

В. Зурек

ДЕКОГЕРЕНЦИЯ И ПЕРЕХОД ОТ КВАНТОВОГО МИРА К КЛАССИЧЕСКОМУ (С ДОБАВЛЕНИЯМИ АВТОРА)

Los Alamos Science, Number 27 2002

Эта статья имела необычную историю создания и поэтому имеет и необычную структуру. Она построена по типу семейного жилища, которое постепенно расширяется путем добавления новых комнат вместо постройки нового дома. Эти пристройки обычно "выделяются", но целое может еще радовать глаз, объединяя старое и новое в единое функциональное целое.

То, что получилось, представляет собой "реконструкцию" статьи, которую я написал дюжину лет назад для *Physics Today* (1991). Старый текст (с некоторыми изменениями) вставлен в новый, но добавления выделены в отдельные разделы и служат комментариями к новым исследованиям, связанными с исходным материалом. Библиографические ссылки приведены в конце.

В 1991 году исследование декогеренции было еще весьма новым направлением, но уже в это время я испытывал ощущение, что большинство применений, относящихся к "погружению" системы в ее окружение, были открыты в течение предшествующих 10 лет, так что их осмысление стояло в повестке дня. Написав это, однако, я заподозрил, что маленькие бреши на границе между квантовой и классической областями не были тогда так малы, как впоследствии, и что они создавали блестящие возможности для дальнейших исследований.

Действительно, я удивлен и удовлетворен тем, как сильно расширилась эта область за последние десять лет. Роль декогеренции была широко изучена как физиками-практиками, так и теоретиками и философами физики.

Изучение решета предсказуемости, исследование взаимосвязей между хаотической динамикой и декогеренцией, а совсем недавно и нелегкие завоевания в области теоретико-информационной природы квантовой физики пролили свет на трудности нашего понимания Вселенной. В течение этого периода Лос Аламос вырос в ведущий центр изучения декогеренции и объединил исследования энтузиастов-участников в замечательную группу из штатных специалистов, докторантов, командированных исследователей и студентов, многие из которых стали долговременными сотрудниками. Эта группа включает (в хронологическом порядке) Andy Albrecht, Juan Pablo Paz, Bill Wootters, Raymond Laflamme, Salman Habib, Jim Anglin, Chris Jarzynski, Kosuke Shizume, Ben Schumacher, Manny Knill, Jacek Dziarmaga, Diego Dalvit, Zbig Karkuszewski, Harold Ollivier, Roberto Onofrio, Robin Blume-Kohut, David Poulin, Lorenza Viola и David Wallace.

В заключение я хочу дать читателю один совет. Я думаю, что эту статью стоит читать дважды: первый раз – только старый текст; затем – и только затем, при повторном чтении – все целиком. Я бы также рекомендовал любознательному читателю просмотр еще двух публикаций: в *Reviews of Modern Physics* статью (Zurek 2001a), а также Les Houches Lectures в соавторстве с Juan Pablo Paz (Paz and Zurek 2001).

Введение

Квантовая механика работает исключительно хорошо во всех практических приложениях. Не известно ни одного примера конфликта между ее предсказаниями и результатами эксперимента. Без квантовой физики мы не смогли бы объяснить свойства твердых тел, структуру и функции ДНК, цвет звезд, действие лазера или явление сверхтекучести. Однако уже около ста лет с момента ее появления продолжают дебатов о взаимоотношениях между квантовой физикой и обычными физическими феноменами. Почему же теория, точно предсказывающая любые эффекты, представляется все еще недостаточной?

Единственным "недостатком" квантовой теории является ее неспособность

предложить нам логическую схему того, как "работает" Вселенная. Состояния квантовых систем эволюционируют в соответствии с детерминистическим и линейным уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = H |\psi\rangle . \quad (1)$$

Это значит, что подобно классической механике, зная начальные условия для системы и ее гамильтониан H , мы можем, хотя бы в принципе, вычислить ее состояние в произвольный момент времени. Эта детерминированная эволюция $|\psi\rangle$ была проверена в очень тщательно выполненных экспериментах. Более того, нет никаких указаний на наличие какой-либо границы между квантовой и классической теориями, за которой уравнение (1) становилось бы неверным (см. рисунок).

ГРАНИЦА МЕЖДУ КЛАССИКОЙ И КВАНТАМИ (ZUREK)



Однако имеются очень слабо контролируемые эксперименты, результаты которых так ощутимы и непосредственны, что они имеют огромную убедительную силу: наши ощущения часто трудно примирить с предсказаниями, следующими из уравнения (1). Почему? При некоторых заданных начальных условиях Вселенная, описываемая $|\psi\rangle$, эволюционирует в состояние, содержащее множество альтернатив, никогда не совместимых между собой в нашем мире. Более того, пока окончательный выбор одной из альтернатив фиксирован лишь в нашем эфемерном "сознании", всегда имеется указание на то, что выбор происходит гораздо раньше, чем его делает сознание, и что, будучи однажды сделанным, этот выбор является необратимым. Таким образом, в основе нашего беспокойства по поводу квантовой теории лежит коллизия между принципом суперпозиции – основным догматом теории, отражающим линейность уравнения (1) – и классичностью повседневной реальности, для которой этот принцип не выполняется.

Проблема измерения имеет долгую и очень занимательную историю. Первое широко распространенное объяснение того, как единственный вариант возникает из множества потенциально возможных, было предложено копенгагенской интерпретацией, данной Нильсом Бором (Niels Bohr, 1928), который утверждал, что для выявления результата измерения необходим классический прибор. Таким образом, квантовая теория объявлялась неуниверсальной. Ключевым моментом копенгагенской интерпретации является разделительная линия между квантовой и классической теориями. Бор подчеркивал, что этот водораздел должен быть подвижным, так что даже "оконечный прибор" – человеческая нервная система – в принципе может быть измерена и проанализирована в качестве квантового объекта, имея в виду, что подходящее классическое устройство может быть выбрано в зависимости от задачи.

В отсутствие жесткого критерия для выявления различия между квантовыми и классическими объектами часто использовалось отождествление классического объекта с макроскопическим. Неадекватность этого подхода стала понятной только в результате

относительно недавних исследований: криогенный вариант шины Вебера (Weber bar) – гравитационно-волновой детектор – должен рассматриваться как квантовый гармонический осциллятор даже в предположении, что он может весить тонну (Braginsky et al. 1980, Caves et al. 1980). Неклассические конденсированные состояния могут описывать колебания подходящим образом приготовленных электромагнитных полей с макроскопическим числом фотонов (Teich and Saleh 1990). Наконец, квантовые состояния, связанные с токами в сверхпроводящих переходах Джозефсона, порождают макроскопическое число электронов, но все еще могут туннелировать через минимум эффективного потенциала, отвечающего противоположному направлению вращения (Leggett et al., 1987, Caldeira and Leggett, 1983a, Tesche, 1986).

Но если макроскопические системы не могут всегда использоваться в качестве надежно установленного классического объекта, то, может быть, границы между классическими и квантовыми объектами вообще не существует? Многомировая интерпретация (или, более строго, интерпретация со многими вселенными), развитая Эвереттом (Hugh Everett III) при поддержке Уилера (John Archibald Wheeler) в 1950-х, попыталась провести эту границу по-другому (Everett 1957, Wheeler 1957). В этой интерпретации квантовой теорией описывается Вселенная в целом. Суперпозиции эволюционируют всегда в соответствии с уравнением Шредингера. Каждый раз подходящее взаимодействие осуществляется между двумя квантовыми системами, при этом волновая функция Вселенной расщепляется, увеличивая число "ветвей".

Вначале работа Эверетта осталась практически незамеченной. О ней вспомнили десятилетием позже (Bruce DeWitt (1970) и DeWitt and Neill Graham, 1973), эти авторы изменили ее статус с "виртуально неизвестной" на "крайне противоречивую". Многомировая интерпретация представляет собой естественный выбор для квантовой космологии, которая описывает вектор состояния для Вселенной в целом. Нет ничего более макроскопического, нежели Вселенная. Она может априори не иметь классических подсистем. В ней может не быть "внешнего" наблюдателя. При таком универсальном подходе классичность должна быть возникающим свойством выделенных наблюдаемых или систем.

На первый взгляд, многомировая и копенгагенская интерпретации имеют мало общего. Копенгагенская интерпретация требует априорного существования "классической области" с границей, накладывающей классическое "эмбарго" в смысле существования лишь единственного потенциального исхода. Многомировая интерпретация требует вообще упразднить необходимость границы. Каждый потенциальный исход отвечает вновь возникающей ветви волновой функции Вселенной. Сходство проблем, встающих перед обеими этими точками зрения, возникает, однако, когда мы задаем очевидный вопрос: "Почему же я, наблюдатель, воспринимаю лишь один из этих возможных исходов?" Квантовая теория, с ее свободой вращения базисов в гильбертовом пространстве, не дает даже ясного определения, какие состояния Вселенной отвечают тем или иным "ветвям". Кроме того, наше восприятие реальности с альтернативами – но не с когерентной суперпозицией этих альтернатив – требует объяснения: когда, где и как решается, что именно фактически регистрирует наблюдатель. Рассматриваемая в таком контексте, многомировая интерпретация в своем исходном варианте реально не упраздняет границу, но смещает ее в направлении границы между физической Вселенной и сознанием. Не стоит и говорить о том, что это весьма неудобное положение для физики.

Несмотря на глубокие корни указанных трудностей, в последние годы выявился растущий консенсус относительно того, что прогресс может быть достигнут при увязке этих вопросов с общей проблемой измерения (обычный эвфемизм для коллекции интерпретационных головоломок, описанных выше). Выявился ключевой (и бесспорный) факт, восходящий едва ли не к началам квантовой теории, однако его значение для перехода от квантовой к классической области было осознано лишь теперь: макроскопические системы никогда не изолированы от своего окружения. Поэтому – как

подчеркивал Н. Dieter Zeh (1970) – не следует ожидать, что они подчиняются уравнению Шредингера, которое справедливо лишь для замкнутой системы. Как следствие, системы, обычно рассматриваемые как классические, естественным образом теряют квантовую когерентность, которая как бы "вытекает" в их окружение (Zurek 1981, 1982). Результирующая "декогеренция" не может игнорироваться, когда речь идет о проблеме редукции квантово-механического волнового пакета: декогеренция действительно накладывает соответствующее "эмбарго" на потенциально возможные исходы, позволяя наблюдателю регистрировать потенциально возможные альтернативы, но следуя лишь одной из ветвей – одной из "декогерентных историй" в терминологии Murray Gell-Mann and James Hartle (1990) и Hartle (1991).

Целью настоящей публикации является разъяснение этого подхода, адресованное физикам и другим интересующимся этой проблематикой. Следует предупредить читателя, что автор этих строк был не безучастным свидетелем развития данного круга идей (Wigner 1983, Joos and Zeh 1985, Haake and Walls 1986, Milburn and Holmes 1986, Albrecht 1991, Hu et al. 1992), а, скорее, одним из сочувствующих. Я постараюсь, тем не менее, должным образом изобразить беспристрастную картину и указать на трудные моменты в той мере, в которой это выполнимо.

Добавление: декогеренция и квантовая информация

Многое из того, что было написано во введении, остается справедливым и сегодня. Одним из важных новых достижений является рост экспериментально установленной степени справедливости квантового принципа суперпозиции в различных контекстах, включая эффектный двухщелевой эксперимент, показавший наличие интерференции (Arndt et al. 1999), исследование суперпозиций в джозефсоновских переходах (Moore et al. 1999, Friedman et al. 2000), а также внедрение "кошек" Шредингера в атомную интерферометрию (Chapman et al. 1995, Pfaff et al. 1994), ионные ловушки (Monroe et al. 1996) и микроволновые полости (Brune et al. 1996). Помимо подтверждения принципа суперпозиции и других экзотических аспектов квантовой теории (таких, как запутывание – entanglement) в новых установках, эти эксперименты обеспечивают – как мы увидим позже – целенаправленные исследования декогеренции.

Другой важной переменной, повлиявшей на восприятие квантово-классической "пограничной территории", является взрыв интереса к квантовой информации и квантовым вычислениям. Хотя квантовые компьютеры уже обсуждались в 1980-х годах, природа этого интереса изменилась с тех пор, как Питер Шор (Peter Shor) изобрел свой факторизирующий алгоритм. Быстро последовал впечатляющий теоретический прогресс, включая открытие квантовой коррекции ошибок и эффективных квантовых вычислений, который сопровождался энергичной экспериментальной атакой.

