Der Meßprozeß in der Quantenmechanik

Hendrik van Hees

5. Juni 1998

1 Problemstellung und Übersicht

Wir wollen zunächst rein qualitativ darüber reflektieren, wie überhaupt ein System in der Physik definiert wird. Es stellt nämlich genau die der Methode naturwissenschaftlichen Arbeitens zugrundeliegende Idee dar, die die Physik zu einem so erfolgreichen Versuch, die Natur zu beschreiben, macht. Wir folgen hierin [Mit81].

Es ist das Charakteristikum physikalischer Experimente, daß ein "hinreichend einfaches" System von seiner Umwelt so gut wie möglich isoliert und in einem wohldefinierten Zustand präpariert einer Meßprozedur unterzogen wird. In der klassischen Physik geht man dabei davon aus, daß die Meßprozedur die zu messenden Eigenschaften des Systems nicht beeinflußt, d.h. die Wechselwirkung des Systems mit dem Meßapparat kann beliebig klein gemacht werden, wobei gleichzeitig die Messung beliebig genau erfolgen kann. Die Messung stellt also nur Fakten das System betreffend fest, die ihm bereits vor der Messung zukommen, ohne das System zu stören.

Die Entwicklung der Quantentheorie in den ersten knapp 30 Jahren unseres Jahrhunderts hat aber gezeigt, daß gerade letzeres unmöglich ist. Die genaue Messung einer Observablen ordnet dem System nicht alle Eigenschaften zu, die ihm im Rahmen einer klassischen Beschreibung inhärent wären, sondern nur eine bestimmte Klasse von Eigenschaften, die im Formalismus der Quantentheorie genau definiert werden (wir werden dies unten noch genau erläutern). Eigenschaften, die dem System durch die Messung anderer mit der vorherigen Messung nicht verträglicher Observabler zugeordnet werden können, kommen ihm aufgrund der vorher durchgeführten Messung nicht zu.

Gegenüber der klassischen Mechanik zeigt die Quantentheorie also, daß es grundsätzlich unmöglich ist, den Einfluß der Meßapparatur auf das System beliebig klein zu machen, so daß dem System simultan alle überhaupt möglichen durch Observable zuordenbare Eigenschaften zukommen können, weil eben die Messung einer Observablen das System derart beeinflußt, daß ihm genau die Eigenschaften dieser gemessenen Observablen zukommen, wobei aber die zu einer anderen mit dieser nichtverträglichen Observablen gehörigen Eigenschaften dem System nicht zukommen. Damit ist aber die Messung dieser letzteren Eigenschaften nicht determiniert, weil das System aufgrund der früheren Messung die durch sie beschriebenen Eigenschaften gar nicht besitzt.

Die Festlegung von Eigenschaften durch Messung von Observablen bezeichnen wir als *Präparation des Systems*. Die Observablen, die durch diese Präparation determiniert sind, d.h. die aufgrund der Präparation des Systems definierte Werte besitzen, nennen wir *objektive Obser-*

vablen. Wir können die obigen Erläuterungen somit kurz dahingehend zusammenfassen, daß allein die Messung einer objektiven Observablen durch die Präparation vorherbestimmt ist.

Über die Messung nichtobjektiver Observabler liegt aufgrund der Präparation nicht die vollständige Informationen vor, die zu einer determinierten Bestimmung des Wertes dieser Observablen erforderlich wäre, und die Quantentheorie liefert daher nur Wahrscheinlichkeitsaussagen über das Auftreten eines bestimmten Meßwertes. Es ist von grundlegender erkenntnistheoretischer Bedeutung, daß diese Unvollständigkeit eine prinzipielle ist, d.h. nicht durch die genauere Messung von Systemeigenschaften beseitigt werden kann.

Die Erkenntnis dieser Tatsache durch den Kopenhagener Kreis um Bohr Ende der 20er Jahre hat zu einer tiefen Kluft zwischen den "Befürwortern und Gegnern" der Quantentheorie geführt, wenn wir diese etwas vereinfachende Ausdrucksweise einmal benutzen dürfen. Zu den prominentesten Gegnern der Quantentheorie gehört Einstein, der die Quantentheorie nicht als eine vollständige Theorie anerkennen wollte.

