Das Realismus-Problem der Quantenmechanik angesichts der Dekohärenz-Interpretation

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Philosophie des Fachbereiches 05 - Sprache, Literatur, Kultur
der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

Priv.-Doz. Dr. habil. Dr. Joachim August Messer

aus Florstadt

2007

Dekanin: Univ.-Professorin Dr. phil. Monika Wingender

1. Berichterstatter: Univ.-Professor Dr. phil. Bernulf Kanitscheider

2. Berichterstatter: Univ.-Professor Dr. phil. nat. Werner Scheid

Tag der Disputation:

Dem Andenken an meine Eltern
Dr. Agathe[1] und Dr. Hermann Messer[2]
gewidmet

[1] <http://www.messer5707.de/agathe>
[2] <http://www.messer5707.de/hermann>

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Vorbemerkung

„Die überlieferten philosophischen Erkenntnistheorien haben sich gegenüber der Physik des 20. Jahrhunderts alle als unzureichend erwiesen.“

Carl Friedrich von Weizsäcker [272]

Kapitel 2

Vorwort

Ursprünglich lautete die Themenstellung „Philosophische Probleme der Quantenmechanik“. Der Verfasser konzentriert sich hier auf die modernste und häufig akzeptierte Dekohärenzdeutung der Quantenmechanik. Im Laufe der Untersuchungen zeigte sich — wie schon Gell-Mann und Hartle erkannten [58] — dass das Verständnis der Quantenmechanik an eine nicht-lokale kosmologische Quantenchromodynamik gebunden ist. Das führt zurück in die abendländisch-griechische Tradition, des Eingebundenseins in den ganzen Kosmos.

In der gegenwärtigen Quantendynamik sind zwei philosophische Probleme in der Diskussion, der Dekohärenzismus und der Higgsismus, die beide weiter unten im Haupttext näher umrissen werden. Der bedeutende Wiener Philosoph Ludwig Wittgenstein sagt in seinen Philosophischen Untersuchungen, philosophische Fragen — so wie die zwei hier vorliegenden der Quantenkosmologie — muss man behandeln wie eine Krankheit. Nach den epochemachenden Schriften Wittgensteins sind Ismen immer bestimmte Sprachspiele und man muss in der Philosophie der Naturwissenschaften philosophische Sprachspiele durch physikalische Sprachspiele therapieren und umgekehrt. Wie Kant sich äußerte [182], ist Physik ohne Philosophie blind und Philosophie ohne Physik leer (oder lahm). Beide zusammen können sich jedoch gegenseitig helfen. Die naturwissenschaftlich-philosophischen Probleme sind nach einer solchen gegenseitigen Therapie nicht aufgehoben, verschoben oder verdrängt, sondern sie werden etwas aufgelöst, wie das Salz in der Suppe [145]. Durch die Auflösung wird aber kein neuer Dämon oder Götze aufgebaut wie Friedrich Nietzsche und unabhängig von ihm auch Ludwig Wittgenstein formulierten [149]. Ein gewisser Grad an Auflösung der Probleme ist das Ziel dieses Textes. Inwieweit dies geglückt ist, bleibt natürlich dem Urteil der Leserschaft überlassen, „weil es dem Verfasser nur geziemet, Gründe vorzulegen, nicht aber über die Wirkung derselben bei seinen Richtern zu urteilen.“[170].

Wer Wittgenstein hinterfragen will, kann sich die Frage stellen: Warum soll man philosophische Probleme auflösen? Hierzu erkennt Karl Popper, dass es um den Frieden zu bewahren wichtig ist, eine Befreiung von gefährlicher Suggestion zu erzielen und eine Position zu beziehen gegen Ideologien [146]. Es genügt nicht, wie Immanuel Kant ausführt [147] einen Völkerbund (die Vereinten Nationen) zu schaffen und zu erhalten. Dies ist zwar notwendig, aber noch nicht hinreichend. Die Philosophie muss zur Befreiung von Suggestion und Ideologie führen. Poppers Imperativ lautet hier „Optimismus ist Pflicht“wenn es um die Bewahrung des Friedens geht [146].

Mit Karl Popper endet dieses Vorwort in der sokratischen philosophischen Demut „Die Intellektuellen wissen nichts“([146], S. 125). Aber sie vermuten doch etwas. Was bleibt an philosophischer Substanz, wenn die Probleme etwas aufgelöst sind: Eine Erhellung des natürlichen apriori vorhandenen Lichtes des Realismus, des Objektivismus und der Propensität (vgl. z.B. [148]). Es ist Tatsache, dass nur die Auflösung des Salzes der vorhandenen Probleme den Realismus vor der historischen Fäulnis bewahren kann. Wir wissen zwar, dass wir nichts wissen, aber wir muten uns gewisse physikalische Experimente zu. Dazu möchte die vorliegende Analyse ermuntern und ermutigen. Sie kann die Probleme nicht ganz auflösen, aber doch in ihrer Konsistenz etwas erschüttern. Optimismus bleibt Pflicht, dass sich die Probleme der Quantenkosmologie einmal vollständig auflösen mögen. Cum grano salis.

Kapitel 3

Einleitung

Die Weiterentwicklung der Newtonschen klassischen nicht-relativistischen Mechanik durch Lagrange und Hamilton ergab, dass sich die betrachtete Wirkung als ein Integral über eine Systemfunktion, die Lagrangefunktion, darstellen ließ. Die Lagrangefunktion ist in vielen Fällen durch die Differenz der kinetischen Energie und der potentiellen Energie gegeben. In manchen anderen Fällen, wie z.B. bei der Bewegung einer elektrischen Ladung oder dem Einfluss von Reibung bei dissipativen Systemen weicht die Lagrangefunktion von dieser kanonischen Form ab und man muss länger suchen, um eine passende Systemfunktion zu finden. Bis Ende des 19. Jahrhunderts waren die Physiker der Meinung, die Wirkung eines Systems lasse sich beliebig verkleinern. De facto betrachteten sie aber nur Systeme mit großen Wirkungen (verglichen mit $6,626 \cdot 10^{-34} Js$). Besonders in der Himmelsmechanik, bei der Bewegung der Planeten oder Asteroiden hat die klassische nicht-relativistische Mechanik große Erfolge vorzuweisen gehabt. Die Debatte um die Existenz der Atome, wie sie dann später zwischen Mach und Boltzmann wiederauflebte, war noch nicht begonnen worden. Man betrachtete im allgemeinen mechanische Systeme, die größer als Atome waren und in der Atomphysik nur die Spektroskopie oder Optik. Im Jahre 1900 gelang es Max Planck [1] den Verlauf der Intensität der Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers, wie er von Rubens und Bunsen gemessen worden war, erschöpfend zu erklären. Er bediente sich dabei der kühnen und gewagten Hypothese, dass die absorbierten und emittierten Energiemengen ganze Vielfache von kleinen Energiemengen waren, die proportional der Frequenz des Lichtes seien. Das implizierte die Hypothese, dass sich die Wirkung (Energie mal Zeit) nicht beliebig verkleinern ließ, sondern dass eine unterste kleinste Wirkung existierte. Aus den Messdaten über die Wärmestrahlung schwarzer Körper bestimmte Planck die numerische Größe des Wirkungsquantums, das er h

nannte zu $h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js$. Damit war die Skala auf der die Atommechanik Gültigkeit hatte geschaffen. Im Bohrschen Atommodell des Wasserstoffs zeigte sich schon das Spektrum der Energiezustände dieses Atoms oder das Termschema. Übergänge zwischen den Niveaus führten zur Emission oder Absorption eines Lichtquants, ein Begriff der bereits 1905 von Albert Einstein eingeführt wurde. Die Energie des Lichtquants entspricht der Differenz der beiden beteiligten Energieniveaus.

Wenn ein Experimentator in einem klassischen nicht-relativistischen mechanischen System eine Messung vornimmt, so ist die vom Experimentator für die Messung verwendete Wirkung sehr klein gegen die Wirkung des Systems. Der Messprozess und die Übertragung von Wirkung auf die Messsonde wird also im Rahmen der Messgenauigkeit völlig störungsfrei verlaufen. So ist es nicht notwendig sich Gedanken zu machen über die Trennung des Messapparates vom Messobjekt. Bei der Atommechanik ist jedoch die Wirkung der Messsonde von gleicher Größenordnung wie die Wirkung des Atoms oder Lichtquants. Dadurch kommt es zu einer Verschränkung von Messapparat und System. Der Messapparat wird selber Teil der Dynamik. Es ist auch unmöglich die Wirkung der Messsonde beliebig klein zu machen, weil ja das Plancksche Wirkungsquantum h nicht unterschritten werden kann. Dieses Naturgesetz erzwingt also eine neue begriffliche Analyse des Messprozesses. Mit Physik allein stoßen wir hier an eine erkenntnistheoretische Grenze, die wir nur in der Wissenschaftstheorie der Physik überschreiten können. Hier ist es auch notwendig die Grenzen des Denkmöglichen durch die Erfahrungen mit der Atommechanik zu erweitern. Eine Denkmöglichkeit ist dabei die Quantenlogik, die in ihrer Problematik weiter unten diskutiert wird. Im Rahmen philosophischer Überlegungen, die Quantenlogik mit einbezieht, können wir Position beziehen und uns einem Verständnis der Quantenmechanik nähern. Der korrekte Umgang mit dem Formalismus der Quantenmechanik, wie es die Studierenden der Physik an der Universität lernen, ist noch nicht ausreichend. Zu diesem Formalismus gibt es noch viele verschiedenen Interpretationen. Der Formalismus gleicht der Syntax einer quantenlogischen Sprache. Auf der Metaebene bewegen sich die Interpretationen. Dadurch haben wir noch keine einheitliche Semantik. Solange die Semantik nicht durchleuchtet ist, können wir nicht von Quantentheorie sprechen.

Die Theoretische Physik kennt eine fruchtbare Wechselwirkung mit einer Nachbardisziplin, der Mathematik, in der Mathematischen Physik. Die zweite Nachbardisziplin der Physik ist die Naturphilosophie. Die Atommechanik macht es notwendig, dass Theoretische Physik Kenntnis der Naturphilosophie verlangt. Mathematik und Naturphilosophie sind erforderliche Partner der Theoretischen Physik. Anders gewendet, sind Theoretische Physik und

Mathematik erforderliche Partner der Naturphilosophie. Während man sich bei der Theoretischen Physik mit diesen zwei Partnern zufrieden geben kann, erfordert die Philosophie aber noch zusätzlich viel sprachlogische Analyse.

Diese Arbeit ist nicht für ein breites Publikum geschrieben. Sie möchte in erster Linie Theoretische Physiker ansprechen, die sich mit der Begründungsproblematik der Quantenmechanik befassen möchten und solche Naturphilosophen, die sich bereits ein gutes mathematisches und physikalisches Rüstzeug erworben haben. Denn schon Galilei spricht davon, dass das Buch der Natur in der Sprache der Mathematik oder Geometrie geschrieben ist. Es erschien dem Verfasser daher unverzichtbar diese Sprache der Mathematik zu bemühen, wenn er versucht die Grundlagen der Quantenmechanik weiter zu fundieren. Wissenschaftsdynamisch erscheint es ebenso wichtig die Grundlagen der Physik noch tiefer zu begründen und die Fundamente besser zu legen, als auch das Gebäude der Naturwissenschaft durch immer höhere Stockwerke aufzubauen.

Wir versuchen im vierten Kapitel die Paradoxien der Vorstellungen vom quantenmechanischen Messprozess darzulegen. Im fünften Kapitel beschreiben wir einen modernen Zugang zur Interpretation der Quantenmechanik, die Theorie der Dekohärenz. Das sechste Kapitel stellt unsere Auffassung zur Disposition, dass Dekohärenz noch nicht genügt, um den Messprozess zu verstehen. Vielmehr werden wir Superauswahlregeln beachten und den quantenkosmologischen Hintergrund in die Quantensystemdynamik einkoppeln. „Quantum mechanics is best and most fundamentally understood in the framework of quantum cosmology“[58].

Die Dekohärenz-Interpretation führt uns, wie wir im einzelnen noch ausführen werden, zu einer neuen Variante des Realismus, dem holomorphen Realismus, eine Form des quantenlogischen Dekohärenzismus.

Die Quantentheorie ist die bisher fundamentalste Theorie [2]. Ihr Verständnis durch die Dekohärenzdeutung führt daher zu einer wichtigen erkenntnistheoretischen Haltung, dem holomorphen Realismus. Wir bleiben jedoch bei der Auffassung von Gell-Mann und Hartle und formulieren auch einen Higgsismus zunächst für das frühe Universum. Für die Experimente im Labor gilt jedoch der Dekohärenzismus. Unsere Auffassung ist also global-higgsistisch und lokal-dekohärenzistisch.

Kapitel 4

Paradoxien der Quantentheorie

4.1 Der quantenmechanische Schematismus

Werner Heisenberg hat in seinen Chicago-Vorlesungen [3] den quantenmechanischen Messprozess auf der Grundlage des von ihm gemeinsam mit Max Born und Pascual Jordan [4] entwickelten Schemas zwar diskutiert, aber keine allgemeine Theorie des Messprozesses aufgestellt [5]. Dieses Schema arbeitete mit unendlich-dimensionalen Matrizen, später linearen Operatoren in einem komplexen, separablen Hilbert-Raum, die zwar assoziativ, nicht aber notwendig kommutativ waren. Jordan hat später auch nicht-assoziative Algebren für die Quantenmechanik diskutiert [6].

Wir betrachten hier zunächst Systeme mit einer endlichen Anzahl N von Freiheitsgraden. Für solche Systeme ist besonders wichtig der Operator, der der Invarianten unter Zeittranslationen zugeordnet ist, der sogenannte Hamiltonoperator H. Wegen dem Auftreten von Streuzuständen ist das Spektrum dieses Operators in der Regel unbeschränkt. Falls ein Grundzustand existiert ist der Hamiltonoperator von unten beschränkt, aber wegen des „closed graph theorems“[1] der Funktionalanalysis nicht überall im Hilbertraum definierbar. Solche unbeschränkten Operatoren können aber auf einer im Hilbertraum dicht liegenden Menge definiert werden. Teilmengen eines Hilbertraumes heißen dicht, wenn durch Hinzunahme aller Häufungspunkte ein Abschluss erreicht wird, der mit dem ganzen Hilbertraum übereinstimmt.

[1]Das Theorem betrachtet Operatoren von einem Banachraum in einen anderen Banachraum. Der Operator ist genau dann beschränkt, wenn der Graph des Operators eine abgeschlossene Menge ist. Der Beweis steht z.B. in [30]

Hermann Weyl führte den exponentiierten Hamiltonoperator ein, der mit einer reellen Konstanten λ geschrieben werden kann als

$$W(\lambda) = exp\{i\lambda H\} \quad . \tag{4.1}$$

Hierbei ist i die Gaußsche imaginäre Einheit.

Dem Ort eines Teilchens j wird der Operator $q_j, (j = 1, ..., N)$ zugeordnet, dem Impuls eines Teilchens k der Operator $p_k, (k = 1, ..., N)$. Diese Operatoren können im komplexen separablen Hilbertraum der absolutquadrat-integrablen komplexwertigen Funktionen über dem $\mathbb{R}^3$ durch Multiplikationsoperatoren und Differentiationsoperatoren dargestellt werden. Diese Sichtweise nennt man das Schrödinger-Bild. Im Schrödinger-Bild bewegen sich die quantenmechanischen Zustände und die Observablen sind zeitunabhängig. Wir bleiben aber zunächst im Heisenberg-Bild. Im Heisenberg-Bild bewegen sich die Observablen und die Zustände sind zeitunabhängig. Daneben gibt es auch noch gemischte Bilder, wie das Wechselwirkungsbild von Dirac und Tomonaga. Bilder zeigen uns für welche Areale eine Dynamik vorliegt. Wir haben hier auf der Mikroebene verschiedene Bilder der Wirklichkeit, wie schon Wittgenstein ausführte [37]. Durch die Superauswahlregeln bedingt (siehe Kapitel 6) gibt es zunächst einige inkohärente Bilder, die als Ladungssektoren markiert sind. Innerhalb eines Ladungssektors gibt es zahllose kohärente Bilder. Die Dynamik drückt sich hier durch den Zeitentwicklungs-Automorphismus aus, der je nach Bild andere Areale erfasst, einerseits Zustände, andernseits Observablen. Aber diese kohärenten Bilder sind alle äquivalent. Es gibt einen Isomorphismus, den Dirac und Jordan gefunden haben und der ein Bild in ein anderes Bild überführt. Bei endlich vielen Freiheitsgraden ist der Isomorphismus eine innere Abbildung, die durch einen unitären Operator vermittelt ist. Es bedeutet daher nur eine Rechenhilfe, wenn wir ein bestimmtes Bild auswählen. Am Ende der Berechnung erscheinen messbare Grössen. Nach Eugene P. Wigner sind dies die Übergangswahrscheinlichkeiten und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und die Erwartungswerte. Aufgrund der Dirac-Jordanschen Äquivalenz sind diese messbaren Größen aber alle unabhängig vom gewählten Bild. Man kann daher bei dem Bildbegriff der Quantenmechanik von endlich vielen Freiheitsgraden nicht die Vorstellung von William van Orman Quine von den Ontologien relativ zu Theorien übernehmen, da die verschiedenen Bilder bei endlichen Systemen nur Betrachtungen ein und derselben Wirklichkeit sind. Die kohärenten Bilder, die wir oben beschrieben haben, sind in der Quantenmechanik epistemologische Größen, anders als Darstellungen der Vertauschungsrelationen. Diese besitzen eine Interpretation in messbaren Größen. Besonders bei unendlichen Systemen liegt die Physik in der Darstellung. Nach Hermes [242] ist allgemein eine Interpretation eine Abbildung des Individuenbereichs in die Attribute. In der Physik bezieht sich das auf die Darstellungen. Ein Beweis der Äquivalenz der Darstellungen der Vertauschungsrelationen für endlich viele Freiheitsgrade findet sich bei John von Neumann. Bei unendlich vielen Freiheitsgraden ist die Mikrophysik völlig anders und es gibt viele inäquivalente Darstellungen der CCR und CAR was besonders von Rudolf Haag und Hans-Jürgen Borchers vermerkt wurde [29]. Nach diesem kurzen Intermezzo kehren wir zum Multiplikations- und Differentiationsoperator in der oben angegebenen Darstellung zurück. Wiederum sind diese Operatoren unbeschränkt und können durch den Weyl-Morphismus in die beschränkten Operatoren

$$V_j(\mu) = exp\{i\mu q_j\} \tag{4.2}$$

und

$$U_k(\nu) = exp\{i\nu p_k\} \tag{4.3}$$

übergeführt werden. μ und ν sind reelle Parameter. Im Schema der Matrizenmechanik werden Vertauschungsrelationen der Form

$$[q_j, p_k] := q_j p_k - p_k q_j = i\hbar\delta_{jk} \tag{4.4}$$

betrachtet. $\hbar$ ist das Plancksche Wirkungsquantum dividiert durch 2π und δ_{jk} sind die Koordinaten des Kroneckerschen Deltasymbols. Diese Operatorrelation macht nicht immer Sinn, da der gemeinsame Definitionsbereich so klein wie der Nullvektor sein kann. Es ist daher sinnvoll, diese Born-Heisenberg-Jordan-Vertauschungsrelation in das Weylsche Schema zu integrieren, da die Weylschen beschränkten Operatoren immer auf dem ganzen Hilbertraum definiert werden können. Es ergibt sich

$$U_k(\nu)V_j(\mu) = V_j(\mu)U_k(\nu)exp\{i\mu\nu\delta_{jk}\} \quad , \tag{4.5}$$

$$[U_k(\nu), U_j(\mu)] = 0 = [V_k(\nu), V_j(\mu)] \quad . \tag{4.6}$$

Durch den Übergang zum adjungierten Operator wird auf der Menge der Weylschen Operatoren eine Involution erklärt, die diese Menge zu einer involutiven Algebra macht. Normierte Topologie liefert schließlich die Operatornorm. Vervollständigung der involutiven Algebra in der Operatornorm ergibt eine C^*-Algebra, die Weyl-Heisenberg-Algebra $\mathcal{A}_{\mathcal{WH}}$

Im Heisenbergbild wird nicht-relatvistisch durch den Hamiltonoperator ein Automorphismus $\alpha_H(t)$ durch den Grenzwert einer Sequenz von inneren unitären Automorphismen erklärt, der die Zeitevolution beschreibt und die Weyl-Heisenberg-Algebra zu einem C^*-dynamischen System macht.

Im mehr realistischen relativistischen Fall müssen wir die Beschränkung auf endlich viele Freiheitsgrade fallen lassen und statt dessen Testfunktionen auf einer pseudo-riemannschen Mannigfaltigkeit $\mathcal{M}_n$ in n Raumzeitdimensionen betrachten. Solche Testfunktionen sind in der Regel schnell abfallende Elemente eines lokal konvexen topologischen Vektorraums, z.B. die Elemente des Laurent-Schwartz-Raumes $\mathcal{S}_n$ über den $\mathbb{M}^n$ von Raumzeitpunkten in $\mathcal{M}_n$ mit lokaler Metrik. Mit diesen Testfunktionen können wir die Borchers-Algebra

$$\mathcal{B}(\mathbb{M}^n) = \mathcal{S}_n \oplus \{\mathcal{S}_n \otimes \mathcal{S}_n\} \oplus ... \tag{4.7}$$

aufbauen. Da die Orts- und Impulsoperatoren durch Linearkombinationen von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren generiert werden können, genügt es Vernichtungsoperatoren $a(\cdot)$ auf dem Fockvakuum zu betrachten. Erzeugungsoperatoren sind dann die adjungierten Operatoren. Wir definieren die analoge Weyl-Heisenberg-Algebra über der Borchers-Algebra $\mathcal{B}(\mathbb{M}^n)$ durch

$$W(f) = exp\{ia(f)\} \tag{4.8}$$

mit der Vertauschungsrelation

$$[a(f), a^+(g)] = a(f)a^+(g) - a^+(g)a(f) = (f, g)_\mathcal{B} \tag{4.9}$$

mit dem Skalarprodukt $(\cdot, \cdot)_\mathcal{B}$ in $\mathcal{B}(\mathbb{M}^n)$, gegeben durch die Vorschriften für den Abschluss $\mathcal{L}_2(\mathbb{M}^n)$ - für Elemente $f \in \mathcal{B}(\mathbb{M}^n)$. Für unendlich viele Freiheitsgrade gilt die Haag-Kastler-Axiomatik[2], die Wightman-Axiome[3] und das Rekonstruktionstheorem[4]. Im Euklidischen gelten die Osterwalder-Schrader-Axiome und eine analytische Fortsetzung in den Minkowski-Raum, den man

[2] Diese Axiomatik handelt von Netzen von C^*-Algebren und von physikalischer Äquivalenz von Zuständen (vgl. z.B. [29])

[3] Zu Beginn der dreißiger Jahre wurde von Heisenberg und Pauli die Quantenfeldtheorie eingeführt. Sie zeigte für die Quantenelektrodynamik in den vierziger Jahren besondere Schwierigkeiten und führte zu einer Ausfaserung der Entwicklung der Quantenfeldtheorie. 1956 führte Arthur S. Wightman unverzichtbare Axiome ein, um Ordnung in der Quantenfeldtheorie herzustellen. Das nullte Axiom ist die Eindeutigkeit des Vakuums zusammen mit der Spektralbedingung für den stetigen, unitären Darstellungsoperator der Gruppe der inhomogenen $SL(2, \mathbb{C})$ Transformationen. Das erste Axiom macht Aussagen über den Definitionsbereich und die Stetigkeit der Feldoperatoren als operatorwertige Distributionen. Das zweite Axiom legt die Lorentz-Kovarianz durch das Transformationsgesetz des Feldes fest. Das dritte Axiom besteht aus Postulaten über die lokale Kommutativität oder makroskopische Kausalität. Das vierte Axiom ist die asymptotische Vollständigkeit. Es wurden die Unabhängigkeit und Verträglichkeit der Axiome gezeigt. Eine zusammenfassende Darstellung findet sich in [24], einige Originalarbeiten in [25]

[4] Dies ist die Wiedergewinnung einer Theorie aus ihren Vakuumerwartungswerten, auch Wightmanfunktionen genannt. Dies sind temperierte Distributionen, die das relativistische Transformationsgesetz und die Spektralbedingung erfüllen sowie die Hermitizitätsbedin-

durch Wick-Rotation mit einer imaginären Zeitachse erreicht. Dies war Ausgangspunkt der konstruktiven Quantenfeldtheorie, die ausgehend von zwei Dimensionen mittlererweile einfache Modelle in vier Dimensionen konstruieren kann.

4.2 Die Kopenhagener Interpretation

Im Zuge der grundlegenden Arbeiten zur Quantenmechanik um das Jahr 1927 herum wurde eine erste Interpretation des Schematismus von Werner Heisenberg und Niels Bohr vorgelegt, die in langen Diskussionen am Institut für Atomphysik bei Niels Bohr in Kopenhagen entstand. Diese Interpretation wurde daher später die Kopenhagener Interpretation genannt. Das Kernstück der quantenmechanischen Theorie ist der Transport der Information über das atomare System an den Messaparat oder Zeiger der Messaparatur. Dieser Zeiger ist ein makroskopisches Objekt und unterliegt damit der klassischen Physik. Wir haben es also mit einer Kopplung eines mikroskopischen an ein makroskopisches System zu tun. Geht es darum irgendeine observable Eigenschaft, wie z.B. λ zu messen, so wird der Zeiger für die Messung von λ präpariert und auf das mikroskopische System angewendet. Entsprechend der Anfangsbedingung entwickelt sich das mikroskopische System nach der durch den Hamiltonoperator vermittelten kausalen Zeitentwicklung. Im Schrödingerbild ergibt sich eine Schrödingergleichung für den Zustandsvektor oder die Dichtematrix und im Heisenbergbild eine durch den unitären Zeitentwicklungsoperator vermittelte Bewegung der Observablen. Unabhängig vom Bild gilt für die Wellenfunktion nicht-relativistisch die Schrödingergleichung und relativistisch eine quantenfeldtheoretische Bewegungsgleichung oder zum Mindesten die Diracgleichung in der relativistischen Quantenmechanik, die jedoch nicht frei von formalen Widersprüchen ist, so dass die korrekte Beschreibung durch die relativistische Quantenfeldtheorie gegeben ist, die auch Teilchenerzeugungs- und -vernichtungsprozesse mit einbezieht. Während also die Wellenfunktion, eine nach der Bornschen Interpretation probabilistische Größe, sich kausal, z.B. nach der Schrödingergleichung weiterentwickelt, geschieht durch den Messvorgang ein kausaler Ad-hoc-Eingriff. Gemessen wird

---

gung, die lokale Kommutativität und die positive Definitheit [100, 25]. In den sechziger Jahren entwickelte sich hieraus die axiomatische Quantenfeldtheorie (s. z.B. [24]). Bei der Wiedergewinnung wird gezeigt, dass der Feldoperator existiert und ebenso auch der Vakuumzustand. Es gibt einen renormierten Hilbertraum und eine Darstellung der eigentlichen orthochronen Poincarégruppe.

der Eigenvektor u_λ zum Eigenwert λ der Observablen Λ. Die Wellenfunktion kollabiert also von seinem kausalen Bewegungsgang in den Eigenvektor u_λ und das Wellenpaket wird in den Eigenvektor reduziert. Wird also z.B. die Energie des atomaren Systems gemessen, so wird der Zeiger für Energiemessung präpariert und dann ein Eigenwert E des Energieoperators festgestellt. Das Wellenpaket ist also durch die Messung in den Eigenvektor zum Energiewert E reduziert worden, die Wellenfunktion ist kollabiert. Dieser Vorgang ist akausal und drückt den Eingriff des Beobachters von außen her aus. Das meint nicht, dass der Beobachter akausal vorgeht, sondern dass das System ohne den Beobachter einen akausalen Übergang macht. Die störungsfreie Messung ist eine epistemologische Wendung, ontologisch verschränken sich Beobachter, Messapparat und atomares System. Mehr darüber soll im dritten Abschnitt ausgeführt werden.

Mario Bunge weist daraufhin, dass die Sprache hier nicht ganz semantisch konsistent ist. Bei der Kopenhagener Interpretation wird nicht über Realitäten gesprochen, sondern über Informationen von Realitäten. Es ist quasi eine Informationsdynamik. Dies betont auch ausdrücklich Karl Popper [125]. Die Forderungen Bunges nach einer realistischen Deutung der Atommechanik schlagen sich in dem Postulat nieder, dass es keine Geister in den atomaren Erscheinungen geben dürfe [126]. In seinem Vorwort [127] weist Bunge auch auf eine Meinung V. F. Weisskopfs hin, der sich realistisch äussert und sich gegen Heisenbergs Kopenhagener Deutung ausspricht. Es gibt aber viele Arten von Realismus [128]. Der hier skizzierte Dekohärenzismus, der im Laufe der Darstellung entwickelt wird, kann auch als ein asymptotischer Realismus aufgefasst werden. Lediglich makroskopische Quantenphänomene können nicht mit einem einfachen Realismus in Verbindung gebracht werden. Darauf werden wir später noch eingehen.

Bei der Frage nach der objektiven Wahrheit kann man sich einen Quanten-Bayesschen epistemologischen Standpunkt aneignen, d.h. man formuliert die Aussagen in Wahrscheinlichkeiten oder bedingte Wahrscheinlichkeiten für einen quantenstochastischen Prozess, dessen Mathematik besonders Luigi Accardi [133] und Karl-Heinz Fichtner [134] ausgearbeitet haben. Die Bayessche Epistomologie geht vom Begriff der Kohärenz aus [131], wie wir ihn hier brauchen, um den Dekohärenzismus zu formulieren. Gegenwärtig hat Christopher Peacocke eine Theorie der Relation zwischen Bedeutung und Evidenz herausgearbeitet [129] in der er Wrights minimalistische Konzeption der Wahrheit kritisiert [130]. Die Kopenhagener Deutung begnügt sich aber mit der Idee der bedingten Wahrscheinlichkeit einer angewandten kohärenten Stochastik und steht dem Realismus weniger nahe, als der Dekohärenzismus, der ein asymptotischer Realismus ist. Dabei ist es auch nötig zu sehen, dass sich der Begriff der Wahrscheinlichkeit, wie James Hawthorne [132] dargelegt hat, gegenüber dem Wahrscheinlichkeitsbegriff bei John Stuart Mills erweitert.

Ein weiteres Kernstück der Kopenhagener Interpretation ist ein besonderer Verweis auf die ganz allgemein gültige Heisenbergsche Unschärferelation

$$\Delta q_j \Delta p_k \geq \frac{1}{2}\hbar\delta_{jk} \tag{4.10}$$

und eine besondere Verwendung, die von ihr gemacht wird. Diese Relation zeigt eine Ungleichung für die Unschärfen der Orts- und Impulsobservablen. Diese Unschärferelation läßt sich aus der Vertauschungsrelation (4.4) durch die Eigenschaften des Hilbertraumes herleiten, in dem die Operatoren q_j und p_k im nicht-relativistischen Fall wirken. Dieser Hilbertraum ist meistens der Funktionenraum der betragsquadratintegrablen komplexwertigen Funktionen, jedoch ist für den Fall eines reinen Spins auch der Raum der komplexen n-Tupel denkbar.

Die Unschärferelation sagt aus, dass zwei nicht miteinander kommutierende Observable nicht simultan beliebig genau messbar sind. Insbesondere ist das klassische Bild von der Physik zerstört, nach dem, ausgehend von Anfangswerten, die Trajektorie eines Teilchens im Phasenraum deterministisch und kausal vorgegeben ist. Denn der Phasenraum setzt sich aus den Koordinaten des Orts- und des Impulsraumes zusammen und hat eine Dimensionalität von $2N$. Es macht aber quantenmechanisch überhaupt keinen Sinn mehr vom System, als einen Punkt auf einer Trajektorie im Phasenraum zu sprechen, wie dies in der klassischen Mechanik der Fall ist. Manchmal spricht man in der Quantenmechanik auch von einer Zelle im Phasenraum oder einem Phasenraumvolumen der Größe $\hbar$ über die das System verschmiert ist. Das System ist dann unscharf mit einer Unschärfe von der Grössenordnung $\hbar$. Die Evolution des Systems läuft daher entweder ausschließlich im Ortsraum oder ausschließlich im Impulsraum ab. Die Transformation der Evolution von einem Raum in den dazu komplementären erfolgt durch Fouriertransformation. Die dynamische Evolution des Systems besteht also aus zwei Teilstücken, einmal die kausale, deterministische und reversible Zeitentwicklung durch die Schrödinger- oder Diracgleichung und zum zweiten der irreversible und akausale Kollaps der Wellenfunktion beim Messprozess, in dem das System von einer möglichen kohärenten Superposition von reinen Zuständen in ein Gemisch von dekohärenten Projektoren reduziert, die mit bestimmten Antreffwahrscheinlichkeiten gewichtet sind. Beide Teilstücke sind allerdings logisch verbindbar, wie wir später in der Dekohärenz-Interpretation zeigen werden.

4.3 Die von Neumannsche Theorie des Messprozesses

Von Neumann formuliert seine Theorie des Messprozesses durch ein Projektionspostulat [7]. Der logische Status dieses Projektionspostulats ist ein vorläufiger, der später durch die Dekohärenzdeutung aufgeklärt wird, wie wir weiter hinten erklären werden. Dieses vorläufige Postulat erklärt sich wie folgt. Durch die Messung geht die Dichtematrix $\rho_{\mathcal{S}}$ eines anfänglich reinen Zustands, gegeben durch den Hilbertraumvektor $\psi_{\mathcal{S}}$, in das Gemisch

$$\rho_{\mathcal{S}} \longrightarrow \sum_k \rho_{\mathcal{S}_k} \rho_{\mathcal{S}} \rho_{\mathcal{S}_k} \tag{4.11}$$

über, so dass die Projektoren auf die Eigenzustände einer vollständigen Orthonormalbasis im Hilbertraum $\psi_{\mathcal{S}_k}$ mit den Wahrscheinlichkeiten $|c_k|^2 = |(\psi_{\mathcal{S}_k}, \psi_{\mathcal{S}})|^2$ gewichtet werden. Durch den irreversiblen Vorgang der Messung wird mit Wahrscheinlichkeit $|c_k|^2$ ein Eigenzustand $\psi_{\mathcal{S}_k}$ herausgefiltert. Wird der Eigenwert einer selbstadjungierten Observablen gemessen bleibt zunächst unklar, ob bereits durch den Zeigerstand des Messapparates der Zustand reduziert wird, oder ob die Reduzierung erst durch das Ablesen des Zeigerstandes im Bewusstsein des Beobachters geschieht. Bei dieser subjektivistischen Interpretation käme man zu dem Paradoxon, dass wenn eine zweite Person abliest der Zustand noch nicht völlig reduziert ist. Erst wenn alle Beobachter abgelesen haben, könne man von einer Reduktion sprechen. Diese subjektivistische Interpretation birgt also das Paradoxon von Wigners Freund in sich. Dies grenzt auch an die solipsistische Auffassung von der Welt, nachdem die Erscheinungen lediglich eine Realität des Ich sind und keine Außenrealität besitzen. Hier kombiniert sich der realistische Standpunkt durch einen objektiven Zeiger noch mit dem solipsistischen Standpunkt, nachdem das Messresultat nur im Innern, als Bewusstseinszustand präsent ist. Wir treffen also hier auf einen Dualismus, wie er schon bei Anaxagoras [38] auftritt und Materie von Geist (Nous) scheidet. Dieser Dualismus ist allerdings nicht plausibel und nur scheinbar, da sich eine baryzentrische Position finden läßt. Der Solipsismus in der extremen allseitig Gültigkeit fordernden Form, wie er von George Berkeley durch sein „esse est percipi“[269] vertreten wurde, wird hier nicht geteilt. In der Wechselwirkungszone eines Streuexperimentes ist allerdings der Solipsismus eine Extremalkomponente, die in der baryzentrischen Haltung des Verfassers mit beimischt, wie ja auch von irrealen Objekten in der Physik gesprochen wird, wie den virtuellen Teilchen. Dies gilt nur für die Wechselwirkungszone. In den Asymptoten gilt der reine Realismus. Außerdem wird, wenn ein unendlicher Regress vermieden werden soll, eine Art

Konventionalismus eingeführt, dadurch dass sich alle Beobachter nach der Ablesung des Messresultates noch zusätzlich auf einen Messausgang einigen müssen. Neben dem Einpendeln des Zeigers muss es also zur Ablesung durch alle Individuen kommen und es muss ein von allen Beobachtern unterzeichnetes Messprotokoll geben, dass das Messresultat konstatiert.

In diesem sehr irreversiblen Vorgang ist von der unitären Zeitentwicklung des anfänglich reinen Zustands nicht weiter die Rede. Durch den Eingriff des Experimentators in die Quantenwelt werden die Phasenkohärenzen zerstört und die Wellenfunktion zum Kollaps gebracht. Gemessen wird der Erwartungswert der selbstadjungierten Observable im Zustand $\psi_{\mathcal{S}}$, d.h. die mit den Gewichten $|c_k|^2$ versehenen Eigenwerte. Der Zustand geht dann in eine Dichtematrix (4.11) von gewichteten Projektoren über. Der Vorgang der Messung zerstört also die reversible unitäre Zeitentwicklung. Es kommt zu einem irreversiblen Übergang bei dem ein Messwert, der Erwartungswert auf den Zeiger ausgegeben wird und das System in ein Gemisch übergeht.

In der Lebenspraxis geht man mit dem Materie-Geist-Parallelismus (vgl. auch z.B. [39]) meistens folgendermaßen um. Eine Gruppe von Beobachtern, die das Experiment ausgeführt haben, einigt sich in einem öffentlichen Messprotokoll auf einen Zeigerstand des Messapparates und stellt dies Messprotokoll zur Disposition. Entsprechend dem Descartesschen systematischen Zweifel versuchen andere Gruppen von Experimentatoren das Messprotokoll zu widerlegen. Sie gehen dabei von identischer Präparation der Rahmenbedingungen aus und von der Hypothese, dass sich das System dann auch identisch entwickelt. Diese Entwicklung ist dann universell durch die Schrödinger- oder Diracgleichung gegeben. Die Beobachtungssätze einer zweiten Gruppe von Beobachtern werden gleichfalls öffentlich hinterlegt. Nach einer großen Sequenz von übereinstimmenden Wiederholungen des Experimentes kommt es zur Korroboration oder Bewährung des Messresultats. Dies ist ein gruppendynamischer oder sozialpsychologischer Konsens, den wir hier als unzureichend für eine objektive Physik bezeichnen wollen. Das Zustandekommen dieses Konsenses bedingt allerdings eine quantitative soziologische Theorie als Voraussetzung des Funktionierens (vgl. z.B. [204]). Der Wahrheitsgehalt dieser Theorie bleibt damit offen und muss durch sachliche Objektivität nachgeliefert werden. Die Sozietät der Wissenschaftler ist zu einem neuen Mikroparadigma übergegangen [40, 41], das sehr wohl im Laufe der Zeit, später wieder hinterfragt oder sogar vergessen werden kann. Hier zeigt sich die Wissenschaftlergemeinschaft mehr als ein Organismus, der ähnlich wie ein Gehirn arbeitet („scientific community"). Liegen nun mehrere Messungen vor, so zeigen sich also verschiedene Bilder [42, 37]. Sind die Bilder verschieden, muss die Wissenschaftlergemeinschaft weiter suchen und das Resultat ist einstweilen umstritten. Nach einiger Zeit bewähren sich aber die Bilder im Sinne einer Äquivalenz. Das Bemühen der Experimentalphysiker konvergiert in der Bewährung einer Theorie [43] zunächst durch die Äquivalenz der Bilder, der Messresultate. Wenn jetzt mit verschiedenen Messinstrumenten an verschiedenen Orten von verschiedenen Observatoren gemessen wurde, kann man nach einiger Zeit das Vorliegen von Trugbildern (wie z.B. bei optischen Täuschungen) mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen. Danach kann man schließen, dass es zu den je äquivalenten Bildern genau ein Urbild, das reale objektive Ding gibt, wobei natürlich das Ding an sich unerkennbar bleibt, wie schon I. Kant betont hat. Das führt die Physiker zu einem kritischen Realismus. Beide Philosophien sind nicht kompatibel, sondern Extremalpunkte des Simplexes der Philosophien bzw. Ismen. Sowohl quantenmechanische Zustände als auch Observable sind im kritischen Realismus real und objektiv existierend. Sie bilden zusammen das Sein (on, ens). Dies soll im Weiteren noch genauer ausgearbeitet werden. Diese Haltung wird auch von H. Putnam als interner Realismus charakterisiert. Leider ist dies nicht eine Erkenntnistheorie, die mit der Quantenmechanik einhergeht. Das Doppelspaltexperiment zeigt, dass Interferenzen auftreten und vom Weg eines einzelnen Photons nicht gesprochen werden kann. Der Realismus ist eine von der klassischen Physik der Körper, Teilchen und Felder her inspirierte Einstellung, die sich angesichts der Quantenphänomene (N. Bohr) nicht mehr aufrecht erhalten läßt.

Der Leib-Seele-Parallelismus kann auch als Dualismus einer körperlichen Substanz mit einer geistigen Substanz gedeutet werden. Idealismus und Materialismus wären dann eher komplementär und genügten der Unbestimmtheitsrelation in einem verallgemeinerten Sinn. Im Weg der Mitte, der auf Siddhatta Gotama Buddha[5] und Benedikt von Nursia[6] zurückgeht, sind die Unbestimmtheiten beider Komplementaritäten jeweils gleich groß. Dieser Weg der Mitte führt also anders, als der Materialismus, die geistigen Phänomene nicht auf neuronale Vorgänge im Gehirn ausschließlich zurück. Er läßt aber auch einige Rückschlüße auf solche neuronalen zerebralen Vorgänge zu, aber nicht alle geistigen Phänomene lassen sich hierauf zurückführen.

Es ist nicht gerechtfertigt nur Mikrosysteme mit Quantensystemen oder Quantons [8] zu assoziieren. Es gibt auch makroskopische Quantensysteme, wie

[5] Bei Buddha ist dies der edle achtfache Pfad [200, 201]

[6] „Einen guten Abt zeichnet nach Benedikt die Gabe der ‚maßvollen Unterscheidung, der Mutter der Tugenden‘ aus [202]. Das lateinische Wort dafür ist ‚discretio‘. Der gute Abt versteht zu fördern und zu fordern und zwischen Unterforderung und Überforderung den Mitte-Weg zu finden, ohne seine Gemeinschaft in Mittelmässigkeit zu (ver-)führen. Benedikt ist wegen dieser Leitlinie des äbtlichen Amtsverständnisses gelegentlich als ‚Meister des Maßes und der Mitte‘ bezeichnet worden“ [203]

Suprafluidität, Supraleitung, Neutronensterne und ggf. sogar ganze Bereiche des Universums, die der Quantenkosmologie unterliegen. So wird auch das Universum in seiner Geometrie gerne als unscharf charakterisiert, Die korrekte Beschreibung ist nach [9] durch eine Wellenfunktion der Welt gegeben, die Lösung der Wheeler-DeWitt-Gleichung ist, für verschiedene 3-Geometrien, von denen die Wellenfunktionen abhängen. Eine 3-Geometrie liegt also nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vor. Die Zustände zu verschiedenen 3-Geometrien superponieren. Beim Messprozess reduziert das Wellenpaket durch die Eingabe von Teilchen in die Geometrie und es entsteht eine bestimmte mittlere 3-Geometrie, die wir gerade durch die Teilchentrajektorien beobachten. Hier wird das von Neumannsche Projektionspostulat auf die Dichtematrix des Quantenuniversums angewendet. Dabei sind die materiellen Testteilchen zugleich der Messapparat bzw. sein Zeiger. Die Materie reduziert also die Geometrie. Während in der klassischen Gravitationstheorie das System auf einer Trajektorie im Wheeler-DeWittschen Superraum läuft, der aus 3-Geometrien besteht und die Trajektorie durch die Zeit parametrisiert ist, ergeben sich hier Wahrscheinlichkeitsverteilungen auf dem Superraum. Das Skalarprodukt ist durch ein Feynmansches Wegintegral gegeben. Die Theorie von Hartle und Hawking [9] macht sehr stark Gebrauch von der Tatsache, dass die Quantenmechanik im Feynmanschen Sinne umformuliert werden kann durch Pfadintegrale. Diese Methode hat insbesondere in der Quantenfeldtheorie große Anwendung gefunden. So werden die Propagatoren oder Wightman-Funktionen durch Pfadintegrale ausgedrückt. Da diese jedoch einen oszillierenden Phasenanteil besitzen, konvergieren die Integrale schlecht. Hartle und Hawking weichen daher in das Euklidische aus. Durch eine Wick-Rotation bedienen sie sich einer imaginären Zeitachse und erreichen damit exponentiell abfallenden Phasenanteil, ähnlich wie in der Statistischen Mechanik bei Ensemblemittelwerten, speziell für die kanonische Gesamtheit. Die Rechnungen werden dann im Euklidischen durchgeführt und können am Ende durch analytische Fortsetzung wieder in den relativistischen Bereich fortgesetzt werden. Für die Anwendbarkeit sorgen die Osterwalder-Schrader-Axiome. Diese sind das Analogon im Euklidischen zu den Wightman- oder Haag-Kastler-Axiomen in der relativistischen Quantenfeldtheorie. Trotzdem gibt es über die Verwendung einer imaginären Zeit eine heftige wissenschaftstheoretische Diskussion und die Erweiterung der Raumzeit ins Komplexe ist in der Philosophie sehr umstritten. Eine der Auslegungen wäre eine rein instrumentalistische. Dies ist auch die Auffassung des Verfassers. Rechentechnisch hat nämlich die Wick-Rotation den Vorteil, dass durch sie oszillierende Integranden in exponentiell abfallende Integranden übergehen und damit divergente Integrale konvergent werden. Die euklidische Feldtheorie hat damit große Ähnlichkeit zur Statistischen Mechanik, wobei der imaginären Zeit die inverse Temperatur entspricht. Die Wick-Rotation führt die Zeit in eine inverse Temperatur über und stellt einen formalen Isomorphismus zwischen Quantenfeldtheorie und Statistischer Mechanik des Gleichgewichts her. Der Übergang ins Komplexe ist ein Rechentrick, den man hinterher durch das Osterwalder-Schrader-Rekonstruktionstheorem wieder gut machen kann, indem man dann ins Komplexe analytisch fortsetzt und wieder die Minkowski-Welt erreicht.