Принцип суперпозиции, бывший источником трудностей для интерпретации квантовой теории, стал главной опорой научного подхода к обработке квантовой информации. Данное направление обсуждается ниже, так что я не буду останавливаться здесь на этом подробнее.

Применение квантовой физики к обработке информации также трансформировало природу интереса к процессу декогеренции: когда я писал мой исходный обзор (1991), декогеренция представляла собой решение проблемы интерпретации как механизм эффективного описания классичности систем, де-факто квантовых. В процессе обработки квантовой информации декогеренция играет двойную роль. Прежде всего, она несет угрозу квантовой сущности квантовой информации, она разрушает квантовые суперпозиции и, таким образом, превращает квантовые компьютеры в классические (в лучшем случае), уничтожая огромные возможности, предоставляемые специфически квантовыми алгоритмами. Однако декогеренция является также необходимым (часто требующим подтверждения) элементом обработки квантовой информации, который должен, в конце концов, обеспечивать завершение "измерения".

Роль измерения состоит в преобразовании квантовых состояний и квантовых корреляций (с их характерной неопределенностью и расплывчатостью) в классические, определенные исходы. Декогеренция ведет к суперотбору (отбору собственных состояний), индуцированному окружением, что оправдывает существование выделенного набора состояний. Это позволяет определить эффективную границу между квантовой и классической областями в ясных формулировках, которые не апеллируют к "коллапсу волнового пакета" или к чему-либо типа "бога из машины – *dues ex machina*".

Корреляции и измерения

Подходящей отправной точкой для обсуждения проблемы измерения и, более общо, возникновения классического поведения из квантовых явлений, служит анализ квантовых измерений, принадлежащих Дж. Фон Нейману (John von Neumann, 1932). В противоположность Бору, который вначале предполагал, что измерительный прибор должен быть классическим (в связи с чем разрушался тезис об универсальности квантовой механики), фон Нейман анализировал случай квантового прибора. Я воспроизведу его анализ для простейшего случая: измерение системы \mathcal{S} с двумя квантовыми состояниями (ее можно считать подобной атому со спином $1/2$), которые регистрируются детектором также с двумя квантовыми состояниями (т.е. однобитовым).

Гильбертово пространство $\mathcal{H}_{\mathcal{S}}$ системы задается ортонормальными состояниями $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$, тогда как состояния $|d_{\uparrow}\rangle$ и $|d_{\downarrow}\rangle$ определяют гильбертово пространство $\mathcal{H}_{\mathcal{D}}$ детектора. Двумерное пространство $\mathcal{H}_{\mathcal{D}}$ является абсолютным минимумом того, что необходимо для регистрации возможных исходов. Квантовый детектор (см. рис.) устроен таким образом,

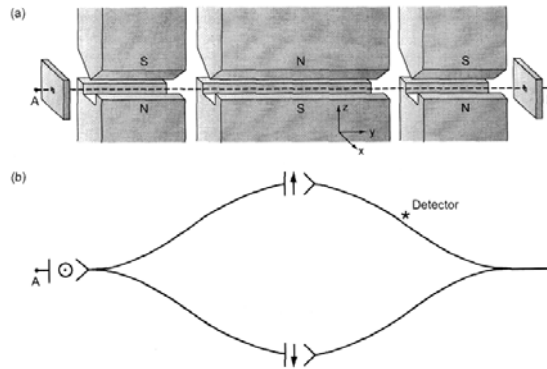


Рис. 1. Обратимый измерительный прибор Штерна – Герлаха (Zurek 1981). "Мысленный" обратимый измерительный прибор Штерна – Герлаха, где (а) пучок атомов расщепляется на два пучка, скоррелированных с компонентами спина атомов, после чего (б) эти два пучка вновь соединяются перед выходом из устройства. Вигнер (Eugene Wigner 1963) использовал этот мысленный эксперимент, чтобы показать, что корреляция между спином и положением атома может быть восстановлена обратимым образом. Введение однобитового (т.е. с двумя состояниями) квантового детектора, который изменяет свое состояние при прохождении рядом с ним атома, нарушает обратимость: детектор как бы перехватывает корреляцию между между спином и траекторией, так что прибор Штерна – Герлаха не может восстановить прежнюю корреляцию.

чтобы "отреагировать", только если спин отвечает состоянию $|\uparrow\rangle$, так что

$$|\uparrow\rangle |d_{\downarrow}\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle |d_{\uparrow}\rangle, \quad (2)$$

и не реагирует в противоположном случае (Zeh 1970, Wigner 1963, Scully и др. 1989). Я буду исходить из предположения, что перед взаимодействием система находилась в чистом состоянии $|\psi_S\rangle$, заданным условием

$$|\psi_S\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle, \quad (3)$$

причем комплексные коэффициенты α и β удовлетворяют условию $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Составная система эволюционирует из начального состояния

$$|\Phi^i\rangle = |\psi_S\rangle|d_\downarrow\rangle. \quad (4)$$

Результат взаимодействия переводит состояние $|\Phi^i\rangle$ в коррелированное состояние $|\Phi^c\rangle$

$$|\Phi^i\rangle = (\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle)|d_\downarrow\rangle \Rightarrow \alpha|\uparrow\rangle|d_\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle|d_\downarrow\rangle = |\Phi^c\rangle. \quad (5)$$

Этот существенный и бесспорный первый этап процесса измерения может быть осуществлен в ходе подходящего взаимодействия, описываемого уравнением Шредингера. Это обеспечивает хорошую возможность положить конец дискуссии относительно возможности измерения в соответствии с уравнением (5). Кроме всего прочего, вектор коррелированного состояния $|d_\uparrow\rangle$ обуславливает тот факт, что если детектор наблюдается в состоянии $|d_\uparrow\rangle$, то система заведомо находится в состоянии $|\uparrow\rangle$. Зачем требовать еще чего либо?

Причина неудовлетворенности $|\Phi^c\rangle$ в качестве описания завершенного измерения и проста, и фундаментальна: в реальном мире, даже когда мы не знаем исхода измерения, мы знаем возможные альтернативы, и мы можем надежно действовать в предположении, что возможна только одна из этих альтернатив. Как мы увидим в следующем разделе, это предположение не только ненадежно, но даже просто неверно для системы, описываемой $|\Phi^c\rangle$.

Как может какой-либо наблюдатель (который еще не ознакомился с показаниями детектора) выразить свое незнание осуществившегося исхода без достоверного знания "меню" возможных результатов? Квантовая теория дает правильное формальное средство для такого случая: для описания распределения вероятности возможных исходов может быть использована матрица плотности. Фон Нейман был хорошо осведомлен об этих трудностях. Действительно, он постулировал (1932), что в дополнение к унитарной эволюции, описываемой уравнением (1), должен ad hoc существовать "процесс 1" – процесс неунитарной редукции вектора состояния – который переводит чистое, коррелированное состояние $|\Phi^c\rangle$ в соответствующую смесь: этот процесс делает исходы независимыми один от другого путем модификации матрицы плотности чистого состояния

$$\begin{aligned} \rho^c = |\Phi^c\rangle\langle\Phi^c| = & |\alpha|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow||d_\uparrow\rangle\langle d_\uparrow| + \alpha\beta^*|\uparrow\rangle\langle\downarrow||d_\uparrow\rangle\langle d_\downarrow| \\ & + \alpha^*\beta|\downarrow\rangle\langle\uparrow||d_\downarrow\rangle\langle d_\uparrow| + |\beta|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow||d_\downarrow\rangle\langle d_\downarrow|, \end{aligned} \quad (6)$$

на новую, в которой удалены недиагональные члены, определяющие именно квантовые корреляции (запутывание - entanglement), так что возникает редуцированная матрица плотности с чисто классической корреляцией:

$$\rho^r = |\alpha|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow||d_\uparrow\rangle\langle d_\uparrow| + |\beta|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow||d_\downarrow\rangle\langle d_\downarrow|. \quad (7)$$

Почему же редуцированную матрицу ρ^r легче интерпретировать в качестве описания завершенного измерения, чем матрицу ρ^c ? Помимо всего прочего, как ρ^r , так и ρ^c содержат одни и те же диагональные элементы. Следовательно, в обоих случаях

потенциально фигурируют оба исхода. Так что же (если вообще хоть что-нибудь) существенное было приобретено при введении неунитарного процесса 1?

Проблема предпочтительного базиса: что было измерено?

Ключевое преимущество ρ' по сравнению с ρ^c состоит в том, что ее коэффициенты могут быть интерпретированы как классические вероятности. Матрица плотности ρ' может быть использована для описания альтернативных состояний составной системы спин – детектор, обладающей классической корреляцией. Процесс 1 фон Неймана служит для подобной цели в качестве "границы" Бора даже если мыслить его сохраняющим все альтернативы. Когда недиагональные члены отсутствуют, можно тем не менее надежно утверждать, что как измерительный прибор, так и система изолированы в определенном, хотя и неизвестном состоянии, и что корреляция между ними еще существует в предпочтительном базисе, определенном диагональными состояниями. Другими словами, нам может быть неизвестно, какая из двух половинок расщепленной монетки находится в том или ином из двух запечатанных конвертах, но их распределение по конвертам обладает классической корреляцией. Беря один запечатанный конверт, мы можем быть уверены в том, что заключенная в нем половинка является "орлом" или "решеткой" (но не суперпозицией того и другого), и что второй конверт содержит альтернативную половинку.

Напротив, ρ^c невозможно интерпретировать как матрицу, представляющую такое "классическое незнание." В частности, посредством ρ^c нельзя даже определить набор альтернативных исходов. Это обстоятельство может быть проиллюстрировано самым драматическим образом, если выбрать $\alpha = -\beta = 1/\sqrt{2}$, так что матрица плотности ρ^c будет проекционным оператором, построенным исходя из коррелированного состояния

$$|\Phi^c\rangle = (|\uparrow\rangle|d_\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle|d_\downarrow\rangle)/\sqrt{2} . \quad (8)$$

Это состояние инвариантно относительно поворота в базисе. Например, вместо собственных состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ оператора σ_z можно выразить ρ^c через собственные состояния оператора σ_x в виде:

$$|\odot\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2} , \quad (9a)$$

$$|\otimes\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2} . \quad (9b)$$

Такое представление сразу позволяет написать:

$$|\Phi^c\rangle = -(|\odot\rangle|d_\odot\rangle - |\otimes\rangle|d_\otimes\rangle)/\sqrt{2} , \quad (10)$$

где

$$|d_\odot\rangle = (|d_\downarrow\rangle - |d_\uparrow\rangle)/\sqrt{2} \text{ and } |d_\otimes\rangle = (|d_\uparrow\rangle + |d_\downarrow\rangle)/\sqrt{2} \quad (11)$$

являются вследствие принципа суперпозиции абсолютно "законными" состояниями в гильбертовом пространстве квантового детектора. Следовательно, матрица плотности

$$\rho^c = |\Phi^c\rangle\langle\Phi^c|$$

может иметь много (в действительности бесконечно много) различных состояний подсистем на диагонали.

Эта свобода выбора базиса не должна казаться чем-то неожиданным. За исключением обозначений, вектор состояния $|\Phi^c\rangle$ является тем же самым, что и волновая функция пары максимально коррелированных (или запутанных – entangled) систем со

спином $1/2$ в версии David Bohm'a (1951) парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР) (Einstein et al. 1935). А эксперименты, которые показали, что такие несепарабельные квантовые корреляции нарушают неравенства Белла (Bell 1964), выявили следующий ключевой момент: состояния с двумя спинами системы, описываемой $|\Phi^c\rangle$, не то чтобы являются неизвестными, а, скорее, вообще не могут существовать до "реального" выполнения измерения (Aspect et al. 1981, 1982). Мы заключаем отсюда, что если детектор является квантовым, существует суперпозиция показаний (records), и она представляет собой показание, отвечающее суперпозиции различных исходов – весьма неклассическое положение дел.

Недостающая информация и декогеренция

Унитарная эволюция обрекает каждую замкнутую систему на "чистоту". Далее, если исходы измерения становятся независимыми событиями, последствия которых могут быть рассмотрены по отдельности, должен существовать способ выразить избыток информации и, в связи с этим, подобрать некоторый ортогональный базис – образованный некоторыми потенциальными событиями и их суперпозициями – с эквивалентной корреляцией. В предшествующих разделах квантовая корреляция анализировалась с точки зрения ее роли в приобретаемой информации. Здесь же я буду обсуждать другую сторону медали: квантовые корреляции могут также рассеивать информацию через степени свободы, которые в действительности недоступны для наблюдателя. Взаимодействие со степенями свободы, внешними по отношению к системе – которые мы в целом будем именовать ее окружением – создает такую возможность.

