

'Wechselwirkungsfreie Quantenmessung'

Jochen Pade, Lutz Polley

Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Fachbereich Physik

December 18, 2000

1 Einleitung

In den Feynman Lectures III wird das Doppelspaltexperiment mit der folgenden Einleitung vorgestellt: "We choose to examine a phenomenon which is impossible, absolutely impossible, to explain in any classical way, and which has in it the heart of quantum mechanics. In reality, it contains the only mystery. ... In telling you how it works we will have told you about the basic peculiarities of all quantum mechanics." Unserer Auffassung nach passen diese Sätze viel besser auf die 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung'. Sie stellt ein einfacheres und zugleich reicheres und weiter tragendes 'Phänomen' dar als der klassische Doppelspalt.

Der Vorteil beider Experimente liegt darin, daß sie die Behandlung grundlegender Fragen ohne formalen Apparat ermöglichen; die Schrödinger-Gleichung wird nicht benötigt (worin man allerdings auch einen Nachteil sehen kann). Die 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung' bietet zusätzlich noch wesentliche weitere Pluspunkte: die formale Beschreibung ist (auf verschiedenen Komplexitätsstufen) leicht möglich, unter anderem in niedrig dimensionalen Zustandsräumen ($d = 2, 3$); das System lädt förmlich ein zur Diskussion über den Meßprozeß und über die Begriffsklärung Messung - Wechselwirkung - Hamiltonian; darüber hinaus gibt es mehrere unterschiedliche experimentelle Realisierungen (z.B. Mach-Zehnder- und Michelson-Interferometer sowie Fabry-Perot [12]), die zum Teil relativ einfach durchführbar sind; es sind praktische Anwendungen denkbar [3]; und schließlich garantiert die Möglichkeit einer spektakulären Darstellung und die Aktualität des Themas [4] ein höheres Interesse der Lernenden. Diese Vorteile legen nach unserer Auffassung nahe, die 'wechselwirkungsfreie Messung' in Schule und Hochschule an zentraler Stelle eines QM-Kurses zu behandeln.

Qualitativ wurde das Phänomen schon bereits z.T. sehr ausführlich in populärwissenschaftlichen Darstellungen [7] oder für den Bereich der Schule [2] besprochen.

Wir sehen aber einen entscheidenden Vorteil darin, daß das System - im Gegensatz zum Doppelspaltversuch - auch formal recht einfach zu beschreiben ist, wobei unsere Darstellung nur Basiskenntnisse in Linearer Algebra und der komplexen Zahlen benötigt. Wir wollen unsere Überlegungen beispielhaft konkretisieren, in dem wir das System für ein teiltransparentes Objekt (eine teiltransparente Bombe) beschreiben.

Schließlich wollen wir diskutieren, wie 'wechselwirkungsfrei' eigentlich eine 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung' ist. Tatsächlich ist ja der Begriff 'wechselwirkungsfrei' in diesem Zusammenhang streng genommen falsch. Zu dieser Frage gibt es seit längerem Literatur, deren wesentliche Argumente wir im letzten Abschnitt zusammenfassen.

2 Die Standardausführung der 'wechselwirkungsfreien Quantenmessung'

Kurz sei noch einmal das Prinzip dargestellt (siehe Abb. 1). Licht fällt auf einen halbversilberten Spiegel, der als Strahlteiler wirkt. Die beiden Teilstrahlen werden durch 'normale' Spiegel auf einen zweiten Strahlteiler hingelenkt, wo es folglich zur Interferenz kommt. Die Interferenz wirkt bei der zweiten Strahlteilung in dem einen Teilstrahl konstruktiv (Detektor 1 spricht immer an), in dem anderen destruktiv (Detektor 2 spricht nie an). Dies gilt nicht mehr, wenn ein Objekt ('Bombe', Streuer) in den Strahlengang gebracht wird — es fehlt ein Teilstrahl für die destruktive Interferenz und der Detektor 2 kann nun ansprechen.

