsprozess der die Bedingungen (P2.1) und (P2.2) erfüllt, überführt dann den Zustand Ψ_{52} in den Zustand Ψ_{53} (Ψ_{54}).

Aufgrund der vorangegangenen Überlegungen ist klar, dass Postulat (P2) die Situation am Strahlteiler korrekt beschreibt. Doch worin besteht die Verallgemeinerung? Der wesentliche Punkt ist, dass (P2) formuliert werden kann, ohne auf den Begriff „ununterscheidbar“ Bezug nehmen zu müssen. Im Unterschied zum Spin-Statistik-Theorems wird in (P2) nicht explizit gefordert, dass die beteiligten Quantensysteme ununterscheidbar sein müssen. Allerdings kann hieraus noch nicht geschlossen werden, dass Postulat (P2) die Forderung nach der Ununterscheidbarkeit der Systeme nicht implizit enthält. Zumindest für Spin 1/2 Systeme lässt sich jedoch anhand des im Folgenden beschriebenen Gedankenexperimentes überprüfen, ob die Bedingungen (P2.1) und (P2.2) in Postulat (P2) die Forderung nach der Ununterscheidbarkeit der beteiligten Systeme implizit enthalten:

Hierzu möchte ich zwei identische Spin 1/2 Systeme betrachten, die in Ruhe sind. Der Abstand zwischen diesen soll so groß sein, dass diese nicht in Wechselwirkung treten können. Weiter möchte ich annehmen, dass den beiden Systemen ein homogenes Magnetfeld B_z in z-Richtung überlagert werden kann. Dieses soll beliebig ein- und ausgeschaltet werden können. Bei eingeschaltetem Magnetfeld B_z ist die Energiedifferenz zwischen den beiden energetischen Eigenzuständen der Spin 1/2 Systeme dann gegeben durch $\Delta E_z = 2\mu B_z$ (siehe hierzu Abschnitt IV). Der energetisch tiefer liegende energetische Eigenzustand des i-ten Systems ($i= 1,2$) sei mit $|1\rangle_i$ und der energetisch höher liegende Eigenzustand sei mit $|0\rangle_i$ bezeichnet. Zu Beginn sei das Magnetfeld ausgeschaltet und das aus den beiden Spin 1/2 Systemen bestehende Quantensystem soll in dem Produktzustand Ψ_{52} vorliegen. Da bei ausgeschaltetem Magnetfeld die beiden Energieniveaus zusammenfallen, besitzt das Quantensystem keine energetische Repräsentation. Das Quantensystem muss daher als elementares Quantensystem betrachtet werden. Nun kann man aber die Überführung eines elementaren Quantensystems in ein energetisch repräsentiertes Quantensystem als Präparationsschritt auffassen. Dieser kann dadurch realisiert werden, dass man das Quantensystem in ein Magnetfeld bringt oder ein Magnetfeld einschaltet (siehe hierzu auch Abschnitt IV). Für den Ein- und Ausschaltvorgang des homogenen Magnetfeldes B_z soll die Randbedingung (R3) erfüllt sein:

$$\Delta t_S < t_{\max} = h/(4\pi \Delta E_z/2), \quad (R3)$$

wobei mit Δt_s die Zeit die man zum Ein- bzw. Ausschalten des Magnetfeldes benötigt, mit h das Plancksche Wirkungsquantum und mit t_{\max} die über die Energie-Zeit-Unschärferelation Gl. (29) vorgegebene maximal mögliche Zeit bezeichnet sei (siehe hierzu auch Abschnitt V).

Schaltet man das Magnetfeld B_z nun so ein, dass die Randbedingung (R3) erfüllt ist, so erfüllt der, durch den Einschaltvorgang des homogenen Magnetfeldes B_z realisierte, Präparationsschritt die in (P2) geforderten Bedingungen um den Operator U_{NLF} physikalisch realisieren zu können. Denn: Bedingung (P2.1) ist erfüllt, da angenommen wurde, dass das Magnetfeld B_z homogen ist und somit auf beide Spin 1/2 Systeme zu jedem Zeitpunkt immer dasselbe Magnetfeld einwirkt. Bedingung (P2.2) ist erfüllt, da die Randbedingung (R3) sicherstellt, dass den energetischen Eigenzuständen der Systeme während des Einschaltvorgangs (also für Zeiten $< t_{\max}$) keine definierte Energie und daher dem Quantensystem auch keine zeitliche Zustandsentwicklung zugeordnet werden kann. Was zur Folge hat, dass es prinzipiell unmöglich ist den Präparationsprozess gezielt zu beeinflussen. Da somit die für die Anwendbarkeit von Postulat (P2) erforderlichen Bedingungen erfüllt sind, kann (P2) auf das Gedankenexperiment angewendet werden. Nach Postulat (P2) muss das Quantensystem daher nach dem Einschaltvorgang als energetisch repräsentiertes Quantensystem im Zustand Ψ vorliegen.

Das Gedankenexperiment lässt sich wohl am einfachsten mittels der in [51] beschriebenen Microchip-Ionenfallen realisieren. Diese miniaturisierten Ionenfallen erlauben es, das der Ionenfalle überlagerte Magnetfeld über hinreichend niederinduktive Luftspulen in Form einer Helmholtz-Anordnung zu erzeugen. Hierdurch kann sichergestellt werden, dass das der Ionenfalle überlagerte homogene Magnetfeld gemäß Randbedingung (R3) hinreichend schnell ein- und ausgeschaltet werden kann. Um das Gedankenexperiment durchführen zu können, wird dann in einem ersten Schritt in zwei identischen Ionenfallen je ein $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion eingefangen. Die Qubits werden über die Energieniveaus $|1\rangle$ und $|0\rangle$ der $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen realisiert (siehe Abb. 3). Dann wird das aus den zwei Ionen bestehende Quantensystem nach dem im Abschnitt III beschriebenen Verfahren in den Zustand Ψ_{52} präpariert. Hierfür sei angenommen, dass den beiden Ionenfalle je ein (identisches) Magnetfeld B_z mit der z-Achse als Quantisierungsachse überlagert sei. Um das Gedankenexperiment durchführen zu können, muss der Zustand des Quantensystems allerdings durch die Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ repräsentiert sein (siehe hierzu auch Abb. 3). Dieses kann über einen geeigneten π -Puls (siehe auch Abschnitt IV) erreicht werden. Der formale Zustand des Gesamtsystems wird durch diesen Präparationsschritt nicht beeinflusst (siehe Abschnitt IV). Nachdem die Ionen in den Zustand Ψ_{52} präpariert wurden, sollen nacheinander die den einzelnen Ionenfallen überlagerten Magnetfelder ausgeschaltet

werden. Dabei sollen die den Ionenfallen überlagerten Magnetfelder so ausgeschaltet werden, dass der Zustand Ψ_{52} erhalten bleibt. Dieses kann beispielsweise dadurch realisiert werden, dass die Magnetfelder unter Einhaltung der Randbedingung (R3) ausgeschaltet werden und die unterschiedlichen Ausschaltzeitpunkt so gewählt werden, dass mit Sicherheit der Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation nicht eintreten kann (siehe hierzu die Bemerkungen weiter unten) und sich für die Zustandsanteile des Quantensystems die korrekte Phase ergibt (siehe hierzu auch Abschnitt VI). Danach liegt das Quantensystem dann als elementares Quantensystem im Zustand Ψ_{52} vor. Werden nun die den Ionenfallen überlagerbaren Magnetfelder B_z gemäß Randbedingung (R3) wieder nach einiger Zeit gleichzeitig eingeschaltet, so sollte hierdurch das Quantensystem in den energetisch repräsentierten Zustand Ψ_{54} überführt werden, sofern Postulat (P2) korrekt ist. Um das im Abschnitt III beschriebene Verfahren zur Zustandsanalyse anwenden zu können, muss der Zustand des Quantensystems durch die Energieniveaus $|0\rangle$ und $|1\rangle$ repräsentiert sein. Dieses kann wieder durch einen geeignet gewählten π -Puls erreicht werden (siehe Abschnitt IV).