Редукция вектора состояния ($\rho^c \rightarrow \rho^r$) уменьшает информацию, доступную для наблюдателя составной системы SD . Утрата информации неизбежна, если исходы становятся классическими и, в связи с этим, пригодными для использования в качестве начальных условий при вычислении будущего. Эффектом такой утраты оказывается возрастание энтропии $\mathcal{H} = -Tr \rho \lg \rho$, равное

$$\Delta\mathcal{H} = \mathcal{H}(\rho^r) - \mathcal{H}(\rho^c) = -(|\alpha|^2 \lg|\alpha|^2 + |\beta|^2 \lg|\beta|^2) . \quad (12)$$

Энтропия должна возрастать, поскольку начальное состояние, описываемое ρ^c , было чистым, $\mathcal{H}(\rho^c) = 0$, а редуцированное состояние является смешанным. Прирост информации – цель измерения – достигается только в том случае, если наблюдатель взаимодействует и становится скоррелированным с детектором в уже предварительно сколлапсированном состоянии ρ^r .

Для иллюстрации этого процесса индуцируемой окружением декогеренции рассмотрим систему S , детектор D и окружение \mathcal{E} . Окружение также является квантовой системой. Следуя первому этапу процесса измерения – установления корреляции в соответствии с уравнением (5) – окружение аналогичным образом взаимодействует и становится скоррелированным с измерительным прибором:

$$|\Phi^c\rangle |\mathcal{E}_0\rangle = (\alpha|\uparrow\rangle|d_\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle|d_\downarrow\rangle) |\mathcal{E}_0\rangle \Rightarrow \alpha|\uparrow\rangle|d_\uparrow\rangle |\mathcal{E}_\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle|d_\downarrow\rangle |\mathcal{E}_\downarrow\rangle = |\Psi\rangle . \quad (13)$$

Финальное состояние комбинированной "цепочки фон Неймана" $SD\mathcal{E}$ скоррелированных систем расширяет корреляцию за пределы пары SD . Когда состояния окружения $|\mathcal{E}_i\rangle$, отвечающие состояниям $|d_\uparrow\rangle$ и $|d_\downarrow\rangle$ детектора, являются ортогональными, $\langle \mathcal{E}_i | \mathcal{E}_{i'} \rangle = \delta_{ii'}$, матрица плотности для комбинации детектор-система получается в результате пренебрежения информацией (взятия частичного следа) в неконтролируемых (и неизвестных) степенях свободы

$$\rho_{\mathcal{D}\mathcal{S}} = \text{Tr}_{\mathcal{E}} |\Psi\rangle\langle\Psi| = \sum_{\langle \mathcal{E}_i |} \langle \Psi | \langle \mathcal{E}_i | = |\alpha|^2 |\uparrow\rangle\langle\uparrow| |d_{\uparrow}\rangle\langle d_{\uparrow}| + |\beta|^2 |\downarrow\rangle\langle\downarrow| |d_{\downarrow}\rangle\langle d_{\downarrow}| = \rho^r. \quad (14)$$

Результирующая ρ^r в точности является матрицей плотности, которую использовал для этого фон Нейман. Теперь, в противоположность ситуации, описываемой уравнениями (9) – (11), суперпозиция записей для состояний детектора не длиннее записи суперпозиции состояния системы. Возникает предпочтительный базис детектора, иногда в силу понятных причин называемый "векторным базисом (pointer basis)". Более того, мы получили его – или он возник – без апелляции к неунитарному процессу 1 фон Неймана или чего-либо еще, выходящего за пределы обычного, с помощью унитарной эволюции Шредингера. Предпочтительный базис детектора – или что-то подобное для некоторой открытой квантовой системы – оказался выделенным вследствие динамики.

Не все аспекты этого процесса ясны полностью. Однако ясно, что гамильтониан взаимодействия детектор-окружение играет решающую роль. В частности, когда взаимодействие с окружением доминирует, собственные пространства некоторой наблюдаемой Λ , которая коммутирует с гамильтонианом взаимодействия,

$$[\Lambda, H_{int}] = 0, \quad (15)$$

инвариантно замыкаются на диагонали редуцированной матрицы плотности (Zurek 1981, 1982). Это коммутационное отношение имеет простое физическое значение: оно гарантирует, что вектор наблюдаемой Λ будет интегралом движения, сохраняющейся величиной при эволюции, порожденной гамильтонианом взаимодействия. Таким образом, когда система находится в собственном состоянии Λ , взаимодействие с окружением оставит ее невозмущенной.

В реальном мире рассеивание квантовых корреляций является практически неизбежным. Например, когда в процессе измерения состояния атома со спином 1/2 (см. рис. 1b) фотон был рассеян на атоме при движении вдоль одного из двух альтернативных маршрутов, это взаимодействие должно иметь результатом корреляцию с окружением, вследствие чего неизбежно произойдет потеря квантовой когерентности. Матрица плотности \mathcal{SD} -пары должна потерять свои недиагональные члены. Более того, поскольку невозможно захватить фотон, такая потеря когерентности должна быть необратимой. Как мы увидим позже, необратимость может также возрасть в силу более знакомых, статистических причин: окружение является характерным источником большого числа взаимодействующих степеней свободы, делающих извлечение потерянной информации столь же трудным, сколь обращение траекторий больцмановского газа.

Добавление: Квантовая невязка – Измерение "квантовости"

Контраст между матрицами плотности в уравнениях (6) и (7) абсолютный и очевидный. В частности, запутывание (entanglement) между системой и детектором в ρ^c является, очевидно, чисто квантовым эффектом – для классических систем запутывание невозможно. Аргумент против интерпретации ρ^c в качестве характеристики "незнания" еще остается. Далее, мы хотели бы иметь количественную меру степени "классичности" (или "квантовости") для корреляций состояния, представленного общей матрицей плотности. Такая мера квантовости корреляции была недавно разработана (Ollivier and Zurek 2002). Она известна как квантовая невязка (quantum discord). Среди ряда тесно переплетающихся определений невязки мы выберем одно, которое проще всего разъяснить. Оно основано на понятии взаимной информации – теоретико-информационной мере того, насколько легче описать состояние пары объектов (\mathcal{S}, \mathcal{D}) вместе, чем по отдельности. Формула для взаимной информации $I(\mathcal{S}:\mathcal{D})$ проста:

$$I(\mathcal{S}:\mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) + \mathcal{H}(\mathcal{D}) - \mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}).$$

здесь $\mathcal{H}(S)$ и $\mathcal{H}(D)$ – энтропии S и D соответственно, а $\mathcal{H}(S,D)$ – совместная энтропия пары объектов. Когда S и D не коррелированы (статистически независимы), имеем

$$\mathcal{H}(S, D) = \mathcal{H}(S) + \mathcal{H}(D),$$

и $I(S:D) = 0$. Напротив, когда имеется полная классическая корреляция между ними (например, в случае двух копий одной и той же книги), $\mathcal{H}(S,D) = \mathcal{H}(S) = \mathcal{H}(D) = I(S:D)$. Полная классическая корреляция означает, что когда мы знаем все об одном из объектов, мы также знаем все и о другом, и условная энтропия $\mathcal{H}(S|D)$ (мера неопределенности относительно S после определения состояния D) оказывается равной нулю. Действительно, в классическом случае совместная энтропия $\mathcal{H}(S,D)$ всегда может быть разложена на, скажем, $\mathcal{H}(D)$, которая дает меру информации, отсутствующей для D , и условную энтропию $\mathcal{H}(S|D)$. Еще отсутствует информация относительно S даже после того, как было определено состояние D : $\mathcal{H}(S,D) = \mathcal{H}(D) + \mathcal{H}(S|D)$. Это выражение для совместной энтропии позволяет, очевидно, переписать предшествующее определение взаимной информации в классической идентичной форме, а именно,

$$J(S:D) = \mathcal{H}(S) + \mathcal{H}(D) - (\mathcal{H}(D) + \mathcal{H}(S|D)).$$

Здесь мы отказались от очевидного (и абсолютно справедливого с классической точки зрения) сокращения с целью подчеркнуть центральное положение квантовой реальности: в квантовой физике состояние коллапсирует в одно из собственных состояний наблюдаемой, измерение которой производится. Следовательно, состояние объекта переопределяется при измерении. Таким образом, совместная энтропия может быть выражена через условную энтропию, определенную после акта измерения, например, D . В этом случае

$$\mathcal{H}_{|d_k\rangle}(S, D) = (\mathcal{H}(D) + \mathcal{H}(S|D))_{|d_k\rangle}.$$

Этот тип совместной энтропии выражает незнание относительно пары (S, D) после того, как наблюдаемая с собственным состоянием $\{|d_k\rangle\}$ была измерена на D . Разумеется, величина $\mathcal{H}_{|d_k\rangle}(S,D)$ не является единственной, определяющей энтропию пары. Можно также вычислить базис-независимую совместную энтропию $\mathcal{H}(S,D)$, энтропию фон Неймана пары. Поскольку эти два определения совместной энтропии не подходят для квантового случая, мы можем определить базис-зависимую квантовую невязку

$$\delta_{|d_k\rangle}(S|D) = I - J = (\mathcal{H}(D) + \mathcal{H}(S|D))_{|d_k\rangle} - \mathcal{H}(S,D)$$

как степень, в которой основная матрица плотности, описывающая S и D , возмущается при измерении наблюдаемой с собственными состояниями $\{|d_k\rangle\}$. Состояния классических объектов – или классические корреляции – являются "объективными": они существуют независимо от измерений. Следовательно, когда имеется базис $\{|d_k\rangle\}$ такой, что минимальная невязка, вычисленная для этого базиса, обращается в ноль,

$$\hat{\delta}(S|D) = \min_{\{|d_k\rangle\}} (\mathcal{H}(S,D) - (\mathcal{H}(D) + \mathcal{H}(S|D))_{|d_k\rangle}) = 0,$$

корреляция может рассматриваться как эффективно классическая (или, более точно, как "классически доступная через D "). В этом случае можно показать, что имеется множество вероятностей, ассоциированных с базисом $\{|d_k\rangle\}$, которые могут

интерпретироваться как классические. Очевидно, что когда S и D запутаны (entangled) (например, $\rho^c = |\Phi^c\rangle\langle\Phi^c|$, тогда $\delta > 0$ в любом базисе. Напротив, если мы рассматриваем ρ^r , невязка исчезает в базисе $\{|d_\uparrow\rangle, |d_\downarrow\rangle\}$, так что основная корреляция является эффективно классической.

Важно подчеркнуть, что квантовая невязка является не чем-то вроде другой меры запутывания, но реальной мерой квантовости корреляций. В ситуациях, относящихся к измерениям и декогеренции, квантовость исчезает для предпочтительного набора состояний, которые являются эффективно классическими и, таким образом, служат своего рода индикатором ведущего базиса, который, как мы хорошо видели, возникает в качестве результата декогеренции и отбора собственных состояний.

За какое время происходит декогеренция?

Пригодная для анализа модель окружения представляет собой набор гармонических осцилляторов (Feynman and Vernon 1963, Dekker 1981, Caldeira and Leggett 1983a, 1983b, 1985, Joos and Zeh 1985, Paz et al. 1993) или, что эквивалентно, квантовое поле (Unruh and Zurek 1989). Присутствие частицы приводит к возбуждению поля и ее рассеянию. Результирующая "рябь" создает своего рода "запись" ее положения, формы, ориентации и т.п., и, что наиболее важно, приводит к ее мгновенной локализации и, следовательно, появлению траектории.

Возникает своего рода такой же "след", как на водной поверхности вслед за кораблем, плывущим по озеру, или за камнем, брошенным в воду. Мы переносим этот образ на возмущение некоторыми объектами существующего электромагнитного поля. При этом крайне неожиданным оказывается то, что отпечаток оставлен двумя взаимодействующими системами, даже если "никто не наблюдает", и даже когда на озере штормит, и оно покрыто независимыми от частицы существующими волнами, а поле заполнено возбуждениями — т.е. когда начальное положение среды является равновесным при некоторой конечной температуре. "Беспорядочные" начальные состояния среды затрудняют расшифровку записей, но не предотвращают их появления.

