

Герард 'т Хоофт

"Интерпретация клеточных автоматов в квантовой механике"¹

Вёрстка и перевод:

магистрант

ЕРМОЛЕНКО И. П.

Волгоград
2020 г.

¹G. 't Hooft, The Cellular Automaton Interpretation of Quantum Mechanics, Fundamental Theories of Physics 185, [DOI](#)

Эта книга никоим образом не предназначена для замены стандартной теории квантовой механики. Читателю, еще не досконально знакомому с основными понятиями квантовой механики, рекомендуется сначала изучить эту теорию из рекомендуемых учебников, и только потом приступать к чтению книги, чтобы узнать, что доктрина называемая «квантовой механикой» рассматривается как часть чудесного математического механизма, который помещает физические явления в более широкий контекст, и только потом, как теория природы.

Нынешняя версия была тщательно изменена. Были добавлены некоторые новинки, такие как нетрадиционный взгляд на стрелу времени, а другие аргументы были дополнительно уточнены. Книга теперь разделена на две части. Часть I посвящена многим концептуальным вопросам, не требующим чрезмерных расчетов. Часть II добавляет к этому наши методы расчета, иногда возвращаясь к концептуальным вопросам. неизбежно, текст в обеих частях часто будет относиться к обсуждениям в другой части, но они могут быть изучены отдельно. Эта книга не роман, который должен быть прочитан от начала до конца, а коллекция описаний и произвольностей, которые будут использоваться в качестве ссылки. Различные части могут быть прочитаны в случайном порядке. Некоторые аргументы повторяются несколько раз, но каждый раз в другом контексте.

Содержание

I	Интерпретация клеточного автомата: общая доктрина	4
1	Мотивация	4
1.1	Зачем нужна интерпретация	6
1.2	Наброски идей раскрытых в части I	9
1.3	Философия 19-го века	12
1.4	Краткая история клеточного автомата	14
1.5	Современные представления о квантовой механике	16
1.6	Примечания	17
2	Детерминированные модели в квантовой нотации	18
2.1	Базовая структура детерминированных моделей	18
2.1.1	Операторы: Бытия, Изменчивости, Сверхневозможности	21
2.2	Модель Зубчатого Колеса	21
2.2.1	Обобщения модели зубчатого колеса: зубчатые колеса с N зубцами	23
2.2.2	Наиболее общие детерминированные, обратимые во времени, конечные модели	25
3	Интерпретации квантовой механики	26
3.1	Копенгагенская доктрина	27
3.2	Точка зрения Эйнштейнианца	29
3.3	Понятия не допустимые в CAI	31
3.4	Коллапс волновой функции и кот Шредингера	32
3.5	Декогеренция и правило Борна	34
3.6	Теорема Белла, неравенства Белла и CHSH-неравенство	35
3.7	The Mouse Dropping Function	40
3.7.1	Сохранение онтологии и скрытая информация	41
3.8	Свободная воля и инверсия времени	43
4	Детерминистическая квантовая механика	45
4.1	Вступление	45
4.2	Пересмотр классического предела	48
4.3	Правило вероятности Борна	49
4.3.1	Использование шаблонов	49
4.3.2	Вероятности	51
5	Краткое описание интерпретации КА	52
5.1	Обратимые по времени клеточные автоматы	52
5.2	ТеКА и ИнКА	54
5.3	Мотивация	56
5.3.1	Волновая функция Вселенной	59
5.4	Правила	60
5.5	Особенности интерпретации клеточного автомата (CAI)	63
5.5.1	Beables, Changeables и Superimposables	64
5.5.2	Наблюдатели и Наблюдаемые	65

5.5.3	Скалярные произведения шаблонных состояний	66
5.5.4	Матрицы плотности	67
5.6	Гамильтониан	67
5.6.1	Локальность	68
5.6.2	Двойная роль гамильтониана	69
5.6.3	Энергетический базис	70
5.7	Разное	71
5.7.1	Оператор обмена Земля-Марс	71
5.7.2	Отказ от локальной контрфактуальной определенности и свободы воли	72
5.7.3	Запутанность и Супердетерминизм	73
5.7.4	Принцип суперпозиции в квантовой механике	75
5.7.5	Вакуумное состояние	76
5.7.6	Замечание о шкалах	77
5.7.7	Экспоненциальный спад	78
5.7.8	Один фотон, проходящий через последовательность поляризаторов	79
5.7.9	Двухщелевой эксперимент	80
5.8	Квантовый компьютер	81

Часть I

Интерпретация клеточного автомата: общая доктрина

1 Мотивация

Эта книга о теории, и о интерпретации. О теории, в ее нынешнем виде, весьма спекулятивной. Она рождена из неудовлетворенности существующими объяснениями устоявшегося факта, состоящего в том, что наша Вселенная контролируется законами квантовой механики. Квантовая механика выглядит странно, но тем не менее она обеспечивает очень прочную основу для выполнения расчетов всех видов, которые объясняют особенности атомного и субатомного мира. Теория, разработанная в этой книге, исходит из предположений, которые, на первый взгляд, кажутся естественными и понятными, и мы считаем, что они могут быть очень хорошо обоснованными.

Независимо от того, является ли теория абсолютно правильной, частично правильной или вусмерть неправильной, можно заинтересоваться тем, как она соотносится с квантовой механикой. Мы предполагаем существование определенной "реальности лежащей в основе квантово-механических описаний. Предположение о существовании этой реальности приводит к довольно приземленной интерпретации того, что нам говорят квантово-механические расчеты. Интерпретация работает красиво и, кажется, удаляет некоторые трудности, возникающие в других описаниях того, как можно интерпретировать измерения и их выводы. Мы предлагаем такое толкование, которое, по нашему мнению, превосходит другие существующие догмы.

Тем не менее, многочисленные обширные исследования предоставили очень веские доказательства того, что предположения, которые вошли в нашу теорию, не могут быть полностью правильными. Самые ранние аргументы исходили от фон Неймана, но позже они вызывали оживленные обсуждения [6, 15, 49]. Наиболее убедительные аргументы пришли из теоремы Джона С. Белла, сформулированные с точки зрения неравенств, которые должны иметь место для любой локальной классической интерпретации квантовой механики, но сильно нарушаются квантовой механикой. Позже было найдено много других вариаций основной идеи Белла, некоторые из которых были еще более мощными. Мы будем обсуждать их неоднократно и подробно в этой работе. В принципе, все они, казалось, указывают в одном направлении: большинство исследователей утверждает, что законы природы не могут быть описаны локальным, детерминированным автоматом. Так для чего эта книга?

Существует несколько причин, по которым автор продолжает придерживаться своих предположений. Первая причина заключается в том, что они очень хорошо сочетаются с квантовыми уравнениями различных очень простых моделей. Похоже, что сама природа говорит нам: "Подождите, этот подход не так уж и плох!". Вторая причина заключается в том, что можно рассматривать наш подход просто как первую попытку более реалистического, чем в других существующих подходах, описания природы. Мы всегда можем позже добавить некоторые навороты, вводящие неопределенность, нивелируя конфликт с вышеупомянутыми теоремами; эти ухищрения могут сильно отличаться от того, что ожидают многие эксперты, но в любом случае, мы могли бы выйти

из этой борьбы победителями. Возможно, есть тонкая форма нелокальности в клеточных автоматах, возможно, есть какая-то квантовая изюминка в граничных условиях. Почему неравенства Белла должны запрещать мне исследовать этот закоулок? Я вот нахожу это неожиданно интересным.

Но есть и третья причина. Есть сильное подозрение, что все те "модели со скрытыми переменными" которые сравнивают с мысленными и реальными экспериментами ужасно наивны.² По настоящему детерминированные теории еще не исключены. Это теории из которых следует, что не только все наблюдаемые явления, но и сами наблюдатели контролируются детерминированными законами. Они, конечно, не имеют "свободной воли" их действия все имеют корни в прошлом, даже в далеком прошлом. Позволить наблюдателю иметь свободную волю, то есть допустить возможность независимости выбора от окружающей Вселенной, принципиально невозможно.³

Понятие утверждающее, что действия экспериментаторов и наблюдателей контролируются детерминистскими законами, называется супердетерминизмом. При обсуждении этих вопросов с коллегами у автора сложилось четкое впечатление, что именно здесь у многих срабатывает предвзятость с последующей выработкой запрещающих теорем.⁴ Спешим добавить, что мы не первые, кто выдвигает подобные предположения [50 51]. Белл заметил, что супердетерминизм может обеспечить лазейку в его теореме, но, как и большинство современных исследователей, он не повременил, чтобы окрестить ее "абсурдной". Однако, как мы надеемся продемонстрировать, супердетерминизм может оказаться не столь абсурдным, как кажется. В любом случае, осознание такого рода фактов проливает новый свет на наши вопросы, и автор очень воодушевлен на продолжение изысканий.

Сказав все это, я признаю, что то, что у нас есть, все еще только теория. Она не застрахована от критики, и собственно, очень даже активно ей подвергается. Я знаю, что некоторые читатели не будут убеждены. Если же мне удастся заинтересовать остальных, или даже вызвать у кого-то энтузиазм, то моя цель была достигнута. В несколько худшем сценарии, мои идеи будут просто использоваться в качестве наковальни, на которой другие следователи будут точить свои собственные, высшие взгляды. В то же время, мы разрабатываем математические понятия, которые кажутся последовательными и красивыми. Неудивительно, что мы сталкиваемся и с некоторыми проблемами в формализме, которые мы стараемся как можно точнее сформулировать. Они указывают на то, что проблема генерации квантовых явлений из классических уравнений на самом деле довольно сложна. Трудность в том, что, хотя все классические модели можно переформулировать в некоторые "квантовые системы" которые не имеют локального и ограниченного снизу Гамильтониана. Вполне возможно, что модели, которые произво-

² Действительно, в своем стремлении исключить локальные, реалистичные и/или детерминированные теории, авторы редко утруждаются как следует определить, что эти теории из себя представляют.

³ Позже в этой книге мы заменяем «свободную волю» менее эмоциональной, но более точной концепцией, которая, как можно видеть, приводит к тем же очевидным коллизиям, но более податлива к математической обработке.

⁴ Следует уточнить наше понимание термина "детерминизм". Он всегда будет использоваться в том смысле, что: "ничего не происходит по воле случая (не существует абсолютной (объективной) случайности); все физические процессы полностью контролируются законами". Таким образом, основные законы Природы всегда регулируются определенностью, а не вероятностями, в отличие от сегодняшнего понимания квантовой механики. Ни детерминизм, ни "супердетерминизм" не подразумевают "предопределенность" в том смысле, что есть возможность точно предсказывать будущее, поскольку ни один человек и ни одна машина не могут рассчитывать быстрее, чем сама Природа.

дят приемлемые Гамильтонианы, потребуют включения гравитационных эффектов без возмущений, чей формализм в настоящее время недостаточно проработан.

Маловероятно, по мнению автора, что эти сложные схемы можно разгромить всего несколькими строками, как утверждают некоторые.⁵ Вместо этого, следовало бы прибегнуть к интенсивному расследованию. Как уже говорилось, теория с хорошим фундаментом, как правило, имеет элегантную основу, что можно сказать о интерпретации клеточного автомата квантовой механики. Как будет показано, мы можем получить Гамильтонианы почти что даже локальные и ограниченные снизу. Эти модели похожи на квантованные теории поля, которые, как хорошо известно, также страдают от математических недостатков. Мы утверждаем, что эти недостатки в квантовой теории поля, с одной стороны, и наш способ обработки квантовой механики, с другой, могут быть на самом деле связаны друг с другом. Кроме того, можно задаться вопросом, зачем вообще требовать локальности квантовой модели, пока лежащая в ее основе классическая модель явно локальна по конструкции. Что мы точно подразумеваем под всем этим будет объяснено, в основном в части II, где мы позволяем себе выполнить подробные расчеты.

1.1 Зачем нужна интерпретация

Открытие квантовой механики, возможно, было самой важной научной революцией 20-го века. По-видимому не только мир атомов и субатомных частиц полностью управляется правилами квантовой механики, но и миры физики твердого тела, химии, термодинамики, и все радиационные явления могут быть поняты только при соблюдении законов квантов. Успехи квантовой механики феноменальны, и, кроме того, в теории, царит восхитительная и безупречная внутренняя математическая логика. Ничего удивительного в том, что это великое научное достижение привлекло внимание и ученых из других областей, и философов, и общественности в целом. Поэтому, возможно, несколько любопытно, что даже спустя почти целое столетие физики все еще не вполне согласны с тем, что теория говорит нам и чего она нам не говорит о реальности.

Причина, по которой квантовая механика работает так хорошо, заключается в том, что практически во всех областях ее применения именно то, что означает реальность, оказывается нематериальным. Все, что говорит эта теория, касается реальности результатов эксперимента. Квантовая механика точно говорит нам, чего следует ожидать, как эти результаты могут быть распределены статистически и как они могут быть использованы для вывода деталей внутренних параметров явления. Основным объектом исследований здесь являются элементарные частицы. Была разработана теория⁶, так называемая стандартная модель, которая требует спецификации около 25 внутренних констант природы - параметров, которые не могут быть предсказаны с использованием современных знаний. Большинство этих параметров можно было определить по результатам экспериментов с различной точностью.

Итак, квантовая механика со всеми ее особенностями по праву считается одним из самых глубоких открытий в области физики, революционизировавшим наше понимание многих особенностей атомного и субатомного мира.

⁵В различных разделах этой книги, мы объясняем, что не так с этими «несколькими строками».

⁶Взаимозаменяемо, мы используем слово «теория» для самой квантовой механики и для моделей взаимодействия частиц; поэтому, возможно, было бы лучше сослаться на квантовую механику как на структуру, помогающую нам в разработке теорий для подсистем, но мы ожидаем, что использование нами понятия «теория» не должно вызывать путаницы.

Но физика еще до конца не раскрыта. Несмотря на некоторые чрезмерно восторженные заявления перед самым началом века, *Теория Всего* еще не была открыта, и есть другие открытые вопросы, напоминающие нам, что физики еще не закончили свою работу. Поэтому, воодушевленные великими достижениями, которые мы наблюдали в прошлом, ученые продолжают идти по пути, который был столь успешным. Разрабатываются новые эксперименты и новые теории, каждая из которых отличается все большей искусностью и изобретательностью. Мы хорошо научились включать каждую часть знаний, полученных в прошлом, в наши новые теории и даже в наши более дикие идеи.

Но тогда возникает вопрос стратегии. По каким дорогам нам следует идти, если мы хотим поставить на место последние кусочки нашей головоломки? Или даже: как по нашим представлениям эти последние части мозаики будут выглядеть? И в частности: должны ли мы ожидать, что конечная будущая теория будет квантово-механической?

Именно в этот момент мнения среди исследователей расходятся, как и должно быть в науке, поэтому мы не жалуемся. Напротив, нас вдохновляют поиски с предельной сосредоточенностью именно в тех местах, где никто раньше не брал на себя труд искать. Предметом этой книги является "реальность стоящая за квантовой механикой. Мы подозреваем, что это может сильно отличаться от того, что можно прочесть в большинстве учебников. Мы на самом деле отстаиваем идею, что это может быть проще, чем все, что можно прочесть в учебниках. Если это действительно так, то это может значительно облегчить наш поиск лучшего теоретического понимания.

Многие из идей, выраженных и разработанных в этом трактате, очень просты. Очевидно, что мы не первые, кто отстаивает такие идеи. Причина, по которой редко можно услышать об очевидных и простых наблюдениях, которые мы сделаем, заключается в том, что они были сделаны много раз, в недавнем и более древнем прошлом [86], и впоследствии были категорически отвергнуты.

Основная причина, по которой они были отклонены, заключается в том, что они были неудачными; классические детерминистские модели, которые дают те же результаты, что и квантовая механика, были разработаны, адаптированы и модифицированы, но все, что было предпринято, в конечном итоге выглядело намного уродливее, чем оригинальная теория, которая была простой квантовой механикой без лишних преукрашений. Квантово-механическая теория, описывающая релятивистские субатомные частицы, называется квантовой теорией поля (см. 20), и она подчиняется таким фундаментальным условиям, как причинность, локальность и унитарность. Требование всех этих желательных свойств было ядром успехов квантовой теории поля, и это в конечном счете дало нам Стандартную модель субатомных частиц. Если мы попытаемся воспроизвести результаты квантовой теории поля в терминах некоторой детерминированной базовой теории, то, по-видимому, придется отказаться по крайней мере от одного из этих требований, что снимало бы большую часть красоты общепринятой теории; гораздо проще этого не делать, и поэтому легче пожертвовать "классичностью".

