

# Die Vielweltentheorie

Ausarbeitung zum Seminarvortrag vom 18.05.2011

Markus Michael

## 1 Einführung zur Interpretation der Quantenmechanik

Auf den vorliegenden Seiten soll mit der Vielweltentheorie (VWT) ein Interpretationsansatz zum Formalismus der Quantentheorie vorgestellt werden. Besagter Formalismus wird seit seiner Entwicklung in den zwanziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts mit großem Erfolg verwendet und hat im Laufe dieser Zeit zu einer Vielzahl von richtigen Vorhersagen geführt. Trotz all dieser Bestätigungen erscheinen uns einige aus dieser Theorie hervorgehende Phänomene sehr bizarr und rätselhaft. Unser Vorstellungsvermögen ist darauf angewiesen, Quantenphänomene auf klassische Konzepte wie der Welle und dem Teilchen zu übertragen und wir gelangen zu mitunter sehr unintuitiven Ergebnissen. Man ist deshalb dazu geneigt, die Quantentheorie als bloßes theoretisches Konstrukt abzutun, als Algorithmus, um bestimmte Wahrscheinlichkeiten zu berechnen (siehe Born'sche Wahrscheinlichkeitsinterpretation). Eine andere Möglichkeit ist, dass man versucht, ein universelleres Konzept zu finden, wie man die quantenmechanische Wellenfunktion als etwas Reales begreifen kann. Das Prinzip der Wellenfunktion soll nicht nur auf kleinste Systeme anwendbar sein, sondern der quantenmechanische Formalismus soll auch unsere makroskopische Umwelt korrekt beschreiben können. Dies alles sind Ideen, die in der Vielweltentheorie aufgegriffen werden. Mittelpunkt der Überlegungen ist die Beschreibung des Messprozesses, denn dort vollzieht sich der Übergang zwischen der Quantenwelt und dem sich unseren Erfahrungen nach so anders verhaltenden, klassischen Makrokosmos.

## 2 Die Vielweltentheorie nach Hugh Everett

### 2.1 Entwicklung und fundamentale Konzepte

Die erste Fassung der Vielweltentheorie wurde 1957 von dem Amerikaner Hugh Everett (1930-1982) an der University of Princeton im Rahmen seiner Promotion veröffentlicht. Vorausgegangen waren einige grundlegende Korrekturen, die Everett auf starke Kritik von Niels Bohr hin an einer ersten Ausarbeitung aus dem Jahre 1955 vorgenommen hatte. Aufhänger für seine Arbeit war die Diskussion um die Deutung des Messprozesses in der Quantenmechanik, an der sich zur damaligen Zeit viele namhafte Physiker aktiv beteiligten. Die bis heute als konventionelle Deutung erhaltene sog. Kopenhagen-Interpretation besagt, dass ein reiner Quantenzustand (i. A. bestehend aus einer Superposition verschiedener Eigenzustände der zu messenden Observablen) durch die Messung auf diskontinuierliche Art und Weise in ein Zustandsgemisch kollabiert, das keine Interferenzen mehr zwischen den superponierten Zuständen enthält und nicht mehr Element eines Hilbertraumes ist. Schließlich „springt“ durch die Beobachtung des Ergebnisses das System in

einen Eigenzustand der gemessenen Observable, und das mit der Wahrscheinlichkeit vom Betragsquadrat der entsprechenden Amplitude.

Everett kritisiert diese Interpretation des Messprozesses, da der auftretende diskontinuierliche Kollaps der Wellenfunktion und die Selektion des einzelnen Zustandes nicht mit der kontinuierlichen und deterministischen Dynamik der Schrödingergleichung beschrieben werden, sondern als zusätzliche „unschöne“ Postulate angenommen werden müssen. Sein Ansatz ist daher, nur ein Postulat zu verwenden, das der Schrödingergleichung eine universelle Rolle zuschreibt:

*Die zeitliche Entwicklung eines isolierten Systems erfolgt kontinuierlich und deterministisch nach der Gleichung*