Eine wichtige Anwendung könnte für das Gedankenexperiment in der Realisierung einer wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern liegen. Auch wenn das Gedankenexperiment mittels Micro-Ionenfallen einfach durchgeführt werden kann, sind diese für Quantencomputer wohl ungeeignet, da der technische Aufwand viel zu groß sein dürfte. Der für Quantencomputer aussichtsreichste Kandidat könnte Diamant sein, da Diamant die technische Realisierung von Quantenbits bei Raumtemperatur ermöglicht. Entsprechende Experimente werden beispielsweise in [50] beschrieben. In Diamant können einzelne Quantenbits durch, in natürlichem Diamant mit etwa 1%, enthaltene ^{13}C -Isotope realisiert werden. ^{13}C hat einen, im Gegensatz zu ^{12}C , von Null verschiedenen Kernspin ($s = 1/2$). Ausgelesen oder adressiert werden können diese durch NV-Zentren (siehe hierzu [50]). Gelingt es das oben beschriebene Gedankenexperiment auch mit Quantenbits die durch ^{13}C Atome in Diamant realisiert werden durchzuführen, so wäre dieses ein wichtiger Schritt hin zu einem technisch, mit vertretbarem Aufwand realisierbaren Quantencomputer.

Sollte das Gedankenexperiment erfolgreich durchgeführt werden können, so wäre zumindest für Spin $1/2$ Systeme gezeigt, dass Postulat (P2) auch auf unterscheidbare Quantensysteme angewendet werden kann. Das Gedankenexperiment ist aber auch hinsichtlich eines weiteren Aspektes von grundlegender Bedeutung. Aufgrund der gewählten Randbedingungen kann es zwischen den beiden Spin $1/2$ Systemen keine Wechselwirkungen geben. Der die Zustandstransformation beschreibende nicht-lokale Operator U_{NLF} kann daher nicht als Wechselwirkungs-Operator aufgefasst werden. Wenn also das Gedankenexperiment erfolgreich durchgeführt werden kann, muss es

auch zwischen unabhängigen Quantensystemen Wirkungen geben. Wenn dieses zutrifft, können unabhängige Spin 1/2 Systeme nicht als isolierte Quantensysteme betrachtet werden und die Interpretation (IN5) muss -zumindest für Spin 1/2 Systeme- gültig sein.

Betrachtet man das oben beschriebene Gedankenexperiment genauer, so fällt auf, dass unter der, für das Gedankenexperiment angenommenen, Randbedingung (R3) immer der in Postulat (P1) postulierte Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation auftreten kann. Den Operator U_{NLF} könnte man daher auch so interpretieren, dass dieser den Prozess der kohärent gekoppelten Vakuumfluktuation beschreibt. Trifft diese Interpretation zu, so würde das bedeuten, dass kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen unter diesen Bedingungen nach Postulat (P2) mit Sicherheit eintreten. Den Grund hierfür könnte man dann auch darin sehen, dass der Zustandsvektor Ψ_{-} als physikalisch realisierte Eigenschaft des Quantensystems erhalten bleibt.

Da nach Postulat (P1) für den das Quantensystem beschreibenden Zustand nur gefordert wird, dass dieser den Zustandsanteil Ψ_{-} enthalten muss, sollte das oben beschriebene Gedankenexperiment dann aber auch durchgeführt werden können, wenn als Ausgangszustand nicht der Zustand Ψ_{52} sondern allgemein ein Zustand der Form Ψ_{20} mit beliebigen (reellen) Phasen φ und θ , als elementarer Zustand für das Quantensystem gewählt wird.

Schreibt man den Produktzustand Ψ_{20} wieder gemäß

$$\begin{aligned}\Psi_{20} &= e^{i\theta} /2^{1/2} (1/2^{1/2} (|0,0\rangle - e^{i2\varphi} |1,1\rangle) + e^{i\varphi} \Psi_{-}) \\ &= e^{i(\theta+\varphi)} /2^{1/2} (e^{-i\varphi} /2^{1/2} (|0,0\rangle - e^{i2\varphi} |1,1\rangle) + \Psi_{-}) \\ &= e^{i(\theta+\varphi)} /2^{1/2} (|A\rangle + |B\rangle)\end{aligned}\tag{62}$$

mit: $|A\rangle = e^{-i\varphi} /2^{1/2} (|0,0\rangle - e^{i2\varphi} |1,1\rangle)$ und $|B\rangle = \Psi_{-}$, wobei gilt: $\langle A|B\rangle = 0$,

um, so kann auf dem, durch die Vektoren $|A\rangle$ und $|B\rangle$ aufgespannten Hilbertraum wieder analog zu Gl. (61) und Gl. (58) ein Operator U_{NLF} definiert werden, für den gilt:

$$U_{\text{NLF}} (\Psi_{20}) = e^{i(\theta+\varphi)} |B\rangle = e^{i(\theta+\varphi)} \Psi_{-}\tag{63}$$

Dieser hat dann natürlich formal dieselbe Form wie der Operator U_{NLF} in (P2) (siehe Gl. (61) in Verbindung mit Gl. (58)).

Wird also als Ausgangszustand in dem oben beschriebenen Gedankenexperiment der Zustand Ψ_{20} mit beliebigen (reellen) Phasen φ und θ , als elementarer Zustand für das Quantensystem gewählt, und wird dann das Magnetfeld B_z unter Berücksichtigung von Randbedingung (R3) eingeschaltet, so sollte das Quantensystem, bis auf die globale, nicht beobachtbare Phase $e^{i(\theta+\varphi)}$, danach im energetisch repräsentierten Zustand Ψ vorliegen.

Auch bietet das Gedankenexperiment die Möglichkeit, die bereits in Abschnitt V und VI diskutierte Frage zu untersuchen, ob der Abstand zwischen den Teilsystemen, zwischen denen eine kohärent gekoppelte Vakuumfluktuation auftreten kann (hier den beiden Spin 1/2 Systemen) beliebig groß sein kann, oder ob dieser nach oben begrenzt ist.

Ich möchte hier noch kurz auf einen weiteren Anwendungsfall für die in [51] beschriebenen Micro-Ionenfallen eingehen. Das in Abschnitt VI beschriebene Gedankenexperiment lässt sich auch mittels zweier Micro-Ionenfallen realisieren. Hierzu werden in jeder Ionenfalle zwei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen eingefangen. Die Qubits werden über die Energieniveaus $|1\rangle$ und $|0\rangle$ der $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen realisiert (siehe Abb. 3). In der Ionenfalle 1 seien die Ionen S_1 und S_2 und in der Ionenfalle 2 die Ionen S_3 und S_4 lokalisiert. Beiden Ionenfallen sei ein (identisches) Magnetfeld B_z überlagert. In jeder Ionenfalle werden dann die beiden dort lokalisierten Ionen in den Singulett-Zustand präpariert, so dass sich für den Zustand des Gesamtsystems wieder der Zustand $\Psi^{43/21}$ ergibt. Um die in den einzelnen Ionenfallen befindlichen Ionen in den Singulett-Zustand präparieren zu können, soll der Abstand der Ionen in den Ionenfallen zunächst so klein gewählt sein, dass diese mittels der Coulomb-Abstoßung in Wechselwirkung treten können und das in Abschnitt III beschriebene Präparationsverfahren realisiert werden kann. Um das Gedankenexperiment durchführen zu können, muss der Zustand des Quantensystems allerdings durch die Energieniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ repräsentiert sein (siehe hierzu auch Abb. 3). Dieses kann über einen geeigneten π -Puls (siehe auch Abschnitt IV) erreicht werden. Nun muss der Abstand der Ionen in den Fallen lediglich auf einige mm vergrößert werden, um die zwischen den Ionen mögliche Coulomb-Abstoßung vernachlässigen zu können. Für die den beiden Ionenfallen überlagerten Magnetfelder möchte ich annehmen, dass diese auf den Raumbereich einzelner Ionen beschränkt, lokal unter Einhaltung der Randbedingung (R3) ein- und ausgeschaltet werden können. Es soll also möglich sein, in den, den einzelnen Ionen zugeordneten Raumbereichen die Magnetfelder B_z ein- und ausschalten zu können, ohne dass hierdurch die den jeweils anderen Raumbereichen (die jeweils ebenfalls ein Ion enthalten) überlagerten Magnetfelder B_z beeinflusst werden. Die Variante 2 des in Abschnitt VI beschriebenen Gedankenexperimentes könnte nun einfach dadurch realisiert werden, dass in den Bereichen, die die Ionen S_1 und S_4 enthalten, gleichzeitig