Специфический пример декогеренции — частица в точке x , взаимодействующая со скалярным полем ϕ (которое может рассматриваться как набор гармонических осцилляторов), что описывается Гамильтонианом

$$H_{int} = \epsilon x d\phi/dt \quad (16)$$

— подробно анализировался многими, включая вышеупомянутых авторов. В так называемом "высокотемпературном пределе" легко получить результат, согласно которому должны учитываться только эффекты теплового возбуждения поля ψ , тогда как нулевыми колебаниями вакуума можно пренебречь.

В этом случае матрица плотности $\rho(x, x')$ частицы в заданной точке эволюционирует согласно основному уравнению

$$\dot{\rho} = \underbrace{-\frac{i}{\hbar}[H, \rho]}_{\dot{p} = -FORCE = \nabla V} - \underbrace{\gamma(x-x')\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'}\right)}_{\dot{p} = -\gamma p} \rho - \underbrace{\frac{2m\gamma k_B T}{\hbar^2}(x-x')^2}_{Classical Phase Space} \rho, \quad (17)$$

где H — Гамильтониан частицы (независимый от потенциала $V(x)$, который учитывается членом H_{int}), γ — коэффициент релаксации, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура

поля. Уравнение (17) в первом приближении точно соответствует уравнению Шредингера для частицы в поле и поэтому отображает степени свободы поля.

Я не буду подробно анализировать уравнение (17), но отмечу, что оно естественным образом разделяется на три слагаемых, каждое из которых отвечает за различный аспект эффективного поведения в классическом случае. Первое слагаемое — уравнение фон Неймана (которое может быть выведено из уравнения Шредингера) — порождает классическую обратимую эволюцию ожидаемого значения некоторой наблюдаемой, что имеет классический аналог для ρ (теорема Эренфеста). Второе слагаемое приводит к диссипации. Коэффициент релаксации $\gamma = \eta/2m$ пропорционален вязкости $\eta = \varepsilon^2/2$, вызванной взаимодействием со скалярным полем. Это взаимодействие уменьшает средний импульс и ведет к потере энергии. Последнее слагаемое также имеет классический аналог: оно ответственно за флуктуации, или случайные "толчки", приводящие к броуновскому движению. Более подробно мы рассмотрим это в следующих разделах.

Для наших целей влияние последнего слагаемого на квантовую суперпозицию представляет наибольший интерес. Я покажу, что оно разрушает квантовую когеренцию, удаляя недиагональные члены, отвечающие за квантовые корреляции между пространственно разделенными частями волнового пакета. Следовательно, оно ответственно за классическую структуру фазового пространства, поскольку оно преобразует суперпозиции в смеси локализованных волновых пакетов и, в классическом пределе — в хорошо знакомые точки фазового пространства.

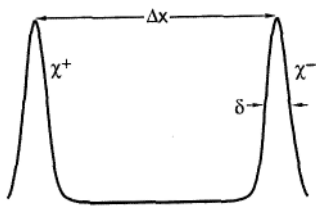


Рис. 2. Состояние "кошки Шредингера", или когерентная суперпозиция. Это состояние кошки $\phi(x)$, когерентная суперпозиция двух гауссовых волновых пакетов, отвечающих уравнению (18), может описывать частицу в суперпозиции положений внутри прибора Штерна-Герлаха или состояние, эволюционирующее в направлении расщепления на две компоненты. Фазовый сдвиг между компонентами выбран нулевым.

Данный эффект прекрасно иллюстрируется следующим примером. Рассмотрим состояние "кошки Шредингера", показанное на рисунке, где волновая функция частицы представлена когерентной суперпозицией двух гауссиан:

$$\phi(x) = (\chi^+(x) + \chi^-(x))/2^{1/2}$$

которые записываются в виде:

$$\chi^\pm(x) = \langle x | \pm \rangle \sim \exp \left[-\frac{\left(x \pm \frac{\Delta x}{2} \right)^2}{4\delta^2} \right].$$

(18)

Для случая сильного разделения ($\Delta x \gg \delta$) соответствующая матрица плотности

$$\rho(x, x') = \phi(x) \phi^*(x')$$

имеет четыре пика: два диагональных, определенных условием $x = x'$, и два недиагональных, для которых x и x' сильно различаются (см. рисунок 3). Квантовая когеренция обусловлена недиагональными пиками. Когда эти пики исчезают, положение приближается к выделенному (preferred) базису.

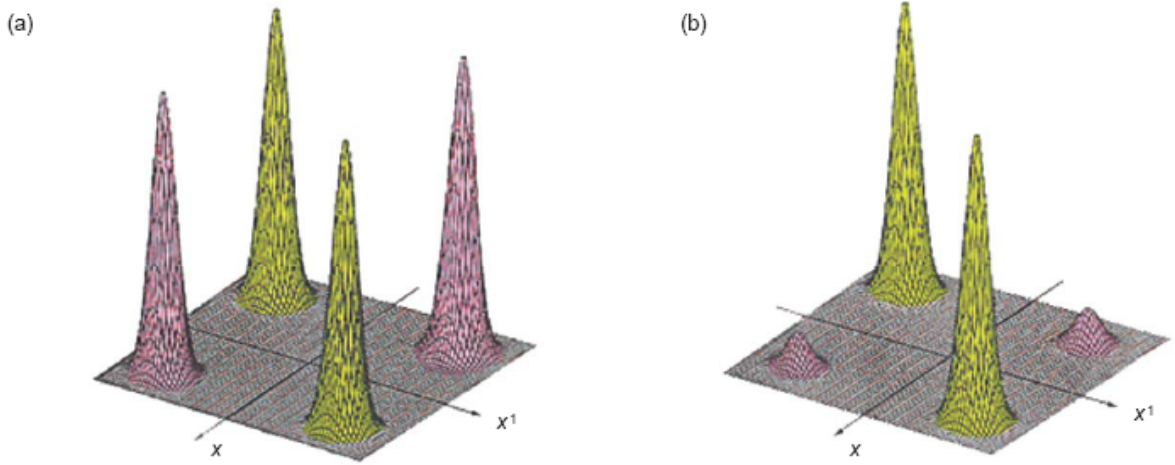


Рис. 3. Эволюция матрицы плотности для состояния кошки Шредингера на рис. 2

(а) Этот рисунок показывает матрицы плотности для состояния кошки Шредингера на рис. 2 в положении, отвечающем $\rho(x, x') = \varphi(x) \varphi^*(x')$. Диагональные пики (темнозеленые) отвечают двум возможным локализациям частицы. Недиагональные пики (голубовато-зеленые, в оригинале - красные) обусловлены квантовой когерентностью. Их существование и размер демонстрируют, что частица не локализуется целиком в двух местах, а представляет собой когерентную суперпозицию этих состояний.

(б) Обусловленная влиянием среды декогеренция приводит к уменьшению недиагональных пиков $\rho(x, x')$. Здесь исходная матрица плотности, показанная на рис. (а) является уже частично декогерентной. Следовательно, некогерентная часть должна быть обусловлена только диагональными пиками. Она может рассматриваться как классическое распределение вероятности с эквивалентной вероятностью найти частицу в соответствующих местах, отвечающее гауссовому распределению.

Последнее слагаемое в уравнении (17), пропорциональное $(x - x')^2$, мало влияет на диагональные пики. Напротив, оно сильно влияет на недиагональные пики, для которых $(x - x')^2$ приблизительно равно квадрату расстояния, т.е. $(\Delta x)^2$. В частности, это приводит к тому, что недиагональные пики уменьшаются со скоростью

$$\frac{d}{dt}(\rho^{+-}) \sim 2\gamma m k_B T / \hbar^2 (\Delta x)^2 \rho^{+-} = \tau_D^{-1} \rho^{+-}$$

Отсюда следует, что квантовая когерентность исчезает за время (Zurek 1984)

$$\tau_D \equiv \gamma^{-1} \left(\frac{\lambda_{dB}}{\Delta x} \right)^2 = \tau_R \left(\frac{\hbar}{\Delta x \sqrt{2m k_B T}} \right)^2, \quad (19)$$

где

$$\lambda_{dB} = \hbar / (2m k_B T)^{-1/2}$$

есть длина термической волны де Бройля. Для макроскопических объектов время декогеренции τ_D обычно много меньше, нежели время релаксации $\tau_R = 1/\gamma$. Для систем с температурой $T = 300$ К и массой $m = 1$ г при разделении $\Delta x = 1$ см, отношение времени составляет $\tau_D / \tau_R \sim 10^{-40}$! Таким образом, даже если время релаксации будет равно возрасту Вселенной, $\sim 10^{17}$ секунд, то квантовая когерентность разрушится за время $\tau_D \sim 10^{-23}$ секунд.

Для микроскопических систем и, возможно, для отдельных сильно макроскопических систем, времена декогеренции относительно велики. Для электрона ($m_e = 10^{-27}$ г) τ_D может быть много больше, чем другие атомные времена и отвечать большим энергиям и расстояниям. Для набора шин Вебера (a massive Weber bar), при крошечных Δx ($\sim 10^{-17}$ см) и криогенных температурах, декогеренция подавляется. Тем не менее, макроскопическая природа объекта является решающим фактором, способствующим переходу от квантового описания к классическому.

Добавление: Эксперименты в области декогеренции

С 1991 г. была проделана большая работа по исследованию основного уравнения и его модификаций для различных случаев, но практически все основные выше описанные результаты остались справедливыми. Обзор может быть найден в работе Paz and Wojchiech Zurek (2001) и в обсуждении простейших объяснений темпа разрушения когерентности в работе Anglin et al. (1997).

Возможно, наиболее важное развитие изучение декогеренции получило в экспериментальной области. За прошедшее десятилетие был осуществлен ряд экспериментов по изучению декогеренции в разных системах. В частности, Michel Brune, Serge Haroche, Jean-Michel Raimond и их коллеги из Ecole Normale Supérieure в Париже (Brune et al. 1996, Haroch 1998) осуществили серию экспериментов в микрополостях, в которых они манипулировали электромагнитными полями над суперпозициями типа “кошки Шредингера”, используя атомы рубидия. Они исследовали процесс разрушения квантовой когерентности. Эти эксперименты подтвердили основные положения теории декогеренции. С тех пор французские ученые использовали ту же самую технику для внедрения различных квантово-информационных технологий. Они совершенствуют свое оборудование, создавая все более “крупных” кошек Шредингера и изучая процесс их декогеренции.

Немного позже Wineland, Monroe и их сотрудники (Turchette et al. 2000) использовали замороженные ионы (Ion traps) (в связи с внедрением фрагмента разработки для квантовых вычислений) для изучения декогеренции ионов под действием излучения. И снова теория была подтверждена, получил дальнейшее развитие статус декогеренции и как ключевой элемент объяснения возникающей “классичности”, и как угроза для квантовых вычислений. Дополнительно к этим новым моментам при проверке различных аспектов декогеренции, обязанных реальному и имитированному протяженному окружению ("large environment"), Pritchard и его сотрудники из Массачусетского технологического института осуществили красивую серию экспериментов с использованием атомной интерферометрии, исследуя роль передачи информации между атомами и фотонами (см. Kokorowski et al. 2001 и там же другие ссылки). Наконец, "аналоговые эксперименты", моделирующие поведение уравнения Шредингера в оптике (Cheng и K. aynier, 1999) выявили некоторые другие тайные закоулки пространства параметров (the parameter space).

В дополнение к этим существенно экспериментам по мезоскопической (т.е. промежуточной по отношению к микроскопической и макроскопической) декогеренции объектов типа кошки Шредингера, в некоторых лабораториях были исследованы значительно более существенные "кошки" (например, зеркала в суперпозициях квантовых состояний).

Классический предел квантовой динамики

Уравнение Шредингера было выведено из классической механики в форме Гамильтона - Якоби. Таким образом, не является неожиданностью тот факт, что оно приводит к классическим уравнениям движения в том случае, когда \hbar может рассматриваться как малая величина. Этот факт в соответствии с теоремой Эренфеста,

принципом соответствия Бора, и сходством квантовых коммутаторов с классическими скобками Пуассона представляет собой часть стандартного набора утверждений из учебников. Однако установление соответствий между классикой и квантовой теорией порождает не только эти утверждения, но и уравнения движения. Квантовая механика действует в пространстве Гильберта, которое может быть использовано для локализованных волновых пакетов с существенно классическими пределами так же хорошо, как и для наиболее причудливых суперпозиций. Напротив, классическая динамика действует в фазовом пространстве.

