



Декогеренция и переход от квантового описания к классическому

Wojciech H. Zurek

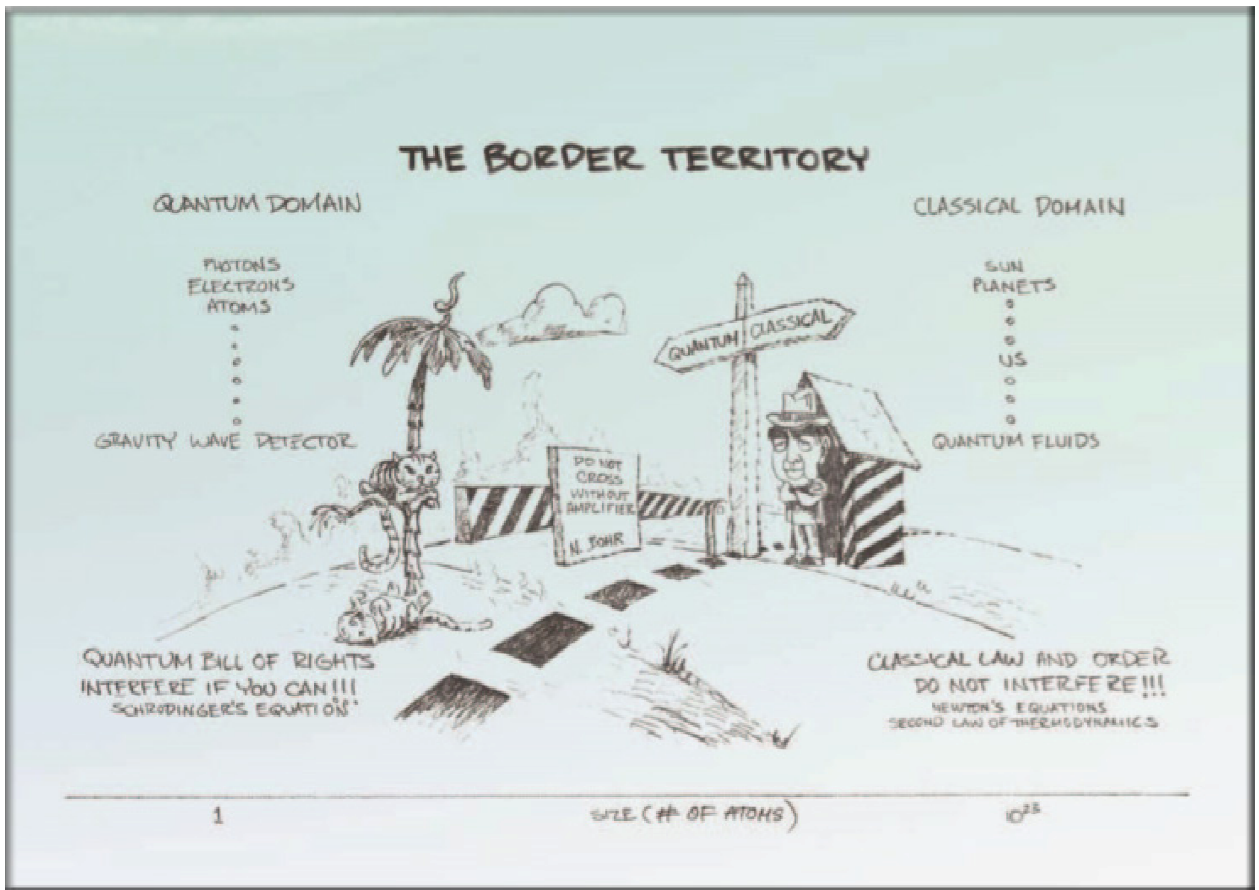
У этой статьи¹⁾ несколько необычное происхождение и, как следствие, она имеет необычную структуру. Статья построена по принципу, принятому при ремонте квартиры, когда к уже существующему жилью решено добавить несколько комнат, и это вместо того, чтобы начинать всё заново. Эти дополнения сначала "визуализируют", чтобы понять в целом — что все еще может быть легко воспринято для глаз, функционально в сочетании со старым.

Ниже представлена "переделка" статьи, которую я написал дюжину лет назад для *Physics Today* (1991). Старый текст с некоторыми изменениями переплетается с новым текстом, однако добавления к статье заносятся в рамки и служат комментариями к новым событиям, поскольку они относятся к оригиналу. В конце статьи приводятся ссылки на используемые источники.

В 1991 году изучение декогеренции представлялось еще довольно новым предметом, но уже тогда у меня сложилось ощущение, что большинство последствий "погружения" системы в окружающую среду было обнаружено в предыдущие 10 лет и поэтому обзор текущего состояния проблемы представлялся вполне естественным. Однако, когда я вновь прочитал свою статью, у меня возникло подозрение, что небольшие непонятности в ландшафте пограничной территории между квантовым и классическим описаниями на самом деле не так уж и малы и что они открывают прекрасные возможности для дальнейшего продвижения вперед.

Действительно, я удивлен и удовлетворен тем, насколько эта область изменилась за последнее десятилетие. Роль декогеренции была признана широким сообществом практикующих физиков, а также учеными-материалистами и философами.

¹⁾ <https://www.dropbox.com/s/x3dtk8w4vv9kv3n/ZurekEn.pdf?dl=0>



Изучение квантовой предсказуемости, исследования, касающиеся границы между хаотической динамикой и декогеренцией, а в последнее время и дразнящая "теоретико-информационная природа кванта" — все это позволило нам приблизиться к пониманию Вселенной. За этот период Лос-Аламос превратился в ведущий центр по изучению декогеренции и связанных с ней вопросов, благодаря активному участию превосходной группы сотрудников, аспирантов, исследователей и студентов, многие из которых стали постоянными участниками. 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, David Wallace.*

У меня есть совет для читателя. Лучше прочитать эту статью дважды: сначала только старый текст; затем — и только тогда — во втором чтении, всю статью. Я бы также рекомендовал любопытному читателю два других обзора по состоянию современной физики (Zurek 2001a) и Les Houches Lectures в соавторстве с Juan Pablo Paz (Paz and Zurek 2001).



Введение

Квантовая механика работает чрезвычайно хорошо во всех практических приложениях. Не известно ни одного примера конфликта между её предсказаниями и экспериментом. Без квантовой физики мы не смогли бы объяснить поведение твердых тел, структуру и функции ДНК, цвет звезд, действие лазеров или свойства сверхтекучих веществ. И все же спустя почти столетие после ее создания споры об отношении квантовой физики к привычному физическому миру продолжаются. Почему же теория, которая, кажется, точно объясняет все, что мы можем измерить, все еще считается неполной?

Главной проблемой квантовой теории на сегодняшний день является ее неспособность объяснить естественно переход к описанию устройства Вселенной. Состояния квантовых систем эволюционируют в соответствии с детерминированным линейным уравнением Шредингера:

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

то есть, как и в классической механике, зная начальное состояние системы и ее гамильтониан H , можно, по крайней мере в принципе, определить состояние в произвольное время. Эта детерминированная эволюция $|\psi\rangle$ была проверена в тщательно контролируемых экспериментах. Более того, нет указания на границу между квантовым и классическим теориями, при которой уравнение (1) потерпело бы неудачу (см. рисунок, приведенный выше).

Существуют, однако, неконтролируемые эксперименты, результаты которых настолько ощутимы и непосредственны, что обладают огромной убедительной силой и наше восприятие часто трудно согласовать с предсказаниями уравнения (1). Почему? Почти любое начальное условие *универсума*²⁾, описываемое вектором состояния $|\psi\rangle$, эволюционирует в состояние, содержащее множество альтернатив, которые никогда не сосуществовали в нашем мире. Более того, хотя окончательные доказательства выбора одной из альтернатив находятся в нашем неуловимом "сознании", есть все признаки того, что выбор происходит задолго до того, как в дело вмешивается сознание, и что после того, как выбор сделан, он становится безвозвратным. Таким образом, в основе нашего беспокойства по поводу квантовой теории лежит столкновение между принципом суперпозиции — основным принципом квантовой теории, отраженным в линейности уравнения (1), и повседневной классической реальностью, в которой этот принцип, по-видимому, и нарушается.

Проблема измерения имеет долгую историю. Первое общепринятое объяснение того, как возникает однозначный результат из множества потенциальных альтернатив дала Копенгагенская интерпретация, предложенная Нильсом Бором (1928), который настаивал на том, что для проведения измерений необходим классический инструмент. Таким образом, квантовая теория потеряла универсальность. Ключевой особенностью копенгагенской интерпретации является граница между квантовым и классическим. Бор подчеркивал, что граница должна быть подвижной, чтобы даже "конечный инструментарий" — человеческая нервная система — в принципе может быть проанализирована как квантовый объект при условии, что для выполнения этой задачи будет найдено подходящее классическое устройство.

В отсутствие четкого критерия, позволяющего провести различие между квантовым и классическим, часто использовалось отождествление классического с макроскопическим. Неадекватность этого подхода стала очевидной в результате относительно недавних разработок: криогенный вариант Вебер-детектора гравитационных волн должен рассматриваться как

²⁾ Универсум (*universe*). Под "универсумом" лучше всего понимать именно *замкнутый* универсум, что позволяет представить его вектором *чистого* состояния в гильбертовом пространстве квантовой теории. Перевод этого термина словом "Вселенная" приводит к нефизическим вопросам философского характера: не ограничиваем ли мы представление Вселенной некой метафизикой? Поэтому и использование здесь слова "Вселенная" необходимо понимать как фигуру речи и не более того. Прим. редактора.

квантовый гармонический осциллятор, даже если он может весить тонну (Braginsky et al. 1980, Caves et al. 1980). Неклассические конденсированные состояния могут описывать колебания соответствующим образом подготовленных электромагнитных полей с макроскопическими числами фотонов (Teich and Saleh 1990). Наконец, квантовые состояния, связанные с токами сверхпроводящих джозефсоновских переходов, включают макроскопические числа электронов, но все же они могут туннелировать между минимумами эффективного потенциала, соответствующими противоположным вращениям (Leggett et al. 1987, Caldeira and Leggett 1983a, Tesche 1986).

Однако, если макроскопические системы не всегда могут быть описаны должным образом с помощью классических средств, то может вообще не существовать границ между классическим и квантовым описаниями? Многомировая интерпретация, разработанная Хью Эвереттом III при поддержке Джона Арчибальда Уилера в 1950-х годах, претендует на то, чтобы покончить с границами (Everett 1957, Wheeler 1957). В этой интерпретации вся Вселенная описывается квантовой теорией. Суперпозиции эволюционируют вечно в соответствии с уравнением Шредингера. Каждый раз, когда происходит измерение во взаимодействии между любыми двумя квантовыми системами, волновая функция универсума расщепляется, порождая новые "ветви".