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle. \quad (1)$$

Diskontinuierliche Prozesse wie der oben beschriebene werden damit ausgeschlossen, alles soll kontinuierlicher Natur sein. Weiter ist der Begriff des isolierten Systems zu definieren. Everett unterscheidet zwischen externen und internen Beobachtern. Der externe Beobachter beobachtet ein isoliertes System von außen und findet es mit entsprechender Wahrscheinlichkeit in einem seiner Eigenzustände vor. Eine externe Beobachtung impliziert also immer einen Kollaps der Wellenfunktion, wie es die Kopenhagener Deutung besagt. Des Weiteren geht Everett allerdings davon aus, dass jeder externe Beobachter eines isolierten Systems selbst wiederum Teil eines größeren isolierten Systems ist. Konsequenterweise fortgeführt bedeutet dies, dass nur das Universum als ganzes ein isoliertes System darstellt, und deshalb so etwas wie eine externe Beobachtung nicht möglich ist. Andererseits entwickelt sich demnach das gesamte Universum gemäß der Schrödingergleichung.

Durch die Beobachtung eines Systems in einem superponierten Zustand wird der (zwangsläufig interne) Beobachter Teil dieser Superposition. Seinen Zustand kann man nach der Beobachtung nicht mehr global, sondern nur noch relativ zum Zustand des beobachteten Systems angeben. In jedem Element der Superposition ist der Beobachterzustand mit dem entsprechenden Zustand des Systems korreliert. Dieses Konzept des relativen Zustands ist wesentlich für die Theorie.

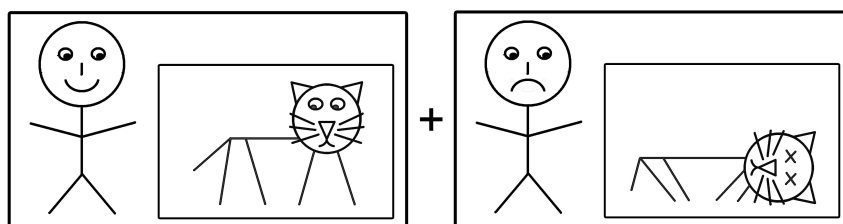


Abbildung 1: Zur internen Beobachtung: Der Beobachter von Schrödingers Katze ist selbst Teil eines isolierten Systems; sein Beobachtungszustand (glücklich/traurig) ist nur relativ zum Zustand der Katze (tot/lebendig) angebar. Beide „Messausgänge“ sind superponiert.

## 2.2 Formale Beschreibung des Messprozesses

Das eben Gesagte gilt es nun im Rahmen des mathematischen Formalismus etwas zu konkretisieren. Der Übersicht halber werden mehrere Vereinfachungen und Idealisierungen gemacht.

Es werde an einem System  $S$  eine Observable mit diskretem Spektrum und den Eigenfunktionen  $|\sigma_i\rangle$  gemessen. Dazu bedienen wir uns eines Apparats  $A$ , dessen ebenfalls diskrete Eigenwerte beispielsweise Zeigerstellungen charakterisieren. Der Zeiger befinde sich anfänglich in der Position  $A_0$ . Der gesamte Anfangszustand ist dann gegeben durch

$$|\Psi\rangle = |S\rangle |A\rangle = \sum_i c_i |\sigma_i\rangle |A_0\rangle, \quad (2)$$

wobei der Systemzustand in den Eigenfunktionen der Observablen entwickelt wurde. Wir stellen fest, dass im obenstehenden Zustand Apparat- und Systemzustand separierbar, d. h. noch nicht korreliert sind.

Die Wechselwirkung zwischen Apparat und System über einen gewissen Zeitraum soll durch einen Operator  $U$  vermittelt werden, dessen Wirkungsweise auf Apparat und ein System im Eigenzustand der Observablen wie folgt beschrieben wird:

$$U |\sigma_i\rangle |A\rangle = |\sigma_i\rangle |A + t\sigma_i\rangle. \quad (3)$$

Der Systemzustand bleibt also unverändert, während der Zeiger um  $t\sigma_i$  verschoben wird.  $t$  stellt eine Wechselwirkungskonstante dar, in die beispielsweise die Dauer der Wechselwirkung einfließen kann. Angewendet auf ein Gesamtsystem im Zustand  $|\Psi\rangle$  bedeutet das

$$|\Psi'\rangle = U |\Psi\rangle = \sum_i c_i |\sigma_i\rangle |A_0 + t\sigma_i\rangle. \quad (4)$$

Apparat- und Systemzustand sind jetzt korreliert, der Apparatzustand ist in jedem Element der Superposition ein anderer und damit nicht mehr separierbar. Man spricht deswegen wiederum von relativen Zuständen. Wichtig ist, dass kein Element der Überlagerung „vernachlässigt“, sondern jedes Messergebnis realisiert wird. Trotzdem zeigt in jedem überlagerten Zustand der Apparat einen bestimmten Wert an.