Komplexe Raumzeiten werden auch in der Quantengravitationstheorie verwendet. So finden sich solche Überlegungen im Twistorbegriff von Roger Penrose [31] und bei den Superstrings [36] in der M-Theorie von Edward Witten [35] sowie in den Supergravitationstheorien (SUGRA) [26], die Gebrauch machen von einer höheren Symmetrie, der Supersymmetrie (SUSY) (vgl. z.B. [26]), die Fermionen in Bosonen überführt und umgekehrt, die aber noch nicht experimentell nachgewiesen ist. Die SUSY-Algebra ist die einzige graduierte Liealgebra von Symmetrien der S-Matrix, die konsistent ist mit der relativistischen Quantenfeldtheorie [28, 29]. Es muss aber darauf hingewiesen werden, dass die kanonische Quantum Gravity, die kovariante Quantum Gravity bekanntermaßen nicht-renormierbar sind, d.h. es treten überabzählbar viele Divergenzen auf. Die minimale MSUGRA in elf Dimensionen ist nicht superrenormierbar, d.h. es gibt nicht endlich viele Divergenzen [54]. Trotz der 2-Loop-Endlichkeit ist Supergravity nicht endlich [55]. Man kann sogar ganz allgemein sagen, dass keine Gravitationstheorie in größer als zwei Dimensionen renormierbar ist [56, 158]. Diese Theorien können daher als defekte Theorien betrachtet werden, für die der Grundsatz gilt „ex falso quodlibet“. In Kapitel sieben gehen wir daher von der Approximation kleiner Schwankungen von Energie-Impuls im Labor aus und betrachten die Quantenmechanik auf einem semiklassischen Hintergrund. Semiklassische Gravity ist endlich und im erdnahen Labor sind die Schwankungen von Energie und Impuls klein. Man denke etwa an CERN oder ISS. In der Nähe Schwarzer oder Weißer Löcher ist diese Näherung nicht anwendbar [57]. Durch diese Näherung vermeiden wir die Notwendigkeit komplexer Raumzeiten. Jedoch scheint auch manchen Autoren eine prinzipielle Notwendigkeit gegeben zu sein, eine komplexe Raumzeit als messbar vorhanden anzusehen. Sie operieren mit Wightmanfunktionen als Randwerte holomorpher Funktionen auf denen die komplexe Lorentzgruppe operiert. Erst das Experiment, wie z.B. im LHC bei CERN, könnte Aufschlüsse über die komplexe Natur der Raumzeit ergeben.

Wir unterscheiden genauer zwischen einer starken und einer schwachen Reduktion des Wellenpaketes. Bei der starken Reduktion geht der Zustand zu

$\psi_{\mathcal{S}}$ direkt in einen reinen Zustand über,

$$\rho_{\mathcal{S}} \longrightarrow \frac{\rho_{\mathcal{S}_k}\rho_{\mathcal{S}}\rho_{\mathcal{S}_k}}{\mathrm{tr}\,\rho_{\mathcal{S}_k}\rho_{\mathcal{S}}} \quad . \tag{4.12}$$

Bei der schwachen Reduktion ergibt sich zunächst das Gemisch (4.11).

Wir folgen jetzt der Analyse von Erhard Scheibe [10] und betrachten das zusammengesetzte System aus Messobjekt mit Hilbertraum $\mathcal{H}^1$ und Messapparatur mit Hilbertraum $\mathcal{H}^2$. Dann bewegt sich dieses zusammengesetzte System dynamisch unitär im Kompositions-Hilbertraum $\mathcal{H}^1 \otimes \mathcal{H}^2$, also dem direkten Produkt mit der zeitlichen Dynamik

$$\rho_t^{\otimes} = U\rho^{\otimes}U^{+} \tag{4.13}$$

wobei U der Zeitentwicklungsoperator für das zusammengesetzte System ist und $\rho^{\otimes}$ der Zustand der Kenntnis, gegeben durch eine Dichtematrix, für das zusammengesetzte System. Die auf das Objektsystem herunterprojezierte Dichtematrix $\rho_1^{\otimes}$ erhalten wir auf kanonische Weise durch die Vorschrift

$$\mathrm{tr}\,(\rho_1^{\otimes}\rho_\alpha^{A}) = \mathrm{tr}\,(\rho^{\otimes}\rho_\alpha^{A\otimes\mathbb{1}}) \quad , \tag{4.14}$$

wobei α die Eigenwerte der selbstadjungierten Observablen A im Hilbertraum $\mathcal{H}^1$ sind. Die ρ_α^A ist also die Spektralschar oder sind die Spektraloperatoren von A. Unter der Annahme, dass das Gesamtsystem am Anfang im Zustand $\rho_{\mathcal{S}} \otimes \rho^2$ präpariert war ergibt sich damit die von Neumannsche schwache Reduktion zu

$$[U(\rho_{\mathcal{S}} \otimes \rho^2)U^{+}]_1 = \sum_k \rho_{\mathcal{S}_k}\rho_{\mathcal{S}}\rho_{\mathcal{S}_k} \quad . \tag{4.15}$$

4.4 Die Mackeyschen Axiome

Die Grundmengen von Mackey [11] sind die Observablen $\mathcal{A}$ und die Zustände $\mathcal{E}$. Über diesen beiden Grundmengen baut Mackey die Quantenmechanik axiomatisch durch eine kleine Anzahl von Postulaten auf. Die Grundaussagen werden mit Ja-Nein-Entscheidungen verknüpft, so dass eine Logik entsteht. Die spezielle Quantenlogik ist ein Verband, der der von-Neumann-Algebra der Projektoren in einem separablen komplexen Hilbertraum isomorph ist. Dieser Verband ist nicht modular, sondern nur schwach orthomodular und nicht boolesch. Dies ist eine spezielle Fassung eines schwachen Ausschlussprinzips des Tertium-non-datur.

Unter Zuhilfenahme der übersichtlichen Darstellung bei Max Jammer [5] können wir zusammenfassend folgende Axiome Mackeys nennen:

(M 1) Wir betrachten die Menge $\mathcal{B}(\mathbb{R})$ von Borelteilmengen der reellen Zahlen. Die Wahrscheinlichkeit $p(A, \omega, b) : \mathcal{A} \times \mathcal{E} \times \mathcal{B}(\mathbb{R}) \to [0,1] \subset \mathbb{R}$, dass bei Messung von $A \in \mathcal{A}$ für ein System im Zustand $\omega \in \mathcal{E}$ die Messwerte in der Borelmenge $b \in \mathcal{B}(\mathbb{R})$ liegen erfülle folgende Eigenschaften:

(M 2.1) $p(A, \omega, \emptyset) = 0$,

(M 2.2) $p(A, \omega, \mathbb{R}) = 1$,

(M 2.3) $p(A, \omega, \cup b_j) = \sum_j p(A, \omega, b_j)$

für alle $A \in \mathcal{A}$, für alle $\omega \in \mathcal{E}$ und für alle paarweise disjunkten Borelmengen b_j.

(M 2) Gilt für alle $\omega \in \mathcal{E}$ und für alle $b \in \mathcal{B}(\mathbb{R})$

(M 3.1) $p(A, \omega, b) = p(B, \omega, b)$, dann folgt $A = B$;

oder gilt für alle $A \in \mathcal{A}$ und für alle $b \in \mathcal{B}(\mathbb{R})$

(M 3.2) $p(A, \omega, b) = p(A, \mathcal{S}, \lfloor)$, dann folgt $\omega = \mathcal{S}$

Das durch p induzierte Wahrscheinlichkeitsmaß erfüllt also ein Trennungs- oder Separabilitätsaxiom.

(M 3) Ist f eine reellwertige Borelfunktion auf $\mathbb{R}$ und $A \in \mathcal{A}$ eine Observable, dann existiert eine Observable $B \in \mathcal{A}$ mit $p(B, \omega, b) = p(A, \omega, f^{-1}(b))$ für alle $\omega \in \mathcal{E}$ und für alle $b \in \mathcal{B}(\mathbb{R})$. Die Observable B, die wegen Axiom (M 2) eindeutig bestimmt ist, nennen wir $f(A)$

(M 4) Mackey setzt ein Axiom über die Existenz von Gemischen. Falls $\omega_j \in \mathcal{E}$ und $\sum_j t_j = 1$ mit $0 < t_j < 1$, dann gibt es ein $\omega \in \mathcal{E}$, so dass $p(A, \omega, b) = \sum_j t_j p(A, \omega_j, b)$ für alle $b \in \mathcal{B}(\mathbb{R})$ und für alle $A \in \mathcal{A}$. Den eindeutig bestimmten Zustand ω nennen wir $\sum_j t_j \omega_j$.

Die Verknüpfung mit dem quantenlogischen Verband erhalten wir durch die Definition einer Ja-Nein-Entscheidung. Dies ist eine Observable E, dessen Wahrscheinlichkeitsmaß ω_E auf den Punkten 0 und 1 des reellen Zahlenkörpers konzentriert ist. Also insbesondere ist $\omega_E(0, 1) = 1 = p(E, \omega, 0, 1)$ für alle $\omega \in \mathcal{E}$. Der quantenlogische Verband $\mathcal{L}$ ist dann die Menge der Ja-Nein-Entscheidungen und $\mathcal{L}$ ist nicht leer, da die charakteristische Funktion über eine beliebige Borelmenge in $\mathcal{L}$ enthalten ist.

Auf dem Verband der Ja-Nein-Entscheidungen kann man eine Ordnungsrelation $\leq$ definieren. Dabei geht man so vor, dass die Ordnungsrelation der maximalen Wahrscheinlichkeitsmaße übernommen wird, also

$$E_1 \leq E_2 \Longleftrightarrow M_\omega(E_1) \leq M_\omega(E_2) \tag{4.16}$$

wobei $M_\omega(E) = p(E, \omega, 1)$. Dadurch kann die größte untere Schranke $E_1 \cap E_2$ und die kleinste obere Schranke $E_1 \cup E_2$ wie gewohnt definiert werden. Aus der Komplementarität zu E erhält man direkt $1 - E$. E_1 und E_2 heißen disjunkt $E_1 \perp E_2$ genau dann wenn $E_1 \leq 1 - E_2$. In diesem Fall ist es möglich die Ja-Nein-Entscheidungen zu addieren, so dass $E_1 + E_2$ definiert ist. Dies ist auch gleichwertig mit $E_1 \cup E_2$. Insbesondere gilt für die Summen:

(M 5) Sei $E_1, E_2, ...$ eine Folge paarweise disjunkter Ja-Nein-Entscheidungen, dann existiert $E_1 + E_2 + ...$

Entsprechend der Spektraldarstellung einer Observablen, wie sie als selbstadjungierter Operator in einem separablen komplexen Hilbertraum repräsentiert wird hat Mackey auch im Rahmen seiner abstrakten Algebra, d.h. vorerst ohne Hilbertraumdarstellung eine Spektraldarstellung postuliert. Später führt er mit Axiom (M 7) die Hilbertraumdarstellung ein, indem er postuliert, dass der Verband $\mathcal{L}$ isomorph ist der Menge der partiell geordneten abgeschlossenen Unterräume eines separablen, unendlich-dimensionalen Hilbertraums. Wenn also E zu einem Unterraum $\mathcal{G}$ des Hilbertraums $\mathcal{H}$ korrespondiert, dann entspricht $1 - E$ dem Unterraum $\mathcal{G}^\perp$. Wir betrachten hier jedoch zunächst die abstrakte Spektraldarstellung durch Ja-Nein-Entscheidungswertige Maße $\mu : b \to \mu_b$, die die Mengen $\mathcal{B}(\mathbb{R})$ und $\mathcal{L}$ aufeinander abbilden. μ erfüllt folgende Bedingungen

(M 6.1) $b \cap c$ impliziert $\mu_b \perp \mu_c$.

(M 6.2) $b_j \cap b_k = \emptyset$ für $j \neq k$ impliziert $\mu_{b_1 \cup b_2 \cup ...} = \mu_{b_1} + \mu_{b_2} + ...$.

(M 6.3) $\mu_\emptyset = 0$ und $\mu_{\mathbb{R}} = 1$. Ein Ja-Nein-Entscheidungswertiges Maß definiert eindeutig eine Observable A, nämlich durch das Ja-Nein-Entscheidungswertige Maß μ^A, definiert durch $\chi_b(A)$ für die charakteristische Funktion χ. Mackey erweitert diese Beziehung zu seinem Postulat (M 6) Ist μ ein Ja-Nein-Entscheidungswertiges Maß so existiert eine Observable A, so dass $\mu^A(b) = \mu_b$.

Die Postulate Mackeys geben eine neue Interpretation der Quantenmechanik. Ausgehend von physikalisch plausiblen Grundsätzen erhalten wir ein axiomatisches Schema der Quantenmechanik in quantenlogischer Interpretation. Die Axiome bauen die generative Grammatik für eine Sprache auf, in der sich die philosophischen Probleme der Quantenmechanik spiegeln. Quantenlogik stellt die sprachlichen Gesetze zusammen, in dessen Rahmen das Reden von den physikalischen Prozessen der Quantenmechanik eingebettet ist. Es handelt sich hier um eine Grammatik der Sprache, der sich die Atomphysik bedient. Dieser Sprachkalkül erinnert an die Riemannsche Geometrie und den Ricci-Kalkül für den Fall der Allgemeinen Relativitätstheorie. Mit Hilary Putnam könnte man also formulieren, die Quantenmechanik verhält sich zur Quantenlogik wie die Allgemeine Relativitätstheorie zur Projektiven Geometrie. Es stellt sich weiterhin die Frage nach der Klassifikation des Verbandes $\mathcal{L}$. Es handelt sich nicht um einen modularen und auch nicht um einen booleschen Verband. Eine genauere Spezifizierung geben die Arbeiten von Jauch und Piron [12] wonach der Verband schwach orthomolular, orthokomplementär und atomar ist. Dies schließt insbesondere eine schwache Form des Ausschlusses des Satzes vom „Tertium non datur“ein. Wir verweisen auch auf Spekulationen von Peter Mittelstaedt [13] im Rahmen der effektiven Logik von Paul Lorenzen [14], die jedoch von Hans Lenk [15] stark kritisiert wurden. Die effektive Logik soll hier nicht im Detail vorgeführt werden. Lorenzens dialogische Schemata gleichen den Entscheidungsbäumen von Schachspielen, was an Wittgensteins Bemerkung erinnert, das Leben gleiche einem Schachspiel. Die dem Leben instrinische Logik wird durch die Lorenzenschen dialogischen Schemata gut wiedergegeben und entspricht einer eher schwach-postulierenden, konstruktivistischen oder intuitionistischen Mathematik, wie sie wohl auch L. E. J. Brouwer vorgeschwebt haben mag. Dahingegen erscheint dem Verfasser die Kritik Lenks eher zu schwach, um gegen den gewaltigen Formalismus bei Mittelstaedt anzukommen. Wenn man bedenkt, dass in einer Formel sogar unendlich viele Verbalaussagen kondensiert sein können, so wäre nur eine formalistische Kritik angemessen.

Es scheint als wird hier von Mackey ein vielleicht sogar apriorisches Bild entworfen, zusammengestellt aus seinen Erfahrungen und seiner Bekanntschaft mit aposteriorischen Einsichten in die Mikrowelt der Atome. Dieses Bild gleicht der Sonne im Höhlengleichnis von Platons Politea und scheint, um in diesem dichterischen Bild zu bleiben, seine Schatten zu werfen auf eine Quantenlogik, die in bestimmten Sätzen allgemeiner ist als die zweiwertige Logik. Sie ist jedoch keine mehrwertige Logik. Sie liefert eine Interpretation des Messprozesses in einer ihr eigenen Sprache. Wer sich innerhalb der Sprache bewegt, versteht den Messprozess, für den Außenstehenden ist es eine Konsequenz eines Axiomenschemas. Es ist daher zu kritisieren, dass die Quantenlogik eine Lösung des Messprozessproblems sein soll. Logik scheint universell und nicht von Empirie geprägt. Wir denken und sprechen in der zweiwertigen Logik über den Messvorgang. Es wäre eine Form von evolutionärer Erkenntnistheorie, wäre die Logik von der historischen Trajektorie eines Menschenlebens und seiner Konfrontation mit der Natur abhängig. Wittgenstein wurde Volksschullehrer, um das Lernverhalten von Kindern zu studieren. Wir erinnern uns an Sandkastenspiele und unsere Begegnung mit der makroskopischen Materie. Später haben wir im physikalischen Praktikum Quantenphänomene kennengelernt. Dies hat unsere Logik nicht verändert.

Zunächst beginnen wir in der Kindheit mit praktischen Bekanntschaften mit den Dingen. Später entwickelt sich ein abstraktes Denken. So ist auch in der Geschichte der Logik ein abstraktes Denken erfolgt über Lernprozesse, die mit realen objektiven Dingen zuvor gemacht wurden. Auf die klassische Physik folgte als Abstraktion für unser Reden über die klassischen Dinge die klassische Logik. Unsere praktischen Erfahrungen mit der Atomphysik führten zur Quantenlogik. Das menschliche Gehirn gleicht einem neuronalen Netz und einem Quantencomputer. Zuerst begeben sich Inputs oder Sinneswahrnehmungen, dann wird das Erlebte in einer Reflexionsphase bedacht und vom Konkreten abstrahiert, um eine grammatische Struktur für die Sprache zu erhalten, die wir für solche Dinge anwenden müssen. Eine nach einer physikalischen Größe benannte Logik ist also keine Eigenschaft der Physik, sondern die Grammatik einer Sprache und damit abstrakte Mathematik oder Metamathematik. Die Atomphysik benötigt ihre eigene Sprache, ihren eigenen Aussagenkalkül, der von der klassischen effektiven Logik verschieden ist und eine eigene Wahrscheinlichkeitstheorie, die von der klassischen Wahrscheinlichkeitstheorie verschieden ist.

Die Logik scheint jenseits dieser Welt vorgegeben, wie, ähnlich, die abstrakte Mathematik. Es sind teils Formen eines allgemeinen absoluten verborgenen Geistes, teils Formen unseres Denkens. Kant bezeichnet sie als eine synthetische Wahrheit a priori, jedoch vertritt der Verfasser den Standpunkt, dass es analytische Wahrheiten a priori sind. Die physikalische Theorie setzt die Existenz einer Logik voraus.

4.5 Die Viele-Welten-Interpretation

Im Jahre 1957 wurde von Hugh Everett III die Viele-Welten-Interpretation als Dissertation bei John A. Wheeler entworfen [16]. System und Messapparat sind durch einen Produktzustand gegeben

$$|\mathcal{S}>|\alpha>=\sum_s\int c_s e(a)|\mathcal{S}(s)>|a>da \quad , \tag{4.17}$$

wobei $|\mathcal{S}(s)>|a>$ eine orthonormale Basis im Hilbertraum darstellt:

$$<a|<\mathcal{S}(s)|\mathcal{S}(t)>|b>=\delta_{st}\delta(a-b) \quad , \tag{4.18}$$

mit Kronecker-Delta und Dirac-Deltafunktion sowie

$$\sum_s\int|a>|\mathcal{S}(s)><\mathcal{S}(s)|<a|da=1 \quad . \tag{4.19}$$

Zur Interpretation verweisen wir auch auf die Doktorarbeit von R. Neill Graham bei Bryce S. DeWitt [17] sowie eine ähnliche Konstruktion [18] und die auf B. S. DeWitt zurückgehende Darstellung in M. Jammer [5]. Bei der Messung oder Beobachtung des Systems wird das Messergebnis im Gedächtnis des Messapparates abgespeichert. Dies drückt sich durch eine Verschiebung des Messapparatzustandes aus

$$|s>|a>\longrightarrow U|s>|a>=|s>|a+gs> \quad . \tag{4.20}$$

Die Messung wird dabei durch einen unitären Operator U vermittelt. Es treten also keine Projektion oder ein Kollaps auf, der Beobachter befindet sich hingegen in dem dem Eigenzustand entsprechenden Zweig des Universums, das sich durch die Messung in viele Universen aufgespalten hat. Diese Interpretation zeigt insbesondere, dass die Bornsche statistische Interpretation nicht nötig ist. Dies ist besonders bedeutsam für die Interpretation der Wellenfunktion des Universums in der Quantengravitationstheorie, wie sie bereits bei J. B. Hartle und S. W. Hawking [9] benötigt wird. Eine kritische Bemerkung zu [9] findet sich im neuesten Postscript von Karl Poppers Logik der Forschung, jedoch sollen die quantenkosmologischen Aspekte auf ein späteres Kapitel verschoben werden.

Wird das Produkt von System und Messapparat noch einmal von einem weiteren Messapparat beobachtet, tritt wieder eine lineare Superposition auf. Dies zeigt die Konsistenz des Ansatzes, wie sie bei M. Jammer [5] im einzelnen durchgerechnet wird. Die Konsistenz ergibt sich durch Weiterentwicklung des Ansatzes (4.17)–(4.20) dann für ein Produkt aus drei Vektoren.

In welchem Zweig des Universums sich der Beobachter befindet, folgt aus dem Resultat der Messung. Dieser Charakterzug der Interpretation hat etwas Aposteriorisches. Erst aus der Messung kann auf den Zweig des Universums geschlossen werden. Diesem epistemologischen Aposteriori steht ein quasi ontologisches Apriori gegenüber, nämlich, dass das Universum sich durch die Messung aufgespalten hat, auch wenn wir davon noch nicht Kenntnis genommen haben. Weitere Studien zum Multiversumproblem finden sich bei Max Tegmark [208].

Zu dieser Interpretation der Quantenmechanik ist wie folgt Stellung zu nehmen. Die Interpretation hat ihre Vorzüge, da sie z.B. das Kausalitätsproblem der Gödellösung der Einsteinschen Feldgleichungen [261] vollständig auflöst. Die klassisch akausalen Zeitschleifen erweisen sich als nicht-akausale Pfade in verscheidenen Zweigen des Universums. Wird also die Ursache einer Wirkung durch Reise in die Vergangenheit beseitigt, so ist dies kein Widerspruch dazu, dass die Wirkung in der Gegenwart tatsächlich bestehen bleibt, denn es wird ja nur eine Kopie, ein Klon der Ursache beseitigt, die bzw. der in diesem Zweig des Universums besteht [262]. Das berühmt-berüchtigte „Vaterproblem“wäre damit beseitigt. Dieses bestand darin, dass ein unzufriedener Mensch in die Vergangenheit reist und seinen eigenen noch kindlichen Vater dazu überredet zukünftig keusch-enthaltsam zu leben. Hat also der Vater sodann keine Nachkommen, so kann dieser Mensch nicht gezeugt worden sein. Das gilt jetzt jedoch nur für einen anderen Zweig des Universums in dem ein Klon des Vaters lebt. Die Zeitschleife führt nicht zurück in das ursprüngliche Universum, wie in der klassischen akausalen Gödel-Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen, sondern infolge der Viele-Welten-Quantisierung führt die Zeitschleife zurück nur in eine Kopie des alten Universums. Dieser Ausweg hätte Einstein sicher sehr gefallen, der mit der Gödelschen Lösung sehr unglücklich war. Allerdings muss man einschränkend bemerken, dass wir nach den modernsten Erkenntnissen in einem zehn- oder elfdimensionalen Universum leben, in der die Supergravitationstheorie gilt, nicht in einem vierdimensionalen Universum mit der Einsteinschen Feldgleichung. Es ist daher erst einmal festzustellen, ob es auch in elf Dimensionen eine gödelähnliche exakte Lösung mit Akausalitäten gibt. Es ist dem Verfasser nicht bekannt, jedoch ist davon auszugehen, dass es ebenfalls eine solche Lösung gibt. Jedenfalls rührt das an das bekannte Tachyonenproblem für manche Superstringtheorien.

4.6 Einsteins Kritik

In einer gemeinsamen Arbeit von Albert Einstein mit Boris Podolsky und Nathan Rosen [19], kurz EPR, haben die Autoren massive Kritik an der Vollständigkeit der Quantenmechanik geübt. Ausgehend von einem verschränkten Zustand zweier Spins mit je Spin $\frac{1}{2}$, einmal als Spin auf und dann als Spin ab, aufaddiert zu insgesamt Spin 0 haben die Autoren untersucht, was eine Messung bewirkt, wenn die zwei Spins des gebundenen Zustands wieder zerfallen. Wenn keine Wechselwirkung auf die Spins ausgeübt wird, bleibt die magnetische Quantenzahl der Spins erhalten, und die zwei Spins zerfallen in je ein Spin mit Spin auf ($m = \frac{1}{2}$) und einem Teilchen mit Spin ab ($m = -\frac{1}{2}$). Wird also eine Messung an einem Spin ausgeführt so weiß man automatisch den Spinzustand des anderen Teilchens. Das entspricht einer Übertragung von Information mit Überlichtgeschwindigkeit und ist daher ein Paradoxon. Allerdings entsteht die Information über die beiden Spineinstellungen nur an dem einen Ort des einen Spins. Um die Hälfte dieser Information über den

Spin am anderen Ort auch zu diesem anderen Ort gelangen zu lassen, ist allerdings Lichtgeschwindigkeit die obere Grenze. So scheint dies vielleicht nur ein scheinbarer Widerspruch zu sein und verlangt detailliertere Analyse. Andererseits ist an diesem anderen Spin keine Messung vorgenommen worden, so dass keine Information mit Überlichtgeschwindigkeit von diesem anderen Spin zum Spin an dem die Messung vorgenommen wurde übertragen wurde. Es ist also aposteriori keine Verletzung der Prinzipien der Relativitätstheorie erfolgt.

Die Bedingung der Vollständigkeit, wie sie im EPR-Papier dargestellt wird, lautet, dass jedes Element der physikalischen Realität eine Entsprechung in der physikalischen Theorie haben muss. Eine hinreichende Bedingung für physikalische Realität ist nach Einstein, Podolsky und Rosen, dass falls das System in keinster Weise gestört wird und falls wir mit Sicherheit, d.h. mit Wahrscheinlichkeit eins den Wert einer physikalischen Größe voraussagen können, dann ein Element der physikalischen Realität existiert, das dieser physikalischen Größe entspricht. Schließlich sei noch angemerkt, dass zwei Observablen mit nicht kommutierenden Operatoren nicht simultan physikalisch real sein können. Dieses EPR-Realitätskriterium ist im Rahmen der Quantenfeldtheorie nicht ganz zutreffend. Die messbare Asymptotik ist nach LSZ [238] (siehe späteres Kapitel) eine nicht-kommutative. Die Unschärferelation ist eine reale Konsequenz in der asymptotischen Außenwelt. Die Innenwelt ist quantenmechanisch und unbeobachtbar. Nach der S-Matrix-Theorie von Heisenberg [123] ergibt die interne Wechselwirkung nur einen Operator, der von der einlaufenden Asymptote in die auslaufende Asymptote hinübertransformiert in einem asymptotisch vollständigen Hilbertraum

$$\mathcal{H}_{in} = \mathcal{H} = \mathcal{H}_{out} \quad . \tag{4.21}$$

Im Dekohärenzismus betrachten wir das asymptotische EPR-LSZ-System in Wechselwirkung mit der Umgebung, so dass sich der Zustand reduziert. Die realistische EPR-LSZ-Asymptote wird daher semiklassisch.

In der Physik geht man seit Galileo Galilei zunächst von den Phänomenen aus, wie dann auch Edmund Husserl [138] und Ernst Cassirer [143] analysiert und systematisiert haben. Die Physik ordnet sodann die Phänomene nach den vorhandenen geometrisch-logischen und sprachlichen Symmetrieschemata. Die begriffliche Klärung induziert eine naturphilosophische Studie, weil die Physik ihre Begriffe zunächst unhinterfragt expliziert [144]. So hat Einstein ausgehend von seinem in der klassischen Physik vornehmlich geschulten Begriffsinstrumentarium beim EPR-Gedankenexperiment die Realität so definiert, dass eine Voraussage des Experimentausgangs mit Sicherheit gemacht werden kann, ohne das Experiment zu stören [19]. Niels Bohr hat diese zu klassische Vorstellung von Realität dahingehend kritisiert [139], dass er daraufhinwies, dass im Mikroskopischen, bei Wirkungen vergleichbar mit dem Planckschen Wirkungsquantum, jeder Messeingriff auch das System stört. Diese Kritik wird auch durch Werner Heisenbergs Analyse des Mikroskops deutlich bekräftigt [3]. Nach Bohr verschwindet die klassische Realität in einem diffusen Holismus, in dem auch die Intersubjektivität untergeht. Jedoch haben Fritz London und Edmund Bauer in ihrer berühmten Analyse die Auffassung vertreten, dass trotz allem Holismus eine Form von Objektivismus tragbar sei [140].

Auf diesem philosophischen Hintergrund betrachten wir folgendes Gedankenexperiment, das EPR-Paradoxon: Ausgehend von einem Compound-System, bestehend aus zwei Teilchen mit Gesamtimpuls null, zerfalle dieses System in entgegengesetzte Richtungen mit jeweils gleichen Impulsbeträgen. Führen wir nun eine Messung simultan an Teilchen eins und an Teilchen zwei so aus, dass an Teilchen eins der Impuls und an Teilchen zwei der Ort gleichzeitig gemessen werden, so führt dies zu dem Paradoxon, dass wegen der Impulserhaltung und dem Gesamtimpuls null an Teilchen eins jetzt simultan der Impuls und der Ort und an Teilchen zwei simultan der Ort und der Impuls feststehen. Zunächst ist die Messung kein Widerspruch zur Heisenbergschen Unschärferelation, weil ja die Observablen von Teilchen eins und Teilchen zwei miteinander kommutieren, da es sich um zwei getrennte Systeme handelt. Zum Zweiten wird keine Störung auf das System ausgeübt und damit bleibt auch der Impuls erhalten. Erst zum Zeitpunkt der Messung wird das System gestört. Diese Störung durch den Messprozess bewirkt, dass bei Teilchen eins der Ort kurz nach der Messung zufällig verändert wird. Sei die Messung zur Zeit t_0, so kennen wir also nach der Argumentation des Paradoxons Ort und Impuls scharf und simultan zur Zeit t_0-. Zum Zeitpunkt t_0+ sind Ort und Impuls bereits entkoppelt.

Dieses Paradoxon führt zunächst unter der Annahme der Vollständigkeit darauf, dass sowohl der Ort als auch der Impuls zur Zeit t_0- reale Größen sind, was aber nicht sein kann, da die zugehörigen Operatoren nicht miteinander kommutieren. Folglich muss es Elemente der physikalischen Realität geben, die keine Entsprechung in der Quantenmechanik haben. Die Quantenmechanik ist also nicht vollständig.

Einstein und Mitarbeiter haben hier verschränkte Zustände eingeführt, was auf Schrödinger zurückgeht. Im Paradoxon löst sich die Verschränkung implizit auf, wenn das Compound-Atom zerfällt. Dies ist eine Voraussetzung, die jedoch im Vakuum nur möglich ist, wenn noch einige Badatome vorhanden sind, die eine *Dekohärenz* des Systems bewirken könnten. Zum Funktionieren des Gedankenexperimentes ist es aber gerade notwendig, dass keine Badatome existieren. Des Weiteren wird vorausgesetzt, dass zum Zeitpunkt der Messung von dem einen Teilchen keine Wirkung instantan oder mit Überlichtgeschwindigkeit auf das andere Teilchen ausgeübt wird. Dies ist die Annahme der *Lokalität*. Nach erfolgter Dekohärenz läßt sich das Gedankenexperiment in der obigen Form nicht mehr durchführen, da durch die Wechselwirkung der Teilchen mit den Badatomen kleine zufällige Änderungen der Impulse erfolgt sind. Das Paradoxon trifft nicht zu, da im perfekten Vakuum der Gesamtzustand verschränkt bleibt und daher die zwei Teilsysteme nicht miteinander kommutieren.

Das Paradoxon hat eine große lebendig gebliebene Debatte nach sich gezogen. Insbesondere hat David Bohm [20] versucht eine Atomphysik mit verborgenen Parametern als Ersatz für die Quantenmechanik zu konstruieren. Spinkorrelationen lassen sich dabei in einer von John S. Bell [21] eingeführten Ungleichung überprüfen. Die Experimente, die für die Erfüllung oder Nicht-Erfüllung der Bellschen Ungleichung durchgeführt wurden, entscheiden für die Quantenmechanik und gegen die Theorie mit verborgenen Parametern [22]. Dies zeigt, dass Quantenkorrelationen nicht einfach statistische Korrelationen zwischen Teilen eines größeren Systems sind [23].

Diese Schrift beschränkt sich auf Quantenmechanik. Es werden daher zur Theorie mit verborgenen Parametern keine weiteren Ausführungen mehr gemacht. Wir verweisen noch auf Anstrengungen des Physikers und Philosophen James T. Cushing [187], der Bohms Theorie ausführlich referiert. Cushing vertritt den Standpunkt, dass Bohms Theorie gut sei, lediglich die Kopenhagen-Interpretation sei früher gewesen und werde deshalb gelegentlich bevorzugt [187]. Cushing weist auch in großer Ausführlichkeit auf die stochastische Mechanik des amerikanischen Mathematikers Edward Nelson hin [188]. Nelson ist es gelungen, die Quantenmechanik durch eine stochastische Mechanik zu ersetzen [188]. Später [189] weist Cushing auf die Schwierigkeiten für den Realismus hin und berichtet von einem Dilemma, bei dem weder Kopenhagen noch Bohm geeignet sind für den Realismus. Die Bohmsche Version ist kausal und die Hamilton-Jacobi-Theorie ist eine entscheidende Konzeption der Materie [189]. Noch weiter entfernt sich Andreas Hüttemann von den gängigen Interpretationen in seinem Werk [190], in dem er die Weizsäckersche These von der Mikro-Regierung durch Mikro-Gesetze aufgibt und für einen pragmatischen Pluralismus plädiert, eine Alternative zur Haltung, die Mikro-Ebene sei ontologisch priviligiert [190].

Die Frage, ob Verschränkung einen Antirealismus nach sich zieht, ist debattiert worden. Insbesondere Bernard d'Espagnat [124] versieht den Realismus mit einer Hypothese H, die er wie folgt formuliert: „Es hat einen Sinn, von der Existenz dieses oder jenes mikroskopischen Systems zu sprechen, sowie davon, dass es Meßinstrumente gibt oder nicht gibt, die geeignet sind, mit dem System in Wechselwirkung zu treten. Ein derartiges System kann physikalische Eigenschaften besitzen, die unabhängig von der Existenz oder der Anwesenheit solcher Instrumente sind."[124, S. 11]. D'Espagnat schließt daraus das Korollar C: „Mikroskopische Systeme, wie sie oben eingeführt wurden, existieren und besitzen definierte Eigenschaften unabhängig von allen Kenntnissen, die irgendein Beobachter darüber haben oder nicht haben mag."[124, S. 11]. Der Autor d'Espagnat sieht hier Schwierigkeiten mit dem EPR-Paradoxon. Die Verschränkung bewirkt schon in diesem restringierten Realismus einen Widerspruch. In den späteren Kapiteln diskutiert d'Espagnat den universellen oder kurz Unirealismus, der an Schwierigkeiten mit der Reduktion des Wellenpaketes krankt [124, III.3.]. In einer weiteren erkenntnistheoretischen Hypothese diskutiert d'Espagnat die „Untrennbare Realität", wo kein Bewußtsein vorhanden ist. [124, III. 3. und 4.]. Er führt auch diesen Ansatz auf weitere Widerspüche. Dies deutet darauf hin, dass der Realismus an der Quantenmechanik scheitert und nur für die klassische Physik geeignet ist. Wir präsentieren hier einen EPR-LSZ-Dekohärenzismus, bei dem auch Quantensprünge sich in klassische Bits in die makroskopische Asymptotik real durchsetzen können. Unsere Erkenntnistheorie ist also mikroskopisch dekohärenzistisch und makroskopisch asymptotisch realistisch. Wir nennen dies den EPR-LSZ-Dekohärenzismus oder kurz Dekohärenzismus. Die genaue Epistemologie des Dekohärenzismus werden wir noch ausarbeiten.

In dieser Abhandlung gehen wir von dem Postulat aus, dass quantenmechanische Zustände real existieren. Diese Zustände sind allerdings in der Regel nicht messbar. Da nur Aufenthalts- oder Übergangswahrscheinlichkeiten gemessen werden können, ist die Phase einer Wellenfunktion eines reinen quantenmechanischen Zustandes willkürlich beliebig frei wählbar. Der Zustand als Menge aller Wellenfunktionen mit verschiedenen Phasen wird Strahl im Hilbertraum genannt. Zustände sind Strahlen. Lediglich bei Vorhandensein eines magentischen Feldes kann man in manchen Ausnahmefällen durch den Aharonov-Bohm-Effekt die Phase messen. Allgemeiner als reine Zustände sind Gemische, die durch eine Dichtematrix beschrieben werden. Die Existenz lokaler Dichtematrizen definiert lokal normale Zustände. Der allgemeine Zustandsbegriff umfasst jedoch noch mehr Funktionale. Danach heißt $\omega \in \mathcal{E}$ ein Zustand, wenn ω ein positives, lineares, normiertes Funktional über einer C^*-Algebra $\mathcal{A}$ ist. Die Einbeziehung von Systemen mit unendlich vielen Freiheitsgraden, die Quantenfelder, bedingt, dass man sich vom separablen komplexen Hilbertraum als primärem mathematischen Objekt löst. So zeigt schon das Lee-Modell mit Cutoff im Fockraum (s. z.B. [28]), dass bei Entfernung des Cutoff der Zustandsvektor aus dem Fockraum herauswandert. Primär sind jetzt vielmehr die Menge der Observablen, die eine C^*-Algebra $\mathcal{A}$ bilden. Diese Observablenalgebra wird dann je nach physikalischem Problem in einem anderen separablen komplexen renormierten Hilbertraum dargestellt, auf dem die Observablenalgebra als Operatoralgebra der beschränkten Operatoren dargestellt wird. Besonders wichtig ist die nach Gelfand, Naimark und Segal benannte GNS-Darstellung (vgl. z.B. Emch in [101] oder Haag (1996) in [29]). Der Fockraum ist dann ein Hilbertraum der Quantenfeldtheorie mit unendlich vielen Teilchen der nur zum Dichte-null-Sektor korrespondiert. Am Anfang stehen also die zwei Strukturen, die konvexe Menge der Zustände $\mathcal{E}$ im Dual $\mathcal{F}$ der linearen Funktionale und die Observablenalgebra $\mathcal{A}$, die man auch durch das Dual von $\mathcal{F}$ ausdrücken kann, soweit das Bidual nicht zu groß wird, etwa Reflexivität vorliegt (siehe Abbildung 4.1).

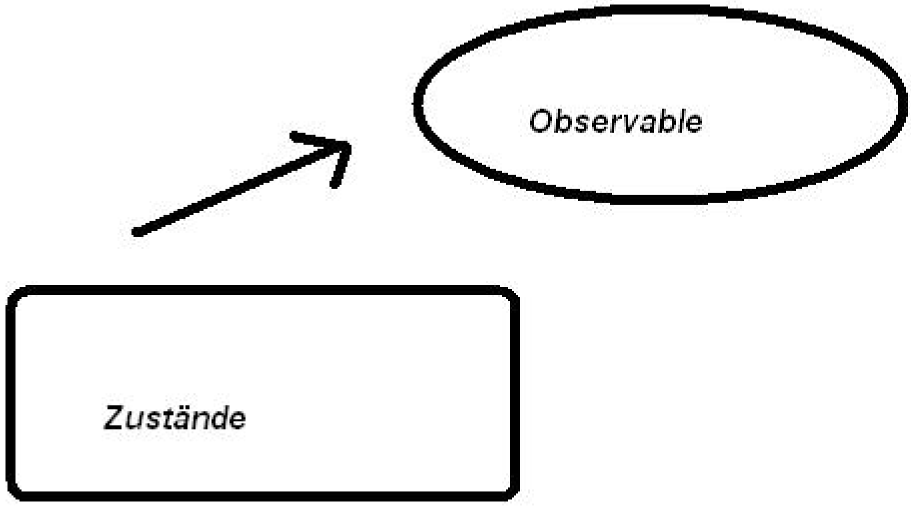

Abbildung 4.1: Beziehung von Zuständen und Observablen

Das Postulat dieser Arbeit ist, dass nicht nur die Observablen, die Dinge, real existieren, sondern auch die linearen Funktionale der konvexen Normierungsmenge des Positivitätskegels $\mathcal{F}_+$, also die Elemente von $\mathcal{E}$. Diese sind zwar in der Regel nicht quantitativ messbar, sie sind aber in manchen wenigen Fällen objektiv, intersubjektiv, qualitativ spürbar. Real heisst zunächst nach Karl Popper, dass eine Gegenkraft, eine reactio ausgeübt wird auf eine Kraft, eine actio, die man auf das Ding einwirken lässt. Aber auch Licht ist real. In der Elektrodynamik von Wellen ist allerdings die mechanische Definition nach Newton nicht mehr anwendbar. Dennoch hat Licht nach Einstein Quantennatur und kann aus einem Photoleiter, wie schon der Hallwachssche Vorversuch des photoelektrischen Effekts zeigt, Elektronen herausschlagen. Desgleichen wäre zu vermuten, dass auch Wellenfunktionen spürbare Effekte zeigen, die vielleicht künftig einmal in der Neurophysiologie mit Hilfe des Aharonov-Bohm-Effektes messbar sein könnten. Eine grobe Skizze dieser Vorstellungen findet man gegenwärtig (November 2004) im Internet [32], jedoch sind diese Vorstellungen zur Zeit (November 2004) noch nicht sehr weit entwickelt. Sie beruhen darauf, dass im bewussten Zustand im Gehirn makroskopische Bereiche angeregt sind und sich makroskopische Korrelationen, sogar in beiden Hälften der zerebralen Großhirnrinden (Neocortex) gleichzeitig ergeben. Diese Aktivitäten des Gehirns, einem nichtlinearen dynamischen System, gleichen einem Limit Cycle wie beim Laser und es könnte sich Superradiance und damit eine makroskopische Wellenfunktion einstellen. Diese Wellenfunktion könnte spürbar sein. Daher kann man makroskopischen wie auch mikroskopischen Wellenfunktionen (mit mikroskopischen atomaren Korrelationslängen) keine Realität absprechen. Am Anfang sind also zwei Realitäten, quantenmechanische Zustände und observable Dinge, Substanzen die massiv oder masselos sein können. Verschränkung zweier reiner Zustände ist selbst wieder ein quantenmechanischer Zustand und daher real und objektiv.

Es sei noch angemerkt, dass unser Startpunkt, der Anfang, oder die Grundlage unseres Denkens in der Struktur $\mathcal{T}$ liegt, die der Observablenalgebra $\mathcal{A}$ und seinem Dual, das die konvexe positive Menge der Zustände $\mathcal{E}$ enthält, noch vorausgeht. $\mathcal{T}$ ist der Informationsraum, eine Menge von Quantenbits oder kurz Qubits. Wir starten daher mit einer Dreieinheit von Information, Observablen und Zustände, wobei Observablen und Zustände eine Untereinheit bilden, die Tatsachen beschreiben. Sie beschreiben, was der Fall ist und geben damit die Welt wieder. Der Raum $\mathcal{T}$ gibt die Urinformationen wieder. Carl Friedrich von Weizsäcker beginnt sein Denken mit dem Begriff der Quanteninformation (Protyposis) woraus dann später die Begriffe Ur und Anti-Ur abgeleitet werden [34], das sind elementare Qubits, die sich in $\mathcal{T}$ befinden. Sie sind ähnlich der Spin-$\frac{1}{2}$-Alternative, stellen aber keine Observablen dar. Diese Begriffe werden sinnvoll, wenn man sie mit dem Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Zweiten Quantisierung vergleicht. Wir werden dies später noch genauer analysieren. Observablen und Zustände sind real, Informationen sind imaginär. Imaginär hat zwar mit Imagination zu tun, aber die Parallele liegt hier mehr bei der Einführung der komplexen Zahlen, da wir mit den reellen oder rein imaginären Zahlen nicht auskommen. So sind auch der reine Realismus wie der reine Idealismus jeweils unzureichend, wenn man Zahlen und Philosophien so analogisieren kann. Der Vergleich ist aber eine Motivation für eine baryzentrische Philosophie, die sich in der Mitte, also im Schwerpunkt zwischen Idealismus und Realismus ansiedelt. Fügt man neben dem Heisenbergschen Idealismus und Einsteins Realismus noch den Spiritualismus Weizsäckers und den Materialismus Poppers hinzu, so ergibt sich die Struktur eines Methanmoleküls für die Anordnungen der Philosophien. Außen an den Ecken, die den Positionen der Wasserstoffatome an den Ecken eines gleichseitigen Tetraeders entsprechen, sind die Positionen dieser extremen Philosophien (siehe Abbildung 4.2).