Поначалу работа Эверетта прошла почти незамеченной. О ней вспомнили более десяти лет спустя – Bryce DeWitt (1970) и DeWitt, Neill Graham (1973), которым удалось повысить статус идеи с "практически неизвестного" до "спорного". Интерпретация многих миров является естественным выбором для квантовой космологии, которая описывает всю Вселенную с помощью вектора состояния. Нет ничего более макроскопичного, чем Вселенная. Она не имеет априорных классических подсистем, и снаружи она ненаблюдаема. В этой универсальной обстановке классичность должна быть естественным возникающим свойством выбранных наблюдаемых или систем.

На первый взгляд, многомировая и копенгагенская интерпретации имеют мало общего. Копенгагенская интерпретация требует априорной "классической области" с границей, которая обеспечивает классическое "эмбарго", пропуская только один потенциальный результат. Многомировая интерпретация направлена на то, чтобы полностью устранить необходимость в границе. Каждый потенциальный результат согласуется с постоянно расширяющимися ветвями волновой функции универсума. Сходство между трудностями, с которыми сталкиваются эти два подхода, становятся очевидными, когда мы задаем очевидный вопрос: *"Почему я, наблюдатель, воспринимаю только один из результатов?"* Квантовая теория, с ее свободой вращать вектора состояния в гильбертовом пространстве, даже четко не определяет, какие состояния Вселенной соответствуют "ветвям". Тем не менее, наше восприятие реальности с альтернативами, а не когерентную суперпозицию альтернатив – требует объяснения того, когда, где и как определяется то, что наблюдатель фактически регистрирует. Рассмотрение в этом контексте многомировой интерпретации в своем первоначальном варианте, на самом деле не отменяет границу, а продвигает ее до самой границы между физическим универсумом и сознанием. Излишне говорить, что сознание – это очень неудобное место для занятий реальной физикой.

Несмотря на глубинный характер этих трудностей, в последние годы наблюдается растущее согласие в отношении того, что в решении проблемы измерений, которая является обычным эвфемизмом для набора интерпретационных головоломок, описанных выше, достигнут прогресс. Ключевой и неоспоримый факт был известен почти с самого начала квантовой теории, но его значение для перехода от квантового описания к классическому признается только сейчас: макроскопические системы никогда не изолируются от среды пребывания, но (H. Dieter Zeh emphasized (1970)), чисто квантовое описание применимо только к замкнутым системам. Системы же, обычно рассматриваемые как классические, страдают (или выигрывают) от естественной потери квантовой когерентности, которая "просачивается" в окружающую среду (Zurek 1981, 1982). Возникающая же в результате декогеренция не может быть проигнорирована, если обратиться к проблеме коллапса квантовомеханического волнового пакета: декогеренция

налагает, по сути, необходимое "эмбарго" на потенциальные результаты, позволяя наблюдателю регистрировать только одну альтернативу из ветвей — одну из "декогерентных историй" словами Murray Gell-Mann, James Hartle (1990) и Hartle (1991).

Цель этой статьи — объяснить физику и философию данного подхода. Следует предупредить читателя, что автор не является посторонним свидетелем развития событий (Wigner 1983, Joos Zeh 1985, Naake и Walls 1986, Milburn и Holmes 1986, Albrecht 1991, Hu et al. 1992), а, скорее — один из участников. Тем не менее я попытаюсь нарисовать достаточно честную картину и указать как на трудности, так и на достижения.

Декогеренция при квантовой обработке информации

Многое из того, что было написано во введении, остается в силе и сегодня. Одним из важных событий является увеличение экспериментальных данных для обоснованности квантового принципа суперпозиции в различных контекстах, включая впечатляющие двухщелевые эксперименты, демонстрирующие интерференцию фуллеренов (Arndt et al. 1999), исследование суперпозиций в переходах Джозефсона (Moij et al. 1999, Friedman et al. 2000), реализация "котов Шредингера" в атомной интерферометрии (Charman et al. 1995, Pfau et al. 1994), ионные ловушки (Monroe et al. 1996) и микроволновые полости (Brune et al. 1996). В дополнение к подтверждению принципа суперпозиции и других экзотических аспектов квантовой теории (таких как квантовая запутанность) в новых условиях эти эксперименты позволяют, как мы увидим позже — осуществлять контролируемое внедрение декогеренции как явления.

Другим важным изменением, повлиявшим на восприятие квантово-классической "пограничной территории", является взрыв интереса к квантовой информации и квантовым вычислениям. Хотя квантовые компьютеры обсуждались уже в 1980-х годах, природа интереса изменилась с тех пор, когда Питер Шор изобрел квантовый алгоритм факторинга. Последовали впечатляющие теоретические достижения, включая открытие квантовой коррекции ошибок и отказоустойчивых квантовых вычислений, сопровождаемые все более смелыми экспериментальными результатами. Принцип суперпозиции, некогда являвшийся причиной затруднений в интерпретации квантовой теории, стал центральным элементом веры в зарождающуюся науку квантовой обработки

информации. Развитию последующих событий по этим проблемам обсуждается в литературе, поэтому здесь я не буду останавливаться на этом.

Применение квантовой физики к обработке информации также проявило свой интерес к процессу декогерентности: во время моего первоначального обзора (1991) декогерентность была решением проблемы интерпретации, то есть механизмом навязывания классичности де-факто квантовым системам. В квантовой же обработке информации декогеренция играет двойную роль. Прежде всего, это в бесквантовости квантовой информации. Декогеренция аннулирует принцип квантовой суперпозиции и, таким образом, превращает квантовые компьютеры в классические компьютеры, отрицая потенциальную мощь, предлагаемую квантовыми алгоритмами. Но декогеренция также является необходимым компонентом квантовой обработки информации, которая, в конце концов, должна заканчиваться определённостью "измерения".

Роль измерения заключается в преобразовании квантовых состояний и квантовых корреляций (с их характерной неопределённостью и податливостью) в классические, определенные результаты. Декогеренция приводит к учёту влияния окружающей среды - индуцированному однозначному выбору, что оправдывает существование собственных состояний квантовых систем. Это позволяет провести эффективную границу между квантовой и классической физикой в простых терминах, которые не апеллируют к "коллапсу волнового пакета" или любым другим включениям, подобных *deus ex machina* (бог-машине).

Корреляции и измерения

Удобной отправной точкой для обсуждения проблемы измерения и, в более общем плане, возникновения классического поведения из квантовой динамики является анализ процедуры квантовых измерений, выполненный Джоном фон Нейманом (1932). В отличие от Бора, который с самого начала предполагал, что устройство для измерения должен быть классическим, тем самым отказываясь от претензий на универсальность квантовой теории, фон Нейман проанализировал случай применения квантового устройства. Я воспроизведу его анализ для простейшего случая: измерения в дихотомической системе \mathcal{S} (которую можно рассматривать как атом со спином $1/2$), в результате чего детектор фиксирует результат измерения квантового двухпозиционного состояния (один бит).

Пусть гильбертово пространство $\mathcal{H}_{\mathcal{S}}$ системы \mathcal{S} "натянута" на ортонормированный базис состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$, в то время как состояния $|d_{\uparrow}\rangle$ и $|d_{\downarrow}\rangle$ составляют базис в $\mathcal{H}_{\mathcal{D}}$ детектора \mathcal{D} . Двухмерное пространство $\mathcal{H}_{\mathcal{D}}$ — это абсолютный минимум, необходимый для фиксации возможных результатов.

На рис.1 представлен квантовый детектор, который "срабатывает" только тогда, когда спин находится в состоянии $|\uparrow\rangle$, то есть

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

и не реагирует в противном случае (Zeh 1970, Wigner 1963, Scully et al. 1989).

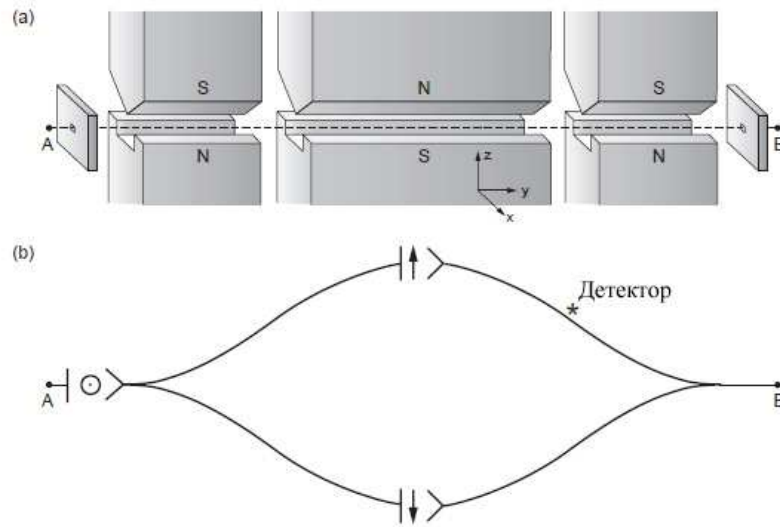


Рис.1. Мысленный обратимый эксперимент Штерна-Герлаха, в котором (a) пучок атомов расщепляется на две ветви с коррелированными спинами атомов, (b) а затем ветви соединяются до того, как атомы покинут устройство. Eugene Wigner (1963) использовал этот эксперимент, чтобы показать, что корреляция между спином и локализацией атома может быть обратимо отменена. Введение однобитового квантового детектора, который изменяет свое состояние, когда атом проходит рядом, предотвращает разворот: детектор наследует корреляцию между спином и локализацией, поэтому аппарат Штерна-Герлаха больше не сможет отменить корреляцию. (Эта иллюстрация была адаптирована с разрешения Zurek 1981.)

Предположим, что до взаимодействия система находилась в чистом состоянии, заданном

$$|\psi_{\mathcal{S}}\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle, \quad (3)$$

с комплексными коэффициентами, удовлетворяющими $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Тогда общий вектор состояния задаётся вектором

$$|\Phi^i\rangle = |\psi_{\mathcal{S}}\rangle|d_{\downarrow}\rangle, \quad (4)$$

Взаимодействие приводит к эволюции $|\Phi^i\rangle$ в коррелированное состояние $|\Phi^C\rangle$:

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

Эта существенная и первая стадия процесса измерения бесспорно может быть описана с помощью уравнения Шредингера с соответствующим гамильтонианом взаимодействия. Может возникнуть соблазн прекратить обсуждение измерений с помощью уравнения (5). Ведь найденный коррелированный вектор состояния $|\Phi^C\rangle$ говорит о том, что, если детектор зафиксирован в $|d_\uparrow\rangle$, то система гарантированно находится в состоянии $|\uparrow\rangle$. Зачем требовать большего?

Причина неудовлетворенности в $|\Phi^C\rangle$ как описании завершеного измерения проста и фундаментальна: в реальном мире, даже когда мы не знаем результата измерения, мы знаем возможные альтернативы, и мы можем надёжно действовать так, как будто произошла толь одна из этих альтернатив. Как мы увидим в следующем разделе, такое предположение не только опрометчиво, но и просто неправильно для описания системы вектором $|\Phi^C\rangle$.