Andererseits haben aber die Diskussionen und Experimente der vergangenen 70 Jahre gezeigt (besonders die Arbeiten von Bell und Experimente wie das Aspect-Experiment), daß die Determinierung der nichtobjektiven Observablen, z.B. durch sog. "verborgene Parameter" zu Widersprüchen mit dem Experiment führen, während die Vorhersagen der Quantentheorie (auch in so extrem vom klassischen Verhalten abweichenden Eigenschaften, die durch sog. "verschränkte Zustände" beschrieben werden) stets in überwältigender Signifikanz in Übereinstimmung mit den Resultaten realer Messungen gefunden worden sind.

Wir dürfen daher davon ausgehen, daß der Bohrsche Standpunkt, daß die Quantentheorie vollständig ist in dem Sinne, daß einem System genau die aufgrund der Präparation desselben bestimmten objektiven Eigenschaften zukommen und keine anderen, während das Resultat einer Messung nichtobjektiver Observablen indeterminiert ist.

Dieses *Postulat von der Vollständigkeit der Quantentheorie* impliziert aber andererseits, daß auch der Meßapparat ein quantenmechanisches Objekt ist. Das Problem besteht nun darin, zu verstehen, wie die Objektivierung der Observablen durch die Wechselwirkung des Systems mit dem Meßapparat quantenmechanisch zu verstehen ist.

Wir nähern uns diesem Problem zunächst von der mathematischen Seite her, indem wir nach einer rein formal analysieren, welche Eigenschaften ein Meßapparat, als quantentheoretisches System betrachtet, besitzen muß, so daß die Objektivierung des Systems durch Messung der Observablen mit dem Meßapparat überhaupt möglich ist.

Es wird sich zeigen, daß Bohrs These, daß es eine wesentliche Eigenschaft eines Meßapparats ist, daß dieser ein System makroskopischer Ausmaße sein muß, bestätigt wird. Dies erfordert die Anwendung der Prinzipien der Quantenstatistik, die vollständig aus den Konzepten der Informationstheorie begründbar sind [Kat67].

Diese rein formalen Überlegungen führen uns zu der Lösung des Problems des quantenmechanischen Meßprozesses. Die Wechselwirkung mit einem makroskopischen Meßapparat macht praktisch eine exakte Beschreibung des Gesamtsystems, bestehend aus dem zu messenden System S und dem Meßapparat M unmöglich. Eine sinnvolle Beschreibung dieses Gesamtsystems erfordert daher einen Verzicht auf Information, die in der durch die kohärente Überlagerung der Zustände des Gesamtsystems aus zur gemessenen Observablen gehörigen Eigenzuständen, steckt. Wäre der Meßapparat nicht von makroskopischen Ausmaßen, könnten wir durch Präparation des zeitumgekehrten Zustandes des Gesamtsystems das Ergebnis der Messung wieder rückgängig machen.

Nun haben wir aber oben gesagt (und werden dies im nächsten Abschnitt aus dem Formalismus der Quantentheorie genauer begründen), daß ein Meßapparat notwendig makroskopische Ausmaße besitzt und die theoretisch mögliche Zeitumkehr des Gesamtsystems ist praktisch nicht möglich, wir können den reinen Zustand des Gesamtsystems gar nicht erfassen. Dies führt dazu, daß wir durch Verzicht auf die ohnehin praktisch nicht zugängliche Information zu einer Trennung zwischen S und M nach der Messung gelangen, was allerdings mit dem Preis erkauft wird, daß wir nunmehr die Situation statistisch durch ein Gemisch zu beschreiben haben, wie es charakteristisch für die Quantenstatistik ist.