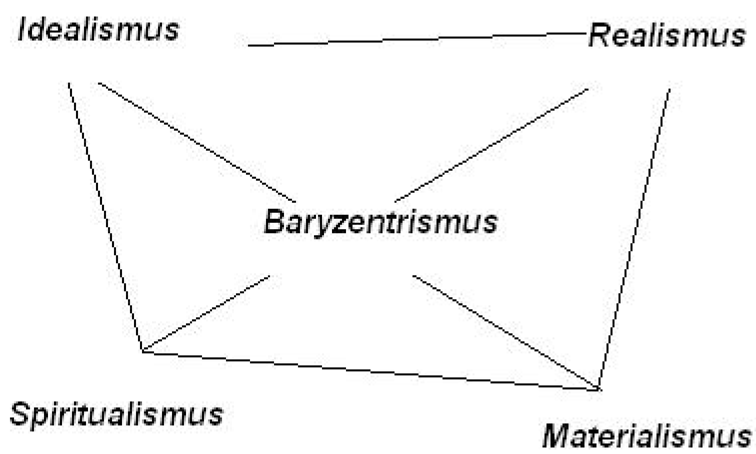

Abbildung 4.2: Planare Schwerpunktsrelationen von Philosophien

In der Mitte, an der Position des Kohlenstoffatoms ist dann die baryzentrischen Philosophie der Quantenmechanik. Das Wort baryzentrisch bedeutet schwerpunktmäßig und ist aus der Geometrie entlehnt, weil wir hier einen metrischen Raum von Philosophien oder Ismen betrachten und die Geometrie in einem solchen metrischen Raum. Unserer Interpretation von Quantenmechanik liegt nicht ein globaler Baryzentrismus zugrunde, sondern es ergibt sich das Baryzentrum aus der asymptotischen EPR-LSZ-Deutung, wie wir noch später sehen werden. Sie ist im Schwerpunkt der oben erwähnten molekularen Struktur angesiedelt und läßt sich nach den extremalen Philosophien zerlegen, von denen sie jeweils einen kleinen Anteil mit in sich hat. Diese Sicht ähnelt einer quaternionischen Komplexifizierung der Philosophienstruktur, womit wiederum die geometrische Sicht in den metrischen Raum der Philosophien gemeint ist, ähnlich wie die reelle Achse durch Komplexifizierung der reellen Ebene isomorph wird. Quaternionisch meint hier höher-dimensional, etwa eine Geometrie im Raum der Matrizen. Tatsächlich haben wir es bei einer Philosophie mit einem Alphabet, einer generativen Grammatik und diversen Morphismen zu tun, die insgesamt in ihrer Gesamtheit einen metrischen Raum aufspannen. Der Vergleich mit den Quaternionen ist daher noch eine sehr milde Analogie der tatsächlichen Geometrie. In der klassischen Terminologie der Erkenntnistheorie bezeichnet man diese Haltung des Baryzentrismus als Weg der Mitte oder mittlere Philosophie, wie bereits in Kapitel 4.3 erwähnt.

Kehren wir zur einfachen komplexen Struktur zurück. Die lokalen Observablen fügt die Quantenfeldtheorie und die Statistische Mechanik zunächst zu einer quasilokalen Observablenalgebra für die ganze globale Raumzeit-Mannigfaltigkeit zusammen. Es geht dabei darum, den Grenzübergang von einer lokalen kompakten Menge $\mathcal{L}$ zur ganzen Mannigfaltigkeit zu machen. Hierfür gibt es verschiedene Vorschriften, wie das Volumen von $\mathcal{L}$ gegen unendlich zu streben hat. Bekannte Vorschriften für einen solchen thermodynamischen Limes sind die Maßgabe von Van Hove [33], Fisher [33] oder Robinson (s. z.B. Bratteli-Robinson in [101] oder [33]). Wir schreiben formal für die quasilokale C^*-Algebra $\mathcal{A}_\infty$ und meinen damit den C^*-induktiven Limes über die Vereinigungen aller lokalen C^*-Algebren $\mathcal{A}(\mathcal{L})$ über Volumen $\mathcal{L}$.

$$\mathcal{A}_\infty = \cup \mathcal{A}(\mathcal{L})^- \quad . \tag{4.22}$$

Das gesamte Sein (Ens) ϵ läßt sich damit formal schreiben, wie die Darstellung einer komplexen Zahl mit der Gaußschen imaginären Einheit $\mathcal{J}$

$$\epsilon = \mathcal{E} \subset \mathcal{A}'_\infty + \mathcal{J}\mathcal{T} \tag{4.23}$$

wobei X' das Dual von X bezeichnet. $\mathcal{T}$ hat seinen Vorgänger beim Kosmos noitos (Κόσμος νοητός) des Platon, dem platonischen Ideenhimmel, wobei $\mathcal{A}_\infty$ dem platonischen Kosmos horatos nahe kommt. Hier ist $\mathcal{T}$ ein Quanteninformationshimmel. Er hängt mit der Quantenzustandsstruktur im Dual von $\mathcal{A}_\infty$ zusammen. Der Weizsäcker-Schüler Thomas Görnitz geht wie sein Lehrer davon aus, dass im menschlichen Gehirn sogar ein linearer quantenmechanischer Zustand vorliegt [45]. Ähnliche Überlegungen zu neurophysiologischen Quantenzuständen finden sich bei Roger Penrose [44]. Für Görnitz sind solche Zustände zunächst offensichtlich spürbar und damit real. Dagegen argumentiert Michael Springer [236] unter Berufung auf den Hirnforscher Christof Koch [237], dass ein solcher neurophysiologischer Quantenzustand unwahrscheinlich sei. Durch eine Abbildung von der konvexen Menge der positiven normierten und also realen Zustände $\mathcal{E}$ aus dem Dual von $\mathcal{A}_\infty$ in den Raum $\mathcal{T}$ der imaginären Informationen kann ein Informationsinhalt formuliert werden. Wir werden später noch auf Quanteninformationstheorie eingehen. Hier sei nur noch ergänzt, dass sich Realismus und Idealismus zu einer neuen philosophischen Einheit zusammenfügen, d.h. der früher im Gegensatz zum Realismus gestandene Idealismus wird quasi eine neue Dimension des Realismus — ein imaginärer Realismus, wie es in Gleichung (4.23) ausgedrückt wurde. Diese Entität (4.23) gleicht einer Faser in einem komplexen Faserbündel über dem Basisraum $\mathcal{A}_\infty$, der einer $\mathcal{A}(\mathcal{M}_n)$ formal entspricht, wobei $\mathcal{M}_n$ die globale n-dimensionalen Raumzeitmannigfaltigkeit ist. Die Raumzeit ist zugleich auch eine Calabi-Yau-Riemann-Fläche. Wie die Funktionentheorie eine neue Einheit in der Mathematik geschaffen hat, so soll auch hier versucht werden, ein einheitliches philosophisches Konzept zu entwickeln, das seine eigenen Charakteristika hat. Wie schon Anaxagoras in ähnlicher, aber weniger mathematischen Weise erdichtete, liegt das Ens in der Ganzheit. Dieses ens ist durch die Holomorphiehülle aller holomorphen Schnitte des komplexen mehrdimensionalen Faserbündels $\epsilon\epsilon$ (essentia entiae) gegeben. Dies wiederum eröffnet einem wohlverstandenen Holismus die Tür. Der Baryzentrismus ist ein holistischer Realismus, weil der Schwerpunkt der philosophischen Substrukturen in das Holomorphiegebiet eingebettet ist. Wir wollen diese rein sprachlich-geometrische Ordnung an physikalischen Dekohärenz-Suppressions-Experimenten später überprüfen. Die Experimente geben der Philosophie des holistischen EPR-Realismus recht, mit Popper, die Philosophie bewährt sich an den Experimenten; sie wird eine vernünftige Regelung, um über die Natur zu sprechen. Dabei ist immer wieder wichtig, dass es nicht nur um die Mikrowelt geht, sondern dass auch die Makrowelt ihre Quantenphänomene kennt, am berühmtesten ist das Gehirn, das wie ein Quantencomputer arbeitet. In dieser Hinsicht weist Hilary Putnam mit Waisman darauf hin, dass die Sprachspiele ihre Porösität haben und ihre Vagheit [171]. Sie werden noch vager weitergegeben. Intentionalität ist weder auf etwas zurückführbar, noch wird sie verschwinden. Diese philosophische Meinung bezeichnet Putnam als Brentanosche Hypothese [171]. Die Behauptungen der Wissenschaften sind holistisch, wie Putnam sehr schön belegt. Es müssen alle Sätze und Axiome herangezogen werden. Die Aussagen bilden ein Netz. Nach Putnams Philosophie gibt es keine mentalistischen Auffassungen [171]. Görnitz und Görnitz [45 (2002a, S. 13)] grenzen das mentalistische durch die Begriffe νοῦς, πνεῦμα, animus, mens, intellectus, spiritus ab, während sie die Quantentheorie als henadisch (von ἑνάς Einheit) bezeichnen [45 (2002a, S.11)].

In diesem Abschnitt beschränken wir uns auf den realistischen Standpunkt einer Naturphilosophie und lassen den Quanteninformationsraum vorerst weg. Als Basisraum des Faserbündels wählen wir nur die Raumzeitmannigfaltigkeit und im Bündelraum seien quantenmechanische Zustandsräume nichttrivial zusammengeklebt. Wir nennen dieses Bündel das Hilbertbündel. Wenn Goethe andeutet, man solle sich beschränken, um Meisterschaft zu erwerben, so scheint der realistische Standpunkt für die Naturphilosophie naheliegend. Auf die idealistische Beimischung wollen wir verzichten, auch wenn Duns Scotus und Edith Stein davon zu berichten wissen [52]. Naturphilosophie umfasst nicht die Gesamtheit aller Theorien über die Natur, sondern nur der Theorien für wiederholbar messbare Naturphänomene. Einmalige Ausnahmen, die nicht wiederholbar sind, werden ausgenommen. Daher sind Geistwesen, wie bei Thomas von Aquin, nicht Gegenstand der Naturphilosophie, auch wenn Edith Stein ihnen Stofflichkeit, also Raumerfüllung zumisst. Diese Geisteshaltung ist ein positivistisches Relikt, das Stephen W. Hawking von jedem Physiker unbedingt einfordert. Andererseits wird Wert darauf gelegt, dass die Naturgesetze statistischer und nicht deterministischer Natur sind. Alle Observablen sind Mittelwerte aus langen Messreihen, die auch öfters von anderen Experimentatoren mit anderen Detektoren wiederholt werden.

Eine weitere Beschränkung liegt darin, dass wir das Seelenhafte des Menschen ausklammern und vom Existentialontologischen absehen. Wenn Martin Heidegger von der Rückbindung der Realität an die Sorge, vom Sein zum Tode und von der tellurischen Sorge spricht [53], so wollen wir dies als verbotenen Psychologismus (Edmund Husserl) einordnen und aus der Naturphilosophie verbannen.

Die Faser im oben beschriebenen Hilbertbündel ist also die Zuordnung eines Raumzeitpunktes zu einem renormierten Hilbertraum. Lokal, d.h. zu einem festen Raumzeitpunkt und seinem Tangentialraum gibt es eine übliche Quantenfeldtheorie. Die quasilokale Observablenalgebra wird dort mit einem lokalen Zustand, nach GNS-Konstruktion, als Operatoralgebra in einem zustandsabhängigen renormierten separablen komplexen Hilbertraum dargestellt. Global hängt aber die Dynamik auch von der Raumzeitdynamik, also der Kosmologie ab. Näheres dazu im neunten Kapitel.

4.7 Die Analyse Georg Süßmanns

In seiner großartigen Habilitationsschrift [46, 13] führt Georg Süßmann einen Schnitt zwischen Messapparat und Messsonde ein. Andere Quellen nennen hier schon John von Neumann oder Werner Heisenberg als Erfinder des Schnittes. Er beginnt mit dem Produktansatz für Messobjekt und Apparat durch den Ansatz des Tensorproduktes zweier reiner Zustände, die er nach Basen zerlegt. Das Tensorprodukt bewegt sich im Wechselwirkungsbild mit einem unitären Operator vermittelt durch den selbstadjungierten Wechselwirkungshamiltonoperator. Süßmann berechnet den durch den Schnitt erzeugten Informationsverlust, das negative Shannon-Mass für den statistischen Operator, der sich ergibt, indem man auf den Messapparat projeziert. Dieses Verfahren gleicht einer „Occamschen Rasur“.

Bernulf Kanitscheider weist darauf hin [47, Unterabschnitt E], dass anders als von Neumann Mittelstaedt in seiner Deutung der Süßmannschen Messprozesstheorie nicht diskussionslos der subjektivistischen Wendung zustimmt, dass die Endstation des Messprozesses das Bewusstsein des Messenden ist, sondern er sieht sie in der Trennung von Objekt-System und Messapparat, dem sogenannten Schnitt, den er als einen Verlust an Information auffasst, wobei gerade die bei der Messung entstehende starke Korrelation durch die gedankliche Trennung von Gerät und Objekt verlorengeht. Der Informationsbegriff bei Süßmann ist allerdings nach wie vor subjektiv, denn es wird von menschlichem Unwissen gesprochen und die Wahrscheinlichkeit, die im Gemengebegriff enthalten ist, wird als personelle Wahrscheinlichkeit und nicht als objektive Propensität oder Latenz aufgefasst. Die epistemologische Diskussion — so fährt Kanitscheider fort — fokussiert sich jetzt auf die Interpretation des Schnittes. Fasst man ihn rein subjektivistisch, so besteht die Elimination der Interferenzen in der menschlichen Feststellung, dass ein bestimmter Produktzustand realisiert ist. Der Beobachter kann aber vor der Entscheidung welcher Zustand vorliegt gar keine Wahrnehmung machen. Die Reduktion der objektiv unentschiedenen Situation gelingt dem Bewusstsein deshalb nicht, weil sich die Superposition in seinem Empfinden fortsetzen würde. Eine Entscheidung ist dem Beobachter nur dann möglich, wenn sich vor Kenntnisnahme schon eine Umwandlung in ein Gemenge vollzogen hätte. Das Subjekt selbst kann dies nicht leisten. Bei der objektivistischen Interpretation des Schnittes beachtet man die hohe, idealisiert approximativ unendliche Anzahl der Freiheitsgrade des Messzeigers, die alle in Wechselwirkung mit dem Messobjekt treten, so dass die Rückinterferenzen mit dem Messobjekt sehr klein werden. Angewendet auf das Beispiel der Schrödingerschen Katze wäre also die Katze aufgrund seiner enorm hohen Anzahl von Freiheitsgraden schon lange tot, bevor man hinsehen würde. Dagegen erwähnt Kanitscheider den Einwand, dass die Systeme alle nur endlich groß sind und daher ein echtes Verschwinden der Interferenzen nie auftreten kann. Auch wendet Kanitscheider ein, dass die Information, die ein Beobachter vom Zustand besitzt, sich während des Messens nicht ändert und somit auch keine Verwandlung in ein Gemenge stattfinden kann. Rekurriert man auf die Skalierungsschule [73] so dürfte es ja auch in allen Systemen, weil sie endlich sind, keine Phasenübergänge geben. Tatsächlich kommt aber das endliche große System dem unendlichen Grenzsystem sehr nahe, so dass die Stetigkeit im Messfehler untergeht und das System einen anscheinend unstetigen Übergang zeigt, wie ihn mathematisch nur unendliche Systeme besitzen können, da die freie Energie eines endlichen Systems analytisch bleiben muß. Man könnte daher einzuwenden wagen, dass die Interferenzen im Rahmen der Messgenauigkeit so gut wie verschwinden. Dies ist aber eine Eigenschaft, die nur das unendliche System zeigt. Die dritte Möglichkeit den Schnitt zu verstehen, besteht nach Süßmann, Mittelstaedt und Kanitscheider darin, dass entsprechend des Formalismus der Schnitt in einer Projektion des Produktraumes zurück auf den Hilbert-Raum des Systems allein besteht. Durch diesen gedanklichen Vorgang — so Kanitscheider — verzichtet der Beobachter auf die in den Interferenzen enthaltene Informationsmenge. Das macht aber nur Sinn, wenn die Interferenzen auch de facto tatsächlich existiert haben und jetzt nicht mehr existieren. Diese gedankliche Negierung käme dann also einer subjektivistischen Entscheidung des Beobachters nahe. Zwar existiert prinzipiell ein Interefenzterm, jedoch nicht praktisch, da seine Messbarkeit wegen der sehr großen Anzahl von Freiheitsgraden des Messkörpers oder der Messsonde verloren geht. „Die Abstraktion vom Meßgerät besteht nun in der gedanklichen Anerkennung dieser Situation.“[74]. Die Irrationalität der von Neumannschen Zustandsreduktion wird durch den Verzicht auf die Information über die unerreichbaren Kopplungsgrößen im Schnitt stark gemildert. Die Isolation des Messobjektes beim Vorgang des Ablesens vom Messzeiger oder Messgerätes beruht nicht auf einem unanalysierbaren akausalen Prozess. Hiermit wird erstmals ein Ansatz gemacht, die Zustandsreduktion zu verstehen. Die von Neumannsche spiritualistische Deutung des Messvorgangs hat in der Süssmann-Mittelstadtschen Fassung eine gnoseologische Wendung genommen. Dies widerspiegelt sich in folgendem Satz: „The interpretation according to which ψ is not a real field does of course not imply that the atoms themselves are not real, it says that the physical concepts of the atoms have direct reference only to our knowledge of the entities.“[75]. Hieraus wird deutlich, dass sich die ontologische Basis innerhalb der orthodoxen Interpretation verändert hat, urteilt Kanitscheider. Die autonome Existenz der Elementarteilchen wird hier zugestanden, jedoch richtet sich die Bezugsrelation noch auf epistemische Objekte.

4.8 Die Sicht Bernulf Kanitscheiders

Die ausgezeichnete Interpretation von Bernulf Kanitscheider ist charakterisiert durch eine ontologisch reale und vollständige ψ-Funktion [47]. Die Wellenfunktion löst sich beim Messprozess „ex materia et forma"[48, 32, 44, 45]. Unter Interpretation versteht Kanitscheider nicht ein Modell, bei dem dem mathematischen Skelett der mechanistischen Theorie eine Semantik zugeordnet wird, sondern eine Auslegung, die schon eine Minimalsemantik voraussetzt. Dies entspricht auch in etwa Max Jammers Verständnis von Interpretation, als Konstruktion eines Bildes [59]. Dieses Bild ist ein voll interpretiertes System von Aussagen, dessen logische Struktur die gleiche Form hat wie der durch die Korrespondenzregeln partiell gedeutete Formalismus, dessen epistemische Struktur sich aber wesentlich vom Formalismus unterscheidet [47, Teil A., S. 239]. Das wesentliche Merkmal einer Interpretation im Rahmen der Quantenmechanik liegt also primär in einem unterschiedlichen erkenntnistheoretischen Verständnis und erst sekundär in Verändungsvorschlägen zur physikalischen Semantik. Der quantenmechanische Formalismus kann als ein Theoriekern bezeichnet werden. Kanitscheider weist daraufhin, dass es verschiedene Deutungen der Wellenfunktion gibt. So herrscht etwa Uneinigkeit darüber — wie er schreibt — ob sich der Begriff der Wahrscheinlichkeitsamplitude auf ein Einzelsystem (Quanton), auf ein wirkliches oder gedachtes Ensemble von ähnlichen Systemen, auf den Grad der Information über den Zustand eines Mikrosystems oder auf eine Kombination eines solchen mit einer Apparateanordnung oder auf eine zusammenfassende Darstellung einer großen Zahl von Messungen in einer Menge von identisch präparierten Mikrosystemen bezieht.

Gegen Ende des Abschnitts verbessert Bernulf Kanitscheider den axiomatischen Aufbau der Quantenmechanik durch Mario Bunge [60]. Bunge geht bei seiner Axiomatik von einer Primitivbasis mit 17 Grundbegriffen aus. Kein Element des 17-tupel hat eine operationale Bedeutung. Der zentrale Begriff in Bunges Theorie ist das Quanton, das reine nicht-klassische Objekt der Theorie. Das Messgerät ist ein Aggregat von Quantonen [61]. Die Messung ist ein physikalischer Prozess ohne Bewusstseinsanteil, bei dem zwischen Präparation und Ablesung unterschieden wird. Bei der Zustandspräparation wird ein Quanton aufgrund der Wechselwirkung mit seiner Umgebung in einen vorgeschriebenen Zustand gebracht. Bei der Ablesung koppelt ein Zeiger an das

Quanton, so dass das Quanton auf dem Zeiger eine beobachtbare Spur hinterläßt. Dies ist zwar eine stark idealisierende, gedanklich-theoretische Konstruktion eines möglichen Messvorgangs, aber es ist insofern lehrreich, als sie keine rätselhafte Zustandsreduktion mit Einschluss nicht-physikalischer Prozesse annehmen muss und auch keine psychischen Elemente in die Quantenmechanik hineinträgt. Bunges Rekonstruktion des Messprozesses ist epistemologisch mit einem betonten Realismus verbunden. Dies ist sicher gutzuheißen, wenn man sich in den Asymptoten der Präparation und der Ablesung beim Messprozess befindet. In der Wechselwirkungszone sollte man sich in den Schwerpunkt der extremalen philosophischen Meinungen begeben.

Bernulf Kanitscheider verbessert auch Günther Ludwigs eher restriktive Interpretation, die mit epistemisch sparsamsten Mitteln versucht, die Quantentheorie als eine Disziplin zu verstehen, die von objektiven makroskopischen Phänomenen handelt, die ihrerseits von atomaren Objekten hervorgebracht werden [62]. Ludwig geht von der für praktische Physiker einleuchtende Sprechweise aus, dass alle physikalischen Aussagen sich auf Phänomene im engere Sinne der Wahrnehmungen beziehen. Die quantenmechanischen Sätze handeln von Makroeffekten, die objektivierbar sind und ohne Bezug auf das beobachtende Subjekt (und nicht nur im Pickwickschen Sinne des Intersubjektivismus). Physikalische Größen, wie Operatoren, sind hier in Gefahr als „ideologischer Überbau“(Heisenberg) abgetan zu werden. Ludwigs entscheidende Wendung beim Messprozess ist die auch durch die DLP-Gruppe ausgenützten Tatsache, dass das Makromessgerät, an dem die Wirkungen der sonst unzugänglichen Objekte auftreten, dem Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik unterworfen ist, weshalb auch jede Messung ein Prozess ist, der mit Entropievermehrung verbunden, d.h. irreversibel ist. In diesem ontologischen Ansatz müsste man von den Makrowirkungen der Mikroobjekte sprechen [63]. Die Letzteren gehören zu einem Ensemble von solchen Experimentalergebnissen. Der Wahrscheinlichkeitsbegriff dieser statistischen Deutung hat nichts mit Informationsmangel zu tun, sondern ist gleich „der Häufigkeit von makroskopischen Effekten in der statistischen Gesamtheit mikroskopischer Objekte, die diese Effekte hervorrufen“[64]. Ludwigs Theorie erweitert sich in dem Ansatz, dass man physikalische Theorien bei richtiger Anwendung der Methode widerspruchslos als Beschreibung realer Strukturen der Welt auffassen kann [65]. Realismus ist also mit dem Ergebnis der Quantenmechanik vereinbar. Es scheint so zu sein, dass erst die von Ludwig verwendete Stufenepistemologie diesen außerordentlich harten Weg [66] notwendig macht, nur aus der formalen Analyse des Messvorganges zu den realen Strukturen der Mikrowelt durchzustoßen, wie Bernulf Kanitscheider ausführt.

Neben den zahlreichen, lediglich kritischen Äußerungen zur Interpretation der Quantenmechanik hat Karl Raimund Popper auch eine eigene realistische Interpretation der Quantenmechanik gegeben, die sich deutlich von der Kopenhagener Interpretation abhebt [67]. Popper interpretiert die Born-Heisenberg-Relation nicht als Unbestimmtheitsbeziehung, sondern als eine Beschränkung der Messgenauigkeit durch statistische Streurelationen [68]. Kanitscheider führt hierzu aus, dass sich damit in Einklang mit der in Poppers „Logik der Forschung"gegebenen Charakterisierung die Heisenberg-Relationen als Sätze über die Verteilung oder Streuung der Ergebnisse bestimmter quantenmechanischer Experimentalfolgen auffassen lassen, woraus wiederum folgt, dass bei der Prüfung dieser Formeln Messungen gemacht werden müssen, die viel genauer sind als der Streubereich selbst. Die Voraussagen der Theorie sind nach Kanitscheider statistisch und mit Streuung versehen. Popper verwendet nach 1934 einen anderen Wahrscheinlichkeitsbegriff [69]. Damit wird eine Wahrscheinlichkeitsaussage als ein Satz verstanden, der die Tendenz einer Versuchsanordnung betrifft, ähnlich wie bei Jacob Rosenthal [209], während eine statistische Behauptung die aktuale Häufigkeit ausdrückt, welche die in der Propensität enthaltenen Aussagen über eine virtuelle Ereignisfrequenz testet, so die Erläuterung von Kanitscheider. Paul Feyerabend hat Popper kritisiert [70], indem er darauf hinweist, dass für ein echtes Verständnis die Kenntnis der Veränderung erforderlich sei, die in der Reaktion der dynamischen Variablen zum Ausdruck kommt und nicht nur in den Wahrscheinlichkeiten.

In seiner Kritik der Propensitätsinterpretation hat Suppes auf eine Schwierigkeit hingewiesen [71], die immer dann auftritt, wenn man die Quantenmechanik als statistische Theorie im strengen Sinne behandelt: Die Born-Heisenberg-Relationen behaupten dann, dass das Produkt der Standardabweichungen zweier nicht-kommutierender Variablen immer größer sei, als eine strikt positive Konstante. Kanitscheider verfeinert die Argumente von Suppes, indem er darauf hinweist, dass wesentlich ist, „dass ein Ernstnehmen der Quantenmechanik als statistische Theorie mit dem Verständnis der ‚Unschärfen'als Standardabweichungen die Konsequenz hat, dass die Heisenberg-Relationen nicht als epistemische oder ontologische Ungenauigkeiten interpretiert werden können, da mit ihnen durchaus das Bestehen einer strengen deterministischen Relation vereinbar ist, was bedeuten würde, dass Größen, die durch nicht-kommutierende Operatoren dargestellt werden, zugleich scharfe Werte besitzen können"[72]. Neuere Deutungen der Propensität finden sich bei Donald Gillies [210]. Gillies unterscheidet zwischen Wahrscheinlichkeiten von Ensembles und Wahrscheinlichkeiten für einzelne Ereignisse. Er berichtet zunächst von der Einführung des Propensitätsbegriffes durch Popper in seiner *Lo-*

gik der Forschung und der Weiterentwicklung dieses Begriffes durch Popper, Miller und Fetzer [210]. Propensität ist eine nicht-Kolmogorovsche Notation und weicht von dem von Misesschen Konzept der Häufigkeiten ab, die „in the long run“oder gemäß dem Gesetz der großen Zahlen in die Kolmogorovschen Wahrscheinlichkeiten übergehen. In diesem Zusammenhang erwähnt Gillies auch Peirce [210]. Die Propensitätsinterpretation der Wahrscheinlichkeit, bei Gillies auch an einigen Paradoxien erläutert, kommt hier noch nicht zu einem klärenden Abschluß und muss noch fortgesetzt werden.

4.9 Messprozesstheorie bei Klaus Hepp

Wir betrachten nach Klaus Hepp [49] eine Spinkette von unendlich vielen Spin-$\frac{1}{2}$-Matrizen $\sigma_i, i = 1,2$ mit Zuständen $|e^i >, i = 1,2$ der Polarisation. Das $IDTP$, das von John von Neumann eingeführt wurde [51], beschreibt den Grundzustand der unendlichen Spinkette

$$|e^i >= \bigotimes_{n=1}^{\infty} |e^i_n > \tag{4.24}$$

Die Polarisationsvektoren seien $e \in \mathbb{R}^3$, $|e| = 1$, $\sigma \cdot e|e >= |e >$. Sei $\mathcal{A}_{Spin}$ eine quasi-lokale Algebra dann ergibt sich das folgende Lemma: Seien $|e^i >= \bigotimes_{n=1}^{\infty} |e^i_n >, i = 1,2$, Produktzustände auf $\mathcal{A}_{Spin}$, so dass für einige $\epsilon > 0$

$$\lim_{N\to\infty} (f^1_{N\epsilon} - f^2_{N\epsilon}) = d \neq 0 \quad , \tag{4.25}$$

mit $f^k_{N\epsilon} = \sum_{n=1}^{N} \frac{e_n}{N^{\frac{1}{2}+\epsilon}}$ dann sind $|e^1 >$ und $|e^2 >$ schwach inäquivalent und folglich disjunkt. Entsprechend eines Zitates bei Klaus Hepp [49] geht die Messzeigertheorie zurück auf Hans Primas [50]. In den von Hepp angegebenen Skalierungen ergibt sich folgende Dekohärenz:

$$|_N < e^1|A|e^2 >_N|^2 = O(e^{-N^{2\epsilon}\|d\|^2/4}) \tag{4.26}$$

für jedes $A \in \mathcal{B}(\bigotimes_{n=1}^{M} \mathbb{C}^2_n)$ mit $\|A\| \leq 1$ für festes M, wenn N gegen unendlich strebt. Dies ergibt die Abschätzung

$$|_N < e^1|e^2 >_N|^2 = \prod_{n=1}^{N} [\frac{(1 + e^1_n \cdot e^2_n)}{2}] \leq exp(- \sum_{n=1}^{N} [\frac{\|e^1_n - e^2_n\|^2}{4}]) \leq \tag{4.27}$$

$$\leq exp(\frac{-N^{2\epsilon}\|f^1_{N\epsilon} - f^2_{N\epsilon}\|^2}{4}) \quad . \tag{4.28}$$

Dies ist ein Skalarprodukt in einem $IDTP$ [51]. Hepp beruft sich auf die Philosophie der Skalierungsschule (siehe auch z.B. [73]) und formuliert seine Dekohärenzphilosophie in den folgenden Worten: „The coherence is prohibitively weak, if - as in a laboratory experiment - the number of freedom is large.“[49]. Hepp führt weiter aus: „Hence macroscopic differences between product states imply a rapidly decreasing overlap for all finite approximations.“[49].
Lemma: Seien $\omega_1, \omega_2 \in \mathcal{S}(\mathcal{A})$ zwei primäre Zustände in der konvexen Menge der Zustände über der quasi-lokalen Algebra $\mathcal{A}$ und seien $\{A_n \in \mathcal{A}(\Lambda_n)\}$ eine Folge von lokalen Observablen mit der Nebenbedingung, dass wenn π eine Darstellung ist, mit dem der schwache Limes

$$w - \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \pi(A_n) = A \tag{4.29}$$

existiert, dass dann $A \in \mathcal{B}_\pi$ ist.
Zur näheren Erläuterung betrachten wir Untermengen $\Lambda_n \in \mathcal{D}$ mit dem Grenzübergang, Λ_n geht nach $\mathbb{R}^3$, genau dann, wenn fast alle Λ_n außerhalb einer beschränkten Region liegen, bezüglich des Lebesgue-Maßes. Zudem sind die $A_n \in \mathcal{A}(\Lambda_n)$ uniform beschränkt durch $\|A_n\| \leq b$ in n. Falls

$$\lim_{N\to\infty} \sum_{n=1}^{N} \omega_i(A_n) = a_i \quad , i = 1, 2 \tag{4.30}$$

und $a_1 \neq a_2$, dann sind ω_1 und ω_2 disjunkt.
Dieses Lemma bekräftigt das letzte obige Zitat von Klaus Hepp und unterstreicht die Aktion des Messprozesses aus der Sicht der Skalierungsschule.

Zur näheren Erläuterung der algebraischen Fachsprache sei folgendes ausgeführt: Ein primärer Zustand ist durch ein triviales Zentrum der GNS-Darstellungen der quasi-lokalen Algebra charakterisiert:

$$\pi_\omega(\mathcal{A})' \cap \pi_\omega(\mathcal{A})'' = \{\lambda \mathbb{1}\} \quad . \tag{4.31}$$

$\mathcal{D}$ ist die Menge der beschränkten Gebiete und mit $\Lambda \in \mathcal{D}$ ist

$$\mathcal{B}_\pi = \bigcup_{\mathcal{D}} \pi(\tilde{\mathcal{A}}(\Lambda))'' \quad , \tag{4.32}$$

wobei $\tilde{\mathcal{A}}(\Lambda)$ die Algebra ist, die durch alle $\mathcal{A}(\Lambda')$ generiert wird mit $\Lambda' \in \mathcal{D}$ und $\Lambda \cup \Lambda' = \emptyset$.

Philosophisch tendiert die Skalierungsschule die Probleme durch Hinweis auf die hohe Zahl der Freiheitsgrade als erledigt zu betrachten. Sie stellt damit aber lediglich eine weitere extremale Philosophie dar. Der Baryzentrismus distanziert sich von dieser Haltung, berücksichtigt aber in der Auslotung des Schwerpunktes auch diese extremale Skalierungsphilosophie. Sie scheint auch eine Facette der Wirklichkeit wiederzugeben. Für sich alleine genommen, führt diese Skalierungsphilosophie aber zu einem verzerrten Bild der Wirklichkeit. Dass der Mensch auch eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf dem Mond hat, liegt an der Lösung der Schrödingergleichung und ist ein philosophisches Problem, das hier nicht gesehen wird, weil man immer nur damit argumentiert, dass diese Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf dem Mond extrem klein ist. Auch übt John S. Bell scharfe Kritik an Hepps Theorie, da er eine unendlich lange Messdauer benötigt [113]. Hier kann man jedoch abmildern, dass nach makroskopisch langer Zeit die Energieunschärfe bereits unter der Messgenauigkeit liegt. Insgesamt werden bei dieser durchaus korrekten und algebraisch schönen mathematisch-physikalischen Betrachtung die philosophischen Probleme nicht voll beleuchtet. Allerdings ist auch ein Körnchen Wahrheit gefunden worden, aber nur ein Teilaspekt des Problems.

Kapitel 5

Theorie der Dekohärenz

5.1 Die Lindblad-Gleichung

Bislang haben wir System und Messapparat immer als isolierte Objekte betrachtet, die in keiner Wechselwirkung mit der Außenwelt stehen. Selbst im Ultrahochvakuum wechselwirkt das System mit dem Vakuumzustand, der ein quantenfeldtheoretischer Zustand ist und fluktuieren kann. Es ist daher einsichtig, dass ein System und ein Messapparat immer noch zusätzlich an eine Umgebung, ein Reservoir oder ein Bad ankoppelt. Insgesamt haben wir ein wechselwirkendes System von n Teilchen, das wir approximativ als N-Teilchen-System betrachten, das an ein Bad gekoppelt ist, das approximativ aus unendlich vielen Teilchen besteht und sich im thermischen Gleichgewicht befindet. In der quantenfeldtheoretischen Beschreibung besitzt also das Bad einen nach Kubo, Martin und Schwinger benannten KMS-Zustand[1] zu einer bestimmten inversen Temperatur (s. z.B. [102]). Wegen Unkenntnis der Koordinaten der Restwelt kann man in der Dichtematrix des Gesamtsystems auch über die Badkomponenten mitteln. Dies geschieht durch partielle Spurbildung über die Koordinaten des Bades. Durch die Spurbildung genügt die ausgespurte Dichtematrix nicht mehr der von der Schrödingergleichung her induzierten von-Neumann-Gleichung, sondern einer etwas anders geformten Mastergleichung, die auch dissipative Terme enthält, die den Einfluß des Bades auf das System beschreiben. Die lineare von-Neumann-Gleichung erweist sich also als eine Näherung an die Wirklichkeit. Die Wirklichkeit ist aber dissipativ und nicht-linear. Diese, zunächst fruchtbare lineare Näherung,

[1] Dieser allgemeine Temperaturzustand wird durch eine zyklische Bedingung in der komplexen inversen Temperaturebene definiert, die motiviert ist durch die Dichtematrix eines Gibbs-Zustandes (vgl. z.B. Haag (1996) in [29], oder [101])

trägt jedoch unlösbare philosophische Probleme in sich. Unsere Haltung in dieser Arbeit ist eine durch Kosmologie induzierte Symmetriebrechung und Dekohärenz, die zu einer lösbaren philosophischen Interpretation führt, der baryzentrischen kosmologisch-induzierten Dekohärenz-Deutung.

Zur Modellierung einer Mastergleichung ist es wichtig zu beachten, dass die Dichtematrix ein positiver Operator ist und im Laufe der Zeitentwicklung auch positiv bleibt, d.h. dass keine negativen Wahrscheinlichkeiten entstehen. Man kann dieses Problem völlig axiomatisch angehen, wie dies durch Lindblad [79] geschehen ist. Man kann aber auch vom mikroskopischen Gesamtsystem ausgehen und in einer bestimmten Weise einen Grenzübergang machen, z.B. den schwachen Kopplungslimes. Das gewährt uns dann noch zusätzlich die Einsicht, zu erkennen, unter welchen Umständen das Modell mit dem Ansatz System plus Reservoir die Wirklichkeit gut approximiert.

Zunächst ist klar, dass wir die von-Neumann-Gleichung durch einen sorgfältig hergeleiteten Zusatzterm erweitern müssen, der den Einfluß des Bades auf das System beschreibt. In der anfänglichen Quantenmechanik ging man von einem thermisch isolierten System aus. Für dieses gilt nicht-relativistisch die Schrödinger- resp. von-Neumann-Gleichung. Läßt man jedoch Teilchenaustausch mit der Umgebung zu, ist das System also offen, so ist die Schrödingersche unitäre Dynamik auf das zentrale Subsystem herabzuprojezieren. Diese partielle Spurbildung ergibt eine veränderte dissipative Schrödingergleichung. In erster Näherung wird dieser Zusatzterm linear in der Dichtematrix sein, also

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H,\rho] + L_D\rho = \{L_0 + L_D\}\rho \tag{5.1}$$

L beschreibt die Quanten-Liouville-Operatoren, insbesondere wirkt L_D linear auf ρ. Die axiomatische Theorie von Lindblad liefert nun eine Struktur für diesen dissipativen Quanten-Liouville-Operator L_D. Ausgehend von dissipativen Operatoren $A_k (k = 1, ..., N)$, die das System beschreiben und den Einfluß des Bades modellieren, bzw. die Interaktion System mit Reservoir darstellen, erhalten wir die Strukturgleichung

$$L_D\rho = \sum_{k=1}^{N} [A_k^+\rho, A_k] + [A_k^+, \rho A_k] \quad , \tag{5.2}$$

den sogenannten Lindblad-Operator, der eingesetzt in (5.1) die Lindblad-Gleichung ergibt. Jede lineare Mastergleichung muss auf diese Gestalt gebracht werden können. Es gibt auch eine Herleitung für den Fall nichtlinearer dissipativer Gleichungen [80], wir wollen uns jedoch auf lineare Theorien und damit auf die Lindblad-Gleichung beschränken.

Es gibt mikroskopische Begründungen der Lindblad-Gleichung [81]. Wir greifen den schwachen Kopplungslimes heraus. In diesem Grenzwert geht man zunächst vom Hamiltonschen Gesamtsystem aus und zieht anschließend den Limes schwacher Kopplung, d.h. man lässt die Kopplungskonstante gegen null gehen. Damit der Limes existiert und nichttrivial wird muss man die Zeit so dehnen, dass das Produkt aus Kopplungskonstante und Zeit zum Quadrat konstant bleibt. Die Lindblad-Gleichung wird dann exakt und ist damit eine Gleichung für große Zeiten. Bei der Interaktion mit dem Bad unterscheiden wir also zwischen zwei Zeitskalen, der kleinen Potenzzeitskala und der großen Exponentialzeitskala, wie wir das vom radioaktiven Zerfall bedingt durch die schwache Kernwechselwirkung her schon kennen.

Bei der Gravitation betrachten wir verschiedene 3-Geometrien. Das System der 3-Geometrien ist offen und durch die Dichtematrix des Universums beschrieben, die einer Wheeler-DeWitt-von-Neumann-Gleichung genügt, wenn die Dissipation abgeschaltet ist oder für den materiefreien Raum. Durch Eingabe von Materie werden die Geometrien dissipativ und es entstehen Lindblad-Terme zur Wheeler-DeWitt-von-Neumann-Gleichung. Das Geometriensystem ist also offen, es ist aber schwierig diese Lindblad-Gleichung hinzuschreiben.

Zusammenfassend wollen wir konstatieren, dass die Systeme mit dem angekoppelten Messapparat immer offen sind und gut durch eine Lindblad-Gleichung modelliert sind. Die Tatsache, dass das System offen ist, bewirkt also, dass wir von der von-Neumann-Gleichung weggehen müssen und Lindblad-Gleichungen betrachten müssen. Dies bedingt dann auch eine andere Zeigerdynamik, die wir an folgendem Beispiel veranschaulichen wollen.

Um noch einmal klar zu machen, was Dekohärenz ist, betrachten wir eine Superposition von zwei quantenmechanischen Zuständen ψ_1 und ψ_2 zu $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1 + \psi_2]$. Die Dichtematrix $\rho = \psi\psi^* = \frac{1}{2}\{\psi_1\psi_1^* + \psi_1\psi_2^* + \psi_2\psi_1^* + \psi_2\psi_2^*\}$ weist in der Mitte zwei Kohärenzen auf. Beim Doppelspaltexperiment ergeben gerade die beiden Kohärenzterme das beobachtete Interferenzmuster. Bewegt sich nun der Zustand ψ aufgrund der Wechselwirkung mit der Umgebung nach der Lindblad-Gleichung, so müßten infolgedessen die Kohärenzen ausgedämpft werden und noch im Limes Zeit gegen unendlich die Diagonalterme übrig bleiben. In diesem Fall, wo die Kohärenzen durch Wechselwirkung mit der Umgebung verschwinden oder ausgedämpft werden spricht man von Dekohärenz.

Als Beispiel betrachten wir zwei Rydberg-Atome. Das sind Atome, bei denen sich das Elektron in einem hoch angeregten Zustand befindet und daher schon fast klassisch ist. Die Überlagerung zweier solcher Rydberg-Atom-Zustände war lange zuvor von Schrödinger in seinem Katzen-Paradoxon [82] diskutiert worden. Bei Schrödinger wird die Situation noch dramatischer, weil dort die Überlagerung eines Zustandes mit lebender Katze mit einem Zustand mit toter Katze beschrieben wird. Dennoch spricht man in Fachkreisen bei der Überlagerung zweier Rydberg-Atom-Zustände auch von „Schrödinger-Katzen-Zuständen“oder noch kürzer von „Schrödinger cats“. Wir betrachten dabei sogenannte Glauber-Zustände.

Die Lindblad-Gleichung für gedämpfte Wellen im Hohlleiter ist von Haake [83] gefunden worden und lautet für den Vernichtungsoperator a mit $\hbar = 1$:

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i[a^+a, \rho(t)] + \frac{1}{2}\gamma\{[a\rho(t), a^+] + [a, \rho(t)a^+]\} \tag{5.3}$$

Glauber-Zustände haben die Form

$$\rho(t) = \alpha(t)\alpha(t)^* \tag{5.4}$$

mit

$$\alpha(t) = exp\{-i\omega t - \frac{\gamma}{2}t\}\alpha \tag{5.5}$$

und sind gerade eine spezielle Klasse von Lösungen der Mastergleichung (5.3). Liegt bei der Präparation des Systems eine „Schrödinger-Katze“$\frac{\alpha+\beta}{\sqrt{2}}$ vor, so entwickelt sich der Zustand nach dem Gesetz [83]

$$\rho(t) = \frac{1}{2}\{\alpha\alpha^* + f(t)\alpha\beta^* + f(t)^*\beta\alpha^* + \beta\beta^*\} \tag{5.6}$$

mit

$$|f(t)|^2 = exp\{-\gamma|\alpha - \beta|^2 t\} \tag{5.7}$$

im Grenzfall schwacher Dissipation, d.h. für $\gamma t \ll 1$ Daraus kann man schließen, dass die Dekohärenzen auf der Dekohärenzzeitskala $\tau_{dek} = \{\gamma|\alpha-\beta|^2\}^{-1}$ verschwinden. Dabei ist zu beachten, dass für $|\alpha - \beta| \gg 1$ die Dekohärenzzeiten τ_{dek} wesentlich kleiner als die Dissipationszeiten $\tau_{diss} = \gamma^{-1}$ sind [83]. Während das System also langsam ins Gleichgewicht relaxiert, erfolgt die Dekohärenz der Zustände sehr schnell, eben wesentlich schneller. Dies läßt sich alles aus dem Modell (5.3) ablesen, da ja (5.6) und (5.7) Lösungen der Mastergleichung (5.3) in der erwähnten Näherung darstellt. Sind die Felder α und β makroskopisch verschieden, so kann das Verhältnis $\frac{\tau_{dek}}{\tau_{diss}} = |\alpha - \beta|^{-2}$ wegen der Kleinheit des Wirkungsquantums Werte um 10^{-34} annehmen [83].

Im Unterschied zum von-Neumann-Projektorpostulat erhalten wir also bei der Dämpfung der Kohärenzen einen kausalen Vorgang, der natürlich gleichwohl irreversibel bleibt, aber keine Ad-hoc-Elemente mehr enthält. Die Dekohärenz wird nicht mehr postuliert, aus einer Plausibilität heraus, sondern die Dekohärenz ergibt sich aus der Physik der Wechselwirkung des Systems mit der Umgebung in natürlicher Weise.

