Ein erstes Mal (Quantenphysik) gibt es auch beim Studium, da, wo sich die Geister scheiden.[7] Nicht selten steigen die Studierenden leichten Fußes in Formalismen herum, rechnen alle Übungen, und alles scheint in Ordnung. Wirklich? Es gibt da jene wichtige (keineswegs boshaft gemeinte) Weisheit zum Studium: Was ich wirklich verstanden habe, das kann ich auch erklären, mir selbst, meiner kleinen Schwester (wenn sie will) und — und nun sind wir wieder bei den Hausfrauen.

W. Heisenberg [*Der Teil und das Ganze*,
(dtv Taschenbuch No. 903, 9. Aufl. München 1985)] :

... Einstein war dann etwas beunruhigt, aber schon am nächsten Morgen hatte er beim Frühstück ein neues Gedankenexperiment bereit, komplizierter als das Vorhergehende, das nun die Ungültigkeit der Unbestimmtheitsrelation wirklich demonstrieren sollte. Diesem Versuch ging es freilich am Abend nicht besser als dem ersten, und nachdem dieses Spiel einige Tage fortgesetzt worden war, sagte Einsteins Freund Paul Ehrenfest, Physiker aus Leyden in Holland: „Einstein, ich schäme mich für dich; denn du argumentierst gegen die neue Quantentheorie jetzt genauso, wie deine Gegner gegen die Relativitätstheorie.“ Aber auch diese freundschaftliche Mahnung konnte Einstein nicht überzeugen.

Wieder wurde mir klar, wie unendlich schwer es ist, die Vorstellungen aufzugeben, die bisher für uns die Grundlage des Denkens und der wissenschaftlichen Arbeit gebildet haben. Einstein hatte seine Lebensarbeit daran gesetzt, jene objektive Welt der physikalischen Vorgänge zu erforschen, die dort draußen in Raum und Zeit, unabhängig von uns, nach festen Gesetzen abläuft. Die mathematischen Symbole der theoretischen Physik sollten diese objektive Welt abbilden und damit Voraussagen über ihr zukünftiges Verhalten ermöglichen. Nun wurde behauptet, dass es, wenn man bis zu den Atomen hinabsteigt, eine solche objektive Welt in Raum und Zeit gar nicht gibt und dass die mathematischen Symbole der theoretischen Physik nur das Mögliche, nicht das Faktische, abbilden. Einstein war nicht bereit, sich — wie er es empfand — den Boden unter den Füßen wegziehen zu lassen. Auch später im Leben, als die Quantentheorie längst zu einem festen Bestandteil der Physik geworden war, hat Einstein seinen Standpunkt nicht ändern können. Er wollte die Quantentheorie zwar als eine vorübergehende, aber nicht endgültige Klärung der atomaren Erscheinungen gelten lassen. „Gott würfelt nicht“, das war ein Grundsatz, der für Einstein unerschütterlich feststand, an dem er nicht rütteln lassen wollte. Bohr konnte darauf nur antworten: „Aber es kann doch nicht unsere Aufgabe sein, Gott vorzuschreiben, wie Er die Welt regieren soll.“

R. Penrose [*Computerdenken* (Originaltitel *The Emperor's New Mind*),
(Spektrum–Verlag Heidelberg 1991, § 6)] :

Wenn wir ψ als Beschreibung der „Wirklichkeit“ auffassen, zeigt sich nichts von dem Indeterminismus, der angeblich ein Wesenszug der Quantentheorie ist – solange ψ der deterministischen Schrödinger–Entwicklung gehorcht. Diesen Entwicklungsvorgang wollen wir **U** nennen. Doch

[7] Literatur gibt es zur Quantenmechanik wie Sand am Meer. [*Landau/Lifschitz*, III] ist für Beginner wohl zu schwer. Eine hübsch kurze Einführung (S.412–432) geben [*Margenau/Murphy*] in Bd. I. Alt geworden, aber gut geblieben ist [*Schiff*], *quantum mechanics*. Es solle aber nicht Englisch sein: [*Schwabl*, 1] oder (etwas älter) [*Becker/Sauter*, II]. — „Aber das ist doch eine *Theorie der Elektrizität* ?!“ — Sehr wohl, und im Band II wird die Sache richtig gemacht mit den Elektronen, welche sich (a) quantenmechanisch verhalten und (b) die Coulomb–Wechselwirkung im Hamilton–Operator stehen haben.

jedes Mal, wenn wir „eine Messung ausführen“ und Quanteneffekte auf die klassische Ebene vergrößern, ändern wir die Regeln. Dann verwenden wir *nicht* **U**, sondern wenden stattdessen ein völlig anderes Verfahren an, das ich **R** nenne: Wir bilden Absolutquadrate von Quantenamplituden, um klassische Wahrscheinlichkeiten zu erhalten! Es ist somit *ausschließlich* das Verfahren **R**, welches Unbestimmtheiten und Wahrscheinlichkeiten in die Quantentheorie einführt.