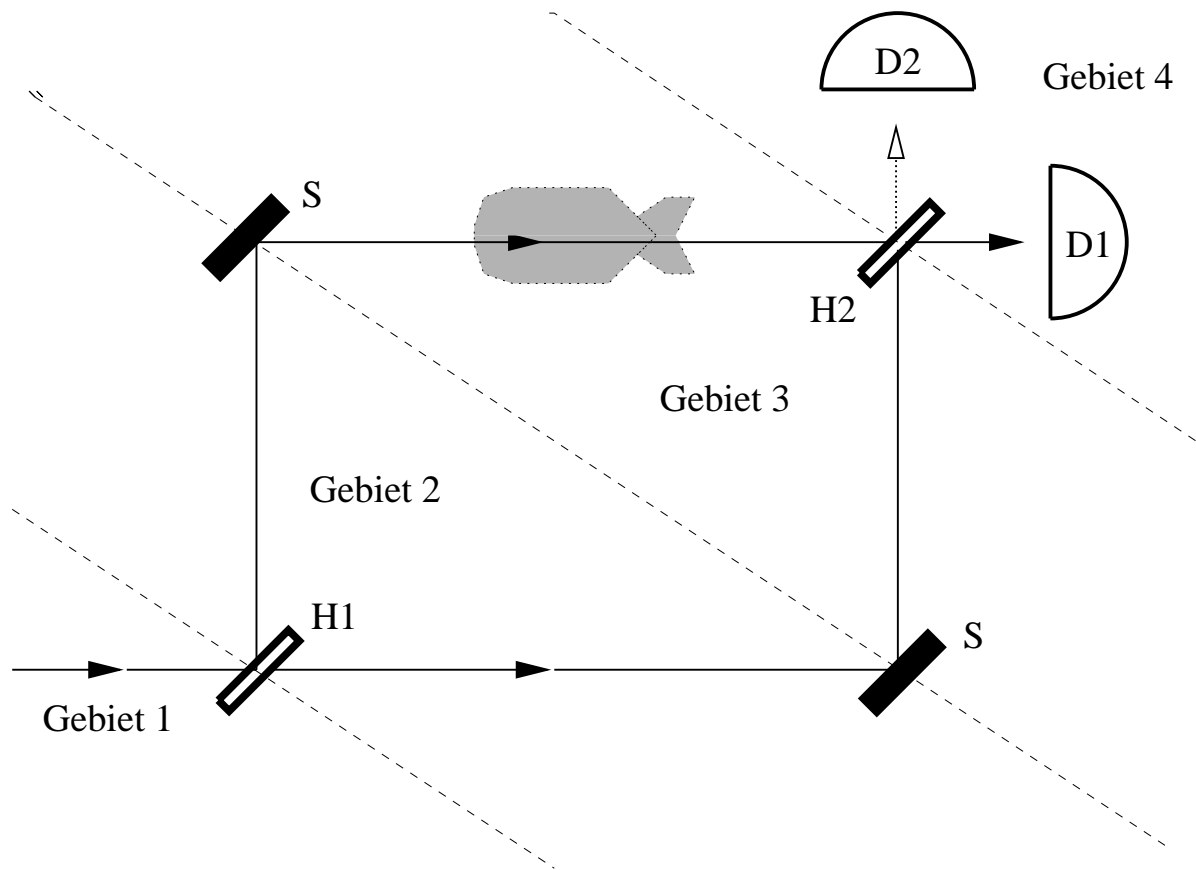


Fig.1

Die Überlegungen sind von der Lichtintensität unabhängig, gelten also unabhängig von der Anzahl der Photonen. Mit anderen Worten: auch wenn nur ein Photon das Interferometer durchläuft, bleibt ohne Streuer der Detektor 2 immer stumm bzw. weiß man, wenn der Detektor 2 anspricht, daß ein Streuer vorhanden ist. Seinen spektakulären Touch erhält das Experiment, wenn man als Streuer eine Bombe wählt, die so empfindlich ist, daß schon ein Photon sie zur Explosion bringen kann. Man erhält folgende mögliche Resultate: in 50% der Fälle explodiert die Bombe; in 25% der Fälle spricht Detektor 1 an, was keine weitere Information liefert; in 25% der Fälle spricht Detektor 2 an - und in diesem Fall hat man nachgewiesen, daß eine 'Bombe' im Strahlengang steht, ohne sie zur Explosion gebracht zu haben. Dies ist klassisch unmöglich und ein reiner Quanteneffekt (wobei man mutatis mutandis natürlich statt der Photonen auch Elektronen, Neutronen etc. nehmen kann).

Wir wollen im folgenden dieses Experiment für den nicht unmittelbar so klaren Fall von teiltransparenten Strahlteilern (teilversilberten Spiegeln) und eines teiltransparenten Streuers beschreiben, dessen Transmissionsgrad wir mit δ bezeichnen; $\delta = 1$ steht dabei für ein vollkommen transparentes, $\delta = 0$ für ein vollkommen opakes Objekt. Zuerst wird die Wirkung der teilversilberten Spiegel ermittelt, anschließend die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Detektoren 1 und 2 ansprechen.

2.1 Formale Beschreibung

Wir unterteilen den Aufbau in 4 Gebiete, wie aus der Zeichnung 1 ersichtlich. Die Wirkung der teilversilberten Spiegel beschreiben wir durch H_1 und H_2 , die der Spiegel (plus des eventuell vorhandenen Streuers bzw. der 'Bombe') durch S . Mit $|z_i\rangle$ als Bezeichnung für den Zustand im jeweiligen Gebiet folgt dann:

$$\begin{aligned} |z_1\rangle &= \text{Anfangszustand=horizontaleinlaufendeWelle} \\ |z_2\rangle &= H_1 |z_1\rangle = \text{ÜberlagerungszustandaushorizontalerundvertikalerWelle} \\ |z_3\rangle &= S |z_2\rangle = SH_1 |z_1\rangle = \text{dasselbemitgeandertenWellenrichtungen} \\ |z_4\rangle &= H_2 |z_3\rangle = H_2 S |z_2\rangle = H_2 S H_1 |z_1\rangle = \text{Endzustand(vierTeilwellen)} \end{aligned}$$

Für die quantitative Darstellung wählen wir einen zweidimensionalen Zustandsraum. Dabei entsprechen die Basisvektoren $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ einer Welle mit horizontaler und vertikaler Ausbreitungsrichtung im jeweils betroffenen Raumgebiet. Ein allgemeiner Zustand besteht aus einer Linearkombination der beiden Basisvektoren.