Существование классического мира, лежащего в основе квантовой механики, считается не только излишним, но и невозможным. Ничего удивительного в том, что исследователи с презрением морщат носы. Правда для начала им следовало бы доказать невозможность детерминированных моделей, которые были бы предназначены для воспроизведения типичных квантово-механических эффектов. Одним из способов сделать это было обратиться к знаменитому мысленному эксперименту, разработанному Эйнштейном, Подольским и Розеном [33, 53]. Этот эксперимент предполагал, что квантовые частицы связаны не только с волновой функцией; чтобы заставить квантовую механику

ку описать "реальность казалось, требовались какие-то "скрытые переменные". Можно было доказать, что такие скрытые переменные противоречат друг другу. Мы называем это "теоремой о запрете". Самым известным и самым основным примером была теорема Белла[6]. Как мы уже упоминали, Белл изучил корреляции между измерениями запутанных частиц и обнаружил, что, если начальное состояние для этих частиц выбрано достаточно общим, корреляции, найденные в конце эксперимента, как предсказано квантовой механикой, никогда не могут быть воспроизведены носителями информации, которые транспортируют классическую информацию. Он выразил это в терминах так называемых неравенств Белла, позднее расширенных как неравенство CHSH[20]. Они подчиняются любой классической системе, но сильно нарушаются квантовой механикой. Казалось неизбежным сделать вывод, что мы должны отказаться от производства классических, локальных, реалистических теорий. Их не существует.

Так зачем же настоящий трактат? Почти каждый день мы получаем письма от физиков-любителей, в которых они объясняют нам, почему существующая наука ошибочна и как, по их мнению, должна выглядеть "Теория всего". Теперь может показаться, что я ступаю по их стопам. Не хочу ли я сказать, что почти сто лет исследований квантовой механики были потрачены впустую? Нисколько. Я настаиваю на том, что последнее столетие исследований привело к великолепным результатам, и единственное, чего не хватало до сих пор, - это более радикального описания того, что было найдено. Не уравнения были неправильными, не технология, а только формулировка того, что часто называют копенгагенской интерпретацией, должна быть заменена. До сих пор теория квантовой механики состояла из набора очень строгих правил относительно того, как амплитуды волновых функций относятся к вероятностям различных результатов эксперимента. Было подчеркнуто, что они не имеют в виду "то, что происходит на самом деле". Не следует спрашивать, что происходит на самом деле, следует довольствоваться предсказаниями относительно результатов экспериментов. Мысль о том, что такой "реальности" вообще не должно существовать, звучит загадочно. Я намерен удалить из квантовой теории все до единой частицы мистики, и мы все равно намерены вывести факты о реальности.

Квантовая механика - один из самых блестящих результатов одного столетия науки, и я не намерен заменять ее каким-то изуродованным вариантом, каким бы незначительным ни было это увечье. Большинство учебников по квантовой механике нигде не нуждаются в малейшем пересмотре, за исключением, пожалуй, тех случаев, когда в них говорится, что вопросы о реальности запрещены. Все практические расчеты по многочисленным ошеломляющим квантовым явлениям можно оставить как есть. Действительно, в довольно многих конкурирующих теориях интерпретации квантовой механики авторы вынуждены вводить нелинейности в уравнение Шредингера или нарушения правила Борна, которые будут недопустимы в этой работе. Что касается "запутанных частиц" то, поскольку известно, как на практике возникают такие состояния, их странное поведение должно быть полностью учтено в нашем подходе. "Коллапс волновой функции" является типичной темой обсуждения, где некоторые исследователи считают, что требуется модификация уравнения Шредингера. Мы также находим удивительно естественные ответы на вопросы, касающиеся "кошки Шредингера" и "стрелы времени". А что касается теорем о запрете, то автор видит некоторые из них, преградами на пути дальнейшего прогресса. А также всегда нужно принимать во внимание предположения и оговорки в модели (как мелкий шрифт в контракте).

1.2 Наброски идей раскрытых в части I

Наша отправная точка будет чрезвычайно простой и понятной, на самом деле настолько, что некоторые читатели могут просто заключить, что я схожу с ума. Однако вопросы такого рода, которые я буду задавать, неизбежно возникают на начальном этапе. Мы начинаем с любой классической системы, которая смутно похожа на нашу Вселенную, с намерением усовершенствовать ее всякий раз, когда это потребует. Понадобятся ли нам нелокальные взаимодействия? Нужна ли нам потеря информации? Должны ли мы включить какую-то версию гравитационной силы? Или весь проект пойдет наперекосяк? Мы не узнаем, пока не попробуем. Цена, которую мы платим, кажется скромной, но она должна быть упомянута: мы должны выбрать очень специальный набор взаимно ортогональных состояний в гильбертовом пространстве, которые наделены статусом "реальных". Этот набор представлен состояниями, в которых Вселенная может "реально" находиться. Во все времена Вселенная выбирает одно из этих состояний с вероятностью 1, в то время как все остальные состояния имеют вероятность 0. Мы называем эти состояния **онтологическими состояниями**, и они образуют особый базис гильбертова пространства - **онтологический базис**. Можно было бы сказать, что это просто формулировка, поэтому эта цена, которую мы платим, является приемлимой, но мы будем считать, что этот очень специальный базис имеет особые свойства.

Это означает, что квантовые теории, с которыми мы в конечном итоге сталкиваемся, образуют совершенно особое подмножество всех квантовых теорий. Таким образом, это может привести к новой физике, поэтому мы считаем, что наш подход заслуживает внимания: в конечном счете, наша цель - не просто переосмысление квантовой механики, но и открытие новых инструментов для построения моделей. Можно было бы ожидать, что наш подход, имеющий столь ненадежную связь как со стандартной квантовой механикой, так и с другими представлениями, касающимися интерпретации квантовой механики, должен быстро привести к противоречиям. Пожалуй, самое замечательное наблюдение, которое можно сделать, что на самом деле все выходит довольно гладко! Можно построить несколько моделей, воспроизводящих квантовую механику без малейших изменений, как будет показано более подробно в Части II все наши модели довольно просты. Многочисленные ответы, которые я получил, утверждающие, что модели, которые я создаю, "почему-то не являются реальной квантовой механикой просто ошибочны. Модели действительно квантово-механические. Однако я буду первым, кто заметит, что тем не менее можно критиковать наши результаты: модели либо слишком просты, что означает, что они не описывают интересные взаимодействующие частицы, либо они, по-видимому, проявляют более тонкие дефекты. В частности, воспроизведение реалистичных квантовых моделей для локально взаимодействующих квантовых частиц предложенными путями до сих пор оказалось за пределами того, что мы можем сделать. В качестве оправдания я могу только сослаться на то, что это потребует не только воспроизведения полной, перенормируемой теоретической модели квантового поля, но и, кроме того, вполне может потребовать включения идеально квантованной версии гравитационной силы, поэтому никого не должно удивлять, что это трудно.

Были предприняты многочисленные попытки, чтобы найти дыры в аргументах, инициированных Беллом и подтвержденных другими. Большинство этих аргументов о фальсификации были справедливо отклонены. Но теперь настала наша очередь. Зная, какой должна быть локальная структура в наших моделях, и почему мы тем не менее думаем, что они воспроизводят квантовую механику, мы можем теперь попытаться

найти причину этого очевидного расхождения. Это ошибка в наших моделях или в аргументах Белла? В чем может быть причина этого несоответствия? Если мы возьмем одну из наших классических моделей, что пойдет не так в эксперименте Белла с запутанными частицами? Были ли сделаны предположения, которые не соответствуют действительности? Может быть, частицы в наших моделях отказываются запутываться? Таким образом, мы надеемся внести свой вклад в продолжающуюся дискуссию. Целью настоящего исследования является разработка фундаментальных физических принципов. Некоторые из них являются почти такими же общими, как фундаментальная каноническая теория классической механики. Способ, которым мы отклоняемся от стандартных методов, заключается в том, что чаще, чем обычно, мы вводим дискретные кинетические переменные. Мы показываем, что такие модели не только имеют много общего с квантовой механикой. Во многих случаях они являются квантово-механическими, но в то же время и классическими. Некоторые из наших моделей занимают область между классической и квантовой механикой, область, которая часто считается пустой.

Приведет ли это к революционному альтернативному взгляду на то, что такое квантовая механика? Трудности со знаком энергии и локальностью эффективных гамилтонианов в наших теориях до сих пор не разрешены. В реальном мире существует нижняя граница для полной энергии, так называемое состояние вакуума. Связанные с этим тонкости переносятся на Часть II, поскольку они требуют детальных расчетов. Подводя итог: мы подозреваем, что будет несколько способов преодолеть эту трудность, или еще лучше, что она сможет объяснить некоторые очевидные противоречия в квантовой механике.

Полные и неоспоримые ответы на многие вопросы не даны в этом трактате, но мы возвращаемся к некоторым важным наблюдениям. Как и в других примерах запрещающих теорем, Белл и его последователи на самом деле всего лишь делали предположения, и в их случае предположения также казались совершенно разумными. Тем не менее мы теперь подозреваем, что некоторые из предпосылок, сделанных Беллом, возможно, придется ослабить. Наша теория еще не завершена, и читатель, решительно настроенный против того, что мы здесь пытаемся сделать, вполне может попытаться найти способ безвозвратно разнести теорию. Другие, я надеюсь, будут вдохновлены продолжать идти по этому пути.

Мы предлагаем читателю сделать свои собственные выводы. Мы намерены добиться того, чтобы вопросы, касающиеся более глубоких смыслов квантовой механики, были освещены с новой точки зрения. Подобное было сделано раньше, но большинство моделей, которые я видел, кажутся слишком надуманными, либо требующими существования бесконечного количества вселенных, мешающих друг другу, либо модифицирующих уравнения квантовой механики, в то время как исходные уравнения кажутся красиво когерентными и функциональными. Наши модели предполагают, что Эйнштейн, возможно, был прав, когда возражал против выводов, сделанных Бором и Гейзенбергом. Вполне возможно, что на самом базовом уровне в природе нет случайности, нет фундаментально статистического аспекта законов эволюции. Все, вплоть до мельчайших деталей, управляется неизменными законами. Каждое значительное событие в нашей Вселенной происходит по какой-то причине, оно было вызвано действием физического закона, а не просто случайно. Такова общая картина, передаваемая этой книгой. Мы знаем, что, похоже, неравенства Белла опровергли эту возможность, в частности потому, что мы не готовы отказаться от понятий локальности, поэтому да, они поднимают интересные и важные вопросы, которые мы будем рассматривать на различных уров-

нях.

Может показаться, что я использую довольно длинные аргументы, чтобы изложить свою точку зрения.⁷ Наиболее существенные элементы наших рассуждений покажутся короткими и простыми, но именно потому, что я хочу, чтобы главы этой книги были самостоятельными, хорошо читаемыми и понятными, здесь и там будут повторяться некоторые аргументы, за которые я приношу свои извинения. Я также прошу прощения за то, что некоторые части расчетов находятся на очень базовом уровне; надеюсь, что это также сделает эту работу доступной для более широкого класса ученых и студентов.

Наиболее изящным способом обращения с квантовой механикой во всей ее общности является бракет-формализм Дирака (см. 1.6). Мы подчеркиваем, что гильбертово пространство является центральным инструментом физики, а не только квантовой механики. Он может быть применен в гораздо более общих системах, чем стандартные квантовые модели, такие как атом водорода, и он будет использоваться также в полностью детерминированных моделях (мы можем даже использовать его в описании планетной системы Ньютона, см. 5.7.1).

В любом описании модели сначала выбирается базис в гильбертовом пространстве. Все что нужно - это гамильтониан, для того, чтобы описать динамику. Главной особенностью гильбертова пространства является то, что можно использовать любой базис, который нравится. Переход от одного базиса к другому является унитарным преобразованием, и мы будем часто использовать такие преобразования.

В части I книги мы описываем философию интерпретации клеточных автоматов (CAI) без слишком большого количества технических расчетов. После введения мы сначала продемонстрируем самый основной прототип модели - модель зубчатого колеса. В главе II. мы начинаем заниматься реальным предметом исследования: вопросом интерпретации квантовой механики. Стандартный подход, называемый копенгагенской интерпретацией, рассматривается очень кратко, подчеркивая те моменты, где нам есть что сказать, в частности неравенство Белла и CHSH. Впоследствии мы сформулируем как можно яснее, что мы подразумеваем под детерминированной квантовой механикой. Интерпретация клеточного автомата квантовой механики должна звучать как богохульство для некоторых квантовых физиков, но это потому, что мы не согласны с некоторыми из общепринятых предположений. Мы заканчиваем часть 3 с одной из наиболее важных фундаментальных идей CAI: наши скрытые переменные действительно содержат "скрытую информацию" о будущем, в частности настройки, которые будут выбраны Алисой и Бобом, но это принципиально нелокальная информация, которую невозможно собрать даже в принципе. Это не должно рассматриваться как нарушение причинно-следственной связи.

Даже если до сих пор неясно, имеют ли результаты этих корреляций конспиративный характер, можно основывать полезную и функциональную интерпретационную доктрину на предположении, что единственный заговор, который выполняют уравнения, - это обман некоторых современных физиков, при этом действуя в полной гармонии с установленными физическими законами. Процесс измерения и коллапс волновой функции - это две загадки, которые полностью разрешаются этим предположением, как будет показано ниже.

Мы надеемся вдохновить больше физиков серьезно рассмотреть возможность того,

⁷Мудрый урок, который следует извлечь из жизненного опыта, состоит в том, что длинные аргументы часто гораздо более сомнительны, чем короткие.

что квантовая механика, как мы ее знаем, не является фундаментальной, таинственной, непроницаемой особенностью нашего физического мира, а скорее инструментом для статистического описания мира, где физические законы, в своих самых основных корнях, вовсе не являются квантово-механическими. Конечно, мы не знаем, как сформулировать самые основные законы в настоящее время, но мы собираем указания на то, что классический мир, лежащий в основе квантовой механики, действительно существует.

Наши модели показывают, как приостановить квантовую механику, когда мы строим такие модели, как теория струн и "квантовая" гравитация, и это может привести к гораздо лучшему пониманию нашего мира в масштабе планка. Ну, вы не должны принимать все как должное; есть еще нерешенные проблемы, и дальнейшие переулки должны быть исследованы. Они находятся в части ??, где можно увидеть, как различные вопросы появляются в расчетах. Часть II этой книги не предназначена для того, чтобы произвести впечатление на читателя или отпугнуть его. Явные вычисления, выполненные там, показаны для разработки и демонстрации наших инструментов расчета; только некоторые из этих результатов используются в более общих обсуждениях в первой части. Просто пропустите их, если они вам не нравятся.

1.3 Философия 19-го века

Давайте вернемся в 19 век. Представьте себе, что математика была на очень высоком уровне, но ничего из физики 20-го века не было известно. Предположим, кто-то сформулировал детальную гипотезу о том, что его мир - клеточный автомат.⁸ Клеточный автомат будет точно определен в разделе 5.1 и в Части II; на данный момент достаточно охарактеризовать его требованием, что состояния, в которых может находиться природа, задаются последовательностями целых чисел. Закон эволюции - это классический алгоритм, который однозначно говорит, как эти целые числа развиваются во времени. И никакой квантовой механики - неслыханная дикость! Закон эволюции достаточно нетривиален, чтобы заставить наш клеточный автомат вести себя как универсальный компьютер [37, 61]. Это означает, что в самом малом масштабе времени и пространства начальные состояния могут быть выбраны таким образом, что с их помощью можно решить любое математическое уравнение. Это означает, что будет невозможно точно определить, как автомат будет вести себя на больших временных интервалах; это будет слишком сложно.

Математики поймут, что не следует даже пытаться точно определить, каковы будут свойства этой теории в больших временных масштабах и на больших расстояниях, но они могут решить попробовать что-то другое. Можно ли, сделать некоторые статистические заявления о крупномасштабном поведении?

В первом приближении можно увидеть только белый шум, но при ближайшем рассмотрении система может развить нетривиальные корреляции в своей серии целых чисел; некоторые из корреляционных функций могут быть вычислены точно так же, как они могут быть вычислены в Ван-дер-Ваальсовом газе. Мы не можем строго вычислить траектории отдельных молекул в этом газе, но мы можем получить свободную энергию и давление газа в зависимости от плотности и температуры, мы можем получить его вязкость и другие объемные свойства. Это как раз то, что наши математики 19-го века

⁸Одним из таких людей является специалист по технике численных расчетов Е. Фредкин, с которым у меня была плодотворная беседа. Сама идея была, конечно, намного старше [92, 98].