Diese Überlegungen führen ein übergeordnetes Konzept in die Diskussion ein, nämlich das der *Dekohärenz*, die nicht nur in der Lösung des Meßproblems eine herausragende Rolle spielt, sondern ganz allgemein in der Behandlung der Frage, wie es zum klassischen Verhalten makroskopischer Objekte überhaupt kommt, glauben wir doch, daß die unterliegende Struktur aller Systeme, ob sie nun makroskopischen Ausmaßes sind oder nicht, durch die Quantentheorie beschrieben wird.

Das Prinzip der Dekohärenz bezeichnet die Tatsache, daß die Wechselwirkung eines Systems mit seiner makroskopischen Umgebung zu einem schnellen Abklingen der spezifisch quantenmechanischen Teile der in der kohärenten Überlagerung steckenden Information führt, d.h. makroskopische Systeme verhalten sich klassisch, weil sie mit ihrer Umgebung wechselwirken, und diese Wechselwirkung die Kohärenz der Überlagerung quantenmechanischer Zustände zerstört.

Wir erläutern in den letzen beiden Abschnitten zwei konkrete Beispiele. Das erste ist der Beschreibung eines Elektrons, das sich durch ein verdünntes Gas bewegt, gewidmet und soll zeigen, daß die etwa anhand der durch die Bewegung von Elektronen bewirkten Leuchterscheinungen in Kathodenstrahlröhren nachgewiesene klassische Charakter eben dieser Bewegung durch die quantenmechanische Dynamik und die durch die Wechselwirkung mit dem Gas bewirkte Dekohärenz erklärt wird.

Das zweite Beispiel beschreibt ein neueres Experiment von Haroche [HBH$^+$96] zu dem beschriebenen Problemkreis, das die Wechselwirkung von Rydbergatomen mit dem “klassischen” Strahlungsfeld eines Hohlraumes zum Gegenstand hat, wobei die Dekohärenz durch die Strahlungsverluste des Hohlraumes bedingt ist, also die Erklärung des Verhaltens der Teilchen in einer typischen *Schrödinger-Katzensituation* durch die Kopplung des Systems an die Umgebung gegeben ist.

2 Welche Eigenschaften weist ein idealer Meßapparat auf?

Wir erklären in diesem Abschnitt ganz allgemein, wie ein idealer Meßapparat beschaffen sein muß. Dabei verstehen wir unter einem idealen Meßapparat ein System M, das die Messung eines vollständigen Satzes kompatibler Observabler eines Quantensystemes S gestattet, d.h. die vollständige Festlegung des Zustandes durch die Messung ermöglicht.

Diese Beschreibung impliziert nun aber folgende Anforderungen an das Gesamtsystem MS:

Zu Beginn der Messung zur Zeit $t = 0$ seien S und M separiert, so daß sich das Gesamtsystem in einem reinen Zustand $|\varphi \otimes \Phi\rangle$ befindet, d.h. in dem Gesamtsystem kommen sowohl S als auch M individuelle durch $|\varphi\rangle \in \mathscr{H}_S$ und $|\Phi\rangle \in \mathscr{H}_M$ beschriebene Eigenschaften zu.

Der Meßvorgang selbst ist nun durch eine Wechselwirkung von S mit dem Meßapparat M

gegeben. In der Quantentheorie induziert der Hamiltonoperator des Gesamtsystems, den wir in der Form

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_w \tag{1}$$

ansetzen, die Zeitentwicklung des Systems, wobei $\mathbf{H}_0$ die Summe der Hamiltonoperatoren der Systeme S und M ist, also von der Form $\mathbf{H}_{0S} \otimes \mathbf{1} + \mathbf{1} \otimes \mathbf{H}_{0M}$ ist, während $\mathbf{H}_w$ die Wechselwirkung zwischen S und M beschreibt.