Для облегчения изучения переходов от квантового поведения к классическому удобно воспользоваться преобразованием Вигнера волновой функции $\psi(x)$:

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipy/\hbar} \psi^* \left(x + \frac{y}{2} \right) \psi \left(x - \frac{y}{2} \right) dy, \quad (20)$$

которое выражает квантовые состояния в виде функции координаты и импульса.

Распределение Вигнера $W(x, p)$ является действительным, но оно может иметь и отрицательные значения. Следовательно, его нельзя рассматривать в качестве распределения вероятностей. Тем не менее, после интегрирования по одной из двух переменных оно дает распределение вероятностей для другой переменной. Например,

$$\int W(x, p) dp = |\psi(x)|^2.$$

Для волнового пакета с минимальной неопределенностью

$$\psi(x) = \pi^{-1/4} \delta^{-1/2} \exp\left\{ -(x-x_0)^2/2\delta^2 + ip_0 x/\hbar \right\}$$

распределение Вигнера является гауссовым как по x , так и по p :

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi\hbar} \exp\left\{ -\frac{(x-x_0)^2}{\delta^2} - \frac{(p-p_0)^2 \delta^2}{\hbar^2} \right\}. \quad (21)$$

Оно описывает систему, локализованную как по x , так и по p . Заметим еще, что гильбертово пространство в наибольшей степени дает приближение для точки в классическом фазовом пространстве. Распределение Вигнера легко обобщается для случая общей матрицы плотности $\rho(x, x')$:

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipy/\hbar} \rho \left(x - \frac{y}{2}, x + \frac{y}{2} \right) dy, \quad (22)$$

где $\rho(x, x')$ является, например, редуцированной матрицей плотности частицы, рассмотренной выше. Связь преобразования Вигнера с фазовым пространством подсказывает стратегию описания классического поведения: всякий раз, когда функция $W(x, p)$ представляет смесь локализованных волновых пакетов — как в уравнении (21) — она может рассматриваться в качестве классического распределения вероятностей в фазовом пространстве. Однако, когда основное состояние является истинно квантовым, как суперпозиция на вышеприведенном рисунке, соответствующая функция распределения Вигнера будет иметь переменный знак — см. рисунок 4(а). Это единственное свойство, препятствующее тому, чтобы рассматривать данную функцию в качестве распределения вероятностей в фазовом пространстве. Функция Вигнера для рис. 4(а) дается выражением

$$W(x, p) \sim \frac{(W^+ + W^-)}{2} + \frac{1}{\pi\hbar} \exp\left\{-\frac{p^2\delta^2}{\hbar^2} - \frac{x^2}{\delta^2}\right\} \cdot \cos\left(\frac{\Delta x}{\hbar} p\right), \quad (23)$$

где гауссианы W^+ и W^- являются преобразованиями Вигнера от гауссовых волновых пакетов χ^+ и χ^- . Если основное состояние было смесью χ^+ и χ^- в большей степени, нежели суперпозицией, функция Вигнера должна описываться теми же двумя гауссианами W^+ и W^- , но осциллирующий член должен отсутствовать.

Уравнение движения для $W(x, p)$ частицы, связанной с окружением, может быть получено из уравнения (17) для $\rho(x, x')$:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \underbrace{-\frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} W + \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p} W}_{\text{Liouville Equation}} + \underbrace{2\gamma \frac{\partial}{\partial p} p W}_{\text{Friction}} + \underbrace{D \frac{\partial^2 W}{\partial p^2}}_{\text{Decoherence}}. \quad (24)$$

где V – ренормализованный потенциал, а $D = 2m\gamma k_B T = \eta k_B T$. Три члена этого уравнения соответствуют трем слагаемым уравнения (17).

Первый член легко идентифицируется с классической скобкой Пуассона $\{H, W\}$. То-есть, если $\rho(x, x')$ является знакомой классической плотностью вероятности в фазовом пространстве, то она эволюционирует согласно уравнению:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial p} + \frac{\partial w}{\partial p} \frac{\partial H}{\partial x} = \{H, w\} = Lw \quad (25)$$

где L – оператор Лиувилля. Таким образом, классическая динамика в ее форме Лиувилля вытекает из квантовой динамики как минимум в случае гармонического осциллятора, который строго описывается уравнениями (17) и (24). (Для более общих $V(x)$ скобки Пуассона должны быть дополнены квантовой поправкой порядка \hbar). Второй член уравнения (24) отвечает за трение. Последний член представляет диффузию $W(x, p)$ в подпространстве импульсов со скоростью, определяемой коэффициентом D .

Классические уравнения движения являются необходимой, но недостаточной частью классического предела: мы должны также отыскать правильную структуру классического фазового пространства применительно к распределению вероятностей хорошо локализованных волновых пакетов. Последний член в уравнении (24) имеет в точности нужный эффект для неклассической $W(x, p)$. Например, функция Вигнера для суперпозиции пространственно локализованных волновых пакетов – рис. 4(a) – имеет синусоидальную модуляцию по оси импульса, обусловленную осциллирующим членом $\cos((\Delta x/\hbar)p)$. Этот член, однако, является собственной функцией оператора диффузии $\partial^2/\partial p^2$ в последнем слагаемом уравнения (24). В результате модуляция размывается вследствие диффузии со скоростью

$$\tau_D^{-1} = -\frac{\dot{W}}{W} = \frac{\left(D \frac{\partial^2}{\partial p^2} W\right)}{W} = \frac{2m\gamma k_B T (\Delta x)^2}{\hbar^2}.$$

Отрицательные впадины поверхности $W(x, p)$ сглаживаются за времена порядка τ_D , и в распределении остается лишь два пика, которые теперь соответствуют двум классическим альтернативам – см. рис. 4(a), ..., 4(e). Функция Вигнера для

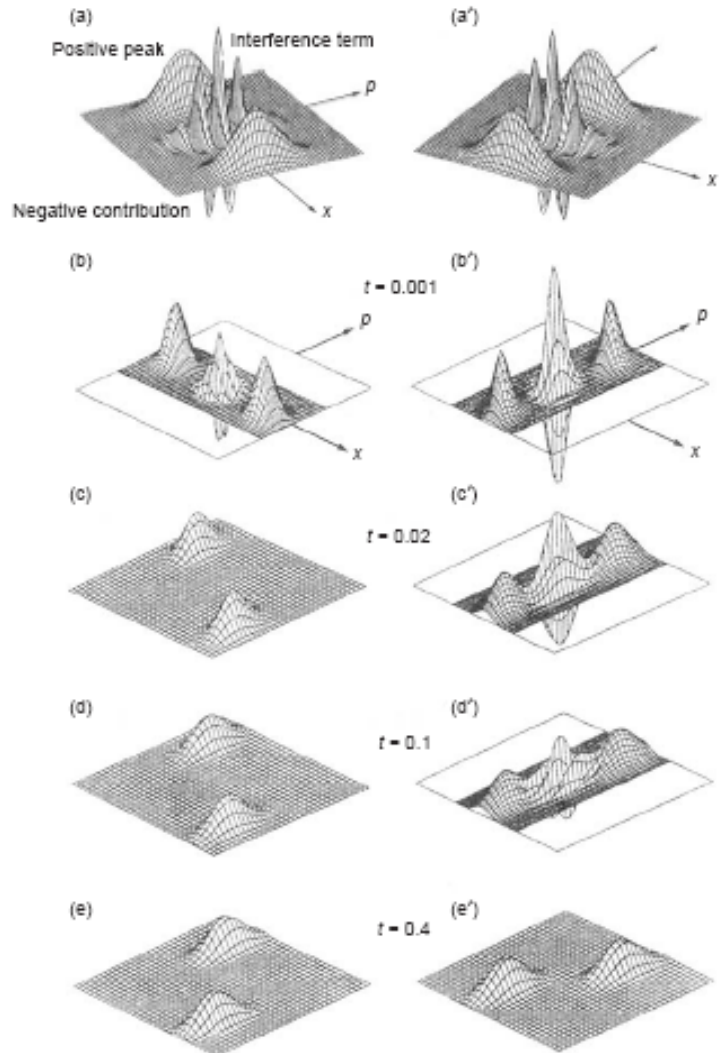
суперпозиции импульсов, показанная на рис. 4(a'), также декогеренцирует, поскольку динамика обуславливает результирующую разность скоростей подавления колебаний координаты и снова дает две классические альтернативы – см. рис. 4(b'), ..., 4(e').

Рис 4. Распределения Вигнера и их декогеренция для когерентных суперпозиций.

(a) Распределение Вигнера $W(x, p)$ представлено как функция от x и p для состояния типа “кошки Шредингера”, соответствующего рис. 2. Отметим два отдельных положительных пика, равно как и осциллирующий член интерференции между ними. Это распределение нельзя рассматривать как классическое распределение вероятностей в фазовом пространстве, т.к. оно имеет отрицательные участки.

(b-e) Декогеренция вызывает диффузию по оси импульсов. В результате отрицательная и положительная рябь интерференционного члена в $W(x, p)$ взаимно диффундируют и подавляют одна другую. Этот процесс является практически мгновенным для открытых макроскопических систем. В подходящем пределе функция Вигнера имеет классическую структуру в фазовом пространстве и эволюционирует согласно уравнениям классической динамики.

(a'-e') Показаны аналогичное начальное распределение Вигнера и его эволюция для суперпозиции импульсов. Интерференционные члены исчезают медленнее, за время, обусловленное динамикой системы: декогеренция обусловлена окружением, связанным с (т.е. отслеживаемым) положением системы – см. уравнение (16). Таким образом, для суперпозиции импульсов она появляется только после того, как различие скоростей раздвинет два пика в различные положения.



Соотношение времен декогеренции и релаксации зависят от параметра \hbar^2/m – см. уравнение (19). Следовательно, когда m велико и \hbar мало, τ_D может быть близко к нулю – декогеренция может происходить практически мгновенно – пока, в то же самое время, движение маленьких областей (которые соответствуют распределению вероятностей в классическом фазовом пространстве) с гладким потенциалом становится обратимым. Эта идеализация несет ответственность за наше доверие к классической механике и, более общо, за многие аспекты нашей уверенности в классической реальности.

Вышеприведенное обсуждение показывает, что декогеренция и переход от квантовой области к классической (обычно рассматриваемый как нечто эзотерическое) является неизбежным следствием растворения системы в ее окружении. Правда, наш анализ базировался на весьма специфической модели – частица в горячей ванне из гармонических осцилляторов. Однако зачастую это является приемлемой аппроксимацией для намного более сложных систем. Более того, наши ключевые выводы – такие, как соотношение между временами декогеренции и релаксации для уравнения (19) – не зависят от специфических свойств модели. Таким образом, можно надеяться, что вязкость и соответствующая релаксация всегда приводят к декогеренции, и что всегда можно ожидать перехода от квантовой области к классической за времена порядка указанных выше оценок.

Добавление: Решето предсказуемости

С 1991 понимание того, как возникает выделенный вектор состояний в ходе процесса декогеренции, сильно продвинулось. Возможно, наиболее важным достижением стало так называемое решето предсказуемости (Zurek 1993, Zurek et al. 1993), более общее определение вектора базисных состояний, который появляется даже в том случае, когда взаимодействие с окружением не доминирует над собственным гамильтонианом системы. Решето предсказуемости просеивает через гильбертово пространство системы взаимодействие с ее окружением и отбирает наиболее предсказуемые состояния. Мотивация для решета предсказуемости проистекает из наблюдения, что классические состояния существуют или эволюционируют предсказуемым образом. Следовательно, отбор квантовых состояний, которые сохраняют предсказуемость вопреки взаимодействию с окружением, является подходящей стратегией при поиске классичности. Для введения понятия решета предсказуемости мы воображаем (континуально бесконечный) перечень всех чистых состояний $\{|\psi\rangle\}$ в гильбертовом пространстве системы, о которой идет речь. Каждое из них должно эволюционировать, спустя время t , в матрицу плотности $\rho_{|\psi\rangle}(t)$. Если система была изолирована, все матрицы плотности должны иметь вид проекционных операторов

$$\rho_{|\psi\rangle}(t) = |\psi(t)\rangle \langle \psi(t)| ,$$

где $|\psi(t)\rangle$ есть подходящее решение уравнения Шредингера. Но если система связана с окружением (т.е. является "открытой"), $\rho_{|\psi\rangle}(t)$ в действительности является смешанной и имеет ненулевую энтропию фон Неймана. Таким образом, можно вычислить величину

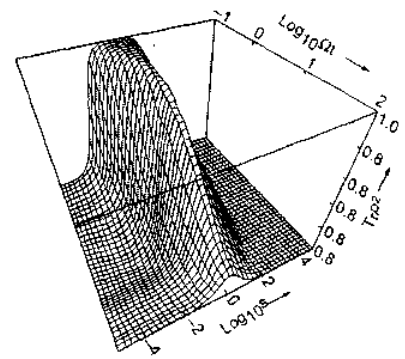
$$\mathcal{H}(\rho_{|\psi\rangle}(t)) = -\text{Tr} \rho_{|\psi\rangle}(t) \log \rho_{|\psi\rangle}(t) ,$$

определив, таким образом, функционал в гильбертовом пространстве H_S системы, $|\psi\rangle \rightarrow \mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$.