### 2.3 Formales Modell eines Beobachters

Die Anforderungen, die Everett an einen Beobachter stellt, sind recht bescheiden: Ein Beobachter soll in der Lage sein, Ergebnisse zu registrieren und sie aufzuzeichnen. So gesehen könnte die Aufgabe also schon von einer einfacheren Maschine übernommen werden. Durch die Speicherung bekommt der Beobachter ein „Gedächtnis“ und eine Geschichte, die es ihm erlauben, Messausgänge zu vergleichen und die Korrelation zu dem vermessenen System auch über weitere Messungen hinaus aufrecht zu erhalten.

Als Beispiel betrachten wir die Messung der z-Komponente des Spins. Man spricht von einer „guten Beobachtung“, wenn sich das System in einem Eigenzustand der zu vermessenden Observablen befindet ( $|Z^+\rangle$  für „spin up“,  $|Z^-\rangle$  für „spin down“):

$$|\Psi\rangle = |Z^+\rangle |B[\dots]\rangle \quad \rightarrow \quad |\Psi'\rangle = |Z^+\rangle |B[\dots 1]\rangle \quad (5)$$

Der Beobachter wird hier beschrieben durch den Zustandsvektor  $|B[\dots, 1]\rangle$ , wobei der Ausdruck in eckigen Klammern seine Gedächtnissequenz darstellt und die Auslassungspunkte vorherige Messergebnisse repräsentieren, die an dieser Stelle nicht von Bedeutung sind. Im obigen Beispiel hat der Beobachter „spin up“ gemessen, was durch eine „1“ in seiner Gedächtnisfolge gespeichert wird (entsprechend soll „0“ für „spin down“ stehen).

Die gleiche Messung an einem System im Zustand „spin up“ in x-Richtung,  $|X^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|Z^+\rangle + |Z^-\rangle)$ , ergibt dann

$$|\Psi\rangle = |X^+\rangle |B[\dots]\rangle \rightarrow |\Psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|Z^+\rangle |B[\dots 1]\rangle + |Z^-\rangle |B[\dots 0]\rangle). \quad (6)$$

Wie man sieht, spaltet sich der Beobachterzustand durch die Messung auf. In einem Element der Superposition registriert der Beobachter „spin up“, im anderen „spin down“. Führt man diese Messung an  $N$  solcher Systeme im Zustand  $|X^+\rangle$  durch, so spaltet sich, wie in Abb. 2 illustriert, der Beobachterzustand durch jede Messung in die doppelte Anzahl an superponierten Zuständen auf.

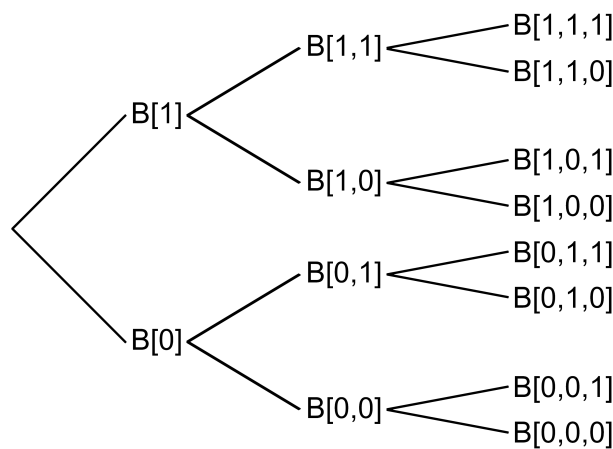


Abbildung 2: Schema zur Aufspaltung des Beobachterzustands mit jeder Spinmessung; stets entstehen alle möglichen Gedächtnissequenzen

Entlang der Pfade dieses Diagramms beobachtet in jedem Zustand der Beobachter einen „Sprung“ des Systems in einen der beiden Eigenzustände  $|Z^+\rangle$  oder  $|Z^-\rangle$  und somit einen Kollaps der Wellenfunktion, trotzdem bleibt insgesamt die Superposition erhalten und die gesamte Dynamik ist kontinuierlich. Interferenzen zwischen den Superpositionselementen sind für den Beobachter nicht feststellbar, ebensowenig wird die Aufspaltung von ihm bemerkt.