Es ist nun für unsere Fragestellung bequem, die Dynamik im Wechselwirkungsbild bzgl. $\mathbf{H}_w$ zu beschreiben, d.h. ein Zustand $|\Psi, t\rangle \in \mathscr{H}_S \otimes \mathscr{H}_M$ entwickelt sich gemäß der Gleichung

$$|\Psi, t\rangle = \mathbf{C}(t, t_0) \, |\psi, t_0\rangle \,, \tag{2}$$

wobei der unitäre Zeitentwicklungsoperator $\mathbf{C}$ durch das Anfangswertproblem

$$\mathrm{i}\partial_t \mathbf{C}(t, t_0) = \mathbf{H}_w(t)\mathbf{C}(t, t_0), \; \mathbf{C}(t_0, t_0) = 1 \tag{3}$$

gegeben ist.

Explizit zeitunabhängige Observablen bewegen sich dann der allgemeinen Quantendynamik zufolge gemäß

$$\mathbf{O}(t) = \mathbf{D}(t, t_0)\mathbf{O}(t_0)\mathbf{D}^\dagger(t, t_0), \tag{4}$$

wobei der unitäre Zeitentwicklungsoperator für die Operatoren $\mathbf{D}$ durch das Anfangswertproblem

$$\mathrm{i}\partial_t \mathbf{D}(t, t_0) = -\mathbf{H}_0(t)\mathbf{D}(t, t_0) \tag{5}$$

definiert ist.

Jetzt soll unser Meßsapparat M ja den vollständigen Satz von verträglichen Observablen A von S messen, und wir zerlegen daher den Anfangszustand $|\varphi\rangle$ von S nach Eigenvektoren von $\mathbf{A}$, d.h. wir schreiben den Anfangsvektor des Gesamtsytems in der Form

$$|\Psi\rangle = |\varphi \otimes \Phi\rangle = \sum_k |a_k \otimes \Phi\rangle \, \langle a_k \otimes \Phi | \, \varphi \otimes \Phi\rangle \,. \tag{6}$$

Der statistische Operator des Gesamtsystems ist dann der Projektor

$$\mathbf{P}_\Psi = |\Psi\rangle \, \langle\Psi| = \sum_{k,l} |\Psi_k\rangle \, \langle\Psi_l| \, c_{kl} \text{ mit } |\Psi_k\rangle = |a_k \otimes \Phi\rangle \,, \; c_{kl} = \langle a_k | \, \varphi\rangle \, \langle\varphi | \, a_l\rangle \,. \tag{7}$$

Damit nun die Trennung des Systems S vom Meßapparat M physikalisch gerechtfertigt ist, muß nach einer Zeit Δt, die wir als Meßdauer bezeichnen wollen, die Wechselwirkung $\mathbf{H}_w$ zwischen S und M vernachlässigbar sein. Dies ist in dem Sinne zu verstehen wie in der Streutheorie, wo die Teilchen in einem asymptotisch freien Zustand präpariert und eine große Zeit nach dem Streuvorgang wieder in einem asymptotisch freien Zustand registriert werden. Jedenfalls sagt uns Gl. (2), daß nach Ablauf der Meßdauer die Zustände $|\Psi_k\rangle$ in

$$\left|\Psi_k'\right\rangle = \mathbf{C}(\Delta t, 0) \, |\Psi_k\rangle = \left|a_k' \otimes \Phi(a_k)'\right\rangle \tag{8}$$

übergegangen sind.

Wir können daraus erste Folgerungen darüber ableiten, welche Eigenschaften das System M zu einem Meßapparat für die Observablen A, beschrieben durch einen vollständigen Satz kommutierender Operatoren $\mathbf{A}$ machen.

Dem quantentheoretischen Formalismus zufolge, muß das System S bei Präparation in einem Eigenzustand von $\mathbf{A}$, nämlich $|a_k\rangle$ nach der Messung in genau eben diesem Zustand $|a_k\rangle$ bleiben, damit wirklich die Observablen A gemessen werden, denn eben dies definiert ja im Formalismus der Quantentheorie, was eine scharfe Messung der kompatiblen Observablen A bedeutet. Wir folgern daraus, daß bis auf eine irrelevante Phase

$$\left|a'_k\right\rangle = |a_k\rangle \tag{9}$$

zu gelten hat.