должны делать со своей моделью клеточного автомата своего мира. В этой книге мы покажем, как физики и математики 20-го и 21-го веков могут сделать еще больше: у них есть инструмент под названием квантовая механика, чтобы вывести и понять еще более сложные детали, но даже они должны будут признать, что точные вычисления невозможны. Единственные эффективные, крупномасштабные законы, применимые в таких задачах, являются статистическими. Можно предсказать средние значения, но не результаты отдельных экспериментов; для этого уравнения эволюции слишком сложны в обращении.

Короче говоря, наш воображаемый мир 19-го века будет казаться управляемым эффективными законами с большим стохастическим элементом в них. Это означает, что, в дополнение к эффективному детерминированному закону потребуются генераторы случайных чисел, которые принципиально непредсказуемы. На первый взгляд, эти эффективные законы вместе могут выглядеть довольно похожими на квантово-механические законы, которые мы имеем сегодня для субатомных частиц.

Приведенная выше метафора, конечно, не идеальна. Газ Ван-дер-Ваальса подчиняется общим уравнениям состояния, и можно понять, как ведут себя звуковые волны в таком газе, но это не квантовая механика. Можно было бы предположить, что это связано с тем, что микроскопические законы, предполагаемые в основе газа Ван-дер-Ваальса, очень отличаются от клеточного автомата, но неизвестно, может ли этого быть достаточно, чтобы объяснить, почему газ Ван-дер-Ваальса явно не является квантово-механическим.

Из этого рассуждения следует, что как минимум одна особенность нашего мира не является загадочной: тот факт, что у нас есть эффективные законы, требующие стохастического элемента в виде эдакого генератора случайных чисел - это то, чему мы не должны удивляться. Наши физики 19-го века были бы довольны тому, что им дают их математики, и они были бы полностью готовы к выводам физиков 20-го века, которые бы подразумевали, что действительно эффективные законы, управляющие атомами водорода, содержат стохастический элемент, например, чтобы определить, в какой именно момент возбужденный атом решает испустить фотон.

На самом деле здесь кроется более глубокая философия того, почему у нас есть квантовая механика: не все особенности клеточного автомата в основе нашего мира позволяют экстраполировать его свойства на большие масштабы. Очевидно, что изложение этой главы полностью нетехническое, и оно может быть плохим представлением всех тонкостей теории, которую мы сегодня называем квантовой механикой. Тем не менее, мы думаем, что в достаточной мере озвучили некоторые элементы истории, которую мы хотим рассказать. Наши физики 19-го века могли бы получить эффективную квантовую теорию для своей автоматной модели мира, если бы у них был доступ к нынешнему математическому аппарату. Смогут ли физики 19-го века проводить эксперименты с запутанными фотонами? Этот вопрос мы отложим на потом.

Философствуя о различных поворотах, которые мог бы выбрать ход истории, представьте себе следующее. В 19 веке теория атомов уже существовала. Атомы - кванты материи, можно было бы рассматривать как первый успешный шаг физиков к дискретизации мира. Однако энергия, импульсы и угловые импульсы все еще считались непрерывными. Разве не было бы естественно подозревать, что они также являются дискретными? В нашем мире, это понимание пришло с открытием квантовой механики. Но даже сегодня пространство и время сами по себе остаются строго непрерывными сущностями. Когда же мы обнаружим, что все в физическом мире в конечном счете бу-

дет дискретным? Это был бы дискретный, детерминированный мир, лежащий в основе наших нынешних теорий, как рекламировал, среди прочего, Фредкин. В этом сценарии квантовая механика, как мы ее знаем сегодня, является несовершенной логикой, возникающей в результате неполной дискретизации.⁹

1.4 Краткая история клеточного автомата

Клеточный автомат - это математическая модель физической системы, которая сводит физические переменные к дискретным целым числам, определенным на одномерной или многомерной сетке. Места на сетке называются "ячейками" позиции которых обозначаются серией целых чисел - координатами сетки. В такт времени все переменные в ячейках этой сетки обновляются, так что они зависят от времени. Правило, по которому они обновляются, отражает законы физики. Для каждой ячейки, как правило, обновленные значения зависят только от значений, которые ячейка имела ранее, и содержимого соседних ячеек. Это свойство мы называем "локальность". Самое раннее упоминание о такой концепции было сделано Джоном фон Нейманом[87] и Станиславом Уламом[84]. Обоим интересовал вопрос, как в физическом мире с простыми законами эволюции могут возникать структуры, которые воспроизводят себя: возникновение жизни. Это было в 1940-х годах. Однако клеточные автоматы обрели популярность в 1970-х годах, когда Джон Конвей [39, 40] предложил интересный пример автомата на двумерной сетке, названный игрой жизни Конвея. Правила эволюции или "законы физики" для этой системы были очень просты. Сетка была прямоугольной, так что каждая ячейка имела 4 ближайших соседей плюс 4 ближайших к ближайшим, разделенных по диагонали. Данные в каждой ячейке могут принимать только два значения: 0 и 1. Удобно эти два состояния клетки назвать "мертвым" и "живым". При каждом ударе часов каждая клетка возобновлялась следующим образом:

- Каждая живая клетка, у которой живы менее 2 из 8 соседей, умирает (от одиночества, наверное);
- Каждая живая клетка, у которой живы 2 или 3 соседа, живет до следующего поколения;
- Каждая живая клетка, у которой живы более 3 соседей, умирает (из-за перенаселения);
- Любая мертвая клетка с тремя живыми соседями становится живой (репродукция (но почему три))

Начальное состояние можно задать произвольно. С каждым ударом часов (тик времени) каждая клетка возобновляется в соответствии с вышеприведенными правилами. За эволюцией всей системы можно следить бесконечно. В принципе, предполагается, что сетка имеет бесконечный размер, но можно было также рассмотреть любой тип граничных условий.

⁹Когда я пишу это, я ожидаю многочисленных писем от любителей (дилетантов), но будьте осторожны, так как было бы легко предложить какую-то полностью дискретную смесь, но очень трудно найти правильную теорию, которая поможет нам понять мир с использованием строгой математики.

Игра стала популярной, когда Мартин Гарднер описал ее в октябрьском номере журнала *Scientific American* за 1970 год [39, 40]. В то время физики могли наблюдать эволюцию таких автоматов на компьютерах, и они заметили, что "игра жизни" может служить примитивной моделью развивающейся вселенной с живыми существами в ней. Было обнаружено, что некоторые структуры, если они окружены пустыми ячейками, будут стабильными или периодическими. Другие конструкции, называемые "планерами" или "космическими кораблями", будут двигаться по горизонтальным, вертикальным или диагональным траекториям.

Таким образом, было обнаружено, что относительно простые, первичные законы физики могут привести к сложности, и некоторые утверждали, что может возникнуть Вселенная с "сознанием" и "свободной волей". Правила клеточных автоматов были разделены на классы, чтобы различать, глобальные свойства: некоторые системы автоматов быстро эволюционировали в стабильные или невыразительные конечные состояния, некоторые быстро приводили к совершенно хаотичным конечным структурам. Наиболее интересные клеточные автоматы эволюционировали бы в узнаваемые структуры с возрастающей сложностью. Предполагалось, что эти автоматы применимы для выполнения сложных вычислений.

Большинство наиболее интересных примеров, таких как "игра жизни" не являются обратимыми во времени, поскольку многие различные начальные паттерны могут привести к одному и тому же конечному состоянию. Это делает их менее интересными для физики на первый взгляд, поскольку на атомном уровне большинство физических законов обратимы во времени. Большинство моделей, изученных в нашей книге, также обратимы во времени. Однако позже в нашем исследовании мы увидим важность необратимости времени в клеточных автоматах для физики, так что модели, такие как "игра жизни" снова войдут в картину. Большинство членов интересного класса 4 не являются обратимыми во времени, и это еще одна причина подозревать, что необратимость времени может добавить интересную форму стабильности нашим системам, что может повысить их значение для физики. Подробнее о необратимости времени в гл. 7.

Клеточные автоматы часто используются в качестве моделей для физических систем, таких как жидкости или другие сложные смеси частиц. Однако был также интерес к использованию клеточных автоматов в качестве физических теорий. Может ли быть так, что физика, на ее самом изначальном уровне, основана на дискретных законах? В 1967 году эта идея была впервые выдвинута Конрадом Цузе [97] в его книге *Rechnender Raum* (вычисление пространства), где было высказано предположение, что вся Вселенная является результатом детерминированного закона вычисления в автомате. Действительно, эта идея не казалась такой уж безумной, учитывая тот факт, что фундаментальные частицы, по-видимому, ведут себя как отдельные биты информации, бегающие вокруг. В частности, фермионы выглядят как биты, когда они записаны в координатном представлении.

Понятие было сформулировано как "it from Bit" Джоном Арчибалдом Уиллером [89, 90], что является идеей о том, что частицы материи вполне могут отождествляться с передаваемой ими информацией, которая в свою очередь необходима для их описания.

Обширное исследование роли клеточных автоматов как моделей для решения научных вопросов было сделано Стивеном Вольфрамом в его книге "Новый вид науки" [92]. Он придавал своему подходу особую философию. Поскольку клеточные автоматы обладают сложностью и вычислительной универсальностью, общими со многими моделями физических систем, Вольфрам предполагает, что эксперименты с клеточными автомата-

ми сами по себе могут выявить многие особенности таких физических систем. У читателя может сложиться впечатление, что наша книга является продолжением новаторской работы Вольфрама, но у нас пока нет таких амбиций. Классы моделей, рассмотренные Вольфрамом, вполне могут быть слишком ограничительными для наших целей, и, кроме того, наш основной вопрос очень конкретно относится к происхождению квантово-механических явлений.

И Цузе, и Вольфрам уже предположили, что квантово—механическое поведение должно быть объяснено в терминах клеточных автоматов, но не пытаясь добраться до сути того - как именно мы объясняем квантовую механику в терминах клеточного автомата? Нужен ли нам очень специальный автомат или каждый автомат рано или поздно производит квантово-механическое поведение? Ученые тесно занимающиеся информатикой изучили многие особенности клеточных автоматов, которые не будут использованы в этой работе; это связано с тем, что эти вопросы связаны с совершенно особыми начальными состояниями, в то время как квантовая механика заставит нас рассматривать прежде всего общие состояния.

1.5 Современные представления о квантовой механике

Открытие законов квантовой механики сильно повлияло на то, как исследователи теперь думают о "реальности". Даже такие авторитеты, как Ричард Фейнман, были озадачены: "я думаю, что могу с уверенностью сказать, что никто сегодня не понимает квантовую механику"[36]. Меньше всего сомнений вызывал только факт, что теория полностью последовательна, и она удивительно хорошо согласуется с экспериментами. Было бы неплохо, если бы можно было найти закон эволюции для клеточного автомата, который генерирует частицы Стандартной модели и характеристики их взаимодействий, но большинство исследователей сегодня считают маловероятным, что мы скоро сможем идентифицировать такую систему. Можно сформулировать в информационном ключе: наши частицы представляют собой информацию, которая передается и обрабатывается. Сегодня мы воспринимаем эти процессы как квантово-механическую информацию: суперпозиции собственных состояний операторов, называемых наблюдаемыми. Если бы одна система носителей информации могла быть точно преобразована в другую систему носителей информации, с другими правилами обработки этой информации, то мы никогда не смогли бы решить, какая из этих систем является более "фундаментальной". Следовательно, мы могли бы закончить с классами клеточно-автоматных систем, на том, что мы не можем решить, какой элемент в одном конкретном классе представляет наш мир. Дэвид Дойч [28] формулирует эту ситуацию в своей теории конструктора. Ключевым моментом является различимость физических систем.

Предложение, представленное в этой книге, состоит в том, что по крайней мере один элемент в таких классах должен оказаться классическим автоматом, но этот шаг обычно не делается. Чаще всего оказывается, что интерпретация "многих миров" кажется неизбежной [88]. Кроме того, идея о том, что нелинейные модификации уравнения Шредингера, независимо от того, насколько они малы, понадобятся для объяснения коллапса волновой функции, по-прежнему сохраняется. Матрица плотности, вычисленная из уравнения Шредингера, содержит недиагональные члены, и независимо от того, насколько быстро они могут колебаться или насколько нестабильны фазы этих членов, кажется, что чего-то не хватает, чтобы полностью стереть их. Мы покажем, что это не так в нашей теории. Опрос, проведенный A. Zeilinger et al. [74] относительно позиций,

занятых участниками конференции по основам квантовой механики, был довольно показательным. Хотя, возможно, сами вопросы были несколько предвзятыми, оказалось, что большинство разошлось во мнениях по поводу точной формулировки, которую нужно выбрать, но соглашается с тем, что квантовая информация принципиально отличается от классической информации. Никто из участников не верил в основополагающую детерминистскую теорию. Большинство из них считали, что Эйнштейн в своей критике Боровской формулировки квантовой механики просто ошибался.

В этой книге мы надеемся убедить читателя в том, что детерминистское обоснование вовсе не является невозможным, и, хотя Нильс Бор был прав в прагматическом смысле, в Копенгагенскую доктрину необходимо внести поправки. С высоты птичьего полета версия взглядов, разработанных в этой книге, была представлена в [109]. Другие, предварительные экскурсии настоящего автора описаны в [101, 119, 120] и [125]. Практически все исследователи [22, 23] придерживаются концепции свободы выбора, которая означает, что наблюдатель в любое время должен обладать свободой выбора, какое наблюдаемое свойство системы должно быть измерено. Цейлингер [94] утверждает, что эта свобода может быть гарантирована в экспериментах. Однако в нашей книге мы видим, что эта свобода выбора может быть сильно ограничена из-за очень сильных пространственных корреляций. Тщательно определив, что именно означает свобода выбора, мы заменим "свободную волю" чем-то математически более точным. Затем мы удостоверимся, что, хотя все наблюдатели в данный момент времени действительно имеют свободу выбора своих настроек, корреляционные функции при этом диктуют, нелокально, какими могут быть онтологические состояния наблюдаемых объектов, таких как элементарные фотоны. Короче говоря, выбор, сделанный наблюдателем, должен будет соответствовать корреляционным функциям, наложенным физическими законами. Законы являются локальными, а корреляционные функции - нет. Мы увидим, как эти корреляционные функции могут повлиять на наши выводы относительно тайн квантовой механики.

1.6 Примечания

В большинстве частей этой книги квантовая механика будет использоваться как набор инструментов, а не как теория. Наша теория может быть какой угодно; одним из наших инструментов будет гильбертово пространство и математические манипуляции, которые могут быть сделаны в этом пространстве. Хотя мы предполагаем, что читатель знаком с этими понятиями, мы кратко резюмируем, что такое гильбертово пространство.

Гильбертово пространство \mathcal{H} является комплексным¹⁰ векторным пространством, число измерений которого обычно бесконечно, но иногда мы допускаем, что это конечное число. Его элементы называются состояниями, обозначаемыми как $|\psi\rangle$, $|\phi\rangle$ или любой

¹⁰Некоторые критически настроенные читатели задавались вопросом, откуда должны взяться комплексные числа в квантовой механике, учитывая тот факт, что мы начинаем с классических теорий. Ответ прост: комплексные числа - это не что иное, как рукотворные изобретения, как и реальные числа. В гильбертовом пространстве они полезны всякий раз, когда мы обсуждаем что-то, что сохраняется во времени (например, барионное число), и когда мы хотим диагонализировать гамильтониан. Заметим, что квантовую механику можно сформулировать и без комплексных чисел, если принять, что гамильтониан является антисимметричной матрицей. Но тогда его собственные значения являются мнимыми. Мы подчеркиваем, что мнимые числа в основном используются для математики, и по этой причине они необходимы для физики.

другой "Кет". У нас есть линейность: когда $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ являются состояниями в нашем гильбертовом пространстве, то

$$|\phi\rangle = \lambda |\psi_1\rangle + \mu |\psi_2\rangle \quad (1.1)$$

где λ и μ комплексные числа, описывающие состояние в этом гильбертовом пространстве. Для каждого кет-состояния $|\psi\rangle$ мы имеем сопряженное состояние $\langle\psi|$, находящийся в сопряженном векторном пространстве $\langle\psi|$, $\langle\phi|$. Принимая во внимание (1.1), можно записать

$$\langle\phi| = \lambda^* \langle\psi_1| + \mu^* \langle\psi_2| \quad (1.2)$$

Кроме того, у нас есть скалярное произведение:

$$\langle\chi|(\lambda |\psi_1\rangle + \mu |\psi_2\rangle) = \lambda \langle\chi| \psi_1\rangle + \mu \langle\chi| \psi_2\rangle \quad (1.3)$$

$$\langle\chi| \psi\rangle = \langle\psi| \chi\rangle^* \quad (1.4)$$

Скалярное произведение кет состояния $|\psi\rangle$ с его бра вещественное и положительное:

$$||\psi||^2 \equiv \langle\psi| \psi\rangle = \text{real} \geq 0, \quad (1.5)$$

$$\text{while } \langle\psi| \psi\rangle = 0 \leftrightarrow |\psi\rangle = 0 \quad (1.6)$$

Поэтому скалярное произведение может быть использовано для определения нормы. Состояние $|\psi\rangle$ называется физическим или нормализованным, если

$$||\psi||^2 = \langle\psi| \psi\rangle = 1 \quad (1.7)$$

Так как сочетание "физическое состояние" будет сбивать с толку, мы будем называть это состояние *шаблонным*. Вся мощь нотации Дирака будет раскрыта во второй части.