Um quantitative Aussagen machen zu können, muss man den verschiedenen Zweigen ein Maß zuordnen. Es stellt sich heraus, dass die einzig sinnvolle Wahl für das Maß das Betragsquadrat der Amplituden (in diesem Fall  $|\frac{1}{\sqrt{2}}|^2 = \frac{1}{2}$ ) ist, und dieses Maß entlang der Pfade multipliziert werden muss. Dies entspricht den Gesetzmäßigkeiten der statistischen Mechanik. Everett betont aber, dass dieser statistische Charakter nicht, wie in der Born'schen Interpretation, postuliert wurde, sondern sich als direkte Konsequenz des quantenmechanischen Formalismus ergibt.

Schließlich kommen wir zu einer allgemeineren Beschreibung des Beobachtungsvorgangs. Seien  $|\rho_i\rangle$  die Eigenzustände der gemessenen Observablen  $R$ . Letztere werde an einer Reihe von  $N$  Systemen nacheinander beobachtet. Zunächst wird das erste System  $S_1$  in die Eigenzustände zerlegt:

$$|\Psi\rangle = |S_1\rangle |S_2\rangle \cdots |S_N\rangle |B[\dots]\rangle = \sum_i c_i^{S_1} |\rho_i\rangle |S_2\rangle \cdots |S_N\rangle |B[\dots]\rangle. \quad (7)$$

Nach der Messung ergibt sich dann

$$|\Psi'\rangle = \sum_i c_i^{S_1} |\rho_i\rangle |S_2\rangle \cdots |S_N\rangle |B[\dots \rho_i]\rangle. \quad (8)$$

Die folgende Untersuchung von System 2 liefert

$$|\Psi''\rangle = \sum_{i,j} c_i^{S_1} c_j^{S_2} |\rho_i\rangle |\rho_j\rangle |S_3\rangle \cdots |S_N\rangle |B[\dots \rho_i, \rho_j]\rangle. \quad (9)$$

Jede weitere Messung an den übrigen Systemen würde einen weiteren Summationsindex beschreiben und für eine noch größere Aufspaltung sorgen. Nun soll aber die Messung von  $R$  am ersten System wiederholt werden. Das Ergebnis ist folgendes:

$$|\Psi''\rangle = \sum_{i,j} c_i^{S_1} c_j^{S_2} |\rho_i\rangle |\rho_j\rangle |S_3\rangle \cdots |S_N\rangle |B[\dots \rho_i, \rho_j, \rho_i]\rangle \quad (10)$$

Da nachwievor eine Korrelation zwischen dem Gedächtniseintrag des Beobachters und dem entsprechenden Zustand von  $S_1$  besteht, kommt es nicht zu einer neuerlichen Aufspaltung. In den einzelnen Elementen der Superposition befindet sich  $S_1$  bereits in einem Eigenzustand von  $R$ , und zwar in dem, der auch im Gedächtnis abgespeichert ist. Somit ist trotz der Erhaltung aller Messwerte in jeder Messung stets die Reproduzierbarkeit jedes einzelnen gegeben. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn zwischen den Messungen der Observablen  $R$  eine Observable  $T$  gemessen wurde, die nicht mit  $R$  kommutiert. Dann ist die Korrelation zwischen Systemzustand und Gedächtniseintrag zerstört.

An einem System  $S$  sei  $R$  beobachtet worden:

$$|\Psi'\rangle = \sum_i c_i |\rho_i\rangle |B[\dots \rho_i]\rangle. \quad (11)$$

Als nächstes soll die Observable  $T$  gemessen werden. Deren Eigenzustände  $|\tau_i\rangle$  sind nicht die gleichen wie für  $R$ , da die Observablen nicht kommutieren. Entsprechend transformieren wir (11) vor der Messung zu

$$|\Psi'\rangle = \sum_{i,j} c_i \langle \tau_j | \rho_i \rangle |\tau_j\rangle |B[\dots \rho_i]\rangle. \quad (12)$$

Es folgt dann

$$|\Psi''\rangle = \sum_{i,j} c_i \langle \tau_j | \rho_i \rangle |\tau_j\rangle |B[\dots \rho_i, \tau_j]\rangle. \quad (13)$$

Für eine erneute Messung von  $R$  müsste  $|\Psi''\rangle$  wiederum transformiert werden, und es träte ein weiterer Summationsindex (z. B.  $k$ ) auf. In den einzelnen Gedächtnisfolgen befänden sich dann die Ergebnisse  $\rho_i$  und  $\rho_k$ , die aber im Allgemeinen nicht identisch sind. Somit ist die Unschärferelation im Rahmen der Vielwelteninterpretation nicht verletzt, was natürlich ein sehr wichtiges Ergebnis ist.