Die klassische Beschreibung eines physikalischen Systems durch seine Trajektorie im Phasenraum bei Hamiltonscher Dynamik ist eine reine Fiktion [84][2]. Realistischer ist der Einbezug der umgebenden Moleküle, die durch schwache Kräfte mit den Systemmolekülen wechselwirken. Dadurch ergibt sich aber eine Vielzahl von Möglichkeiten für die Trajektorie des Systems. In der Quantenmechanik kommt neben der Dissipation die Dekohärenz hinzu. Diese bewirkt ein exponentiell schnelles Abklingen der Quantenkorrelationen. Während die Dissipation langsam vor sich geht, haben wir auf einer kurzen Zeitskala bereits Dekohärenz. Durch den Einfluß der Umgebung entkoppeln also die verschränkten Zustände rasch. Beim Messprozess wirkt der Messapparat wie ein Bad, in das das System eingetaucht wird. Dadurch wird auf natürliche Weise der Zustand dekorreliert und konvergiert gegen eine diagonale Dichtematrix wie beim schwachen Kollaps der Wellenfunktion.

Die Beschreibung offener Quantensysteme ist eine realistische Beschreibung. Sie geht von den in der Wirklichkeit vorliegenden Tatsachen aus und bezieht nicht den Beobachter mit ein. Insofern ist sie auch objektiv, da sie für jedermann gleich verständlich ist. Das Ich spielt hier keine Rolle, es treten keine subjektivistischen Züge auf. Jede Form von Solipsismus liegt dem Ansatz fern. Die Dekohärenzhypothese ist eine Form von Realismus in der Quantenmechanik. Leider läßt sich mit lokaler Dekohärenz das Messproblem nicht vollständig lösen [205], so dass wir die Kosmologie benötigen und damit wieder eine kleine Beimischung des Solipsismus, also eine baryzentrische Philosophie.

Ist der Lindbladsche dissipative Operator selbstadjungiert, also $A_k^+ = A_k$ für alle $k = 1, ..., N$, dann läßt sich die Lindblad-Gleichung in einfacher Form aufschreiben [85]:

$$L_D \rho = -\sum_{k=1}^{N} [A_k, [A_k, \rho]] \quad . \tag{5.8}$$

Wenn wir noch zusätzlich annehmen, dass das Spektrum des Hamiltonoperators des offenen Systems H diskret ist, schreibt sich die Spektraldarstellung

[2] «La représentation d'une masse gazeuse ... formé de molécules dont les positions et les vitesses à un instant donné sont rigoureusement déterminées, est donc une *pure fiction abstraite*; ... aussi que l'on suppose l'indétermination des forces extérieures, l'effet des chocs *disperse* très rapidement les faisceaux de trajectoires supposés infiniment déliés et le problème du mouvement ultérieur des molécules devient, en très peu de secondes, très indéterminé, en ce sens qu'un nombre colossalement grand de possibilités différentes sont *a priori* également probables.»[84, zitiert nach E. Joos [85, S. 35]]

für den selbstadjungierten Lindbladoperator als

$$A = \sum_l c_l |l >< l| \tag{5.9}$$

für reelle Spektralkoeffizienten c_l und Eigenvektoren $|l >$ des Hamiltonoperators H. Eingesetzt in (5.2) ergibt sich

$$L_D \rho = \Big(2A^+ \rho A - \rho A^+ A - A^+ A \rho \Big) \quad , \tag{5.10}$$

$$L_D \rho = \sum_l c_l^2 (|l >< l|\rho + \rho|l >< l|) + \sum_{l,m} c_l c_m |l > \rho_{lm} < m| \quad , \tag{5.11}$$

mit dem Matrixelement $\rho_{lm} =< l|\rho|m >$. Nach Umformung ergibt sich [85]

$$(L_D \rho)_{lm} = -\Big(c_l - c_m \Big)^2 \rho_{lm} \quad . \tag{5.12}$$

Dies ist bis auf einen Phasenfaktor vom unitären Teil der Evolutionsgleichung gerade $\frac{d}{dt}\rho_{lm}$ nach Gleichung (5.1). Wir sehen also hier an Hand von (5.12), dass die Diagonalmatrixelemente der Dichtematrix zeitlich konstant bleiben, während die Nichtdiagonalmatrixelemente der Dichtematrix in der Zeit exponentiell abfallen. Dies gibt uns einen schon sehr allgemeinen Hinweis, dass unsere Vorstellung von Dekohärenz mit Hilfe der Lindblad-Gleichung zutrifft. Außerdem zeigt sich hier in (5.12) sehr schön das Boltzmannsche H-Theorem: die Entropie nimmt immer zu. Dieser Absatz ist inspiriert durch einen Aufsatz von Erich Joos [85]

Ein einfaches Beispiel ist der dissipative Lindblad-Operator zu $c_l = l$ für den harmonischen Oszillator. Der harmonische Oszillator wird durch die Pauli-Algebra der Leiteroperatoren a und a^+ aufgebaut. Gruppentheoretische Betrachtungen sollen hier unterbleiben, aber es sei angemerkt, dass wir die Beziehungen

$$H = \sum_l (l + \frac{1}{2}) |l >< l| \quad , \tag{5.13}$$

$$N = a^+ a = \sum_l l |l >< l| \tag{5.14}$$

als Spektraldarstellungen erhalten. Die Leiteroperatoren kommutieren zum Einheitsoperator, wobei auf die Reihenfolge und das Vorzeichen zu achten ist. Durch Anwendung der Leiteroperatoren auf die Oszillatoreigenzustände $|n >$ ergeben sich Oszillatoreigenzustände mit um eins erniedrigter bzw. um eins erhöhter Hauptquantenzahl n. In unserem Beispiel entspricht also dem dissipativen Lindbladoperator gerade der Hauptquantenzahloperator N und dieser ist selbstadjungiert. Es ergibt sich damit folgende Bewegungsgleichung für diesen eindimensionalen „phasen-gedämpften Oszillator“[85]

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i\omega[a^+a, \rho(t)] - \gamma[a^+a, [a^+a, \rho(t)]] \quad , \tag{5.15}$$

entsprechend einer nicht-destruktiven Messung von Photonenzahlen. In der Lösung sehen wir wieder, wie die Kohärenz zwischen Hauptquantenzahlzuständen exponentiell gedämpft wird:

$$< l|\rho(t)|m >= e^{-i\omega(l-m)t} e^{-\gamma t(l-m)^2} < l|\rho(0)|m > \quad . \tag{5.16}$$

Die Diagonalterme bleiben also unverändert. Dieses Beispiel ist einem Aufsatz von Erich Joos entnommen [85]. Joos weist auch daraufhin, dass die Dekohärenz in der Energie-Basis bereits als Modifikation der fundamentalen Schrödinger-Gleichung von Milburn 1991 eingeführt wurde [86] Für weitere Diskussionen verweisen wir auf die Literatur [86].

Als weiteres Beispiel führt Joos in [85] den gedämpften harmonischen Oszillator an. In einer Dimension ist hier der dissipative Lindblad-Operator proportional zum Vernichtungsoperator a, nur wenn das Bad eine endliche inverse Temperatur hat, ergibt sich ein weiterer Beitrag proportional zum Erzeugungsoperator a^+. Damit ist der Lindblad-Operator nicht mehr selbstadjungiert. Joos weist in [85] darauf hin, dass sich aus der Dynamik

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i\omega[a^+a, \rho(t)] - \gamma_\downarrow(2a\rho(t)a^+ - a^+a\rho(t) - \rho(t)a^+a) \tag{5.17}$$

approximativ eine exponentielle Dämpfung der Interferenz für eine Superposition von kohärenten Zuständen ergibt. Im allgemeinen Fall ist das Verhältnis $\frac{\gamma_\downarrow}{\gamma_\uparrow}$ gegeben durch den Boltzmannfaktor $\exp\left(-\frac{\omega}{k_B T}\right)$, und für die Bewegungsgleichung ergibt sich

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -i\omega[a^+a, \rho(t)] + L_D \quad , \tag{5.18}$$

$$L_D = -\gamma_\downarrow(2a\rho(t)a^+ - a^+a\rho(t) - \rho(t)a^+a) + \gamma_\uparrow(2a^+\rho(t)a - aa^+\rho(t) - \rho(t)aa^+) \quad . \tag{5.19}$$

Die Diagonalelemente der Dichtematrix $P(n) =< n|\rho|n >$, entsprechend der Wahrscheinlichkeit n Quanten zu finden, genügen jetzt einer Pauli-Master-Gleichung:

$$\partial_t P(n) = \gamma_\downarrow[(n+1)P(n+1) - nP(n)] + \gamma_\uparrow[nP(n-1) - (n+1)P(n)] \quad . \tag{5.20}$$

Die dissipative Dynamik der Schwerpunktsbewegung eines Teilchens führt mit einigen sinnvollen Axiomen auf eine Lindbladgleichung. Solche Master-Gleichungen neigen immer dazu, die Nichtdiagonalelemente im Laufe der Zeit herauszudämpfen und damit die Interferenzterme und die Kohärenz des Zustandes aufzulösen. Dabei wird der Messapparat als Umgebungssystem oder Bad angesehen. Der Messprozess führt also auf natürliche physikalische Weise zu einem schwachen Kollaps des Wellenpaketes. Es ist eine besondere Eigenschaft des Dekohärenzprozesses, dass dieser auf realistische physikalische Weise eintritt. Insbesondere bei selbstadjungierten Lindbladoperatoren, wie dem Ortsoperator tritt Dekohärenz auf. Als weiteres Beispiel nennen wir daher die Lindbladgleichung (siehe [85])

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H,\rho] - \Lambda[x,[x,\rho]] \quad . \tag{5.21}$$

Λ ist hier ein reeller Parameter, der aus der Streutheorie im einzelnen zu bestimmen wäre. Für ein freies Teilchen ergibt sich in der Ortsdarstellung die dissipative Gleichung für den Kern der Dichtematrix (nach [85])

$$i\frac{\partial\rho(x,x',t)}{\partial t} = \frac{1}{2m}\Big(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\Big)\rho - i\Lambda(x-x')^2\rho \quad . \tag{5.22}$$

Wegen der quadratischen Abhängigkeit in x, der Ortsvariablen, scheint es ausreichend als Lösungsansatz eine gaußsche Verteilung anzunehmen. Dabei werden die Nichtdiagonalelemente im Laufe der Zeit wieder herausgedämpft und es ergibt sich eine Lösung vom Typ der Gleichung (5.22), wie sie zu Beginn des nächsten Abschnitts dargestellt ist.

5.2 Räumliche Dekohärenz und Streuung

Wir betrachten ein makroskopisches Teilchen, das an Umgebungsmolekülen streut. Das makroskopische Teilchen wird durch eine konzentrierte am Ort des Teilchens gepeakte Wellenfunktion beschrieben. Die Dispersion, also das Auseinanderlaufen dieses Wellenpaketes, kann als vernachlässigbar angesehen werden, da die Masse des Teilchens sehr groß ist. Gegen diesen Bornschen Standpunkt hat Einstein eingewendet, dass ebenfalls eine Superposition zweier Wellenpakete ψ_1 und ψ_2 eine Lösung der Schrödingergleichung sei [87]. Durch den Streuprozess zwischen dem schweren Teilchen und den Umgebungsmolekülen werden jedoch Interferenzterme zerstört und die Dichtematrix wird im Laufe der Zeit diagonal. Mikroskopische Überlegungen führen zu der Wigner-Joos-Zeh-Approximation [88]

$$\rho(x,x',t) = \rho(x,x',0)\exp\{-\Lambda t(x-x')^2\} \quad . \tag{5.23}$$

In die Dämpfungskonstante Λ geht der Wirkungsquerschnitt der Streuvorgänge ein, der aus der zugehörigen S-Matrix berechnet wird. Die folgende Tabelle aus einer Veröffentlichung von Joos und Zeh [88] zeigt die Größenordnung der Lokalisationsrate Λ. Hierbei und in den folgenden Tabellen sind die verwendeten Einheiten $cm^{-2}s^{-1}$

Name	Abk.
Kosmische Hintergrundstrahlung	a.)
300 K Photonen	b.)
Sonnenlicht (auf der Erde)	c.)
Luftmoleküle	d.)
Laborvakuum (10^3 Teilchen pro cm^3)	e.)

Abk.	Part. 2.)	Part. 3.)	Part. 4.)
a.)	10^{+06}	10^{-06}	10^{-12}
b.)	10^{+19}	10^{+12}	10^{+06}
c.)	10^{+21}	10^{+17}	10^{+13}
d.)	10^{+36}	10^{+32}	10^{+30}
e.)	10^{+23}	10^{+19}	10^{+17}

Hierbei bedeuten die Abkürzungen für die Partikel: Part. 2.) meint Staubteilchen der linearen Ausdehnung (Durchmesser) $a = 10^{-3}cm$. Part. 3.) meint Staubteilchen der linearen Ausdehnung (Durchmesser) $a = 10^{-5}cm$. Part. 4.) meint großes Molekül der linearen Ausdehnung (Durchmesser) $a = 10^{-6}cm$. Weitere Berechnungen der Lokalisierungsrate finden sich bei Max Tegmark [122], wobei die Werte für das Staubteilchen gut mit den vorherigen Werten übereinstimmen:

Name	Abk.
300 K Luft bei 1 atm Druck	A.)
300 K Luft in Laborvakuum	B.)
Sonnenlicht auf der Erde	C.)
300 K Photonen	D.)
Hintergrund-Radioaktivität	E.)
Quantengravitation	F.)
GRW-Effekt	G.)
Kosmische Hintergrundstrahlung	H.)
Solare Neutrinos	I.)

Abk.	Part. 4.)	Part. 5.)	Part. 6.)
A.)	10^{+31}	10^{+37}	10^{+45}
B.)	10^{+18}	10^{+23}	10^{+31}
C.)	10^{+01}	10^{+20}	10^{+28}
D.)	10^{+00}	10^{+19}	10^{+27}
E.)	10^{-04}	10^{+15}	10^{+23}
F.)	10^{-25}	10^{+10}	10^{+22}
G.)	10^{-07}	10^{+09}	10^{+21}
H.)	10^{-10}	10^{+06}	10^{+17}
I.)	10^{-15}	10^{+01}	10^{+13}

Hierbei bedeuten die Abkürzungen für die Partikel: Part. 4.) meint freies Elektron. Part. 5.) meint Staubteilchen der linearen Ausdehnung (Durchmesser) $a = 10^{-3} cm$. Part. 6.) meint Bowlingkugel.

Im Laufe der Zeit werden also die Nichtdiagonalelemente der Dichtematrix zum Verschwinden gebracht. Werden also z.B. zwei Gaußfunktionen überlagert, so ergibt sich in x und x' eine Dichtematrix mit Matrixelementen, die an vier Stellen im Raum gaußförmig gepeakt sind. Nach einiger Zeit reduzieren sich die beiden Nichtdiagonalpeaks bei $x \neq x'$ und für $t \to \infty$ verschwinden sie. Dieses Dämpfungsverhalten zeigt also deutlich die Dekohärenz. Die Größe der Dämpfungskonstanten zeigt auch, dass die Nichtdiagonalelemente recht schnell abklingen, jedenfalls viel schneller als die durch Dissipation bedingte Relaxation des Systems in das konfigurative Gleichgewicht.

Der gaußsche Ansatz ermöglicht für die räumliche Dekohärenz ebenfalls noch die Berechnung der linearen Entropie $S_{linear} = \mathrm{tr}\,(\rho - \rho^2)$. Numerische Auswertungen in [85] zeigen einen Anstieg der linearen Entropie bis zu einem Sättigungswert, während die lineare Entropie für $\Lambda = 0$, also ohne Wechselwirkung, weitgehend konstant bleibt. Hierbei wächst auch die Breite der Dichtematrix oder des Wellenpaketes im Raum im Laufe der Zeit an und zwar am wenigsten für $\Lambda = 0$. Die Breite der Gauß-Verteilung bestimmt die Kohärenzlänge. Die numerischen Auswertungen in [85] zeigen, dass die Kohärenzlänge für $\Lambda = 0$ zunächst konstant bleibt und dann anwächst, während bei eingeschalteter Wechselwirkung (also für $\Lambda \neq 0$) die Kohärenzlänge ab diesem Zeitpunkt zukünftig stark abfällt. Die Breite der Impulsverteilung ist konstant für ein freies Teilchen, weil die Energie erhalten ist. Bei Wechselwirkung mit der heißen Umgebung, dem Bad, nimmt die Impulsbreite im Laufe der Zeit zu.

Philosophisch zeigen diese Auswertungen der Wigner-Joos-Zeh-Approximation, dass in dieser Näherung die Verschränkung der Zustände rasch und exponentiell dekorreliert (Dekohärenz). Die Entkopplung erfolgt aber nicht ab einem bestimmten Zeitpunkt, sondern zieht sich bis ins Unendliche hin. Dies hängt auch an der Energie-Zeit-Unschärferelation. Wird eine Observable scharf gemessen, so ist auch die Energie des Systems nicht völlig unscharf, d.h. die Dauer des Messprozesses kann nicht ganz null sein. In der Regel liegen die Fluktuationen der Energie im Atomaren, während die Zeitdauer des Messprozesses im Makroskopischen liegt. Im Makroskopischen der Zeit ist dann eine Zeigerablesung bis auf den Messfehler möglich, obwohl der Zustand noch nicht völlig, aber eben annährend (im Rahmen der Messgenauigkeit) reduziert ist.

Es ist bei einem exponentiellen Abfall mit großer Lokalisationsrate ein Absinken der Nichtdiagonalelemente unter die Messgenauigkeit rasch erreicht. Nach Bernhard Riemann ist der Raum durch nicht-mathematische Elemente, wie die empirische Metrik, bestimmt. Die dabei eingehende Empirie impliziert auch einen Messfehler, so dass man ab einer gewissen Zeit die Null von einem sehr kleinen Korrelationswert nicht mehr voneinander unterscheiden kann. Dies ist kein empiristischer Standpunkt, sondern erwächst aus den Riemannschen Grundlagen der Geometrie. Es ist daher auch die Allgemeine Relativitätstheorie eine empirische auf Messungen gegründete Vorstellung von Raum und Zeit. Anders als mit Empirie läßt sich der Raumzeitbegriff nicht mehr formulieren. Wir müssen hier Kant verlassen und zu Riemann übergehen und können zugleich nach Minkowski Raum und Zeit zusammenfassen. Auf der Ebene der Schrödingergleichung arbeitet man noch nichtrelativistisch und euklidisch (soweit nicht krummlinige Koordinaten benutzt werden). Beim Übergang zur Diracgleichung gekoppelt mit der Maxwellgleichung und der Einsteinschen Feldgleichung sind nichteuklidische Geometrie und Spinoren erforderlich. Insgesamt haben wir in dieser Wigner-Joos-Zeh-Approximation eine zufriedenstellende Erklärung von Dekohärenz, da auch die Lokalisationsrate sehr groß ist gegenüber der Dissipationsrate.

Die räumliche Dekohärenz durch Streuung mit den Badteilchen zeigt sich auch bei der Überlagerung zweier gaußscher Wellenpakte. Ohne Einfluß des Bades zeigt sich als Lösung der Schrödinger-Gleichung alsbald eine Überlagerungswellenfunktion mit einem starken Interferenzmuster. Schaltet man jedoch eine schwache Kopplung an ein Bad ein, reduziert sich das Interferenzmuster und es verschwindet ganz bei einer starken Kopplung an das Bad. Die Dekohärenz glättet also die Interferenzen aus.

5.3 Dekohärenz und Dissipation

Die philosophische Konsequenz aus der Quantenmechanik war ein vertiefter Baryzentrismus und ein Einblick in die Dekohärenz. Die Haltung des Verfassers zur Dekohärenz besteht in der Option für die Dekohärenzsuppression. Um diese Option näher zu begründen, müssen wir zuerst die Physik der Dekohärenz besser verstehen. Wir betrachten dazu ein System von wenigen Freiheitsgraden gekoppelt an ein Bad mit sehr vielen, im Idealfall unendlich vielen Freiheitsgraden. Der Hamiltonoperator setzt sich jetzt aus drei Termen zusammen, einen Anteil H_S für das System und einen Anteil H_R für das Bad oder Reservoir sowie einen Operator H_{SR} für die Kopplung des Systems an das Reservoir,

$$H = H_S + H_{SR} + H_R \quad . \tag{5.24}$$

Die älteren Arbeiten betrachten hier eine lineare Kopplung eines Oszillators an ein Wärmebad, bestehend aus wechselwirkungsfreien Oszillatoren [89]. Es werden jedoch auch unorthodoxe Quantisierungsmethoden für dieses Problem der quantenmechanischen Brownschen Bewegung eingesetzt [90]. Bei angemessenen Näherungen erzielt man folgende Bewegungsgleichung für die Dichtematrix des quantenmechanischen Brownschen Teilchens [91]:

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H,\rho] - i\frac{\eta}{2m}[x,\{p,\rho\}] - \eta k_B T[x,[x,\rho]] \quad . \tag{5.25}$$

η ist die klassische Reibungskonstante und $\{,\}$ ist Abkürzung für den Antikommutator. Diese Bewegungsgleichung ist zunächst nicht vom Lindbladschen Typ. Man kann aber an die Gleichung einen im Impuls diffusiven Term der Gestalt $[p,[p,\rho]]$ additiv anhängen, um einen Lindbladschen Generator zu erzielen. Die Gleichung (5.25) geht in die altbekannte Näherung (5.21) über, wenn in (5.25) die Reibungskonstante η gegen null geht und gleichzeitig die Temperatur T gegen unendlich strebt, in der Form, dass das Produkt aus Reibungskonstanten und Temperatur konstant bleibt, $\Lambda = \eta k_B T$.

Die ortsabhängig geschriebene Mastergleichung (5.25) für die Matrixelemente ergibt wieder eine gaußsche Lösung. In [85] werden dabei die Kohärenzlängen berechnet und graphisch aufgetragen. Ohne Reibung gehen die Kohärenzlängen alle gegen null, wenn Wechselwirkung mit dem Bad besteht, lediglich für $\Lambda = 0$ steigt sie an. Bei eingeschalteter Reibung haben wir ein qualitativ anderes Bild. Während die Kohärenzlänge für $\Lambda = 0$ wieder ansteigt, fällt die Kohärenzlänge für $\Lambda \neq 0$ ab und mündet schließlich für $t \to \infty$ im Gleichgewichtswert. Wir haben also hier eine Annährung an das Gleichgewicht. Nach unendlich langer Zeit ist die Kohärenzlänge durch die Wurzel aus dem Verhältnis der Reibungskonstanten zur Lokalisationsrate bestimmt. Dieser Wert ist von der Größenordnung der thermischen de-Broglie-Wellenlänge, geht also mit der Wurzel aus mk_BT, weil die kinetische Energie mit $\frac{1}{2}k_BT$ geht und die de-Broglie-Wellenlänge mit $\frac{h}{p}$. Die thermische de-Broglie-Wellenlänge unterscheidet sich von der de-Broglie-Wellenlänge um einen Faktor $\sqrt{2\pi}$.

Ein ähnliches Modell, bei dem das Ensemble von Badoszillatoren durch ein skalares Feld ersetzt ist findet sich bei Unruh und Zurek [92]. Klar ist, dass das Bad ein System von unendlich vielen Freiheitsgraden ist, an das das System mit endlich vielen Freiheitsgraden ankoppelt. Es ist daher naheliegend Felder zu verwenden, da Felder immer unendlich viele Freiheitsgrade haben. Die resultierende Mastergleichung

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H,\rho] - 2i\gamma[x,\{p,\rho\}] - 4\gamma m h(t,T)[x,[x,\rho]] - 4\gamma f(t,T)[x,[p,\rho]] \tag{5.26}$$

findet sich in der Literatur bei Gallis und Fleming [92]. Die Dämpfungskonstante γ kommt von der Reibung und die Funktionen $h(t,T)$ sowie $f(t,T)$ hängen von den Eigenarten des Modells ab, z.B. von der Cutoffenergie. Mit geeigneten Näherungen geht diese Mastergleichung (5.26) wieder in die von Caldeira und Legett (5.25) über.

Die Ensemblebreite zeigt für Reibung wieder ein etwas qualitativ anderes Verhalten. Asymptotisch für große Zeiten geht sie in die Einstein-Smolouchowski-Formel über [85]

$$\Delta x \overset{(t\to\infty)}{\longrightarrow} \frac{\sqrt{2\Lambda}}{m\gamma} \cdot \sqrt{t} \quad . \tag{5.27}$$

Die Impulskohärenzlänge l_p verschwindet [85] entsprechend der Dekohärenz

$$l_p \overset{(t\to\infty)}{\longrightarrow} \frac{m\gamma}{\sqrt{8\Lambda t}} \quad . \tag{5.28}$$

Ebenso (nach [85]) geht die lineare Entropie in den Dekohärenzwert

$$S_{linear} \overset{(t\to\infty)}{\longrightarrow} 1 - \frac{m\gamma^2}{\sqrt{8\Lambda^3 t}} \quad . \tag{5.29}$$

Die Ausdehnung der Impulsunschärfe des freien Teilchens wächst nicht über alle Grenzen an, wie dies bei rückstoßfreier Dekohärenz der Fall ist, sondern sie strebt den Wert an, der vom Gleichverteilungssatz her gefordert wird [85]:

$$(\Delta p)^2 = (2mE) = \frac{e^{-2\gamma t}}{4b^2} + \frac{\Lambda}{\gamma}(1 - e^{-2\gamma t}) \overset{(t\to\infty)}{\longrightarrow} \frac{\Lambda}{\gamma} = 2m \cdot \frac{1}{2}k_BT \quad . \tag{5.30}$$

Hierbei ist b die Breite des anfänglichen Wellenpaketes mit gaußscher Verteilung.

Im Rahmen des Zusammenhangs von Dekohärenz mit Dissipation drängt sich die Frage auf, ob das System auch in den Erwartungswerten seiner Observablen sich dissipativ verhält, nachdem die Dichtematrix bereits Dekohärenzverhalten zeigt. Dazu beachten wir, dass die Mastergleichung für die Dichtematrix eine Bewegungsgleichung im Schrödingerbild ist. Im Schrödingerbild sind die Zustände zeitabhängig und die Oberservablen nicht zeitabhängig. Nach der Jordan-Diracschen Isomorphietheorie sind Schrödingerbild und Heisenbergbild oder Wechselwirkungsbild jeweils äquivalent. Im Heisenbergbild bewegen sich die Observablen und die Zustände sind zeitunabhängig. Äquivalenz der Bilder bedeutet, dass sich die Matrixelemente invariant transformieren, insbesondere sind die Erwartungswerte invariant. Wir beobachten das dissipative Verhalten der Erwartungswerte der Observablen, indem wir die Bewegungsgleichungen für die Erwartungswerte unter Zuhilfenahme des Ehrenfestschen Theorems aufstellen. Dazu benötigen wir die zeitlichen Ableitungen von Ort, Impuls und des Erwartungswertes des Hamiltonoperators. Allgemein gilt im Schrödingerbild

$$\frac{d < A >}{dt} = \frac{d}{dt}\mathrm{tr}\,(A\rho) = \mathrm{tr}\,(A\frac{d\rho}{dt}) \tag{5.31}$$

für eine Observable A und eine Dichtematrix ρ, die einer Mastergleichung der obigen Art genügt. Wir berechnen nun die zeitlichen Ableitungen der Erwartungswerte der Observablen $A = x$, $A = p$, $A = H$ für bestimmte Dynamiken im Schrödingerbild, die Dekohärenz zeigen und die durch die obigen Mastergleichungen gegeben sind. So ergeben sich nach [93] für die Dynamik

$$\frac{d\rho}{dt} = -i\Big[\frac{p^2}{2m} + V, \rho\Big] - \Lambda[x, [x, \rho]] \tag{5.32}$$

folgende Ableitungen

$$\frac{d}{dt} < x >= \frac{< p >}{m} \quad , \tag{5.33}$$

$$\frac{d}{dt} < p >= -\Big\langle \frac{d}{dx}V(x)\Big\rangle \quad , \tag{5.34}$$

$$\frac{d}{dt} < H >= \frac{\Lambda}{m} \quad . \tag{5.35}$$

Hierbei ist

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x) \quad . \tag{5.36}$$

Die Ehrenfestschen Relationen für Ort und Impuls stimmen hier genau mit denen eines ungedämpften Systems überein, lediglich die mittlere Energie wächst mit konstanter Rate an. Dies ist also ein eher eigentümliches Verhalten, dass von der klassischen Langevingleichung für Brownsche Bewegung mit einer Reibungskraft abweicht. Allgemein ergibt sich bei Vorliegen einer Mastergleichung vom Typ

$$\frac{d\rho(x,x',t)}{dt}\Big|_{non-unitary} = -F(x-x')\rho(x,x',t) \tag{5.37}$$

folgende Änderung der mittleren Energie

$$\frac{d}{dt} < H >= \frac{F''(0)}{m} \quad . \tag{5.38}$$

Alle Modelle, die eine passive Aufzeichnung oder eine ideale Messung des Ortes durch die Umgebung beschreiben zeigen dieses Anwachsen der mittleren Energie [94]. Anders wird die Bewegungsgleichung, wenn wir ein Modell mit Rückstoß betrachten, wie das von Caldeira und Legett

$$\frac{d}{dt}\rho = -i[H,\rho] - i\frac{\eta}{2m}[x,\{p,\rho\}] - \eta k_B T[x,[x,\rho]] \quad . \tag{5.39}$$

Hier führen die Ehrenfestschen Relationen zu folgendem System von Gleichungen

$$\frac{d}{dt} < x >= \frac{< p >}{m} \quad , \tag{5.40}$$

$$\frac{d}{dt} < p >= -\Big\langle \frac{d}{dx}V(x)\Big\rangle - \frac{\eta}{m} < p > \quad , \tag{5.41}$$

$$\frac{d}{dt} < H >= \frac{2\eta}{m}\Big[\frac{k_B T}{2} - \Big\langle\frac{p^2}{2m}\Big\rangle\Big] \quad . \tag{5.42}$$

Es zeigt sich also hier deutlich eine Reibungskraft und die mittlere Energie nähert sich dem thermischen Gleichgewicht an. Weitere interessante Untersuchungen [95] behandeln die Frage, inwieweit die Trajektorie sensibel von den Anfangsbedingungen abhängt und damit „klassisches Chaos“vorliegt.

In diesem Unterabsatz wollen wir noch einmal die Relation der Dekohärenzzeit zur dissipativen Relaxationszeit diskutieren. Wir hatten schon festgestellt, dass dieses Verhältnis sehr klein ist, etwa von der Größenordnung 10^{-34}. Das bedeutet, dass die Dekohärenz von der langsamen Relaxation ins Gleichgewicht entkoppelt ist und sich schnell einstellt. Es ist daher beim Messprozess zu diskutieren, ob sich die Entkopplung oder Dekorrelierung nicht sogar innerhalb der Messgenauigkeit für die Zeitmessung einstellt. Das würde bedeuten, dem Beobachter erscheint die Dekorrelierung instantan zu erfolgen. In der Mastergleichung (5.39) von Caldeira und Legett beschreibt der letzte Term rückstoßfreie Dekohärenz. Dieser Term führt zu einer Unterdrückung der Kohärenz auf einer Entfernung $\Delta x = x - x'$ entsprechend der früheren Gleichung

$$\rho(x, x', t) = \rho(x, x', 0) \exp\left[- m\gamma k_B T (x - x')^2 t\right] \tag{5.43}$$

mit $\gamma = \frac{\eta}{m}$. Damit ergibt sich eine Dekohärenzzeitskala von

$$t_{Decoherence} = \frac{1}{m\gamma k_B T (\Delta x)^2} = \frac{1}{\Lambda(\Delta x)^2} \quad . \tag{5.44}$$

Der Effekt der Relaxation infolge von Reibung bewegt sich auf der Zeitskala

$$t_{Friction} = \frac{1}{\gamma} \quad . \tag{5.45}$$

Damit ergibt sich ein Verhältnis der beiden Raten von

$$\frac{t_{Decoherence}}{t_{Friction}} = m k_b T (\Delta x)^2 \sim \left(\frac{\Delta x}{\lambda_{th}}\right)^2 \quad , \tag{5.46}$$

mit der thermischen de Broglie Wellenlänge λ_{th}. Für typische makroskopische Werte, wie $m = 1g$, $T = 300K$, $\Delta x = 1cm$ ergibt sich ein Wert von 10^{-40} [96].

In den verschiedenen Gleichungen, die wir bislang über quantenmechanische Brownsche Bewegung diskutiert haben, erscheinen physikalische Konstanten, die wir noch einmal zusammenstellen wollen. Diese Konstanten, die in den einfachsten Formen der Bewegungsgleichungen massiver Objekte unter Wechselwirkung mit ihrer Umgebung erscheinen, entnehmen wir [85]. Die Lokalisationsrate Λ beschreibt die Destruktion von Kohärenz zwischen verschiedenen Positionen und hat den Wert $\eta k_B T$ entsprechend $10^6 cm^{-2} s^{-1}$ für ein Staubteilchen von $10\mu m$ Durchmesser im intergalaktischen Raum. Hierbei ist η die Viskosität, die die Dämpfung der Bewegung beschreibt, $\eta = m\gamma$. Die Relaxationsrate γ beschreibt die Annäherung der kinetischen Energie an den Gleichgewichtswert, $\gamma = \frac{\lambda_{th}}{2\pi}\Lambda$. Für ein Staubteilchen von $10\mu m$ Durchmesser im intergalaktischen Raum ergibt sich ein numerischer Wert von $10^{-25} s^{-1}$. Die Abkürzung λ_{th} steht für die thermische de-Broglie-Wellenlänge, die aus der thermischen Energie bestimmt wird, $\lambda_{th} = \sqrt{\frac{2\pi}{m k_B T}}$. Für ein Staubteilchen von $10^{-8} g$ Masse und einer Umgebungsstrahlungstemperatur von $3K$ ergibt sich eine thermische de-Broglie-Wellenlänge von $10^{-15} cm$. Schließlich sei noch die Diffusionskonstante D erwähnt, wobei wir uns auf die Diffusion im Impulsraum beschränkt haben: $D = \frac{\eta k_B T}{m^2} = \frac{\Lambda}{m^2}$. Für ein Staubteilchen von $10\mu m$ Durchmesser im intergalaktischen Raum ergibt sich $10^{22} cm^{-2} s^{-1} g^{-2}$.

5.4 Wignerfunktionen

Das Abdämpfen der Nichtdiagonalelemente in der Dichtematrix bei Vorliegen von Dekohärenz kann man in der Wignertransformation der Dichtematrix sichtbar machen, indem man die Dichtematrix einer Wignertransformation unterzieht und die Gleichungen numerisch löst. In der Physik gibt es hierfür praktische Computerprogramme mit denen man die Wignertransformierte als Gebirge über einer Ebene, aufgespannt durch Ort und Impuls, graphisch darstellen kann. Die Dichtematrix wird also durch die Wignertransformierte auf eine reelle Verteilung über dem Phasenraum, also der Werte von Ort und Impuls, abgebildet. Diese Verteilung darf aber nicht mit der klassischen Wahrscheinlichkeitsverteilung verwechselt werden. Zwar ist auch die Wignerverteilung $W(x,p)$ auf eins normiert durch

$$\int dxdpW(x,p) = 1 \quad , \tag{5.47}$$

aber die Funktionswerte dürfen auch negativ werden. Dies ergibt sich aus der Definition [97]

$$W(x,p) = \frac{1}{\pi\hbar}\int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{2i\frac{py}{\hbar}}\rho(x-y,x+y) \quad . \tag{5.48}$$

Die Wignerfunktion $W(x,p)$ hat also nicht die Interpretation einer Wahrscheinlichkeitsdichte. Nach einem Theorem von Hudson ist die Wignertransformierte von reinen Zuständen genau dann strikt positiv, wenn diese von gaußscher Form sind. Insbesondere haben Ensemble von harmonischen Oszillatoren eine strikt positive Wignertransformierte. Bei allen anderen Dichtematrizen können negative Werte der Wignertransformierten auftreten. Die Normierung hängt mit der Spur der Dichtematrix zusammen $\int dxdpW(x,p) = \mathrm{tr}\,\rho$. Für den einfachen Fall eines eindimensionalen harmonischen Oszillators erhalten wir die Wignertransformierte [85]

$$W(x,p) = \frac{(-1)^n}{\pi}e^{-2\frac{H}{\omega}}L_n(4\frac{H}{\omega}) \quad , \tag{5.49}$$

wobei L_n die Laguerre-Polynome und $H = \frac{p^2}{2m} + m\omega^2\frac{x^2}{2}$ die Hamilton-Funktion sind. Für einen kohärenten Zustand ergibt sich die Wignertransformierte [85]

$$\psi_{coh}(x) = \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^{1/4} e^{-\frac{\omega}{2}(x-x_0)^2 + ip_0x} \quad , \tag{5.50}$$

$$W_{coh}(x,p) = \frac{1}{\pi}e^{-\omega(x-x_0)^2 - \frac{(p-p_0)^2}{\omega}} \quad . \tag{5.51}$$

Wenn wir zwei Gaußverteilungen überlagern, etwa in der Form

$$\psi(x) = c_1 e^{-\frac{(x-a)^2}{4b^2}} + c_2 e^{-\frac{(x+a)^2}{4b^2}} \tag{5.52}$$

können wir die Wignerverteilung analytisch berechnen [siehe 85]. Im Computerprogramm [85] ergeben sich zwei gaußsche Verteilungen für die Wignerverteilung jeweils bei $+a$ und bei $-a$ und in der Mitte oszillatorische Interferenzen mit positiven und negativen Überlagerungswerten. Diese Oszillationen werden durch Dekohärenz abgedämpft [98]. Ein ähnliches Verhalten findet man für Feldamplituden in quantenoptischen Experimenten [vgl. Fig. 1 in 99]. Ebenfalls eine Abdämpfung zeigt sich für die Lösungen der Wignertransformation des harmonischen Oszillators im Eigenzustand $n = 9$ [siehe Computerlösungen in 85]. Hier ergibt sich eine sphärisch-zylindersymmetrisch ineinander geschachtelte Folge von Extrema und negativen Minima, die bei Dekohärenz in zwei Gaußfunktionen mit dazwischenliegenden abgedämpftem Oszillationen übergehen.

Wir betrachten noch den Zusammenhang zwischen der Mastergleichung für die Dichtematrizen und einer Fokker-Planck-Gleichung für die Wignertransformierten. Die Fokker-Planck-Gleichung hat neben einem Reibungs-Drift-Term noch einen Diffusionsterm im Impulsraum. Wir starten genauer mit

$$\frac{\partial \rho(x,x',t)}{\partial t} = -\Lambda (x-x')^2 \rho(x,x',t) \quad . \tag{5.53}$$

Die Wignertransformation ergibt hier die Differentialgleichung

$$\frac{\partial W(x,p,t)}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial^2 W(x,p,t)}{\partial p^2} \quad . \tag{5.54}$$

Für den allgemeineren Fall der Mastergleichung (5.25) ergibt sich als Wignertransformierte die Fokker-Planck-Gleichung [85]

$$\frac{dW(x,p,t)}{dt} = \Big(-\frac{p}{m}\frac{\partial}{\partial x} + m\omega^2 x \frac{\partial}{\partial p} + \Lambda \frac{\partial^2}{\partial p^2} + \gamma \frac{\partial}{\partial p} p \Big) W(x,p,t) \quad . \tag{5.55}$$

Dies zeigt, dass die Wigner-Transformierte der klassischen Wahrscheinlichkeitsverteilung sehr ähnlich ist.

Aus dieser Analyse des Verhältnisses von Dekohärenz zu Dissipation ergibt sich eine Option für die Dekohärenzsuppression. Einerseits wäre dies für den Menschen die optimale Art, das Potenzial seines Gehirns — nach Görnitz und Penrose eine Art Quantencomputer — stärker auszubauen und damit sich besser in der Welt zu orientieren, erfüllter zu leben und lebensfreudiger zu sein, andererseits ist es sinnvoll, diesen Weg einzuschlagen, weil wir dadurch in die Lage gesetzt werden für die Entwicklung des Quantencomputers vorbereitend zu wirken. Dekohärenzsuppression ist ebenfalls ein Baryzentrismus zwischen dem Ur und dem Anti-Ur, wobei eine antisymmetrische Verschränkung eines Urs mit einem Anti-Ur ein Singulett-Baryzentrismus und eine symmetrische solche Verschränkung ein Triplett-Baryzentrismus darstellt. Die von einer Singulett-EPR-Quelle ausgehende Verschränkung muss aber nach einiger Zeit dekohäriert werden, damit wir durch die Reduktion Information übertragen können. „Wir müssen wissen, wir werden wissen“[206], folglich schließt sich an die Dekohärenzsuppression ein (higgsistischer) Singulett-Dekohärenzismus an. Den Triplett-Baryzentrismus interpretieren wir wie folgt: Die Addition zweier Qubits ergibt neben dem Singulett ein Triplett zu Spin 1. Die zugehörige Spin-Algebra hat die Generatoren S_i und die Vertauschungsrelationen

$$[S_i, S_j] = i\hbar \sum_k \epsilon_{ijk} S_k \quad , \quad i, j = 1, 2, 3 \tag{5.56}$$

mit dem Levi-Civita-Tensor ϵ. Da die Unschärferelation in einem Hilbertraum sich ganz allgemein aus der Cauchy-Schwarz-Ungleichung ergibt zu

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq |\frac{1}{2i} < [A, B] > | \tag{5.57}$$

erhalten wir

$$\Delta S_i \cdot \Delta S_j \geq \frac{\hbar}{2} | < \sum_k \epsilon_{ijk} S_k > | \quad . \tag{5.58}$$

Nochmalige Anwendung der Cauchy-Schwarz-Ungleichung oder der Hölder-Ungleichung im $\mathcal{L}_2$ ergibt

$$| < S_k > | \leq \sqrt{< {S_k}^2 >} \leq \hbar \quad , \quad k = 1, 2, 3 \quad , \tag{5.59}$$

so dass der Triplett-Baryzentrismus sich ergibt, wenn die Unschärfen gleich groß und alle im Mikroskopischen sind, also z.B.

$$\Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S_3 = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \quad . \tag{5.60}$$

Dies ist dann ein Weg der Mitte, der in die richtige Richtung weist, nämlich zur Auflösung der antisymmetrischen und Einhaltung der symmetrischen Verschränkung hin. Der Triplett-Baryzentrismus geht also mit von Weizsäcker und Görnitz davon aus, dass am Anfang die Information ist, gegeben durch die Qubits zu Spin $\frac{1}{2}$ oder die Ure und dass bei der Überlagerung ein Mittenweg entsteht zwischen Spin auf und Spin ab, der in eine Richtung und in eine Gegenrichtung führt. Die richtige Richtung ist erreicht, wenn die Singulettüberlagerung dekorreliert wird und die Triplettüberlagerung für jede Komponente die gleiche Unschärfe besitzt. Dies bedeutet die Auswahl bestimmter Zustände, nämlich der baryzentrischen Zustände zwischen Ur und Anti-Ur. Diese sind in der Wechselwirkungszone von Bedeutung.

5.5 Der Quanten-Zenon-Effekt

Entgegen der Meinung des Heraklit von Ephesus (ca. -535 bis ca. -475) πάντα ῥεῖ vertrat Parmenides aus Eléa (in Unteritalien) (geboren zwischen ca. -540 und ca. -515) die Auffassung alles sei in Ruhe, unbewegt und statisch. Das erinnert an Einsteins vierdimensionale Raumzeitmannigfaltigkeit. Im Fall eines geschlossenen Universums wird dieser gekrümmte Raum oft veranschaulicht, indem man zwei Raumdimensionen abzieht und ein (1+1)-dimensionales Modell betrachtet, d.h. nur eine Raumdimension und eine Zeitdimension. Dann gleicht die gekrümmte Mannigfaltigkeit der Oberfläche einer dreidimensionalen Kugel. Diese gekrümmte zweidimensionale Mannigfaltigkeit, auch 2-Geometrie genannt, läßt sich in einen dreidimensionalen euklidischen Raum einbetten, in dem noch als weitere Dimension eine äußere Uhr laufen könnte. Gegenüber dieser äußeren Uhr wäre das Universum dann statisch. Der Parmenides-Schüler Zenon aus Eléa (ca. -490 bis ca. -430) versuchte durch vier Paradoxien die Philosophie des Parmenides zu stützen. Diese Paradoxien sind das von Archill und der Schildkröte, das Dichotomie-Paradoxon, das Paradoxon vom fliegenden Pfeil und das Stadium-Paradoxon. Die Zeitgenossen Zenons kannten den Grenzwertbegriff noch nicht und so erregte Zenon großes Stauen mit seinen Paradoxa. Das Dichtomie-Paradoxon ähnelt (so die Meinung von [85]) der Situation am meisten, die wir heute Quanten-Zenon-Effekt nennen, jedoch beruht dieser ausschließlich auf der Quantenmechanik der Gegenwart. Der Name Quanten-Zenon-Effekt (oder auch -Paradoxon) wurde von B. Misra und E. C. G. Sudarshan [100] eingeführt.

Im Quanten-Zenon-Effekt tritt das quantenmechanische System in Wechselwirkung mit dem Messapparat während einer hohen Anzahl von Messungen und wird dadurch eingefroren. Während der zahlreichen Messungen - darunter können auch ideale, also rückstoßfreie Messungen sein - kommt das quantenmechanische System also so gut wie oder fast zum Stillstand. Dies ist ein Einfluss der Dekohärenz und zugleich bedingt durch die unitäre Schrödingersche Quantendynamik. Im folgenden wollen wir eine Approximation mit etwas mehr Details geben.