Переменные иногда будут числами, а иногда операторами в Гильбертовом пространстве. В особо важных случаях внимание на этом будет заостряться, например, с помощью крышечки " \hat{O} ". Таким образом определим *матрицы Паули* $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$:

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

2 Детерминированные модели в квантовой нотации

2.1 Базовая структура детерминированных моделей

Для детерминированных моделей мы будем использовать ту же нотацию Дирака. Физическое состояние обозначим $|A\rangle$, где A может означать некоторый массив не обязательно целых или вещественных чисел, задающих онтологическое состояние. В этом состоянии может находиться наша детерминированная система. Такие состояния сами по себе не образуют гильбертова пространства, поскольку в детерминированной теории у нас нет

суперпозиций, но мы можем объявить, что они образуют базис для гильбертова пространства, который мы можем определить [102, 122], решив раз и навсегда, что все онтологические состояния образуют ортонормированное множество:

$$\langle A | B \rangle \equiv \delta_{AB} \quad (2.1)$$

Мы можем позволить этому множеству генерировать гильбертово пространство, если уточним, что имеем в виду, когда говорим о суперпозициях. В гильбертовом пространстве мы теперь вводим квантовые состояния $|\psi\rangle$ как более общие, чем онтологические состояния:

$$|\psi\rangle = \sum_A \lambda_A |A\rangle, \quad \sum_A |\lambda_A|^2 \equiv 1 \quad (2.2)$$

Квантовое состояние может использоваться в качестве шаблонной абстракции для занятий физикой. При этом мы имеем в виду следующее:

Шаблон (базовое состояние) - это квантовое состояние вида (2.2), описывающее ситуацию, в которой вероятность нахождения нашей системы в онтологическом состоянии $|A\rangle$ равна $|\lambda_A|^2$.

Заметим, что λ_A может быть комплексным или отрицательным числом, тогда как фаза λ_A не играет никакой роли. Несмотря на это, комплексные числа окажутся здесь весьма полезными, как мы увидим позже. Использование квадрата в (2.2) и в нашем определении выше, является довольно произвольным выбором; в принципе, мы могли бы использовать другую степень. Здесь мы используем квадраты, потому что это, безусловно, самый полезный выбор; различные степени не повлияли бы на физику, но привели бы к ненужным математическим сложностям. Квадраты гарантируют, что сохранение вероятности равносильно правильной нормализации базового состояния и позволяет использовать унитарные матрицы в наших преобразованиях.

Иногда мы можем вводить индикаторы A, B, \dots чтобы представить непрерывные переменные. В этом случае мы имеем непрерывную детерминированную систему; Дельта Кронекера в (2.1) заменяется дельтой Дирака и суммы в (2.2) будут заменены интегралами. На данный момент мы придерживаемся дискретной нотации. Подчеркнем, что шаблонные состояния не являются онтологическими. Следовательно, у нас пока нет прямой интерпретации для внутренних произведений $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle$, если оба $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ являются шаблонными состояниями. Только абсолютные квадраты $\langle A | \psi \rangle$, где $\langle A |$ - сопряженное онтологического состояния, обозначают вероятности $|\lambda_A|^2$. Временная эволюция детерминированной модели теперь может быть записана в операторной форме:

$$|A(t)\rangle = \left| \hat{P}(t) A(0) \right\rangle \quad (2.3)$$

где $\hat{P}(t)$ - оператор перестановки. Мы можем записать его как матрицу $P_{AB}^{(t)}$ содержащую только нули и единицы. Тогда (2.3) можно записать как матричное уравнение

$$|A(t)\rangle = U(t)_{AB} |B(0)\rangle, \quad U(t)_{AB} = P_{AB}^{(t)} \quad (2.4)$$

По определению элементы матрицы оператора $U(t)$ в этом базисе могут быть только 0 или 1. На этом этапе очень важно, чтобы мы выбрали $\hat{P}(t)$ как самый что ни на

есть канонический перестановщик, то есть он должен быть обратимым.¹¹ Если закон эволюции не зависит от времени, мы имеем

$$\hat{P}(t) = (\hat{P}(\delta t))^{t/\delta t}, \quad \hat{U}(t) = (\hat{U}(\delta t))^{t/\delta t} \quad (2.5)$$

где перестановщик $\hat{P}(\delta t)$ и связанная с ним матрица $\hat{U}(\delta t)$ описывает эволюцию за кратчайший временной шаг δt .

Обратите внимание, что никакого вреда не будет, если некоторые элементы в матрице $\hat{U}(\delta t)_{ab}$ выбраны в качестве унимодулярных комплексных чисел. Однако, обычно это не так важно, так как простое вращение онтологического состояния в комплексной плоскости не имеет физического смысла, но это может быть полезно для математики. Теперь мы можем сформулировать наше первое важное математическое наблюдение: *квантовые или шаблонные состояния $|\psi\rangle$ все подчиняются одному и тому же эволюционному уравнению:*

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t) |\psi(0)\rangle \quad (2.6)$$

Легко заметить, что вероятности $|\lambda|^2$ развиваются, как и ожидалось. Большая часть работы, описанной в этой книге, будет посвящена написанию операторов эволюции $\hat{U}(t)$ в виде экспонент. То есть нужно найти Эрмитовый оператор \hat{H} такой, что:

$$\hat{U}(\delta t) = e^{-i\hat{H}\delta t}, \text{ so that } \hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}t} \quad (2.7)$$

Это делает временную переменную t непрерывной, если первоначально она могла быть только целым числом, кратным δt . Найти пример такого оператора на самом деле легко. Если для простоты мы ограничимся шаблонными состояниями $|\psi\rangle$, ортогональными собственному состоянию $\hat{U}(t)$ с собственным значением 1, то для (2.7) получим решение:

$$\hat{H}\delta t = \pi - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\hat{U}(n\delta t) - \hat{U}(-n\delta t) \right) \quad (2.8)$$

Это уравнение можно проверить с помощью анализа Фурье, см. Часть II. Обратите внимание, что необходимо уточнение: для наименьшего из собственных значений $|\emptyset\rangle$ (основного состояния) оператора \hat{H} справедливо $\hat{U}|\emptyset\rangle = |\emptyset\rangle$ и $\hat{H}|\emptyset\rangle = 0$, так что (2.8) является недопустимым для такого состояния, но здесь это незначительно (это единственное состояние, для которого (2.8) терпит неудачу). Если мы имеем периодический автомат, то уравнение можно заменить конечной суммой, также действительной для состояния с наименьшей энергией. Есть еще одна причина, по которой это не всегда гамильтониан, который мы хотим: его собственные значения всегда будут между 0 и $2\pi/\delta t$, в то время как иногда нам могут пригодиться значения энергии, которые принимают большие значения. Мы делаем вывод, что гамильтониан существует всегда.

¹¹Можно представить детерминированные модели, в которых $\hat{P}(t)$ необратим, что означает, что два разных онтологических состояния могут развиваться в одно и то же состояние. Мы рассмотрим эту возможность позже

Повторяем, что онтологические состояния, как и все остальные шаблонные состояния (2.2) подчиняются уравнению Шредингера,

$$\frac{d}{dt} |\psi\rangle = -i\hat{H} |\psi\rangle \quad (2.9)$$

которое воспроизводит дискретный закон эволюции (2.7) во все моменты времени t , которые являются целыми числами, кратными δt . Поэтому мы всегда воспроизводим *некоторую* "квантовую" теорию!

2.1.1 Операторы: Бытия, Изменчивости, Сверхневозможности

Мы планируем выделить три типа операторов¹²:

1. *beables*: они обозначают свойство онтологических состояний, так что beables диагональны в онтологическом базисе $\{|A\rangle, |B\rangle, \dots\}$ гильбертового пространства:

$$\hat{O} |A\rangle = \mathcal{O}(A) |A\rangle \quad (2.10)$$

2. *changeables*: операторы, заменяющие онтологическое состояние другим онтологическим состоянием:

$$\hat{O} |A\rangle = |B\rangle \quad (2.11)$$

Эти операторы действуют как чистые перестановки.

3. *superimposables*: они отображают онтологические состояния на суперпозиции онтологических состояний:

$$\hat{O} |A\rangle = \lambda_1 |A\rangle + \lambda_2 |B\rangle \quad (2.12)$$

Теперь мы построим ряд примеров. В Части II мы увидим больше примеров конструкций beables (?бытийных, выполнимых?) операторов.

2.2 Модель Зубчатого Колеса

Одной из простейших детерминированных моделей является система, которая может находиться всего в 3 состояниях, называемых (1), (2) и (3). Временной закон эволюции (динамика) состоит в том, что в такт часам (1) эволюционирует в (2), (2) эволюционирует в (3), а состояние (3) эволюционирует в (1).

Пусть часы быют с временными интервалами δt . Как было объяснено в предыдущем разделе, мы связываем кеты Дирака с этими состояниями, поэтому у нас есть состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Оператор эволюции $\hat{U}(\delta t)$ тогда является матрицей:

$$\hat{U}(\delta t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

¹²Beables, Changeables and Superimposables



Рис. 1: Замкнутая цепочка состояний и ее уровни энергии

Теперь полезно диагонализировать эту матрицу. Её собственные вектора (состояния) равны $|1\rangle_H$, $|2\rangle_H$ и $|3\rangle_H$, определяемым как

$$\begin{aligned} |0\rangle_H &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|1\rangle + |2\rangle + |3\rangle) \\ |1\rangle_H &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|1\rangle + e^{2\pi i/3}|2\rangle + e^{-2\pi i/3}|3\rangle) \\ |2\rangle_H &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|1\rangle + e^{-2\pi i/3}|2\rangle + e^{2\pi i/3}|3\rangle) \end{aligned} \quad (2.14)$$

для которых мы имеем

$$\hat{U}(\delta t) \begin{pmatrix} |0\rangle_H \\ |1\rangle_H \\ |2\rangle_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |0\rangle_H \\ e^{-2\pi i/3}|1\rangle_H \\ e^{-4\pi i/3}|2\rangle_H \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

И запишем в этом базисе:

$$\hat{U} = e^{-i\hat{H}\delta t}, \quad \hat{H} = \frac{2\pi}{3\delta t} \text{diag}(0, 1, 2) \quad (2.16)$$

В моменты времени t , которые являются целыми кратными δt , мы имеем в этом базисе,

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}t} \quad (2.17)$$

но, конечно, это уравнение выполняется в каждом базисе. В терминах онтологического базиса исходных состояний $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$ гамильтониан (2.16) принимает вид:

$$\hat{H} = \frac{2\pi}{3\delta t} \begin{pmatrix} 1 & \kappa & \kappa^* \\ \kappa^* & 1 & \kappa \\ \kappa & \kappa^* & 1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

где $k = -\frac{1}{2} + \frac{i\sqrt{3}}{6}$, $k^* = -\frac{1}{2} - \frac{i\sqrt{3}}{6}$

Таким образом, мы приходим к выводу, что шаблонное состояние $|\psi\rangle = \lambda(t)|1\rangle + \mu(t)|2\rangle + \nu(t)|3\rangle$

подчиняется уравнению Шредингера:

$$\frac{d}{dt} |\psi\rangle = -i\hat{H} |\psi\rangle \quad (2.19)$$

с Гамильтонианом (2.18). Таким образом наше уравнение описывает эволюцию модели зубчатого колеса во все моменты времени t , которые являются интегральным кратным δt . Это является достаточным основанием утверждать, что "квантовая" модель,

подчиняющаяся этому уравнению Шредингера, *математически эквивалентна* нашей детерминированной модели зубчатого колеса. Тот факт, что эквивалентность имеет место только при целых кратных δt , не является ограничением. Представьте себе, что δt так же мало, как Планковское время, равное 10^{-43} секундам, то, если какие-либо наблюдаемые изменения происходят на гораздо больших временных масштабах, отклонения от онтологической модели будут ненаблюдаемыми. Тот факт, что онтологическая и квантовая модели совпадают при всех целых кратных времени dt , физически важен. Заметим, что исходная онтологическая модель вообще не была определена в нецелочисленное время; мы могли бы просто определить ее, чтобы она была описана квантовой моделью в нецелые времена.

Собственные значения гамильтониана равны $\frac{2\pi n}{3\delta t}$, для $n = 0, 1, 2$, см. (1). Это напоминает атом со спином, который подвергается зеемановскому расщеплению из-за однородного магнитного поля. Можно заключить, что такой атом на самом деле является детерминированной системой с тремя состояниями, или зубчатым колесом, но только в том случае, если был бы идентифицирован "правильный" базис. Читатель может заметить, что это верно только в том случае, если каким-то образом исключаются наблюдения, длящиеся меньше временного шага δt . Перефразируем. Если быть точным, атом Зеемана - это система, для характеристики которой требуется только 3 (или несколько других целых N) состояний. Это состояния, в которых он находится в три (или N) одинаково разнесенных момента времени. Он возвращается к исходному состоянию после периода $T = N\delta t$.

2.2.1 Обобщения модели зубчатого колеса: зубчатые колеса с N зубцами

Модель зубчатого колеса можно обобщить как систему, которая переставляет N "онтологических" состояний $|n\rangle_{ont}$, где $n = 0, \dots, N-1$ и N некоторое положительное целое число > 1 . Предположим, что эволюционный закон заключается в том, что в течение такта часов происходит переход:

$$|n\rangle_{ont} \rightarrow |n+1 \mod N\rangle_{ont} \quad (2.20)$$

Эту модель можно рассматривать как универсальное описание любой системы, которая является периодической с периодом N шагов по времени. Состояния в этом эволюционном уравнении рассматриваются как «онтологические» состояния. Модель ничего не говорит об онтологических состояниях между целыми временными шагами. Мы называем это простой периодической моделью зубчатого колеса с периодом N .

Обобщая выкладки из прошлого раздела, выполним дискретное преобразование Фурье для этих состояний:

$$|k\rangle_H \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{2\pi i k n / N} |n\rangle_{ont}, \quad k = 0, \dots, N-1 \quad (2.21)$$

$$|n\rangle_{ont} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} e^{-2\pi i k n / N} |k\rangle_H \quad (2.22)$$

Нормируя временной шаг δt к единице, имеем

$$\hat{U}(1)|k\rangle_H = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{2\pi i k n / N} |n+1 \bmod N\rangle_{\text{ont}} = e^{-2\pi i k / N} |k\rangle_H \quad (2.23)$$

и мы можем сделать вывод

$$\hat{U}(1) = e^{-i\hat{H}}; \quad \hat{H}|k\rangle_H = \frac{2\pi k}{N} |k\rangle_H \quad (2.24)$$

Этот Гамильтониан ограничен наличием собственных значений в интервале $[0, 2\pi)$, где нуль входит в интервал, а 2π - нет. На самом деле, это определение подразумевает, что Гамильтониан является периодическим с периодом 2π , но в большинстве случаев мы будем рассматривать его как ограниченный интервалом. Наиболее интересными физическими случаями будут те, в которых временной интервал очень мал, например, близок к времени Планка, так что высокие значения гамильтониана будут означать, что соответствующие собственные состояния на практике могут считаться несущественными. В исходном онтологическом базисе матричные элементы гамильтониана имеют вид

$${}_{\text{ont}} \langle m | \hat{H} | n \rangle_{\text{ont}} = \frac{2\pi}{N^2} \sum_{k=1}^{N-1} k e^{2\pi i k (m-n)/N} \quad (2.25)$$

Эту сумму мы можем проработать дальше:

$$\hat{H} = \pi \left(1 - \frac{1}{N} \right) - \frac{\pi}{N} \sum_{n=1}^{N-1} \left(\frac{i}{\tan(\pi n / N)} + 1 \right) \hat{U}(n) \quad (2.26)$$

Обратите внимание, что, в отличие от (2.8) это уравнение включает поправки, необходимые для основного состояния. Для других состояний энергии можно проверить, что уравнение (2.26) согласуется с уравнением (2.8). Для дальнейшего использования, уравнения (2.26) и (2.8) без коррекции основного состояния для случая $U(t)|\psi\rangle = |\psi\rangle$ можно обобщить до вида,

$$\hat{H} = C - \frac{\pi i}{T} \sum_{t_n > 0}^{t_n < T} \frac{\hat{U}(t_n)}{\tan(\pi t_n / T)} \xrightarrow{T \rightarrow \infty} C - i \sum_{t_n \neq 0} \frac{\hat{U}(t_n)}{t_n} \quad (2.27)$$

где C - (большое) константа, T - период, а $t_n = n\delta t$ - это множество моментов времени, в которые оператор $U(t_n)$ имеет определенное значение. Отметим, что это сумма, а не интеграл, поэтому, когда значения времени очень плотны, гамильтониан имеет тенденцию становиться очень большим. Кажется, не существует простого предельного континуума. Тем не менее, во второй части мы попытаемся его построить.