die Magnetfelder B_z unter Einhaltung der Randbedingung (R3) ausgeschaltet werden und zu geeignet gewählten Zeitpunkten, wieder unter Einhaltung von (R3), die Magnetfelder wieder zeitlich verzögert eingeschaltet werden (siehe Abschnitt VI). Danach sollte dann das Quantensystem als energetisch repräsentiertes Quantensystem im Zustand Ψ_{49} vorliegen, wenn das Gedankenexperiment in der Variante 2 erfolgreich realisiert werden kann. Um das im Abschnitt III beschriebene Verfahren zur Zustandsanalyse anwenden zu können, muss der Zustand des Quantensystems durch die Energieniveaus $|0\rangle$ und $|1\rangle$ repräsentiert sein. Dieses kann wieder durch einen geeignet gewählten π -Puls erreicht werden (siehe Abschnitt IV). Analog kann natürlich auch die Variante 1 des Gedankenexperimentes realisiert werden.

VIII. Philosophische Konsequenzen: Die sich aus dem im Abschnitt VI vorgeschlagenen Gedankenexperiment ergebenden Konsequenzen wären allerdings nicht nur auf unser physikalisches Weltbild beschränkt. Bei vielen Wissenschaftlern scheint sich die Vorstellung durchgesetzt zu haben, dass es so etwas wie Bewusstsein als eigenständige Eigenschaft nicht geben kann (siehe beispielsweise [39], [40], [41]). Diese Vorstellung beruht in der Regel auf der philosophischen Position des ontologischen Materialismus. Der Materialismus geht davon aus, dass es auch für eine Eigenschaft, wie etwa das Bewusstsein, eine materielle Basis geben muss. Bei geeignet gewählter materieller Basis, kann dann aus physikalischen Wechselwirkungen Bewusstsein hervorgehen. Bewusstsein ist damit lediglich die Folge dieser physikalischen Wechselwirkungen. Damit es so etwas wie Bewusstsein geben kann, muss es somit eine materielle Basis geben, auf der dann das Bewusstsein entstehen kann. Bewusstsein oder auch ganz allgemein mentalen Prozessen wird somit eine passive Rolle zugeordnet, die bestimmte Gehirnaktivitäten lediglich „begleiten“. Man spricht dem Bewusstsein damit aber jede kausale Wirkung ab. Doch auf welchen Erkenntnissen beruhen diese Vorstellungen? Als Begründung wird lediglich darauf verwiesen, dass es keinerlei Hinweise gibt, dass es so etwas wie Bewusstsein als eigenständige Eigenschaft geben könnte. Berücksichtigt man dann noch die Tatsache, dass es bis heute noch nicht einmal möglich ist, eine brauchbare Definition oder wenigstens konkrete Vorstellungen, hinsichtlich der für mentale Prozesse erforderlichen Voraussetzungen gibt, so kann man diesen Standpunkt nicht wirklich als überzeugend ansehen.

Eine gänzlich andere Vorstellung liegt der philosophischen Position des interaktionistischen Dualismus zugrunde. Diese nimmt an, dass es in der Natur Eigenschaften oder Erscheinungsformen (Entitäten) gibt, die über physikalische Wechselwirkungen prinzipiell nicht zugänglich sind (immaterielle Entitäten) und solche

die über physikalische Wechselwirkungen zugänglich sind (materielle Entitäten), wobei zwischen immateriellen Entitäten und materiellen Entitäten eine kausale Interaktion möglich ist. Die Position des interaktionistischen Dualismus wirft dann natürlich die Frage auf, wie Bewusstsein auf das Gehirn und das Gehirn auf das Bewusstsein einwirken kann, wenn es zwischen dem Bewusstsein und dem Gehirn keine physikalischen Wechselwirkungen geben kann? Hierzu haben der Neurobiologe Sir John Eccles und der Quantenphysiker Friedrich Beck eine interessante Hypothese vorgeschlagen ([39], Kapitel 9, Seite 216):

„....., dass die mentale Absicht des Selbst neuronal wirksam wird, indem sie vorübergehend die Wahrscheinlichkeiten für Exozytosen in einem ganzen Dentron erhöht und auf diese Weise die große Zahl von Wahrscheinlichkeitsamplituden koppelt, um eine kohärente Wirkung zu erzielen (Abbildungen 6.10 und 9.2).“

Hierzu ist dann natürlich eine quantenphysikalische Beschreibung der Exozytose erforderlich. Unter Exozytose versteht man die Öffnung eines Kanals im präsynaptischen Vesikelgitter (PVG) und die Entladung der Vesikel-Transmittermoleküle in den synaptischen Spalt. Die Öffnung eines Kanals im PVG wird durch einen Nervenimpuls, der sich in ein Bouton (Axonterminal) fortsetzt, verursacht. Obwohl bei der Weiterleitung eines Nervenimpulses in einem Axon eine große Menge an Ca^{2+} Ionen in das Axon einströmt, geht man davon aus, dass durch die Anlagerung von vier Ca^{2+} Ionen an ein synaptisches Vesikel augenblicklich ein Kanal durch die anliegende präsynaptische Membran geöffnet wird, so dass sein gesamter Transmitter-Inhalt in den synaptischen Spalt freigesetzt wird. Eccles und Beck postulieren nun, dass dieser Trigger-Mechanismus über Quantenübergänge zwischen metastabilen molekularen Zuständen vermittelt über Quasi-Teilchen zustande kommt ([39], Kapitel 9, Seite 226):

„...Vorbereitung zur Exozytose bedeutet, dass das parakristalline PVG in einen metastabilen Zustand versetzt wird, in dem sich die Exozytose vollziehen kann. Den Auslösemechanismus stellen wir uns sodann als eine Bewegung eines Quasi-Teilchens mit einem Freiheitsgrad entlang einer kollektiven Koordinate und über eine Aktivierungs-Barriere hinweg vor (Abbildung 9.4). Diese Bewegung erfolgt aufgrund eines quantenmechanischen Tunnelprozesses durch die Barriere (ähnlich wie beim radioaktiven Zerfall)“.

Auf die Wahrscheinlichkeit mit der das Quasi-Teilchen durch die Aktivierungs-Barriere tunneln kann, kann, so wird angenommen, nun das Bewusstsein (das Selbst) einwirken. Das Bewusstsein würde somit genau an den Stellen im Gehirn auf die Weiterleitung von

Signalen einwirken, wo die elektrischen Signale kurzzeitig mittels der Vesikel-Transmittermoleküle in chemische Signale umgesetzt werden.

Streng genommen sagen Eccles und Beck aber nichts dazu, wie die Wirkung des Bewusstseins auf die betrachteten Quantensysteme zustande kommt. Auch bleibt unklar, ob die Wirkung des Bewusstseins auf die betrachteten Quantensysteme innerhalb des Formalismus der Quantenphysik beschrieben werden kann und wenn ja, wie der Formalismus der Quantenphysik hierzu interpretiert werden muss. Gerade dieser Punkt ist aber entscheidend für die Akzeptanz dieser Hypothese. Da die betrachteten Prozesse alles andere als einfach zu berechnende Situationen sind, dürfte es äußerst schwierig sein, diese Hypothese zu überprüfen. Die Tatsache, dass diese Hypothese aber zumindest prinzipiell überprüfbar ist, zeichnet die vom interaktionalistischen Dualismus vertretene Position gegenüber der Position des Materialismus aus. Denn für die Position des Materialismus gibt es nicht einmal ansatzweise überprüfbare Hypothesen.