Die aufgestellte Behauptung ist, dass häufige Messungen an einem System die Dynamik so verlangsamen, dass man von einem Einfrieren des Systems sprechen kann. Dabei ist die Zeitentwicklung ohne Eingriff der Messung durch den unitären Zeitentwicklungsoperator, hier im Schrödingerbild gegeben. Werden in der Zeitspanne t genau N Messungen durchgeführt so dreht sich der Zustandsvektor von anfänglich zur Zeit $t_0 = 0$ gegeben durch $\psi(0)$ auf [85]

$$\psi(t) = \Big[exp(-i\frac{t}{N}H)\Big]^N \psi(0) \tag{5.61}$$

und die Verweilwahrscheinlichkeit des Systems im Anfangszustand $\psi(0)$ ist

$$p_0 = | < \psi(t)|\psi(0) > |^2 \quad . \tag{5.62}$$

Entwickelt man die Verweilwahrscheinlichkeit bis zum quadratischen Glied für große N, so erhält man

$$p_0^N \approx \Big[1 - \frac{\Delta H^2 t^2}{N^2}\Big]^N \tag{5.63}$$

mit der Energiefluktuation

$$\Delta H^2 = < \psi(0)|H^2|\psi(0) > - < \psi(0)|H|\psi(0) >^2 \quad . \tag{5.64}$$

Ist nun die Breite der Energieeigenwertverteilung Γ und diese Verteilungsfunktion f approximativ eine Lorentzverteilung [135]

$$f(E) \approx \frac{1}{(E - E_{res})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \tag{5.65}$$

für eine Resonanz mit Energie E_{res} so ergibt sich für kleine Zeiten [85]

$$p_0^N \approx \Big[1 - \frac{\Gamma^2 t^2}{N^2}\Big]^N \quad . \tag{5.66}$$

Diese Funktion konvergiert für große N gegen eins

$$p_0^N \stackrel{(N\to\infty)}{\longrightarrow} 1 \quad . \tag{5.67}$$

Das bedeutet für kleine Zeiten bleibt der Zustand unter der Einwirkung von beliebig vielen Messvorgängen zunächst eingefroren.

Dieses Verhalten, dass die Messeinwirkung die vollkommene Kontrolle über das System erhalten, beobachten wir auch in den Experimenten. Ein Spin in einem treibenden Magnetfeld hat eine Dichtematrix, die sich auf der Blochsphäre $\| \rho \| = 1$ bewegt und der Spin führt Rabi-Oszillationen zwischen zwei

Niveaus aus. Ein drittes Niveau, von dem optisch gepumpt werden kann und das Fluoreszenzstrahlung emittieren kann, dient als Messgerät. Der Zenon-Effekt stellt sich ein, sobald etwa 16 oder mehr Messungen ausgeführt werden [85]. Das Experiment wurde zuerst von Cook [137] an einem einzelnen eingefangenen Ion durchgeführt und der Quanten-Zeno-Effekt wurde später von Itano et al. [138] an 5000 Be^+-Ionen, die in einer Penning-Falle eingeschlossen waren, wiederholt bestätigt. Weitere experimentelle Details finden sich in [85].

5.6 Stochastische Quantendynamik

Zur Vermeidung des von-Neumann-Projektionssatzes sind von Ghirardi et al. [179, 180, 181] die Schrödingergleichung abgeändert worden. Die Autoren addieren in ihrem Modell einen Term, der ähnlich zum optischen Modell der Kernphysik die Wahrscheinlichkeitserhaltung verletzt. Diese Verletzung der Unitarität wird durch spätere Renormierung wieder wettgemacht. Dadurch wird die Grundgleichung aber nichtlinear. In einem weiteren Modell zeigen Ghirardi und Mitarbeiter [183], dass solche Überlegungen zu einer stochastischen nichtlinearen Schrödingergleichung führen, die als stochastische Itô-Differentialgleichung mit Brownschem Wiener-Rauschen zu schreiben ist. Der Projektor auf die Wellenfunktion ist jetzt zufallsverteilt. Nach Mittelung über den Ereigniskörper ergibt sich eine Dichtematrix mit einer Bewegungsgleichung, die genau einer Lindbladgleichung entspricht. Solche Änderungen der Basisdynamik sind von Primas missbilligt worden [184]. Für ihn ist die Schrödingergleichung grundlegend. Jedoch zeigen die Autoren, dass die von der Schrödingergleichung abweichenden Terme in einem gewissen Sinn klein sind, wenn es sich um mikroskopische Systeme handelt. Die solchen Modellen zugrunde liegende Philosophie ist die Vermutung, dass das umgebende Bad immer so auf das System eingreift, dass sich dieses schon mit einer nichtlinearen stochastischen Dynamik dreht. Die Badmoleküle bombardieren ununterbrochen das Systemmolekül und bewirken eine Brownsche Kraft durch einen Wiener-Prozess. Die Dekohärenz wird durch die Nichtlinearität sichtbar, die von der Unitarität oder Wahrscheinlichkeitserhaltung erzwungen wird.

Dieser Philosophie des Dekohärenzismus im lokalen Tangentialraum entspricht auch eine Serie von zwei Publikationen von Werner Scheid et al. [185]. Die Verfasser gehen von einem Hamiltonoperator für System und Bad und Wechselwirkung von System mit Bad aus. Es gelingt Ihnen mit Projektionsmethoden einen nicht-markovschen nichtlinearen Prozess mit farbigem

Rauschen für die Quanten-Langevin-Gleichung abzuleiten. Ähnlich haben schon Marc Kac und Raphael Benguria [186] auf das farbige Rauschen bei der Quanten-Langevin-Gleichung hingewiesen. Aus dieser mehr mikroskopischen Herleitung der Autoren um Werner Scheid, die weniger modellhaft, als eher schon realistisch bezeichnet werden kann, folgt in gewissen Limitierungen dann auch die markovsche Lindbladdynamik. Schön kommt hier wieder der lokale Dekohärenzismus zum Vorschein. Die Schrödingergleichung ist tatsächlich eine Approximation, wie sie nicht einmal im intergalaktischen Vakuum gilt, da Quantenfluktuationen des Vakuums ankoppeln würden. Lediglich das intergalaktische Gravitationsfeld müßte noch beachtet werden. Dies wäre hier eine Brücke zum Higgsismus. Die Reduktion des Zustandsvektors kommt tatsächlich vom Higgsismus, da das Quantengravitationsvakuum als virtuelles Teilchenbad — higgsistisch global generiert — eine lokale Dekohärenz auslöst.

5.7 Philosophie des lokalen Dekohärenzismus

Der Übergang von der quantenmechanischen zur klassischen Welt ist durch zwei Kenngrößen charakterisiert, einmal die Quantendekohärenz durch Kleinwerden der Nichtdiagonalterme der Dichtematrix zum Andern durch das Auftreten klassischer Korrelationen, indem die Wignertransformierte eine Spitze entwickelt längs der klassischen Trajektorie. Das umgebende Bad befindet sich in einem Gibbs- oder KMS-Zustand zu einer vorgegebenen Temperatur. Dabei ist es wichtig, zwischen hohen und niedrigen Temperaturen zu unterscheiden. Nur in der Hochtemperaturphase geht die quantenmechanische Welt in eine klassische Welt über [211]. Bei diesen hohen Temperaturen wird das System durch eine Fokker-Planck-Gleichung beschrieben. Ausgehend von der Lindblad-Gleichung studieren die Autoren Aurelian Isar und Werner Scheid die Quantendekohärenz und berechnen die Wigner-Transformierte, allerdings nur für den harmonischen Oszillator [211]. Sie kommen zu der Schlußfolgerung, dass bei tiefen Temperaturen des Bades durchaus Quantenkorrelationen und Verschränkungen erhalten bleiben [211]. Das gilt also insbesondere für die Tieftemperaturphysik im Millikelvinbereich und darunter, etwa bei Eintreten der Bose-Einstein-Kondensation. Die philosophische Stellungnahme zur Dekohärenztheorie sehen wir also wie folgt: Lediglich in der heißen Plasmaphase des Bades geht die quantenmechanische Welt in die klassische Welt über, in allen anderen Situationen oder Temperaturen des Bades gibt es nicht-verschwindende Quanten-Korrelationen und Verschränkungen. Mathematisch gesehen verschwinden die Quantenkorrelationen der Off-Diagonalen der Dichtematrix exakt im Limes unendlich hoher Bad-Temperaturen, aber bereits bei endlichen und hohen Badtemperaturen sinken sie unter die Messgenauigkeit. Bei Zimmertemperatur sind daher die Systeme nicht völlig dekorreliert und es kann verschränkte Zustände geben, die über große Distanzen Informationen übertragen, wenn der Einfluß des Bades entsprechend dekompensiert wird. Verschränkungen sind daher realistische objektive Tatsachen in der Asymptotik. Im Wechselwirkungszentrum verbleibt die baryzentrische Interpretation.

Kapitel 6

Superauswahlregeln

6.1 Induzierte Superauswahlregeln

In diesem Abschnitt folgen wir dem Aufsatz von Joachim Kupsch [103]. Das Kapitel 7.6 widmet er den induzierten Superauswahlregeln. Nach seiner Auffassung entsteht die Dekohärenz in der Dichtematrix eines Quantensystems sowohl aus der energetischen oder materiellen Wechselwirkung des Quantensystems, z.B. eines Ensembles von Elektronenspins, mit den Quantensystemen - z.B. weiteren Elektronenspins - der Umgebung dieses betrachteten Ensembles von Elektronenspins, als auch durch dynamisch induzierte Superauswahlsektoren, wobei er sich auf das Beispiel der Brechung der chiralen Symmetrie beim Ammoniakmolekül (NH_3) beruft [104]. Beim Ammoniak sind die drei Wasserstoffatome in einer Ebene angeordnet, über der sich das Stickstoffatom so erhebt, dass sich geometrisch ein Tetraeder bildet. Zu diesem optisch aktiven Molekül gibt es ein gespiegeltes Molekül. Dem einen System ist eine symmetrische, dem gespiegelten System eine antisymmetrische Wellenfunktion zugeordnet. Die kohärente Superposition beider Wellenfunktionen kommt in der Natur nicht vor, obwohl sie mathematisch möglich ist. Man spricht hier von einer Superauswahlregel. Die Rechtshändigkeit und die Linkshändigkeit, zwei chiral verschiedene Konfigurationen lassen sich nicht überlagern. In Organismen haben so gut wie alle Moleküle ein und dieselbe Händigkeit. Gespiegelte Händigkeiten werden gelegentlich in Laboratorien in geringen Mengen künstlich erzeugt. Die Natur realisiert in der Regel immer nur ein und dieselbe Händigkeit. Die Superauswahlregeln sind empirische Fakten, denen wir unsere physikalischen Theorien und philosophischen Weisheiten anpassen müssen. Wir sprechen bei der Händigkeit von zwei Superauswahlsektoren, in die sich der Hilbertraum zerlegt. Zustände aus diesen zwei Sektoren lassen sich nicht kohärent überlagern. Der gesamte Zustandsraum zerfällt in die direkte Summe von zwei Hilberträumen.

Ein weiteres Beispiel ist die elektrische Ladung. Sie ist ein ganzzahliges Vielfache der elektrischen Elementarladung. Zustände mit verschiedenen Ladungen, etwa verschieden geladene Elementarteilchen lassen sich nicht kohärent superponieren. Das ist weder in Beschleunigern gelungen, noch wurde es in der Natur vorgefunden. Der Zustandsraum zerfällt hier in eine abzählbar unendliche direkte Summe von Hilberträumen.

Im Coleman-Hepp-Modell [49] haben wir für große Zeiten (vgl. die Kritik von John S. Bell [113]), dass die Dichtematrix des Quantensystems eine Unterdichtematrix erreicht, gegeben durch eine Hyper-Projektion im Raum der Spurklassenoperatoren, die vermittelt wird durch eine Familie von gegenseitig sich ausschließenden und vollständigen Projektionsoperatoren P_n. Formal, aber nur symbolisch:

$$\rho_S(t) \overset{(t\to\infty)}{\longrightarrow} \sum_n P_n \rho_S P_n \quad . \tag{6.1}$$

Die Dichtematrix konvergiert in der Kupschschen Verfeinerung im starken Limes nach einem Potenzgesetz, d.h. es gibt Konstanten γ und c, so dass

$$\|\rho_S(t) - \sum_n P_n \rho_S P_n\|_1 \leq c(1+t)^{-\gamma} \quad . \tag{6.2}$$

Dynamische Auswahlregeln, werden also in hinreichend kurzer Zeit uniform emergiert. Die Konstruktion dieses Modells basiert auf Beispielen, die von Huzohiro Araki [114] und Wojciech Zurek [115] angegeben wurden. Das Potenz-Abfallgesetz beruht darauf, dass unter Zugrundelegung des Nakajima-Zwanziger-Projektionsformalismus die Korrelationsfunktion des Bades nach einem Potenzgesetz abfällt. Dadurch wird dynamisch eine Superauswahlregel induziert und der Zustand wird dekorrelliert, wie bei der Dekohärenztheorie.

6.2 Die speziell-relativistische Laborquantenfeldtheorie

Die klassische Theorie der Gravitation ist die Allgemeine Relativitätstheorie Albert Einsteins. Für lokale Bezugssysteme im Tangentialraum eines Punktes der Mannigfaltigkeit gilt dort die Spezielle Relativitätstheorie von Henrik

Lorentz, Henri Poincaré und Albert Einstein. Die äußeren Abmessungen von Physik-Labors sind klein genug, um sie als lokal-asymptotische Systeme aufzufassen, in denen nur speziell-relativistische Gleichungen in einem festen Gravitationsfeld gelten. Der Higgsismus ist hier also abgeschaltet, es wirkt allein der Dekohärenzismus.

Eine ontologische Interpretation der lokalen speziell-relativistischen Laborquantenfeldtheorie im Sinne der Philosophie der Prozesse, wie sie Alfred North Withehead entwickelt hat [191] und wie sie von Nobo erfolgreich interpretiert wurde [192] ist kürzlich von dem Paderborner Physiker und Philosophen Frank Hättich [193] vorgelegt worden. Hättich geht dabei historisch zurück auf Arbeiten von Stapp [194], obwohl er sich nicht eng an diese Arbeiten anbindet. Der Autor zeigt jedoch, dass die Prozessphilosophie Whiteheads nicht oder nur schwerlich mit der Konzeption der speziell-relativistischen algebraischen Quantenfeldtheorie zusammenhängt.

Phänomenologisch zeigt sich in der Hochenergiephysik eine Unmöglichkeit Zustände, die zu verschiedenen elektrischen Ladungen gehören zu überlagern. Diese beobachteten Superauswahlregeln muss der Formalismus der Laborquantenfeldtheorie berücksichtigen. Wir wollen also zunächst über den Begriff der Ladung philosophieren.

6.3 Die Ladungssektoren im Tangentialraum

In der Theorie der Superauswahlregeln folgen wir den drei unveröffentlichten Vorlesungen von Hans-Jürgen Borchers an der Universität Göttingen [195], die neben den eigenen Beiträgen von Borchers auf den folgenden Veröffentlichungen basieren [199]. Borchers beginnt seine Ausführungen mit der Definition der C^*-Algebra, die das zugrundeliegende mathematische Objekt im platonischen Ideenhimmel (kosmos noitos) ist, das in der realen Welt die Struktur der beobachtbaren Größen (Observablen) beschreibt. Am Anfang sind die Observablen und die Zustände, wobei zuerst die Zustände, nämlich positive normierte stetige lineare Funktionale auf einer C^*-Algebra, festgelegt werden müssen. Die Entitäten liegen nach Popper und Penrose ([196], §1.4) in drei verschiedenen Welten, die miteinander vernetzt sind. Einmal die platonische Welt der mathematischen Strukturen, dann die Welt der physikalisch-real messbaren Größen und drittens die mentale Welt, in der wir Begriffe finden und Namen geben. Das Problem des Nominalismus verlagert sich also in eine eigene Welt, die mentale Welt und kommt daher voll zum Tragen. Solange unsere Philosophien nicht normierte Theorien sind, wie die

Quantenfeldtheorie, sollten sie gegenüber Umbenennung der Grundgrößen einigermaßen stabil, möglichst sogar invariant sein. Hier gab es im Mittelalter den Nominalismusstreit, zu einer Zeit, da Philosophien in der Frühscholastik noch nicht wissenschaftlich genügend ausgereift und gefestigt waren. Später entwickelten sich normierte Theorien, auch eine normierte Ethik [197]. Mit Galilei gelang es der reinen Theorie der Griechen das Experiment als kontrollierenden Richter einzusetzen. Nur wiederholbare Laborexperimente sind zugelassen, die eine Theorie falsifizieren können. Aber auch der theoretische Rahmen wuchs infolge stärkerer Fundierung durch Normierung der Begriffe in sauberen mathematischen Definitionen. Die Mathematik wurde als Sprache der Natur (Galilei) akzeptiert. Anders gewendet wurde die Mathematik zur Brille, mit der die Natur betrachtet wurde [198].

Abstrakte C^*-Algebren können auf renormierten Hilberträumen, wie sie durch GNS-Konstruktion[1] gewonnen werden können, dargestellt werden durch Operatoralgebren. Nach dem Spektralsatz für selbstadjungierte Operatoren kommt es vor allem auf die Projektoren oder Spektralscharen an. Diese formen die algebraische Struktur einer sogenannten von-Neumann-Algebra. Von-Neumann-Algebren sind schwach-*-Algebren, die über die Bi-Kommutante[2] einer Operatoralgebra definiert werden können. Auf Operatoralgebren gibt es verschiedene Toplogien, das heißt Systeme von Umgebungen. Die starke Topologie legt die Einheitsvollkugel durch die Vektornorm eines Operators angewendet auf endlich viele Vektoren fest. Die ultrastarke Topologie erweitert die Zahl der verwendeten Vektoren auf abzählbar unendlich und bestimmt die Einheitsvollkugel durch die Operatornorm. Durch Verwendung der Skalarprodukte für endlich-viele ausgewählte Vektoren erreicht man eine schwache Topologie, während die ultraschwache Topologie die Zahl der ausgewählten Vektoren des separablen Hilbertraumes nicht einschränkt. Eine schwach-abgeschlossene Unter-*-Algebra $\mathcal{A}$ der Menge der beschränkten Operatoren über einem separablen Hilbertraum $\mathcal{B}(\mathcal{H})$ mit $\mathbb{1} \in \mathcal{A}$ wird als von-Neumann- oder W^*-Algebra bezeichnet. Eine W^*-Algebra ist Beispiel einer C^*-Algebra. Die Elemente einer von-Neumann-Algebra, die mit allen

[1] Ein renormierter separabler, komplexer Hilbertraum kann durch GNS-Konstruktion gebildet werden, wenn man einen bestimmten Zustand ω auswählt von dem dann der Hilbertraum abhängt und mit diesem Zustand das ultrastark-abgeschlossene Linksideal bildet, bei dem der Erwartungswert eines adjungierten C^*-Algebraelements multipliziert mit dem C^*-Algebraelement selbst verschwindet. Dividiert man anschließend die C^*-Algebra durch dieses Linksideal so erhält man einen unendlich-dimensionalen Vektorraum, auf dem der Zustand ω kanonisch ein Skalarprodukt definiert. Nach Vervollständigung ergibt sich der renormierte GNS-Hilbertraum

[2] Die Menge aller beschränkten Operatoren, die mit allen Elementen einer Unter-*-Algebra $\mathcal{A}$ des komplexen Raumes der beschränkten Operatoren kommutieren, bezeichnet man als Kommutante von $\mathcal{A}$. Die Bi-Kommutante ist die Kommutante der Kommutante.

Elementen der von-Neumann-Algebra kommutieren heißt das Zentrum der von-Neumann-Algebra. Besonders liegt der Mathematik daran, die sogenannten Faktoren zu klassifizieren. Dies sind die von-Neumann-Algebren, deren Zentrum trivial ist, d.h. nur aus komplexen Vielfachen der eins bestehen.

Während der abstrakte Aufbau der Quantenfeldtheorie abstrakte Algebren bemüht, so legt doch die Renormierung einen bestimmten zustandsabhängigen Hilbertraum fest, in den hinein die abstrakten Algebren durch treue Abbildungen dargestellt werden müssen. Um zu überlegen, ob solche Darstellungen π_1 und π_2 etwa äquivalent sind, bedarf es der Definition eines Intertwining-Operators T

$$T\pi_1(x) = \pi_2(x)T \qquad \forall x \in \mathcal{A}$$

Zwei Darstellungen heißen unitär äquivalent, wenn ein unitärer Operator $U : \mathcal{H}_1 \to \mathcal{H}_2$ existiert, mit U ist ein Intertwining-Operator und $U\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2$. Solange die Zahl der Freiheitsgrade endlich ist, sind alle Darstellungen der Algebra der kanonischen Vertauschungsrelationen unitär äquivalent, wie ein Satz von John von Neumann beweist. Erst ab abzählbar unendlich vielen Freiheitsgraden kann es unitär inäquivalente Darstellungen der CCR oder CAR geben. Daher wird die Quantentheorie erst bei unendlich vielen Freiheitsgraden interessant und sollte in dieser Form mit der Realität konfrontiert werden. Als Beispiel betrachten wir die Phasenübergange in einem statistischen System, z.B. einem Gas. Die Zustandssumme und die Zustandsfunktionen sind analytisch in den thermodynamischen Variablen, z.B. die großkanonische Zustandssumme ist analytisch in der Fugazität. Eine Folge analytischer Funktionen kann jedoch gegen eine nicht-analytische Funktion konvergieren. Ist das der Fall, so werden im thermodynamischen Limes z.B. unstetige Übergänge, wie die Phasenübergänge approximativ beschrieben, während beim endlichen System kein Phasenübergang diagnostiziert werden kann. In der Quantenfeldtheorie zeigt das Haagsche Theorem schon bei zwei massiven freien Feldern mit unterschiedlichen Massen, dass diese nicht unitär ineinander transformiert werden können. Hier liegen also inäquivalente Darstellungen der CCR oder CAR vor. Daher können die üblichen störungstheoretischen Methoden — durch einen unitären Zeitentwicklungsoperator gewonnen —, garnicht angewendet werden. Die konstruktive Feldtheorie verlangt hingegen eine sorgfältige Analyse der Mathematik. Die plausibel erscheinende Argumentation, ein endliches Universum hätte nur endlich-viele Freiheitsgrade wird also dadurch ausgehebelt, dass wir — nach allem was wir gegenwärtig beobachten — in einem räumlich unendlich ausgedehnten Universum leben und dass darin abzählbar-unendlich viele Galaxien existieren. Die Zahl der Freiheitsgrade ist daher prinzipiell unendlich groß. In einem Reagenzglas gibt es zwar nur ca. 10^{23} Moleküle, diese wechselwirken aber extrem schwach natürlich, mit dem Rest des Universums. Dieser dekohärenzistische Standpunkt wird in dieser Arbeit durchgängig beibehalten.

Eine physikalische Äquivalenz ist die Fell-Äquivalenz. Zwei Darstellungen heißen Fell-äquivalent, wenn der Kern der beiden Darstellungen übereinstimmt, d.h. die Darstellungen gleichtreu sind. Physikalisch sind die Darstellungen also nicht unterscheidbar, man kann immer nur endlich viele Observable messen. Zwei Darstellungen heißen quasiäquivalent, wenn sie Fell-äquivalent sind und ein *-Isomorphismus von dem einen Darstellungsraum in den anderen Darstellungsraum existiert, der stetig ist in der ultraschwachen Topologie. Die Menge der ultraschwach stetigen Zustände einer Darstellung, wie Vektorzustände oder gemischte Zustände, die die folgenden drei Eigenschaften erfüllen, bezeichnet man als Folium einer Darstellung: Das Folium ist abgeschlossen in der Normtopologie; das Folium ist konvex. Ist ω aus dem Folium einer Darstellung und ist $\omega(y^*y)$ von null verschieden, so ist auch $\frac{\omega(y^*\bullet y)}{\omega(y^*y)}$ im Folium. Zwei Darstellungen sind quasiäquivalent, genau dann wenn die zugehörigen Folien übereinstimmen. Sei $\mathcal{E}(\mathcal{A})$ ein Folium, dann ist

$$\pi_u(x) = \bigoplus_{\omega\in\mathcal{E}(\mathcal{A})} \pi_\omega(x)$$

die universelle Darstellung. Jede Darstellung ist quasiäquivalent zu einer π_u-Unterdarstellung.

Kapitel 7

Das Hintergrundfeld

7.1 Einführung in die nicht-lineare Physik

Wenn sich durch immer höhere Messgenauigkeit [105] in der fernen Zukunft Einsteins Traum bewahrheiten sollte, dass es nur eine einzige Naturkraft - eine Art Supergravitation - gibt, quasi eine gottgegebene Notwendigkeit, ein unbegründbares Potenzial, so könnte das zugrundeliegende Naturgesetz eine Eichfeldgleichung sein zur Poincarégruppe als Eichgruppe und unter Vorliegen einer Supersymmetrie, die Fermionen in Bosonen überführt und umgekehrt. Solche Eichfeldtheorien sind intrinsisch nicht-linear, dadurch, dass das Eichfeld im Materieteil minimal ankoppelt, gleichzeitig aber die Eichfeldgleichung den Materiestrom als Quellterm besitzt. Schon jetzt haben wir in der Chromodynamik eine Eichfeldtheorie vorliegen mit der Eichgruppe $SU(3)$. Das Quantensystem der Quarks genügt einer der Diracgleichung ähnlichen Spinorfeldgleichung in die jedoch minimal ein matrixwertiges Vektorpotential einkoppelt, wodurch die Spinorfeldgleichung intrinsisch nicht-linear wird.

7.2 Kleine Schwankungen der Eichfelder

In der Quantenchromodynamik erwarten wir einen Dekonfinement-Phasenübergang zu einer Plasmaphase des Quark-Gluon-Plasmas, wie es im Upgrade von GSI zu FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) vielleicht schon zu sehen ist. Hier haben wir bei hohen Energien große Schwankungen des Energie-Impuls-Tensors für die Eichbosonen, die Gluonen. Geht man von der Näherung kleiner Schwankungen aus, kann man die Gluonen durch Wigner-Kirkwood-Transformation semiklassisch behandeln [106] und man erhält eine nicht-abelsche Yang-Mills-Wigner-Symmetrie. Es ergibt sich damit eine lineare Diracähnliche quantisierte Spinorgleichung, in die Erwartungswerte des Diracfeldes nicht-linear einkoppeln.

7.3 Immer bessere Approximationen

Die Methode der kovarianten Wigner-Kirkwood-Transformation [107], die aus der Statistischen Physik kommt (vgl. z.B. [108]) ist auch auf quantisierte Gravitation in der Näherung kleiner Schwankungen des Materie-Energie-Impuls-Tensors anwendbar [107, 109]. Hier ergibt sich eine semiklassische Gravitationstheorie, wie sie in der Umgebung der Erde für die Satelliten zusammen mit der gegenwärtigen Messgenauigkeit von Atomuhren zum Tragen kommen könnte. In der Nähe Schwarzer oder Weißer Löcher, insbesondere für die Urknallphysik, sind die Voraussetzungen dieser Näherung sicher nicht mehr erfüllt. Das Dekohärenzproblem für Quantum Gravity muss daher neu bedacht werden. Die semiklassische Approximation mit einem kohärenten Zustand für den Erwartungswert des Energie-Impuls-Tensoroperators hat jedoch einen Defekt: Es ist in dieser Näherung möglich eine Kommunikation mit Überlichtgeschwindigkeit zu führen [167]. Der semiklassische Ansatz ist in bestimmten Interpretationen inkonsistent mit den Beobachtungen [168]. Dies läßt sich vermeiden in einigen Modellen, in denen die Wellenfunktionsreduktion durch Gravitation induziert wird, der sogenannte Higgsismus [167, 169].

Wenn in den Labors von CERN am neuen Beschleuniger LHC (Large Hadron Collider) gearbeitet wird, der etwa 2007 in Betrieb gehen soll, dann ist die Näherung eines semiklassischen gravitativen Hintergrundes sicher sehr gut, geradezu optimal. Denn die Messgenauigkeit ist schon so hoch, dass man die Gravitation spürt. Die quantenfeldtheoretische Seite verlangt jedoch bei höheren Energien nach einer vereinheitlichten Vorstellung. In der GUT (Grand Unified Theory) liegt es gegenwärtig nahe, von einer nicht-minimalen SUSY SU(5) Quanteneichtheorie auszugehen. Diese Theorie vereinheitlicht jedoch nur drei der vier Naturkräfte, aber das würde genügen, wenn diese Quanteneichtheorie GUT in einem semiklassischen gravitativen Hintergrund lebt.

Besser ist natürlich für CERN die Approximation einer Art Supergravitation, in der die Poincarégruppe als Eichgruppe wirkt und bei der man Eichbosonen im Sinne von SUSY-Poincaréonen hätte. Diese SUGRAonen könnten schon beim LHC messbar sein, darunter das berühmte Gravitino, das infolge der Brechung der Supersymmetrie kurz nach dem Urknall massiv ist.

Die ultimative Theorie läßt sich vielleicht nie finden, sondern immer nur bessere Approximationen für Hochenergiephänomene. Die Superstringtheorien haben einen intrinsischen Cutoff, andere Vorstellungen, wie Loop-Gravitation gehen von einer diskreten Raumzeit im Kleinen aus.

7.4 Hadronen im Gravitinobad

Quarks sind massive Teilchen, die der QCD genügen. Sie besitzen die Eigenschaft der asymptotischen Freiheit. Im Infrarotlimes haben sie Konfinement, im Ultraviolettlimes sind sie freie Teilchen. Die Massivität der Quarks bedingt, dass sie gravitativ wechselwirken. Wenn nun schon bei CERN die Brandung des entfernt liegenden Meeres messbar ist, wird auch bei FAIR Gravitation spürbar sein. Die masselosen Spin-2-Tensor-Quadrupol-Gravitonen kann man durch die semiklassische Approximation als Hintergrund berücksichtigen. Jedoch koppelt jedes Quark noch einzeln an ein Bad aus massiven Gravitinos, aber nur in einer molekularen Sichtweise, also im „Mean-field-Limes“. Diese Kopplung induziert eine Wechselwirkung der Hadronen, die in der Feldgleichung quadratisch in den Diracspinor eingeht (vgl. [80]). Diese Wechselwirkung ist in ihrer Kopplungskonstanten allerdings wesentlich schwächer als die Quark-Gluon-Wechselwirkung in der nicht-abelschen Yang-Mills-Wigner-Symmetrie. Daher ergeben sich hier Dekohärenzen nur auf sehr großen Zeitskalen. Die Yang-Mills-Wigner-Dekohärenzen dominieren.

7.5 Eine Spinorgleichung

Die dissipativen und die dekohärierenden Effekte beim Quark-Gluon-Plasma setzen sich aus drei Komponenten zusammen. In aufsteigender Reihenfolge, von ganz schwachen bis hin zu dominanten Effekten nenne ich in erster Linie die Quark-Gluon-Graviton-Wechselwirkung. Diese wird berücksichtigt durch die Semiklassik des gravitativen Hintergrundes in seiner Rückwirkung auf den Quarkspin. Hier ist es der Riemannsche Krümmungstensor, der durch die kovariante Wigner-Transformation des Erwartungswertes des Materie-Energie-Impuls-Tensors auf den quantisierten mittleren Diracspinor zurückkoppelt im

Sinne, dass Erwartungswerte des Diracspinors mit dem Diracspinor multipliziert werden. Der nächst-stärkere Effekt ist das Gravitinobad, dass zu einem quadratischen Beitrag in der Spinorgleichung der Quarks führt. Der dominante Effekt ergibt sich durch Einsetzen der Lösung der Eichfeldgleichung in die Quark-Spinorgleichung auch im Sinne davon, dass Erwartungswerte des Diracfeldes mit dem Diracfeld multipliziert werden. Wir wollen uns auf diesen dominanten Effekt beschränken, um den Formalismus übersichtlich zu halten.

Wir berichten zunächst von Winters Durchführung der kovarianten Wigner-Transformation [106, 107]. In nullter Ordnung bleiben die Gluonen nicht-quantisiert und ergeben einen mittleren Leim („glue") mit dem die quantisierten Quarks wechselwirken. Die erste Ordnung von semiklassischem Leim wurde von Winter nicht gerechnet. Es ergeben sich die Yang-Mills-Wigner Gleichungen. Die kovariante Wignertransformierte der Quark-Zweipunktfunktion ist eine nicht-abelsche Matrix und zugleich eine Dichte auf dem klassischen achtdimensionalen speziell-relativistischen Phasenraum. Die Dynamik der Quarks ist durch eine Maxwell-Vlasov-Gleichung für die matrixwertige Dichte gegeben. Diese Dynamik ist allerdings off-mass-shell: Es gibt eine Massenschalenbedingung für die Impulse, die sich nicht auf die Massenschale beschränkt, sondern noch Korrekturterme, die von den Gluonenfeldstärken abhängen beinhalten. Für die mittleren Gluonenfeldstärken gelten die Maxwell-Yang-Mills-Gleichungen, wobei als Quellterm der Erwartungswert des Dirac-Oktet-Stromes ankoppelt. Die vorkommende Ableitung ist eine Yang-Mills-kovariante Ableitung, in die die matrixwertigen Gluonvektorpotentiale eingehen.

Eine Interpretation dieser Yang-Mills-Wigner-Gleichungen ist im Sinne von stochastisch verteilten Quarkspins möglich (vgl. [110]). Wir betrachten die 4-Impulse als Elemente eines Ereigniskörpers. Diese Elemente sind dann mit einem Maß d^4p über die Impulse gleichverteilt. Die matrixwertige Dichte quantisieren wir jetzt und erhalten zufällig verteilte matrixwertige Dichtematrizen $\rho(x,p)$. Diese beschreibt also stochastische Gemische von Quarks in einem mittleren klassischen Gluonenfeld. Die Dynamik ist also jetzt durch eine stochastische matrixwertige Mastergleichung gegeben. Für das mittlere klassische Gluonenfeld gilt die Yang-Mills-Maxwellgleichung, wobei der Mittelwert der Oktet-Dichtematrix als Quellterm eingeht. Diese Mastergleichung ist also eine Diracgleichung für ein Gemisch in einem durch die Gluonen gekrümmten matrixwertigen Hintergrund. Es ergibt sich hier ein stochastischer Utiyahma-Term für die Spin-Gluon-Kopplung. Diese neue nicht-lineare stochastische Quark-Spinorquantenfeldgleichung besteht aus einem kinetischen und mehreren Gluon-Krümmungstermen zusammen mit einer Feldgleichung für das klassische Gluonfeld mit dem Impulsmittelwert des stochastischen Oktet-Quarkspinorquantenfeldes als Quellterm.

Einen besseren Überblick erhält man, wenn man von der stochastischen Eichquantenfeldtheorie zur unendlichen Momentenhierarchie für die stochastischen Eichquantenfelder übergeht, indem man mit Monomen der Impulse multipliziert und anschließend über die Impulse mittelt (vgl. [109 (1987)]). Die erhaltenen Größen sind dann reine matrixwertige Spinorquantenfelder über dem Ortsraum. Aber es gibt abzählbar unendlich viele davon.

7.6 Eine Quanten-Hierarchie

Berechnet man die Hierarchie aus den quantisierten stochastischen Yang-Mills-Wigner-Gleichungen, so zeigt sich als Quelle für das klassische mittlere Gluonenfeld nur das Oktet-Quantenfeld des ersten Momentes. Die neue Quanten-Hierarchie für die Quarks, ähnelt einer ins abzählbar Unendliche erweiterten QCD jedoch mit klassischem Leim. In der Praxis kann man vielleicht schon nach dem zweiten Moment abbrechen und erhält ein endliches System handlicher Gleichungen. Diese Quanten-Hierarchie ist eine Viel-Gluon-Approximation mit klassischem „glue". Das ist sicherlich keine gute Näherung für einzelne Hadronen (mit wenigen Gluonen), aber für die schweren Ionen, die viele Gluonen haben, also gerade für Experimente bei FAIR, ist dies eine angemessene Näherung. Wichtig ist, dass es Quark-Quark-Korrelationen gibt, die durch das klassischen Gluonenfeld vermittelt werden in erster Ordnung der Kopplungskonstanten und viskose Effekte zumindest in zweiter Ordnung der Kopplungskonstanten.

In der hier vorgelegten kovarianten Viel-Gluon-Näherung ist der Quanten-Dirac-Spinor matrixwertig. Es handelt sich um abzählbar-unendlich viele nicht-abelsche Diracsche Quantenfelder. Das drückt die innere SU(3)- oder SU(5)-Symmetrie aus. Der nicht-abelsche Charakter der Eichsymmetrie ist erhalten geblieben, die Quantennatur der Gluonen ging verloren, nicht aber die der Quarks.

Durch Quantisierung der Yang-Mills-Wigner-Gleichungen haben wir eine neue Quantentheorie der Quarks erhalten. Diese Theorie ist in einer Hinsicht reicher an Struktur, was die Theorie der Quarks betrifft, weil sie hier eine Art quantenstochastische QCD darstellt, sie ist aber auch in einer anderen Hinsicht ärmer als die QCD, weil es in ihr zwar eine durchgängig nicht-abelsche Eichsymmetrie gibt, aber keine Teilchen- oder Quantenstruktur für die Eichbosonen. Ob die hier vorgelegte Theorie in manchen Aspekten besser als die QCD ist, kann nur das Experiment feststellen. In jedem Fall ist sie eine handhabbare Interpretation der QCD, vielleicht weniger eine gute Elementarteilchenphysik, als vielmehr eine gute Schwerionenphysik.

7.7 Ein naturphilosophisches Credo

In naturphilosophischer Verkürzung kann man das physikalische Credo des Verfassers in Quanten, Zufall, Notwendigkeit umformulieren, in Anlehnung an [111], aber auch in Erweiterung von Jaques Monod [111] auf der Grundlage von Linus Pauling [112]. Die Notwendigkeit kommt von den deterministischen Naturgesetzen, die wir in mathematischen Formeln aufschreiben können. Dem geht aber allem voran ein Zufall, bei dem die Natur würfelt. Im Zusammenspiel von Zufall und Notwendigkeit erscheint es dem Verfasser als würfele die Natur nicht blind, sondern in einen bestimmten Kegel hinein. Der Zufall der Mutationen hat also eine bestimmte Vorzugsrichtung, in die hinein gewürfelt wird. Wie Pauling erkannte, kommt die molekulare Struktur durch die chemische Bindung, vermittelt durch die Quantenmechanik zustande. Dieses wichtige dritte Element geht allem voran und ist fundamental. Es scheint daher nötig, eine quantenstochastische Quantenstatistik auch für die Elementarteilchen zu machen. Grundlegende Physik ist eine nicht-abelsche spinorwertige quantenstochastische Quantenfeldtheorie, die einer nicht-linearen Quantengleichung in einem gekrümmten klassischen Hintergrund genügt. Die Riemannsche Geometrie (auf einer Matrixalgebra) ist unverzichtbar. Diese Einstellung hat der Verfasser von Einstein übernommen. In der Quantenfeldtheorie werden nicht nur Betrachtungen über den Vakuumzustand, als Zustand minimaler Energie, vorgenommen, sondern es werden auch Anregungen betrachtet (Exzitonen in der Festkörperphysik) und KMS-Zustände. Diese temperaturabhängige Quantenfeldtheorie in einer gekrümmten Raumzeit scheint mir unverzichtbar für das fundamentale Verständnis der Elementarteilchen. Das allgemeine Feynmansche Partonenmodell hilft auch dazu, Verständnisbarrieren abzubauen, dass Elementarteilchen Gemische und nicht reine Zustände sind. Der Sinn der Verwendung des Begriffes „elementar“in der Teilchenphysik hat schon Heisenberg bezweifelt. Also quantenstochastische quantenstatistische Quantenfeldtheorie für möglichst nur eine Naturkraft (eine Art Supergravitation), das ist mein gegenwärtiges allgemeines naturphilosophisches Bekenntnis. Das sogenannte Elementare ist eine Fiktion. Alles ist zusammengesetzt aus Quanten, Zufall und Notwendigkeit.

Das erkenntnistheoretische Problem der Quantenmechanik erinnert an eine Rede des Siddhatta Gotama Buddha [166], in der er sagt „Wahrlich, an diesen Dingen hängen einige Brahmanen und Asketen; sich entzweiend streiten sie sich, die nur einen Teil erfassen.“Hier ist die Rede von den Blinden und dem Elefanten. Wir sind in der Rolle der Blinden. Wir können den Elefanten nicht erkennen, weil wir selber nicht größer sind als das Umgreifende [207], das den Elefanten erfasst. Wir müssen also vermeiden Teilaspekte zu verabsolutieren. Unser Weg führt uns zum Schwerpunkt des Elefanten. Im Schwerpunkt können wir wenigstens die Masse des Elefanten im äußeren Gravitationsfeld bestimmen. So sind auch Elementarteilchen wie Elefanten, die verschiedene Teilaspekte haben. Der Baryzentrismus ermöglicht uns das Zentrale zu verstehen, wenn schon nicht ein umgreifendes Verständnis zu erreichen ist. Das liegt daran, dass die Quantenmechanik allen physikalischen Theorien zugrunde liegt. Ein umgreifendes Verständnis der Quantenmechanik ist uns Blinden unmöglich, aber wir können das Zentrale daran verstehen und schließlich zentrale Eigenschaften mit Verständnis berechnen. Allen liegt der Dreiklang von Quanten, Zufall und Notwendigkeit zugrunde. Alles ist Thermodynamik oder stochastische Quantenstatistik. In der Interpretation sollten wir stets einen Baryzentrismus anstreben, weil die Theorienvielfalt alle Grenzen übersteigt. In diesem Weg der Mitte vermeiden wir die Gefahren der Extreme und manövrieren sicher zwischen Szylla und Charybdis.

Eine weitere Möglichkeit die beiden Hindernisse zu umschiffen ist, bildlich gesprochen, man steigt in einen Hubschrauber und überfliegt sie. Durch Dimensionserweiterung wie bei den komplexen Zahlen kommen wir auch zur Horizont- oder Bewußtseinserweiterung des holomorphen Realismus. Hier ist das grundlegende Credo die bestehende Verschränkung von Zuständen und dessen Bestehenbleiben durch Dekohärenzsuppression. Dies beschreibt etwas näher den Quantenaspekt. Die Stochastik darf die Verschränkung nicht auflösen. Ob wir nun ein Itô- oder ein Stratonowich-Verfahren anwenden sei dahingestellt, der richtige quantenstochastische Prozess vernichtet nicht die Verschränkung. Dies ist das wichtigste Credo. Wir leben nicht in einer inkohärenten thermischen Welt, sondern in kohärenter Verschränkung mit notwendigen Gesetzen, aber zufallgesteuert in einem bestimmten Kegel, wie ja auch schon das Evolutionskriterium von Prigogine und Glansdorff nahelegt [273].

Die Dynamik vollzieht sich auf einer gekrümmten pseudo-Riemannschen Mannigfaltigkeit, die wir apriori vorgeben. Es gibt aber auch Rückwirkungen der Dynamik auf die Mannigfaltigkeit. Diese wird über die Erwartungswerte gesteuert, die wir geeignet renormieren müssen. Besonders elegant ist die Duffin-Kemmer Methode für die Wignerfunktionen [270].

Die drei Elemente Quanten, Zufall und Notwendigkeit sind also nicht unabhängig, sondern so eng miteinander verknüpft, dass man von Facetten einer Einheit sprechen kann, wie etwa die Seiten eines Dreiecks. Dass die Winkelsumme im Dreieck immer 180 Grad oder π ist, ähnelt in der Natur dem Gauss-Bonnet-Chern-Theorem, bei der natürlich der Krümmungsskalar mit eingeht. Die ganze Sichtweise hat also nichts mit euklidischer Geometrie zu tun. Es ergibt sich aber auch hier eine Invariante, sozusagen ein höheres Prinzip.

7.8 Quanten-Boltzmann-Gleichung

Der Ansatz dieser Arbeit zur Lösung des Interpretationsproblems der Quantenmechanik besteht darin, den Kollaps des Zeigers oder die Reduktion der Wellenfunktion als eine Folge einer durch den semiklassischen Hintergrund ausgelösten Dekohärenz zu betrachten. Dabei ist der Hintergrund immer die Quantenkosmologie, in die das Problem eingebettet ist. Jedoch befinden wir uns hier auf der Erde oder im ISS-Labor in einem Gravitationsfeld mit kleinen Schwankungen von Energie und Impuls, so dass wir den quantenkosmologischen Hintergrund auf einen semiklassischen oder einen quantenstochastischen Hintergrund reduzieren können [57]. In diesem semiklassischen oder quantenstochastischen Hintergrund bewegt sich das in der Regel als nichtabelsch betrachtete Quantensystem.