Опять же, если мы введем уравнение Шредингера $\frac{d}{dt} |\psi\rangle_t = -i\hat{H} |\psi\rangle_t$ и граничное условие $|\psi\rangle_{t=0} = |n_0\rangle_{\text{ont}}$, то это состояние подчиняется детерминированному закону эволюции (2.20) в целочисленные моменты времени t . Если мы возьмем суперпозиции состояний $|n_0\rangle_{\text{ont}}$ и интерпретацию комплексных коэффициентов по правилу Борна, то уравнение Шредингера по-прежнему правильно описывает эволюцию вероятностей Борна.

Интересно отметить, что энергетический спектр (2.24) часто встречается в физике: это спектр атома с полным угловым моментом $J = \frac{1}{2}(N-1)$ и магнитным моментом μ

в слабом магнитном поле: Зеемановский атом. Мы видим, что после дискретного преобразования Фурье (2.21) атом Зеемана можно рассматривать как простейшую детерминированную систему, которая переходит от одного состояния в другое в дискретных временных интервалах, посещая в общей сложности N состояний.

Как и в атоме Зеемана, мы можем рассмотреть вариант добавления конечной универсальной величины δE к Гамильтониану. Здесь имеет место эффект вращения всех состояний с комплексной амплитудой $e^{-i\delta E}$ после каждого временного шага. Для простого зубчатого колеса это может показаться безобидной модификацией, не влияющей на физику, но ниже мы увидим, что эффект добавления такой константы может стать весьма значительным позже. Обратите внимание, что если мы введем какое-либо возмущение для атома Зеемана, в результате которого энергетические уровни будут разделены на интервалы, которые больше не равны. Тогда наша модель больше не будет вести себя как зубчатое колесо. Такие системы будет намного сложнее описать в детерминированной теории; они должны рассматриваться как части гораздо более сложного мира.

2.2.2 Наиболее общие детерминированные, обратимые во времени, конечные модели

Обобщая конечные модели, обсуждавшиеся ранее в этой главе, рассмотрим теперь модель с конечным числом состояний и произвольным законом эволюции времени. Начнем с некоторого состояния $|n_0\rangle_{ont}$ и проследим за его развитием. После некоторого конечного числа, скажем, N_0 , временных шагов, система вернется к $|n_0\rangle_{ont}$. Однако не все состояния $|n_0\rangle_{ont}$ могут быть достигнуты. Итак, если мы начнем с любого из оставшихся состояний, скажем, $|n_1\rangle_{ont}$, то будет достигнут новый ряд состояний, и периодичность может быть другим числом, N_1 . Продолжим, пока все существующие состояния модели не будут достигнуты. Таким образом, наиболее общая модель будет описана как набор простых периодических моделей зубчатого колеса с изменяющимися периодичностями, но все они работают с одним и тем же универсальным временным шагом δt , который мы могли бы нормализовать на единицу; см. рис.2.

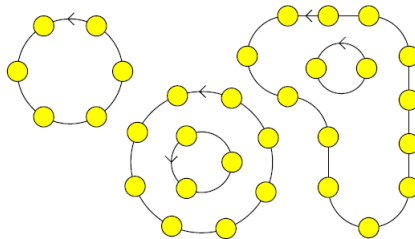


Рис. 2: Пример более общей конечной, детерминированной, обратимой во времени модели

Рис. 2 пример более общей конечной детерминированной обратимой модели.

На рисунке 3 показаны уровни энергии простой периодической модели зубчатого колеса (слева), комбинации простых периодических моделей зубчатого колеса (в центре) и наиболее общей детерминированной, обратимой во времени, конечной модели (справа). Обратите внимание, что теперь мы сместили уровни энергии всех зубчатых колес на

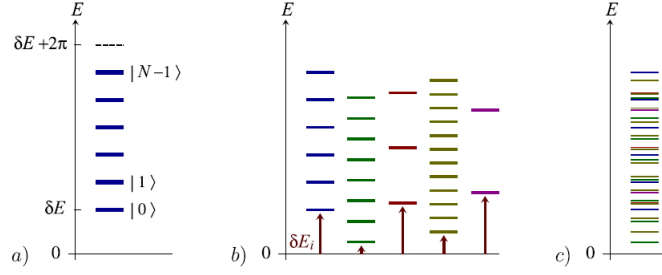


Рис. 3: **a** Энергетический спектр простой периодической модели зубчатого колеса. δE -произвольный сдвиг энергии. **b** Энергетический спектр модели, изображенной на рис. 2, где объединены несколько простых моделей зубчатых колес. Каждое отдельное зубчатое колесо i может быть сдвинуто на произвольную величину δE_i . **c** Собирая эти энергетические уровни вместе, мы получим спектр универсальной конечно-элементной модели

δE_i . Это разрешено, потому что индекс i , указывающий нам, в каком зубчатом колесе мы находимся, является консервативной величиной, поэтому эти сдвиги не имеют физического эффекта. Однако мы наблюдаем радикальные последствия, когда объединяем спектры в один, см. 3с.

Рисунок 3 ясно показывает, что энергетический спектр конечной дискретной детерминированной модели может быстро стать довольно сложным.¹³ Возникает следующий вопрос: дан любой тип квантовой системы, энергетический спектр которой можно вычислить. Можно ли определить детерминированную модель, которая имитирует квантовую модель? В какой степени при этом нужно жертвовать локальностью? Существуют ли классы детерминированных теорий, которые можно сопоставить с классами квантовых моделей? Что из этого было бы потенциально интересно?

3 Интерпретации квантовой механики

Эта книга не будет включать в себя исчерпывающее обсуждение всех предлагаемых интерпретаций того, чем на самом деле является квантовая механика. Существующие подходы подробно описаны в литературе [1, 68, 10, 11, 35], но мы думаем, что все они содержат слабые стороны. Наиболее консервативный из них - копенгагенская интерпретация. Она очень прагматична, и некоторые ведущие исследователи настаивают на том, что она содержит все, что нам нужно знать о квантовой механике.

Все же есть вещи, которые не объясняются в картине Копенгагена. Ниже мы покажем, как интерпретация клеточного автомата решит некоторые из этих вопросов.

¹³ Должно быть самоочевидно, что обсуждаемые модели, представленные на рисунках, являются всего лишь простыми примерами; реальная Вселенная будет бесконечно сложнее, чем они. Один критик нашей работы недоумевал: "почему эта модель с 31 состоянием? Что такого особенного в числе 31?" Ничего, конечно, это просто пример, чтобы проиллюстрировать, как работает математика

3.1 Копенгагенская доктрина

Должно быть, это был очень волнующий период ранней современной науки, когда исследователи начали понимать, как обращаться с квантовой механикой, в конце 1920-х и последующих годах [64]. Копенгагенская доктрина - это первая связная картина того, как нужно думать о квантовой механике. На начальном этапе физики по большей части боролись с уравнениями и техническими трудностями. Сегодня мы точно знаем, как с этим справиться, и теперь мы можем гораздо точнее перефразировать исходные отправные точки. Первоначально квантовая механика была сформулирована в терминах волновых функций, с помощью которых можно было описать состояния электронов; игнорируя спин, имеем стандартную форму: $\psi(\vec{x}, t) = \langle \vec{x} | \psi(t) \rangle$. Теперь мы можем использовать слова “волновая функция”, когда действительно хотим говорить о кет-состояниях в более общих терминах.

Не заостряясь на том, кто именно и что сказал в 1920-х годах, раскроем основные моменты копенгагенской доктрины. Несколько анахронично,¹⁴ мы используем обозначение Дирака:

Система полностью описывается своей “волновой функцией”, которая является элементом гильбертова пространства, и любой базис в гильбертовом пространстве может быть использован для ее описания. Эта волновая функция подчиняется линейному дифференциальному уравнению первого порядка во времени, которое называется уравнением Шредингера, точная форма которого может быть определена путем экспериментов.

Измерение может быть выполнено с использованием любой наблюдаемой \mathcal{O} , которой можно поставить в соответствие эрмитовый оператор в гильбертовом пространстве. Затем теория предсказывает, что среднее измеренное значение \mathcal{O} после многих повторений эксперимента будет

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \langle \psi(t) | \mathcal{O} | \psi(t) \rangle \quad (3.1)$$

Как только измерение выполнено, волновая функция системы коллапсирует до состояния в подпространстве гильбертова пространства, которое является собственным состоянием наблюдаемой \mathcal{O} , или вероятностным распределением собственных состояний, согласно формуле (3.1).

Когда две наблюдаемые \mathcal{O}_1 и \mathcal{O}_2 не коммутируют, они не могут быть точно измерены одновременно. Коммутатор $[\mathcal{O}_1, \mathcal{O}_2]$ указывает, насколько большим может быть произведение “неопределенностей” $\delta\mathcal{O}_1$ и $\delta\mathcal{O}_2$. Само измерительное устройство должно рассматриваться как классический объект, а для больших систем квантово-механическое измерение приближается к классическому описанию.

В формулу (3.1) неявно включены элементы вероятности. Если мы расширим волновую функцию $|\psi\rangle$ на собственные состояния $|\varphi\rangle$ наблюдаемой \mathcal{O} , то мы обнаружим, что вероятность того, что эксперимент на выявление $|\psi\rangle$ фактически дает в результате нахождение собственного значения состояния $|\varphi\rangle$, будет равна $P = |\langle \varphi | \psi \rangle|^2$. Это

¹⁴Позвольте мне здесь еще раз подчеркнуть, что из нашего использования таких терминов, как “копенгагенская интерпретация” или “Копенгагенская доктрина не следует делать вывод, что наши описания будут попытками переписать историю; философские дебаты, которые действительно имели место среди “Копенгагенской группы кем бы они ни были на самом деле, были довольно сложными и разнообразными. Здесь мы просто используем эти фразы для характеристики одного конкретного общего отношения к квантовой механике.

называется правилом вероятности Борна [12, 13].

Отметим, что волновой функции не может быть придано никакого онтологического значения. Не требуется существование никакой “пилотной волны”; на самом деле нельзя измерить $\langle \varphi | \psi \rangle$ само по себе; только с помощью повторных экспериментов можно измерить вероятности с внутренними границами погрешности. Мы говорим, что волновая функция, или, точнее, амплитуды, скорее пси-эпистемологические, чем пси-онтические.

Важным элементом копенгагенской интерпретации является то, что можно *только спросить, каким будет результат эксперимента*. В частности, запрещено спрашивать: что на самом деле происходит? Именно последний вопрос вызывает бесконечные дискуссии; Важный момент, сделанный копенгагенской группой, заключается в том, что такие вопросы не нужны. Если кто-то знает уравнение Шредингера, он знает все, что нужно для предсказания результатов эксперимента, больше не нужно задавать никаких вопросов.

Это сильная сторона копенгагенской доктрины, но она также накладывает серьезные ограничения. Если мы знаем уравнение Шредингера, мы знаем все, что нужно знать; однако, что если мы еще не знаем уравнения Шредингера? Как прийти к правильному уравнению? В частности, как мы можем прийти к правильному гамильтониану, если задействована сила гравитации?

Гравитация была главным объектом внимания последних 30 лет и в теории элементарных частиц и в теории пространства и времени. Было выдвинуто много догадок, порой совсем диких. В частности, (супер)теория струн добилась огромных успехов. Тем не менее, не была построена ни одна убедительная модель, которая объединяет гравитацию с другими силами; Предложенные модели не могут вменяемо объяснить, не говоря уже о прогнозировании, значения фундаментальных констант Природы, включая массы многих фундаментальных частиц, постоянную тонкой структуры и космологическую постоянную. И вот здесь, по мнению автора, мы должны спросить: что на самом деле происходит или что это может быть?

Одной из сильных особенностей копенгагенского подхода к квантовой теории было то, что было также ясно показано, как можно получить уравнение Шредингера, если известен классический предел:

Если классическая система описывается (непрерывными) уравнениями Гамильтона, это означает, что у нас есть классические переменные p_i и q_i , для которых можно определить скобки Пуассона. Заменяя их коммутаторами, мы получаем квантовую модель, классический предел которой ($\hbar \rightarrow 0$) соответствует данной классической системе.

Это очень мощный трюк, но, к сожалению, в случае гравитационной силы он недостаточно хорош, чтобы дать нам “квантовую гравитацию”. Проблема гравитации заключается не только в том, что гравитационная сила кажется не перенормируемой или что трудно определить квантовые версии пространственно-временных координат, а также в физических аспектах нетривиальных топологий пространства-времени; некоторые авторы пытаются решить эти проблемы как чисто технические, которые можно решить с помощью некоторых приемов. Реальная проблема заключается в том, что кривизна пространства-времени выходит из-под контроля в масштабе Планка. Мы будем вынуждены обратиться к другой системе законов для физических степеней свободы Природы.

Перспективным подходом было использование локальной конформной симметрии [59, 111, 112] в качестве более фундаментального принципа, чем считается обычно; это может быть способом сделать шкалы расстояний и времени относительными, чтобы

то, что называется “небольшими расстояниями”, перестало иметь абсолютное значение. Теория повторяется в Приложении В. Она действительно нуждается в дальнейшей полировке, и это также может в конечном итоге потребовать интерпретацию клеточного автомата для некоторых квантовых свойств.

3.2 Точка зрения Эйнштейнианца

Этот раздел называется “точка зрения Эйнштейнианца”, а не “точка зрения Эйнштейна”, потому что мы не хотим вдаваться в дискуссию о том, что на самом деле думал Эйнштейн. Хорошо известно, что Эйнштейн был не в восторге от копенгагенской доктрины. Идея о том, что можно сформулировать теорию, в которой все явления во Вселенной контролируются уравнениями, которые не оставляют ничего случайного, теперь будет называться эйнштейновским взглядом. Мы задаем дополнительные вопросы, такие как: Можно ли считать квантово-механическое описание физической реальности полным? [33, 53], или теория говорит нам то, что мы хотели бы знать об окружающих явлениях?

В мысленном эксперименте Эйнштейна-Подольского-Розена две частицы (например, фотоны) создаются в состоянии

$$x_1 - x_2 = 0, \quad p_1 + p_2 = 0 \quad (3.2)$$

Поскольку $[x_1 - x_2, p_1 + p_2] = 0$, оба уравнения в (3.2) могут выполняться одновременно.

Что действительно беспокоило Эйнштейна, Подольского и Розена, так это то, что спустя много времени после того, как две частицы перестали взаимодействовать, наблюдатель частицы № 2 мог бы решить либо измерить ее импульс p_2 , после чего мы точно знаем импульс p_1 частицы №1, либо положение x_2 , после которого мы бы точно знали положение x_1 частицы №1. Как такая частица может быть описана квантово-механической волновой функцией вообще? Очевидно, измерение на частице №2 повлияло на состояние частицы №1, но как это могло произойти?

Однако в современной квантовой терминологии мы бы сказали, что измерения, предложенные в этом мысленном эксперименте, нарушили бы волновую функцию запутанных частиц. Измерения на частице №2 влияют на распределения вероятностей для частицы №1, которые никоим образом не должны рассматриваться как эффект появления сигнала от одной системы на другую.

В любом случае, даже Эйнштейн, Подольский и Розен не испытывали затруднений при вычислении квантово-механических вероятностей для результатов измерений, так что в принципе квантовая механика выходила невредимой из этой последовательности аргументов.

Гораздо сложнее описать два фотона ЭПР в классической модели. Такие вопросы будут темой разд.3.6.

У Эйнштейна возникли трудности с релятивистской инвариантностью квантовой механики (“есть ли ужасная информация, передаваемая этими частицами быстрее света?”). Теперь это рассматривается как технические трудности, которые уже решены. Копенгагенская доктрина подразумевает, что передача информации на расстоянии может иметь место, только если мы можем идентифицировать некоммутирующие операторы A в точке x_1 пространства-времени и B в точке x_2 пространства-времени: $[A, B] = 0$. Теперь

мы понимаем, что в теории элементарных частиц все пространственно подобные разделенные наблюдаемые взаимно коммутируют, что исключает любую передачу сигналов быстрее, чем свет. Это идущая в комплекте фишка Стандартной модели, которой она во многом обязана своим успехом.