Wenn man annimmt, dass es mit dem heutigen Stand der Technik nicht möglich ist, die von Eccles und Beck vorgeschlagene Hypothese zu überprüfen, welche Möglichkeiten könnte es dann noch geben, um entscheiden zu können, welche philosophische Position zutreffend ist? Die Position des Materialismus oder die des interaktionalistischen Dualismus? Natürlich gibt es noch eine Vielzahl anderer philosophischer Positionen [39]. Auf diese möchte ich hier aber nicht näher eingehen, da sich die grundsätzlichen Fragen anhand dieser beiden Positionen klar aufzeigen lassen.

Der wesentliche Grund für die Ablehnung der Position des interaktionalistischen Dualismus, insbesondere von Wissenschaftlern die die Position des Materialismus vertreten, scheint mir der folgende Punkt zu sein:

Wenn die Position des interaktionalistischen Dualismus korrekt ist, kann die physikalische (materielle) Welt nicht kausal abgeschlossen sein. Es muss dann physikalische Ereignisse geben, die zwar kausal zusammenhängen, der kausale Zusammenhang kann aber nicht über physikalische Wechselwirkungen beschrieben werden.

Ein starkes Indiz dafür, dass die Position des interaktionalistischen Dualismus zutreffend ist, wäre daher ein Experiment, das nur dahingehend interpretiert werden kann, dass die physikalische (materielle) Welt nicht kausal abgeschlossen sein kann.

Das in Abschnitt VI vorgeschlagene Gedankenexperiment bietet diese Möglichkeit. Sollten in dem dort beschriebenen Gedankenexperiment die für Alice und Bob zugänglichen Messwerte davon abhängen, ob die Quellen $Q_{2/1}$ und $Q_{3/4}$ synchron oder asynchron betrieben werden, so wäre dieses ein eindeutiges Indiz dafür, dass die physikalische Welt nicht kausal abgeschlossen sein kann. Das wesentliche Argument gegen die Position des interaktionistischen Dualismus wäre dann widerlegt.

Zum Abschluss möchte ich noch auf mögliche Zusammenhänge hinweisen, die zwischen den oben ausgeführten Überlegungen und bestimmten menschlichen Fähigkeiten, die in der buddhistischen Literatur immer wieder beschrieben werden, bestehen könnten. Dabei ist allerdings zu beachten, dass es innerhalb des Buddhismus, aufgrund der verschiedenen Traditionen der jeweiligen Regionen in denen die buddhistische Praxis sich ausbreitete, viele unterschiedliche Richtungen gibt. Auf diese Unterschiede möchte ich hier jedoch nicht eingehen. Eine der immer wieder beschriebenen menschlichen Fähigkeiten betrifft die des bewussten (luziden) Träumens (siehe beispielsweise [42]). Die Zeit in der der Körper schläft, wird als Möglichkeit betrachtet, das Bewusstsein zu schulen. Hieraus ergibt sich dann auch die besondere Bedeutung, die man der Praxis des Träumens zuordnet. Ist das Bewusstsein hinreichend geschult, so ist es möglich, dass zwei Menschen im Traum Informationen austauschen können, auch wenn diese sich an weit entfernten Orten aufhalten. Diese Fähigkeit wird dem Bewusstsein zugeordnet, welches als eine immaterielle Entität aufgefasst wird. Physikalische Wechselwirkungen sind daher für diese Informationsübertragung im Traum nicht erforderlich.

Vom Standpunkt des Materialismus aus betrachtet, ist diese Behauptung schlicht unmöglich, da das Bewusstsein als Folge von physikalischen Wechselwirkungen aufgefasst wird. Somit müssten die beiden Personen über physikalische Wechselwirkungen miteinander in Wechselwirkung treten. Was aber wohl mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann, wenn die Entfernungen nur groß genug sind, oder sichergestellt ist, dass keine physikalischen Wechselwirkungen auftreten können. Vom Standpunkt des interaktionistischen Dualismus aus betrachtet, könnte eine Informationsübertragung im Traum allerdings durchaus möglich sein. Hierzu müsste man allerdings annehmen, dass im Gehirn Strukturen existieren, die eine Informationsübertragung analog zu dem in Abschnitt VI vorgeschlagenen Experiment ermöglichen. Ob diese Strukturen mit dem von Eccles und Beck in Ihrer Hypothese zugrundegelegten parakristallinen PVG (oder einzelnen Kanälen im PVG) übereinstimmen und ob hierbei, anders als von Eccles und Beck angenommen kohärent gekoppelte Vakuumfluktuationen anstelle der postulierten Quasi-Teilchen beteiligt sind, muss hier eine offene Frage bleiben.

Nimmt man an, dass die in der buddhistischen Literatur (siehe beispielsweise [42], [43], [44]) über die Eigenschaften des Bewusstseins gemachten Aussagen zutreffen, so ist es naheliegend anzunehmen, dass alle dem Bewusstsein zugeschriebenen Eigenschaften, wie etwa die Fähigkeit zur Wahrnehmung oder die Fähigkeit des Willens, im Sinne von Interpretation (IN5) und (IN6) ihre Wirkung dadurch auf das, durch das Gehirn gebildete Quantensystem ausüben, dass durch diese, die für dieses Quantensystem und die für dieses Quantensystem formal äquivalenten Quantensysteme, realisierbaren energetischen Repräsentationen festgelegt werden. Es ist dann auch naheliegend anzunehmen, dass alle im Gehirn vorliegenden Informationen, die wir über unsere Sinnesorgane im Laufe unseres Lebens aufgenommen haben, das, durch das Gehirn gebildete Quantensystem in der Weise formt, dass hierdurch der für dieses Quantensystem mögliche Grad der energetischen Isolierung von anderen Quantensystemen im Sinne von Interpretation (IN5) und (IN6) festgelegt wird und damit auch in einem gewissen Maß durch eine geeignete Praxis formbar ist. Die, aufgrund der Daten unserer Sinnesorgane erstellte Beschreibung der physikalischen Welt, aber auch die für uns wahrnehmbaren Gedanken, würden dann auf physikalischen Prozessen im Gehirn basieren, die das Bewusstsein dann wahrnehmen kann. Somit würden die physikalischen Prozesse im Gehirn, auf das Bewusstsein (beschrieben durch den quantenphysikalischen Zustand dieses Quantensystems) einwirken und das Bewusstsein wiederum auf die physikalischen Prozesse im Gehirn einwirken, ohne dass hierbei physikalische Wechselwirkungen beteiligt sind.

Wenn es gelingt, diese Annahmen zu verifizieren, so wäre damit der Nachweis erbracht, dass sich die Wirkung, der dem Bewusstsein zugeschriebenen Eigenschaften, auf die physikalische Welt, aber auch die Wirkung der physikalischen Welt auf das Bewusstsein, mittels des hier vorgeschlagenen Interpretationsansatzes, innerhalb des Formalismus der Quantenphysik beschreiben lässt. Auf die hiermit verbundenen Fragen möchte ich an anderer Stelle noch ausführlich eingehen.

Literatur:

- [1] : Jürgen Audretsch; Verschränkte Systeme. Die Quantenphysik auf neuen Wegen; WILEY-VCH, ISBN 3-527-40452-X.
- [2] : David Bohm; A suggested interpretation of the quantum theory in terms of „hidden“ variables; Rev. Mod. Phys. **38**, 447-445 (1966).
- [3] : Friedrich Steinle; Explorieren, Entdecken, Testen; Spektrum der Wissenschaft, September **2008**, 34.
- [4] : A. Einstein; Zur Elektrodynamik bewegter Körper; Ann. D. Phys., **17**, 891-921 (1905).