Как же тогда наблюдатель (который еще не знает показаний детектора) может выразить свою неопределённость относительно результата, не отказываясь от своей уверенности в “меню” возможностей? Квантовая теория предоставляет формальный инструмент для этого случая – *матрицу плотности*, которую можно использовать для описания распределения вероятностей по альтернативным результатам. Фон Нейман хорошо понимая эти трудности, постулировал (1932), что кроме унитарной эволюции, заданной уравнением (1), должен быть введён специальный “Процесс 1” неунитарной редукции вектора состояний, который преобразовал бы *чистое*, коррелированное состояние $|\Phi^C\rangle$ в соответствующую *смесь*: этот процесс должен описывать независимые друг от друга результаты, используя для описания чистого состояния матрицу плотности:

$$\rho^c = |\Phi^C\rangle\langle\Phi^C| = |\alpha|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow||d_\uparrow\rangle\langle d_\uparrow| + \alpha\beta^*|\uparrow\rangle\langle\downarrow||d_\uparrow\rangle\langle d_\downarrow| + \alpha^*\beta|\downarrow\rangle\langle\uparrow||d_\downarrow\rangle\langle d_\uparrow| + |\beta|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow||d_\downarrow\rangle\langle d_\downarrow|. \quad (6)$$

Удаление недиагональных элементов матрицы, выражающих чисто квантовые корреляции (запутанность) превращает матрицу плотности содержащую только классические корреляции:

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

Почему редуцированную матрицу ρ^r разумнее интерпретировать как описание завершеного измерения, чем ρ^c ? В конце концов, оба ρ^r and ρ^c содержат одинаковые диагональные элементы, а результат потенциально присутствуют в обеих матрицах. Но что, (если что-то и было) достигнуто ценой введения неунитарного “Процесса 1”?

О предпочтительном базисе: что было измерено?

Ключевым преимуществом ρ^r над ρ^c является то, что его коэффициенты можно интерпретировать как классические вероятности. Матрица плотности ρ^r может быть использована для описания альтернативных состояний составной спин-детекторной системы, имеющей классические корреляции. “Процесс 1” фон Неймана служит той же цели что и “граница” Бора, хотя “Процесс 1” оставляет все альтернативы на месте. Когда недиагональные члены отсутствуют, тем не менее можно с уверенностью утверждать, что прибор, как и система, каждый отдельно находится в определенном, но неизвестном состоянии, и что корреляции между ними все еще существуют в базисе, определяемом диагональными состояниями. Точно так же определённости о двух половинках монеты, помещенных в два запечатанных конверта, может быть неизвестна, но классически она будет коррелировать: держа один нераспечатанный конверт, мы можем быть уверены, что он содержит либо “орел”, либо “решку” (а не некоторую суперпозицию двух), и что второй конверт содержит соответствующую альтернативу.

Напротив, невозможно интерпретировать ρ^c как представляющее такую классическую неопределённость. В частности, даже множество альтернативных исходов не определяется ρ^c ! Это

обстоятельство можно наглядно проиллюстрировать, выбрав $\alpha = -\beta = 1/\sqrt{2}$ так, чтобы матрица плотности ρ^c стала проекционным оператором, построенным из коррелированного состояния

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

Это состояние инвариантно при вращениях базиса. Например, вместо собственных состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ оператора $\hat{\sigma}_z$ можно переписать $|\Phi^c\rangle$ в компонентах собственных состояний оператора $\hat{\sigma}_x$:

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

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

Из этого следует

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

где

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

являются, в силу принципа суперпозиции, совершенно "законными" состояниями в гильбертовом пространстве квантового детектора. Следовательно, матрица плотности $\rho^c = |\Phi^c\rangle\langle\Phi^c|$ может описывать бесконечное множество различных состояний подсистем из состояний по диагонали.

Такая свобода выбора базиса не должна быть сюрпризом. За исключением обозначения, вектор состояния $|\Phi^c\rangle$ совпадает с волновой функцией пары максимально коррелированных (или *запутанных*) 1/2-спиновых систем в версии Дэвида Бома (1951) ЭПР-парадокса³⁾ (Einstein et al. 1935). Эксперименты, которые показывают, что квантовые корреляции, нарушающие неравенства Белла (Bell 1964), демонстрируют следующий ключевой момент: состояния двух спинов в системе, описанной $|\Phi^c\rangle$, не просто неизвестны, но скорее они не могут существовать до "реального" измерения (Aspect et al. 1981, 1982). Мы заключаем, что когда детектор — квантовый, суперпозиция результатов существует, а конечный результат измерения является, тем не менее, результатом суперпозиции возможных результатов, что выглядит совершенно неклассически.

Потеря информации и декогерентность

Унитарная эволюция обрекает каждую замкнутую квантовую систему на "чистоту". Тем не менее, если результаты измерения должны стать независимыми событиями с последствиями, которые могут быть исследованы отдельно, необходимо найти способ избавляться от избыточной информации и тем самым позволять любому ортогональному базису для любых потенциальных событий и их суперпозициям быть одинаково коррелированными. Квантовые корреляции анализировались нами с точки зрения их роли в получении информации. Здесь я рассмотрю обратную задачу: квантовые корреляции могут также рассеивать информацию по всем степеням свободы, которые, по сути, недоступны наблюдателю. Взаимодействие с внешними по отношению к системе степенями свободы, которые мы вкратце будем называть окружающей средой, дает такую возможность.

Редукция состояния ρ_c ($\rho_c \Rightarrow \rho_r$) уменьшает доступную наблюдателю информацию о составной системе \mathcal{SD} . Игнорирование излишней информации необходимо для того, чтобы результаты стали классическими и, следовательно, доступными в качестве начальных условий для прогнозирования будущего. Эффект потери информации заключается в увеличении энтропии $\mathcal{H} = -\text{Tr} \rho \lg \rho$ на величину

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

Энтропия должна увеличиваться, так как начальное состояние ρ^c , было чистым с $\mathcal{H}(\rho^c) = 0$, а преобразованное состояние ρ^r — смешанным и, как известно, с ненулевой энтропией. Цель

³⁾ Эйнштейна-Подольского-Розена

информационного измерения достигается только тогда, когда наблюдатель взаимодействует с детектором в уже предколлапсированном состоянии ρ^r .

Чтобы проиллюстрировать процесс в среде, вызванный декогеренцией, рассмотрим систему \mathcal{S} , детектор \mathcal{D} и среду как систему \mathcal{E} . Окружающая среда также является квантовой системой. После первого шага процесса измерения – установления корреляции, как показано в уравнении (5), среда аналогичным образом взаимодействует и коррелирует с измерительным прибором:

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

Конечное состояние объединенной \mathcal{SDE} "цепочки фон Неймана" взаимодействующих систем распространяет корреляцию за пределы пары \mathcal{SD} . Когда состояния окружающей среды $|\mathcal{E}_i\rangle$ соответствующее векторам $|d_\uparrow\rangle$ и $|d_\downarrow\rangle$ детектора являются ортогональными – $\langle\mathcal{E}_i|\mathcal{E}_{i'}\rangle = \delta_{ii'}$, матрица плотности детектор-система получается путем игнорирования (с помощью операции Tr) информации о неконтролируемых (и неизвестных) степенях свободы.

$$\rho_{\mathcal{DS}} = \text{Tr}_{\mathcal{E}}|\psi\rangle\langle\psi| = \sum_i \langle\mathcal{E}_i|\psi\rangle\langle\psi|\mathcal{E}_{i'}\rangle = |\alpha|^2|\uparrow\rangle\langle\uparrow| + |\beta|^2|\downarrow\rangle\langle\downarrow| = \rho^r. \quad (14)$$

Результирующая матрица ρ^r – это приведённая матрица плотности, которую именно и использовал фон Нейман. Теперь, в отличие от ситуации, описываемой уравнениями (9)–(11), суперпозиция состояний детектора уже не является суперпозицией состояний системы. Появился *предпочтительный базис* детектора, иногда называемый "основным" по понятным причинам. Более того, мы получили его, по крайней мере, так кажется, без необходимости апеллировать к неунитарному "Процессу 1" фон Неймана или к чему-либо еще, выходящему за рамки обычной унитарной эволюции Шредингера. Предпочтительный базис детектора или, если на то пошло, для любой открытой квантовой системы определяется динамикой.

Не все аспекты этого процесса вполне ясны. Однако несомненно, что гамильтониан взаимодействия детектор-среда играет решающую роль. В частности, когда доминирует взаимодействие со средой, собственные пространства любой наблюдаемой Λ , коммутирующей с гамильтонианом взаимодействия,

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

неизменно заканчиваются на диагонали матрицы приведенной плотности (Zurek 1981, 1982). Это коммутационное соотношение имеет простой физический подтекст: оно гарантирует, что наблюдаемая Λ будет константой движения – сохраняющейся величиной при эволюции, порожденной гамильтонианом взаимодействия. Таким образом, когда система находится в собственном состоянии Λ , взаимодействие с окружающей средой оставит её неизменной.

В реальном мире распространение квантовых корреляций практически неизбежно. Например, когда в процессе измерения состояния атома со спином 1/2 (см. рис.1b) фотон рассеялся от атома во время его движения по одному из двух альтернативных путей, это взаимодействие привело бы к корреляции с окружающей средой и обязательно привело бы к потере квантовой когерентности. Матрица плотности пары \mathcal{SD} потеряла бы свои диагональные члены. Более того, учитывая, что догнать фотон невозможно, такая потеря когерентности была бы необратимой. Как мы увидим позже, необратимость также может быть вызвана многими статистическими причинами: окружающая среда имеет большое число степеней свободы для взаимодействий, что делает извлечение потерянной информации столь же трудным, как и обращение траекторий в больцмановском газе.