Um die Wirkung der Spiegel auf einlaufenden Zustände zu beschreiben, untersuchen wir im nächsten Absatz zuerst die Verhältnisse für einen horizontal einlaufenden Strahl $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$; anschließend verallgemeinern wir auf beliebige Zustände.

2.1.1 Phasenverschiebungen an teiltransparenten Spiegeln

Was wird aus einer ebenen Welle, die unter 45 Grad auf einen Strahlteiler trifft? Wir gehen im folgenden von partiell versilberten Spiegeln aus; Transmissionsgrad α , Reflexionsgrad β mit $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ (Annahme hier wie überall: keine Verluste an den Spiegeln). Wir setzen dazu an:

$$\begin{aligned} \text{Einfallende Welle} &: e^{ikx} & (1) \\ \text{Transmittierte Welle} &: \alpha e^{i\tau} e^{ikx} & (2) \\ \text{Reflektierte Welle} &: \beta e^{i\rho} e^{iky} & (3) \end{aligned}$$

wobei τ und ρ die jeweiligen Phasenverschiebungen kennzeichnen.

Die Modellvorstellung: Der teildurchlässige Spiegel stellt eine Potentialbarriere dar; ein Teil der Wellenfunktion wird reflektiert, ein Teil überwindet die Barriere (entweder klassisch erlaubt oder durch Tunneleffekt). Wir nehmen an, daß die Barriere beliebig dünn ist. Für $x = y$ muß dann gelten: 'einfallende Welle + reflektierte Welle = transmittierte Welle' bzw.

$$1 + \beta e^{i\rho} = \alpha e^{i\tau} \quad (4)$$

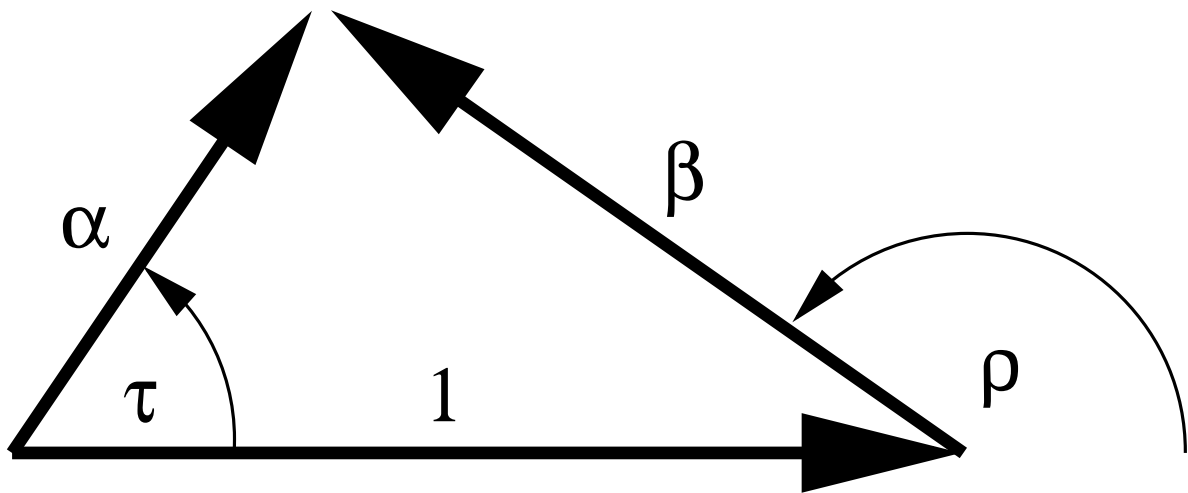


Fig.2

Man kann diese Gleichung als Bestimmungsgleichung eines rechtwinkligen Dreiecks auffassen; siehe Figur 2. Es folgt:

$$\rho = \pi/2 + \tau \quad (5)$$

und

$$e^{i\tau} = \cos \tau + i \sin \tau = \alpha + i\beta \quad (6)$$

so daß sich die beteiligten Wellen schreiben lassen als

$$\text{Einfallende Welle} : e^{ikx} \quad (7)$$

$$\text{Transmittierte Welle} : \alpha(\alpha + i\beta)e^{ikx} \quad (8)$$

$$\text{Reflektierte Welle} : i\beta(\alpha + i\beta)e^{iky} \quad (9)$$

Wir erhalten also auf diese Weise eine relative Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen transmittierter und reflektierter Welle. Natürlich besteht auch eine definierte Phasenverschiebung (Faktor $e^{i\rho}$) zwischen der reflektierten und der einlaufenden Welle; sie ist aber unwichtig, weil es zu keiner Interferenz zwischen diesen beiden Wellen kommt. Für einen voll versilberten Spiegel ($\beta = 1, \alpha = 0$) erhalten wir aus den letzten Gleichungen den bekannten Phasensprung um π zwischen einfallender und reflektierter Welle.