Der deterministische Prozess **U** scheint derjenige Teil der Quantentheorie zu sein, der die Physiker bei ihrer Arbeit vor allem interessiert; doch die Philosophen sind mehr von **R** fasziniert, der nicht–deterministischen *Reduktion des Zustandsvektors* (oder, wie man manchmal anschaulicher sagt, vom *Kollaps der Wellenfunktion*). Ob wir nun **R** einfach als eine Veränderung des zugänglichen „Wissens“ über ein System betrachten oder (wie ich) als etwas „Wirkliches“ – in jedem Fall stehen wir vor zwei völlig *verschiedenen* mathematischen Methoden, die zeitliche Veränderung des Zustandsvektors eines physikalischen Systems zu beschreiben. Denn **U** ist vollkommen deterministisch, während **R** ein Wahrscheinlichkeitsgesetz ist; **U** erhält die komplexzahlige Quantenüberlagerung aufrecht, aber **R** verletzt sie krass; **U** wirkt auf kontinuierliche Weise, aber **R** ist geradezu skandalös diskontinuierlich. Aus den Standardverfahren der Quantenmechanik geht überhaupt nicht hervor, wie **R** etwa als ein komplizierter Einzelfall von **U** „herzuleiten“ wäre. Es handelt sich einfach um ein von **U** verschiedenes Verfahren, das die andere „Hälfte“ der Interpretation für den Quantenformalismus liefert. Der gesamte Nicht–Determinismus der Theorie stammt von **R** und nicht von **U**. *Sowohl* **U** *als auch* **R** sind für all die wunderbaren Übereinstimmungen erforderlich, welche die Quantentheorie mit den Beobachtungstatsachen aufweist.

M. Tegmark und J. A. Wheeler [*100 Jahre Quantentheorie*,
(in *Spektrum der Wissenschaft*, April 2001)] :

... rechtfertigen diese Schlussfolgerungen die seit langem geübte Praxis, das Lehrbuch–Postulat vom Kollaps der Wellenfunktion als pragmatisches Rezept – nach der Devise „Halt den Mund und rechne“ – zu benutzen: berechne Wahrscheinlichkeiten so, als würde die Wellenfunktion kollabieren, wenn das Objekt beobachtet wird. Oblgeich von Everetts Standpunkt aus die Wellenfunktion streng genommen niemals kollabiert, stimmen die Dekohärenz–Forscher im Allgemeinen darin überein, dass die Dekohärenz eine Wirkung hat, die einem Kollaps zum Verwechseln ähnlich sieht.

... es an der Zeit ist, die Lehrbücher der Quantenmechanik zu aktualisieren. Obzwar diese Bücher in einem der ersten Kapitel unweigerlich den nicht–unitären Kollaps als fundamentales Postulat anführen, zeigt die Umfrage, dass heute viele Physiker – zumindest auf dem brandneuen Gebiet der Quantencomputer – dieses Postulat nicht mehr ernst nehmen. Der Begriff Kollaps wird zweifellos seinen Nutzen als Rechenrezept behalten. Aber ein warnender Kommentar, der verdeutlicht, dass es sich dabei wahrscheinlich nicht um einen fundamentalen Vorgang handelt, der die Schrödinger–Gleichung verletzt, könnte klugen Studenten stundenlanges Grübeln ersparen.

Bis zu diesem schwarzen Querbalken hatte sich Kapitel 16 in der 9. Auflage erstreckt. Wie schwer es zu akzeptieren war, zeigt sich insbesondere im obigen Penrose–Zitat. Ein halbes Jahrhundert lang hatte man sich mit der sogenannten Kopenhagener Deutung abgefunden („Der schlimmste Fehler der Wissenschafts-geschichte“ stand irgendwo zu lesen). Mit dieser und mit „Born rule“ ist die Wahrscheinlichkeits–Aussage im unteren Teil der Gleichung (16.6) gemeint. Falls sich nun der untere Teil als eine Folge des oberen erweist, dann reduziert sich die Quantenmechanik (QM) auf den oberen Teil, d.h. auf die Schrödinger Gleichung $i\hbar\dot{\psi} = H\psi$, nun gültig weltweit und somit Messapparaturen einbeziehend, sowie die Umgebung des interessierenden Systems.