Квантовый дискорд – мера квантовости

Соотношения (6) и (7) показывают существенное различие в представлениях матриц плотности ρ^c и ρ^r . В частности, *запутанность* между системой и детектором в ρ^c , очевидно, – чисто квантовое явление. Классические же системы не могут быть запутаны (7). Аргумент в интерпретации ρ^c как меры незнания о системе все еще остается в силе. Тем не менее, мы хотели бы иметь количественную оценку того, насколько система является классической (или квантовой) и о корреляциях в представлении общей матрицей плотности. Мера квантовости корреляции была разработана недавно (Ollivier and Zurek 2002). Она известна как *квантовый дискорд* (квантовый диссонанс). Из нескольких, тесно связанных определений дискорда, мы выберем то, которое легче всего объяснить. Оно основано на использовании понятия взаимной информации – теоретико-информационной мере того, насколько проще описать состояние пары объектов $(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ совместно, а не по отдельности. Формула для взаимной информации $I(\mathcal{S}:\mathcal{D})$ проста:

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

где $\mathcal{H}(\mathcal{S})$ и $\mathcal{H}(\mathcal{D})$ – энтропии систем \mathcal{S} и \mathcal{D} , соответственно, а $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ – их совместная энтропия. Когда \mathcal{S} и \mathcal{D} не коррелируют (статистически независимы),

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

и $I(\mathcal{S}:\mathcal{D}) = 0$. Напротив, когда между ними существует полная классическая корреляция (например, два экземпляра одной и той же книги), $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{S}) = \mathcal{H}(\mathcal{D}) = I(\mathcal{S}:\mathcal{D})$. Полная классическая корреляция подразумевает, что, когда мы узнаем все об одной из систем, мы также узнаем все о другой, а условная энтропия $\mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$ (мера неопределенности об \mathcal{S} после того, как определено состояние \mathcal{D}) исчезает. Действительно, классически совместная энтропия $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ всегда может быть разложена, скажем, на $\mathcal{H}(\mathcal{D})$, которая измеряет недостающую информацию о \mathcal{D} , и условную энтропию $\mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$. Информация по-прежнему отсутствует об \mathcal{S} даже после того, как состояние \mathcal{D} установлено: $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D}) = \mathcal{H}(\mathcal{D}) + \mathcal{H}(\mathcal{S}|\mathcal{D})$. Это выражение для совместной энтропии позволяет записать предыдущее определение взаимной информации в классически идентичной форме, а именно:

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

Здесь мы воздержались от очевидной и вполне оправданной с классической точки зрения сокращения записи, чтобы подчеркнуть главную особенность квантовости: в квантовой физике состояние коллапсирует в одно из собственных состояний измеряемой наблюдаемой. Следовательно, состояние объекта переопределяется актом измерения. Таким образом, совместная энтропия может быть определена в терминах условной энтропии только после того, как было указано используемое измерение, скажем – \mathcal{D} . В этом случае,

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

Этот тип совместной энтропии выражает незнание о паре $(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ после того, как наблюдаемая в собственном состоянии $\{|d_k\rangle\}$ была измерена на \mathcal{D} . Конечно, $\mathcal{H}_{|d_k\rangle}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$ – не единственный способ определить энтропию пары. Можно также вычислить независимую от базиса совместную энтропию $\mathcal{H}(\mathcal{S}, \mathcal{D})$, энтропию фон Неймана пары. Поскольку эти два определения совместной энтропии не совпадают в квантовом случае, мы можем определить базисно-зависимый квантовый дискорд

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

в качестве меры возмущения базовой матрицы плотности, описывающей \mathcal{S} и \mathcal{D} при измерении наблюдаемой в собственных состояниях $\{|d_k\rangle\}$. Состояния классических объектов или классические корреляции – “объективны”: они существуют независимо от измерений. Следовательно, когда существует базис $\{|\hat{d}_k\rangle\}$ такой, что минимальный дискорд, оцененный для этого базиса, исчезает:

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

а корреляцию можно рассматривать фактически как классическую (или, точнее, как “классически доступную через \mathcal{D} ”). Можно показать, что существует набор вероятностей, связанных с базисом $\{|d_k\rangle\}$, который можно рассматривать как классический. Это легко увидеть, когда \mathcal{S} и \mathcal{D} запутаны (например, $\rho^c = |\Phi^c\rangle\langle\Phi^c|$) и $\hat{\delta} > 0$ во всех базисах. Напротив, если мы рассмотрим ρ^r , дискорд исчезает в базисе $\{|d_\uparrow\rangle\langle d_\downarrow|\}$, так что корреляция является фактически классической.

Важно подчеркнуть, что квантовый дискорд — это не просто еще одна мера запутанности, но подлинная мера квантовости корреляций. В ситуациях, связанных с измерениями и декогеренцией, квантовость исчезает для предпочтительного набора состояний, которые фактически являются классическими и, таким образом, служат индикатором базиса состояний, который, как мы увидим, возникает в результате декогеренции и *эйнселекции**).

*Einsselections — сокращение от environment-induced superselection (индуцированный средой суперотбор). Этот термин ввёл W. H. Zurek (Прим. редактора).

Декогеренция: Как быстро она происходит?

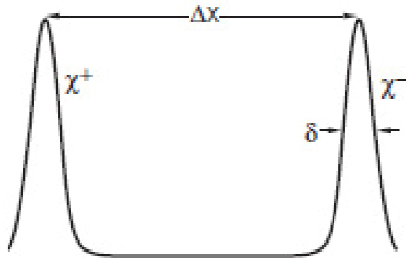


Рис.2. Состояние "кота Шредингера" или когерентная суперпозиция. Это состояние кота $j(x)$ — когерентная суперпозиция двух гауссовых волновых пакетов уравнения (18). Оно может описывать частицу в суперпозиции местоположений внутри аппарата Штерна-Герлаха (см. Рис.1) или состояние, которое эволюционирует в ходе двухщелевого эксперимента. Фаза между двумя компонентами выбрана равной нулю.

"Считабельную" модель окружающей среды может дать множество 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 как целостной системы, её движение и процессы рассеяния приводят к возбуждениям поля. Возникшая в результате "рябь" будет представлять собой запись ее положения, формы, ориентации и т. д., А самое главное — ее мгновенного местоположения и, следовательно, проявление ее траектории. Лодка, плывущая по тихому озеру, или камень, упавший в воду, оставляют такой же след на поверхности воды.

То, что мы наблюдаем определяется оставленными возмущениями и, в конечном счёте, в нашем случае — текущим состоянием электромагнитного поля. Поэтому неудивительно, что "отпечаток" остается всякий раз, когда две квантовые системы взаимодействуют, даже когда "никто не смотрит" и даже, когда озеро бурно и полно посторонних волн, а поле полно возбуждений — то есть, на фоне окружающей среды и не только находящейся в равновесии при некоторой конечной температуре. "Беспорядочные" же начальные состояния окружающей среды затрудняют расшифровку записи, но не исключают ее существования.

Конкретный пример декогеренции — частица в точке x , взаимодействующая со скалярным полем ϕ , которое можно рассматривать как совокупность гармонических осцилляторов с гамильтонианом

$$H_{int} = \epsilon x d\phi/dt \tag{16}$$

был подробно изучен многими авторами, в том числе теми, на которых мы ссылались выше. Результаты легко формулируется в так называемом "высокотемпературном приближении", когда учитываются только тепловозбуждающие эффекты поля ϕ и пренебрегаются эффектами нулевых вакуумных флуктуаций.

В этом случае матрица плотности $\rho(x, x')$ частицы в координатном представлении эволюционирует в соответствии основным уравнением

$$\rho = \underbrace{-\frac{i}{\hbar} [H, \rho]}_{p = -FORCE = \nabla V} - \underbrace{\gamma(x - x') \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'} \right) \rho}_{p = -\gamma p} - \underbrace{\frac{2\gamma k_B T}{\hbar^2} (x - x')^2 \rho}_{\text{Классическое фазовое пространство}}, \tag{17}$$

где H – гамильтониан частицы с потенциалом $V(x)$, учитывающим H_{int} , γ – скорость релаксации, k_B – постоянная Больцмана, а T – температура поля. Соотношение (17) получается сначала путем точного решения уравнения Шредингера для частицы в поле, а затем обобщением по степеням свободы поля.

Я не буду подробно анализировать уравнение (17), а просто скажу, что оно естественным образом представляется тремя различными членами, каждый из которых отвечает за свой аспект эффективного классического поведения. Первый член – соответствует уравнению фон Неймана, что может быть получено непосредственно из уравнения Шредингера, описывающим обратимую классическую эволюцию среднего любой наблюдаемой, имеющей классический аналог независимо от представления ρ (теорема Эренфеста). Второй член описывает диссипацию. Скорость релаксации $\gamma = \eta/2m$ пропорциональна вязкости $\eta = \epsilon^2/2$. Релаксация возникает за счет взаимодействия частицы со скалярным полем. Это взаимодействие вызывает уменьшение среднего импульса и потерю энергии. Последний член также имеет классический аналог: он отвечает за флуктуации или случайные “удары”, которые приводят к броуновскому движению. Более подробно мы рассмотрим это в следующем разделе.

Для наших целей наибольший интерес представляет влияние на квантовые суперпозиции последнего члена. Я покажу, что именно это разрушает квантовую когерентность, устраняя диагональные члены, ответственные за квантовые корреляции между пространственно разделенными частями волнового пакета. Поэтому последний член отвечает и за классическую структуру фазового пространства, поскольку преобразует суперпозиции в смеси локализованных волновых пакетов, которые в классическом пределе превращаются в знакомые точки фазового пространства. Лучше всего этот эффект проиллюстрировать на примере.

Рассмотрим состояние “кота”, показанное на рисунке 2, где волновая функция частицы задается когерентной суперпозицией двух гауссовских кривых: $\varphi(x) = (\chi^+(x) + \chi^-(x))/2^{1/2}$, где

$$\chi^\pm(x) = \langle x|\pm\rangle \sim \exp\left[-\frac{(x \pm \frac{\Delta x}{2})^2}{4\delta^2}\right] \quad (18)$$

В случае широкого разделения ($\Delta x \gg \delta$), соответствующая матрица плотности $\rho(x, x') = \varphi(x)\varphi^*(x')$ имеет четыре вершины: две на диагонали определяемые $x = x'$ и две вне этой диагонали, для которой x и x' различны (см. Рис. 3). Квантовая когерентность обусловлена внедиагональными пиками. По мере того как эти пики исчезают, возникает предпочтительный базис.

Последний член в (17), пропорциональный $(x - x')^2$, мало влияет на диагональные пики. Напротив, он имеет большое влияние на внедиагональные пики, для которых $(x - x')^2$ равен примерно квадрату расстояния $(\Delta x)^2$. В частности, это приводит к тому, что внедиагональные пики распадаются со скоростью $\frac{d}{dt}(\rho^{+-}) \sim 2\gamma m k_B T / \hbar^2 (\Delta x)^2 \rho^{+-} = \tau_D^{-1} \rho^{+-}$. Из этого следует, что квантовая когерентность исчезнет в масштабе времени декогеренции (Zurek 1984)

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

где $\lambda_{dB} = \hbar/(2mk_B T)^{-1/2}$ является тепловой длиной волны де Бройля. Для макроскопических объектов время декогеренции τ_D обычно намного меньше времени релаксации $\tau_R = \gamma^{-1}$.

Для системы при температуре $T = 300^\circ K$ с массой $m = 1g$ и расстоянием $\Delta x = 1 \text{ см}$ соотношение двух шкал времени составляет $\tau_D/\tau_R \sim 10^{-40}$! Таким образом, даже, если время релаксации было бы порядка возраста Вселенной $\sim 10^{17}$ сек., квантовая когерентность будет разрушена в течение $\tau_D \sim 10^{-23}$ сек.

Для микроскопических систем, а иногда и для очень макроскопических, время декогеренции относительно велико. Для электрона $m_e = 10^{-27} \text{ з}$, τ_D может быть намного больше, чем другие соответствующие временные атомные масштабы, соответствующие масштабам энергии и расстояний. Для массивного стержня Вебера крошечные Δx ($\sim 10^{-17} \text{ см.}$) и криогенные температуры подавляют декогерентность. Тем не менее, макроскопическая природа объекта, безусловно, имеет решающее значение при переходе от квантового описания к классическому.