2.1.2 Wirkung von teiltransparenten Spiegeln

Wie wird ein allgemeiner Zustand beim Durchgang durch einen teilversilberten Spiegel verändert? Wir beschreiben einen solchen Zustand durch

$$|z\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (10)$$

wobei der obere Eintrag für 'horizontale' Ausbreitung bzw. ebene Welle in x-Richtung e^{ikx} o.ä. steht, der untere Eintrag entsprechend für 'vertikale Ausbreitung bzw. ebene Welle in y-Richtung e^{iky} . Die jeweiligen Amplituden werden durch a und b angegeben.

Die Wirkung des Strahlteilers bezeichnen wir mit H ; es gilt

$$|z_{nach}\rangle = H |z_{vor}\rangle \quad (11)$$

H muß unitär sein (da wir Absorption im Strahlteiler ausgeschlossen haben); diese Bedingung führt unter Berücksichtigung der bisher erzielten Ergebnisse auf

$$H = (\alpha + i\beta) \begin{pmatrix} \alpha & i\beta \\ i\beta & \alpha \end{pmatrix} \quad (12)$$

wobei α den Transmissionsgrad und β den Reflexionsgrad des Strahlteilers angibt. Für einen 'normalen' Spiegel ($\alpha = 0$) ergibt sich beispielsweise

$$H = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

also der bekannte Phasensprung um π .

2.1.3 Beschreibung des gesamten Mach-Zehnder-Aufbaus

Mit diesem Ergebnis sind wir in der Lage, den Gesamtprozeß im Interferometer zu beschreiben. Die Indizes der Zustände beziehen sich auf die weiter vorne definierten Gebiete

Eingespeist wird $|z_1\rangle$

$$|z_1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

Die Wirkung des ersten Strahlteilers wird beschrieben durch

$$|z_2\rangle = (\alpha + i\beta) \begin{pmatrix} \alpha & i\beta \\ i\beta & \alpha \end{pmatrix} |z_1\rangle \quad (15)$$

der zweite sei so gewählt, daß gilt:

$$|z_4\rangle = (\beta + i\alpha) \begin{pmatrix} \beta & i\alpha \\ i\alpha & \beta \end{pmatrix} |z_3\rangle \quad (16)$$

Der Grund für diesen Ansatz: Nur mit dieser Wahl der Transmissionen bzw. Reflexionen der beiden Strahlteiler erreicht man, daß ohne Streuer (bzw. Bombe) der Detektor 2 stumm bleibt und nur der Detektor 1 anspricht. Die Wirkung des teilabsorbierenden Objektes (es möge sich im oberen 'Laufweg' befinden) und der 'normalen' Spiegel beschreiben wir durch folgende Matrix:

$$|z_3\rangle = \begin{pmatrix} 0 & -\delta \\ -1 & 0 \end{pmatrix} |z_2\rangle \quad (17)$$

Dabei beschreibt δ den Transmissionsgrad des Streuers (bzw. der Bombe) - $\delta = 1$ steht für ein vollkommen transparentes, $\delta = 0$ für ein vollkommen opakes Objekt.

Es folgt:

$$\begin{aligned} |z_4\rangle &= (\beta + i\alpha) \begin{pmatrix} \beta & i\alpha \\ i\alpha & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -\delta \\ -1 & 0 \end{pmatrix} (\alpha + i\beta) \begin{pmatrix} \alpha & i\beta \\ i\beta & \alpha \end{pmatrix} |z_1\rangle = \\ &= \begin{pmatrix} \alpha^2 + \delta\beta^2 & i\alpha\beta(1-\delta) \\ -i\alpha\beta(1-\delta) & \delta\alpha^2 + \beta^2 \end{pmatrix} |z_1\rangle = \begin{pmatrix} \alpha^2 + \delta\beta^2 \\ -i\alpha\beta(1-\delta) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (18)$$

und für die Meßwahrscheinlichkeiten an den Detektoren gilt

$$P_{\text{Detektor1}} = (\alpha^2 + \delta\beta^2)^2 \quad (19)$$

$$P_{\text{Detektor2}} = \alpha^2\beta^2(1-\delta)^2 \quad (20)$$

$$P_{\text{Streu}} = 1 - P_{\text{Detektor2}} - P_{\text{Detektor1}} = \beta^2(1-\delta^2) \quad (21)$$

Der 'Wirkungsgrad' der Apparatur (also die relative Anzahl der erfolgreich entdeckten 'Bomben') kann definiert werden als

$$\eta = \frac{P_{\text{Detektor2}}}{P_{\text{Streu}} + P_{\text{Detektor2}}} = \frac{\alpha^2 \frac{1-\delta}{1+\delta}}{1 + \alpha^2 \frac{1-\delta}{1+\delta}}$$

Er erreicht seinen größten Wert für $\alpha \rightarrow 1$:

$$\eta_{\max} = \frac{1 - \delta}{2} \quad (22)$$

also für den Grenzfall total transparenter Strahlteiler. Dieser Befund ist für opake Streuer ($\delta = 0$) experimentell gut bestätigt (Zitat).