Diese Aufregung war 1970 von Dieter Zeh (Heidelberg) initiiert worden und hat seit ca. 1990 eine Fülle von Publikationen ausgelöst, siehe google.de zu *decoherence*. Die *decoherence*–Experten wollen mehr als nur die Begründung der Born rule. Sie wollen auch erklären, wie die QM zu fast–klassischen Objekten führt (weshalb der Mond nicht zerfließt oder der Blumentopf am Fenster) und arbeiten auf einer Zeitskala. Im Folgenden wird dagegen die *Umgebung* als ständig vorhanden angesehen (kein zeitlicher Ablauf).

Herleitung der Born rule

In einer Vorlesung über QM ist die Born rule unverzichtbar und heutzutage auch ihre Herleitung. Wie könnte (angesichts der genannten Fülle) ein Dozent [8] mit seiner knappen Zeit damit zurecht kommen?

Fünf Schritte

1 Wie eine nicht–quadratische Matrix ins Spiel kommt.
2 Singular Value Decomposition (SVD)
3 Schmidt–Zerlegung
4 Wahrscheinlichkeiten zum Teilsystem S
5 Die Born rule

1 Wie eine nicht–quadratische Matrix ins Spiel kommt.

Jedes Quantensystem S hat eine Umgebung U, erst mit deren Hilfe sich ein Messwert a ergeben kann (siehe auch das Müller–Zitat am Kapitel–Ende) und wieviel davon *so* mitspielt, dass die Born rule folgt. S habe eine Basis aus N orthonormalen Hilbert–Vektoren $|s>_S$ mit $s = 1, \ldots, N$. Es erscheint uns unwichtig, wenn N endlich (aber beliebig) gehalten wird. $|t>_U$ mit $t = 1, \ldots, M$

[8] Zum Beispiel die 16 Seiten von K. Hornberger and J.E. Sipe *Phys. Rev. A 68, 012105 (2003)* wird er wohl beiseite legen müssen.

sei Basis der beteiligten Umgebung ($M \geq N$). Irgendein Zustand des Gesamtsystems S+U kann als

$$|\Psi> = \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1}^{M} A_{st}\, |s>_S\, |t>_U \tag{16.44}$$

geschrieben werden. Die Koeffizienten–Matrix A hat ersichtlich N Zeilen und M Spalten.

2 Singular Value Decomposition (SVD)

In (meinen vier) Theorie-Kursvorlesungen kommen $N{\neq}M$–Matrizen nicht vor, vermutlich auch nicht unbedingt in jenen der Linearen Algebra. Mit Erklärung UND Beweis ist auch bei google.de nur schwer etwas zu finden: Bei [kap47.pdf] [9] werden leider nur reelle A behandelt. Wir versuchen zu verallgemeinern, verwenden es aber als eine Art Wanderführer. Die Matrix $B = A^\dagger A$, $\dagger = T{*} = {*}T$, d.h.

$$B_{st} = (A^\dagger A)_{st} = \sum_{p=1}^{N} A^*_{ps} A_{pt} \tag{16.45}$$

ist eine hermitesche $M{*}M$–Matrix ($B^\dagger = B$) mit M reellen Eigenwerten (siehe (16.20)). Mit ihren orthonormierten Eigenvektoren ($i = 1, \ldots M$, je mit M Komponenten) füllen wir eine Matrix: V_{ki} : $\sum_{p=1}^{M} B_{kp} V_{pi} = \lambda_i V_{ki}$. Der Zeilenindex k an V nummeriert vertikal die M Komponenten und der Spaltenindex i horizontal die M Eigenvektoren. Orthonormierung heißt $\sum_{p=1}^{M} V^\dagger_{sp} V_{pi} = \delta_{si}$ und somit ist V eine unitäre $M{*}M$–Matrix. Wegen