Подходящий способ увидеть предсказуемость, эффективно классические состояния, состоит в поиске всех $\{|\psi\rangle\}$, которые минимизируют $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ в течение некоторого достаточно продолжительного времени t . Когда такой выделенный вектор состояний существует и хорошо определен (т.е. минимум энтропии $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ значительно отличается для него от среднего значения), а также существенно стабилен (т.е. после начального времени декогеренции набор выделенных состояний существенно нечувствителен к точному значению t), можно рассматривать их как хорошие кандидаты в классические величины. На рис. А показано использование стратегии решета предсказуемости, использующее иной, более простой показатель предсказуемости – параметр чистоты ($\text{Tr} \rho^2$) – более удобный, чем энтропия фон Неймана, которую гораздо сложнее вычислить.

Рис А. Решето предсказуемости для слабо затухающего гармонического осциллятора.

Одним из показателей предсказуемости является так называемый параметр чистоты (purity) $\text{Tr } \rho^2$, который представлен в виде функции времени для смесей волновых пакетов с минимальной неопределенностью в слабо затухающем гармоническом осцилляторе с $\gamma/\omega = 10^{-4}$. Волновые пакеты стартуют с различными параметрами затухания s . Величина $\text{Tr } \rho^2$ служит параметром чистоты редуцированной матрицы плотности ρ . Решето предсказуемости выделяет когерентные состояния ($s = 1$), которые имеют форму основного состояния, т.е. ту же протяженность по координате и импульсу в естественных единицах для гармонического осциллятора. Поскольку они имеют наибольшую предсказуемость (больше, чем собственные энергетические состояния), можно ожидать, что они играют решающую роль для вектора состояний при переходе от квантовой области к классической.



Добавление: Квантовый хаос и связанные с фазовым пространством аспекты соответствия “квантовая теория – классика”

Классическая механика "происходит" в фазовом пространстве. Следовательно, очень важно показать, что квантовая теория может – при наличии декогеренции – воспроизвести основную структуру классического фазового пространства, и что она может имитировать классическую динамику. Этот аргумент, высказанный в моей исходной статье (1991 г.), получил дальнейшее подкрепление в некоторых связанных с этой проблематикой исследованиях.

Основная идеализация, играющая ключевую роль в классической физике, представляет собой понятие "точки." В силу принципа Гейзенберга ($\Delta x \Delta p > \hbar/2$) квантовая теория не допускает состояний, для которых одновременно определены Δx и Δp . Вместе с тем, как показал анализ решета предсказуемости, во многих случаях, справедливых в классическом пределе квантовой динамики, можно ожидать, что декогеренция отберет векторы состояния, которые будут локализованы как по Δx , так и по Δp , что отвечает минимуму неопределенности для волновых пакетов. В действительности эти волновые пакеты представляют собой квантовые версии точек, которые естественным образом возникают в затухающих гармонических осцилляторах, слабо связанных с окружением (Zurek et al. 1993, Gallis 1996). Эти результаты также справедливы для перехода от квантов к классике в контексте полевой теории с той дополнительной особенностью, что свойства отобранных состояний обычно будут отличаться от бозонных и фермионных полей (Anglin and Zurek 1996), т.к. бозоны и фермионы различным образом взаимодействуют со своим окружением. В конечном счете, при подходящих условиях отбор собственных состояний может даже выделить энергию собственных состояний собственного гамильтониана системы, отчасти оправдывая таким образом представление о "квантовых скачках" (Paz and Zurek 1999).

Квантовый хаос представляет собой интригующую тему при обсуждении соответствия между квантами и классикой. Начнем с того, что классическая и квантовая эволюция при одних и тех же исходных условиях для системы приводят к очень разным "портретам" в фазовом пространстве. Квантовый "портрет" в фазовом пространстве будет зависеть от используемого частного представления, но имеются существенные причины предпочесть распределение Вигнера. Анализ, использующий распределение Вигнера, показывает, что в тот момент, когда соответствие кванты – классика утрачивается в хаотической динамике, даже средние величины, рассчитываемые с учетом классического и квантового описания, начинают различаться (Karkuszewski et al. 2002).

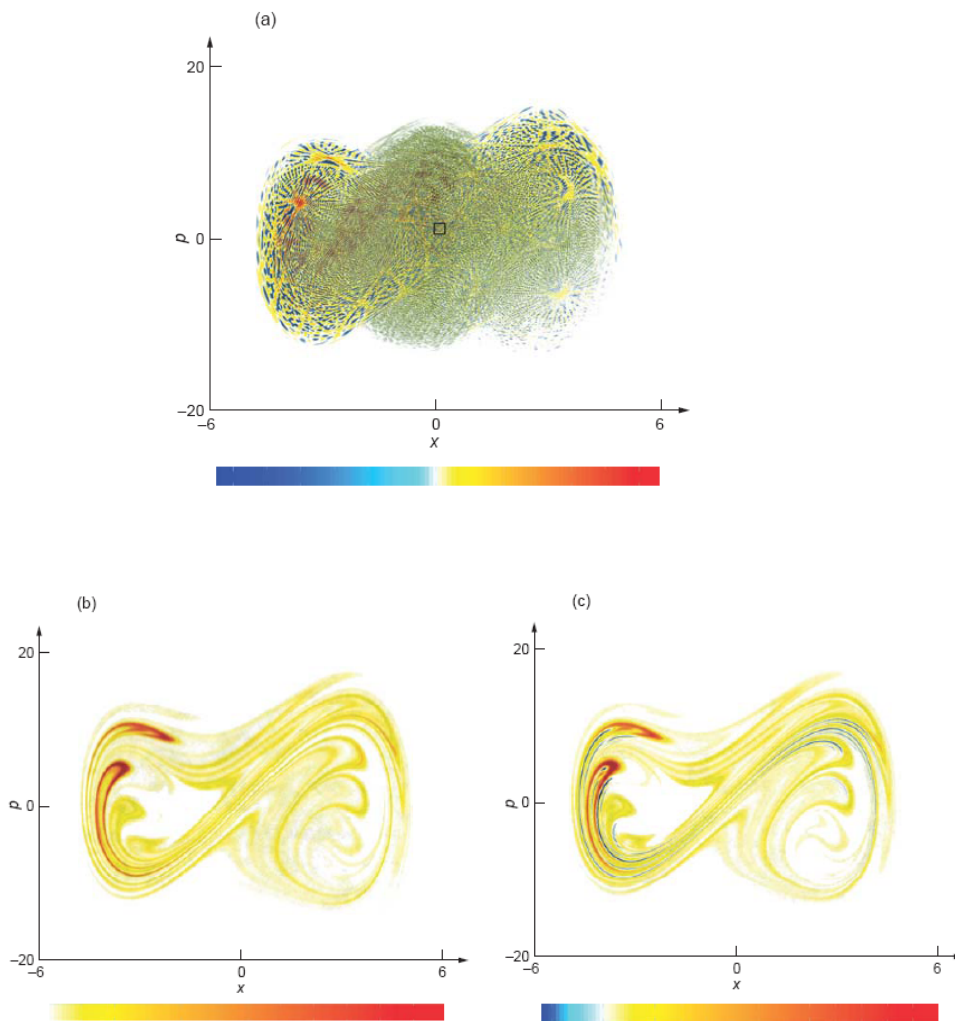


Рис. А. Декогеренция в хаотической системе (Chaotic Driven Double-Well System)

Это численное моделирование (Habib et al. 1998) хаотической системы (chaotic driven double-well system), описываемой гамильтонианом $H = p^2/2m - Ax^2 + Bx^4 + Fx \cos(\omega t)$ при $m = 1$, $A = 10$, $B = 0.5$, $F = 10$ и $\omega = 6.07$, иллюстрирует эффективность декогеренции при переходе от квантов к классике. Эти параметры отвечают хаотической классической системе с показателем Ляпунова $\lambda = 0.5$. Три кадра, сформированные после 8 периодов действия вынуждающей силы, иллюстрируют распределения в фазовом пространстве (а) для квантового случая, (б) для классического случая и (с) для квантового случая, но с учетом декогеренции ($D = 0.025$). Начальное условие всегда отвечало одной и той же гауссиане, в квантовом случае состояние было чистым. На рис. (а) ясно видны интерференционные завихрения, которым отвечают лишь смутные их подобия для классического распределения (б). Напротив, рис. (с) показывает, что даже небольшая декогеренция помогает восстановить соответствие кванты – классика. В этом примере длина когеренции l_c меньше, чем типичный размер нелинейности, так что система находится на границе между квантовым и классическим случаями. Действительно, следы квантовой интерференции еще видны на рис. (с) как голубые "впадины", или области, где функция Вигнера еще слегка отрицательна. Изменение цвета от красного до голубого, показанное на полосках под рисунками, для (а) и (с) соответствует изменению от положительных пиков до отрицательных впадин. Для классического случая на рис. (б) отрицательные впадины отсутствуют.

Декогеренция очень эффективно восстанавливает это соответствие. Этот факт, впервые продемонстрированный более десяти лет назад, (Zurek and Paz 1994, 1995) был весьма сильно подтвержден цифровым моделированием (Habib et al. 1998). Вообще, декогеренция ликвидирует мелко-масштабную интерференцию,

сопровождаящую быстрое развитие крупно-масштабной когеренции в квантовых версиях классических хаотических систем (см. рис. А). Этого следовало ожидать. В рамках соответствия кванты-классика длина области когеренции l_c квантового состояния должна удовлетворять следующему неравенству: $l_c = \hbar/(2D\lambda)^{1/2} \ll \chi$, где λ – показатель Ляпунова, D – обычный коэффициент, описывающий скорость декогеренции, а χ – характерный размер, на котором потенциал $V(x)$ оказывается значимо нелинейным:

$$\chi \approx \sqrt{\frac{V'}{V''}}.$$

Когда квантовое состояние локализовано до размера, малого по сравнению с χ (см. вышеуказанное неравенство), его фазовое пространство эволюционирует эффективно классически, но благодаря хаосу и декогеренции оно становится необратимым и непредсказуемым. Тем не менее – как показано в этом томе в работе Tanmoy Bhattacharya, Salman Habib и Kurt Jacobs (на странице XX) – можно даже покрыть более или менее классические траектории, моделируя непрерывные измерения. Однако это не отвечает духу подхода, связанного с декогеренцией, ибо описывает процесс измерения без его объяснения.

Неожиданно связанным с этой линией аргументации оказывается результат (Zurek and Paz 1994), согласно которому второй закон динамики - производство энтропии в соответствующем масштабе определяется динамикой системы и более или менее независимо от степени взаимодействия с окружением – есть естественное и на самом деле неизбежное следствие декогеренции. Это было подтверждено численными расчетами (Miller and Sarkar 1999, Pattanayak 1999, Monteoliva and Paz 2000).

Другой неожиданный результат изучения функций Вигнера для квантового хаоса состоит в том, что оно выявило структуру фазового пространства в масштабе суб-планковского действия $a = \hbar^2/A \ll \hbar$, где A – классическое действие системы, и что это планковское действие оказалось физически значимым (Zurek 2001b). Это можно видеть на рис. А(а), где маленький черный квадратик площадью \hbar очевидно больше, чем мельчайшая "рябь" на изображении.

Этот результат был несколько предвосхищен графиками функций Вигнера для кошек Шредингера (см. рис. 4а и 4а' в этой статье), версии которых появились в 1991 году в исходной статье в *Physics Today* – интерференционный член функции Вигнера имеет суб-планковскую структуру.

Многие аспекты соответствия кванты – классика, относящиеся к структуре фазового пространства уже выяснены, однако еще больше предстоит выяснить в будущем. (Более исчерпывающее итоговое описание прошлых достижений и остающихся задач можно найти в работе Zurek 2001b).