3 'Wechselwirkungsfreie Quantenmessung' mit Quanten-Zenon-Effekt

Bekanntlich kann man im Fall opaker Streuer den Wirkungsgrad (im Prinzip) bis 1 steigern, indem man den sogenannten Quanten-Zenon-Effekt ausnutzt, der eine direkte Konsequenz des Meßpostulats in der Quantenmechanik ist: je häufiger man ein System mißt, desto eher verhindert man, daß es seinen Zustand ändert ("a watched pot never boils") - oder anders formuliert: je häufiger man ein System mißt, desto 'glatter' kann man es in einen anderen Zustand zwingen. Der Aufbau, schematisch in Fig 3. gezeigt, erlaubt es im Prinzip, ein in den Strahlengang gebrachtes Objekt mit Wahrscheinlichkeit 1 'wechselwirkungsfrei' nachweisen. Dieses Fakt war bisher für opake Streuer nachgewiesen; wir wollen im folgenden zeigen, daß es auch für teiltransparente Streuer gilt.

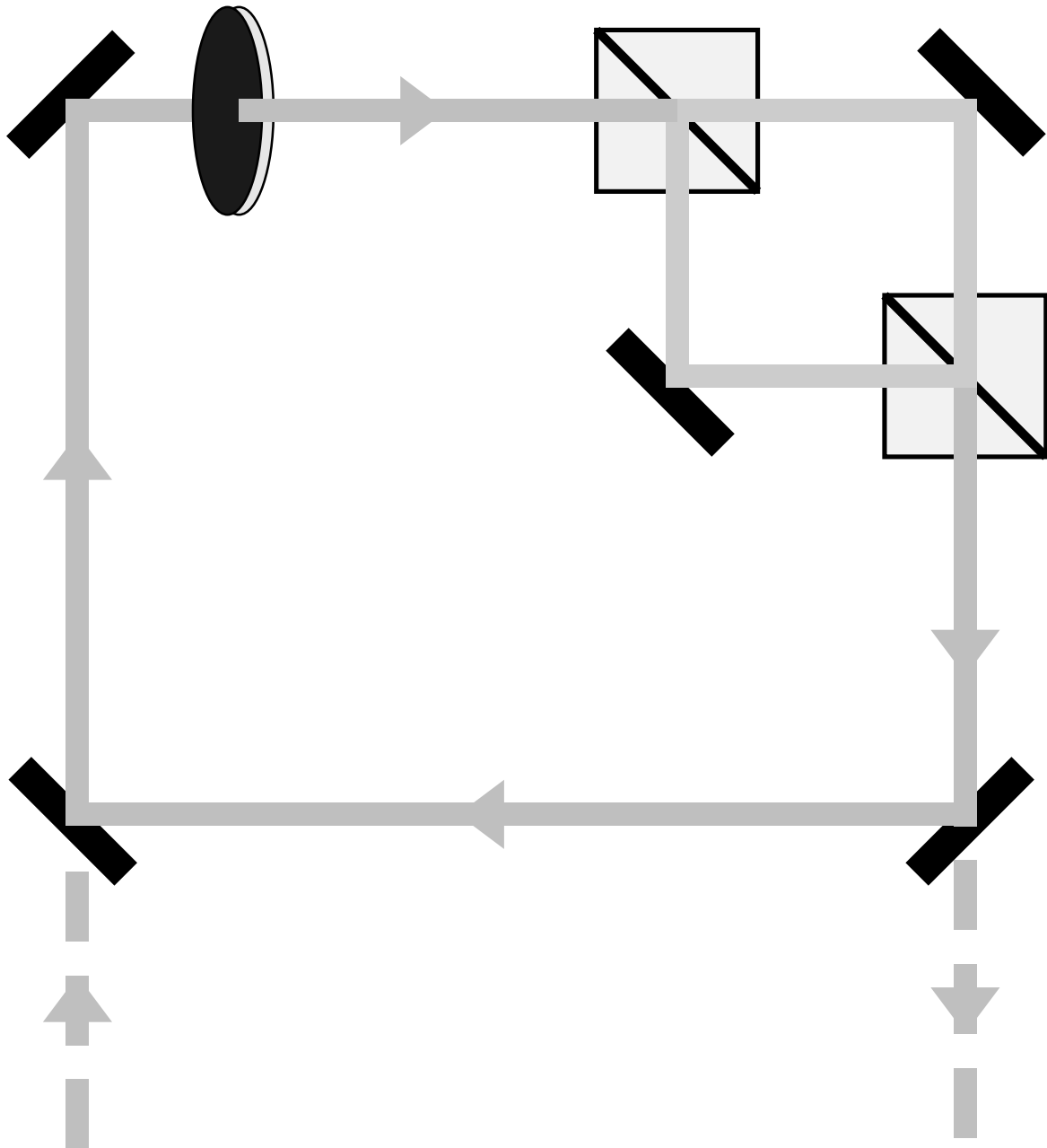


Fig.3

Das Photon tritt im Anfangszustand in die Apparatur ein und durchläuft sie N -mal. Zuerst wird der Polarisator passiert, wobei die Polarisationssebene bei jedem Durchlauf um $\pi/2 \cdot 1/N$ gedreht wird. Im Polarisations-Mach-Zehnder-Interferometer wird der horizontal polarisierte Anteil transmittiert und der vertikal polarisierte Anteil reflektiert.