$$\begin{aligned}\lambda_i &= \sum_{k=1}^{M} V^\dagger_{ik} \sum_{p=1}^{M} B_{kp} V_{pi} = \sum_{k=1}^{M} V^*_{ki} \sum_{p=1}^{M} (A^\dagger A)_{kp} V_{pi} = \sum_{k=1}^{M} \sum_{p=1}^{M} \sum_{q=1}^{N} V^*_{ki} A^*_{qk} A_{qp} V_{pi} \\ &= \sum_{q=1}^{N} \left(\sum_{k=1}^{M} A_{qk} V_{ki} \right)^* \left(\sum_{p=1}^{M} A_{qp} V_{pi} \right) = \sum_{q=1}^{N} |\,(\ldots)\,|^2 \geq 0\end{aligned} \tag{16.46}$$

können wir $\lambda_i = \sigma_i^2$ setzen mit M nicht–negativen reellen Zahlen σ_i .

N dieser Zahlen spielen eine Sonderrolle. Nach Multiplikation der Eigenwert–Gleichung $\sum_{p=1}^{M} B_{kp} V_{pi} = \lambda_i V_{ki}$ mit A entsteht die Eigenwert–Gleichung für die $N{*}N$–Matrix $AA^\dagger$

$$\sum_{\ell=1}^{N} (AA^\dagger)_{q\ell} \sum_{p=1}^{M} A_{\ell p} V_{pi} = \lambda_i \sum_{k=1}^{M} A_{qk} V_{ki} \quad (q, i \text{ nur } 1, \ldots, N). \tag{16.47}$$

[9] siehe google.de bei *singulärwertzerlegung beweis*,
https://resources.mpi-inf.mpg.de/departments/d1/teaching/ss10/MFI2/kap47.pdf

mit ersichtlich nur N λ's (den „ersten N"). Die zugehörigen σ's heißen Singulärwerte. Mit diesen lässt sich wie folgt eine unitäre $N{*}N$–Matrix U bilden,

$$\sigma_i\, U_{si} := \sum_{q=1}^{M} A_{sq} V_{qi}\,, \qquad (i, s \text{ nur } 1, \ldots, N). \tag{16.48}$$

denn es ist $U^\dagger_{is} = U^*_{si} = \frac{1}{\sigma_i} \sum_{q=1}^{M} V^\dagger_{iq}\, A^\dagger_{qs}$ und darum

$$\sum_{s=1}^{N} U^\dagger_{is} U_{sj} = \frac{1}{\sigma_i \sigma_j} \sum_{q=1}^{M} V^\dagger_{iq} \sum_{p=1}^{M} B_{qp} V_{pj} = \frac{\lambda_j}{\sigma_i \sigma_j}\, \delta_{ij} \;=\; \delta_{ij} \quad (i, j \text{ nur } 1, \ldots, N). \tag{16.49}$$

Hiermit ist nun das Folgende möglich:

$$A_{st} = \left(A V V^\dagger\right)_{st} = \sum_{q=1}^{M} \sum_{p=1}^{M} A_{sq} V_{qp} V^\dagger_{pt} = \sum_{p=1}^{N} \sum_{q=1}^{M} U_{sp} \Sigma_{pq} V^\dagger_{qt}\,, \tag{16.50}$$

wobei zuletzt die $M{*}M$–Diagonalmatrix Σ ins Spiel kam. Sie besteht aus lauter Nullen außer in ihrer Diagonalen. Dort stehen die N σ's und $M - N$ Nullen.

(16.50) ist das SVD–Wunschresultat. Bei [Evertz et al 2015] [10] erscheint es auf Seite A87 als Bild:

$$\boxed{A \,:\, N{*}M} \;=\; \boxed{N * N} \quad \boxed{\Sigma \;\big|\; 0 \ldots 0} \quad \boxed{\begin{matrix} V^\dagger \\ \\ (M-N) * M \end{matrix}} \tag{16.51}$$

Via 'Zeile mal Spalte' wird klar, dass der untere Teil des letzten Blockes nicht beiträgt.