## 2.4 Warum „Vielweltentheorie“?

Die Namensgebung für diese Interpretation erfolgte nicht durch Everett selbst. Streng genommen müsste man seine Theorie eher die „Theorie der relativen Zustände“ nennen. Der Begriff „Vielweltentheorie“ oder „Many Worlds Interpretation“ geht auf Bryce

DeWitt zurück, der einige Aspekte der Arbeit von Everett noch weitergehend auslegt. Während Everett nur von *einem* Beobachtersystem spricht, dessen Zustand sich immer weiter aufspaltet, deutet DeWitt diese überlagerten Zustände als unterschiedliche Universen. Demnach spaltet sich das Universum bei jedem Messvorgang in eine Vielzahl an Paralleluniversen auf, und jeder mögliche Messausgang wird in einem dieser Universen beobachtet. Den quantenmechanischen Zufall, der sich in dem weiter oben festgestellten statistischen Charakter manifestiert, will DeWitt nicht als einen Zufall wie in der statistischen Mechanik verstanden wissen, der ein Maß unserer Unkenntnis ist. Vielmehr beschreibt er ihn als absoluten, objektiven Zufall. Demzufolge sollte sich auch allein durch Kenntniskennntnisgewinn des Beobachters das beobachtete System nicht verändern. In der Kopenhagener Interpretation spielt allerdings nicht Kenntniskennntnisnahme des Messergebnisses noch eine entscheidende Rolle.

### 3 Diskussion der Theorie

Bevor wir zur eigentlichen Diskussion kommen, soll der Ansatz von Hugh Everett noch einmal kurz zusammengefasst werden:

Die Dynamik des gesamten Universums als einzigem isolierten System im strengen Sinne wird ausschließlich durch die Schrödingergleichung beschrieben. Diese Forderung hat zur Folge, dass ein Beobachterzustand durch die Wechselwirkung mit einem System in eine Superposition verschiedener Beobachterzustände aufgespalten wird, wobei in jedem superponierten Zustand der Beobachter sich als externer Beobachter fühlt und einen unterschiedlichen Messausgang infolge eines vermeintlichen Wellenfunktionskollapses registriert. Die Aufspaltung oder Interferenzen zwischen den Superpositionselementen nimmt er nicht wahr. Quantitativ betrachtet erhält jedes Superpositionselement ein Maß, das dem einer statistischen Verteilung gleicht.

#### 3.1 Stärken

Die Stärken der Theorie wurden von Everett selbst wie folgt angegeben:

Der Ansatz nutzt die Schrödingergleichung als einziges und universelles Prinzip aus und benötigt keinerlei zusätzliche Postulate. Die Aussagen der konventionellen Deutung der Quantentheorie, die ja ihrerseits auch durch Experimente gestützt sind, sind in der VWT enthalten. Es wird erklärt, wie unser Eindruck der Zustandsreduktion bei einer Messung zustande kommt. Auch quantitativ decken sich die Vorhersagen beider Interpretationen, mit dem Unterschied, dass der Zufallscharakter im Rahmen der VWT unmittelbar aus dem Formalismus erklärt wird, während Everett in der Kopenhagener Deutung eher eine künstlich angehängte Brücke zu einer klassischen Interpretation im Sinne der statistischen Mechanik sieht. Anforderungen, wie sie die Reproduzierbarkeit von Messergebnissen und die Unschärferelation stellen, werden ebenfalls erfüllt. Deshalb versteht Hugh Everett seine Theorie als eine *Metatheorie*, eine neue, größere Theorie, die die alte mit ihren Aussagen einschließt.

#### 3.2 Schwächen

So nahe man sich nun auch einer schlüssigen Lösung des Interpretationsproblems fühlen mag, so treten bei genauerem Hinsehen doch noch Unstimmigkeiten ans Licht. Einige dieser Schwächen und auch mögliche Verbesserungsansätze sollen in diesem sowie im nächsten

Abschnitt kurz besprochen werden.