- [5] : A.A. Michelson, E.W. Morley, Am. J. of Science, **34**, 333-345 (1887). Siehe hierzu auch: A.A. Michelson, Am. J. of Science, **22**, 120-129 (1881).
- [6] : R.P. Feynman, R.B. Leighton and M.L. Sands in „The Feynman Lectures on Physics“ (Addison-Wesley Publishing Co., Inc. Reading, 1989).
- [7] : D.M. Greenberger, M.A. Horne and A. Zeilinger, Phys. Today, **22**, (August 1993).
- [8] : A. Zeilinger, Am. J. Phys. **49**, 882, (1981).
- [9] : A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen; Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [10] : A. Zeilinger et al; Experimental quantum teleportation; Nature, Vol. **390**, 575-579 (1997).
- [11] : A. Zeilinger et al; Experimental Entanglement Swapping: Entangling Photons that never interacted; Phys. Rev. Lett., Vol. **80**, 3891-3894 (1998).
- [12] : Helmut Fink; Interpretation verschränkter Zustände; Physik Unserer Zeit, **4/2004** (35), 168.
- [13] : Paul Kwiat, Harald Weinfurter und Anton Zeilinger; Wechselwirkungsfreie Quantenmessung; Spektrum der Wissenschaft, Januar 1997, Seite 42-49. Siehe hierzu auch: Interaction-Free Measurement; P. G. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger and M. A. Kasevich; Phys. Rev. Lett. **74**, 24, 4763-4766 (1995).
- [14] : Markus Arndt, Lucia Hackermüller, Klaus Hornberger; Interferenzexperimente mit molekularen Quantenwellen; Physik Unserer Zeit, 1/2006 (37), 24-29.
- [15] : Anton Zeilinger; Quantenexperimente zwischen Photon und Fulleren; Physik in unserer Zeit, **5/2000** (31), 199-202.
- [16] : Axel Schenzle; Illusion oder Wirklichkeit. Der Messprozeß in der Quantenoptik; Physik in unserer Zeit, **1/1994** (25), 8.
- [17] : Wolfgang Hänsel; Quantenbits in der Ionenfalle; Der Quantenmechanik in die Karten geschaut; Physik in unserer Zeit, **2/2006** (37), 64.
- [18] : W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, Phys. Rev. Lett. **56**, 2797 (1986).
- [19] : R.P. Feynman, F.L. Vernon and R.W. Helwarth; Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving maser problems, J. Appl. Phys. **28**, 49-52 (1957).
- [20] : Dissertation; Mark Riebe; Preparation of Entangled States and Quantum Teleportation with Atomic Qubits; Institut für Experimentalphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck (2005).
- [21] : Wolfgang Hänsel; Quantenbits in der Ionenfalle Teil2; Quantencomputer und Teleportation; Physik in unserer Zeit, **6/2006** (37), 272.
- [22] : Haken, Wolf; Molekülphysik und Quantenchemie; 3. Auflage, Kapitel 18, Springer Verlag, ISBN 3-540-63786-9 (1998).
- [23] : D. Bohm; Quantum Theory, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ (1951), pp. 593-598.
- [24] : Otto Stern; Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld; Z. f. Phys. **7** (1921), Seite 249-253. W. Gerlach, O. Stern; Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms; Z. f. Phys. **8**

- (1921), Seite 110-111. Walter Gerlach, Otto Stern; Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld; Z. f. Phys. 9 (1922), Seite 349-355.
- [25] : Bergmann, Schaefer; Elektromagnetismus, Band 2, 8. Auflage (1999), Walter de Gruyter Berlin, ISBN 3-11-016097-8, Seite 472-475.
- [26] : G. Badurek, H. Rauch, A. Zeilinger; Dynamik Concepts in Neutron Polarization; Z. Physik B, Condensed Matter 38 (1980), pp. 303-311.
- [27] : Gerald Badurek, Harald Weinfurter, Roland Gähler, Achim Kollmar, Stefan Wehinger and Anton Zeilinger; Nondispersive Phase of AharonovBohm Effekt; Phys. Rev. Lett. **71**, 307-310, (1993).
- [28] : Henning Genz; Das Paradoxon von Einstein, Podolsky und Rosen; Physik in unserer Zeit, **6/1997** (28), 251.
- [29] : D. Bohm; Quantum Theory, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ (1951), pp. 614-619.
- [30] : Berthold-Georg Englert, Herbert Walther; Komplementarität in der Quantenmechanik; Physik in unserer Zeit, **5/1992** (23), 213.
- [31] : Daniel M. Greenberger, Michael A. Horne, Abner Shimony, Anton Zeilinger; Bell's theorem without inequalities; Am. J. Phys. **58** (12) Dezember (1990), pp. 1131-1143.
- [32] : F. Bloch; Nuclear Induction, Phys. Rev. **70**, 460-474 (1946) und F. Bloch; The Nuclear Induction Experiment, Phys. Rev. **70**, 474-485 (1946).
- [33] : Christoph Bruder; Die Kräfte aus dem Nichts; Physik in unserer Zeit, **4/1997** (28), 149.
- [34] : Astrid Lambrecht; Der Casimir-Effekt. Das Vakuum kommt zu Kräften; Physik Unserer Zeit, **2/2005** (36), 85.
- [35] : Roland Wengenmayr; Neues Experiment zum Casimir-Effekt. Die Kraft aus dem Vakuum; Physik in unserer Zeit, **3/1997** (28), 135.
- [36] : Herbert J. Bernstein and Anton Zeilinger; Exact Spin Rotation by Precession during Neutron Interferometry; Physics Letters, Vol. 75A, 3, 169-172.
- [37] : Lucas Lamata, Juan Leon, David Salgado; Spin entanglement loss by local correlation transfer to the momentum; Phy. Rev. A **73** 052325 (2006).
- [38] : H. Batelaan, T. J. Gay, and J. J. Schwendiman; Stern-Gerlach Effect for Elektron Beams; Physical Review Letters, Vol. 79, 23, 4517-4521 (1997).
- [39] : John c. Eccles; Wie das Selbst sein Gehirn steuert; Springer Verlag 1996, ISBN 3-492-22286-2.
- [40] : Francis Crick und Christof Koch; Das Problem des Bewusstseins; Spektrum der Wissenschaft, November 1992, Seite 144-152.
- [41] : Christof Koch und Susan Greenfield; Wie geschieht Bewusstsein; Spektrum der Wissenschaft, Januar 2008, Seite 42-49.
- [42] : Tenzin Wangyal Rinpoche; Übung der Nacht. Tibetische Meditationen in Schlaf und Traum; Heinrich Hugendubel Verlag, 1998, ISBN 3-7205-2189-3.

- [43] : Fumon S. Nakagawa; Zen. Weil wir Menschen sind; Theseus Verlag, 1997, ISBN 3-89620-116-6.
- [44] : Dalai Lama; Die Essenz der Meditation. Praktische Erklärungen zum Herzstück buddhistischer Spiritualität; Ansata Verlag, 2001, ISBN 3-7787-7177-9.
- [45] : 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 Physiks 40 (7), 776-792, 793-794 (2010).
- [46] : Maudlin, T.; Quantum non-locality and relativity: methaphysical intimations of modern physics; 3nd ed. Wiley, Chichester, 2011.
- [47] : 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.
- [48] : Wheeler, J. and Feynman, R.; Classical electrodynamics in terms of direct interparticle action. Review of Modern Physics, 21, 3 (1949), 425-433.
- [49] : Deutsche Patentanmeldung DE 10 2010 047 168.2; 30.09.2010.
- [50] : Florian Rempp, Philipp Neumann, Jörg Wrachtrup; Verschränkung von Spins in Diamant; Physik in unserer Zeit, **5/2008** (39), 214.
- [51] : Stephan Schulz, Ferdinand Schmidt-Kaler; Segmentierte Mikrochip-Falle für kalte Ionen; Physik in unserer Zeit, **4/2007** (38), 162.
- [52] : Christian Beck; Wavefunctions and Minkowski Space-Time; Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilian-Universität-München; 2010.
- [53] : S. Olmschenk, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hayes, L. -M. Duan, C. Monroe; Quantum Teleportation Between Distant Matter Qubits; Science, Vol. 323, 486-489, 23 January 2009.