Квантовая теория классической реальности

Классическая реальность может быть строго определена в терминах классических состояний, подчиняющихся классическим законам. В некоторых предшествующих разделах мы видели, как эта реальность возникает из субстрата квантовой физики: открытые квантовые системы стимулируются к переходу в состояния, описываемые локализованными волновыми пакетами. Они подчиняются классическим уравнениям движения, хотя обладают ослабленными затухающими членами и флуктуациями квантовой природы. Что еще требует выяснения?

Противоречия, связанные с интерпретацией квантовой физики, порождаются коллизией между предсказаниями уравнения Шредингера и нашим восприятием. Я завершу поэтому эту публикацию ревизией источника проблемы – нашей осведомленности о конечных результатах измерения. Если эти ментальные процессы имеют существенно нефизическую природу, то нет надежды сформулировать и адресовать конечный вопрос – почему мы воспринимаем лишь одну из квантовых альтернатив? – в физическом контексте. Действительно, можно, следуя Eugene Wigner (1961), оставить за сознанием последнее слово в проблеме коллапса вектора состояния. Я предполагаю противоположное. То-есть я буду рассматривать идею о том, что все высшие ментальные процессы соответствуют хорошо определенным, но в настоящее время плохо понятым функциям информационной деятельности, которые поддерживаются физическим устройством – нашим мозгом.

Описываемая подобным образом, осведомленность становится доступной для физического анализа. В частности, процесс декогеренции, описанный выше, ограничивает воздействия на состояния мозга: релевантные наблюдаемые индивидуальных нейронов, включая химические концентрации и электрические потенциалы, являются макроскопическими. Они подчиняются классическим диссипативным уравнениям движения. Таким образом, некоторая квантовая суперпозиция состояний нейронов окажется слишком быстро разрушенной для нас, чтобы стать продолжительным квантовым феноменом сознания. Декогеренция, или даже индуцированный окружением суперотбор, действует на наше собственное "состояние мозга".

Можно еще спросить, почему выделенный базис состояния нейронов коррелирует с классическими наблюдаемыми в привычном мире. После всего сказанного насколько легче было бы доверять квантовой физике, если бы мы могли обучить наши чувства восприятию неклассических суперпозиций. Подходящее объяснение состоит в том, что отбор доступных гамильтонианов взаимодействия ограничивает выбор измеряемых переменных. Имеется, однако, и другая причина для такого акцента на классической области, которая должна играть решающую роль: наше восприятие не приспособлено для проверки квантовой механики. Скорее, оно развилось в ходе процесса, в котором выживание наиболее приспособленного играло центральную роль. Нет причин эволюционного характера для формирования восприятия, если ничего нельзя извлечь из предсказания. И, как иллюстрирует решето предсказуемости, только те квантовые состояния, которые сохраняют устойчивость несмотря на декогеренцию и, следовательно, являются эффективно классическими, имеют предсказуемые следствия. В действительности классическая реальность может считаться близким синонимом предсказуемости.

Имеются самые малые сомнения в том, что процесс декогеренции, описанный в настоящей работе, является важным элементом большого полотна, центрального для понимания перехода от квантового описания к классическому. Декогеренция разрушает суперпозиции. Окружение действительно индуцирует правило суперотбора, которое приводит к наблюдаемости некоторых суперпозиций. Только состояния, которые выживают в этом процессе, могут стать классическими.

Еще меньшие сомнения имеются в том, что это общее направление будет расширяться дальше. Много работы должно быть проделано как в техническом отношении (например, в изучении более реалистических моделей, приводящих к дополнительным экспериментам), так и в отношении постановки задач, требующих новых концепций (например, определяющих, что образует "систему" или отвечающих на вопрос, как наблюдатель вписывается в вышеупомянутое большое полотно).

Декогеренция используется в рамках каждой из двух интерпретаций: она может дополнять описание параллельных миров в интерпретации Эверетта, но может также намечать границу, играющую такую важную роль в концепции Бора. И если имеется урок, который должен быть извлечен из того, что мы уже знаем в этой области, то он состоит в том, что информация и ее передача играют ключевую роль в квантовом мире.

Естественные науки были построены на молчаливом допущении: информация об окружающем мире может быть получена без изменения его состояния. Идеалом "строгой науки" был объективизм и беспристрастное описание реальности. Информация рассматривалась как нечто нефизическое, нематериальное, как бесплотная фиксация реальности, материального мира, как несущественное отображение, существующее за пределами и заведомо отличное от сферы, где правят законы физики. Эта точка зрения более не считается справедливой (Landauer 1991). Квантовая теория положила конец этой мечте Лапласа о механическом мире. Наблюдатели квантовых явлений больше не могут считаться только пассивными зрителями. Квантовые законы запрещают прирост информации без изменения состояния измеряемого объекта. Разделительная линия между тем, что есть, и тем, что известно, навечно стала размытой. Упразднив эту границу, квантовая теория одновременно лишила "сознание наблюдателя" монополии на получение и хранение информации: любая корреляция есть регистрация, любое квантовое состояние есть запись некоторого другого квантового состояния. Пока корреляции достаточно сильны, или запись достаточно отчетлива, знакомая классическая "объективная реальность" проявляется из квантового субстрата. Более того, даже мгновенное взаимодействие с окружением, практически неизбежное для любого макроскопического объекта, породит такие корреляции: на самом деле, окружение осуществит измерение состояния объекта, и этого достаточно, чтобы разрушить квантовую когеренцию. Результирующая декогеренция играет, следовательно, жизненно важную роль в переходе от квантового мира к классическому.

Добавление: Экзистенциальная интерпретация

Квантовая теория классической реальности развивалась с 1991 года. Итоги этого развития теперь общепринято называть экзистенциальной интерпретацией (Zurek 2001a). Основное различие между квантовыми и классическими состояниями состоит в том, что объективное существование последних может считаться доказанным. Т.е. классическое состояние какой-либо системы может быть просто "установлено" наблюдателем, не знающим заранее никаких характеристик этого состояния. Напротив, квантовые состояния кажутся по меньшей мере "расплывчатыми" – для наблюдателя в принципе невозможно выявить неизвестное квантовое состояние, не разрушив его. Исключения из этого правила имеют место только в тех случаях, когда наблюдатель заранее знает, что неизвестное состояние представляет собой одно из собственных состояний некоторой определенной наблюдаемой. Тогда и только тогда неразрушающее измерение (Caves et al. 1980) этой переменной может быть предусмотрено так, что другой наблюдатель, который знал исходное состояние, не заметит никакого возмущения при выполнении подтверждающего измерения.

Если неизвестное состояние не может быть установлено – как это действительно имеет место в случае изолированных квантовых систем – то можно признать, что такие состояния субъективны, и что вектора квантового состояния являются просто записями сведений наблюдателя относительно фрагмента Вселенной (Fuchs and Peres 2000). Однако отбор собственных состояний способен преобразовать такие размытые и "нереальные" квантовые состояния в надежно

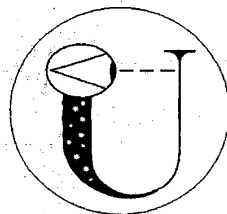
установленные элементы действительности. Некоторые пути обоснования этой точки зрения были развиты в ранних дискуссиях (Zurek 1993,1998,2001a). В самом деле, все из них основывались на отборе собственных состояний, появлении выделенного набора векторов состояния. Таким образом, наблюдатели знающие структуру гамильтонианов (которые "объективны," могут быть установлены без "прямого разрушения", в реальном мире, и достаточно хорошо известны заранее) могут также предсказать наборы выделенных векторов состояний (если они существуют) и, таким образом, обнаружить предсуществующее состояние системы.

Одним из способов понять это индуцированное окружением объективное существование является признание того, что наблюдатели – особенно наблюдатели-люди – никогда ничего не измеряют непосредственно. Действительно, большинство наших сведений о Вселенной возникает, когда информация об интересующих нас системах формируется и распространяется через окружение. Окружение преимущественно записывает информацию относительно векторов состояний и, следовательно, только информация о векторах состояний обычно и доступна. Этот аргумент может быть сформулирован более строго для простых моделей, которые в избытке могут быть предоставлены (Zurek 2000,2001a).

Это является областью продолжающихся исследований. Поступление информации о системах от частей окружения приводит к т.н. условной квантовой динамике, теме, связанной с квантовыми путями (Carmichael 1993).

В частности, можно показать, что решето предсказуемости также работает и здесь (Dalvit et al. 2001).

Ответ на остающийся открытым вопрос об интерпретации квантовой физики – о "смысле волновой функции" – возникает в качестве составной части ответа, даваемого этими недавними исследованиями. Обычно предлагают только две альтернативы в качестве возможного ответа. Возможность того, что вектор состояния является чисто эпистемологическим понятием (то-есть всего лишь записью знаний наблюдателя), часто ассоциируется с Копенгагенской интерпретацией (Bohr 1928). Затруднение, связанное с этой точкой зрения, состоит в том, что отсутствует описание Вселенной как целого: классическая область Вселенной оказывается неизбежной предпосылкой, так что необходимы и классическая, и квантовая теория, а граница между ними в лучшем случае оказывается размытой. Другая альтернатива состоит в том, чтобы рассматривать вектор состояния как онтологическую сущность – как адекватное описание состояния Вселенной, близкого к классическим состояниям. Но в этом случае (предпочитаемом сторонниками многомировой интерпретации Эверетта), все, согласующееся с универсальным вектором состояния, должно рассматриваться в качестве равноценного "реальному".



Точка зрения, которая кажется вытекающей из теории декогеренции, в некотором смысле отвечает любой из этих альтернатив. Векторы квантового состояния могут отвечать реальности, но только если принцип суперпозиции – краеугольный камень квантового поведения – "отключается" благодаря отбору собственных состояний. Кроме того, отбор собственных состояний обусловлен передачей информации об отобранных переменных. Следовательно, онтологические свойства векторов состояний – объективное существование

отобранных состояний – приобретаются через эпистемологическую "передачу информации".

Очевидно, большую часть еще предстоит выяснить. Так же очевидно, вместе с тем, что установленная роль декогеренции и отбора собственных состояний сохранится. Они образуют возможные решения после перехода от квантовой реальности к классической способом, заставляющим думать о еще более радикальной точке зрения – окончательной интерпретации квантовой теории, в которой информация должна играть центральную роль. Дальнейшее спекулятивное обсуждение этой точки зрения выходит за рамки данной работы, но оно определено ведет к возможно наиболее обещающим приложениям квантовой физики в информационных технологиях. Действительно, квантовые вычисления неизбежно ставят вопросы, которые относятся к самым основным различиям между квантами и классикой. Данное направление являет собой пример непредсказуемости и интуитивной прозорливости процесса научного открытия: вопросы, первоначально заданные в сфере, наиболее далекой от практических мотивов – вопросы, связанные с ЭПР-парадоксом, переходом от квантов к классике, ролью информации и интерпретацией вектора квантового состояния – стали значимыми для практических приложений, таких, как квантовая криптография и квантовые вычисления.



Войцех Хуберт Зурек (Wojciech Hubert Zurek) получил образование в Кракове, в родной для него Польше (магистерская диссертация, 1974), и в Остине, штат Техас (докторская диссертация по физике, 1979). Он был ассистентом Ричарда Ч. Толмена в Калифорнийском Технологическом институте и Дж. Роберта Оппенгеймера в Лос-Аламосской Национальной Лаборатории. В 1996 году Войцех был избран членом Лос-Аламосской Национальной Лаборатории. Он является Иностранном Ассоциированным Членом Космологической Программы Канадского Института Перспективных Исследований и основателем информационной сети в области сложности, энтропии и физики Института Санта-Фе. Его научные интересы охватывают декогеренцию, физику квантовой и классической информации, основания статистической и квантовой физики и астрофизику.

Благодарности

Я хотел бы поблагодарить Джона Арчибальда Уилера за исключительно вдохновляющее и приносящее удовлетворение обсуждение "квантовой проблемы" и Хуано Пабло Паз за удовольствие от длительного сотрудничества по этой тематике.