Ein erstes Problem ergibt sich recht augenscheinlich aus dem Gedanken der Aufspaltung des Beobachterzustands oder des Universums. Immerhin geht es nicht nur um einige Messungen im Labor, sondern unsere ganze Welt, deren Bestandteile unaufhörlich miteinander wechselwirken. Auf diese Art und Weise müsste sich das Universum in eine unvorstellbare Vielzahl an überlagerten Zuständen oder Paralleluniversen aufteilen.

Ein weiterer fraglicher Punkt sind die Interferenzen zwischen den überlagerten Beobachterzuständen. Laut Everett sind diese für den Beobachter nicht wahrnehmbar. Die Frage, warum das so ist, bleibt aber offen. Letztlich werden sie einfach ignoriert. Allerdings ist man, wenn man Interferenzen zwischen den Überlagerungen einer Superposition weglässt, wieder bei einem gemischten Zustand angekommen, und man müsste wiederum von einem Kollaps der Wellenfunktion ausgehen. Hier ist die VWT offensichtlich nicht ganz konsequent oder zumindest nicht vollständig.

Die Frage der Basiswahl stellt einen weiteren Angriffspunkt der Theorie dar: Bei der formalen Beschreibung des Messprozesses (z. B. in (8)) haben wir jeweils den Systemzustand in den Eigenzuständen der Observablen entwickelt und dann eine Korrelation aus einer eindeutigen Beobachtung mit dem entsprechenden Systemeigenzustand erhalten. Letztlich war das aber eine willkürliche Basiswahl, denn es gibt theoretisch eine Vielzahl anderer Basen und Darstellungsmöglichkeiten. Als Beispiel betrachten wir noch einmal die Spinmessung an einem System im Zustand  $|S\rangle = \alpha |Z^+\rangle + \beta |Z^-\rangle$ . Die Beobachtung der z-Komponente liefert dann wie gehabt

$$|\Psi'\rangle = \alpha |Z^+\rangle |B[\dots, 1]\rangle + \beta |Z^-\rangle |B[\dots, 0]\rangle. \quad (14)$$

Letzteres lässt sich auch durch  $|X^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|Z^+\rangle + |Z^-\rangle)$  und  $|X^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|Z^+\rangle - |Z^-\rangle)$  ausdrücken:

$$|\Psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |X^+\rangle (\alpha |B[\dots, 1]\rangle + \beta |B[\dots, 0]\rangle) + \frac{1}{\sqrt{2}} |X^-\rangle (\alpha |B[\dots, 1]\rangle - \beta |B[\dots, 0]\rangle) \quad (15)$$

Würde die Aufspaltung also in die  $\{|X^+\rangle, |X^-\rangle\}$ -Basis erfolgen, so befände sich in jedem Universum eine Superposition zweier verschiedener Gedächtnisfolgen eines Beobachters. Solche Zustände sind dem Prinzip nach erlaubt, werden aber sicherlich nicht in unserer Welt beobachtet. Es bleibt also die Frage, ob es einen Mechanismus für die Basiswahl gibt, und nach welchen Kriterien ausgewählt wird. Festzustehen scheint, dass Superpositionen verschiedener Ortszustände nicht vorkommen, aber auch Überlagerungen von Zuständen verschiedener Ladung sind offenbar unterdrückt.

Zuletzt sei noch angemerkt, dass die zeitliche Symmetrie der Schrödingergleichung durch die vielfache Verzweigung der Zustände zerstört wird. Es entsteht durch den Messprozess eine Asymmetrie zwischen Vergangenheit und Zukunft, eine Irreversibilität. Dies widerspricht in gewissem Sinne der universalen Stellung der Schrödingergleichung in der VWT.

### 3.3 Ein Lösungsansatz: Dekohärenz

Die soeben angeführten Einwände gegen die VWT sind bald nach deren Veröffentlichung von verschiedenen Seiten vorgebracht worden. Es hat allerdings auch nicht an Forschern gefehlt, die versucht haben und versuchen, das Konzept von Everett auszubessern und eine Lösung für die oben genannten Probleme zu finden. Zu nennen ist beispielsweise Hans Dieter Zeh von der Universität Heidelberg, mit dessen Namen die Entwicklung des Prinzips der Dekohärenz eng verknüpft ist.