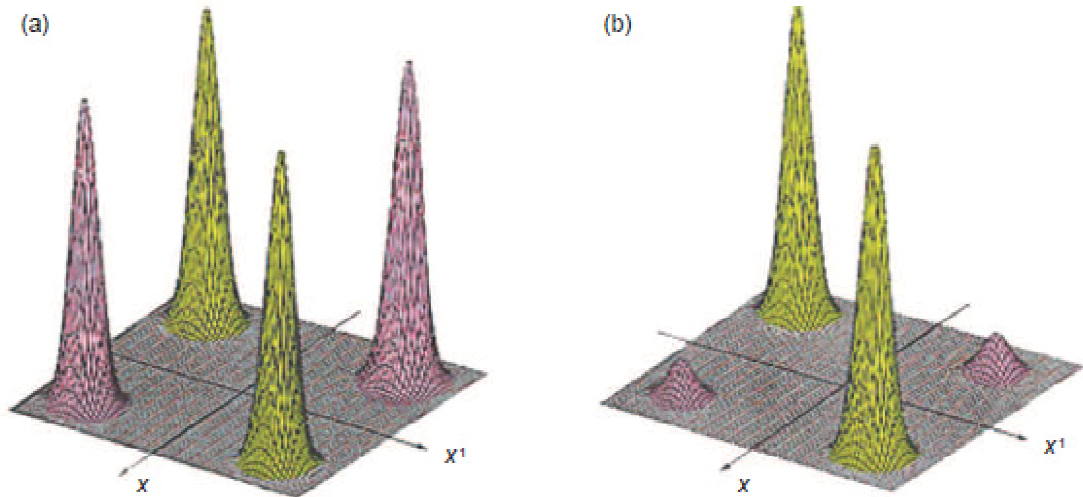


Рис.3. Эволюция матрицы плотности для состояния кота Шредингера на Рис. 2

(а) на этом графике показана матрица плотности для состояния кота на рис. 2 в координатном представлении $\rho(x, x') = \varphi(x)\varphi^*(x')$. Пики вблизи диагонали (зеленые) соответствуют двум возможным координатам частицы.

Пики, удаленные от диагонали (красные), обусловлены квантовой когерентностью. Их существование и размер показывают, что частица находится не в одном из двух приближенных местоположений, а в когерентной суперпозиции.

(б) Декогерентность, индуцированная средой, вызывает распад внедиагональных членов $\rho(x, x')$. Здесь матрица плотности в (а) частично декогерирована.

Дальнейшая декогеренция приведет к матрице плотности только с диагональными пиками. Затем ситуацию можно рассматривать как классическое распределение вероятностей с равной вероятностью нахождения частицы в любом из местоположений, соответствующих гауссовым волновым пакетам.

Эксперименты по декогеренции

Большая часть экспериментов по декогеренции и выводам в различных ситуациях проводилась с 1991 года, а большинство результатов, описанных выше, подтвердились. Обзор результатов можно найти в (Paz and Wojciech Zurek. 2001), а обсуждение выводов относительно скорости декогеренции — в (Anglin et al. 1997).

Возможно, что самые важные моменты развития в изучении декогеренции ещё находятся на экспериментальном фронте. За последнее же десятилетие было проведено несколько экспериментов по исследованию декогерентности в различных системах. В частности, Michel Brune, Serge Haroche, Jean-Michel Raimond и их коллеги из Ecole Normale Supérieure в Париже (Brune et al. 1996,

Haroche 1998) провели серию экспериментов с микроволновыми резонаторами, в которых они манипулировали электромагнитными полями в суперпозиции кота Шредингера с использованием атомов рубидия. Учёные исследовали последующую потерю квантовой когерентности. Эти эксперименты подтвердили основные положения теории декогеренции. С тех пор французские ученые применяют одни и те же методы для реализации различных квантовых процессов в обработке информации. Они находятся в процессе модернизации своего оборудования, чтобы производить “больших и лучших” шредингеровских котов и изучать их декогерентность.

Немного позже Wineland, Monroe и их коллеги (Turchette et al. 2000) использовали ионные ловушки (созданы для реализации фрагмента одной из конструкций квантового компьютера) для изучения декогерентности ионов вследствие излучения. И снова теория подтвердилась, еще больше повысив статус декогеренции как ключевого момента объяснения возникновения классичности и помехи квантовым вычислениям. В дополнение к этим разработкам, которые проверяют различные аспекты декогеренции, индуцированной реальной или моделируемой “большой средой”, Pritchard и его коллеги из Массачусетского технологического института успешно провели последовательность экспериментов с использованием атомной интер-

ферометрии для изучения роли передачи информации между атомами и фотонами (см. Kokořowski et al. 2001 и другие содержащиеся там ссылки). Наконец, “аналоговые эксперименты”, имитирующие поведение уравнения Шредингера в оптике (Cheng and Raymer 1999), исследовали некоторые из труднодоступных уголков пространственных параметров.

В дополнение к этим по существу мезоскопическим экспериментам по декогеренции шредингеровского кота в нескольких лабораториях исследуются конструкции гораздо более существенных “кошек” (например, зеркал в суперпозициях квантовых состояний).

Классический предел квантовой динамики

Уравнение Шредингера было выведено из классической механики в форме Гамильтона-Якоби. Поэтому неудивительно то, что оно дает классические уравнения движения, когда \hbar можно рассматривать как малое. Этот факт, наряду с теоремой Эренфеста, принципом соответствия Бора и родством квантовых коммутаторов с классическими скобками Пуассона, является частью стандартного знания, изложенного в учебниках. Однако установление квантово-классического соответствия включает в себя как состояния, так и уравнения движения. Квантовая механика сформулирована в гильбертовом пространстве, которое может вместить локализованные волновые пакеты с разумными классическими пределами, а также самые причудливые суперпозиции. Напротив, классическая динамика строится в фазовом пространстве.

Для облегчения перехода от квантового к классическому описанию удобно использовать преобразование Вигнера волновой для 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 как функции положения и импульса.

Хотя распределение Вигнера $W(x, p)$ и действительно, но оно может быть отрицательным. Поэтому его нельзя рассматривать как распределение вероятностей. Тем не менее, при интегрировании по одной из двух переменных он дает распределение вероятности для другой переменной (например, $\int W(x, p) dp = |\psi(x)|^2$). Для пакета волны с минимальными неопределенностями $\psi(x) = \pi^{-1/4} \delta^{-1/2} \exp\{- (x - x_0)^2 / 2\delta^2 + ip_0 x / \hbar\}$, распределение Вигнера является гауссовым как для x , так и для p :

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

Это распределение описывает систему, которая локализована как по x , так и по p . Ничто другое, что может предложить гильбертово пространство, не приближается к аппроксимации точки в классическом фазовом пространстве. Распределение Вигнера легко обобщается на случай 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 $\rho(x, x')$ — это, например, матрица плотности обсуждавшейся ранее частицы.

Фазово-пространственная природа преобразования Вигнера предлагает стратегию перехода к классическому описанию поведения: когда $W(x, p)$ представляет собой смесь локализованных волновых пакетов – как в уравнении (21) – её можно рассматривать как классическое распределение вероятностей в фазовом пространстве. Однако, когда состояние действительно квантовое, как суперпозиция на рис. 2, соответствующая функция распределения Вигнера будет иметь знаковое чередование – см. ис.4(a). Это свойство не позволяет рассматривать функцию как распределение вероятностей в фазовом пространстве, а функция Вигнера на рис. 4(a) принимает вид:

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

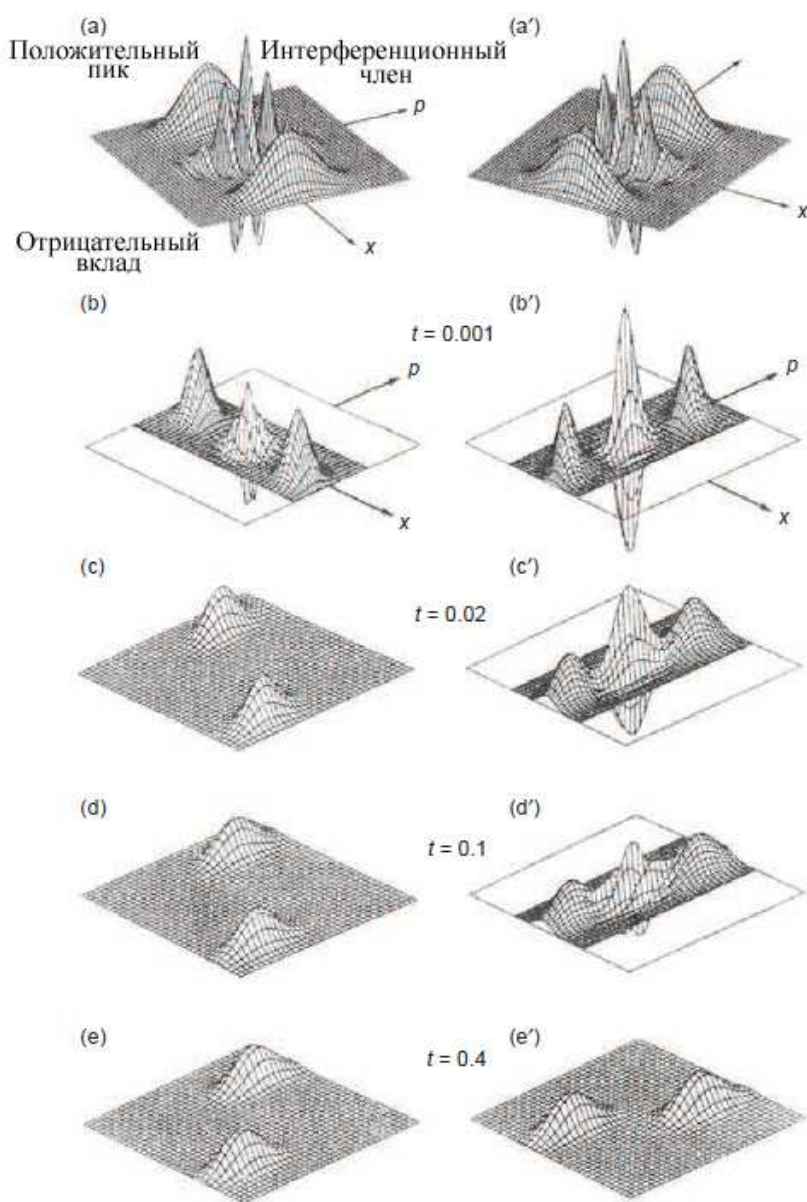
где гауссианы W^+ и W^- преобразования Вигнера гауссовых волновых пакетов χ^+ и χ^- . Если бы основное состояние было смесью χ^+ и χ^- , а не суперпозицией, функция Вигнера была бы описана теми же двумя гауссианами W^+ и W^- , но колебательный член отсутствовал бы.