Библиография

- Albrecht, A., 1992. Investigating Decoherence in a Simple System. *Phys. Rev. D* **46** (12): 5504.
- Anglin, J. R., and W. H. Zurek. 1996. Decoherence of Quantum Fields: Pointer States and Predictability. *Phys. Rev. D* **53** (12): 7327.
- Anglin, J. R., J. P. Paz, and W. H. Zurek. 1997. Deconstructing Decoherence. *Phys. Rev. A* **55** (6): 4041.
- Arndt, M., O. Nairz, J. VosAndreae, C. Keller, G. van der Zouw, A. Zeilinger. 1999. Wave-Particle Duality of C-60 Molecules. *Nature* **401** (6754): 680.
- Aspect, A., J. Dalibard, and G. Roger. 1982. Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers. *Phys. Rev. Lett.* **49**: 1804.
- Aspect, A., P. Grangier, and G. Roger. 1981. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem. *Phys. Rev. Lett.* **47**: 460.
- Bell, J. S. 1964. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox. *Physics* **1**: 195.
- Bohm, D. 1951. In *Quantum Theory*. Chap. 22, p. 611. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall.
- Bohr, N. 1928. The Quantum Postulate and Recent Development of Atomic Theory. *Nature* **121**: 580.
Reprinted in *Quantum Theory and Measurement*. Edited by Wheeler, J. A., and W. H. Zurek. Princeton, NJ: Princeton University Press.
- Braginsky, V. B., Y. I. Vorontsov, and K. S. Thorne. 1980. Quantum Nondemolition Measurements. *Science* **209**: 547.
- Brune, M., E. Hagley, J. Dreyer, X. Maitre, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche. 1996. Observing the Progressive Decoherence of the "Meter" in a Quantum Measurement. *Phys. Rev. Lett.* **77**: 4887.
- Caldeira, A. O., and A. J. Leggett. 1983a. Path Integral Approach to Quantum Brownian Motion. *Physica A*. **121**: 587.
- . 1983b. Quantum Tunneling in a Dissipative System. *Ann. Phys. (N. Y.)* **149** (2): 374.
- . 1985. Influence of Damping on Quantum Interference: An Exactly Soluble Model. *Phys. Rev. A* **31**: 1059.
- Carmichael, H. J. 1993. *An Open Systems Approach to Quantum Optics*. Berlin: Springer Verlag.
- Caves, C. M., K. S. Thorne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg, and M. Zimmerman. 1980. On the Measurement of a Weak Classical Force Coupled to a Quantum-Mechanical Oscillator. I. Issues of Principle. *Rev. Mod. Phys.* **52**: 341.
- Chapman, M. S., T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R. A. Rubenstein, E. Smith, and D. E. Pritchard. 1995. Photon Scattering from Atoms in an Atom Interferometer. *Phys. Rev. Lett.* **75** (21): 3783.
- Cheng, C. C., and M. G. Raymer. 1999. Long-Range Saturation of Spatial Decoherence in Wave-Field Transport in Random Multiple-Scattering Media. *Phys. Rev. Lett.* **82** (24): 4807.
- Dalvit, D. A. R., J. Dziarmaga, W. H. Zurek. 2001. Unconditional Pointer States from Conditional Master Equations. *Phys. Rev. Lett.* **86** (3): 373.
- Dekker, H. 1981. Classical and Quantum Mechanics of the Damped Harmonic Oscillator. *Phys. Rep.* **80**: 1.
- DeWitt, B. S. 1970. Quantum Mechanics and Reality. *Phys. Today* **23**: 30.
- DeWitt, B. S., and N. Graham, eds. 1973. *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.
- Einstein, A., B. Podolsky, and N. Rosen. 1935. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? *Phys. Rev.* **47**: 777.
- Everett III, H. 1957. "Relative State" Formulation of Quantum Mechanics. *Rev. Mod. Phys.* **29**: 454.
- Feynman, R. P., and F. L. Vernon. 1963. The Theory of a General Quantum System Interacting with a Linear Dissipative System. *Ann. Phys.* **24**: 118.
- Friedman, J. R., V. Patel, W. Chen, S. K. Tolpygo, and J. E. Lukens. 2000. Quantum Superposition of Distinct Macroscopic States. *Nature* **406** (6791): 43.
- Fuchs, C. A., and A. Peres. 2000. Quantum Theory Needs No "Interpretation". *Phys. Today* **53** (3): 70.
- Gallis, M. R. 1996. Emergence of Classicality via Decoherence Described by Lindblad Operators. *Phys. Rev. A* **53** (2): 655.
- Gell-Mann, M., and J. B. Hartle. 1990. Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology. In *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*, p. 425. Edited by W. H. Zurek. Redwood City: Addison-Wesley.
- Griffiths, R. B. 1984. Consistent Histories and the Interpretation of Quantum Mechanics. *J. Stat. Phys.* **36**: 219.

- Haake, F., and D. F. Walls. 1986. In *Quantum Optics IV*. Edited by J. D. Harvey, and D. F. Walls. Berlin: Springer Verlag.
- Habib, S., K. Shizume, and W. H. Zurek. 1998. Decoherence, Chaos, and the Correspondence Principle. *Phys. Rev. Lett.* **80** (20): 4361.
- Haroche, S. 1998. Entanglement, Mesoscopic Superpositions and Decoherence Studies with Atoms and Photons in a Cavity. *Physica Scripta* **T76**: 159.
- Hartle, J. B. 1991. The Quantum Mechanics of Cosmology. In *Quantum Cosmology and Baby Universes: Proceedings of the 1989 Jerusalem Winter School*. Edited by S. Coleman, J. B. Hartle, T. Piran, and S. Weinberg. Singapore: World Scientific.
- Hu, B. L., J. P. Paz, and Y. Zhang. 1992. Quantum Brownian Motion in a General Environment: Exact Master Equation with Nonlocal Dissipation and Colored Noise. *Phys. Rev. D* **45**: 2843.
- Joos, E., and H. D. Zeh. 1985. The Emergence of Classical Properties Through Interaction with the Environment. *Z. Phys. B* **59**: 223.
- Karkuszewski, Z. P., J. Zakrzewski, and W. H. Zurek. 2002. Breakdown of Correspondence in Chaotic Systems: Ehrenfest Versus Localization Times. *Phys. Rev. A* **65** (4): 042113.
- Kokorowski, D. A., A. D. Cronin, T. D. Roberts, and D. E. Pritchard. 2001. From Single-to Multiple-Photon Decoherence in an Atom Interferometer. *Phys. Rev. Lett.* **86** (11): 2191.
- Landauer, R. 1991. Information is Physical. *Phys. Today* **44** (5): 23.
- Leggett, A. J., S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger. 1987. Dynamics of the Dissipative System. *Rev. Mod. Phys.* **59**: 1.
- Milburn, G. J., and C. A. Holmes. 1986. Dissipative Quantum and Classical Liouville Mechanics of the Unharmonic Oscillator. *Phys. Rev. Lett.* **56**: 2237.
- Miller, P. A., and S. Sarkar. 1999. Signatures of Chaos in the Entanglement of Two Coupled Quantum Kicked Tops. *Phys. Rev. E* **60**: 1542.
- Monroe, C., D. M. Meekhof, B. E. King, and D. J. Wineland. 1996. A "Schrodinger Cat" Superposition State of an Atom. *Science* **272** (5265): 1131.
- Monteoliva, D., and J. P. Paz. 2000. Decoherence and the Rate of Entropy Production in Chaotic Quantum Systems. *Phys. Rev. Lett.* **85** (16): 3373.
- Mooij, J. E., T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal, and S. Lloyd. 1999. Josephson Persistent-Current Qubit. *Science* **285** (5436): 1036.
- Myatt, C. J., B. E. King, Q. A. Turchette, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, et al. 2000. Decoherence of Quantum Superpositions Through Coupling to Engineered Reservoirs. *Nature* **403**: 269.
- Ollivier, H., and W. H. Zurek. 2002. Quantum Discord: A Measure of the Quantumness of Correlations. *Phys. Rev. Lett.* **88** (1): 017901.
- Omnès, R. 1990. From Hilbert Space to Common Sense. *Ann. Phys.* **201**: 354.
- . 1992. Consistent Interpretation of Quantum Mechanics. *Rev. Mod. Phys.* **64**: 339.
- Pattanayak, A. K. 1999. Lyapunov Exponents Entropy Production and Decoherence. *Phys. Rev. Lett.* **83** (22): 4526.
- Paz, J. P., and W. H. Zurek. 1993. Environment-Induced Decoherence, Classicality, and Consistency of Quantum Histories. *Phys. Rev. D* **48** (6): 2728.
- . 1999. Quantum Limit of Decoherence: Environment Induced Superselection of Energy Eigenstates. *Phys. Rev. Lett.* **82** (26): 5181.
- . 2001. In *Coherent Atomic Matter Waves, Les Houches Lectures*. Edited by R. Kaiser, C. Westbrook, and F. Davids. Vol. 72, p. 533. Berlin: Springer.
- Paz, J. P., S. Habib, and W. H. Zurek. 1993. Reduction of the Wave Packet: Preferred Observable and Decoherence Time Scale. *Phys. Rev. D* **47**: 488.
- Pfau, T., S. Späler, Ch. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom, and J. Mlynek. 1994. Loss of Spatial Coherence by a Single Spontaneous Emission. *Phys. Rev. Lett.* **73** (9): 1223.
- Scully, M. O., B. G. Englert, and J. Schwinger. 1989. Spin Coherence and Humpty-Dumpty. III. The Effects of Observation. *Phys. Rev. A* **40**: 1775.
- Teich, M. C., and B. E. A. Saleh. 1990. Squeezed and Antibunched Light. *Phys. Today* **43** (6): 26.
- Tesche, C. D. 1986. Schroedinger's Cat: A Realization in Superconducting Devices. *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **480**: 36.
- Turchette, Q. A., C. J. Myatt, B. E. King, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, et al. 2000. Decoherence and Decay of Motional Quantum States of a Trapped Atom Coupled to Engineered Reservoirs. *Phys. Rev. A* **62**: 053807.

- Unruh, W. G., and W. H. Zurek. 1989. Reduction of a Wave Packet in Quantum Brownian Motion. *Phys. Rev. D* **40**:1071.
- Von Neumann, J. 1932. *Mathematische Grundlagen der Quanten Mechanik*. Berlin: Springer-Verlag. English translation by R. T. Beycr. 1955. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.
- Wheeler, J. A. 1957. Assessment of Everett's "Relative State" Formulation of Quantum Theory. *Rev. Mod. Phys.* **29**: 463.
- Wheeler, J. A., and W. H. Zurek, eds. 1983. *Quantum Theory and Measurement*. Princeton: Princeton University Press.
- Wigner, E. P. 1932. On the Quantum Correction for Thermodynamic Equilibrium. *Phys. Rev.* **40**: 749.
- . 1961. Remarks on the Mind-Body Question. In *The Scientist Speculates*. p. 284. Edited by I. J. Good. London: Heineman.
- . 1963. The Problem of Measurement. *Am. J. Phys.* **31**: 615.
- . 1983. In *Quantum Optics, Experimental Gravitation, and the Measurement Theory*. Edited by P. Meystre, and M. O. Scully. p. 43. New York: Plenum Press.
- Zeh, H. D. 1970. On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory. *Found. Phys.* **1**: 69.
- Zurek, W. H. 1981. Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into What Mixture Does the Wave Packet Collapse? *Phys. Rev. D* **24**: 1516.
- . 1982. Environment-Induced Superselection Rules. *Phys. Rev. D* **26**: 1862.
- . 1984. Reduction of the Wave Packet: How Long Does It Take? In *Frontiers of Nonequilibrium Statistical Physics*. Edited by P. Meystre, and M. O. Scully. New York : Plenum.
- . 1991. Decoherence and the Transition From Quantum to Classical. *Phys. Today* **44** (10): 36.
- . 1993. Preferred States, Predictability, Classicality, and the Environment-Induced Decoherence. *Prog. Theor. Phys.* **89** (2): 281.
- . 1998. Decoherence, Chaos, Quantum-Classical Correspondence, and the Algorithmic Arrow of Time. *Physica Scripta* **T76**: 186.
- . 2000. Einselection and Decoherence from an Information Theory Perspective. *Ann. Phys. (Leipzig)* **9** (11–12): 855.
- . 2001a. Decoherence, Einselection, and the Quantum Origins of the Classical. <http://eprints.lanl.gov/quant-ph/0105127>
- . 2001b. Sub-Planck Structure in Phase Space and its Relevance for Quantum Decoherence. *Nature* **412**: 712.
- Zurek, W. H., and J. P. Paz. 1994. Decoherence, Chaos, and the Second Law. *Phys. Rev. Lett.* **72** (16): 2508.
- . 1995. Quantum Chaos: A Decoherent Definition. *Physica D* **83** (1–3): 300.
- Zurek, W. H., S. Habib, and J. P. Paz. 1993. Coherent States via Decoherence. *Phys. Rev. Lett.* **70** (9): 1187.