Ein Grundgedanke darin ist, dass je makroskopischer ein Körper ist, er umso stärker mit seiner Umgebung wechselwirkt. Die Verschränkung des Körperzustandes mit den schier unendlichen Freiheitsgraden seiner Umgebung führt nun zu einer Dekohärenz, d. h. in der Regel zu einer Lokalisierung. Eine lokale Superposition zweier Ortszustände wird dadurch schnell zu einer globalen Superposition mit allen Freiheitsgraden der Umwelt und ist lokal nicht mehr für den Beobachter wahrnehmbar. Die Interferenz verschwindet, mit anderen Worten, die Interferenzterme des reinen Superpositionszustands. Dies geschieht allerdings nicht diskontinuierlich, sondern in endlicher Zeit, Dekohärenzzeit genannt. Je größer ein Objekt, desto kürzer ist diese Dekohärenzzeit. Für makroskopische Objekte ist sie extrem kurz.

Jene Lokalisierung ist es, die dazu führt, dass die Ortsbasis gegenüber anderen (z. B. der Impulsbasis) ausgezeichnet ist. Es wird in diesem Zusammenhang auch der Begriff der dynamischen Stabilität eingeführt. Manche Zustände sind dynamisch stabiler als andere und werden daher nicht in Superpositionen beobachtet. Neben den Ortseigenzuständen gehören beispielsweise unterschiedliche Ladungszustände oder eben auch einzelne Gedächtniszustände zu den dynamisch stabileren.

Als Beispiel kann man das Ammoniakmolekül anbringen. Dieses kommt in links- und rechtshändigen Zuständen vor, die allerdings keine Energieeigenzustände sind. Vielmehr sind sie die positive bzw. negative Überlagerung des Grundzustands und des ersten angeregten Zustands des Moleküls zu gleichen Teilen. Das Molekül wird allerdings nicht in seinen Eigenzuständen vorgefunden, die ihrerseits eine Superposition aus links- und rechtshändigem Molekül, also zweier räumlich unterschiedlicher Formationen, sind. Auch hier manifestiert sich die größere Stabilität der Ortsbasis gegenüber anderen.

### 3.4 Schlussfolgerungen?

Insgesamt zeigt sich, dass die Vielweltentheorie das Problem des Wellenfunktionskollapses nicht vollständig zu lösen vermochte. Erst durch die Einführung der Dekohärenz wurde das Verschwinden der nichtdiagonalen Terme in der Dichtematrix plausibel erklärt, so dass der Kollaps kein notwendiges Postulat mehr ist. Es bleibt nunmehr die Entscheidung zu fällen, ob man Dekohärenz zusammen mit der VWT oder mit der Kopenhagener Deutung für die bessere Interpretation hält. Der entscheidende Punkt ist, ob man nach dem Dekohärenzvorgang die gesamten Elemente der Superposition erhalten möchte, oder ob man akzeptiert, dass aus einem unbekanntem Grund letztlich ein Eigenzustand der Beobachtung ausgewählt wird. Eine Möglichkeit der experimentellen Überprüfung ist bis heute nicht gefunden, so dass die Entscheidung für eine der beiden angesprochenen Theorien reine Geschmackssache zu sein scheint. Oder vielleicht mehr eine Frage der persönlichen „Religion“.

## Literatur

- [1] Hugh Everett, „*Relative State*“ *Formulation of Quantum Mechanics*, Rev. Mod. Phys., 29, 454-62 (1957)
- [2] Bryce DeWitt, *Quantum Mechanics and reality*, Phys. Today, 23, 30-35 (Sept. 1970)
- [3] Gennaro Auletta, *Foundations and Interpretation on Quantum Mechanics*, 245-251, World Scientific (2000)



- 
- [4] Max Tegmark, *The interpretation of Quantum Mechanics: Many worlds or many words?*, [http://arxiv.org/PS\\_cache/quant-ph/pdf/9709/9709032v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/quant-ph/pdf/9709/9709032v1.pdf)
- [5] Silvia Arroyo Camejo, *Skurile Quantenwelt*, 141-158, Springer Heidelberg, korrigierter Nachdruck (2006)
- [6] Hans Dieter Zeh, *On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory*, Found. Phys., 1, 69-76 (1970)
- [7] Claus Kiefer, *Can Quantum Theory be Applied to the Universe as a Whole?*, Found. Phys., 40, 1410-1418 (2010)