Um die Dekohärenz einmal konkret abschätzen zu können, betrachten wir ein eindimensionales nicht-relativistisches kontinuierliches System, dass dissipativ an ein Bad gekoppelt ist. Die Lindbladgleichung [79] ergibt hier im Mean-field-Limes [80] eine nicht-lineare Schrödingergleichung der Form

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi + F(< x >_\psi)p\psi + G(< p >_\psi)x\psi \quad , \tag{7.1}$$

wobei der nicht-dissipative Teil, mit der kinetischen und potentiellen Energie, durch einen nicht-linearen Term, bei dem bestimmte Funktionen F, G von den Erwartungswerten im Impuls und im Ort abhängen, ergänzt ist, der den Einfluß des Bades markiert. Die Wellenfunktion ist jetzt eine effektive Wellenfunktion, wie sie auch beim Hartree-Fock-Verfahren vorliegt und beschreibt hier eine Hartree-Näherung. Es liegt also nicht etwa ein reiner Zustand vor, weil ja nach einem Theorem von Brian Davies [116] jeder anfänglich reine Zustand durch die Wechselwirkung mit dem Bad instantan in ein Gemisch übergeht. Das System wird durch den Mean-field-Limes automatisch dekohärent wegen der Ankopplung an das Bad.

Weniger einleuchtend ist die indirekte, oder stochastische Kopplung, die dadurch bewirkt wird, dass jedes Quantensystem individuell für sich an das Bad ankoppelt, ohne dass die Quantensysteme direkt miteinander wechselwirken. Diese Art der Kopplung induziert im Mean-field-Limes der Lindblad-Gleichung [80] eine stochastische Quanten-Boltzmann-Gleichung von der Art

$$i\frac{d}{dt}\rho = [H + \mathrm{tr}\,_2 A \otimes A\rho, \rho] + \mathrm{tr}\,_2 B_{12}\rho \otimes \rho \quad . \tag{7.2}$$

Hierbei sind A und B_{12} Wechselwirkungsoperatoren. Die Nicht-Linearität dieser Master-Gleichung zwingt die Off-Diagonal-Elemente der Dichtematrix dazu, rapide abzufallen und führt eine Dekohärenz herbei. Wir wollen dies noch im einzelnen zeigen, möchten aber hier schon darauf hinweisen, dass der gravitative Hintergrund immer eine nicht-lineare Mastergleichung erzwingt, weil die einfache Mastergleichung im gekrümmten Raum lebt und die Raumkrümmung immer über den Erwartungswert des Energie-Impuls-Tensoroperators rückgekoppelt ist an die Dichtematrix. Diese Nicht-Linearität hat dann eher die Form einer Lindbladgleichung, in der die Lindblad-Operatoren von einem Erwartungswert der Observablen abhängen. Infolge von Graviton-Graviton-Streuung kann aber noch zusätzlich eine Nicht-Linearität vom Typus (7.2) auftreten [117]. Es ist daher wichtig zunächst diese einfache Nicht-Linearität zu studieren.

7.9 Spontane Symmetriebrechung

In diesem Abschnitt berichten wir über ältere Überlegungen von Yuval Ne'eman [118]. Der Verfasser sieht die Reduktion des Wellenpaketes als eine spontane Symmetriebrechung vom Goldstone-Nambu- oder Higgs-Kibble-Typus, wie er in Eichfeldtheorien auftritt. Diese spontane Symmetriebrechung ist eine Art Phasenübergang. Der Zustand geht spontan von einem symmetriebrechenden Wert, in dem der Erwartungswert des Feldes nicht verschwindet in einen symmetrieerhaltenden Wert, in dem der Erwartungswert des Feldes verschwindet über. Man kann auch von einem Übergang von einem falschen Vakuum in einer richtiges Vakuum sprechen. Dies geschieht, wie bei Higgs, durch das Anlegen äußerer Felder, ein Modell für den Messprozess. Ne'eman geht von der Quantenchromodynamik (QCD) aus und betrachtet die anderen Theorien als auf dem Weg befindlich von einer Kaluza-Klein-Theorie zu einer Superstringtheorie. Im Mittelpunkt steht die allgemeine Eichtheorie nach Yang-Mills, die er auf einem Faserbündel formuliert (siehe auch [120]).

Dieser Ansatz der Faserbündelmannigfaltigkeit (FBM) wird weiter ausgebaut. Der Aharonov-Bohm-Effekt wird skizziert und die Dirac-Wu-Yangsche Theorie der Monopole und der Instantonen dargestellt. In diesem Rahmen und insbesondere für N=4 super Yang-Mills Theorien diskutiert Ne'eman Akausalitäten und Anomalien sowie Fadeev-Popov-Geister, die keine realen Zustände darstellen [119]. Die Abhandlung gipfelt in der Erwähnung des Higgs-Kibble-Mechanismus für die spontane Symmetriebrechung. So steckt in einer Lagrangedichte mit Higgs-Feldern schon ein Symmetriebrechungsmechanismus mit drin, der einen Zustand spontan von einem Wert nicht-unitär zu einem anderen Wert übergehen läßt. Diese Vorstellung ist in gewisser Hinsicht evolutiv und historisch. Sie entspricht nicht der Debatte zwischen Einstein und Bohr, wo es um Gedankenexperimente und Laborexperimente ging. Im Laufe der Expansion des Universums macht die Wellenfunktion eine Sequenz von Kollapsvorgängen durch, die durch spontane Symmetriebrechung dargestellt werden. Im Labor könnten wir auch einzelne schwere Atomkerne betrachten und mit ihnen Kollisionsexperimente durchführen. Dabei läßt der Autor etwas unklar, ob hier der Higgs-Kibble-Mechanismus für die Reduktion des Wellenpaketes verantwortlich ist.

Kapitel 8

Quanteninformationsdynamik

8.1 Ist Information die Ursubstanz?

Auf der Grundlage seiner Experimente mit verschränkten Photonen kommt der Wiener Experimentalphysiker Anton Zeilinger zu dem Schluß „Wirklichkeit und Information sind dasselbe.“[141]. Dies ist eine neue extremale Philosophie, die wir hier nicht vertreten, weil wir den Baryzentrismus vertiefen wollen. Das Baryzentrum zerlegt sich aber nach den Extremen. Daher ist es wichtig, die Extreme zu finden und zu beleuchten. Zeilingers stark an Heisenbergs Idealismus orientierte Auffassung der Quantenexperimente stellt die Möglichkeit (Potenz) mit der Faktizität (Akt) gleich und eher in unzulässiger Weise werden hier die Analysen von Thomas von Aquin [160] und Edith Stein [52] übergangen. Ähnlich idealistisch äußert sich auch neuerdings (2004) Carl Friedrich von Weizsäcker, möglicherweise in Anlehnung an Immanuel Kant, weist er ausdrücklich auf die Untrennbarkeit von Subjekt und Objekt bei Niels Bohr hin [142]. In einem früheren Werk [164] sieht er die Aufgabe der Philosophie der Natur in der Kybernetik. Brian Greene diskutiert in seinem neuesten Buch [163] verschränkten Raum, verschränkte Zustände und das Aspect-Experiment. In diesem Experiment läuft ein Photonenstrahl durch verschiedene Strahlteiler. Greene führt einen Quantenradierer ein, mit dessen Hilfe er die Welche-Weg-Information weglöschen kann. Die Formung der Vergangenheit mit einem Delayed-Choice-Quantenradierer geht auf die Physiker Scully und Drühl zurück. Roger Penrose [165] sieht die Information vom System über den Meßzeiger auf das Gehirn des Beobachters überfließen, wo Quantenzustände in Mikrotubuli für kohärente Resonanzen sorgen. Der

Sinn der Selektion ist es daher nach Penrose [165, S. 231] die Fähigkeit des Verstehens zu erhöhen. Die objektive Zustandsreduktion sieht er jedoch als einen Effekt der Quantengravitation.

Carl Friedrich von Weizsäcker weist darauf hin, dass Information schon im platonischen εἶδος vorkommt und im aristotelischen μορφή für Form. Bereits Norbert Wiener hat festgestellt [172], dass Information weder Bewusstsein, noch Materie (ὕλη) bedeutet. Jedoch räumt von Weizsäcker der Frage, ob Sprache sich in Information erschöpfe, eine negative Antwort ein, weil von Weizsäcker auf den Kreisgang der Sprache hinweist. Das zusammengesetzte Ganze σύνολον ist das Maß einer Menge an Form. Materie hat Form, Bewußtsein kennt Form. Form ist weder subjektiv noch objektiv. Die Form eines physikalischen Objektes, die Information, ist die Anzahl der binären Alternativen. Weizsäcker hat verschiedene Thesen zur Information aufgestellt, die sehr schön bei Holger Lyre [173] referiert sind. Die erste Weizsäckersche These sagt aus, dass Information eine binäre Relation ist. Sie geht vom Informanten aus und muss vom Informierten verstanden werden. Die zweite Weizsäckersche These behauptet, Information sei nur, was Information erzeugt. Die Informationserzeugung ist das Verstehen. Der Informationsaustausch versteht sich dann als Äquivalenzrelation, die zugehörige Äquivalenzklasse ist die Information. Die erstmalige Information ist syntaktisch. Es besteht eine Verschränkung von Semantik und Pragmatik: Verstehen ist Erzeugen von Information. Informationserzeugung ist also Formung und Speicherung. Weizsäcker betont, es kommt auf die semantische Konsistenz an. Die Frage nach der Erkenntnis beantwortet von Weizsäcker durch Bezug auf die biologische evolutionäre Erkenntnistheorie [174,175]. Evolution ist Wachstum potentieller Information. Die Einteilung erinnert an Karl Poppers Welt 3 von Erzeugnissen des menschlichen Geistes (in der Formulierung Poppers), besser vielleicht Ausdrücken des menschlichen Geistes. Die Information ist eine Klasse von menschlichen Geisteserzeugnissen. Hier kommt Weizsäckers Idealismus vielleicht am Klaresten zur Sicht. Die Weizsäcker-Schule hat die Idee einer Ur-Alternative mathematisch formalisiert und den Begriff des Urs eingeführt. Dieser Aufbau der Atomphysik kulminiert in einer Anzahl von Publikationen von Weizsäcker, Drieschner, Görnitz, Ruhnau, Lyre und anderen, besonders in der als GRW bekannt gewordenen Arbeit [176], die von Hilary Putnam sehr hoch eingeschätzt wird [177]. Nach Putnams Auffassung kann man die Kopenhagener Interpretation und die Vielwelteninterpretation ausschließen („ruled out") [177]. Auch Putnam weist auf die Kosmologie als bedeutend für das Verständnis der Atomphysik hin. [177]

Im Zusammenspiel von ererbten und erworbenen Informationen entwickelt sich der Mensch. Es kommt nicht nur auf die Umwelt an, sondern auch auf die Gene. So ist in der Quantenmechanik der Dekohärenzismus, der sich im lokalen Tangentialraum abspielt, nicht völlig ausreichend. Hinzu kommt der Higgsismus, der Ererbung von Symmetriebrüchen. Am Anfang war die Information, das ist weder Bewußtsein, noch Materie. Die quantenkosmologische Entwicklung ist sodann epistemologisch in der Vereinheitlichung von Realismus und Idealismus im holomorphen Realismus, oder Holomorphismus angesiedelt. Die Wirklichkeit ist ein reeller Randwert einer komplexen holomorphen Funktion. Der Übergang zu diesem Standpunkt entspricht der Entwicklung in unseren Kinderjahren. Wir beginnen zu addieren und lernen die natürlichen Zahlen kennen. Erst wenn man dem Kind etwas wegnimmt, lernt es zu subtrahieren. Dabei durchbrechen wir die erste Schallmauer der Bewußtseinserweiterung, die negativen ganzen Zahlen. Einen enormen Gewinn an Geschwindigkeit und damit ein Selektionsvorteil erreicht das Kind, das die Faktoren in einer Zahl wahrnimmt und die Dimension der Multiplikation erreicht. Jetzt geht es aber darum, diese Operation umzukehren, also Divisionsalgebren zu betrachten, solche mit einer Eins. Hier stellt sich dem Kind das Ziehen der Wurzel aus eins oder zwei. Geometrisch war dies ein in der Antike unlösbares Problem. Wohl war bekannt, dass die Diagonale im Einheitsquadrat größer ist, als die Seitenlänge, was auch damals offenkundig war, aber man gelangte noch nicht zu irrationalen Zahlen, wie die Wurzel aus zwei. Zieht man die Wurzel aus eins in höheren Dimensionen gelangt man zur imaginären Einheit, den Quaternionen und den Oktonionen. Ganz allgemein ergibt sich die Cliffordalgebra $\mathcal{C}(p, 0)$.

Da wir in einem vier- oder zehndimensionalen Minkowskiraum zu leben scheinen ist es unsere Aufgabe, aus dem metrischen Tensor η die Wurzel zu ziehen. Das führt in höheren Dimensionen auf ein nicht-kommutatives Produkt und die Matrizen der Cliffordalgebra $\mathcal{C}(n, 1)$ zu $n = 3$ oder $n = 9$. In drei Raumdimensionen ist die Liealgebra, die die Gammamatrizen der Cliffordalgebra $\mathcal{C}(3, 1)$ ineinander überführt die 15-parametrige konforme Gruppe $SU(2, 2)$, die vierfache Überlagerungsgruppe der Lorentzgruppe $SO(3, 1)$ zusammen mit der Einheitsmatrix δ. Die Uroperatoren erzeugen ein Qubit aus einem Fockvakuum. Binäre Produkte der Uroperatoren verwenden die de-Sitter-Gruppe $SO(4, 1)$, die das Linienelement im fünfdimensionalen de-Sitter-Raum invariant lässt.

Dieser Aufbau ist noch zu idealistisch und zu wenig an den gemessenen Tatsachen orientiert. Im Wechselspiel von Idee und Wirklichkeit hat zwar nach Aristoteles die Idee das Primat, aber das Experiment richtet die Theorie und die Tatsachen gewinnen. Theoretische Physik muss sich auch nach den Messvorgängen richten und diese in ein Schema ordnen, das naturgesetzliche Schema. Die Denkmöglichkeiten von naturgesetzlichen Schemata auszuloten, ist Aufgabe der Mathematik. Die Theoretische Naturphilosophie leistet eine Interpretation der behaupteten naturgesetzlichen Schemata, die falsifizierbar sind, aber den Experimenten noch nicht widersprechen. Die von Carl Friedrich von Weizsäcker begründete Symmetrieinterpretation der Quantentheorie, motiviert durch die Heisenbergsche nichtlinearen Spinortheorie [178], müsste sich statt auf Ure auf Eichbosonen stützen und auch eine Supersymmetrie mit einbeziehen. Am Anfang war das Higgs-Teilchen. Die Massen der Elementarteilchen kommen durch einen Higgs-Mechanismus zustande und sind ererbt. Diese kosmologische Haltung ist notwendig für eine realistische Interpretation der Quantenmechanik.

8.2 Ein Quantenmodell des Gehirns

Das Gehirn ist auch ein elektrochemisches neuronales Netz. Die Neuronen gleichen Polymeren, die stochastisch verteilt sind. Inhomogene Quanten-Spin-Systeme mit zufälligen Positionen sind bezüglich der Gleichgewichtszustände bereits im Mittelfeldlimes untersucht worden [110]. Wir betrachten hier die Informationsdynamik und versuchen makroskopische Korrelationen zu verstehen. Koppelt der Kernspin an ein starkes Magnetfeld wird ein bildgebendes Hochfrequenzsignal ausgesendet, in dem wir real den Zustand des Kernspins sehen können. Dabei spielt sowohl der Quantenzustand des Spins, als auch die Quantennatur der neuronalen Vernetzung eine wichtige Rolle. Beide müssen real und objektiv da-sein und machen die Empfindung der Sorge — als Sein des Da-seins [53] — aus. Die Neurotransmitter haben neben Ihrer Ladung auch einen Spin und damit einen Quantenzustand, der an das äußere elektromagnetische Feld in den Neuronen ankoppelt. Nach Summation über alle Spins ergibt sich ein kollektiver Quantenzustand des menschlichen Gehirns. Dieser Quantenzustand könnte in einem erweiterten Kernspintomographen messbar sein, wenn man ihn so erweitert, dass mit Hilfe des Aharonov-Bohm-Effektes die Phase der Wellenfunktion im äußeren Magnetfeld sichtbar würde. Leider sind derartige Erweiterungen sehr kostspielig und den üblichen Universitätslabors kaum zugänglich. Hier wäre eine Fachhochschule mit ihrer guten Industriezusammenarbeit eher geeignet, jedoch sind diese in der Forschung wenig engagiert. Es bleibt also nichts weiter übrig als eine Universitäts-Fachhochschul-Kooperation in dieser Hinsicht vorzuschlagen.

Den kollektiven Quantenzustand eines menschlichen Individuums nennen wir das „Ich“des Individuums. Alle „Ichs“überlagern sich zum kollektiven Unbewußten der Menschheit. Hier kommt die Quantendynamik zu Attraktorbereichen, die wir in Anlehnung an C. G. Jung die Archetypen nennen. Einsteins Frage, ob sich der Zustand des Universums ändert, wenn eine Maus es ansieht, kann jedenfalls bezüglich des Menschen mit „ja“beantwortet werden. Da aber die Maus auch eine untergeordnete Tierseele besitzt, ist zu vermuten, dass auch die Maus eine Ichwelt hat. Ähnliches gilt — jedoch erheblich niedriger und nur aufbauend — für die Pflanzenseele.

Der Verschränkung der Ichs geht allerdings eine chirale Superauswahlregel voraus, die wir Europäer bereits in der Antike gefunden haben: Οὔτοι συνέχθειν, ἀλλὰ συμφιλεῖν ἔφυν (Nicht mitzuhassen, mitzulieben bin ich da) [268]. Die mit Liebe (diligentia, auch Aufmerksamkeit) und Hass verbundenen Quantenzustände lassen sich nicht überlagern. Man muss sich für einen Superauswahlsektor entscheiden.

Kapitel 9

Nichtkommutative Geometrie

9.1 Quantenkosmologie

In seiner großartigen Dissertation [152] beleuchtet Berthold Suchan die quantenmechanischen Experimente von Alain Aspect et al. [151] und schließt daraus, dass eine realistische Interpretation zugleich eine nicht-lokale Auffassung der Quantenmechanik erforderlich macht. Das bedeutet, dass man den ganzen Kosmos zum Verständnis der Quantenmechanik heranziehen muss. Wegen der Oszillation der Integrale berichtet Suchan, dass die erforderliche imaginäre Zeit von manchen Autoren auch als real angesehen würde. Hierbei verweist Suchan insbesondere auf Analysen von Claus Kiefer [153]. Die Quantenkosmologie hat in neuester Zeit [154, 155] einige Weiterentwicklungen erfahren. Dabei erweist sich der Zeitbegriff als ein immer größeres Problem [154, p. 49] und der „consistent histories approach"betrachtet mehrere Zeiten [156, 157]. Vom Standpunkt der Quantenfeldtheorie aus kommt es bei der Betrachtung der Lorentzgruppe vor allem auf die Tomita-Takesaki-Theorie an. Allgemeinrelativistisch müssen jedoch allgemeine Topologien betrachtet werden. Eine topologische Quantenfeldtheorie hat Sir Michael Atiyah 1990 eingeführt. Er arbeitet mit dem Konzept der Kobordismen statt mit dem der Operatoren. Die allgemeine Kosmologie ist ganz hervorragend in dem Standardwerk von Bernulf Kanitscheider dargelegt, das kürzlich eine dritte Auflage erfahren hat [150]. Roger Penrose betrachtet in Erweiterung der Kosmologie Kanitscheiders eine vom Gravitationsfeld induzierte Zustandsreduktion [154]. Das ist schon ein Beginn einer Quantenkosmologie. Noch allgemeiner müsste man den Higgsismus, die kosmologische Reduktion des Zustandes durch einen spontanen Symmetriebruch einen allgemeinen Phasenübergang heranziehen. Diese Sichtweise wäre eine allgemeine globale Skalendynamik. Lokal im Tangentialraum gilt der Dekohärenzismus. Wichtig ist, dass beide Extrema miteinander vermischt sind. So wäre etwa ein Hilbertbündel über der Raumzeitmannigfaltigkeit unbedingt nicht-trivial und hätte eine gewisse Verdrillung, Vertwistung oder Torsion. Ein neues Konzept wäre eine nicht-kommutative Raumzeit, wobei etwa der Positionsvierervektor durch eine Diracmatrix mal einem 4-Skalar ersetzt wäre. Allgemein hat Alain Connes solche nichtkommutativen Geometrien, also eine Geometrie auf nicht-abelschen Algebren betrachtet und tiefgehend ausgebaut [159]. Das mathematische Instrumentarium kommt aus der Vektorbündeltheorie und wird topologische K-Theorie genannt.

In den letzten Jahren geht die Kosmologie davon aus, dass es neben dem sichtbaren Universum noch verborgene Paralleluniversen gibt. Die Gesamtheit der Universen nennt man Multiversum [239]. Diese Sichtweise ist eine zwingende Konsequenz der Extradimensionalität wie sie durch die Stringtheorie eingeführt wird. Die Superstringtheorie sieht im Zentrum die M- oder Matrix-Theorie, deren Schattenwürfe die jeweiligen Superstringtheorien darstellen. Diese sind also alle zueinander äquivalent oder dual. Hierbei ist eine Theorie mit starker Kopplung immer dual zu einer Theorie mit schwacher Kopplung [239]. Allgemein spricht man nicht nur von Strings (eindimensionalen Fäden), sondern sogar von d-dimensionalen Branen, eine Verallgemeinerung der zweidimensionalen Membran. Es ist vorstellbar, dass wir in einer 3-Bran leben, die in eine zehndimensionale Raumzeit eingebettet ist, so wie ein lokales vierdimensionales Schlundloch in einer elfdimensionalen Geometrie [239]. Hierbei sind elfdimensionale Supergravity und eine der zehndimensionalen Superstringtheorien sogar äquivalent. Dies ist vorstellbar dadurch, dass eine Dimension eingerollt ist auf der Plancklänge [239]. Quantentheoretisch stellt sich also insgesamt die Frage nach dem Zustand des Multiversums. Hier hat Eugene P. Wigner bereits deutlich gemacht [240], dass an das Multiversum ein verborgenes Bad ankoppelt, so dass der Zustand des Multiversums möglicherweise eine Dichtematrix, ein thermischer Zustand ist. Dieses verborgene Bad dekohäriert dann auch jeden Anfangszustand eines Universums, der dann ebenfalls eine Dichtematrix ist. Anschließend wird der Zustand durch eine Kaskade von spontanen Symmetriebrüchen higgsistisch global dekohäriert und im irdischen Physiklabor lokal dekohäriert durch die lokalen Wärmebäder. Diesen Mechanismus begleitet auch die Übersetzung der Master Asymmetry der Friedmann-Lösung in den kosmologischen Zeitpfeil und dessen Transskription in den elektromagnetischen und schließlich thermodynamischen Zeitpfeil. Dabei ist die Master-Asymmetry antreibender Mechanismus [241]. Wenn es einen Gott gibt, so hat er die Wahrscheinlichkeiten für die Universen ausgewürfelt und die Badtemperatur festgelegt. In den einzelnen Blasen, den Universen, haben die Naturkonstanten verschiedene Werte und es ist denkbar, dass die Naturgesetze jeweils verschieden sind. Aus topologischen Gründen gleicht die Anordnung der einer Trauben in einer Rebe in einem Weinstock. Die Erde, die die Wurzel des Weinstocks beherbergt wäre dann das Wärmebad. Dieser Vergleich ist nur sehr grob verwendbar, da die genaue Toplogie, besonders der Calabi-Yau-Räume doch sehr kompliziert ist. Die einzelnen Trauben oder Blasen haben verschiedene makroskopische Dimensionen. Wir leben in drei makroskopischen Raumdimensionen, aber andere Blasen könnten vier oder sieben makroskopische Raumdimensionen haben. Die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Universen sind ausgewürfelt und entsprechem dem Boltzmann-Faktor zu einer verborgenen Temperatur. Da die Raumzeiten zusammenklumpen, wäre Bose-Statistik naheliegend, andererseits hat jedes Universum sein eigenes „Privatzimmer“, so dass man von einer Fermi-Statistik sprechen könnte. Die tatsächliche Statistik könnte der Supersymmetrie entspringen oder eine Parastatistik sein. Am Anfang befindet sich der Kosmos auf der Planckskala. Durch Symmetriebruch wächst eine oder mehrere Raumdimensionen inflationär heraus. Dies erfolgt auf zufällige Weise, so dass alle verschiedenen denkbaren Universen gleichmäßig vertreten sind.

Wir sprechen jetzt vom Universum und von Paralleluniversen wie wir auch von der Galaxis und den Galaxien sprechen. Universum und Galaxis sind jeweils unser Wohnort im Multiversum. Das frühe Universum zeichnet sich nicht nur durch eine Dichtematrix aus, sondern auch durch die Quantenstruktur der Raumzeit. Gegenüber der klassischen euklidischen Geometrie ergab der Übergang zur nicht-euklidischen Geometrie einen ersten Paradigmenwechsel. Der zweite Paradigmenwechsel ist, dass wir von der klassischen Struktur der Raumzeit absehen und die Raumzeit mit einer Quantenstruktur versehen. Wir sprechen dann von Quantenräumen, die noch Platz haben durch eine Art Quantenwolke, dort wo die klassische Geometrie schon nicht mehr unterscheiden kann. Um ein konkretes Beispiel für eine solche Quantenraumzeit zu geben, betrachten wir den Vierervektoroperator von Ort und Zeit gegeben durch einen Lorentzskalar a und der Diracmatrix der Cliffordalgebra:

$$x_\mu = a \cdot \gamma_\mu \quad . \tag{9.1}$$

Dies ist jedoch nur ein, soweit erinnerlich, von Blochinzev aus der Physik eingeflossenes Beispiel. Ein weiteres Beispiel ist die Raum-Zeit-Algebra von Snyder [255], bei der die x- und y-Richtungen nicht miteinander kommutieren. Beispielsweise werden also Räume betrachtet, bei der eine Person, die einen Schritt nach vorne macht und dann einen Schritt zur Seite nicht am selben Ort ankommt, als bei umgekehrter Reihenfolge. Im Allgemeinen ist die Nichtkommutative Geometrie aber eine eher sehr abstrakte Disziplin der modernen Mathematik.

9.2 K-Theorie

Das klassische Bild, das Higgsismus und Dekohärenzismus miteinander verbindet, ist das des Hilbertbündels über einer kompakten Hausdorff-Mannigfaltigkeit. Der Higgsismus ergibt sich beim Durchlaufen der Mannigfaltigkeit als Phasenübergang im Bündelraum, während der Dekohärenzismus sich durch Wechselwirkung des Systems mit der Umgebung im assoziierten Tangentialbündel ergibt. Die K-Theorie befasst sich ganz allgemein mathematisch mit Vektorbündeln über Riemannschen Mannigfaltigkeiten. Sie nimmt daher für die Quantenkosmologie eine wichtige Vorreiterrolle ein. Insbesondere die Quanten-K-Theorie [212] befasst sich mit dem Index des Dirac-Operators auf Spinmannigfaltigkeiten. Kürzliche Arbeiten von Yong Wang [213] zeigen hier, dass der Chern-Connes-Charakter des invarianten Diracoperators auf Spinmannigfaltigkeiten sich zu nicht-kommutativen Geometrien verallgemeinern läßt. Die nichtkommutative Geometrie untersucht die Geometrie nichtabelscher Algebren. Sie wurde von Alain Connes [254] mit großer Genauigkeit und großem Tiefgang ausgearbeitet. Für die Quantenchromodynamik ist sie zentral. Um in die abstrakte Wissenschaft von der Nichtkommutativen Geometrie einzuführen, ziehe ich zunächst hier einen Übersichtsaufsatz der Mathematikerin Matilde Marcolli heran [253]. Marcolli weist auch daraufhin, dass die mathematische Disziplin der Nichtkommutativen Geometrie eine Verbindung zur Zahlentheorie herstellen kann und erwähnt den Connesschen Zugang zur Riemannschen Vermutung, eines der bedeutendsten ungelösten Probleme der Mathematik. Der Zusammenhang mit der Zahlentheorie tauchte auf, als Bost und Connes einen interessanten Raum der Phasen untersuchten, wie er auch bei Modellen des Quantencomputers vorkommt. Dieser Quantenraum erlaubt es das Begriffsvokabular der Statistischen Mechanik heranzuziehen. Mathematisch kommt auch die Theorie der Galoisgruppen hinzu. Die Partitionsfunktion leitet dann zur Riemannschen Zetafunktion herüber. Diese Arbeiten setzen die Quantenstatistik mit der Zahlentheorie und den Galoiserweiterungen in Beziehung. Ein weiteres Beispiel von Connes und Moscovici verstärken diesen Zusammenhang durch „modulare Hecke-Algebren“, dass die Rankin-Cohen-Klammern — eine wichtige algebraische Struktur auf Modulformen, die vor etlichen Jahren von Zagier ausführlich studiert wurde — eine natürliche Interpretation in der Sprache der Nichtkommutativen Geometrie haben. Modulformen bilden auch eine Brücke zur Arithmetischen Geometrie. Spezielle Pflasterungen der hyperbolischen Ebene, die mit Modulformen zusammenhängen, liefern eine ganze Familie zweidimensionaler Flächen, die Modulkurven. Weitere Arbeiten von Connes, Douglas und Schwarz sind im Kontext der Stringtheorie angesiedelt. Auch für Quanten-Gittersystemen findet die Nichtkommutative Geometrie Anwendungen, wie Arbeiten von Connes und Marcolli zeigen.

Die Nichtkommutative Geometrie stellt eine Verallgemeinerung der klassischen Geometrie dar, durch Erweiterung der klassischen globalen Methoden der Differentialgeometrie oder algebraischen Geometrie, wie Differentialformen, Vektorraumbündel oder charakteristische Klassen auf nicht-kommutative Variable, wie sie z.B. in der Quantenmechanik vorkommen. Es wird also die Geometrie auf bestimmten nicht-abelschen Algebren — wie C^*-Algebren oder W^*-Algebren (von-Neumann-Algebren) — untersucht. Dies erlaubt zunächst eine Vielzahl neuer Probleme zu behandeln, die rein mathematischer Art sind, wie Blätterungen, topologische dynamische Systeme und andere, andererseits aber auch Probleme der Mathematischen Physik, wie Quantenfeldtheorie und Quanten-Hall-Effekt. Die entwickelten Methoden bereichern das Volumen der Mathematik erheblich, man denke nur an die Indexsätze und ihre Konsequenzen, die Novikovvermutung, die Knotentheorie und die harmonische Analyse. Die technische Maschinerie der K-Theorie und der Nichtkommutativen Geometrie ist die zyklische Kohomologie und die bivariante K-Theorie, diese insbesondere für C^*-Algebren sowie seit kurzem die periodische zyklische Theorie, wobei diese für lokalkonvexe Algebren noch neu entwickelt werden muss. Die Beziehungen zwischen diesen Theorien — insbesondere der sogenannte Chern-Connes-Charakter — beginnen langsam klar zu werden.

Die topologische K-Theorie entstammt Arbeiten von Sir Michael Atiyah und Friedrich Hirzebruch [258]. Die hier relevante K-Theorie ist die C^*-Algebra K-Theorie. Eine Einführung in diese Disziplin findet sich z.B. in der Vorlesung von Higson und Guentner in [256]. Die sehr technischen Ausführungen basieren zum Teil auf dem Buch von Milnor [259], wobei Kenntnisse über C^*-Algebren der Monographie von Pedersen [260] entnommen werden können.

9.3 Philosophie der Nichtkommutativen Geometrie

Die Nichtkommutative Geometrie begann mit dem Gel'fand-Naimark-Theorem, dass jede kommutative C^*-Algebra die Algebra der stetigen Funktionen ist, die im Unendlichen verschwinden auf lokal-kompakten Räumen. Jede C^*-Algebra kann dargestellt werden als Algebra der beschränkten Operatoren über einem Hilbertraum. Daher kann eine nichtkommutative C^*-Algebra betrachtet werden als eine Algebra der stetigen Funktionen, die im Unendlichen verschwinden, jetzt aber über einem Quantenraum (vgl. auch [257], Preface). Je weiter wir in das Mikroskopische vorstoßen, um so mehr verlassen wir die von Immanuel Kant so stark betonte dreidimensionale kontinuierliche Geometrie. John Archibald Wheeler weist daraufhin, dass an der Grenze der Verkleinerung, im Planck-Kosmos, der durch die Planck-Dimensionen gegeben ist, der Raum eine schaumartige Struktur besitzt und Quantenfluktuationen überwiegen. Mit etwas Mut kann man die Hypothese aufstellen, der Raum ist dort auch nicht-kommutativ bezüglich seiner Koordinatenachsen. Das induziert das Axiom vom nicht-kommutativen Quantenraum, der eigentlich überall besteht im Universen und vielleicht auch in manchen anderen verborgenen Universen, wobei wir die Gesamtheit der verborgenen Universen, jenseits unseres Universums als den Himmel (sky)[1] bezeichnen wollen (oder auch die Himmel — Plural). In diesen verborgenen Universen gelten möglicherweise andere Naturgesetze und daher kann man nicht immer davon ausgehen, dass überall im Himmel auch die Quantenmechanik so gilt, wie im Universum. Klar ist natürlich, dass die Nichtkommutativität dort nahezu exponentiell verschwindet, wo die betrachteten Abstände groß gegenüber der Plancklänge sind, also insbesondere im Makroskopischen. Die Interferenzterme verschwinden dort nahezu vollständig und die Geometrie nähert sich asymptotisch oder approximativ der klassischen Differentialgeometrie. Aufgrund der Kopplung des Universums an das Wignersche Wärmebad erzielen wir eine rasche Dekohärenz der Raumzustände. Es ist daher schon kurze Zeit nach dem Urknall ausgeschlossen, dass sich Zustände zu verschiedenen Raumkoordinaten überlagern. Es dekohärelliert sich ein nicht-linear nicht-kommutativer Raum ohne Interferenzterme. Die Koordinaten bleiben aber nicht-abelsch, lediglich die Wellenfunktionen sind quasi solitonen-ähnliche Wellenpakete.

[1] Gemeint ist hier der physikalische Himmel

Kapitel 10

Wider den Hyperdekohärenzismus

10.1 Dekohärenz in der Viele-Welten-Interpretation

In diesem letzten Kapitel versuchen wir die erarbeiteten Standpunkte zu einem neuen Gesichtspunkt zu vereinheitlichen. Wir nennen diesen Gesichtspunkt den Hyperdekohärenzismus. Nach Wittgenstein wäre das eine noch denkbare Krankheit, die es zu behandeln gilt. In der Sichtweise Poppers ein neues Problem, das es aufzulösen gilt. Buddha, auch Nietzsche, würden es in einem blinden Hypermenschen sehen, der den ganzen Elefanten abtasten kann. Physikalisch betrachten wir zunächst die bereits gelobte Viele-Welten-Theorie. Wenn wir im Universum einen Messprozess durchführen spaltet sich die Welt auf. Der Messprozess kann jedoch nicht instantan erfolgen, weil dazu wegen der Energie-Zeit-Unschärferelation unendlich viel Energie nötig wäre. Beginnend also mit einem reinen Zustand werden im Laufe der Zeit Verschränkungen eintreten, die durch Dekohärenz in einen neuen reinen Zustand, einem neuen Universum aufgelöst werden. Die Dekohärenzzeiten sind dabei klein gegen die Dauer des Messprozesses. Das ist unsere höchste Weisheit. Von einem neuen Hyperdekohärenzismus kann nicht die Rede sein. Die Interpretation ist vielmehr offen. Ein alter Fehler, dem schon Platon in seiner Politea verfallen war und der dann durch Popper entlarvt wurde [263], wäre auch hier mit einem Hyperdekohärenzismus zu enden. Vielmehr gelingt es nicht, den Higgsismus als Facette eines Hyperdekohärenzismus einzugliedern.

Er ist vielmehr komplementär zum Dekohärenzismus. Wie in einer transfiniten Leiter Stufe um Stufe hinaufzusteigen ist und nach Wittgenstein die Leiter dann von sich zu stoßen, wenn man die Wolken (besser: den Himmel) erreicht hat, so muss man das Bild vom Higgsismus-Dekohärenzismus-Hyperkomplementarismus wiederholt anwenden. Dieser scheinbare Rückfall in die alte Krankheit des Hyperismus ist durch die Leitertherapie aber verhindert und blockiert: Der Hyperkomplementarismus ist nichts weiter als ein umständliches Wort für Askese oder Bewußtseinserweiterung, wie es der Buddhismus nennt. Wer immer strebend sich bemüht, den können wir erlösen erklärt uns dazu der Dichter [264].

10.2 Der Grundzustand und das wohltemperierte Multiversum

Bei dem Bemühen um Vereinheitlichung dürfen wir nicht übersehen, dass wir in einem zehn- oder elfdimensionalen Multiversum leben. Grundlegend ist die M-Theorie, wir können uns aber auf elfdimensionale Quanten-Supergravitationstheorie beschränken, ein Schattenwurf der M-Theorie. Es ist also nicht nur die Dekohärenz, die sich in der Viel-Welten-Theorie äußert, sondern auch die topologische Verzwicktheit der vielen elfdimensionalen Zweige. Das ganze Multiversum ist aber stabil bis heute, was auf einen Grundzustand schließen läßt, unter den nicht implodiert werden kann. Ein See negativer Energiezustände, wie noch bei Dirac, gibt es nicht physikalisch, wohl aber für manche der Geisterzustände, und die Spurzustände mit Norm null sind ebenfalls eine Ausnahme. Gupta, Bleuler und Heisenberg haben uns diesen Ausblick eröffnet, der in den Yang-Mills-Theorien weiter Bestand hat.

Besonders naheliegend scheint jetzt ein wohltemperiertes Multiversum für die elfdimensionale quantenstatistische Supergravitationstheorie, d.h. beginnend mit einem KMS-Zustand zu sein. Das ist freilich noch eine Herausforderung für die konstruktive Quantenfeldtheorie, die sich mühsam den Jaffe-Tree[1] heraufarbeitet. Die Jaffee-Leiter führt natürlich ins Unbegrenzte, wie Hawking

[1] Ein von dem Mathematischen Physiker und Feldtheoretiker Arthur Jaffe (Harvard University) eingeführter Theorienbaum, der mit 1+1-dimensionalen polynomialen Feldtheorien beginnt und sich dann zu 1+2-dimensionalen Yukawawechselwirkungen hinauswächst, um schließlich in 1+3-dimensionaler QED und Yang-Mills-Theorie eine Krone zu haben. Man kann dies auch als „Leiter"interpretieren, wo von einfacher niedrigdimensionaler Feldtheorie bis zu hochdimensionaler Supergravitation aufgestiegen wird, die dann auch immer weiterer Verfeinerung bedarf.

kürzlich eingestand [265]. Ein Ende der Physik ist nicht in Sicht, wohl aber größere Stabilität und weniger Revolutionen. Die Erforschung des Universums hat erst begonnen [266]. Die Tür steht offen zu einer neuen Astronomie.

Anhang A

Zusammenfassung und Schlußfolgerung

In der modernen Dekohärenzdeutung der quantenmechanischen Realität, die jeder klassischen Realität zugrunde liegt, löst sich die vorläufige Dichotomie der quantenmechanischen Dynamik durch das von-Neumann-Postulat des Kollapses der Wellenfunktion auf. Die bereits im Laufe der Debatte um die Quantenmechanik aufgezeigten Widersprüche in einer realistischen und in einer idealistischen, sowie einer materialistischen und einer spiritualistischen Erkenntnistheorie erlauben die Formulierung einer neuen Erkenntnistheorie der Wirklichkeit, der des quantenlogischen Dekohärenzismus in seiner Ausgestaltung als holomorpher asymptotischer Realismus. Diese Einstellung korrespondiert im klassischen Limes zum kritischen Realismus. Dabei ist jedoch zu beachten, dass es makroskopische Quantenphänomene gibt. Da das Gehirn des Menschen einem Quantencomputer gleichen könnte, erweist sich der kritische Realismus für das Menschenbild als veraltet. Der moderne Humanismus sollte von einem quantenlogischen Dekohärenzismus in der Form des holomorphen asymptotischen Realismus geprägt sein. Der Mensch ist Randwert einer komplexen holomorphen Wirklichkeit, die durch die lokale Wechselwirkung mit der Umgebung und die kosmologische globale Master-Asymmetrie real wird. Letzteren Effekt bezeichnet man als Higgsisimus. Beim praktischen Umgang mit dem Menschen muss also zuallererst durch Empathie [162] die Holomorphiehülle gesucht werden, auch ein offenes Problem der Quantenfeldtheorie [121]. Zusätzlich ist der Mensch in einen Kosmos eingebettet, der ihm den subjektiven Eindruck beschert, er erlebe jeden Tag eine neue Natur. „Jeder Tag ist eine neue Schöpfung."(Edith Stein, [161]). Die Realität erweist sich in einer fruchtbaren Mischung aus Dekohärenzismus und Higgsismus. Die durchaus griechische Einbettung in den Gesamtkosmos ist genauso unumgänglich nötig, wie der lokale Dekohärenzismus im Tangentialbündel. Der asymptotische holomorphe Realismus gilt nur im flachen wechselwirkungsfreien Raum vor und nach einem Streuvorgang. Für die Wechselwirkungszone sehen wir einen Baryzentrismus, in dem von den extremalen Philosophien Teile beigemengt sind. In allem suchen wir die Mitte und den Schwerpunkt. Der Realismus bricht in der Wechselwirkungszone zusammen und muss dem Baryzentrismus weichen. Erst wenn wir wieder Abstand vom Geschehen genommen haben, sind wir wieder im realistischen Bereich, in der EPR-LSZ-Asymptote, aber selbst hier haben wir einen holomorphen Realismus. Im Wechselwirkungsbereich sollte die Singulettverschränkung aufrechterhalten werden, bis die Dekohärenz erfolgt. Ein Wechselwirkungszustand erweist sich als bevorzugt (oder renormiert) in dem die Unschärfen der Triplett-Spinoperatoren übereinstimmen und im atomaren Bereich liegen. Wir nennen dies den Triplett-Baryzentrismus. Während das klassische Denken nur einen Weg der Mitte kennt, die durch Mäßigung gekennzeichnet ist, führt die Quantenmechanik zum Triplett-Baryzentrismus mit ihrem asymptotischen holomorphen Realismus. Diese baryzentristische Philosophie grenzt an den Buddhismus und Taoismus, hat aber durchaus seine eigene Facette, mit der sie sich vom Buddhismus und Taoismus abgrenzt. Die Präparation eines freien Feldes vor einem Experiment ist realistisch, danach müssen wir den baryzentristischen Weg gehen und enden in einer realistischen Theorie des renormierten asymptotischen Endzustands, der wieder ein freies Feld beschreibt, aber in einem renormierten Hilbertraum, der vom Zustand abhängt. Für das Menschenbild bedeutet dies ein beträchtlicher Unterschied gegenüber der klassischen Sicht. Mit jeder Wechselwirkung, für die der Baryzentrismus gilt, ändert sich der Zustand. Jeder Tag eine neue Schöpfung.

Wir können diese Interpretation in einer Graphik anschaulich machen. Hier laufen asymptotisch Teilchen ein und gelangen in ein Streuzentrum. Anschließend laufen asymptotisch wieder Teilchen aus. Der Einfachheit halber haben wir je zwei Teilchen genommen, es könnten aber auch mehrere Teilchen auslaufen.

In den Asymptoten gilt der Realismus, durch den Buchstaben R gekennzeichnet, im Streuzentrum haben wir einen Viele-Welten-Baryzentrismus, mit den Buchstaben VWB abgekürzt. In den Übergangsgebieten geschieht die Dekohärenz, dafür steht der Buchstabe D. Dieses Diagramm gilt im Tangentialraum, wie er in den irdischen Laboratorien realisiert ist. Die Diagramme ändern sich jeweils, von kosmologischer Zeit zu kosmologischer Zeit infolge des Higgsismus und der spontanen Symmetriebrechungen. Je weiter wir in der kosmologischen Zeit zurücklaufen, um so weniger gibt es Möglichkeiten, die einlaufenden asymptotischen Zustände real zu präparieren. Im frühen

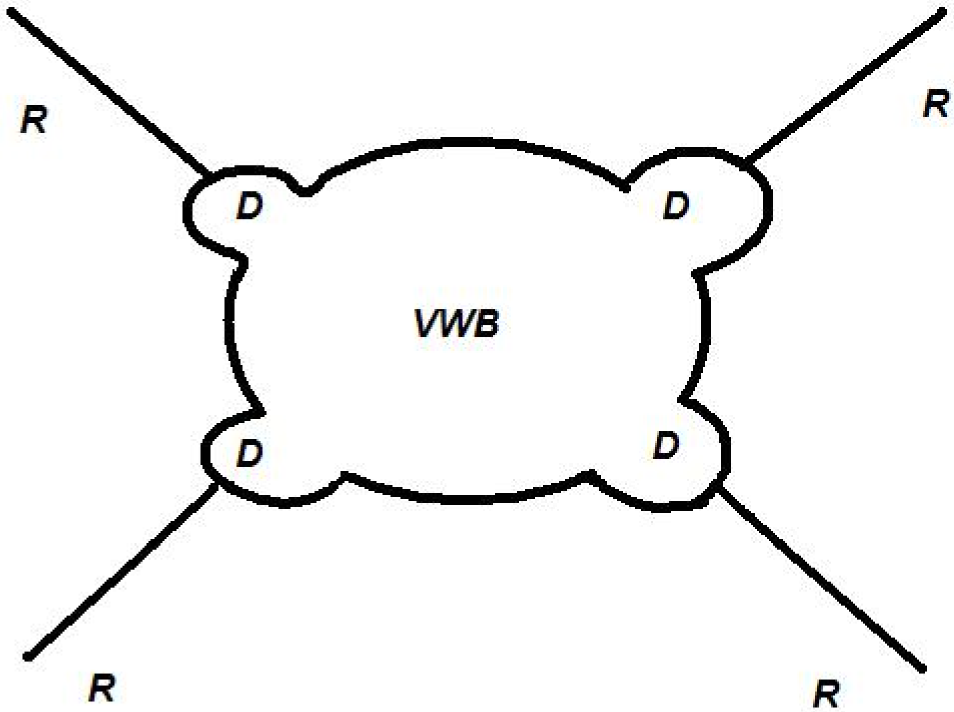

Abbildung A.1: Verhältnis des Realismus zum Baryzentrismus

Universum gilt schließlich ganz der Viele-Welten-Baryzentrismus. Hier — in einer Umgebung des Urknalls — dominiert die Viele-Welten-Interpretation. Heute, in unseren irdischen Laboratorien, dominiert sie nur in der Wechselwirkungszone eines Streuexperimentes und dekohäriert in die realistischen Asymptoten.