Patentansprüche

1. Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern, **dadurch gekennzeichnet**, dass die zu verschränkenden Quantensysteme in einem ersten Präparationsschritt in den Zustand Ψ_{20} mit beliebigen (reellen) Phasen φ und θ als elementares Quantensystem präpariert werden und dann in einem zweiten Präparationsschritt durch Einschalten eines homogenen Magnetfeldes B_z , das die Raumbereiche umfasst, in denen die zu verschränkenden Quantensysteme lokalisiert sind und unter Einhaltung der Randbedingung (R3) in den verschränkten Zustand Ψ überführt werden.
2. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass die verwendeten Quantensysteme durch ^{13}C -Atome in Diamant realisiert werden.
3. Verfahren nach Anspruch 1, **dadurch gekennzeichnet**, dass die verwendeten Quantensysteme durch $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen im elektronischen Grundzustand ($4^2\text{S}_{1/2}$) realisiert werden.
4. Verfahren nach Anspruch 2, **dadurch gekennzeichnet**, dass die Quantensysteme mittels NV-Zentren adressiert und/oder ausgelesen werden.
5. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 4, **dadurch gekennzeichnet**, dass das homogene Magnetfeld B_z mittels niederinduktiver Spulen in der Form einer Helmholtz-Anordnung realisiert wird.
6. Verfahren nach einem der Ansprüche 1 bis 5, **dadurch gekennzeichnet**, dass die verschränkten Quantensysteme dazu verwendet werden, den Zustand eines Quantensystems auf ein anderes Quantensystem zu übertragen und hierzu vorzugsweise das Verfahren der Teleportation herangezogen wird.
7. Verfahren nach einem der Ansprüche 4 bis 6, **dadurch gekennzeichnet**, dass die verwendeten Quantensysteme so auf einer rotierenden, vorzugsweise runden, Scheide angeordnet sind, dass diese, analog zu den magnetischen Bezirken einer magnetischen Festplatte, zu einer definierten Zeit in Bereiche gebracht werden können, denen ein homogenes Magnetfeld B_z überlagert werden kann.

Zusammenfassung

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur wechselwirkungsfreien Verschränkung von Quantensystemen in Quantencomputern. Die zu verschränkenden Quantensysteme werden hierzu in einem ersten Präparationsschritt in den Zustand Ψ_{20} mit beliebigen (reellen) Phasen φ und θ als elementares Quantensystem präpariert und dann in einem zweiten Präparationsschritt durch Einschalten eines homogenen Magnetfeldes B_z , das die Raumbereiche umfasst, in denen die zu verschränkenden Quantensysteme lokalisiert sind und unter Einhaltung der Randbedingung (R3) in den verschränkten Zustand Ψ überführt. Die das Quantensystem bildenden Quantensysteme können durch ^{13}C -Atome in Diamant oder durch $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen im elektronischen Grundzustand ($4^2\text{S}_{1/2}$) realisiert werden. Das den Quantensystemen überlagerbare Magnetfeld B_z kann einfach über niederinduktive Spulen in der Helmholtz-Anordnung erzeugt werden.