Wir konkretisieren auf einen rein horizontal polarisierten Anfangszustand. Wenn kein Objekt im Interferometer steht, ist die Polarisationssebene wegen der N -fachen Drehung der Polarisationssebene um $\pi/2N$ am Schluß vertikal ; ist ein Streuobjekt

vorhanden, wird die Interferenz gestört und der Endzustand hat (bei opaken Objekten nur, bei teiltransparenten Objekten auch) eine horizontale Komponente.

Auch in diesem Fall ist die formale Beschreibung recht einfach. Die Basisvektoren für die Darstellung der Zustände seien:

$$|h\rangle = \text{horizontal polarisiert} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |v\rangle = \text{vertikal polarisiert} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Der Polarisator (Verschiebung der Polarisationssebene um Winkel α) lässt sich beschreiben durch

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

und die kombinierte Wirkung von Mach-Zehnder und Streuung durch

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \delta \in \mathbb{C}$$

wobei gilt:

$$\delta = 1 : \text{ohne Streuer}$$

$$\delta = 0 : \text{opaker Streuer}$$

$$\delta \neq 0, 1 : \text{teiltransparenter Streuer}$$

Fassen wir die Wirkungen von Polarisator, Mach-Zehnder und Streuer zusammen (die Umlenk-Spiegel müssen nicht weiter berücksichtigt werden, da sie für die beiden Polarisationskomponenten die gleiche Phasenverschiebung erzeugen), erhalten wir bei einem Durchlauf

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} &\rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \delta \sin \alpha & \delta \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Für N Durchläufe um den Winkel $\alpha = \pi/2 \cdot 1/N$ folgt

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{2N} & -\sin \frac{\pi}{2N} \\ \delta \sin \frac{\pi}{2N} & \delta \cos \frac{\pi}{2N} \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = M(N, \delta) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

Die Matrix $M(N, \delta)$ lässt sich für die Spezialfälle $\delta = 1$ und $\delta = 0$ leicht berechnen. Es folgt

$$M(N, \delta = 1) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{2} & -\sin \frac{\pi}{2} \\ \sin \frac{\pi}{2} & \cos \frac{\pi}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

und

$$M(N, \delta = 0) = \left(\cos \frac{\pi}{2N} \right)^{N-1} \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{2N} & -\sin \frac{\pi}{2N} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Für einen rein horizontal polarisierten Anfangszustand folgt bei Fehlen eines Streuers ($\delta = 1$)

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow M(N, \delta = 1) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

sodaß also die ursprünglich horizontale Polarisation vollständig in vertikale umgewandelt ist.

Für einen vollkommen opaken Streuer ($\delta = 0$) gilt:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow M(N, \delta = 0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \left(\cos \frac{\pi}{2N} \right)^N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

so daß also die ursprünglich horizontale Polarisation vollständig erhalten bleibt. Der Faktor $1 - \left(\cos \frac{\pi}{2N} \right)^{2N}$ beschreibt den 'Verlustanteil' = Absorption durch den opaken Streuer; dieser Anteil kann für $N \rightarrow 0$ im Prinzip beliebig klein gemacht werden. Allerdings stehen dem experimentelle Probleme gegenüber; statt 1 erreicht man zur Zeit Größen von 0,7 bis 0,8 (Zitat).

Für beliebige δ mit $\delta \neq 0, 1$ läßt sich die Matrix $M(N, \delta)$ zwar kompakt darstellen, die Herleitung ist aber etwas länger und die Endformeln vergleichsweise unübersichtlich. Wir beschränken uns auf folgende Bemerkungen: bei N -fachem Durchlauf wird bei einem teiltransparenten Streuer der Anfangszustand $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ auf den Endzustand $\begin{pmatrix} a_N \\ b_N \end{pmatrix}$ abgebildet. Es läßt sich für $\delta \in \mathbb{R}$, $0 \leq \delta \leq 1$ z.B. folgendes zeigen: $b_N(\delta = 0) = 0$; $b_N(0 < \delta \leq 1) > 0$; b_N ist eine in δ monotone Funktion; $b_{N+1} < b_N$. Für große N gilt näherungsweise:

$$\begin{pmatrix} a_N \\ b_N \end{pmatrix} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\pi\delta}{2N} (1 + \delta + \delta^2 + \dots + \delta^{N-1}) \end{pmatrix} + O\left(\frac{1}{N^2}\right)$$

so daß bei teiltransparenten Streuern zumindest für $N \rightarrow \infty$ die ursprüngliche horizontale Polarisation vollständig erhalten bleibt - genau wie im Fall des vollständig opaken Streuers.