Weiter zeigt unsere Schreibweise in (8) schon, daß der Zustand des Meßapparates nach der Messung von dem gemessenen Wert der Observablen A abhängen muß, und zwar derart, daß eine Ablesung eben dieses Wertes ermöglicht wird.

Nun verlangt aber der quantentheoretische Formalismus noch viel mehr, nämlich daß auch bei einem beliebigen Ausgangszustand, der nicht kompatibel mit dem vollständigen Satz von Observablen A des Systems S zu sein braucht, nach Ablesung des Meßergebnisses feststeht, daß sich das System S in eben genau dem zu dem Meßwert gehörigen eindeutigen Eigenzustand der dazugehörigen kommutierenden Operatoren $\mathbf{A}$ befindet.

Zunächst einmal ergibt aber die Anwendung des Zeitentwicklungsoperators gemäß (1) auf den beliebigen Ausgangszustand gemäß (2), (6) und (8):

$$\left|\Psi'\right\rangle = \sum_k \left|\Psi'_k\right\rangle \langle a_k|\,\varphi\rangle = \sum_k \left|a_k \otimes \Phi'(a_k)\right\rangle \langle a_k|\,\varphi\rangle\,. \tag{10}$$

Der zu diesem Zustand gehörige statistische Operator ist wieder durch den Projektor gegeben, also

$$\mathbf{P}_{\Psi'} = \left|\Psi'\right\rangle \left\langle\Psi'\right| = \sum_{k,l} \left|a_k \otimes \Phi'(a_k)\right\rangle \left\langle a_l \otimes \Phi'(a_l)\right| c_{kl}, \tag{11}$$

wie sich auch durch die direkte Anwendung von (1) auf (7) ergeben hätte.

Auf der anderen Seite wissen wir aber, daß die Messung ausgeführt wurde, aber wir haben noch nicht von dem Meßresultat Kenntnis genommen. Nach den Prinzipien der Quantentheorie entspricht dies aber einem gemischten Zustand, der durch den statistischen Operator

$$\boldsymbol{\rho}_A = \sum_k c_{kk}\, |a_k\rangle \langle a_k| \tag{12}$$

gegeben ist.

Das entspricht nämlich genau einer Wahrscheinlichkeit c_{kk}, das System S, das im Zustand $|\varphi\rangle$ präpariert wurde, durch die Messung von A in den Zustand $|a_k\rangle$ zu überführen (vgl. (7)).

Nun kann aber (12) mit (11) nur dann übereinstimmen, wenn beides statistische Operatoren für reine Zustände sind, und das wäre genau dann der Fall, wenn $|\varphi\rangle$ bereits ein Eigenvektor von $\mathbf{A}$ gewesen wäre.

Andererseits ist aber im allgemeinen Fall, d.h. wenn $|\varphi\rangle$ nicht verträglich mit der Messung von A ist, die zu dem statistischen Operator (12) gehörige von Neumannsche Entropie durch

$$S(\boldsymbol{\rho}_A) = -\operatorname{Tr}(\boldsymbol{\rho}_A \ln \boldsymbol{\rho}_A) = -\sum_k c_{kk} \ln c_{kk} > 0 \tag{13}$$

gegeben.

Das bedeutet aber, daß M nur dann ein idealer Meßapparat im Sinne der Quantentheorie sein kann, wenn es gerechtfertigt ist, den Informationsgehalt, der in den Außerdiagonalelementen c_{kl} steckt, zu vernachlässigen. Dieser Verlust an Information wird aber dadurch erreicht, daß wir das System S vom Meßapparat M gedanklich trennen, d.h. die wesentliche Eigenschaft des Meßapparates, die durch die vermöge $\mathbf{H}_w$ beschriebenen Wechselwirkung des Quantensystems mit M gegeben ist, besteht darin, daß die Projektion auf die für S relevante in $\mathbf{P}_{\Psi'}$ enthaltene Information auf das Gemisch (12) führt. Das bedeutet aber, daß

$$\boldsymbol{\rho}_S = \mathrm{Tr}_{\mathrm{H}_M} \mathbf{P}_{\Psi'} = \boldsymbol{\rho}_A \tag{14}$$

sein muß.