Таким образом, перейдем к более существенным эйнштейновским возражениям против копенгагенской доктрины квантовой механики: это вероятностная теория, которая не говорит нам о том, что на самом деле происходит. Иногда даже говорят, что мы должны приостановить наше “классическое” чувство логики. Другие возражают, дескать: “Продолжайте помнить, что не надо задавать вопросов, изменяя свое чувство логики, и все будет хорошо.” По мнению настоящего автора, дебаты об Эйнштейне-Боре еще не закончены. Необходимо найти теорию, которая не заставляет нас пересматривать какие-либо аспекты классического логического мышления.

Похоже, что Эйнштейн и Бор сошлись на важности роли наблюдателя. Действительно, это был важный урок, извлеченный в 20-м веке: если что-то не может наблюдаться, это, возможно, не является четко определенной концепцией - оно может даже не существовать вообще. Мы должны ограничиться наблюдаемыми особенностями теории. Это важная составляющая нашей нынешней работы, которую мы предлагаем отделить от этой доктрины, по крайней мере, до некоторой степени: вещи, которые непосредственно не наблюдаемы, могут все еще существовать и как таковые играют решающую роль в наблюдаемых свойствах объекта. Они также могут помочь нам построить реалистичные модели мира.

Действительно, существуют большие проблемы с высказыванием о том, что все, о чем мы говорим, должно быть видимо. Наблюдая за микроскопическими объектами, наблюдатель может нарушать их, даже в классической теории; Более того, в теориях гравитации наблюдатели могут нести гравитационные поля, которые нарушают систему, на которую они смотрят, поэтому мы не можем позволить себе сделать наблюдателя бесконечно тяжелым (с большими сумками, полными “данными”, чей вес гравитационно нарушает окружающую среду), но также нельзя делать его и бесконечно легким (легкие частицы вообще не передают большие объемы данных), хотя, если масса наблюдателя будет “где-то посередине”, это может повлечь за собой то, что наша теория будет неточной с самого начала.¹⁵

Интересный удар был нанесен доктрине, когда была предложена теория кварков, поставив под сомнение, что наблюдаемость является центральным аспектом. Кварки не могут быть изолированы, чтобы их можно было наблюдать по отдельности, и по этой причине идея о том, что кварки будут физическими частицами, подверглась критике. К счастью, в этом случае теоретическая согласованность доказательств в пользу кварков стала настолько подавляющей, и экспериментальные методы их наблюдения, даже если они не были полностью разделены, настолько улучшились, что все сомнения испарились.

Короче говоря, Интерпретация Cellular Automaton предлагает нам вернуться к классической логике и строить модели. Эти модели описывают эволюцию больших наборов данных, что в конечном итоге может привести к классическим явлениям, которые мы можем наблюдать. Тот факт, что сами эти данные нельзя непосредственно наблюдать, и что наши эксперименты не дадут ничего, кроме статистической информации, включая флуктуации и неопределенности, можно полностью объяснить в настройках моделей;

¹⁵ Следует понимать, что наблюдатель, это не человек смотрящий в лупу и записывающий результаты в блокнотик, а некая система, которая будет обмениваться информацией с изучаемым объектом (взаимодействовать) - *Прим. перев.*

если наблюдатель больше не участвует в определении физических степеней свободы и их значений, тогда его ограниченные способности больше не будут мешать точным формализмам.

Мы подозреваем, что эта точка зрения ближе к Эйнштейну, чем к Бору, но, в некотором смысле, ни один из них не согласится полностью. Мы не претендуем на то, что наша точка зрения явно лучше, а скорее на то, что нужно пытаться идти по таким путям и учиться на наших успехах и неудачах.

3.3 Понятия не допустимые в САІ

Часто пытаются придать физический смысл волновой функции сверх того, что раскрыто в классической интерпретации. Может ли она иметь онтологическое значение в качестве “пилотной волновой функции” [10, 11, 26]? Почти на каждой странице этой книги должно быть ясно, что мы не хотим придавать какой-либо онтологический смысл волновой функции, если мы используем ее в качестве шаблона.

В онтологическом описании нашей вселенной, с точки зрения онтологического базиса, волновая функция может принимать только два значения: 1 и 0. Состояние фактически реализуется, когда волновая функция равна 1, и оно не описывает наш мир, когда волновая функция равна нулю. Именно такую “универсальную волновую функцию” можно назвать **онтологической**.

Только по математическим причинам можно впоследствии захотеть снабдить эту волновую функцию фазой $e^{i\varphi}$. В онтологическом отношении эта фаза φ вообще не имеет физического смысла, но как только рассматриваются операторы, такие как оператор эволюции времени $U(t)$ и гамильтониан, эти фазы должны быть выбраны. С физической точки зрения любая фаза так же хороша, как и любая другая, но для сохранения математической сложности под контролем, точные определения этих фаз имеют решающее значение. Затем можно выполнить унитарные преобразования для любого из базовых выборов, обычно используемых в физике. Состояния шаблонов, введенные впоследствии, имеют четко определенные фазы.

Семантическое осложнение возникает, как только мы применяем вторичное квантование. Когда одночастичное состояние описывается волновой функцией, теория вторичного квантования иногда заменяет его операторным полем. Его физический смысл тогда совершенно другой. Поля оператора, как правило, не являются онтологическими, поскольку они являются *superimposables* (наложенными, ...), а не *beables* (способные, бытийные) (см. Раздел 2.1.1), но в принципе они могут быть и онтологическими; Волновые функции, напротив, являются элементами гильбертова пространства, и поэтому их не следует путать с операторами, не говоря уже о *beables* операторах.

Формулировки так называемой “многомировой интерпретации” [35] квантовой механики, не всегда согласованы [29, 30]. При работе с обычной физикой атомов и элементарных частиц эта интерпретация вполне может удовлетворить основные потребности исследователя, но из того, что было изучено в этой книге, должно быть очевидно, что наша теория сильно контрастирует с такими идеями. Существует только один единственный мир, который выбирается в нашей теории как “реальный мир”, тогда как все остальные просто не реализуются.

Читатель, возможно, заметил, что основная тема в этой книге поочередно называется “теорией” и “интерпретацией”. Теория, которую мы описываем, состоит не только из предположения о том, что онтологический базис существует, но также и о том, что

он может быть получен, чтобы обеспечить онтологическое описание нашей вселенной. Когда мы говорим об интерпретации, это означает, что, даже если нам трудно или невозможно идентифицировать онтологический базис, одного лишь предположения о том, что он может существовать, достаточно, чтобы помочь нам понять, чего на самом деле стоят квантово-механические выражения, обычно используемые в физике, и как можно представить себе физическую реальность, лежащую в их основе.

Есть еще один аспект нашей теории, который отличается от обычной квантовой механики; Это понятие, что наши онтологические переменные, beables, вероятно, применимы только к самым базовым степеням свободы физического мира, которые относятся к шкале Планка. Это наименьшая шкала расстояний, относящаяся к физике, и мы к ней вернемся. Совершенно не ясно, можем ли мы преобразовать онтологические переменные в те, которые все еще имеют смысл в масштабах, где физики могут проводить эксперименты сегодня, и это вполне может быть причиной того, что такие переменные практически не играют никакой роли в существующих моделях Природы, таких как Стандартная модель.

У нас есть основания подозревать, что именно по этой причине мы имеем квантовую механику, а не онтологическую теорию, описывающую известные сегодня частицы и силы: физика еще не была готова идентифицировать истинно онтологические степени свободы.

3.4 Коллапс волновой функции и кот Шредингера

Следующий ингредиент в копенгагенской интерпретации, раздел 3.1, часто становится объектом споров:

Как только измеряется наблюдаемая величина O , волновая функция системы коллапсирует до состояния в подпространстве гильбертова пространства, которое является собственным состоянием наблюдаемого O , или вероятностным распределением собственных состояний.

Это называется “коллапсом волновой функции”. Похоже, что действие самого измерения заставляет волновую функцию принимать новую форму. Затем задается вопрос: какой физический процесс связан с этим?

Опять же, официальный ответ в соответствии с копенгагенской доктриной заключается в том, что этот вопрос не следует задавать. Сделайте расчет и проверьте свой результат с помощью экспериментов. Однако, по-видимому, существует противоречие, и это иллюстрируется мысленным экспериментом Эрвина Шредингера с кошкой [75-77]. Эксперимент сводится к следующему:

В запечатанной коробке некто выполняет типичный квантовый эксперимент. Это может быть эксперимент Штерна Герлаха, в котором частицу со спином $1/2$ с ускорением направляют через неоднородное магнитное поле, которое расщепляет волновую функцию в соответствии со значениями спина в направлении y , или это может быть радиоактивный атом, имеющий вероятность $1/2$ распада в течение определенного времени. В любом случае волновая функция хорошо определена при $t = 0$, а при $t = 1$ она находится в суперпозиции двух состояний, которые отправляются на детектор, который определяет, какое из двух состояний реализовано. Ожидается, что волновая функция «коллапсирует» в одно из двух возможных конечных состояний.

Коробка также содержит живую кошку (и воздух для того, чтобы животинка дышала). В зависимости от результата измерения, капсула с ядом разбивается или остается

неповрежденной. Кошка умирает, когда обнаруживается одно состояние, в противном случае кошка остается в живых. В конце эксперимента мы открываем коробку и осматриваем кошку.

Ясно, что вероятность того, что мы найдем мертвую кошку, составляет около $1/2$, а в противном случае она буде живой. Тем не менее, мы могли бы также рассмотреть эксперимент с микроскопической точки зрения. Начальное состояние было чистым, “стандартным”, квантовым состоянием. Конечное состояние представляется смесью. Будет ли, таким образом, кошка находится в суперпозиции состояний *живая и мертвая*?

Аксиома коллапса говорит нам, что состояние должно представляться “мертвым котом” *или* “живым котом”, в то время как ранерасмотренное описание квантовых механических состояний гильбертова пространства явно диктует, что если в квантовой системе возможны два состояния, $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$, тогда мы также можем получить $\alpha|\psi_1\rangle + \beta|\psi_2\rangle$. Согласно уравнению Шредингера, эта суперпозиция состояний всегда превращается в суперпозицию конечных состояний. Коллапс, кажется, нарушает уравнение Шредингера. Что-то выходит не совсем правильно.

Ответ, предложенный некоторыми исследователями [65, 66], заключается в том, что, по-видимому, уравнение Шредингера является лишь приближенным, и что крошечные нелинейные “поправочные члены” приводят к коллапсу [4, 41, 73]. Одна из проблем заключается в том, что наблюдения могут проводиться в совершенно разных масштабах пространства, времени, энергии и массы. Насколько большими должны быть предполагаемые условия коррекции? Во-вторых, как поправочные слагаемые заранее знают, какие измерения мы планируем выполнить?

Некоторые авторы пытаются приписать разделение состояния мертвой кошки и состояния живой кошки “декогеренции”. Но тогда что такое декогеренция? Почему мы не можем рассмотреть всю коробку с кошкой в ней, в полной изоляции от окружающей среды?

Мы полагаем, что именно здесь на помощь придет КА-интерпретация квантовой механики. Она сформулирована без использования волновой функции, но вместо этого существуют онтологические состояния. В итоге получается только одна волновая функция, которая принимает значение 1, если у нас есть состояние, в котором находится вселенная, и 0, если это состояние не реализовано. Нет других волновых функций, нет суперпозиции.

Как это объясняет феномен коллапса, будет объяснено в гл.4. Вывод: квантовая механика - не базовая теория, а инструмент для решения математических уравнений. Этот инструмент работает так же хорошо для наложенных состояний (шаблонов), как и для онтологических состояний, но это не одно и то же. Мертвый кот находится в онтологическом состоянии, как и живой. Для наложенного (superimposed) кота уравнения решаются математически вполне приемлемым способом, но он не описывается состоянием, которое может возникнуть в реальном мире. Мы отложим точное объяснение до гл. 4. Это будет звучать очень странно для физиков, которые выросли на стандартной квантовой механике, но это обеспечивает логическое решение парадокса кота Шредингера.¹⁶

Кто-нибудь может спросить, что может означать случай, когда у нас есть преобразования между онтологическими состояниями и шаблонными состояниями. Наш опыт го-

¹⁶Критично настроенные читатели возразят: конечно, эта теория не является квантовой механикой, поэтому она не разделяет ни одной из ее проблем. Верно, но наша теория должна генерировать квантовую механику, не создавая связанных с ней проблем.

ворит нам, что все состояния шаблона, которые являются суперпозициями $\alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle$ онтологических состояний, могут служить подходящими приближениями, описывающими вероятностные ситуации в реальном мире. Как может случиться так, что иногда они кажутся онтологическими? Наиболее вероятным ответом на это будет то, что преобразование не всегда должно быть полностью локальным, но на практике может включать в себя множество состояний зрителя в окружающей среде. В чем мы можем быть уверены, так это в том, что все онтологические состояния образуют ортонормированное множество. Таким образом, всякий раз, когда мы используем $\alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle$ для описания онтологического состояния, в среде должны присутствовать другие волновые функции, которые должны выбираться по-разному для любой отдельной пары α и β , так что весь набор, который мы используем для описания физических ситуаций всегда ортонормирован.

Это следует учитывать в следующих разделах, где мы комментируем мысленные эксперименты с Алисой и Бобом.

В работе [96] утверждается, что аксиома коллапса в традиционных описаниях квантовой механики, по существу, приводит к необходимости существования предпочтительного ортонормированного набора базисных состояний. Наши рассуждения противоположны: мы начинаем с фундаментального ортонормированного базиса и получаем из этого коллапс волновой функции.

3.5 Декогеренция и правило Борна

Интерпретация клеточных автоматов устраняет один довольно мутный компонент более стандартных схем интерпретации: роль «декогеренции». Этот аргумент часто используется для объяснения того, почему макроскопические системы никогда не встречаются в квантовой суперпозиции. Пусть $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ два состояния, в которых может находиться классическая система, например, кошка мертва и кошка жива. Согласно Копенгагену, в своем первоначальном виде квантовая механика могла бы предсказать возможность третьего состояния, $|\psi_3\rangle = \alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle$, где α и β могут быть любой парой комплексных чисел удовлетворяющей $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$.

Действительно, кажется почти неизбежным, что система, которая может эволюционировать в состояние $|\psi_1\rangle$ или в состояние $|\psi_2\rangle$, должна также учитывать состояния, которые эволюционируют в $|\psi_3\rangle$. Почему мы не наблюдаем такие состояния? Единственное, что мы наблюдаем - это ситуация, вероятность которой в $|\psi_1\rangle$ может быть $|\alpha|^2$, а вероятность быть в $|\psi_2\rangle$ равна $|\beta|^2$. Но это не то же самое, что состояние $|\psi_3\rangle$.

Часто приводится аргумент, что состояние $|\psi_3\rangle$ является нестабильным. Согласно Копенгагену, вероятность того, что состояние $|\psi\rangle$ перейдет в $|\psi_3\rangle$ будет равна

$$P_3 = |\langle \psi_3 | \psi \rangle|^2 = |\alpha|^2 |\langle \psi_1 | \psi \rangle|^2 + |\beta|^2 |\langle \psi_2 | \psi \rangle|^2 + 2 \operatorname{Re} (\alpha^* \beta \langle \psi | \psi_1 \rangle \langle \psi_2 | \psi \rangle) \quad (3.3)$$

Последней слагаемое здесь отвечает за интерференцию. Это отличает настоящую квантовую теорию от классических теорий. Теперь можно сказать, что, если $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ становятся классическими, они не могут оставаться невосприимчивыми к взаимодействию с окружающей средой. При наличии таких взаимодействий энергии у $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ не будут точно совпадать, и, следовательно, интерференционный член будет сильно колебаться. Затем это слагаемое можно усреднить до нуля. Первые два слагаемых - это просто вероятности, которые имеют либо $|\psi_1\rangle$, либо $|\psi_2\rangle$, что будет классическими вероятностями.

Если на самом деле последний член становится ненаблюдаемым, мы говорим, что два состояния декогерируют [73, 95], так что интерференционный член должен быть заменен на ноль. Вопрос в том, что если мы включим среду в наше описание, энергии все равно должны быть точно сохранены, и быстрых колебаний не будет. Тем не менее, законно ли говорить, что термин вмешательства исчезнет? Обратите внимание, что его абсолютное значение в среднем остается большим.