Abbildungen

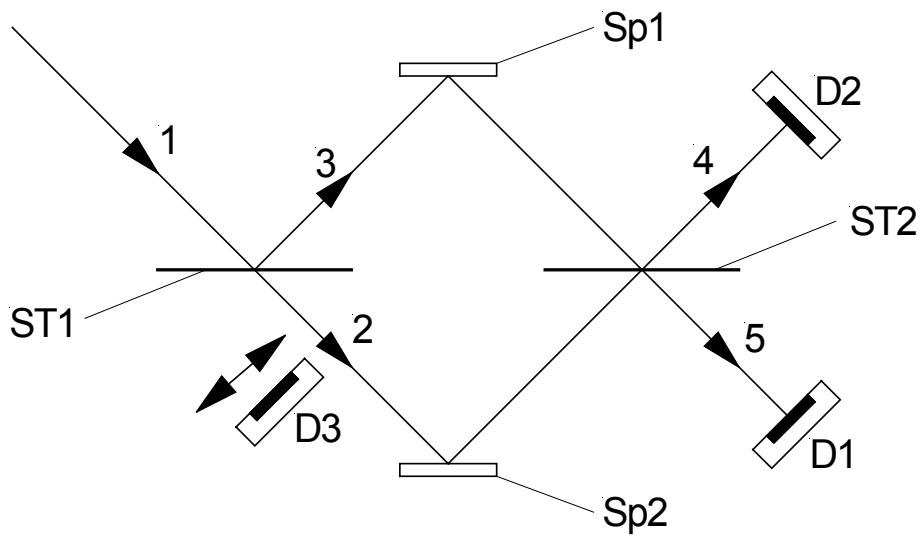


Abb. 1

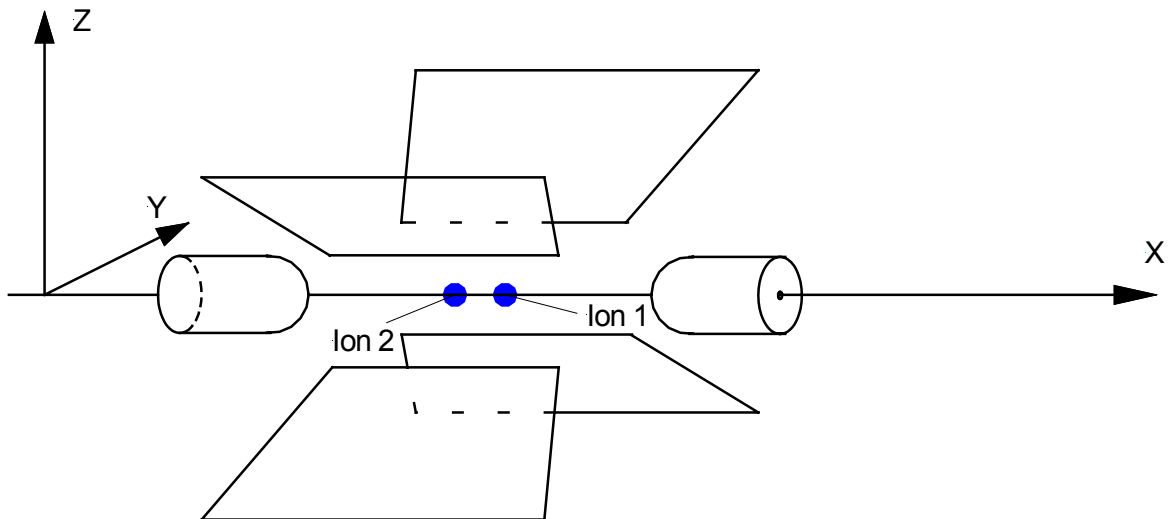


Abb. 2

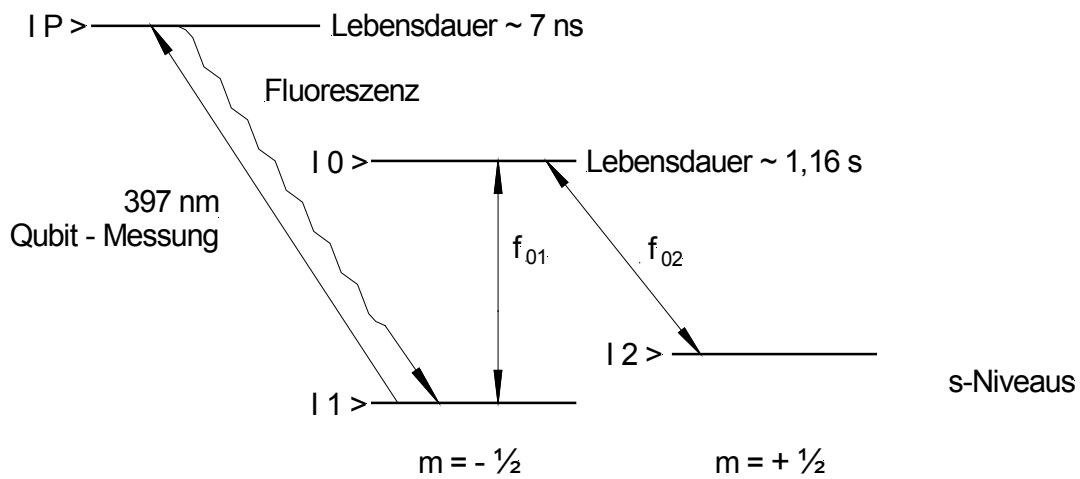


Abb. 3

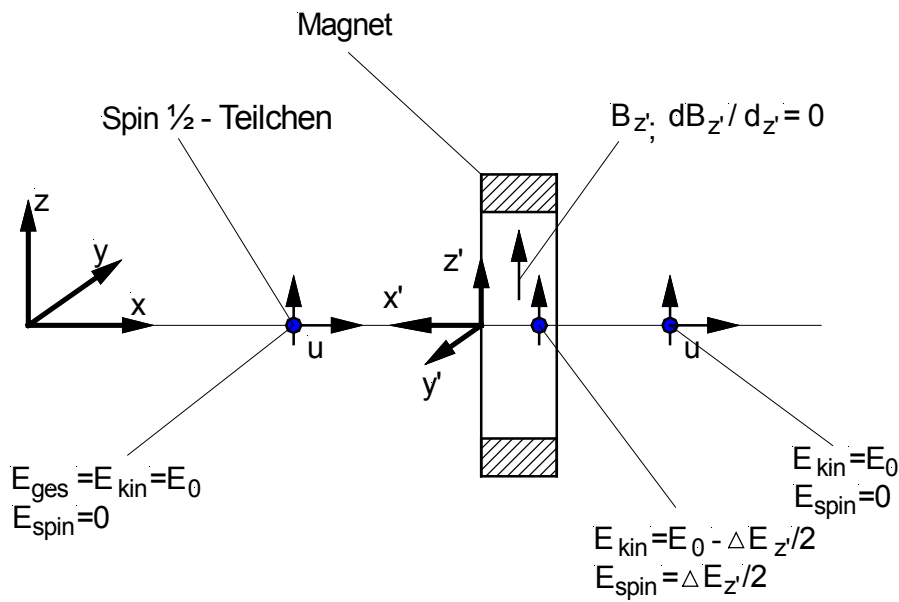


Abb. 4

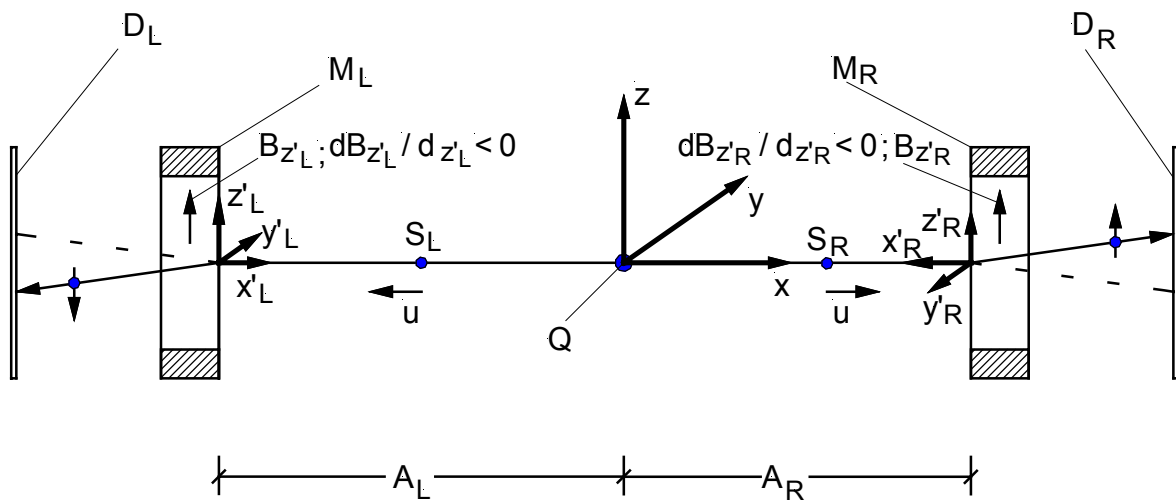


Abb. 5

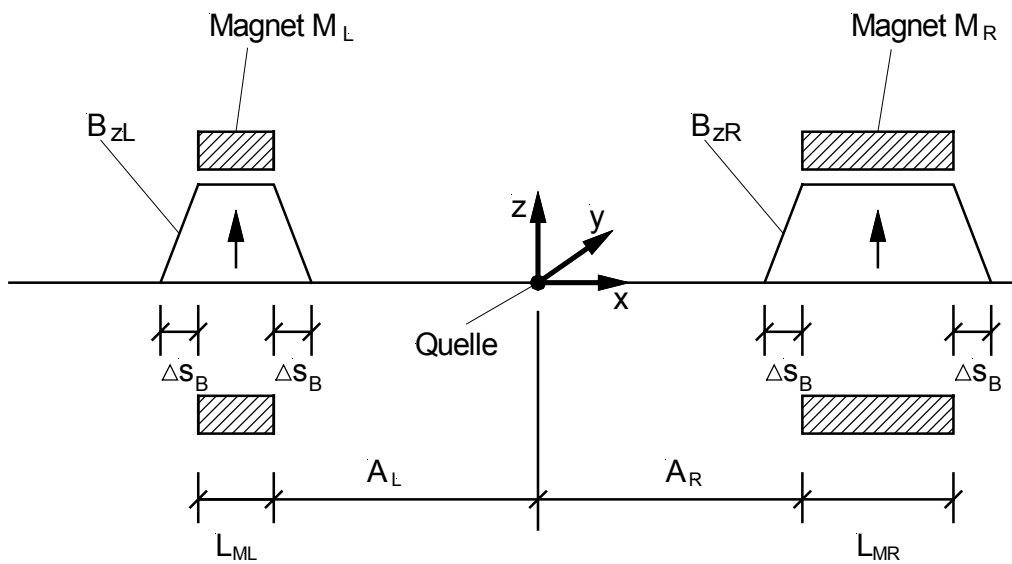


Abb. 6

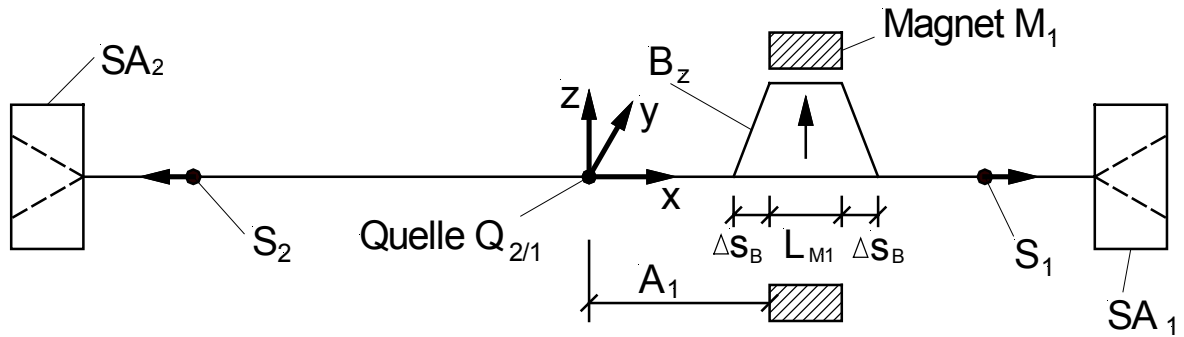


Abb. 7