Da hierin $\mathrm{Tr}_{\mathrm{H}_M}$ als linearer Operator im Liouvilleraum (in der Literatur auch als Superraum bezeichnet) durch die Wirkung auf direkte Produkte gemäß

$$\mathrm{Tr}_{\mathscr{H}_M}(\mathbf{O}_S \otimes \mathbf{O}_M) = \mathbf{O}_S \,\mathrm{Tr}(\mathbf{O}_M) \tag{15}$$

definiert ist, wobei Tr auf der rechten Seite die gewöhnliche Spurbildung in $\mathscr{H}_M$ bedeutet, liefert dies die Bedingung, daß

$$\left\langle \Phi'(a_k) \middle| \Phi'(a_l) \right\rangle \approx \delta_{kl} \tag{16}$$

erfüllt sein muß.

Diese Bedingung macht die Trennung von S vom Meßgerät M insofern sinnvoll, als dadurch sichergestellt wird, daß die Ablesung des Meßgeräts nach einer Messung von A mit dem Meßgerät M dem System S objektiv die Eigenschaften, die durch A beschrieben werden, zugeordnet werden können. Wir haben auch gesehen, daß nur in dem Fall, daß S bereits in einem Eigenzustand von $\mathbf{A}$ präpariert war, das Resultat der Messung eindeutig determiniert ist, andernfalls kann nur ausgesagt werden, daß das Resultat a_i mit der Wahrscheinlichkeit $c_{ii} = |\langle\varphi | a_i\rangle|^2$ sein wird.

Andererseits haben wir gesehen, daß wir durch die Objektivierung, d.h. die Trennung des Systems S vom Meßapparat M nach der Messung, gezwungen waren, auf Information zu verzichten. Es erhebt sich die Frage, inwiefern dies aufgrund der physikalischen Situation gerechtfertigt ist.

Diesem Problem können wir uns von einer anderen Seite nähern. Nach Beendigung des Meßvorgangs wird das Gesamtsystem aus S und M zunächst durch den Zustand $|\Psi'\rangle$ gemäß (11) bzw. dazu äquivalent durch den dazugehörgen statistischen Operator $\mathbf{P}_{\Psi'}$ (12) beschrieben. Dieser Zustand ist aber durch Anwendung des unitären Zeitentwicklungsoperators auf den Anfangszustand des Gesamtsystems gewonnen worden. Der resultierende Zustand läßt sich aber rein formal durch Anwendung des entsprechenden Umkehroperators wieder in den Ausgangszustand zurücktransformieren. Praktisch bedeutet dies aber, daß wir das Gesamtsystem in dem zeitumgekehrten Zustand präparieren müssen, um dies zu erreichen.

Der Grund für diese grundsätzliche Umkehrbarkeit ist aber gerade durch die kohärente Überlagerung der Zustände bedingt. Soll nun die Objektivierung durch Trennung von S und M physikalisch gerechtfertigt sein, muß die durch den oben berechneten Entropiezuwachs manifestierte Irreversibilität des Meßprozesses gewährleistet sein, d.h. die prinzipiell mögliche Umkehrbarkeit der durch die Wechselwirkung zwischen S und M verursachten Zeitentwicklung muß praktisch auszuschließen sein. Eine ähnliche Situation liegt aber gerade für ein makroskopisches System vor, denn es ist praktisch völlig unmöglich, von einem System aus

10^{24} Teilchen auch nur den Zustand zum Anfangszeitpunkt zu kennen. Selbst wenn wir die Kenntnis des genauen Ausgangszustandes voraussetzen, ist es doch unmöglich, den Zustand nach der Wechselwirkung von S und M in den zeitumgekehrten Zustand zu überführen. Dies begründet aber die Bohrsche Feststellung, daß ein Meßapparat stets von makroskopischen Dimensionen sein muß.