Bei genauem Hinsehen ergibt sich, dass eine lokale Dekohärenz nur bei unendlich hohen Temperaturen erfolgt. Wir leben also immer in einer verschränkten quantenmechanischen Welt. Dies gilt in besonderem Maße für Tieftemperaturphänomene, aber auch in der gesellschaftlichen Realität bei Zimmertemperatur müssen wir mit (neurophysikalischen?) Verschränkungen rechnen. Wir müssen Rücksicht nehmen auf unsere Nachbarn in der Nähe und in der Ferne [234], in der Vergangenheit und in der Zukunft. Die Analyse der Dekohärenz in der lokalen Quantenmechanik legt uns nahe auch für zukünftige Generationen mitzusorgen. Wir leben nicht für uns allein, sondern sind im Gemeinwohl eingebunden und das Gemeinwohl ist in uns eingebunden. Keiner lebt sich allein, keiner stirbt sich allein, wir leben aus einem höheren Prinzip in Verschränkung. Dieses höhere Prinzip reicht an die Grenze des

Kosmos, sogar des Quantenkosmos und zeigt sich uns im Higgsismus, in der quantenkosmologischen Symmetriebrechung.

Aus dieser Utopie der Verschränkung ergibt sich auch eine neue Hoffnung, die die klassische Welt übersteigt: Dass wir getragen werden von einem höheren Prinzip, das sich in der Wellenfunktion des Universums oder der quantenmechanischen Verschränkung andeutet, aber nicht aufweist. Dieses höhere Prinzip ist der Sinn des Daseins, der Sinn des Einzelseins. Denn jedes Einzelsein, Indivuum sein, oder wie es bei Aristoteles heißt Dies-da-Sein (von τόδε τί), das jeder Namensgebung vorausgeht, weil zur Namensgebung mehr als ein Individuum notwendig sind, unterliegt der Verschränkung mit anderen Individuen und lebt in dieser Verschränkung weder für die Gemeinschaft noch für sich. Vielmehr muss es ein höheres Prinzip geben, wie die Wellenfunktion ein höheres Prinzip gegenüber den Observablen ist.

Wir näheren uns damit der Grenze zur Interreligiosität. Aber es ist nicht die Rückbindung an einen Gott, den wir suchen und finden können, sondern es ist ein In-der-Welt-Sein, keine Jemeinigkeit, wie Heidegger meint, sondern ein höherer Sinnbezug, der die Jemeinigkeit bei Heidegger und die Sozialität bei Marx in gleicher Weise übersteigt, eine neue philosophische Utopie. Marx irrt, wenn er schreibt, Religion — d.h. Rückbindung an ein höheres Wesen — sei Opium für das Volk. Es ist vielmehr Realität, dass Bindung an ein höheres Prinzip der gegenseitigen kohärenten Verschränkung existiert oder west, aber ich möchte dies nicht Gott nennen. Es ist ein weltliches Höhere, während Gott die Welt übersteigt und zum transzendentalen Idealismus herausfordert. Wir bleiben beim Standpunkt des Realismus und dem In-der-Welt-Sein und behandeln nicht das Aus-der-Welt-Entrückt-Sein, das Aufgabe der Theologie ist. Dies ist keine theologische Abhandlung. Quantenmechanik steht aber in Analogie zu tiefen theologischen Geheimnissen [216], weil dynamische nichtlineare Systeme Selbstähnlichkeit aufweisen. Aber die Theologie ist deutlich außerhalb unserer Selbstbeschränkung.

Mit der Utopie der Verschränkung ergibt sich ein neues Prinzip Hoffnung, das sich vom marxistischen Prinzip [217] deutlich unterscheidet. Wir sprechen hier von einer nicht-technischen Utopie, die uns die Naturgesetze nahelegen. Die Utopie sagt wir leben, wenn wir das Leben in Fülle haben wollen, für ein höheres Prinzip, das weder das Gemeinwohl, noch das Einzelwohl ist. Diese Utopie löst die alte Philosophie des Individualismus ab, nach der der Staat keine Probleme hat, wenn jeder für sein Einzelwohl sorgt [233], sie löst aber auch die alte Philosophie des dialektischen Materialismus ab, nachdem das Gemeinwohl über dem Einzelwohl steht, das Individuum in der Masse untergeht und nur das Kollektiv zählt. Sie schafft Raum für eine neue Philosophie und eine neue Hoffnung. Die Bedingung der Möglichkeit der Verschränkung können wir Gott nennen, ein Gott der Philosophen, oder des Umgreifenden [207].

Inwieweit rühren wir hier an den Gott der Religionen? Es gibt viele Religionen, aber alle haben denselben Gott [219]. Es genügt also, wenn wir uns auf eine Religion beschränken, z.B. das in Europa sehr verbreitete Christentum. Schon dort heißt es, man könne Gott nicht lieben, den man nicht sieht, wenn man seinen Nächsten nicht liebt, den man sieht [218]. Hierbei ist mit „Nächster“die Person gemeint, die gerade vor uns steht, unabhängig davon, ob wir mit ihr verwandt sind oder nicht, ob wir sie sympathisch finden oder nicht, oder ob sie moralisch würdig ist oder nicht [220]. Dies führt zum christlichen Humanismus [227] oder noch allgemeiner und schöner formuliert zum gläubigen Humanismus [226], wie er sich durch den Glauben an ein höheres Geistwesen z.B. vom heidnischen Humanismus der Antigone bei Sophokles oder vom anthropologisch-orientierten marxistischen Humanismus unterscheidet [221]. Bei der Utopie der Verschränkung sehen wir auch in erster Linie den Menschen und dieser Verschränkungs-Humanismus, der kein religiöser Humanismus ist, ergibt sich aus dem Triplett-Baryzentrismus. Wir verlassen hier das klassische Weltbild, bei der die Unschärfen alle null sind und insistieren auf einer kohärenten Überlagerung unter Dekohärenzsuppression. Das Vorliegen von Verschränkung ist ein höheres Prinzip, weil das Plancksche Wirkungsquantum nicht null ist. Das aber wiederum ist eine empirische Tatsache seit Beginn des vorigen Jahrhunderts. Marx konnte das noch nicht wissen, aber moderne Theologen greifen diese Strukturen bereits auf (vgl. z.B. [216]).

Max Horkheimer soll betont haben (laut [215]) dass die Grundlage der 68iger Studentenbewegung die Sehnsucht nach Religiosität gewesen sei (siehe auch [222]). Die Frankfurter kritische Theorie, die aus der Philosophie von Karl Marx und anderen hervorging, konnte dieses Bedürfnis der Studenten nicht erfüllen. Ihr fehlte der Brückenschlag zur Theologie, die Konfrontation mit der Existenzialontologie Husserls, Steins und Heideggers und sie hatte Distanz zur modernen Physik, die sie nur klassisch und damit materialistisch interpretiert hat. Die Quantentheorie hat zwar eine lange Debatte über ihre Interpretation hervorgerufen, bei der sich der Nobelpreisträger Richard Feynman in der irrigen Behauptung verstieg, man könne die Quantenmechanik überhaupt nicht verstehen [228], sie hat aber uns die Augen geöffnet für die Wirklichkeit und diese Wirklichkeit sehen wir in zahlreichen physikalischen Geräten unseres Alltags, wie dem vor uns stehenden Personalcomputer. Die alten Physiker, so genial sie auch waren, waren blind für die Wirklichkeit. Erst die Experimente von Bunsen über die Wärmestrahlung zeigten das Dilemma. Wir müssen mit Paradoxien leben. Die Quantentheorie hat intrinsische Paradoxien, aber sie öffnet uns die Augen für ein höheres Prinzip, die Verschränkung. Diese Utopie der Verschränkung reicht bis an die Theologie.

Würden diese Gedankengänge eine Akzeptanz bei der Leserschaft hervorrufen, wäre die Aufgabe der Philosophie erfüllt. Denn wir müssen uns auch nach dem Sinn von Philosophie fragen [223]. Die Theologie ist für uns unerreichbar, da sie nicht nach Weisheit fragt. Wir müssen hier den Gott der Philosophen einsetzen. Die Naturwissenschaft macht atheistisch [225]. Aber wir brauchen die Theoretische Physik, damit wir uns im Universum orientieren können [214]. Die Naturphilosophie sollte nun jene begehbare Brücke bauen, die von der Naturwissenschaft zur Theologie reicht [224]. Hierin sehe auch ich meine Aufgabe, mit zunehmender Reife, ein kleiner Brückenbauer werden zu wollen, von früherer Unreife als Physiker Abstand zu nehmen.

Wenn wir die Probleme tatsächlich etwas aufgelöst haben, wie das Salz in der Suppe, bekommt die realistische Weltsicht einen neuen Geschmack. Denn es bleibt natürlich das Substrat, mit dem wir hoffen, den Realismus etwas erfrischt zu haben. Der beschriebene realistische Weg führt durch die Mitte und vermeidet die naturalistischen sowie idealistischen Extreme, er steigt in die Höhe zu einer Vereinheitlichung von Realismus und Idealismus zum Holomorphismus. Er übersteigt damit die Probleme wie die imaginäre Einheit von Gauß die Probleme mit dem Wurzelziehen aus negativen Zahlen übersteigt. Das gilt sogar für die Wurzel aus der negativen Einheitsmatrix wie Hamilton in seinen Quaternionen aufweist. Ganz allgemein führt es uns zur Clifford-Algebra und damit nahe an den Elektronenspin oder Kernspin. Der Spinor ist der richtige Weg, ein realistischer Weg zwischen Verschränkungs- und Dekohärenzutopie oberhalb von Naturalismus und Idealismus. Für die Nuklearmedizin ist dies zugleich ein neuer Anstoß über verallgemeinerte elektromagnetische Maschinen nachzudenken, in der die Phase der zerebralen Wellenfunktion sichtbar wird. Dies wäre eine Informationsquelle zu genaueren Differentialdiagnosen. Freilich noch keine Therapie, die eigentliche Aufgabe des Arztes. Aber keine Medizin ohne Physik, kein Kurieren ohne Analyse der Ursachen [218]. Für die Technik ein neuer Anstoß zum Konzept des Quantencomputers. Keine Technik ohne Physik. Die begrifflichen Grundlagen der Physik aber bleiben Aufgabe des Grenzgebiets zur Naturphilosophie.

Dabei haben wir eine neue Erkenntnistheorie gefunden, eine Erweiterung des kritischen Realismus zum asymptotischen holomorphen Realismus. Wir können zur Deutung der Quantenmechanik im Rahmen eines verallgemeinerten kritischen Realismus bleiben, wenn dies ein holomorpher baryzentrischer Realismus ist, wie er hier entwickelt wurde. Der philosophische Beitrag der

Arbeit ist also ein neuer nicht-klassischer holomorpher baryzentrischer Realismus und ein holomorpher baryzentrischer Objektivismus.

Anhang B

Danksagung

Sehr danke ich Herrn Prof. Dr. Bernulf Kanitscheider für seine Stimulation, Vorschläge, Kommentare, Hinweise und zahlreiche Diskussionen und die sorgfältige Lektüre der Zwischenfassungen.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Thomas Görnitz, Herrn Prof. Dr. Claus Kiefer, Herrn Prof. Dr. Friedrich Hehl, Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Fichtner, Herrn Prof. Dr. Werner Scheid, Herrn Prof. Dr. Hans-Otto Walther, Herrn Prof. Dr. Arno Ros, Herrn Prof. Dr. Hans-Justus Eifert, Herrn Dr. Aurelian Isar, Herrn Dr. Berthold Suchan, Herrn Dr. Joachim Winter, Herrn Dr. Manuel Hölß, Herrn Dr. Matthias Leinweber und Herrn Johannes Röhl M.A. für wertvolle Gespräche und Literaturhinweise.

Durch elektronische Post haben mich dankenswerterweise unterstützt Herr Prof. Dr. Gerard 't Hooft und Herr Prof. Dr. Christoph Kopper.

Ich danke Mitarbeitern der Siemens Medical Solutions Erlangen sowie Herrn Prof. Dr. Dr. Richard Bauer und Herrn Prof. Dr. Wolf Singer und Herrn Prof. Dr.-Ing. Hermann Hinrichs für interessanten Gedankenaustausch zur Nuklearmedizin und Neurophysiologie.

Profitiert habe ich auch von früheren Gesprächen, Vorlesungen oder Vorträgen bei Herrn Prof. Dr. Carl Friedrich von Weizsäcker, Herrn Prof. Dr. Friedrich Hund, Herrn Prof. Dr. Theodor W. Adorno, Herrn Prof. Dr. Richard P. Feynman, Herrn Prof. Dr. Manfred Eigen, Herrn Prof. Dr. Hans Grauert, Herrn Prof. Dr. Murray Gell-Mann, Herrn Prof. Dr. Kuno Lorenz, Frau Prof. Dr. Hedwig Wingler, Herrn Prof. Dr. Paul Erbrich, Herrn Prof. Dr. Dr. Reinhard Löw, Herrn Prof. Dr. Freder Beck, Herrn Prof. Dr. Eugen Fick und Herrn Prof. Dr. Georg Süßmann sowie Herrn Prof. Dr. Herbert Spohn, Herrn Prof. Dr. André Verbeure, Herrn Prof. Dr. Elliott Lieb, Herrn Prof. Dr. Barry Simon, Herrn Prof. Dr. Rudolf Haag, Herrn Prof. Dr. Klaus Hepp, Herrn Prof. Dr. Robert Alicki, Herrn Prof. Dr. Christoph Kopper und vielen, vielen anderen.

Frau Anette Breustedt danke ich für das geduldige Ausdrucken von Zwischenfassungen des Manuskriptes.

Besonders viel verdanke ich meinen Lehrern. Meine Lehrer der Quantenfeldtheorie waren insbesondere Prof. Dr. Hans-Jürgen Borchers, Prof. Dr. Harry Lehmann, Prof. Dr. Arthur Wightman. Meine Lehrer der Allgemeinen Relativitätstheorie waren insbesondere Prof. Dr. Jürgen Ehlers, Prof. Dr. Pascual Jordan, Prof. Dr. Bernd Schmidt. Meine Lehrer der Logik waren insbesondere Prof. Dr. Simon Kochen, Prof. Dr. Kuno Lorenz, Prof. Dr. Hans-Joachim Vollrath.

Zu ganz besonderem Dank bin ich verpflichtet meinem Lehrer Prof. Dr. Eugene P. Wigner, dessen Kursvorlesung „Topics in Mathematical Physics“ich in Princeton gehört habe und für persönliche Gespräche, in denen er meine und andere Ansätze in der Quantentheorie kritisierte (vgl. z.B. [255], ggf. auch [266]).

Anhang C

Literaturverzeichnis

1. M. Planck, „Zur Geschichte der Auffindung des physikalischen Wirkungsquantums.“in *Vorträge und Erinnerungen* (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1979), S. 15–27

2. C. F. v. Weizsäcker, „Parmenides und die Quantentheorie.“in *Ein Blick auf Platon* (Philipp Reclam jun., Stuttgart, 1981), S. 46–75

3. W. Heisenberg, *Die physikalischen Prinzipen der Quantentheorie* (Hirzel, Leipzig, 1930; Bibliographisches Institut, Mannheim, 1958)

4. M. Born, W. Heisenberg, P. Jordan, „Zur Quantenmechanik II.“*Zeitschr. für Physik* **35**, 557 (1926)

5. M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (John Wiley & Sons, New York etc., 1974), S. 473

6. P. Jordan, *Über nichtassoziative Algebren* (Wiesbaden: Steiner in Komm. 1968); P. Jordan, *Zur Theorie nicht-assoziativer Algebren* (Wiesbaden: Steiner in Komm. 1968); H. Braun and M. Koecher *Jordan algebras* (Springer, Berlin, 1966)

7. J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932)

8. M. Bunge, *Treatise on Basic Philosophy*, Volume 7, Part I (D. Reidel, Dordrecht etc., 1985)

9. J. B. Hartle, S. W. Hawking, „Wave function of the Universe.“*Phys. Rev.* **D 28**, 2960–2975 (1983)

10. E. Scheibe, *The Logical Analysis of Quantum Mechanics* (Pergamon Press, Oxford etc., 1973)

11. G. W. Mackey, „Group representations in Hilbert space.“Appendix S. 113–130 von I. E. Segal, *Mathematical Problems of Relativistic Physics* (American Mathematical Society, Providence, R.I., 1963); G. Mackey, *Lecture*

Notes on the Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Harvard University, Cambridge, Mass., 1960, hektographiert); G. Mackey, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Benjamin, New York, 1963); G. Mackey, *Lektsii po Mathematičeskim Osnovam Kvantovoj Mekhaniki* (Mir, Moskau, 1965); G. Mackey, „Quantum mechanics and Hilbert space,“*American Mathematical Monthly* **64**, 45–57 (1957); G. W. Mackey, The Theory of Unitary Group Representation in Physics, Probability, and Number Theory (The Benjamin/Cummings Publishing Company, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts, 1978; Second printing: Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1989)

12. C. Piron, „Axiomatique quantique,“*Helvetica Physica Acta* **37**, 439–468 (1964); V. S. Varadarajan, *Geometry of Quantum Theory* (Van Nostrand, Princeton, N.J., 1968); J. M. Jauch, C. Piron „On the structure of quantal proposition Systems,“*Helvetica Physica Acta* **42**, 842–848 (1969)

13. P. Mittelstaedt, „Untersuchungen zur Quantenlogik,“*Sitzungsberichte der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* **1959**, 321–386; P. Mittelstaedt, „Quantenlogik,“*Fortschritte der Physik* **9**, 106–147 (1961); P. Mittelstaedt, *Philosophische Probleme der modernen Physik* (Bibliographisches Institut, Mannheim, 1963, 1965, 1968), Kapitel 4–6; P. Mittelstaedt, *Quantum Logic* (D. Reidel, Dordrecht, 1978); P. Busch, P. J. Lahti, P. Mittelstaedt, *The Quantum Theory of Measurement* (Springer, Berlin, 1991, Second Revised Edition 1996)

14. P. Lorenzen, *Einführung in die operative Logik und Mathematik* (Springer, Berlin etc., 1955); P. Lorenzen, *Metamathematik* (Bibliographisches Institut, Mannheim, 1962); P. Lorenzen, *Formale Logik* (Walter de Gruyter, Berlin, 1967); P. Lorenzen, „Operative Logik,“in *Contemporary Philosophy*, Vol. 1, R. Klibansky, ed. (La Nuovo Italia Editrice, Firence, 1968), S. 135–140

15. H. Lenk, „Philosophische Kritik an Begründungen von Quantenlogiken.“ *Philosophia Naturalis* **11** 413–425 (1969) auf der Grundlage eines Vortrags gehalten auf dem 14th International Congress of Philosophy in Wien, 4. September 1968; H. Lenk, *Kritik der logischen Konstanten* (Walter de Gruyter, Berlin, 1968) S. 611–618

16. H. Everett, III „‚Relative state‘formulation of quantum mechanics,“*Review of Modern Physics* **29**, 454–462 (1957); Ph. D. thesis, Princeton University: reprinted in *The Many-World Interpretation of Quantum Mechanics*, B. DeWitt and N. Graham, eds. (Princeton University Press, Princeton, 1973); „The theory of the universal wave function,“*ibid.*, S. 1–140; J. A. Wheeler, „Assessment of Everett's ‚relative state‘formulation of quantum theory,“*Review of Modern Physics* **29**, 463–465 (1957); F. J. Tipler, „Interpreting the Wave Function of the Universe,“*Physics Reports* **137**, No. 4, 231–275 (1986)

17. B. S. DeWitt, „The Everett-Wheeler interpretation of quantum mechanics,“in *Batelle Recontres 1967 - Lectures in Mathematics and Physics*, C. DeWitt and J. A. Wheeler eds. (Benjamin, New York, 1968) S. 318–332; „The many-universes interpretation of quantum mechanics,“Lecture delivered at the Varenna International School of Physics „Enrico Fermi,“July 1970; „Quantum mechanics and reality,“*Physics Today* **23** (September issue), 30–35 (1970); N. Graham, „The Everett interpretation of quantum mechanics,“Ph. D. thesis, University of North Carolina at Chapel Hill, submitted 1970; J. B. Hartle, „Quantum mechanics of individual systems,“*American Journal of Physics* **36**, 704–712 (1968)

18. L. N. Cooper and D. Van Vechten, „On the interpretation of measurement within the quantum theory,“*American Journal of Physics* **37**, 1212–1221 (1969)

19. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, „Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?“*Physical Review* **47**, 777–780 (1935). Reprinted in *Physical Reality*, S. Toulmin, ed., Harper and Row, Evanstone and London, 1970, S. 122–142

20. D. Bohm, „Hidden variables in the quantum theory,“in *Quantum Theory*, D. R. Bates, ed. (Academic Press, New York, London, 1962), Bd. 3, S. 348; D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1951); D. Bohm, Kvantovaja Teoriya (GITTL, Moskau, 1961); D. Bohm, „A suggested interpretation of the quantum theory in terms of ‚hidden variables‘, Part I“*Physical Review* **85**, 166–179 (1952); D. Bohm „A suggested interpretation of the quantum theory in terms of ‚hidden variables‘, Part II“*Physical Review* **85**, 180–193 (1952); D. Bohm and J. Bub, „A proposed solution of the measurement problem in quantum mechanics by a hidden variable theory,“*Reviews of Modern Physics* **38**, 453–469 (1966)

21. J. S. Bell, „On the Einstein Podolsky Rosen paradox,“*Physics* **1**, 195-200 (1964); J. S. Bell, „On the problem of hidden variables in quantum mechanics,“*Reviews of Modern Physics* **38**, 447–452 (1966) R. A. Bertlmann, A. Zeilinger (Eds.) *Quantum [Un]speakables. From Bell to Quantum Information* (Springer, Berlin, 2002)

22. A. Aspect, „Proposed experiment to test the nonseparability of quantum mechanics,“*Phys. Rev.* **D 14**, 1944–1951 (1976), nachgedruckt in J. A. Wheeler and W. H. Zurek *Quantum Theory and Measurement* (Princeton, University Press, 1983); J. F. Clauser and A. Shimony, „Bell's theorem: experimental tests and implications,“*Rep. Prog. Phys.* **41**, 1881–1927 (1978); A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, „Experimental test of realistic local theories via Bell's theorem,“*Phys. Rev. Letters* **47**, 460–463 (1981); A. Aspect, A. J. Dalibard, and G. Roger, „Experimental test of Bell's inequali-

ties using time-varying analyzers,“*Phys. Rev. Letters* **49**, 1804–1807 (1982); D. M. Greenberger, M. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, „Bell's theorem without inequalities,“*Am. J. Phys.* **58**, 1131–1143 (1990); P. G. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger, and M. A. Kasewich, „Interaction-Free Measurement,“*Phys. Rev. Lett.* **74**, 4763–4766 (1995)

23. B. d'Espagnat, „The Quantum Theory and Reality,“*Scientific American* **241**, 128–140 (1979); N. D. Mermin, „What's wrong with these elements of reality?“*Physics Today* **43** (June), 9–11 (1990); N. D. Mermin, „Quantum mysteries revisited,“*Am. J. Phys.* **58**, 731–734 (1990); N. D. Mermin, „What's wrong with this temptation?“*Physics Today* **47** (June), 9–11 (1994); D. Guilini and I.-O. Stamatescu, „Appendix A.4. Quantum Correlations,“in D. Guilini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin etc., 1996), 295–305

24. R. F. Streater, A. S. Wightman *PCT, Spin & Statistics, and All That* (W. A. Benjamin Inc., New York, 1964); deutsche Übersetzung R. F. Streater, A. S. Wightman *Die Prinzipien der Quantenfeldtheorie* (B·I-Hochschultaschenbuch 435/435a*, Bibliographisches Institut, Mannheim etc., 1969)

25. A. S. Wightman, „Quantum Field Theory in Terms of Vacuum Expectation Values“*Phys. Rev.* **101**, 860 (1956); W. Schmidt, K. Baumann „Quantentheorie der Felder als Distributionstheorie“*Nuovo Cimento* **4**, 860 (1956)

26. J. Wess, J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity* Princeton Series in Physics, (Princeton University Press, Princeton N. J., 1983); P. Fayet, S. Ferrara, „Supersymmetry“*Physics Reports* **32C**, No. 5 (1977); P. Van Nieuwenhuizen, „Supergravity“Physics Reports **68C**, No. 4 (1981)

27. R. Haag, J. Łopuszanski, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88**, 257 (1975)

28. S. S. Schweber, *An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory* (Row, Peterson and Company, Evanston etc., 1961), Chapter 13.b

29. R. Haag, „On quantum field theories,“*Dan. Mat. Fys. Medd.* **29** no. 12 (1955); R. Haag, *Local Quantum Physics. Fields, Particles, Algebras* (Springer, Berlin etc., Second Revised and Enlarged Edition 1996); H. J. Borchers *Translation Group and Particle Representations in Quantum Field Theory* (Springer, Berlin etc., 1996); J. Dixmier *C^*-algebras* (North Holland, Amsterdam, 1982); J. Dixmier *Von Neumann algebras* (North-Holland, Amsterdam, 1981); M. A. Naimark *Normed rings* (P. Noordhoff, Groningen, 1972); D. Kastler (Ed.) *The algebraic theory of superselection sectors* (World Scientific, Singapore, 1990); C. E. Rickart, *General Theory of Banach Algebras* (D. Van Nostrand, Princeton, 1960); S. Sakai, *C^*-Algebras and W^*-Algebras* (Springer, Berlin etc., 1971); R. Haag and D. Kastler, An algebraic approach to

quantum field theory"*J. Math. Phys.* **5**, 848–861 (1964); R. Haag, R. V. Kadison, and D. Kastler „Nets of C^*-Algebras and Classification of States"*Commun. Math. Phys.* **16**, 81 (1970)

30. M. Reed, B. Simon, *Methods of Modern Mathematical Physics* Vol. I: Functional Analysis (Academic Press, New York etc., 1972; Revised and Enlarged Edition 1980)

31. R. Penrose, „Twistor algebra,"*J. Math. Phys.* **8**, 345 (1967)

32. J. A. Messer, „Eine Bemerkung zur kognitiven Neurophysiologie"(0.1, HTML, 2003), http://www.joachim-messer.org

33. L. Van Hove, „Quelques propriétiés générales de l'integrale de configuration d'un système de particules avec interaction,"*Physica* **15**, 951–961 (1949); M. E. Fisher, „The Free Energy of a Macroscopic System,"*Arch. Rat. Mech. Anal.* **17**, 377–410 (1964); D.W. Robinson, „Statistical Mechanics of Quantum Spin Systems,"*Commun. Math. Phys.* **6**, 151–160 (1967); D. Ruelle, *Statistical Mechanics. Rigorous Results* (Benjamin, New York, Second edition 1974)

34. C. F. v. Weizsäcker, *Aufbau der Physik* (Carl Hanser, München etc., zweite Auflage 1986)

35. E. Witten, „Magic, Mystery and Matrix"*Notices of the AMS* **45**, No. 9, 1124–1129; E. Witten, „Duality, Spacetime and Quantum Mechanics"*Physics Today* **May 1997**, 28–33 (1997); E. Witten, „The holes are defined by the string"*Nature* **383**, 215–216 (1996); E. Witten, „Reflections on the Fate of Spacetime"*Physics Today* **April 1996**, 24–30 (1996)

36. M. B. Green, J. H. Schwarz, E. Witten, *Superstring theory* (Cambridge University Press, Cambridge, 2 vol., 1987)

37. L. Wittgenstein, *Philosophische Untersuchungen*, Schriften (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 1960)

38. H. Diehls, W. Kranz (Hrsg.) *Fragmente der Vorsokratiker* II (59), 5–44 (1952^6); D. Furley, „Anaxagoras in Response to Parmenides"(1976), in: *Cosmic Problems*, 47–65 (1989); D. Sider, *The Fragments of Anaxagoras* (1981); M. Schofield, *An Essay on Anaxagoras* (1980)

39. H. Feigl, „The ‚mental' and the ‚physical'"; in: *Minnesota studies in the philosophy of science*, vol. II, (Minneapolis, 1958)

40. Th. S. Kuhn, *The Structure of Scientific Revolutions*, (University of Chicago, 1962, 1970), deutsche Übersetzung: *Die Struktur wissenschaftlicher Revolutionen* (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 1967; zweite revidierte und um das Postskriptum von 1969 ergänzte Auflage 1976)

41. H. Putnam, *The Many Faces of Realism*, (Open Court, La Salle, Illinois, 1987); H. Putnam, *Realism with a Human Face*, (Havard University

Press, Cambridge, Massachusetts etc., 1990); H. Putnam, *Reason, Truth and History*, (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1981); H. Putnam, *Mathematics, Matter and Method*, Philosophical Papers, Volume 1 (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1975); H. Putnam, *Mind, Language and Reality*, Philosophical Papers, Volume 2 (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1975); H. Putnam, *Realism and Reason*, Philosophical Papers, Volume 3 (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1983)

42. Platon, *Politea/Der Staat*, Gunther Eigler (Hrsg.), zweisprachig, deutsche Übersetzung von Friedrich Schleiermacher (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1971, zweite unveränderte Auflage 1990)

43. K. R. Popper, *The Logic of Scientific Discovery* (Hutchinson, London, 1959), deutsche Ausgabe: *Logik der Forschung* (J. C. B. Mohr (Paul Siebeck), Tübingen, sechste, verbesserte Auflage 1976)

44. R. Penrose, *The Emperor's New Mind* (Oxford University Press, Oxford etc., 1989); R. Penrose, *Shadows of the Mind* (Oxford University Press, Oxford etc., 1994); R. Penrose (with A. Shimony, N. Cartwright, and S. Hawking), *The Large, the Small and the Human Mind* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)

45. Th. Görnitz, Universität Frankfurt, private Mitteilung; Th. Görnitz, B. Görnitz, *Der kreative Kosmos* (Spektrum Akad. Verlag, Heidelberg, Berlin, 2002); Th. Görnitz, Seminarvortrag im Seminar „Geist, Bewußtsein, Information“, veranstaltet von Prof. Dr. Th. Görnitz an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt, Sommermester 2002

46. G. Süßmann, *Über den Meßvorgang* (Verl. d. Bayer. Akad. d. Wiss., München, 1958, Heft **88**)

47. B. Kanitscheider, *Philosophie und moderne Physik. Systeme, Strukturen, Synthesen* (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1979), Kap. V.

48. Thomas de Aquino, *Questiones Disputate de Substantiias Separatis*

49. K. Hepp, „Quantum theory of measurement and macroscopic observables,“*Helvetica Physica Acta* **45** 236–248 (1972)

50. H. Primas, preprint; H. Primas, *Chemistry, Quantum Mechanics and Reductionism. Perspectives in Theoretical Chemistry* (Springer, Berlin etc., 1981 [Lecture Notes in Chemistry Vol. **24**], Second corrected edition 1983)

51. J. v. Neumann, *Comp. Math.* **6**, 1 (1938)

52. E. Stein, *Endliches und ewiges Sein. Versuch eines Aufstiegs zum Sinn des Seins* (Herder, Freiburg etc., 1986^3)

53. M. Heidegger, *Sein und Zeit* (Vittorio Klostermann, Frankfurt am Main, 1977); Byung-Chul Han, *Philosophie des Zen-Buddhismus* (Philipp Reclam jun., Stuttgart, 2002)

54. G. 't Hooft, *E-Mail an den Verfasser* (27. Januar 2005, 23:18 Uhr MEZ)

55. G. 't Hooft, *E-Mail an den Verfasser* (27. Januar 2005, 00:08 Uhr MEZ)

56. G. 't Hooft, *E-Mail an den Verfasser* (20. Juni 2005, 10:28 Uhr MESZ)

57. C. Kiefer, *Telefonischer Hinweis auf kleine Schwankungen von Energie und Impuls bei der Semiklassischen Näherung* (17. Juni 2005, ca. 15 Uhr MESZ)

58. M. Gell-Mann and J. B. Hartle, „Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology.". In: *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*, ed. by W. H. Zurek (Addison-Wesley, Reading), p. 425–458 (1990); C. Kiefer, „Consistent Histories and Decoherence,"in D. Guilini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin etc., 1996), 157–186

59. M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (John Wiley & Sons, New York etc., 1974), S. 11

60. M. Bunge, *Foundations of Physics* (Wien, 1967), S. 235 ff.

61. M. Bunge, *Foundations of Physics* (Wien, 1967), S. 277

62. G. Ludwig, „Zur Deutung der Beobachtung in der Quantenmechanik."In *Erkenntnisprobleme der Naturwissenschaften*, hrsg. von L. Krüger (Köln, 1970), S. 428–434

63. G. Ludwig, „Zur Deutung der Beobachtung in der Quantenmechanik."In *Erkenntnisprobleme der Naturwissenschaften*, hrsg. von L. Krüger (Köln, 1970), S. 429

64. G. Ludwig, „Zur Deutung der Beobachtung in der Quantenmechanik."In *Erkenntnisprobleme der Naturwissenschaften*, hrsg. von L. Krüger (Köln, 1970), S. 431

65. G. Ludwig, „Eine realistische Grundeinstellung als Basis zum Verständnis der Quantenmechanik."Vortrag gehalten am 4. Februar 1976 im Zentrum für Philosophie und Grundlagen der Wissenschaft der Justus-Liebig-Universität Gießen. Vgl. auch ders.: „A Theoretical Description of Single Microsystems."(unpublished manuscript 1976)

66. G. Ludwig, *Deutung des Begriffs „physikalische Theorie"und axiomatische Grundlegung der Hilbert-Raum-Struktur der Quantenmechanik durch Hauptsätze des Messens*, Lecture Notes in Physics **4** (Springer, Berlin, 1970)

67. K.R. Popper, „Quantum Mechanics Without the Observer."In *Quantum Mechanics and Reality* ed. by M. Bunge (New York, 1967), p. 7–44

68. K.R. Popper, *Logik der Forschung* (Tübingen, 1967), S. 167

69. K.R. Popper, „Propensity Interpretation of the Calculus of Probability and Quantum Theory.“In *Observation and Interpretation* (ed. by St. Körner) S. 65–71

70. P.K. Feyerabend, „On a recent critique of complementarity.“*Philosophy of Science* **35**, 309–331 (1968) and **36**, 82–105 (1969)

71. P. Suppes, „Probabilty in quantum mechanics.“In *The Philosophy of Karl Popper*, ed. by P.A. Schilpp, S. 760–774

72. B. Kanitscheider *Philosophie und moderne Physik. Systeme · Strukturen · Synthesen* (Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, 1979), Teil V., S. 334

73. H. Spohn *Large scale dynamics of interacting particles* (Springer, Berlin, 1991)

74. P. Mittelstaedt, *Philosophische Probleme der modernen Physik* (Bibliographisches Institut, Mannheim, 5. Auflage, 1976), S. 122

75. G. Süßmann „An Analysis of Quantum Theory of Measurement.“In *Observation and Interpretation* St. Körner (ed.) (London, 1957), S. 136

76. V. S. Ramachandran, Gottesmodul, PET-Aufnahme meditierender Mönche [Nature **412**, 150 (2001)], siehe auch E. Stein, *Endliches und ewiges Sein. Versuch eines Aufstiegs zum Sinn des Seins* (Herder, Freiburg etc., 1986)

77. F. J. Tipler, *Die Physik der Unsterblichkeit: Moderne Kosmologie, Gott und die Auferstehung der Toten* (Piper, München, 1994^3)

78. E. Fick *Philosophische Bemerkung in einer seiner Kursvorlesungen über Theoretische Physik an der Technischen Universität Darmstadt* (ca. 1973)

79. G. Lindblad, „On the Generators of Quantum Dynamical Semigroups,“*Commun. Math. Phys.* **48**, 119–130 (1976); V. Gorini, A. Kossakowski, and E. C. G. Sudershan „Completely positive dynamical semigroups of N-level Systems,“*J. Math. Phys.* **17**, 821–825 (1976)

80. R. Alicki and J. Messer, „Nonlinear Quantum Dynamical Semigroups for Many-Body Open Systems,“*J. Stat. Phys.* **32**, 299–312 (1983)

81. E. B. Davies, „Markovian master equations,“*Commun. Math. Phys.* **39**, 91–110 (1974); E. B. Davies and H. Spohn *J. Stat. Phys.* **19**, 511 (1978); E. B. Davies, *Quantum Theory of Open Systems* (Academic Press, New York, 1976)

82. E. Schrödinger, „Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik,“*Die Naturwissenschaften* **23**, 807–812, 823-828, 844-849 (1935) mit englischer Übersetzung in J. A. Wheeler and W. H. Zurek (Eds.) *Quantum Theory and Measurement* (Princeton, University Press, 1983)

83. W. Weidlich, F. Haake, *Z. Physik* **185**, 30 (1965); H. Haken, *Handbuch der Physik* Vol. **XXV/2c** (Springer, Berlin etc., 1970); H. J. Carmichael, *Statistical Methods in Quantum Optics* **1** (Springer, Berlin etc., 1999); W. T. Strunz, G. Alber und F. Haake, „Dekohärenz in offenen Quantensystemen“*Physik Journal* **1**, Nr. 11, 47–52 (2002)

84. E. Borel, *Le Hasard* (Alcan, Paris, 1914)

85. E. Joos, „Decoherence Through Interaction with the Environment,“in D. Giulini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin etc., 1996), 35–136

86. G. J. Milburn, „Intrinsic decoherence in quantum mechanics,“*Phys. Rev.* **A 44**, 5401–5406; J. Finkelstein, „Comment on intrinsic decoherence in quantum mechanics‘,“*Phys. Rev.* **A 47**, 2412–2414; G. J. Milburn, „Reply to ‚Comment on „Intrinsic decoherence in quantum mechanics“‘,“*Phys. Rev.* **A 47**, 2415–2416; H. Moya-Cessa, V. Buzek, M. S. Kim, and P. L. Knight, „Intrinsic decoherence in atom-field interaction,“*Phys. Rev.* **A 48**, 3900–3905; J. C. Flores, „Milburn theory of decoherence using a random kicked dynamics,“*Phys. Rev.* **A 51**, 2774–2776; X. Chen, L.-M. Kuang, and M.-L. Ge, „Decoherence described by Milburn's theory for the two-photon Jaynes-Cummings model with Stark shift,“*J. Phys. A* **28**, L267–L274

87. M. Born, *Albert Einstein, Hedwig und Max Born, Briefwechsel 1916–1955* (Nymphenburger Verlagshandlung, München, 1969)

88. E. P. Wigner, „Review of the quantum mechanical measurement problem,“in *Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory*, ed. by P. Meystre and M. O. Scully (Plenum Press, New York) S. 43; E. Joos and H. D. Zeh „The Emergence of Classical Properties Through Interaction with the Environment,“*Z. Phys.* **B59** 223–243 (1985)

89. I. R. Senitzky, „Dissipation in Quantum Mechanics. The Harmonic Oscillator,“*Phys. Rev.* **119**, 670–679 (1960); A. O. Caldeira and A. J. Leggett, „Path Integral Approach to Quantum Brownian Motion,“*Physica* **121 A**, 587–616 (1983); G. W. Ford, J. T. Lewis, and R. F. O'Connell, „Quantum Langevin Equation,“*Phys. Rev.* **A 37**, 4419–4428 (1988)

90. H. Dekker, „Quantization of the linearly damped harmonic oscillator,“*Phys. Rev.* **A 16**, 2126–2134 (1977); J. Messer, „Friction in Quantum Mechanics,“*Acta Physica Austriaca* **50**, 75 (1979)

91. A. O. Caldeira and A. J. Leggett, „Path Integral Approach to Quantum Brownian Motion,“*Physica* **121 A**, 587–616 (1983); A. O. Caldeira and A. J. Leggett, „Influence of damping on quantum interference: An exactly soluble model,“*Phys. Rev.* **A 31**, 1059–1066 (1985); G. S. Agarwal, „Brownian

Motion of a Quantum Oscillator,“*Phys. Rev.* **A 4**, 739–747 (1971); S. Dattagupta, „Brownian motion of a quantum system,“*Phys. Rev.* **A 30**, 1525–1527 (1984)

92. W. G. Unruh and W. H. Zurek, „Reduction of a wave packet in quantum Brownian motion,“*Phys. Rev.* **D 40**, 1071–1094 (1989); M. R. Gallis and G. N. Fleming, „Environmental and spontaneous localisation,“*Phys. Rev.* **A 42**, 38–48 (1990)

93. E. Joos and H. D. Zeh „The Emergence and Classical Properties Through Interaction with the Environment“*Z. Phys.* **B 59**, 223 – 243 (1985); M. R. Gallis and G. N. Fleming „Comparison of quantum open-system models with localization“*Phys. Rev.* **A 43**, 5778 – 5786 (1991)

94. L. E. Ballentine „Failure of some theories of state reduction“*Phys. Rev.* **A 43**, 9 – 12 (1991)

95. F. Haake *Quantum Signatures of Chaos* (Springer, Berlin, 1991); S. Weigert „Chaos and quantum-nondemolition measuremants“*Phys. Rev.***A 43**, 6597 – 6603 (1991); J. Ford and G. Mantica „Does quantum mechanics obey the correspondence principle? Is it complete?“*Am. J. Phys.* **60**, 1086 – 1098 (1992); J. Ford and M. Ilg „Eigenfunctions, eigenvalues, and time evolution of finite, bounded, undriven, quantum systems are not chaotic“*Phys. Rev.* **A 45**, 6165 – 6173 (1992); W. H. Zurek and J. P. Paz „Decoherence, Chaos and the Second Law“*Phys. Rev. Lett.* **72**, 2508 – 2511 (1994); W. H. Zurek and J. P. Paz „Quantum chaos: a decoherent definition“*Physica* **D 83**, 300 – 308 (1995)

96. W. H. Zurek „Reduction of the Wave Packet: How Long Does it Take?“In: *Frontiers in Nonequlibirum Statistical Physics*, ed. by G. T. Moore and M. T. Sculley (Plenum, New York, 1986); A. O. Caldeira and A. J. Legett „Influence of damping on quantum interference. An exactly soluble model“*Phys. Rev.* **A 31**, 1059 – 1066 (1985)

97. E. P. Wigner, „On the quantum correction for thermodynamic equilibrium,“*Phys. Rev.* **40**, 749 – 759 (1932); M. Hillery, R. F. O'Connell, M. O. Scully, and E. P. Wigner, „Distribution functions in physics: Fundamentals,“*Phys. Rep.* **106**, 121 – 167 (1984)

98. J. P. Paz, S. Habib, and W. H. Zurek, „Reduction of the wave packet: Preferred observables and decoherence time scale,“*Phys. Rev.* **D 47**, 488 – 501 (1993)

99. S. Haroche, M. Brune, J.-M. Raimond, and I. Davidovich, „Mesoscopic quantum coherences in cavity QED,“in *Fundamentals of Quantum Optics III*, ed. by F. Ehlotzky (Springer, Berlin, 1993), S. 223 – 236

100. B. Misra and E. C. G. Sudarshan, „The Zeno's paradox in quantum theory,“*J. Math. Phys.* **18**, 756–763 (1977)

101. O. Bratteli and D.W. Robinson, *Operator Algebras and Quantum Statistical Mechanics* vol. 1 C^*- and W^*-Algebras, Symmetry Groups, Decomposition of States (Springer, New York etc., 1979), vol. 2 Equilibrium States, Models in Quantum Statistical Mechanics (Springer, New York etc., 1981); G. E. Emch *Algebraic methods in statistical mechanics and quantum field theory* (Wiley, New York, 1972)

102. R. Kubo, „Statistical mechanical theory of irreversible processes“*J. Math. Soc. Japan* **12**, 570 (1957); P. C. Martin and J. Schwinger, „Theory of many particle systems: I.,“*Phys. Rev.* **115**, 1342 (1959)

103. J. Kupsch, „Open Quantum Systems,“in D. Guilini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin etc., 1996), 223–247

104. E. Joos, „Decoherence Through Interaction With the Environment,“in D. Guilini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin etc., 1996), 35–136; P. Pfeifer, *Chiral Molecules - a Superselection Rule Induced by the Radiation Field* (Dissertation #6551, ETH Zürich, 1980)

105. S. C. C. Ting, *Radiointerview mit dem Physik-Nobelpreisträger während der Tagung in Lindau* (Soweit erinnerlich Anfang der neunziger Jahre des vorigen Jahrhunderts)

106. J. Winter, „Covariant Extension of the Wigner Transformation to Non-Abelian Yang-Mills Symmetries for a Vlasov Equation Approach to the Quark-Gluon Plasma,“*Journal de Physique* Colloque **C6**, supplèment au n^o **6**, Tome **45**, page C6–53, (juin 1984)

107. J. Winter, „Wigner transformation in curved space-time and the curvature correction of the Vlasov equation for semiclassical gravitating systems“*Phys. Rev.* **D 32**, 1871–1888 (1985)