ИКА даст гораздо более прямой ответ: если состояния $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ являются классическими, то они являются онтологическими состояниями. Состояние $|\psi_3\rangle$ тогда не будет онтологическим состоянием, а состояния реальной вселенной, описывающие, что происходит, если выполняется настоящий эксперимент, никогда не включают состояние $|\psi_3\rangle$. Это всего лишь шаблон, полезный для расчетов, но не описывающий реальность. То, что он может описать, - это ситуация, когда коэффициенты $|\alpha|^2$ и $|\beta|^2$ с самого начала объявлялись как вероятности.

Копенгагенская квантовая механика содержит явно неприводимую аксиому: вероятность того, что найденное состояние $|\psi\rangle$ будет совпадать со свойствами другого состояния $|\varphi\rangle$, должна быть выражена как

$$P = |\langle\varphi | \psi\rangle|^2 \quad (3.4)$$

Это знаменитое правило Борна [12, 13]. Каково физическое происхождение этой аксиомы?

Обратите внимание, что у Борна не было особого выбора. Из теоремы полноты линейной алгебры следует, что собственные состояния $|\varphi\rangle$ эрмитова оператора охватывают все гильбертово пространство и, следовательно,

$$\sum_{\varphi} |\varphi\rangle \langle\varphi| = \mathbb{I}; \quad \sum_{\varphi} |\langle\varphi|\psi\rangle|^2 = \sum_{\varphi} \langle\psi|\varphi\rangle \langle\varphi|\psi\rangle = \langle\psi|\psi\rangle = 1 \quad (3.5)$$

где \mathbb{I} я обозначаю оператора идентичности. Если бы Борн выбрал бы любое другое выражение для представления вероятностей, согласно теореме Глисона [43], оно бы не давало в сумме единицу. Выражение (3.4) оказывается совершенно подходящим для использования в качестве вероятности.

Тем не менее, это отдельная аксиома, и вопрос, почему она работает так хорошо, актуален. В теории скрытых переменных вероятности могут иметь различное происхождение. Наиболее естественное объяснение того, почему некоторые состояния более вероятны, чем другие, кроется в их взаимодействии и эволюции в более ранние моменты. Можно спросить, какие начальные состояния могли привести к состоянию, наблюдаемому в настоящее время, и насколько вероятным оно могло быть. Может существовать множество ответов на этот вопрос. Теперь можно попытаться оценить их совокупные вероятности. Относительные вероятности некоторых данных наблюдаемых конечных состояний могут быть связаны с отношениями найденных чисел. Тогда возникает вопрос: можем ли мы объяснить, связано ли выражение (3.4) с этими числами? Это обсуждение продолжается в разд. 3.7 и в разделе 4.3.

3.6 Теорема Белла, неравенства Белла и CHSH-неравенство

Одна из главных причин, почему теории «скрытых переменных» и теории подчиняющиеся локальным уравнениям обычно отклоняются, заключается в очевидной трудности

в таких теориях для представления запутанных квантовых состояний. Просто потому, что теория де Бройля Боме (не обсуждаемая здесь далее) по своей сути нелокальна, обычно делается вывод, что все теории скрытых переменных либо нелокальны, либо вообще не способны воспроизвести квантовые особенности. Когда Дж. С. Белл исследовал возможность теории скрытых переменных, он столкнулся с теми же трудностями, которые возникли, когда он пытался доказать, что локальные теории скрытых переменных невозможны.

Как и прежде, мы не намерены точно следовать историческому развитию теории Белла [7, 8], а ограничимся кратким изложением самой современной формулировки принципов. Белл разработал мысленный эксперимент, рассматривающий пару квантово-связанных частиц. Это могут быть частицы типа $\text{spin}-\frac{1}{2}$, каждая из которых может находиться в двух квантовых состояниях, описываемых матрицами Паули (??), или это могут быть фотоны со спином 1. Есть несколько тонких различий между этими двумя случаями. Хотя они не являются существенными для аргумента, давайте кратко остановимся на этих различиях. Мы вернемся к более важным аспектам неравенств Белла после уравнения (3.9).

Два ортонормированных состояния для фотонов - это те, где они поляризованы по горизонтали или вертикали, в то время как два состояния $\text{spin}-\frac{1}{2}$ поляризованы вверх или вниз. Действительно, по большей части, когда обсуждаются поляризованные частицы, углы для фотонов рассматриваются как половины углов для частиц со спином $\frac{1}{2}$.

Второе отличие касается запутанного состояния, которое в обоих случаях имеет полный спин 0. Для $\text{spin}-\frac{1}{2}$ это означает, что $(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)|\psi\rangle = 0$, где $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули (??). И таким образом

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle). \quad (3.6)$$

Это означает, что два электрона поляризованы в противоположных направлениях.

Для спина равного единице ситуация выглядит иначе. Пусть эти фотоны движутся в направлении $\pm z$. Определяя $A_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_x \pm iA_y)$ в качестве операторов, которые создают или аннигилируют одну единицу направления вращения, и принимая во внимание то, что фотоны это бозоны, состояние 2-фотонов с нулевым спином в направлении z имеет вид

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A_+^{(1)} A_-^{(2)} + A_-^{(1)} A_+^{(2)} \right) |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |z, -z\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |-z, z\rangle \quad (3.7)$$

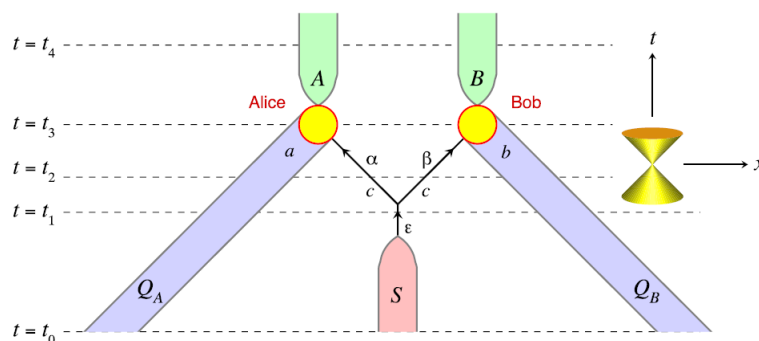
и в силу того, что спин сонаправлен движению, а фотоны идут в противоположных направлениях, мы можем переписать это состояние как

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|++\rangle + |--\rangle) \quad (3.8)$$

где \pm обозначают **спиральности**. В качестве альтернативы можно указать, что операторы A_x и A_y являются индикаторами создания линейно поляризованных фотонов. Далее имеем

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_x^{(1)} A_x^{(2)} + A_y^{(1)} A_y^{(2)}) |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|xx\rangle + |yy\rangle) \quad (3.9)$$

Поскольку эксперимент в основном проводится с фотонами, мы будем далее описывать запутанное состояние фотонов.



Вернемся к делу. Эксперимент Белла показан на рис. 4. В точке S атом ϵ подготовлен в нестабильном состоянии $J = 0$ при $t = t_1$, так что он может распадаться только в другое состояние $J = 0$, одновременно испуская два фотона, так что $\Delta J = 0$, и поэтому два фотона, α и β , должны находиться в запутанном состоянии $S_{tot} = 0$ при $t = t_2$.

Согласно квантовой теории, если $A = 1$, фотон Алисы поляризован в направлении a , поэтому фотон Боба также должен быть поляризован в этом направлении, и интенсивность света, проходящего через фильтр Боба, будет $\cos^2(a - b)$. Следовательно, согласно квантовой теории, вероятность того, что $B = 1$, равна $\cos^2(a - b)$. Тогда вероятность того, что $B = -1$, равна $\sin^2(a - b)$, и те же рассуждения можно применять, если $A = -1$. Таким образом, ожидаемое значение произведения AB оказывается равным

$$\langle AB \rangle = \cos^2(a - b) - \sin^2(a - b) = \cos 2(a - b) \quad (3.10)$$

Фактически, эти корреляционные функции теперь могут быть проверены экспериментально. Красивые эксперименты [2, 3] подтвердили, что корреляции хорошо согласуются с уравнением (3.10).

Идея, высказанная Беллом, состоит в том, что невозможно воспроизвести эту сильную корреляцию между полученными данными А и В в любой теории, где классическая информация передается от атома ε Алисе (А) и Бобу (В). Все, что нужно предположить, это то, что атом излучает сигнал Алисе, и еще один - Бобу, относительно поляризации испускаемых фотонов. Это может быть информация о том, что оба фотона α и β поляризованы в направлении c . Поскольку эта информация передается задолго до того, как Алиса или Боб решили, как ориентировать свои поляризационные фильтры, очевидно, что сигналы в α и β не должны зависеть от этого. Алиса и Боб могут свободно выбирать поляризаторы.

Тогда корреляции напрямую приводят к противоречию, независимо от природы классических сигналов. Противоречие достигается следующим образом. Рассмотрим два варианта, которые может сделать Алиса: выбрать углы a или a' . Точно так же Боб может выбирать между углами b и b' . Каким бы ни был сигнал, который несут фотоны, он должно повлечь за собой ожидаемое значение для четырех наблюдений, которые могут быть сделаны: Алиса наблюдает A или A' в обоих случаях, а Боб наблюдает B или B' . Если и Алиса, и Боб проводят большое количество наблюдений, каждый раз используя один из двух своих вариантов, они могут впоследствии сверить данные и измерить средние значения AB , $A'B$, AB' и $A'B'$. Они рассчитывают среднее

$$S = \langle AB \rangle + \langle A'B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A'B' \rangle \quad (3.11)$$

и смотрят, как оно зависит от углов поляризации a и b .

Теперь предположим, что каждый раз, когда испускаются фотоны, они имеют четко определенные значения для A, A', B и B' . Независимо от того, какие сигналы передаются фотонами, при каждом измерении эти четыре члена будут принимать значения ± 1 , но все они никогда не смогут внести вклад в величину S с одним и тем же знаком (из-за знака минус в (3.11)), из-за этого легко заметить, что S всегда ± 2 , и поэтому его среднее значение будет подчиняться:

$$|\langle S \rangle| \leq 2; \quad (3.12)$$

Эта современная версия оригинального наблюдения Белла называется неравенством Клаузера-Хорна-Шимон-Холта (CHSH) [20, 78]. Однако, если мы выберем углы

$$a = 22.5^\circ, \quad a' = 22.5^\circ, \quad b = 0^\circ, \quad b' = 45^\circ, \quad (3.13)$$

затем, согласно формуле (3.10) квантовая механика дает ожидаемое значение

$$S = 3\cos(45^\circ) \cos 135^\circ = 2\sqrt{2} > 2. \quad (3.14)$$

Как так получается? По-видимому, квантовая механика не дает явных значений ± 1 для измерений A и A' ; она только дает значение фактически измеренной величины, которая в каждом случае является либо A , либо A' , а также либо B , либо B' . Если Алиса измеряет A , она также не может измерить A' , потому что оператор для A' не коммутирует с A ; поляризаторы различаются на угол 45° , и фотон поляризован вдоль одного из углов, который является суперпозицией фотона, поляризованного под другим углом, и фотон, поляризованный ортогонально этому. Таким образом, квантовый результат полностью соответствует предписаниям Копенгагена, но кажется, что он не может быть реализован в локальной теории скрытых переменных.

Мы говорим, что, если A измеряется фактически, измерение A' является контрфактуальным, что означает, что мы представляем себе измерение A' , но на самом деле мы не можем это сделать, точно так же, как мы не можем измерить положение, если мы уже выяснили, какой именно импульс имеет частица. Если две наблюдаемые не коммутируют, одна может измерить другую, но измерение другой контрфактуально.

Действительно, в использованных аргументах предполагалось, что теория скрытых переменных должна позволять наблюдателю фактически выполнять контрфактуальные измерения. Это называется определенностью. Говорят, что локальные теории скрытых переменных, допускающие контрфактические наблюдения, имеют локальную определенность. Квантовая механика запрещает локальную контрфактуальную определенность.

Однако применять термины «определенность» или «реализм» для возможности выполнения контрфактивных наблюдений не очень правильно. «Реализм» должен означать, что на самом деле просто что-то происходит - не суперпозиция вещей; что-то происходит наверняка, а что-то еще не происходит. Это не то же самое, что сказать, что и Алиса, и Боб всегда могут изменить свои поляризационные углы, не допуская каких-либо изменений в других местах [85].

Именно здесь вводится понятие «свободная воля» [22, 23], часто являющееся неточным. Беллом было сделано предположение, часто умалчиваемое многими его последователями, заключающееся в том, что и Алиса, и Боб должны иметь «свободную волю» для изменения своих настроек в любой момент, не обращаясь к настройкам в системе S , которые производит нестабильный атом. Если бы это допускалось в теории скрытых переменных, мы бы получили локальную контрфактуальную определенность, что было исключено.

Суть аргумента, который теперь следует, на самом деле была поднята раньше. Формулировка С. Н. Brans [14] в основном верна, но мы добавим дополнительный момент, который будет называться «законом сохранения онтологии» (разд. 3.7.1), чтобы указать, почему нарушение теоремы Белла не требует "абсурдной физики".

Как мы можем отказать Алисе и/или Бобу в их свободной воле? Что ж, именно в теории детерминированных скрытых переменных Алиса и Боб могут изменить свое мнение о настройке своих поляризаторов, если их мозг подчиняется неким законам, действующим в прошлом, и, нравится это или нет, действия Алисы и Боба определяются законами физики [118], даже если это только локальные законы. Их решения, по логике вещей, уходят своими корнями в далекое прошлое, начиная с Большого взрыва. Так почему мы должны верить, что они могут делать контрфактивные наблюдения?

Этот аргумент обычно опровергается тем, что корреляции между фотонами с распадающегося атома и настройками a и b , выбранными Алисой и Бобом, должны быть удивительно сильными. Гигантский сложный алгоритм мог заставить Алису и Боба принимать свои решения, и все же распадающийся атом задолго до того, как Алиса и Боб применили этот алгоритм, знал о результате. Это называется «заговор», и считается, что заговоры это «отвратительно». «Лучше прекратить заниматься физикой, чем поверить в такую странную вещь», - шутят некоторые исследователи.¹⁷

В разделах 3.7.1, 5.7.3 и ??, мы переходим к сути этой проблемы.

¹⁷Это скорее вопрос психологии (нейробиологии) нежели физики - прим. переводчика

3.7 The Mouse Dropping Function

Чтобы проиллюстрировать, насколько безумные результаты можно получить, была предложена отточенная версия эксперимента Белла: и Алиса, и Боб несут с собой мышь в клетке с едой.¹⁸ Каждый раз, когда они хотят установить углы своих поляризаторов, они считают количество помета мыши. Если количество какулек четное, они выбирают один угол, если оно нечетное, они выбирают другой. "Теперь распадающийся атом должен заранее знать, сколько помета будет производить мышь. Разве это не отвратительно?"

Чтобы увидеть, что нужно для получения этого «отвратительного» результата, рассмотрим простую модель. Мы предполагаем, что существуют корреляции между совместными поляризациями двух запутанных фотонов, называемых c , и настройками, a выбранными Алисой, и b , выбранными Бобом. Все эти углы взяты в интервале $[0, 180^\circ]$. Определим функцию $W(c|a, b)$ как условную вероятность того, что оба фотона поляризованные в направлении c , дают a и b . Предположим, что результат Алисы будет $A = +1$, как только ее «онтологический» фотон принимает состояние $|a - c| < 45^\circ$ или $> 135^\circ$, в противном случае $A = -1$. Для измерения Боба, заменяя $a \leftrightarrow b$ и наоборот, мы предполагаем то же самое. Все будет периодическим по a , b и c с периодом $\pi(180^\circ)$.

Разумно ожидать, что W зависит только от относительных углов $c - a$ и $c - b$:

$$W(c|a, b) = W(c - a, c - b); \quad \int_0^\pi dc W(c - a, c - b) = 1. \quad (3.15)$$

Введите функцию сигнум $s(\varphi)$ следующим образом:

$$s(\varphi) \equiv \text{sign}(\cos(2\varphi)); \quad A = s_{(c-a)}, \quad B = s_{(c-b)} \quad (3.16)$$

Ожидаемое значение произведения AB

$$\langle AB \rangle = \int dc W(c|a, b) s_{(c-a)} s_{(c-b)} \quad (3.17)$$

Как выбрать W , чтобы воспроизвести квантовое выражение (3.10)?