Damit ist auch geklärt, warum die uns im täglichen Leben umgebenden makroskopischen Körper selbst sich klassisch verhalten, denn sie selbst besitzen so viele mikroskopische Freiheitsgrade, daß die grundsätzliche Reversibilität faktisch nie zu beobachten sein wird, d.h. das System wird allein durch die Wechselwirkung der mikroskopischen Freiheitsgrade untereinander in ein Gemisch überführt, das zu klassischen Gesetzmäßigkeiten für die Beschreibung des makroskopischen Körpers benutzten Observablen führt.

Aber auch mikroskopische Objekte können durch Wechselwirkung mit einer makroskopischen "Meßapparatur" oder der faktischen Unmöglichkeit, äußere Einflüsse komplett auszuschalten, klassisches Verhalten aufweisen. Ein Beispiel ist ein Teilchen in einer Nebelkammer, das eine Spur hinterläßt, die sich durch klassische Bewegungsgleichungen hervorragend beschreiben lassen. Im folgenden Abschnitt wollen wir dies anhand einer einfachen Modellrechnung nachvollziehen.

Diese Überlegungen zeigen, daß die Ablesung des Resultats der Messung, etwa der Zeigerstellung eines Apparats nunmehr eine "klassische Angelegenheit" ist. Insbesondere bereitet dies erkenntnistheoretisch nicht mehr Probleme als die Ablesung des Resultats einer rein klassischen Zufallsexperiments (etwa des Wurfes einer Münze). Selbst die Begründung für die "Zufälligkeit" ist nahezu die gleiche: Beim Wurf einer Münze kennen wir nicht die exakten Anfangsbedingungen der Bewegung. Auch im Fall der Quantenmechanik kennen wir nicht die genauen Anfangsbedingungen bzgl. der nichtobjektiven Eigenschaften des Systems.

Der Unterschied beider Situationen besteht freilich darin, daß im Falle des Münzwurfs als einem "klassischen Zufallsexperiment"[1] prinzipiell eine Determinierung des Resultats möglich wäre indem man die Anfangsbedingungen (etwa durch Bau einer geeigneten Wurfvorrichtung) genau vorgibt. Die (in dem Fall ja ausdrücklich gewünschte) Indeterminiertheit kommt also durch einen bewußten Verzicht auf vollständige Information über die Anfangsbedingungen zustande, die prinzipiell aber doch durch geeignete Präparation verfügbar wäre.

Im Falle der Messung einer nichtobjektiven Observablen an einem Quantensystem liegt genau die gleiche Situation vor: Wir besitzen bzgl. der zu messenden Observablen nicht die vollständige Information, und können daher auch nur statistische Aussagen machen. Es ist aber der Quantentheorie zufolge prinzipiell unmöglich, die vollständige Information über die nichtobjektive Obserable zu gewinnen, ohne die vorher erfolge Präparation des Systems zu zerstören. Es sind eben prinzipiell nicht mehr alle möglichen Observablen gleichzeitig objektiv.

Dies ist insofern aber auch erkenntnistheoretisch unproblematisch, weil die simultane Objektivität aller überhaupt denkbaren Observablen eines Systems ein stillschweigend vorausgesetztes Postulat der klassischen Physik ist. Es ist also eher als ein echter Erkenntnisgewinn der Quantentheorie auf der fundamentalsten Ebene unserer Naturerkenntnis gesehen werden, als ein Verlust in dem Sinne der Gegner der Quantentheorie (z.B. Einstein, Schrödinger, de Broglie).

[1] Das Prinzip von der Vollständigkeit der Quantentheorie vorausgesetzt, gibt es keine klassischen Systeme, es handelt sich also nur um eine rein erkenntnistheoretische Spekulation um den Unterschied zwischen klassischer und quantentheoretische Indeterminiertheit zu verdeutlichen!

Literatur

[HBH+96] S. Haroche, M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J.-M. Raimond. Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4887

[Kat67] A. Katz. Prinziples of Statistical Mechanics. W. H. Freeman and Company, San Francisco and London, (1967)

[Mit81] P. Mittelstaedt. Philosophische Probleme der modernen Physik. 6th edn. Bibliographisches Institut AG, Mannheim, (1981)