(3) Schmidt–Zerlegung

Dies ist eine sehr direkte Anwendung der SVD. Wir setzen (16.50) für A in Gleichung (16.44) ein:

$$|\Psi> = \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1}^{M} \quad \sum_{p=1}^{N} U_{sp} \sigma_p V^\dagger_{pt} \quad |s>_S\, |t>_U\,. \tag{16.52}$$

Auch U^T ist eine unitäre Matrix. Mit $\sum_{s=1}^{N} U^T_{ps}\; |s>_S = \; |p>^{neu}_S =: \; |\varphi_p>$ und $\sum_{t=1}^{M} V^\dagger_{pt}\; |t>_U = \; |p>^{neu}_U =: \; |\chi_p>$ wird $|\Psi>$ zur Schmidt–Zerlegung

$$|\Psi> = \sum_{p=1}^{N} \sigma_p\; |\varphi_p>\; |\chi_p> \;. \tag{16.53}$$

[10] H. G. Evertz, W. von der Linden, Quantenmechanik SS 2015 http://docplayer.org/54598926-Quantenmechanik-sommersemester-2015-h-g-evertz-w-von-der-linden.html

Das ist aufregend, weil $|\Psi>$ aus der Umgebung U nur noch so wenige Komponenten braucht wie sie S hat, nämlich N. Es bleibt das große Geheimnis, wie die verbliebene Freiheit (in den σ's und in der Wahl der Start-Basen von S und U) letztlich zur Born rule (mit nur noch Information über S) führen kann.

(4) Wahrscheinlichkeiten zum Teilsystem S

Gemessen wird nur an S. Der allgemeine Zustand (16.53) des korrelierten Gesamtsystems S+U kann leicht auf jenen des Teilsystems S reduziert werden:

$$|\Psi_S>=\sum_{p=1}^{N} \sigma_p \; |\varphi_p> \quad . \tag{16.54}$$

Aus $<\Psi_S|\Psi_S>=1$ folgt (ebenso wie bereits aus (16.53)), dass $\sum_{n=1}^{N}\sigma_n^2=1$ ist und dass somit σ_n^2 als Wahrscheinlichkeit p_n angesprochen werden kann, bei Messung an S den Zustand $|\varphi_n>$ anzutreffen. Kennt man die Wahrscheinlichkeiten p_i zu irgendwelchen S–Zuständen $|i>$ dann gibt (3.19) in [Schulz][11]

$$\begin{aligned}
\langle A\rangle := \langle a\rangle \;&=\; \sum_a a \sum_j p_j \sum_\mu \langle j|a,\mu\rangle\,\langle a,\mu|j\rangle \\
&\qquad\qquad\qquad \hat{A} \qquad\qquad ?? \\
&=\; \sum_{a,\mu}\langle a,\mu| \quad \sum_j |j\rangle\, p_j\, \langle j| \quad \hat{A}\,|a\,\mu\rangle \\
&=\; \mathrm{Sp}\left(\hat\rho\,\hat A\right) \quad \text{mit} \quad \hat\rho=\sum_j |j\rangle\, p_j\, \langle j| \quad ,
\end{aligned} \tag{16.55}$$

den zugehörigen statistischen Operator

$$\rho_S=\sum_{n=1}^{N} |\varphi_n>\sigma_n^2<\varphi_n| \tag{16.56}$$

des Teilsystems sowie die zugehörige Spur–Relation. (16.56) ist übrigens Gl. (8) bei [Nenashev 2014][12]. Die 3 Eigenschaften eines statistischen Operators sind erfüllt ($\rho^\dagger=\rho$, $Sp(\rho)=1, \rho$ ist positiv definit weil $\rho|\varphi_p>=\sigma_p^2|\varphi_p>$).

$\sum_{n=1}^{N}\sigma_n^2=1$ war **nicht** etwa bereits Eigenschaft der SVD sondern brauchte via Schmidt–Zerlegung die Umgebung U.

(5) Die Born rule

Endlich. Wir haben fast alles beieinander, insbesondere $p_n=\sigma_n^2$. Es fehlt nur noch ein Blick zurück auf die Freiheit der Basis–Wahl in S,

[11] H. Schulz *Statistische Physik*, s. Literatur am Buch–Ende

[12] A. V. Nenashev, Quantum–mechanical measurement apparatus as a black box https://arxiv.org/abs/1402.2919v1 [quant-ph] 12 Feb 2014

bestehend aus $N\ |\varphi_n>$'s. JEDE orthonormierte Basis von S ist wählbar. $<\varphi_n|\Psi_S>=\sigma_n$ ist reell. Folglich

$$P_n =<\varphi_n|\Psi_S>^2 \quad \text{oder auch} \quad P_n = |\int \varphi_n^* \, \Psi_S \,|^2 \,, \tag{16.57}$$

was zu zeigen war. Für eine Weile hatte [Nenashev 2014] Pate gestanden, weil dort der Messapparat elegant auf eine 'black box' reduziert wurde, welche nur 'light on/off' kann. Aber dann überwog der Gedanke, man könne doch wohl kürzer zur Born rule gelangen.