Рис.4. Распределения Вигнера и декогерентность для когерентных суперпозиций

(a) Распределение Вигнера $W(x, p)$ строится как функция x и p для состояния кота (рис.2). Обратите внимание на два отдельных положительных пика, а также на осциллирующий интерференционный член между ними. Это распределение нельзя рассматривать как классическое распределение вероятностей в фазовом пространстве, поскольку оно имеет отрицательные вклады.

(b–e) Декогеренция производит диффузию в направлении импульса. В результате отрицательная и положительная рябь интерференционного члена в $W(x, p)$ диффундируют друг в друга и гаснут. Этот процесс почти мгновенен для открытых макроскопических систем. В соответствующем пределе функция Вигнера приобретает классическую структуру в фазовом пространстве и эволюционирует в соответствии с уравнениями классической динамики.

(a'–e') Показано аналогичное начальное распределение Вигнера и его эволюция для суперпозиции импульсов. Интерференционные члены исчезают в масштабе времени медленнее, чем продиктованному динамикой системы: декогеренция вызвана связью среды, что связано с отслеживанием положения системы (см. уравнение(16)). Таким образом, для суперпозиции импульсов декогеренция проявится только после того, как разные скорости переместят два пика в разные места.



Уравнение движения для $W(x, p)$ – частицы, связанной с окружающей средой, можно получить из уравнения (17) для $\rho(x, x')$:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \underbrace{-\frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} W'}_{\text{Уравнение Лиувилля}} + \underbrace{\frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial}{\partial p} W}_{\text{"Трение"}} + \underbrace{2\gamma \frac{\partial}{\partial p} p W}_{\text{Декогеренция}} + \underbrace{D \frac{\partial^2 W}{\partial p^2}}_{\text{Декогеренция}}, \quad (24)$$

где V – перенормированный потенциал и $D = 2m\gamma k_B T = \eta k_B T$. Три члена этого уравнения соответствуют трем членам уравнения (17).

Первый член легко идентифицируется как классическая скобка Пуассона $\{H, W\}$, То есть, если $\rho(x, p)$ – знакомая классическая плотность вероятности в фазовом пространстве, то она эволюционирует согласно :

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

где L – оператор Лиувилля. Таким образом, классическая динамика в ее лиувиллевой форме следует из квантовой динамики, по крайней мере, для случая гармонического осциллятора, который строго описывается уравнениями (17) и (24). В более общем случае $V(x)$, скобка Пуассона должна быть дополнена квантовыми коррекциями порядка \hbar . Второй член уравнения (24) представляет собой трение. Последний член показывает диффузию $W(x, p)$ в импульс со скоростью, заданной D .

"Сито предсказуемости"**)**)

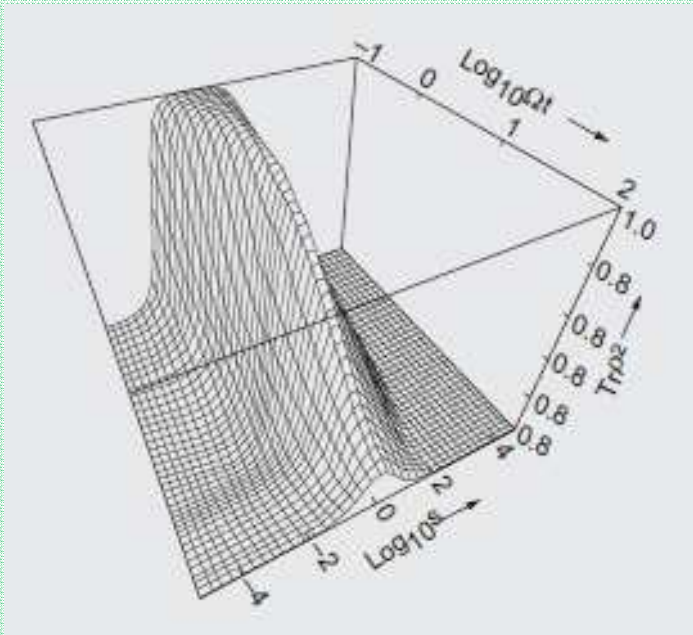


Рисунок А. "Сито предсказуемости" для слабо-затухающего гармонического осциллятора.

Одной из мер предсказуемости является так называемая "чистота" – $\text{Tr} \rho^2$, которая строится как функция времени для смеси волновых пакетов минимальной неопределенности для слабозатухающего гармонического осциллятора с $\gamma/\omega = 10^{-4}$. Волновые пакеты стартуют с различающимися параметрами s . $\text{Tr} \rho^2$ служит мерой "чистоты" приведенной матрицы плотности ρ . "Сито предсказуемости" способствует выделению когерентных состояний с $s = 1$, которые имеют форму основного состояния, то есть одинаковый

разброс по координатам и импульсам при измерении в единицах, естественных для гармонического осциллятора. Поскольку они являются наиболее предсказуемыми (более, чем в собственных энергетических состояниях), ожидается, что они будут играть решающую роль в формировании собственных состояний при переходе от квантового описания к классическому.

С 1991 года понимание возникновения предпочтительных точечных состояний в процессе декогеренции значительно продвинулось вперед. Возможно, самым важным достижением является *дискретная предсказуемость* (Zurek 1993, Zurek et al. 1993) – более общее определение точечных состояний, которые возникают, даже тогда, когда взаимодействия с окружающей средой не доминируют над собственным гамильтониан системы. "Сито предсказуемости" просеивает гильбертово пространство системы, взаимодействующей с окружающей средой, и выбирает наиболее предсказуемые состояния. Ценность "сита предсказуемости" обуславливается тем, что при наблюдениях классические состояния существуют и развиваются предсказуемо. Поэтому выбор квантовых состояний, которые сохраняют предсказуемость, несмотря на связь с окружающей средой, является очевидной стратегией поиска классичности.

Чтобы реализовать "сито предсказуемости", представим в гильбертовом пространстве рассматриваемой системы бесконечно непрерывный список всех чистых состояний $\{|\psi\rangle\}$. Каждое из них эволюционирует согласно своей матрице плотности $\rho_{|\psi\rangle}(t)$. Если система изолирована, все матрицы плотности имеет вид $\rho_{|\psi\rangle}(t) = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|$ проекционных операторов, где $|\psi(t)\rangle$ и является решениями уравнения Шредингера. Но когда система связывается с окружающей средой (то есть система "открыта"), $\rho_{|\psi\rangle}(t)$ превращается в смесь состояний и приобретает ненулевую энтропию фон Неймана. Таким образом можно вычислить $\mathcal{H}(\rho_{|\psi\rangle}(t)) = -\text{Tr}\rho_{|\psi\rangle}(t) \log\rho_{|\psi\rangle}(t)$, определяя тем самым функционал на гильбертовом пространстве \mathcal{H}_S системы: $|\psi\rangle \rightarrow \mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$. Известным способом поиска предсказуемых эффективно

классических состояний является поиск подмножества всех $\{|\psi\rangle\}$, минимизирующих $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ через некоторое, достаточно долгое время t . Когда такие предпочтительные точечные состояния существуют и хорошо определены (то есть с минимумом энтропии $\mathcal{H}(|\psi\rangle, t)$ они значительно отличаются от точечных состояний среднего значения) и достаточно стабильны (то есть после начального времени декогеренции, набор предпочтительных состояний достаточно нечувствителен к точному значению t), и их можно рассматривать как хороших кандидатов на классическую область.

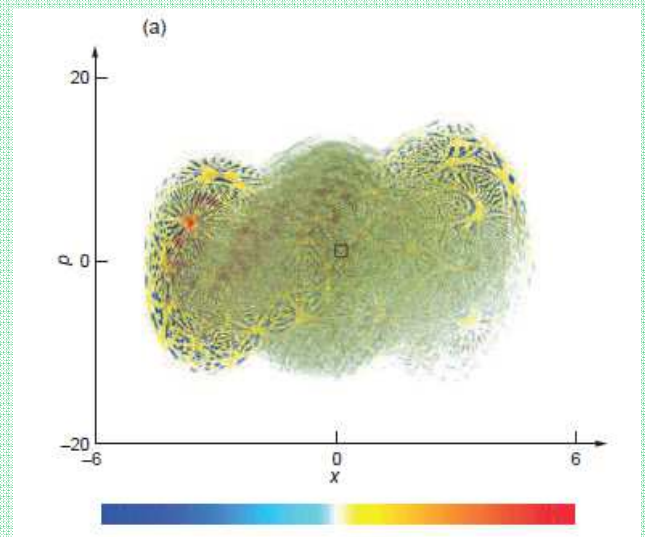
Рис.А иллюстрирует реализацию стратегии "сита предсказуемости" с использованием другой, более простой меры предсказуемости — чистой $\text{Tr}\rho^2$, а не энтропии фон Неймана, которую гораздо сложнее вычислить.

***) Сито в роли фильтра. Прим. редактора

Квантовый хаос и упорядоченность фазового пространственная. Аспекты квантово-классического соответствия

Классическая механика "работает" в фазовом пространстве. Поэтому критически важно показать, что квантовая теория может при наличии декогеренции воспроизвести основную структуру классического фазового пространства, и что она может привести к классической динамике. Доводы, выдвинутые в моей первоначальной работе (1991 год), были полностью подтверждены рядом последующих событий, связанных с этим направлением.