108. L. P. Kadanoff and G. Baym *Quantum Statistical Mechanics* (Benjamin, New York, 1962)

109. J. Messer, „Isotropic solutions of the Einstein-Vlasov equations with lowest-order quantum corrections,“*Class. Quantum Grav.* **3**, 589–597 (1986); J. Messer, „On the moment hierarchy of the first-order quantum corrected Einstein-Vlasov equations,“*Class. Quantum Grav.* **4**, 1383-1395 (1987); J. Messer, „Quantum effects in the cosmic microwave background radiation,“*Phys. Lett.* **A 150**, number 3,4, 156–158 (1990)

110. A. Blobel and J. Messer, „Equilibrium states of inhomogeneous mean-field quantum spin systems with random sites,“*J. Math. Phys.* **26** (5) 1049–1056 (May 1985)

111. J. Monod, *L'hazard et la nécessité* (Du Seuil, Paris, 1970)

112. L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond and the Structure of Molecules and Crystals. An Introduction to Modern Structural Chemistry* (First edition: 1939. Third edition, Ithaca, N.Y., Cornell University Press, 1960)

113. J. S. Bell, „On wave packet reduction in the Coleman-Hepp model,“*Helvetica Physica Acta* **48**, 93–98 (1975), reprinted in J. S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987)

114. H. Araki, „A remark on Machida-Namiki theory of measurement,“*Prog. Theor. Phys.* **64**, 719–730 (1980)

115. W. H. Zurek, „Environment-induced superselection rules,“*Phys. Rev.* **D26**, 1826-1880 (1982)

116. E. B. Davies, *Quantum theory of open systems* (Academic Press, London 1976)

117. J. Winter, private Mitteilung

118. Y. Ne'eman, „The Problems in Quantum Foundations in the Light of Gauge Theories,“in W. H. Zurek, A. van der Merwe, W. A. Miller (Eds.) *Between Quantum and Cosmos. Studies and Essays in Honor of John Archibald Wheeler* (Princeton, University Press, 1988), 424–440

119. C. Kopper, E-Mail an den Verfasser

120. W. Drechsler, and M. E. Mayer, *Differential Geometry and Gauge Theories* Springer Lecture Notes in Physics **67** (Springer, New York, 1977); S. Sternberg, *Lectures on Differential Geometry* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1964); Y. Ne'eman, *Symétries Jauges et Variétés de Groupe* (University of Montreal Press, Montreal, 1979)

121. H. J. Borchers, *Abschiedsvorlesung über offene Probleme der Theoretischen Physik anläßlich der Emeritierung an der Universität Göttingen*

122. M. Tegmark, „Apparent Wave Function Collapse Caused by Scattering.“*Found. Phys. Lett.* **6**, 571–590 (1993)

123. A. O. Barut, *The Theory of the Scattering Matrix: For the Interactions of Fundamental Particles* (Macmillan, New York, 1967)

124. B. d'Espagnat, *Conceptions de la physique contemporaire* (Hermann, Paris, 1965); deutsche Übersetzung: *Grundprobleme der gegenwärtigen Physik* (Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1971; übersetzt von F. Cap, Innsbruck)

125. K. Popper, „Quantum Mechanics Without ‚The Observer'."in M. Bunge (ed.) *Quantum Theory and Reality* (Springer, Berlin etc., 1967) 7–44

126. M. Bunge, „A Ghost-Free Axiomatization of Quantum Mechanics."in M. Bunge (ed.) *Quantum Theory and Reality* (Springer, Berlin etc., 1967) pp. 105–117; M. Bunge, *Scientific Research I. The Search for System* (Springer, Berlin etc., 1967) p. 187

127. M. Bunge, „The Turn of the Tide."in M. Bunge (ed.) *Quantum Theory and Reality* (Springer, Berlin etc., 1967) pp. 1–6

128. M. Bunge, *Scientific Research II. The Search for Truth* (Springer, Berlin etc., 1967); M. Bunge (ed.), *Problems in the Foundations of Physics* (Springer, Berlin etc., 1971)

129. C. Peacocke, „Justification, Realism and the Past."*Mind. A Quarterly Review of Philosophy* Vol. **114**, No. 455, 639–670 (2005)

130. C. Wright, *Truth and Objectivity* (Cambridge, Mass, Harvard University Press, 1992)

131. L. Bovens, and S. Hartmann, *Bayesian Epistemology* (Oxford, Oxford University Press, 2003)

132. J. Hawthorne, „Degree-of-Belief and Degree-of-Support: Why Bayesians Need Both Notions."*Mind. A Quarterly Review of Philosophy* Vol. **114**, No. 454, 277–320 (2005)

133. L. Accardi, L. Y. Gang, and I. Volovich, *Quantum Theory and its Stochastic Limit*, (Springer, Berlin, 2002); L. Accardi, „Topics in Quantum Probability"*Physics Reports* **77**, 169–192 (1981)

134. K.-H. Fichtner, and M. Ohya, „Quantum Teleportation With Entagled States by Beam Splittings "*Commun. Math. Phys.* **222**, 229–248 (2001); K.-H. Fichtner, and M. Ohya, „Quantum Teleportation and Beam Splitting "*Commun. Math. Phys.* **225**, 67–90 (2002); K.-H. Fichtner, and W. Freudenberg, „Asymptotic Behaviour of Time Evolutions of Infinite Particle Systems"*Z. Wahrsch. Verw. Gebiete* **54**, 141–159 (1980); K. R. Parthasarathy, *An Introduction to Quantum Stochastic Calculus* (Birkhäuser, Basel etc., 1992)

135. V. Weisskopf and E. Wigner, „Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie."*Z. Phys.* **63** 54–73 (1930)

136. R. J. Cook, „What are Quantum Jumps?"*Physica Scripta* **T21**, 49–51 (1988)

137. W. M. Itano, D. J. Heizen, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland, „Quantum Zeno effect."*Phys. Rev.* **A41**, 2295–2300 (1990)

138. E. Husserl, *Die Krisis der europäischen Wissenschaften und die transzendentale Phänomenologie* (Felix Meiner Verlag, Hamburg, 1977)

139. N. Bohr, „Quantum Mechanics and Physical Reality.“*Nature* **136**, 65 (1935); N. Bohr, „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?“*Phys. Rev.* **48**, 696–702 (1935)

140. F. London and E. Bauer, „Scientific Community and Objectivity.“§14. of „The Theory of Observation in Quantum Mechanics.“reprinted in J. A. Wheeler and W. H. Zurek (Eds.) *Quantum Theory and Measurement* (Princeton, University Press, 1983), pp. 258–259

141. A. Zeilinger, *Einsteins Schleier* (C.H. Beck, München, 2003^6), p. 229

142. C. F. v. Weizsäcker, „Geleitwort.“in H. Lyre, *Quantentheorie der Information* (mentis, Paderborn, 2004)

143. E. Cassirer, *Philosophie der symbolischen Formen. Dritter Teil: Phänomenologie der Erkenntnis* (Bruno Cassirer Verlag, Berlin, 1929); D. Ph. Verene (ed.), *Symbol, Myth, and Culture. Essays and Lectures of Ernst Cassirer 1935–1945* (New Haven etc., Yale University Press, 1979); H.-J. Braun, H. Holzhey, E.W. Orth (Hrsg.) *Über Ernst Cassirers Philosophie der symbolischen Formen* (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 1988)

144. E. Stein, *Einführung in die Philosophie* (Herder, Freiburg, 1991)

145. K. R. Popper, „Alles Leben ist Problemlösen.“In *Alles Leben ist Problemlösen. Über Erkenntnis, Geschichte und Politik* (Piper, München etc., 1994), pp. 255–264 (Vortrag von 1991)

146. K. R. Popper, „Erkenntnistheorie und das Problem des Friedens.“In *Alles Leben ist Problemlösen. Über Erkenntnis, Geschichte und Politik* (Piper, München etc., 1994), pp. 112–126; K. R. Popper, „Von der Notwendigkeit des Friedens.“In *Alles Leben ist Problemlösen. Über Erkenntnis, Geschichte und Politik* (Piper, München etc., 1994), pp. 319–326

147. I. Kant, *Zum ewigen Frieden. Ein philosophischer Entwurf* (1795)

148. K. R. Popper, *Realism and the Aim of Science* (Hutchinson, London etc., 1983); K. R. Popper, *Quantum Theory and the Schism in Physics* (Hutchinson, London etc., 1982)

149. H.-J. Glock, *Wittgenstein-Lexikon* (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 2000), S. VII; übersetzt aus dem englischen Original *A Wittgenstein Dictionary* (Blackwell, Oxford, 1996) von E. M. Lange

150. B. Kanitscheider, *Philosophisch-historische Grundlagen der physikalischen Kosmologie.* (W. Kohlhammer, Stuttgart etc., 1974); B. Kanitscheider, *Kosmologie. Geschichte und Systematik in philosophischer Perspektive.* (Philipp Reclam jun., Stuttgart, 1984)

151. A. Aspect, Ph. Grangier, G. Roger, „Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities.“*Phys. Rev. Lett.* **49**, 91–94 (1982)

152. B. Suchan, *Die Stabilität der Welt. Eine Wissenschaftsphilosophie der Kosmologischen Konstanten.* (mentis, Paderborn, 1999)

153. C. Kiefer, „Der Zeitbegriff in der Quantengravitation."*Philosophia naturalis* **27**, 43-65 (1990); C. Kiefer, „Probleme der Quantengravitation."*Philosophia naturalis* **31**, 311–329 (19??)

154. R. Penrose, „On gravity's role in quantum state reduction."In C. Callender and N. Huggett (Eds.) *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale. Contempory theories in quantum gravity* (Cambridge, Cambridge University Press, 2001), pp. 290–304

155. J. Butterfield and C. Isham, „Spacetime and the philosophical challenge of quantum gravity."In C. Callender and N. Huggett (Eds.) *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale. Contempory theories in quantum gravity* (Cambridge, Cambridge University Press, 2001), pp. 33–89

156. J. B. Hartle, „Spacetime Quantum Mechanics and the Quantum Mechanics of Spacetime."In Proceedings of the 1992 Les Houches School, Gravitation and Quantisation, B. Julia and J. Zinn-Justin (eds.), Elsevier Science, pp. 285–480 (1995)

157. C. J. Isham and N. Linden, „Quantum Temporal Logic and Decoherence Functionals in the Histories Approach to Generalized Quantum Theory."*J. Math. Phys.* **35**, 5452–5476 (1994)

158. C. J. Isham, R. Penrose, and D. Sciama, *Quantum Gravity: An Oxford Symposium.* (Clarendon Press, Oxford, 1975); C. J. Isham, R. Penrose, and D. Sciama, *Quantum Gravity: A Second Oxford Symposium.* (Clarendon Press, Oxford, 1981)

159. A. Connes, *Noncommutative Geometry* (Acad. Press, San Diego, Calif., etc., 1994)

160. Thomas de Aquino, *De ente et essentia* (Entstanden um 1252-1256. Erstdruck: Padua 1475. Erste deutsche Übersetzung von F. Meister unter dem Titel *Über Seiendes und Wesenheit*, Freiburg i. Br. 1935. Spätere deutsche Übersetzung durch Franz Leo Beeretz von 1979 (Verlag Phillipp Reclam jun. Stuttgart))

161. E. Stein, ungefähres Zitat, wiedergegeben aus dem Gedächtnis

162. E. Stein, *Zum Problem der Einfühlung*, Dissertation bei Edmund Husserl (Halle a.S., 1917), Repr. d. Originalausgabe bei Kaffke, München, 1980

163. B. Greene, *Der Stoff, aus dem der Kosmos ist. Raum, Zeit und die Beschaffenheit der Wirklichkeit* (Siedler, München, 2004), übersetzt von H. Kober aus dem Amerikanischen *The Fabric of the Cosmos: Time, Space and the Texture of Reality* (Alfred A. Knopf, New York, 2004)

164. C. F. v. Weizsäcker, *Die Einheit der Natur* (Deutscher Taschenbuch Verlag, München, 1971[1], 2002[8])

165. R. Penrose, *Das Große, das Kleine und der menschliche Geist* (Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2002), übersetzt von Renate Dohmen aus dem Englischen *The Large, the Small and the Human Mind* (Cambridge, Cambridge University Press, 1997)

166. G. Buddha, „Das Gleichnis von den Blinden und dem Elefanten."In *Reden des Buddha* Aus dem Pâli-Kanon übersetzt von Ilse-Lore Gunsser (Philipp Reclam jun., Stuttgart, 1957), S. 48

167. P. Pearle, and E. J. Squires, „Gravity, Energy Conservation, and Parameter Values in Collapse Models."*Foundations of Physics* **26**, 291–305 (1996)

168. D. N. Page, and C. D. Geilker, „Indirect Evidence for Quantum Gravity."*Phys. Rev. Lett.* **47**, 979–982 (1981)

169. T. W. B. Kibble, „Is a Semi-Classical Theory of Gravity Viable?"In C. J. Isham, R. Penrose, and D. Sciama, *Quantum Gravity: A Second Oxford Symposium.* (Clarendon Press, Oxford, 1981)

170. I. Kant, *Kritik der reinen Vernunft*, Vorrede zur ersten Auflage 1787, (Philipp Reclam jun., Stuttgart, 1966), S. 870

171. H. Putnam, *Repräsentation und Realität*, übersetzt von Joachim Schulte (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 1991). Original: *Representation and Reality* (Mass. Inst. Technology, 1988)

172. N. Wiener, *Kybernetik* (Econ, Düsseldorf, 1992[3]). Original: *Cybernetics or Control in Animal and the Machine* (1948)

173. H. Lyre, *Quantentheorie der Information* (mentis, Paderborn, 2004)

174. K. R. Popper, *Objektive Erkenntnis. Ein evolutionärer Entwurf* (Hofmann und Campe, Hamburg, 1973)

175. K. Lorenz, *Die Rückseite des Spiegels* (Deutscher Taschenbuch-Verlag, München, 1977)

176. Th. Görnitz, E. Ruhnau, und C. F. v. Weizsäcker „Temporal Asymmetry as Precondition of Experience. The Foundation of the Arrow of Time"*International Journal of Theoretical Physics* **31** (1), 37–46 (1992)

177. H. Putnam, „A Philosopher Looks at Quantum Mechanics (Again)"*Brit. J. Phil. Sci.* **56**, 615–634 (2005)

178. W. Heisenberg, *Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen* (Hirzel, Stuttgart, 1967)

179. I.-O. Stamatescu, „Stochastic Collapse Models,"in D. Guilini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, H. D. Zeh *Decoherence and the Ap-*

pearance of a Classical World in Quantum Theory (Springer, Berlin etc., 1996), 249–267

180. G. C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber, „Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems“*Phys. Rev.* **D 34**, 479–491 (1986)

181. A. Barchielli, L. Lanz, and G. M. Prosperi, „A model for the macroscopic description and continual observations in quantum mechanics“*Il Nuovo Cimento* **B 72**, 79–121 (1982)

182. I. Kant, *Kritik der reinen Vernunft*, B 75

183. G. C. Ghirardi, R. Grassi, and P. Pearle, „Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles,“*Phys. Rev.* **A 42**, 78–89 (1990); P. Pearle, „Combining stochastic dynamical state-vector reduction with spontaneous localization,“*Phys. Rev.* **A 39**, 2277–2289 (1989); L. Diósi, „Orthogonal Jumps of the Wavefunction in White-Noise Potentials,“*Phys. Lett.* **A 112**, 288–292 (1985); A. Nakano, and P. Pearle, „Statevector reduction in discrete time: a random walk in Hilbert space,“*Found. Phys.* **24**, 363–377 (1994); P. Pearle, „Toward a relativistic theory of statevector reduction.“In: *Sixty-Two Years of Uncertainty.*, ed. by A. I. Miller (Plenum Press, New York), p. 193–214 (1990); L. Diósi, „Localized solution of a simple nonlinear quantum Langevin equation,“*Phys. Lett.* **A 132**, 233-236 (1988); N. Gisin, and I. C. Percival, „The quantum-state diffusion model applied to open systems,“*J. Phys. A: Math. Gen.* **25**, 5677–5691 (1992); N. Gisin, and I. C. Percival, „Quantum state diffusion, localisation and quantum dispersion entropy,“*J. Phys. A: Math. Gen.* **26**, 2233–2243 (1993); N. Gisin, and I. C. Percival, „The quantum state diffusion picture of physical processes,“*J. Phys. A: Math. Gen.* **26**, 2245–2260 (1993); I. C. Percival, „Localisation of wide open quantum systems,“*J. Phys.* **A 27**, 1003–1020 (1994); K. R. Parthasarathy, *An Introduction to Quantum Stochastic Calculus* (Birkhäuser, Basel, 1992)

184. H. Primas, private Mitteilung, ca. 1983

185. Z. Kanokov, Yu. V. Palchikov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and W. Scheid, „Non-Markovian dynamics of quantum systems. I. Formalism and transport coefficients,“*Phys. Rev.* **E 71**, 016121 (2005); Yu. V. Palchikov, Z. Kanokov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and W. Scheid, „Non-Markovian dynamics of quantum systems. II. Decay rate, capture, and pure states,“*Phys. Rev.* **E 71**, 016122 (2005)

186. R. D. Benguria, and M. Kac, „On the Quantum Langevin Equation,“*Phys. Rev. Lett.* **46**, 1–4 (1981)

187. J. T. Cushing, *Quantum Mechanics. Historical Contingency and the Copenhagen Hegemony* (The University of Chicago Press, Chicago etc., 1994)

188. E. Nelson, „Derivation of the Schrödinger Equation from Newtonian Mechanics“*Phys. Rev.* **150**, 1079–1085 (1966); E. Nelson, *Dynamical Theories of Brownian Motion* (Princeton University Press, Princeton N.J., 1967); E. Nelson, *Quantum Fluctuations* (Princeton University Press, Princeton N.J., 1985)

189. J. T. Cushing, *Philosophical Concepts in Physics. The Historical Relation Between Philosophy and Scientific Theories* (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1998)

190. Andreas Hüttemann, *What's Wrong With Microphysicalism?* (Routledge, Taylor & Francis Group, London etc., 2004)

191. A. N. Whitehead, *Science and the Modern World* (The Free Press, New York, 1967); A. N. Whitehead, *Adventures of Ideas* (The Free Press, New York, 1967); A. N. Whitehead *Process and Reality*, corrected ed., D. R. Griffin, and D. W. Sherburne (eds.) (The Free Press, New York, 1978); A. N. Whitehead *Religion in the Making* (Fordham University Press, New York, 1996)

192. J. Nobo *Whitehead's Metaphysics of Extension and Solidarity* (Albany: State University of New York Press, 1986)

193. F. Hättich, *Quantum Processes. A Whiteheadian Interpretation of Quantum Field Theory* (agenda Verlag, Münster, 2004)

194. H. P. Stapp, „Bell's Theorem and World Process“*Nuovo Cim.* **29**, 270–276 (1975); H. P. Stapp, „Theory of Reality“*Found. Phys.* **7**, 313-323 (1977); H. P. Stapp, „Whiteheadian Approach to Quantum Theory and the Generalized Bell's Theorem“*Found. Phys.* **9**, 1–25 (1979)

195. H. J. Borchers, *Superauswahlregeln* (unveröffentlichte Vorlesung vom Wintersemester 1976/1977, gehalten am Institut für Theoretische Physik der Universität Göttingen, Mitschrift von J. Messer mit einzelnen Mitschriftseiten von W.-D. Garber und J. Yngvason); H. J. Borchers *Theorie lokaler Ringe I* (unveröffentlichte Vorlesung vom Sommersemester 1977, gehalten am Institut für Theoretische Physik der Universität Göttingen, Mitschrift von J. Messer); H. J. Borchers *Theorie lokaler Ringe II* (unveröffentlichte Vorlesung vom Wintersemester 1977/1978, gehalten am Institut für Theoretische Physik der Universität Göttingen, Mitschrift von J. Messer); insgesamt hat dieser triadische Vorlesungszyklus durchlaufende Kapitelnummerierung von 1.1. bis 9.5.

196. R. Penrose, *The Road to Reality. A Complete Guide to the Laws of the Universe* (Vintage, London, 2005)

197. P. Lorenzen, *Normative Logic and Ethics* (Bibliographisches Institut, Mannheim etc., 1969)

198. G. Pickert, Seminarbeitrag zum Forschungskolloquium von Prof. Dr. B. Kanitscheider im Sommersemester 2006

199. M. A. Naimark, *Normed Rings* (P. Noordhoff, Groningen, 1959); C. E. Rickart *General Theory of Banach Algebras*, The University Series in Higher Mathematics, (D. Van Nostrand, Princeton, 1960); J. Dixmier, *Les Algèbres d'Operateurs dans l'Espace Hilbertian* (Gauthier-Villars, Paris, 1957); J. Dixmier, *Les C^*-Algebres et leur Representations* (Gauthier-Villars, Paris, 1960); S. Sakai, *C^*-Algebras and W^*-Algebras* (Springer, Berlin etc., 1971); J. v. Neumann, *Collected Works*, vol. II. and III., (Pergamon Press, Oxford, 1961); R. Haag, and D. Kastler, „An algebraic approach to quantum field theory“*J. Math. Phys.* **14**, 305 (1964); J. M. G. Fell, „The dual spaces of C^*-Algebras *Trans. Am. Math. Soc.* **94**, 365 (1960); R. Haag, R. V. Kadison, and D. Kastler, „Nets of C^*-Algebras and Classification of States“*Comm. Math. Phys.* **16**, 81 (1970); E. Effros „Order ideals in a C^*-algebra and its dual“*Duke Math. J.* **30**, 391 (1963); E. Størmer, „On partially ordered vector spaces and their duals with applications to simplices and C^*-algebras“*Proc. London Math. Soc.* **18**, 245 (1968); H. J. Borchers, „On the implementability of automorphism groups“*Comm. Math. Phys.* **14**, 305 (1969); H. J. Borchers, „Über C^*-Algebren mit lokalkompakten Symmetriegruppen“*Nachr. d. Göttinger Akad. Wissensch.*, Jg. 1973, Heft 1; S. Doplicher, D. Kastler, and D. Robinson, „Covariance algebras in field theory and statistical mechanics“*Commun. Math. Phys.* **3**, 1 (1966); G. Zeller-Meier, „Produits croisés d'une C^*-algebre par un group d'automorphisms“*J. Math. Pures Appl.* **47**, 101 (1968); H. J. Borchers, „Energy and momentum as observables in quantum field theory“*Commun. Math. Phys.* **2**, 49 (1966); H. J. Borchers, „Characterization of inner *-automorphisms of W^*-algebras“*RIMS Kyoto* **10**, No. 1 (1974); R. V. Kadison „Derivations of operator algebras“Ann. Math. **83**, 280 (1966); R. V. Kadison, and J. R. Ringrose, „Derivations and automorphisms of operator algebras“*Comm. Math. Phys.* **4**, 32 (1967); H. J. Borchers, „Über Ableitungen von C^*-Algebren“*Nachr. d. Göttinger Akad. Wissensch.*, Heft 2 (1973); A. Ikunishi, and J. Nakugami, „On Invariants $G(\sigma)$ and $\Gamma(\sigma)$ for an Automorphism Group of a von Neumann Algebra“*RIMS Kyoto* **12**, No. 1 (1976); S. Doplicher, „An Algebraic Spectrum Condition“*Commun. Math. Phys.* **1**, 1 (1965); H. J. Borchers, „On groups of automorphisms with semi-bounded spectrum“in *Systèmes a un nombre infini de degrés de liberté*, Edition du C.N.R.S. (1970); K. Kraus, „An algebraic spectrum condition“*Commun. Math. Phys.* **16**, 138 (1970); K. Hepp, R. Jost, D. Ruelle, and O. Steinmann, „Necessary Restriction on Wightman Functions“*Helv. Phys. Acta* **34**, 542 (1961); H. J. Borchers, „On the Structure of the Algebra of Field Operators“*Nuovo Cimento* **24**, 214 (1962); H. J. Borchers, „On the

Structure of the Algebra of Field Operators II“*Commun. Math. Phys.* **1**, 49 (1965); H. Araki, „On the Algebra of all Local Observables“*Progr. Theor. Phys.* **32**, 844 (1964); D. Kastler, and D. W. Robinson, „Invariant states in statistical mechanics“*Commun. Math. Phys.* **3**, 151 (1966); O. Lanford, and D. Ruelle, „Integral representation of invariant states on B^*-algebras“*J. Math. Phys.* **8**, 1460 (1967); E. Størmer, „Large groups of automorphisms of C^*-algebras“*Comm. Math. Phys.* **5**, 1 (1967); S. Doplicher, D. Kastler, and E. Størmer, „Invariant States and Asymptotic Abelianess“*J. Functional Analysis* **3**, 419 (1969)

200. Dalai Lama, *Einführung in den Buddhismus. Die Harvard-Vorlesungen* (Herder, Freiburg etc., 1992^{17}), aus dem Amerikanischen von Christof Spitz

201. J. W. de Jong (Hrsg.) *Nagarjuna, Mulamadhyamakakarikath* (Adyar, Adyar Library and Research Center, 1977); D. J. Kalupahana, *Nagarjuna: The Philosophy of the Middle Way* (Albany: State University Press of New York, 1986); R. Gnoli, *Nagarjuna: Madhyamaka Karika, Le stanza del cammino de mezzo* Encicopledia di autori classici 61 (P. Boringhieri, Turin, 1961)

202. Benedikt von Nursia, *Regula Benedicti. Die Benediktusregel. Lateinisch/Deutsch* (Beuroner Kunstverlag, Beuron, 1992, überarbeiteter Nachdruck der geglätteten Abschriften Cod. Don. von 654, Cod. A von 914, Mischung aus textus purus, interpolatus et receptus), hrsg. im Auftrag der Salzburger Äbtekonferenz einschließlich einer deutschen Übersetzung der Jahre 1985–1990, Kap. **64**, Verse 17–19

203. http://www.abtei-kornelimuenster.de/Spirituelles/Benediktinisches/Benedikt%20kurzgefasst.htm, Buchstabe U, im Internet veröffentlicht z.B. am 30. Mai 2006, 13 Uhr MESZ

204. W. Weidlich, and G. Haag, *Concepts and Models of a Quantitative Sociology. The Dynamics of Interacting Populations* (Springer, Berlin, 1983)

205. J. Audretsch, *Verschränkte Welt: Faszination der Quanten* (Wiley-VCH, Weinheim, 2002)

206. D. Hilbert, *Grabsteininschrift. Göttinger Hauptfriedhof*

207. K. Jaspers, *Einführung in die Philosophie* (Piper, München, 21. Auflage, 1998)

208. M. Tegmark, „Is ‘the theory of everything’ merely the ultimate ensemble theory?“*Annals of Physics (New York)* **270**, 1–51 (1998); M. Tegmark, „Parallel Universes“in *Science and Ultimate Reality: From Quantum to Cosmos*, honoring John Wheeler’s 90th birthday, J. D. Barrow, P. C. W. Davies, & C. L. Harper eds., Cambridge University Press (2003); siehe auch W. R. Stoeger, G. F. R. Ellis, and U. Kirchner „Multiverses and Cosmology: Philosophical Issues“, preprint, arXiv: astro-ph/0407329, v2, 19th January 2006

209. J. Rosenthal, *Wahrscheinlichkeiten als Tendenzen* (mentis, Paderborn, 2004)

210. D. Gillies, „Varieties of Propensities "*British Journal for the Philosophy of Science* **51**, 807–835 (2000); A. J. Ayer, „Two Notes on Probability", in *The Concept of a Person and Other Essays*, (Macmillan, London, 1963), pp. 188–208; J. H. Fetzer, *Scientific Knowledge: Causation, Explanation, and Corroboration*, Boston Studies in the Philosophy of Science, Vol. 69, (D. Reidel, Dordrecht, 1981); J. H. Fetzer, „Probabilistic Explanations", *PSA*, Vol. 2 (1982), pp. 194–207; J. H. Fetzer, „Probabilistic Metaphysics", in J. H. Fetzer (ed.), *Probability and Causality* (D. Reidel, Dordrecht, 1988), pp. 109–132; J. H. Fetzer, „Critical Notice: Philip Kitcher and Wesley C. Salmon (eds.), *Scientific Explanation*, and Wesley C. Salmon, *Four Decades of Scientific Explanation*", *Philosophy of Science*, **58** (1991), pp. 288–306; D. A. Gillies, *An Objective Theory of Probability*, (Methuen, London, 1973); C. Howson, and P. Urbach, *Scientific Reasoning: The Bayesian Approach*, (Open Court, Lasalle IL, 1989); P. Humphreys, „Why Propensities Cannot be Probabilities", *Philosophical Review*, **94** (1985), pp. 557-570; A. N. Kolmogorov, *Foundations of the Theory of Probability*, second english edition (Chelsea, New York, 1956; first edition 1933); D. W. Miller, „Can There be a Realist Single-Case Interpretation of Probability?", *Erkenntnis* **25** (1986), pp. 129–132; C. S. Peirce, „Notes on the Doctrine of Chances", reprinted in *Essays in the Philosophy of Science, The American Heritage Series* (Bobbs-Merrill, Indianapolis and New York, 1957; zuerst erschienen 1910), pp. 74–84; K. R. Popper, „The Propensity Interpretation of the Calculus of Probability, and the Quantum Theory"in S. Körner (ed.), *Observation and Interpretation, Proceedings of the Ninth Symposium of the Colston Research Society* (University of Bristol, 1957), pp. 65–70, 88–89; K. R. Popper, „The Propensity Interpretation of Probability", *British Journal for the Philosophy of Science* **10**, (1959), pp. 25–42; K. R. Popper, *Realism and the Aim of Science* (Hutchinson, London, 1983); K. R. Popper, *A World of Propensities* (Thoemmes, Bristol, 1990); R. v. Mises, *Probability, Statistics and Truth*, second revised english edition (George Allen & Unwin, London, 1961, zuerst erschienen 1928)

211. A. Isar, and W. Scheid, „Quantum decoherence and classical correlations of the harmonic oscillator in the Lindblad theory"*Physica A*, in press (2006)

212. A. Jaffe, A. Lesniewski, K. Osterwalder, „Quantum K-theory: I The Chern character"*Commun. Math. Phys.* **118**, 1–14 (1988)

213. Y. Wang, „Chern-Connes Character for the Invariant Dirac Operator in Odd Dimensions"*arXiv: math.DG/0609063 v1* (2nd September 2006)

214. A. Einstein, „Erst die Theorie entscheidet, was beobachtbar ist"(1927),

zitiert nach W. Heisenberg, *Der Teil und das Ganze* (Piper, München, 1969), S. 85

215. E. Sahm, *Predigt in St. Willigis, Florstadt* (ca. 2006)

216. J. Ratzinger, *Einführung in das Christentum. Vorlesungen über das apostolische Glaubensbekenntnis* (Kösel, München, 1968^7)

217. E. Bloch, *Das Prinzip Hoffnung* (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 1980^7)

218. 1 Joh **4**, 20

219. nach Papst Johannes Paul II. (Karol Wojtiła)

220. E. Stein, *Das Weihnachtsgeheimnis*, hrsg. vom Karmel Köln, 1991, S. 8, Nachdruck der Originalausgabe von 1931

221. K. Marx und F. Engels, *Gesamtausgabe* (Akademie Verlag, Berlin, 2003), vgl. auch Marx-Werkeedition der Wissenschaftlichen Buchgesellschaft, Darmstadt; E. Thier, *Das Menschenbild des jungen Marx* (Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1961^2)

222. M. Horkheimer und Th. W. Adorno, *Dialektik der Aufklärung* (S. Fischer, Frankfurt am Main, 2003)

223. Th. W. Adorno, „Wozu noch Philosophie?“in *Eingriffe* (Suhrkamp, Frankfurt am Main, 2003)

224. R. Löw, private Unterredung

225. W. Heisenberg, „Der erste Trunk aus dem Becher der Naturwissenschaften macht atheistisch, aber auf dem Grund des Bechers wartet Gott“, http://de.wikiquote.org/wiki/Werner_Heisenberg

226. Eine Wortprägung von Martin Buber

227. Erasmus von Rotterdam, *Ausgewählte Schriften*, Acht Bände, (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1969)

228. R. P. Feynman nach Th. Görnitz, *Quanten sind anders*, (Elsevier, Spektrum, Akad. Verlag, München, etc., 2006^2)

229. R. P. Feynman, and A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (Mc Graw-Hill, New York, 1965); H. Kleinert, *Path Integrals in Quantum Mechanics, Statistics, Polymer Physics, and Financial Markets*, (World Scientific, Singapure etc., 2004^3); J. Glimm, and A. Jaffe, *Quantum Physics. A Functional Integral Point of View* (Springer, New York etc., 1981); B. Simon, *Functional Integration and Quantum Physics* (Academic Press, New York, 1979)

230. R. Alicki, and K. Lendi, *Quantum Dynamical Semigroups and Applications*, Lecture Notes in Physics **286** (Springer, Berlin, 1987); R. Alicki, and M. Fannes, *Quantum Dynamical Systems*, (Oxford University Press, Oxford,

2001); H.-P. Breuer, and F. Pettruccione, *The Theory of Open Quantum Systems*, (Oxford University Press, Oxford, 2002)

231. M. Reed, and B. Simon *Methods of Modern Mathematical Physics*, Four volumes, (Acad. Press, New York, vol. 1, „Functional Analysis“: 1972, vol. 2, „Fourier Analysis, Self-Adjointness“: 1975, vol. 3, „Scattering Theory“: 1979, vol. 4, „Analysis of Operators“: 1978)

232. C. Kiefer, *Quantum Gravity* (Clarendon Press, Oxford, 2004)

233. P. Erbrich, private Unterredung

234. M. Vogt, *Globale Nachbarschaft* (Don Bosco Verlag, München, 2000)

235. Hildegard von Bingen, *Causae et curae* (Pattloch, Augsburg, 1997)

236. M. Springer, „Ist das Gehirn ein Quantencomputer?“*Spektrum der Wissenschaft* S. 28 (Juni 2006)

237. C. Koch, *Nature* **440**, 611 (2006)

238. LSZ ist die Abkürzung für die ersten Buchstaben der Namen Lehmann, Symanzik und Zimmermann bezüglich ihrer folgenden Originalarbeit: H. Lehmann, K. Symanzik, and W. Zimmermann „Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien“, *Il Nuovo Cimento* **1**, 205–225 (1955)

239. L. Randall, *Verborgene Universen. Eine Reise in den extradimensionalen Raum* (S. Fischer-Verlag, Frankfurt am Main, 2006)

240. E. P. Wigner, private communication, ca. 1980

241. G. Süssmann, private communications, 1980–1990 auch unter Bezug auf Arbeiten von Arnulf Schlüter

242. D. Hilbert und W. Ackermann, *Grundzüge der theoretischen Logik* (Springer, Berlin etc., 1967^5); H. Hermes, *Einführung in die mathematische Logik* (B. G. Teubner, Stuttgart, 1969^2); S. C. Kleene, *Introduction to Metamathematics* (Wolters-Nordhoff, Groningen — North Holland, Amsterdam etc. — American Elsevier, New York, 1974^7)

243. N. Herbert, *Quantum Reality. Beyond the new Physics*, (Rider, London etc., 1985)

244. H. Reichenbach, „Eight different descriptions of quantum reality“in *Gesammelte Werke in neun Bänden. Band fünf: Philosophische Grundlagen der Quantenmechanik und Wahrscheinlichkeit*, (Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig etc., 1989), Hrsg.: Andreas Kamlah und Maria Reichenbach

245. F. Selleri (Ed.), *Quantum Mechanics Versus Local Realism. The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox*, (Plenum Press, New York etc., 1988)

246. R. Penrose, *Computerdenken*, (Spektrum der Wissenschaft, Heidelberg, 2002), deutsche Übersetzung von *The Emperors New Mind* (Oxford University Press, Oxford, 1989), übersetzt von Michael Springer

247. Y. Aharanov, and D. Rohrlich, *Quantum Paradoxes. Quantum Theory for the Perplexed*, (Wiley-VCH, Weinheim, 2005)

248. J. Audretsch, *Verschränkte Systeme. Die Quantenphysik auf neuen Wegen*, (Wiley-VCH, Weinheim, 2005)

249. Th. Beth, G. Leuchs (Eds.), *Quantum Information Processing*, (Wiley-VCH, Weinheim, 2005^2)

250. B. d'Espagnat, *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*, (W. A. Benjamin, London etc., 1976), 2nd ed., revised, enlarged, reset

251. R. M. Wald, „Black Holes and Quantum Coherence", in Zurek et al. [118], 167–175

252. B. d'Espagnat, „Are the Quantum Rules Exact? The Case of the Imperfect Measurements", in Zurek et al. [118], 413–423

253. M. Marcolli, „Nichtkommutative Geometrie und Zahlentheorie"in *Jahrbuch 2004 — Max-Planck-Institut für Mathematik*

254. A. Connes, *Géométrie non commutative* (Dunod, Paris, 2005)

255. H. S. Snyder, „Quantized space-time"*Phys. Rev.* **71**, 38–41 (1947); H. S. Snyder, „The electromagnetic field in quantized space-time"*Phys. Rev.* **72**, No. 1, July 1, 68–71 (1947)

256. A. Connes, „Cyclic Cohomology, Noncommutative Geometry and Quantum Group Symetries"in [257], 1–72; J. Cuntz, „Cyclic Theory and the Bivariant Chern-Connes Character"in [257], 73–136; N. Higson, and E. Guentner „Group C^*-Algebras and K-Theory"in [257], 137–252; E. Guentner, and J. Kaminker, „Geometric and Analytic Properties of Groups"in [257], 253–262; J. E. Roberts, „More Lectures on Algebraic Quantum Field Theory"in [257], 263–342

257. A. Connes, J. Cuntz, E. Guentner, N. Higson, J. Kaminker, and J. E. Roberts, *Noncommutative Geometry*, Lectures given at the C.I.M.E. Summer School held in Martina Franca, Italy, September 3–9, 2000 (eds. S. Doplicher, and R. Longo), Springer Lecture Notes in Mathematics 1831 (Springer, Berlin etc., 2004)

258. M. Atiyah, *K-Theory*, (Benjamin Press, New York, 1967)

259. J. Milnor, *Introduction to Algebraic K-Theory*, (Princeton University Press, Princeton N.J., 1971), Annals of Mathematics Studies, No. 72

260. G. K. Pedersen, *C^*-algebras and Their Automorphism Groups*, volume 14 of *London Mathematical Society Monographs* (Academic Press, London, 1979)

261. S. W. Hawking, and G. F. R. Ellis, The large scale structure of spacetime (Cambridge Monographs of Mathematical Physics Cambridge University Press, Cambridge (U.K.) etc., 1973)

262. M. Leinweber, Seminarbeitrag im Forschungskolloquium von Prof. Dr. B. Kanitscheider, ca. 2006

263. K. R. Popper, *Die offene Gesellschaft und ihre Feinde. Der Zauber Platons*, in Karl R. Popper — Gesammelte Werke: in deutscher Sprache, Band 5 (Mohr Siebeck, Tübingen, 2003[8]), herausgegegeben von Hubert Kiesewetter; K. R. Popper, *Die offene Gesellschaft und ihre Feinde. Falsche Propheten: Hegel, Marx und die Folgen*, in Karl R. Popper — Gesammelte Werke: in deutscher Sprache, Band 6 (Mohr Siebeck, Tübingen, 2003[8]), herausgegegeben von Hubert Kiesewetter

264. J. W. v. Goethe, Faust — der Tragödie zweiter Teil, Vers 11936 f., s. z.B. Ph. Reclam jun., Stuttgart, 2004, herausgegeben von Ulrich Gaier, Reclams Universal-Bibliothek Nr. 16022

265. S. W. Hawking, „Gödel and the end of physics“published at http://www.dampt.cam.ac.uk/strings2002/dirac/hawking/

266. M. Kaku, and J. Trainer, *Jenseits von Einstein. Die Suche nach der Theorie des Universums* (Insel Verlag, Frankfurt am Main etc., 1993), übersetzt aus dem Amerikanischen von Ilse Davis Schauer, *Beyond Einstein. The Cosmic Quest for the Theory of the Universe* (Bantam Books, 1987), wissenschaftliche Beratung und Bearbeitung der deutschen Ausgabe: Dr. Rhea Lüst

267. J. Messer, *Reibungsterme in der Hamiltonschen Formulierung der klassischen Mechanik und in der Quantenmechanik*, Diplomarbeit am Institut für Theoretische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt (1974) auszugsweise und erweitert veröffentlicht in J. Messer, „Quantum Langevin Systems“*Lett. Math. Phys.* **2**, 281 (1978), vgl. auch J. Messer, „Friction in Quantum Mechanics“*Acta Physica Austriaca* **50**, 75 (1979)

268. Sophokles, *Antigone* (griechisch–deutsch), übersetzt von Wilhelm Willige, herausgegeben von Bernhard Zimmermann, (Artemis & Winkler, Düsseldorf und Zürich, 1999), Tusculum Studienausgabe, Vers 523

269. G. Berkeley, *Eine Abhandlung über die Prinzipien menschlicher Erkenntnis* (Meiner, Hamburg, 2004); G. Berkeley, *Drei Dialoge zwischen Hylas und Philonous* (Meiner, Hamburg, 2005); A. Kulenkampff, *Esse est percipi* (Schwabe, Basel, 2001); K. Saporiti, *Die Wirklichkeit der Dinge* (Klostermann, Frankfurt am Main, 2006)

270. O. A. Fonarev, „Wigner function and quantum kinetic theory in curved space-time and external fields“*J. Math. Phys.* **35** 2105–2129 (1994); O. A. Fonarev, „Quantum kinetic equations and cosmology“e-print Archive: **gr-qc/9312019** (December 1993), submitted to Phys. Lett. A

271. E. Wigner, *Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren* (Vieweg, Wiesbaden, 1977, unveränderter Nachdruck der 1931 erschienen Ausgabe)

272. C. F. v. Weizsäcker, *Zeit und Wissen* (Carl Hanser Verlag, München und Wien, 1992), II.7.D.2. („Quantentheorie als Physik der Ganzheit“, geschrieben 1989)

273. P. Glansdorff et I. Prigogine, „Sur les propriétés différentielles de la production d'entropie“*Physica* **20**, 773 (1954); P. Glansdorff, „Sur une loi de moderation des transformations chimiques irreversibles“*Ac. roy. Blg. Bull. Cl. Sc.* **42**, 628 (1956); P. Glansdorff and I. Prigogine, „On a general evolution criterion in macroscopic physics“*Physica* **30**, 351 (1964); P. Glansdorff and I. Prigogine, *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations* (Wiley-Interscience, London etc., 1971); G. Nicolis and I. Prigogine, *Self-Organization in Nonequilibrium Systems. From Dissipative Structures to Order Through Fluctuations* (John Wiley & Sons, New York etc., 1977); L. van Bertalanffy, W. Beier und R. Laue, *Biophysik des Fließgleichgewichts* (Vieweg, Braunschweig, 1977); J. Hofbauer, and K. Sigmund, *The Theory of Evolution and Dynamical Systems* (Cambridge University Press, Cambridge etc., 1988, Originalausgabe: *Evolutionstheorie und dynamische Systeme: Mathematische Aspekte der Selektion* (Paul Parey Verlag, 1984), reprinted 1991); H. G. Schuster, *Complex Adaptive Systems. An Introduction* (Scator Verlag, Saarbrücken, 2001)

Anhang D

Erklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbständig und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht.

Anhang E

Lebenslauf

1950: Geburt im ersten Quartal des Jahres in Hessen

1967: Bundessieger für Physik beim Wettbewerb „Jugend forscht 67". Erster Preis der United States Army „for an outstanding science project"und vierter Preis der Physik-Wertung beim anschließenden „18th International Science Fair"in San Francisco, California, U.S.A. sowie Buchpreis durch die Jury der National Aeronautics and Space Administration. Posteraustellung: „Paradox of the Beta Persei System". Preisschrift „Probleme des Beta-Persei-Systems und ihre Lösung"

1968: Reifeprüfung an der Hohen Landesschule in Hanau, Hessen, mathematisch-naturwissenschaftlicher Zweig mit den zusätzlichen freiwilligen Arbeitsgemeinschaften Physik, Astronomie, Philosophie. Großes Latinum

1969–1977: Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes

1974: Diplom in Physik am Institut für Theoretische Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt bei Prof. Dr. F. Beck mit der Diplomarbeit „Reibungsterme in der Hamiltonschen Formulierung der klassischen Mechanik und in der Quantenmechanik"

1977: Doktor der Naturwissenschaften am Institut für Theoretische Physik der Georg-August-Universität Göttingen bei Prof. Dr. H.-J. Borchers mit der Dissertation „Metrische Räume von Wechselwirkungen und der Thermodynamische Limes"

1984: Habilitation zum Dr. rer. nat. habil. an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München mit der Habilitationsschrift „Statistical Mechanics of Inhomogeneous Systems". Zuerkennung der Lehrbefähigung gemäß BayHSchG für das Fach Theoretische Physik

Seit 1990: Privatdozent mit Lehrbefugnis für Theoretische Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München

2004: Zusatzprüfung im Magisterhauptfach Philosophie bei Prof. Dr. B. Kanitscheider und Prof. Dr. W. Becker am Zentrum für Philosophie und Grundlagen der Wissenschaft der Justus-Liebig-Universität Gießen

Längere Auslandsaufenthalte an der Princeton University, Princeton, New Jersey, U.S.A., der Universität Wien, Österreich, der Katholieke Universiteit Leuven, België