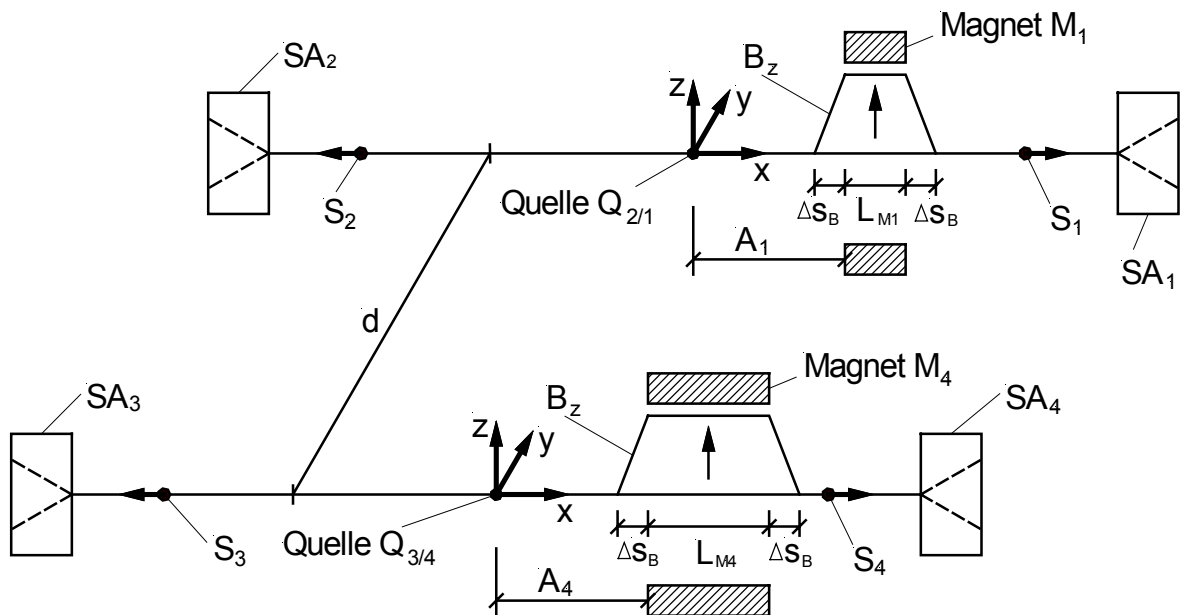
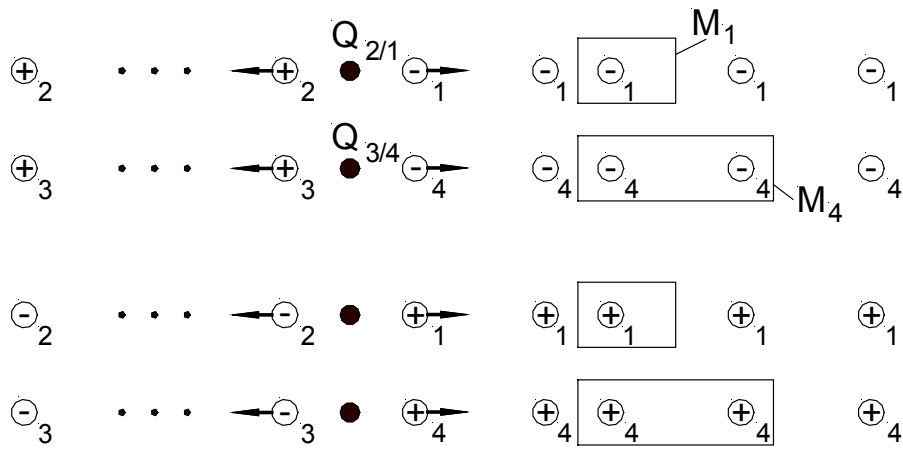


Abb. 8

I:



II:

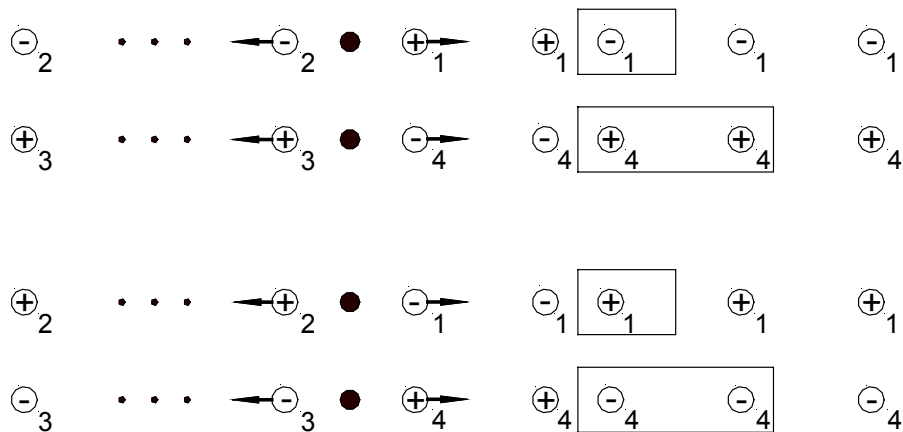


Abb. 9

Fall	Messergebnis SA ₁	Messergebnis SA ₂	Messergebnis SA ₃	Messergebnis SA ₄
(I)	0	1	0	1
(II)	1	0	0	1
(III)	0	1	1	0
(IV)	1	0	1	0

Tabelle I:

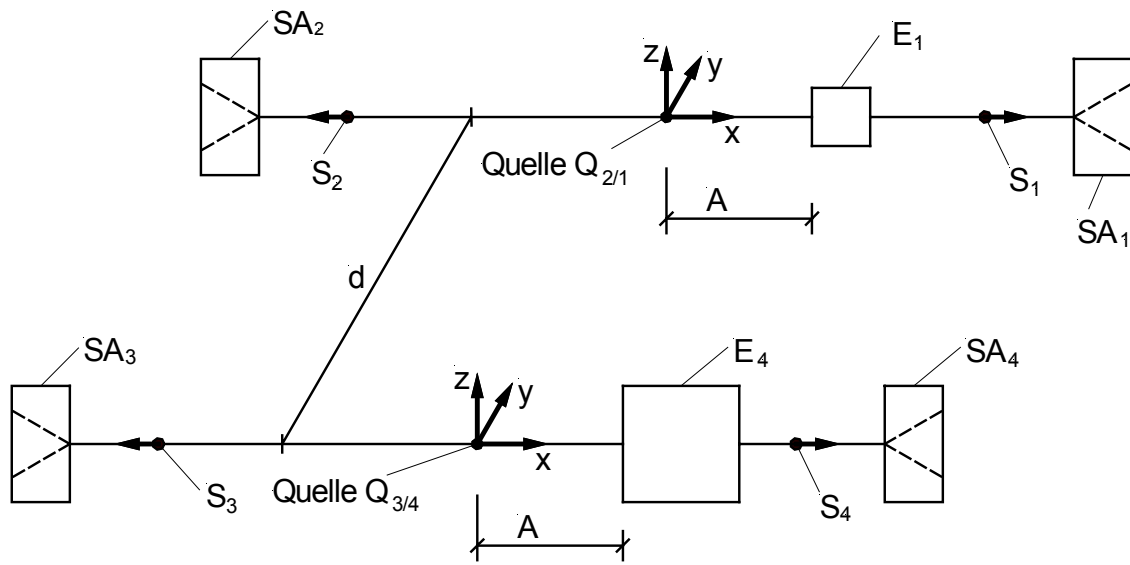


Abb. 10

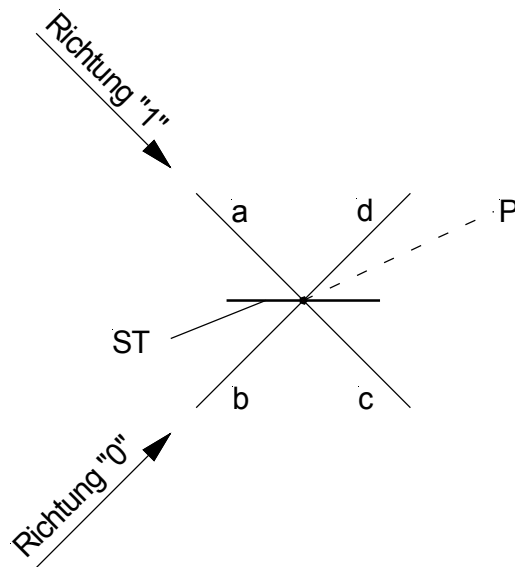


Abb. 11