Базовой идеализацией, играющей ключевую роль в классической физике, является понятие "точки". Из-за принципа Гейзенберга $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, квантовая теория не допускает состояний с одновременным исчезновением Δx и Δp . Однако, исследование "сита предсказуемости" показало, что во многих ситуациях, относящихся к классическому пределу квантовой динамики, можно ожидать, что декогеренция, выбирает состояния, локализованные как в Δx , так и в Δp , с минимальной неопределенностью волновых пакетов. По сути, эти волновые пакеты являются квантовой версией точек, которые естественным



образом появляются в слабозатухающих гармонических осцилляторах, связанных с окружающей средой (Zurek et al. 1993, Gallis 1996). Эти результаты также имеют отношение к переходу от "квантов" к "классике" в контексте теории поля с учётом того, что типы выбранных состояний обычно будут отличаться для

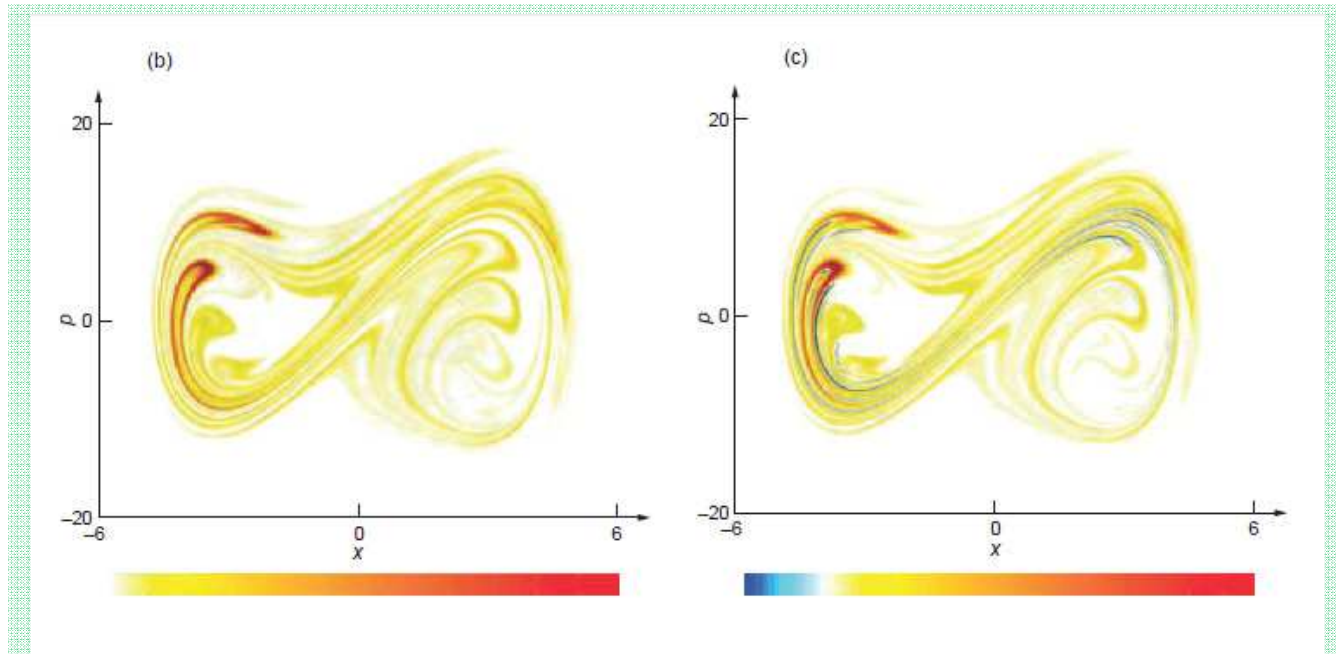


Рис. А. Декогеренция в хаотичной управляемой двойной системе

Численное исследование (Habib et al. 1998) хаотической управляемой двойной системы, 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 приводят к хаотической классической системе с показателем Ляпунова $\lambda \equiv 0.5$. Три снимка, сделанные после 8 периодов воздействия силы, иллюстрируют распределения фазового пространства в (a) квантовом случае, (b) классическом случае и (c) квантовом случае, но с декогеренцией ($D = 0.025$). Начальное условие всегда было одним и тем же гауссовым, а в квантовых случаях состояние было чистым. Интерференционные полосы хорошо видны в (A), что имеет лишь смутное сходство с классическим распределением в (b). Напротив, (c) показывает, что даже небольшая декогеренция помогает восстановить квантово-классическое соответствие. В этом примере длина когерентности l_c меньше, чем типичный масштаб нелинейности, поэтому система находится на границе между квантовой и классической областями. Действительно, следы квантовой интерференции все еще видны в (c) как синие "впадины" или области, где функция Вигнера все еще немного отрицательна. Изменение цвета с красного на синий, показанное на снимках (a) и (c), соответствует изменениям от положительных пиков к отрицательным впадинам. В классическом случае изначально (b) отрицательных впадин нет.

бозонных и фермионных полей (Anglin and Zurek 1996), потому что бозоны и фермионы имеют тенденцию соединяться по-разному в своей среде. Наконец, при подходящих условиях эйнселекция может выделять даже энергетические собственные состояния гамильтониана, что оправдывает восприятие в части "квантовых скачков" (Paz and Zurek 1999).

Квантовый хаос предоставляет интригующую арену для обсуждения квантово-классического соответствия. Начнем с того, что классическая и квантовая эволюции из одних и тех же начальных условий системы приводят к совершенно разным фазово-пространственным картинам. Картина квантового фазового пространства будет зависеть от конкретного используемого представления и есть веские причины в пользу распределения Вигнера. Исследования, использующие распределение Вигнера, показывают, что в момент, когда квантово-классическое

соответствие теряется в хаотической динамике, даже средние значения, вычисленные с использованием свойств классического и квантового состояний, начинают различаться (Karkuszewski et al. 2002).

Однако декогеренция очень эффективно восстанавливает соответствие. Этот момент, первоначально продемонстрированный почти десять лет назад (Zurek and Paz 1994, 1995), с тех пор был полностью подтвержден численными данными (Habib et al. 1998). В основном декогерентность устраняет мелкомасштабную интерференцию, сопровождая быстрое развитие крупномасштабной когерентности в квантовых версиях классически хаотических систем (см. рис. А. Такой исход вполне ожидаем. Для того, чтобы описание квантового мира привести к классическому описанию, длина согласованности l_c квантового состояния должны удовлетворять следующему неравенству:

$l_c = \hbar/(2D\lambda)^{1/2} \ll \chi$, где λ – показатель Ляпунова, D – коэффициент, описывающий скорость декогеренции, χ – характерный размер, на котором потенциал $V(x)$ является существенно нелинейным:

$$\chi \cong \sqrt{\frac{v'}{v'''}}$$

Когда квантовое состояние локализуется на малых масштабах по сравнению с χ (что является следствием неравенства, приведённого выше), эволюция фазового пространства – фактически классическая, но из-за хаоса и декогеренции она становится необратимой и непредсказуемой. Тем не менее, как утверждается в книге Tapmoou Bhattacharya, Salman Habib, and Kurt Jacobs (стр. XX), можно восстановить более или менее классические траектории посредством моделирования непрерывного измерения. Однако это дополнительное включение не "в духе" подхода декогеренции, поскольку оно использует процедуру измерения, не объясняя её.

Удивительным следствием этой линии рассуждений является осознание (Zurek and Paz 1994) того, что второй закон термодинамики – увеличение энтропии в масштабе, заданном динамикой системы, более или менее независимом от силы связи с окружающей средой, является естественным и, действительно, неизбежным следствием декогеренции. Этот

момент был подтвержден в численных исследованиях (Miller and Sarkar 1999, Pattanayak 1999, Monteoliva and Paz 2000).

Другим удивительным следствием изучения функций Вигнера в квантовохаотическом контексте является осознание того, что оно развивают структуру фазового пространства в масштабе, связанном с субпланковским действием $a = \hbar^2/A \ll \hbar$, где A – классическое действие системы, и что планковское действие физически значимо (Zurek 2001b). Это можно увидеть на рис. (а), где маленький черный квадрат с площадью \hbar явно больше, чем самая маленькая "рыбь" на изображении.

Этот момент был в некоторой степени предвосхищен сюжетами с функцией Вигнера для кошек Шредингера (см. рис. 4а и 4а' в этой статье), которые появились в версии этой статьи 1991 *Physics Today* – интерференционный член функции Вигнера имеет субпланковскую структуру.

Многое произошло в установлении фазово-пространственных аспектов квантово-классического соответствия, но многое еще предстоит сделать. Более подробное изложение прошлых достижений и предстоящих задач можно найти в Zurek 2001b).

Классические уравнения движения являются необходимым, но недостаточным компонентом перехода к классическому переходу: мы должны также получить правильную структуру классического фазового пространства, исключив всё, кроме вероятностных распределений хорошо локализованных волновых пакетов. Последний член уравнения (24) оказывает именно такое влияние на неклассический вид $W(x, p)$. Например, функция Вигнера для суперпозиции пространственно локализованных волновых пакетов (рис. 4 (а)) имеет синусоидальную модуляцию по координате импульса, создаваемую осциллирующим членом $\cos((\Delta x/\hbar)p)$. Однако этот член является собственной функцией оператора диффузии $\partial^2/\partial p^2$ в последнем члене уравнения (24). В результате модуляция он "вымывается" диффузией со скоростью

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

Отрицательные области $W(x, p)$ исчезают на временной шкале порядка τ_D , их распределение сохраняет только два пика, которые теперь соответствуют двум классическим альтернативам (см. Рис. 4(а)–4(е)). Функция Вигнера для суперпозиции импульсов, показанная на рис. 4(а'), также декогерируется, поскольку динамика приводит к тому, что полученная разница скоростей гасит колебания по координате, что снова дает две классические альтернативы (см. рис. 4(б') - 4(е')).

Соотношение времен декогеренции и релаксации определяется величиной \hbar^2/m (см. (19)). Поэтому, когда m велико, а \hbar мало, τ_D может быть почти нулевым, декогеренция может быть почти мгновенной, а время движение небольших участков, которые соответствуют распределению вероятностей в классическом фазовом пространстве в гладком потенциале, становится обратимым. Эта идеализация ответственна за нашу веру в классическую механику и, в более общем плане, за многие аспекты нашей веры в классическую реальность.

Обсуждение выше показывает, что декогеренция и переход от квантового мира к классическому (как правило, рассматривается как нечто эзотерическое) является неизбежным следствием погружения системы в среду. Правда, наши соображения основывались на довольно специфической модели — частице в "тепловой ванне" гармонических осцилляторов. Однако это часто является разумной приближенной моделью для многих более сложных систем. Более того, наши ключевые выводы, такие как соотношение между временами декогеренции и релаксации в уравнении (19), не зависят от каких-либо особенностей модели. Таким образом, можно надеяться, что вязкость и результирующая релаксация всегда подразумевают декогерентность и что переход от квантового к классическому всегда можно ожидать в масштабе времени порядка вышеуказанных оценок.

Квантовая теория классической реальности

Классическую реальность можно определить исключительно в терминах классических состояний, подчиняющихся классическим законам. В нескольких предыдущих разделах мы видели, как эта реальность возникает из субстрата квантовой физики: открытые квантовые системы принуждаются к состояниям, описываемым локализованными волновыми пакетами. Они подчиняются классическим уравнениям движения, хотя и флуктуациями, имеющими квантовое происхождение. Что еще можно добавить ?

Споры относительно интерпретации квантовой физики возникают из-за противоречия между предсказаниями уравнения Шредингера и нашим восприятием. Поэтому я завершаю эту статью, вновь обратившись к источнику проблемы — к нашему осознанию определенных результатов. Если бы ментальные процессы были по существу нефизическими, не было бы никакой надежды сформулировать и решить в контексте физики окончательный вопрос: почему мы воспринимаем только одну из квантовых альтернатив? Действительно, может возникнуть соблазн последовать примеру Юджина Вигнера (1961) и оставить за сознанием последнее слово в разрушении вектора состояния. Я предполагаю обратное. То есть я рассматриваю идею о том, что все высшие психические процессы соответствуют четко определенным, но в настоящее время плохо понимаемым функциям обработки информации нашим мозгом, которые выполняются физическими системами.