— — —

Cord A. Müller [*Was können wir messen?*
http://cord-mueller.de/Articles/messen_final.pdf] :

3.5 Dekohärenz
Während noch die orthodoxe Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik (QM) einen klaren Schnitt zwischen den Objekten der Mikrowelt und makroskopischen Messapparaten macht, ist in den letzten Jahrzehnten klar geworden, dass auch makroskopische Objekte prinzipiell durch die Gesetze der QM beschrieben werden können. Weil sie aber nicht ausreichend gut gegen Einflüsse ihrer Umwelt geschützt werden können, braucht man eine Beschreibung der Dynamik offener Quantensysteme, die zu Dekohärenz führt. Als Faustregel muss gelten, dass fast die gesamte Literatur zum Messprozess der Quantentheorie als veraltet zu betrachten ist, wenn sie vor der Entwicklung des Dekohärenzkonzeptes verfasst wurde. Der aktuelle Stand der Forschung ist in der Monographie von Maximilian Schlosshauer (Decoherence and the quantum-to-classical transition; Springer, Berlin und Heidelberg, 2007) und den Lecture Notes von Klaus Hornberger (Introduction to Decoherence Theory, in 'Entanglement and Decoherence'; Springer, Berlin und Heidelberg, 2009) festgehalten.

3.5.1 Reflexionen über den Messprozess
Was geschieht eigentlich bei einem Messprozess? Im Abschnitt 2.2.2 hatten wir bereits bemerkt, dass bei einem klassischen Zufallsexperiment die durch Reibung induzierte irreversible Dynamik eine entscheidende Rolle spielt, um das Ergebnis des Würfel– oder Roulettekugelwurfs endgültig und ablesbar festzuhalten. Ganz genauso verhält es sich auch mit Messungen, die an mikroskopischen Objekten gemacht werden. Nach einem fundamentalen Postulat der Quantentheorie entwickelt sich ein perfekt isoliertes System (aus wievielen Teilchen auch immer) nach der Schrödinger–Gleichung, und es entsteht eine Verschränkung aller wechselwirkender Freiheitsgrade; dies ist die sogenannte „unitäre" Dynamik. ...

:

H. Dieter Zeh [*Die sonderbare Geschichte von Teilchen und Wellen*
(www.zeh-hd.de, Deutsche Texte, 2015. s.a. www.decoherence.de)] :

S.13: ... Wenn man begrifflich konsistent bleiben will, muss man also von einer Wellenfunktion des ganzen Universums ausgehen, ...

S.15: ... Nun kann aber der „Rest" des durch die Wellenfunktion beschriebenen Quantenuniversums (also die „Umgebung" der betrachteten Systeme) unter realistischen Bedingungen nicht unbeeinflusst bleiben, sobald man in den Bereich der Makrophysik kommt, also etwa eine mikroskopische Eigenschaft durch Messung auf eine makroskopische Zeigerstellung „verstärkt“. Denn im Rahmen der universellen Wellenfunktion muss jede makroskopische Eigenschaft wegen der Effizienz ihrer Wechselwirkung mit der Umgebung unvermeidbar und praktisch irreversibel auch mit dieser verschränkt werden – noch bevor irgendein Beobachter die Szene betritt. Das geschieht bereits dadurch, dass jedes permanent sichtbare (und dadurch unzweifelhaft real erscheinende) Objekt ständig Lichtquanten streut, die in diesem Falle Information über seinen Ort enthalten. Für die folgenden Konsequenzen reichen aber auch thermische Photonen; die „Information“ ist also nicht entscheidend – nur die Verschränkung mit der Umgebung als eine offenbar reale Eigenschaft. ...

S.27: ... 7. Zusammenfassung
Damit ist die seltsame Geschichte von Teilchen und Wellen im Prinzip zu einem (vorläufigen) Abschluss gekommen, wobei sich die immer wieder in Erscheinung tretenden Teilchen zu einer reinen Illusionen verflüchtigt haben. Auch wenn klassische Vorstellungen, wie die von Teilchen und Feldern, wegen der gewöhnlich unvermeidbaren Dekohärenz der Quantenzustände (also Wellenfunktionen) als effektive Konzepte weiterhin eine wichtige Rolle spielen, dürfen nur letztere in einem konsistenten physikalischen Weltbild auftreten. ...