Der Wirkungsgrad η ist für diesen Versuchsaufbau gegeben durch

$$\eta = \frac{|a_N|^2}{1 - |c_N|^2} \quad (23)$$

und geht somit für $N \rightarrow \infty$ gegen 1. Mit anderen Worten: die Versuchsanordnung erlaubt es im Prinzip, das Vorhandensein eines Streuers mit Sicherheit festzustellen, auch wenn er teiltransparent ist. Wie oben ausgeführt, mögen dem freilich experimentelle Schwierigkeiten entgegenstehen; zur Zeit sind maximal Größenordnungen von $N \approx 15$ realisierbar (Zitat).

4 Wie wechselwirkungsfrei ist die 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung'?

Der Begriff 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung' ist recht irreführend - und zwar anscheinend auch für etablierte Physiker, wie wir anhand einiger Zitate zeigen wollen. Tatsächlich kann man im strengen Sinne auch nicht von 'wechselwirkungsfrei' sprechen; ein besserer Ausdruck wäre der 'Messung mit minimaler Wechselwirkung'. Dazu folgende Bemerkungen, die sich leicht auch in der Schule vertiefen lassen.

Im grundlegenden Papier von Elitzur und Vaidman [5] findet sich die Aussage: >> We found that it is possible to obtain certain information about a region in space without any interaction in that region neither in the past nor at present.<< . Ähnlich heißt es etwas später von anderen Protagonisten auf diesem Gebiet: >> ... so that the presence of an object modified the interference of a photon, even though the photon and the object need not have interacted.<< [6] oder, von den gleichen Autoren: >>...Das scheint ein Widerspruch in sich zu sein: Wie kann es eine Messung geben, wenn keine Wechselwirkung stattfindet? Gewiß eine berechtigte Frage - jedenfalls solange man sich auf dem Gebiet der klassischen Physik bewegt ... Doch die Quantenmechanik ... läßt ausgeklügelte Experimente dieser Art zu.<< [7].

Mit diesen Behauptungen wird suggeriert, wenn nicht unterstellt, daß bei einer 'wechselwirkungsfreien Quantenmessung' das Photon im Mach-Zehnder-Aufbau sich vollkommen unabhängig von der Existenz der Bombe bewegt, sozusagen nichts von ihrer Existenz 'ahnt'. Bestärkt wird diese Vorstellung durch den etwas unglücklichen Begriff des 'Welle-Teilchen-Dualismus', der ja nahelegt, daß sich ein Objekt entweder wie ein Teilchen oder wie eine Welle verhält. Dies wiederum geht einher mit der Vorstellung — wir betonen, daß dies eine falsche Darstellung ist —, daß im Fall des 'wechselwirkungsfreien' Nachweises der Bombe das Photon tatsächlich einen bestimmten Weg nimmt (nämlich den unteren, 'bombenfreien') und nur deswegen die Bombe nicht explodiert, weil das Photon (ganz wie ein klassisches Teilchen) auf dem unteren Weg nichts mit der Bombe zu tun hat, die sich ja im oberen Ast des Interferometers befindet.

Diese Vorstellungen sind falsch. Natürlich muß man für das Gesamtproblem eine Hamiltonfunktion aufstellen, und in dieser ist ein Anteil enthalten, der die Wechselwirkung der Bombe mit dem Photon beschreibt. Mit anderen Worten: natürlich unterscheiden sich die Wellenfunktionen, wenn eine Bombe im Interferometer plaziert ist oder nicht. In der Literatur wurde der Begriff 'wechselwirkungsfrei' schon vor rund zwanzig Jahren kritisch untersucht [8]. Dies geschah allerdings für eine an-

dere Versuchsanordnung (Heisenbergsches Mikroskop); im Falle des vorliegenden Interferometer-Aufbaus fielen unserer Kenntnis nach zum ersten Mal 1998 klare kritische Äußerungen: >> Elitzur and Vaidman pointed out the possibility of an "interaction free" measurement in which the existence of an absorbing object is inferred without any photons being absorbed by the object. Since interaction generally means the coupling of the object and the probe by an interaction Hamiltonian, which is also the case here, a more neutral term is "energy exchange free" measurements.<< [9]. Bemerkenswert sind hier die Anführungszeichen um "interaction-free", die sich allmählich durchzusetzen scheinen. Allerdings wird ihnen nicht einheitliche Bedeutung zugemessen; So kann man lesen: >>Hence, the measurements were deemed "interaction-free", though we stress that this term is sensible only for objects that completely block the beam. For measurements on partially transmitting (and quantum) objects, we suggest the more general terminology "quantum interrogation".<<[10].

Tatsächlich ist aber auch die von Karlsson et. al. angegebene Bezeichnung "energy exchange free" falsch bzw. irreführend. Wir wollen dies kurz begründen und stützen uns dabei auf eine Arbeit von Simon und Platzman [11]. Dazu betrachten wir das Experiment in der Grundauführung; der Streuer sei eine Bombe mit einem scharfen Zünder. Das Ergebnis: Es gibt eine grundsätzliche Grenze für die mögliche Empfindlichkeit des Zünders, und höchstens innerhalb dieser eingeschränkten Empfindlichkeit kann die Messung als wechselwirkungsfrei bezeichnet werden.