Однако, описанное должным образом осознание становится восприимчивым к физическому анализу. В частности, процесс декогеренции, описанный выше, обязательно влияет на состояния мозга: соответствующие наблюдаемые отдельных нейронов, включая химические концентрации и электрические потенциалы, макроскопичны. Они подчиняются классическим диссипативным уравнениям движения. Таким образом, любая квантовая суперпозиция состояний нейронов будет уничтожена слишком быстро, чтобы мы могли осознать происходящее. Декогеренция, или, точнее, вызванный окружающей средой суперселекция, применима и к нашим собственным "состояниям ума".

Можно еще спросить, почему предпочтительный базис нейронов коррелирует с классическими наблюдаемыми нашей Вселенной. В конце концов, было бы намного легче поверить в квантовую физику, если бы мы могли приспособить наши чувства воспринимать неклассические суперпозиции. Одна из очевидных причин заключается в том, что выбор доступных гамильтонианов взаимодействия предельно, что ограничивает выбор обнаруживаемых наблюдаемых. Есть, однако, еще одна причина, по которой акцент на классике должен сыграть

решающую роль: наши чувства не эволюционируют с целью проверки квантовой механики. Скорее, они развивались в процессе, в котором выживание наиболее приспособленных видов играло центральную роль. Нет причины для эволюции восприятия, когда ничего нельзя получить из предсказания. И, как показывает "сито предсказуемости", только квантовые состояния, устойчивые, несмотря на декогерентность, и, следовательно, эффективно классические, имеют предсказуемые последствия. И, действительно, классическую реальность можно считать почти синонимом предсказуемости.

Нет никаких сомнений в том, что процесс декогеренции, описанный в этой статье, является важным элементом общей картины – центральной для понимания перехода от квантового описания к классическому. Декогеренция разрушает суперпозиции. Среда индуцирует, по сути, правила суперселекции, что препятствует наблюдению определенных суперпозиций. Классическими могут стать только те состояния, которые пошли через этот процесс.

Еще меньше сомнений в том, что общее направление исследования будет расширяться, поскольку необходимо проделать большую работу как по техническим вопросам (таким, как изучение более реалистичных моделей, которые могут привести к дополнительным экспериментам), так и по проблемам, требующим нового концептуального вклада (таким, как определение того, что представляет собой "система" или ответ на вопрос о том, как наблюдатель вписывается в общую картину).

Декогеренция полезна в рамках любой из двух интерпретаций: она может дать определение ветвей в интерпретации многих миров Эверетта, но она также может очертить и границу, которая так важна с точки зрения Бора. И если есть урок, который можно извлечь из того, что мы уже знаем о таких вещах, то это то, что информация и ее передача играют ключевую роль в квантовой Вселенной.

Естественные науки строились на негласном предположении: информацию о Вселенной можно получить, не меняя ее состояния. Идеал "твердой науки" состоял в том, чтобы быть объективной и давать описание реальности. Информация рассматривалась как нефизическая, нематериальная, простая запись осязаемой, материальной Вселенной, отражение, существующее вне и существенно отделенное от области, управляемой законами физики.

Эта точка зрения уже не выдерживает критики (Landauer 1991). Квантовая теория положила конец Лапласовской мечте о механистической Вселенной. Наблюдатели квантовых явлений больше не могут быть просто пассивными наблюдателями. Квантовые законы делают невозможным получение информации без изменения состояния измеряемого объекта. Граница между тем, что есть, и тем, что известно, стерта навсегда. Упраздняя эту границу, квантовая теория одновременно лишила "сознательного наблюдателя" монополии на получение и хранение информации: любая корреляция является регистрацией, любое квантовое состояние – записью какого-либо другого квантового состояния. Когда корреляции достаточно устойчивы или запись достаточно нестираема, знакомая классическая "объективная реальность" возникает из квантового субстрата. Более того, даже минутное взаимодействие с окружающей средой, практически неизбежное для любого макроскопического объекта, установит такую корреляцию: окружающая среда, по сути, измерит состояние объекта, и этого достаточно, чтобы разрушить квантовую когерентность. Таким образом, декогеренция играет жизненно важную роль в облегчении перехода от квантового описания к классическому.

Экзистенциальная интерпретация

Квантовая теория классической реальности значительно продвинулась с 1991 года. В настоящее время достигнутые результаты известны как экзистенциальная интерпретация (Zurek 2001a). Основное различие между квантовым и классическим состояниями состоит в том, что объективное существование последнего можно считать само собой разумеющимся. То есть классические состояния системы могут быть просто "обнаружены" наблюдателем, изначально не знающим ни одной из ее характеристик. Напротив, квантовые состояния сугубо изменчивы: наблюдатель в принципе не может обнаружить неизвестное квантовое состояние, не нарушив его. Единственное исключение из этого правила возникает, когда наблюдатель заранее знает, что неизвестное состояние — одно из собственных состояний, определяемых наблюдаемых. Тогда и только тогда возможно неразрушающее измерение (Caves et al. 1980) наблюдаемой и измерение может быть произведено таким образом, чтобы другой наблюдатель, который знал исходное состояние, не заметил бы никаких возмущений при проведении подтверждающего измерения.

Если неизвестное состояние не может быть обнаружено, как это действительно имеет место для изолированных квантовых систем, тогда это убедительно свидетельствует о том, что такие состояния субъективны и что векторы этих квантовых состояний — просто записи знаний наблюдателя о состоянии фрагмента универсума (Fuchs and Peres 2000). Однако эйнселекция способна преобразовывать такие изменчивые и "нереалистичные" квантовые состояния в определенность элементов реальности. Со времени первых обсуждений (Zurek 1993, 1998, 2001a) было разработано несколько способов аргументации этой точки зрения. По сути, все они полагаются на эйнселекцию и появление предпочтительного набора собственных состояний. Таким

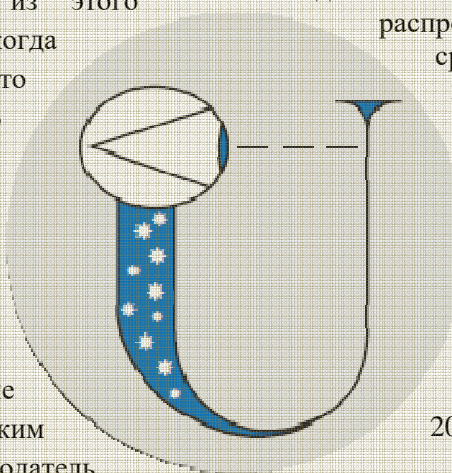
образом, наблюдатели, осведомленные о виде гамильтониана (который является "объективной" наблюдаемой и может быть обнаружен без "особого ущерба", а в реальном мире достаточно хорошо известен заранее), также могут угадать наборы предпочтительных собственных состояний (если они существуют) и таким образом обнаружить ранее существовавшее состояние системы.

Один из способов понять объективное существование, вызванное окружающей средой — признать, что наблюдатели, особенно люди, никогда ничего не измеряют напрямую. Вместо этого большая часть наших данных об универсуме получается тогда, когда информация о представляющих интерес незамкнутых подсистемах перехватывается и распространяется в окружающей среде. Среда записывает информацию преимущественно о состояниях указателя, поэтому только эта информация и доступна. Этот аргумент можно подтвердить на более строгих и простых моделях, адекватность которых можно более тщательно и количественно оценить (Zurek 2000, 2001a).

Это область постоянных исследований. Получение информации о системах из фрагментов окружающей среды приводит к так называемой условной квантовой динамике, к дисциплине, связанной с квантовыми траекториями (Carmichael 1993).

В частности, можно показать, что "сито предсказуемости" работает также в этой дисциплине (Dalvit et al. 2001).

Ответ на общий и открытый вопрос интерпретации квантовой физики — "о смысле волновой функции", кажется, частично получен в связи с последними событиями. В качестве возможных ответов обычно указываются две альтернативы. Возможность того, что вектор состояния является исключительно записью знаний наблюдателя (гносеологический подход), часто связывают с копенгагенской интерпретацией (Bohr 1928). Проблема, связанная с этим подходом, заключается в том, что нет единого описания универсума в



целом, а классическая область универсума является необходимой предпосылкой. Поэтому необходимыми являются как классическая, так и квантовая теория, и граница между ними, в лучшем случае, плохо определена. Альтернативой является рассмотрение вектора состояний как сущности (онтологический подход), то есть как твердого описания состояния универсума, сродни классическим состояниям. Но в этом случае (в пользу сторонников интерпретации многих миров Эверетта) все, что согласуется с вектором универсального состояния, должно рассматриваться как одинаково “реальное”.

Взгляд, который, по-видимому, вытекает из теории декогерентности, в некотором смысле находится где-то между этими двумя крайностями. Квантовые векторы состояния могут быть реальными, но только тогда, когда принцип суперпозиции — краеугольный камень квантового поведения, “выключен” эйнселекцией. Тем не менее, эйнселекция вызвана передачей информации о выбранных наблюдаемых. Следовательно, онтологические особенности векторов состояний — объективное существование выделенных состояний, приобретаются посредством гносеологической “передачи информации”.

Очевидно, что многое еще предстоит сделать. Столь же очевидно, однако, что декогерентность и эйнселекция должны остаться. Они ограничивают возможные решения после квантово-классического перехода способом, наводящим на мысль о еще более радикальном взгляде на конечную интерпретацию квантовой теории, в которой информация, по-видимому, призвана играть центральную роль. Дальнейшее спекулятивное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи, но оно, безусловно, будет выдвинуто на первый план (парадоксально), возможно, наиболее многообещающими приложениями квантовой физики к обработке информации. Действительно, квантовые вычисления неизбежно ставят вопросы, которые исследуют саму суть различия между квантовым и классическим. Это развитие является примером непредсказуемости и прозорливости процесса научного открытия: вопросы, первоначально заданные по самым непрактичным из причин — вопросы о парадоксе ЭПР, квантово-классическом переходе, роли информации и интерпретации вектора квантового состояния — стали актуальными для практических приложений, таких как квантовая криптография и квантовые вычисления.

Благодарности

Я хотел бы поблагодарить Джона Арчибальда Уилера за множество вдохновляющих и приятных дискуссий на тему “Квант” и Хуана Пабло Пазу за удовольствие от многолетнего сотрудничества по теме.

Для дальнейшего чтения

- 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. Rogier. 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. 1. 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 (5430): 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. Spälter, 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. Schrodinger’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. Beyer. 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.



Войцех Хуберт Зурек (Wojciech Hubert Zurek) получил образование в Кракове, в Польше (магистр естественных наук в физике (1974)) и в Остине, штата Техас (доктор философии в области физики (1979)). Он был ассистентом Ричарда Чейза Толмана в Калифорнийском технологическом институте, и Роберта Оппенгеймера – в Лос-Аламосской Национальной лаборатории. В 1996 году Войцех был избран научным сотрудником Лос-Аламосской Национальной лаборатории. Он является иностранным сотрудником программы космологии Канадского института передовых исследований и основателем информационной сети по сложности, энтропии и физике Института Санта-Фе. Его научные интересы включают декогерентность, физику квантовой и классической информации, основы статистической и квантовой физики и астрофизики.

<https://public.lanl.gov/whz/>