Die Argumentation geht von folgender Prämisse aus: Wenn wir tatsächlich von 'wechselwirkungsfrei' sprechen wollen, darf die Bombe keine 'Zündschwelle' haben, unterhalb derer sie nicht anspricht. Vielmehr müßte die Bombe so empfindlich sein, daß sie auf beliebig kleine Überträge von Impuls, Energie, Drehimpuls usw. reagiert bzw. explodiert. Man kann nun aber zeigen, daß eine solche Bombe nicht existieren kann, weil sie quantenmechanischen Prinzipien widerspricht. Wir skizzieren die Begründung:

1. Die Bombe kann man im Interferometer nur mit einer (wenn auch sehr kleinen) Ortsunschärfe Δx plazieren; damit haben wir auch eine Impulsunschärfe Δp .

2. Die Quantenfluktuationen des Impulses könnten nun eine beliebig empfindliche Bombe zur Explosion bringen, auch wenn kein Photon im Interferometer wäre. Bei einer solchen Bombe wäre also nicht zu entscheiden, ob Veränderungen im System aufgrund von Fluktuationen oder aufgrund der (einer) Wechselwirkung stattgefunden haben.

3. Deswegen muß die Bombe so unempfindlich sein, daß sie nicht durch Quantenfluktuationen (sozusagen "von alleine") explodiert. Mit anderen Worten: die Unschärferelation verlangt zwingend, daß die Bombe eine 'Zündschwelle' hat.

4. Mit solch einer Bombe kann man aber nicht von 'wechselwirkungsfrei' sprechen; ein besserer Ausdruck ist "Messung mit minimaler Wechselwirkung".

5. Entsprechende Überlegung kann man bei möglichen Übertragungen anderer Quantenzahlen (Drehimpuls etc.) anstellen.

6. Mit einem Impulsübertrag gibt es auch einen möglichen Energieübertrag. Insofern ist auch der von Karlsson et al. vorgeschlagene Term "energy exchange free" falsch. Daß der Energieübertrag wegen des Faktors $1/M$ bei makroskopis-

chen Objekten sehr klein ist (und in der asymptotischen Näherung 'Starre Wand' verschwindet), ändert an diesem Sachverhalt nichts.

Fazit: Es gibt keine 'wechselwirkungsfreie Quantenmessung' - höchstens eine 'wechselwirkungsarme Messung' bzw. Messung mit minimaler Wechselwirkung. Es ist erstaunlich, wie kritiklos der Term 'wechselwirkungsfrei' in der Physik-Gemeinde akzeptiert wurde. Andererseits ist uns natürlich bewußt, daß dieser Ausdruck sehr plakativ und wesentlich griffiger und werbewirksamer als die korrekteren Ausdrücke ist. Auch dies wieder ein Beispiel dafür, daß Physik nicht nur von ihrer Reinheit lebt, sondern auch von ihrer Wahrnehmung in der Gesellschaft.

Anmerkung: In einem kürzlich publizierten Artikel (L.Vaidman: Are Interaction-free Measurements interaction-free?, qunt-ph/0006077) räumt L. Vaidman nunmehr ein, daß sich das 'wechselwirkungsfrei' nur auf innere Zustände (Anregungsniveaus eines Atoms, Spineinstellungen etc.) und nicht auf den räumlichen Zustand eines Objektes beziehen kann.

References

- [1] 99
- [2] Franz Bader: Eine Quantenwelt ohne Dualismus, Schrödel 1996
- [3] Andrew G. White, Jay R. Mitchell, Olaf Nairz, Paul G. Kwiat: "Interaction-free" Imaging; Phys. Rev. A 58, 605 (1998)
- [4] z.B.internet-Adressen: <http://p23.lanl.gov/quantum/kwiat/ifm-folder/ifmtext.html> oder <http://info.uibk.ac.at/c/c7/c704/qo/photon/>
- [5] Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements; A.C. Elitzur, L.Vaidman; Foundations of Physics 23, 987 (1993)
- [6] Interaction-Free Measurements; P. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger, PRL 74, 4763 (1995)
- [7] Wechselwirkungsfreie Quantenmessung; P. Kwiat, H. Weinfurter, A. Zeilinger; Spektrum der Wissenschaften p.42, Januar 1997
- [8] R.H. Dicke, Interaction-free measurement: A paradox?; Am. J. Phys 49 (10), 925-930 (1981)
- [9] "Interaction" (Energy Exchange) Free and Quantum Nondemolition Measurements; A. Karlsson et al., PRL 80, 1198 (1998)

- [10] High-efficiency quantum interrogation measurements via the quantum Zeno effect; P.G. Kwiat et al., preprint quant-ph/9909083
- [11] S.H. Simon, P.M. Platzman, Fundamental Limit on "Interaction Free" Measurements, quant-ph/9905050
- [12] T. Tsegaye et al., Efficient interaction-free measurements in a high-finesse interferometer; Phys. Rev. A 57, 3987 (1998)