Ведём новые переменные:

$$x = c - \frac{1}{2}(a + b), \quad z = \frac{1}{2}(b - a), \quad W = W(x + z, x - z) \quad (3.18)$$

Квантовая механика требует, чтобы

$$\int_0^\pi dx W(x + z, x - z) s_{(x+z)} s_{(x-z)} = \cos 4z \quad (3.19)$$

Записывая

$$s_{(x+z)} s_{(x-z)} = \text{sign}(\cos 2(x + z) \cos 2(x - z)) = \text{sign}(\cos 4x + \cos 4z) \quad (3.20)$$

мы видим, что уравнения являются периодическими с периодом $\pi/2$, но при более внимательном рассмотрении мы видим, что обе стороны уравнения (3.19) меняют знак, если x и z сдвинуты на величину $\pi/4$. Поэтому сначала пробуем решения с периодичностью $\pi/4$. Кроме того, имеем место симметрия $x \leftrightarrow -x$, $z \leftrightarrow -z$.

¹⁸Эта версия была выдвинута в дискуссии в блоге. К сожалению, я не помню, кто поднял ее, и я не могу найти его основа

Уравнение (3.19) содержит больше неизвестных, чем уравнений, но если мы предположим, что W зависит только от x , но не от z , тогда уравнение может быть легко решено. Дифференцируя уравнение (3.19) по z , получаем внутри интеграла дельта-функцию Дирака, и записываем результат:

$$4 \int_0^{\pi/4} W(x) dx (-2\delta(x + z - \pi/4)) = -4 \sin 4z, \quad \text{if } 0 < z < \frac{1}{4}\pi \quad (3.21)$$

(каждая из четырех частей интеграла в (3.19) дает одинаковый вклад, следовательно, первый множитель = 4). Таким образом получим

$$W(c|a, b) = W(x + z, x - z) = \frac{1}{2} |\sin 4x| = \frac{1}{2} |\sin(4c - 2a - 2b)| \quad (3.22)$$

Это также дает нормализованное 3-точечное распределение вероятностей,

$$W(a, b, c) = \frac{1}{2\pi^2} |\sin(4c - 2a - 2b)| \quad (3.23)$$

Из проверки мы находим, что эта корреляционная функция W действительно приводит к квантовому выражению (3.10). Мы могли бы назвать это «функцией мышинных какулек» (см. Рис. 5). Если Алиса хочет выполнить контрфактивное измерение, она изменяет угол a , в то время как b и c остаются нетронутыми. При этом она выбирает конфигурацию, которая является менее вероятной или более вероятной, чем конфигурация, которую она имела ранее.

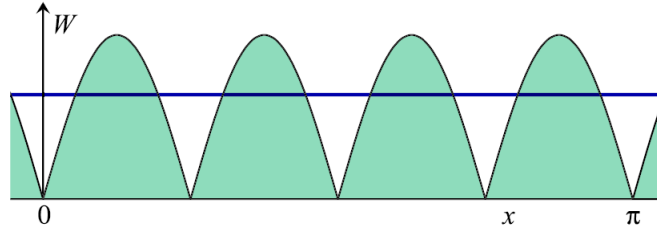


Рис. 5: Функция помета мыши, уравнение (3.23). По горизонтали переменная $x = c - \frac{1}{2}(a + b)$. Усреднение по любой из трех переменных a , b , или c дает тот же результат, что и плоская линия, тогда корреляции исчезают

Имея в виду о возможной интерпретации вероятностей Борна, как это выражено в разд. 3.5 и 4.3, приходим к выводу, что конфигурация начальных состояний, когда мышь Алисы производила различное количество помета, может быть более вероятной или менее вероятной, чем состояние, которое она имела до этого. Мы узнали, что в квантовой механике это приемлемо. Если же мы обсуждаем это с точки зрения основополагающей детерминированной теории, то, похоже, с этим возникают проблемы.

3.7.1 Сохранение онтологии и скрытая информация

Фактически, основная мысль приведенных выше выкладок, заключается в том, что даже в детерминированной теории, подчиняющейся локальным уравнениям, конфигура-

ции шаблонных состояний могут иметь нетривиальные пространственно-подобные корреляции. Как известно, это происходит во многих физических системах. Жидкость, близкая к ее термодинамической критической точке, демонстрирует явление, называемое критической опалесценцией, обусловленной большими колебаниями локальной плотности.¹⁹ Это означает, что корреляционные функции плотности нетривиальны на относительно больших пространственных расстояниях. Это не влечет за собой нарушения теории относительности или любого другого принципа в физике, такого как причинность; это нормальное явление. Жидкость не должна быть квантовой жидкостью, чтобы показать критическую опалесценцию.

Эффект помета мыши кажется загадочным, поскольку в некотором смысле он отрицает, что Алиса, Боб и их мыши имеют «свободную волю». Что такое «свободная воля»? Мы предпочитаем математическое определение, а не эмоциональное (см. Раздел 3.8), и мы также вернемся к этому вопросу в нашем последующем обсуждении в разделах ?? и ?. Все, что мы можем выдвинуть сейчас, это то, что кишки мышей также подчиняются закону сохранения энергии, импульса и момента импульса, как и все в мире, потому что это общие законы. В нашей теории «скрытой переменной» к этому должен быть добавлен общий закон: онтологическое состояние развивается в онтологическое состояние; суперпозиции превращаются в суперпозиции. Если помет мыши является онтологическим в одном описании и неэффективным в другом, то исходное состояние, из которого оно произошло, также было онтологическим или контрфактуальным, соответственно. В этом утверждении не должно быть ничего загадочного.

Однако в этом аргументе есть проблемный элемент, который состоит в том, что каким-то образом запутанные фотоны, покидающие источник, уже несут информацию о настройках, которые будут использоваться Алисой и Бобом. Они сами не сообщают нам настройки, но несут информацию о корреляционной функции этих настроек. Таким образом, нелокальная информация о будущем уже присутствует в «скрытых» онтологических данных фотонов, информация, которая исчезает, когда мы перефразируем то, что происходит в терминах стандартных квантово-механических описаний. Таким образом, в онтологическом описании происходящего есть нетривиальная информация о будущем. Мы утверждаем, что, пока эта информация подчиняется строгому закону сохранения - закону сохранения онтологии, как описано выше, - здесь нет противоречия, но мы подозреваем, что это может пролить свет на идею супердетерминизма.

На самом деле, существует даже менее тривиальное соглашение, чем помет мыши, с помощью которого Алиса и Боб могут принимать свои решения. Они могли бы одновременно отслеживать флуктуации света, вызванные светом, исходящим от разных квазаров в противоположных точках неба [38], и использовать их для определения настроек a и b своих фильтров. Эти квазары, обозначенные как Q_A и Q_B на рис. 4, могли испускать свои фотоны вскоре после Большого взрыва, в момент времени $t = t_0$ на рисунке, когда они находились на расстоянии миллиардов световых лет друг от друга. Колебания этих квазаров также должны подчиняться формуле мышинных какашек (3.22). Как такое может быть? Единственное возможное объяснение - это то, что предлагает теория инфляции ранней вселенной: эти два квазара вместе с распадающимся атомом имеют общее прошлое, и поэтому их свет коррелирован. Обратите внимание, что корреляция, генерируемая распределением вероятностей (3.23), является подлин-

¹⁹Опалесценция - физ. явление рассеяния света мутной средой, обусловленное её оптической неоднородностью;

ной корреляцией трех тел. Интегрирование по любой из трех переменных дает плоское распределение. Квазары коррелируют только через состояние, в котором находится распадающийся атом, но не напрямую друг с другом. Это явно таинственная корреляция, но она не противоречит тому, что мы знаем о законах физики, см. Замечания в конце секц. ?? и ?? в части II.

На самом деле, эти космические корреляции должны быть огромными: кто знает, где еще во вселенной некоторые инопланетные Алисы и Бобы проводят эксперименты, используя те же квазары...

3.8 Свободная воля и инверсия времени

Понятие «свободная воля» может сбивать с толку. В некоторых случаях дискуссия кажется граничащей с религиозной. Должно быть совершенно ясно, что теории Природы, обсуждаемые в этой книге, не имеют ничего общего с религией, и поэтому мы должны сформулировать более конкретно то, что подразумевается под «свободной волей».

Идея, лежащая в основе того, что часто называют «свободной волей», в принципе чрезвычайно проста. Представьте, что у нас есть модель, которая описывает то, что происходит в Природе, например, мысленный эксперимент, для которого Белл и CHSH написали свои неравенства. Предположим, что мы описали распадающийся атом, испускающий два фотона, в терминах некоторых кинематических переменных. Все, что мы хотим знать, это то, как отреагирует система в модели, если мы сделаем небольшое изменение настроек, выбранных Алисой, оставив Боба и запутанные фотоны нетронутыми. Как бы поток информационных носителей взаимодействовал, чтобы привести к результатам, которые нарушают это неравенство?

Мы знаем, что не существует божественного создателя модели, который мог бы делать такие изменения, но это не главное. Мы знаем, что, собственно говоря, у Боба нет свободы воли, чтобы вносить изменения самостоятельно. Но что скажет модель? Чего действительно можно ожидать от теории, так это того, что:

теория предсказывает, как ее переменные однозначно эволюционируют из любого выбранного начального состояния.

Предположим, что в эксперименте Белловского типа мы начинаем с конфигурации с заданными параметрами фильтров a и b Алисы и Боба. Мы видим запутанные частицы, движущиеся от источника к двум детекторам. Нам нужна наша модель, чтобы прописать, что происходит, когда мы смотрим на состояние, которое было изменено, как описано выше. Таким образом, на самом деле это *свобода выбора начального состояния в любое время t* , которую можно ввести в теорию.

Обратите внимание, что это подразумевает, что можно игнорировать вопрос, как эти состояния могли эволюционировать из конфигураций в прошлом. Весь аргумент «свободной воли» предполагает, что нам не нужно проверять, какие модификации потребовались бы в прошлых событиях, чтобы реализовать новую модификацию. Независимо от того, что это за состояние, теория должна давать прогноз. Белл вывел свои неравенства для результатов различных начальных состояний, которые он выбрал, и эти неравенства, по-видимому, нарушаются квантовой механикой.

Мы вывели в разд. 3.7 что для воспроизведения квантово-механического результата, вероятности настроек a , b и c должны быть коррелированы, а корреляционная функция, связанная с одной простой моделью, была рассчитана. Здесь мы видим, как, в принципе, понятию свободной воли, данному выше, можно противопоставить:

Внесение изменений в заданные значения кинетических переменных порождает изменение и вероятностей.

Найденная нами корреляционная функция описывает 3-точечные корреляции. Все двойные корреляции исчезают.

Теперь ситуацию можно дополнительно прояснить, если мы воспользуемся важным свойством, которое уравнение Шредингера разделяет с классическими уравнениями Ньютона: микроскопические законы могут быть решены задом наперед.

Скажем только Алиса, изменила свои настройки, и фотоны остались без изменений. Тогда мы можем прийти к конфигурации, которая, по-видимому, нарушает неравенство Белла или неравенство CHSH.²⁰ В более ранних дискуссиях о супердетерминизме было заявлено, что Алиса не имеет «свободной воли», чтобы сделать это, но теперь мы говорим: возможно, нет, но мы, безусловно, можем позволить себе изучить полученное состояние, и спросить какой была физическая структура в прошлом, решая микроскопические уравнения назад во времени.

И теперь нетрудно увидеть, что тогда произойдет. Квантовое состояние запутанных фотонов больше не будет подготовлено изначально: фотоны улетающие от Алисы (назад во времени) теперь имеет другую поляризацию. Исходное состояние, в котором суммарный спин двух фотонов был равен нулю (S -состояние), теперь будет частично содержать состояние D , с суммарным спином $s = 2$. Таким образом, выбирая различные настройки, Алиса или Боб изменили состояния фотонов, которые они обнаруживают. Далее состояние $s = 2$ возвращается назад в прошлое, и мы видим не распад атома, а гораздо менее вероятное состояние отскока фотонов от атома, отказывающегося выполнить предполагаемый процесс распада назад во времени. Термодинамически, это гораздо менее вероятное начальное состояние; это контрфактическое начальное состояние.

Это контрфактическое начальное состояние будет полностью законным с точки зрения микроскопических законов физики, но, вероятно, совсем не с точки зрения макроскопических законов, в частности термодинамики. Этот аргумент показывает, что теорема Белла требует больше скрытых допущений, чем обычно полагается: квантовая теория противоречит классической теории только в том случае, если мы предположим, что «контрфактическая модификация» не нарушает законы термодинамики.

В наших моделях мы должны предполагать, что это так. Неизбежно, более «вероятная» модификация настроек действительно превращает фотонное состояние в другое. На первый взгляд это кажется странным: модификация была сделана в одной из настроек, а не в приближающихся фотонах. Однако мы должны признать, что фотоны, описанные на языке квантовой механики, находятся в шаблонных состояниях; онтологические состояния, образующие ортонормированное множество, должны включать в себя гораздо больше онтологических степеней свободы, чем только эти два фотона, чтобы оставаться ортонормированными.

Отметим, что, наконец, здесь установлена причина нарушения неравенств CHSH. В итоге: понятие «свободной воли» должно быть заменено понятием, что полезная модель Природы должна давать правильные прогнозы относительно того, что происходит для любого данного начального состояния (свобода выбора начального состояния), тогда как контрфактивное начальное состояние рассматриваемое в эксперименте Белла приводит к тому, что исходные запутанные фотоны получают примесь со спином 2, что

²⁰То есть в статистическом смысле; были и более продуманные конструкции состояний, которые приводили бы к конфигурациям, которые полностью исключались при написании в терминах скрытых переменных.

значительно подавляет вероятность этого состояния. В секциях 4.2 и 4.3 мы увидим, что квантово-механические вероятности действительно можно проследить до вероятностей в начальном состоянии. Поэтому, когда в момент времени $t = t_3$ амплитуда оказывается низкой, а вероятность Борна мала, это на самом деле может быть связано с меньшей вероятностью выбранного начального состояния при $t = t_1$. Состояние $spin = 2$ для распадающегося атома имеет гораздо меньшую вероятность, чем состояние $spin = 0$.

4 Детерминистическая квантовая механика

4.1 Вступление

Большинство попыток сформулировать теории скрытых переменных в существующей в настоящее время литературе состоят из некоторой модификации реальной квантовой теории и замены обычной классической физики каким-то стохастическим формализмом. За этим всегда стоит идея, что квантовая механика настолько отличается от классической физики, что некоторые глубокие модификации стандартных процедур кажутся необходимыми.

В подходе, отстаиваемом здесь, утверждается, что то, что мы называем детерминированной квантовой механикой, намного ближе к стандартным процедурам, чем обычно считается возможным.

Детерминированная квантовая механика не является ни модификацией стандартной квантовой механики, ни модификацией классической теории. Она находится на стыке этих двух теорий.

Это поперечное сечение намного больше и перспективнее, чем обычно думают. Мы можем сформулировать теорию двумя способами: начиная с традиционной квантовой механики или начиная с совершенно классической. Мы уже видели в предыдущих частях этой работы, что это значит; здесь мы резюмируем.

Исходя из традиционной квантовой механики, детерминированная квантовая механика представляет собой небольшое подмножество всех квантовых теорий: *мы постулируем существование очень особого базиса в гильбертовом пространстве: онтологического базиса*. Онтологический базис - это базис, с помощью которого уравнение Шредингера отправляет базисные элементы в другие базисные элементы в достаточно плотные моменты времени.

Весьма вероятно, что для онтологического базиса будет много разных вариантов (часто связанных преобразованиями симметрии), и будет трудно решить, какой из них является "реальным". Любой из этих вариантов выбора для нашего онтологического базиса будет служить нашей цели, но только один из них будет "истинным и нам будет практически невозможно решить, какой именно.

Не будем сильно переживать по этому поводу. Поиск квантовых теорий, которые имеют онтологический базис, будет важным и трудным занятием. Мы надеемся, что это упражнение может привести к новым теориям, которые могут помочь развитию физики элементарных частиц и квантовой гравитации. Также это может помочь нам найти специальные теории космологии.

Наше определение онтологического базиса намеренно немного расплывчато. Мы не указываем, насколько плотными должны быть моменты времени, и точно не указываем, как определяется время; в специальной теории относительности мы можем выби-

рать различные системы отсчета, где время означает что-то другое. В общей теории относительности необходимо указать поверхности Коши, которые определяют временные срезы. Действительно важно то, что онтологический базис позволяет определить значимое подмножество наблюдаемых как операторы, диагональные в этом базисе. Мы постулируем, что они эволюционируют друг в друга, и это означает, что их собственные значения остаются четко определенными с течением времени. Точные определения онтологического базиса будут необходимы, только если мы будем иметь в виду конкретные теории; в первых простых примерах, которые мы обсудим, всегда будет ясно, что это за базис. В некоторых случаях время может течь непрерывно, в других, особенно когда у нас есть дискретные операторы, время также ограничено дискретным подмножеством непрерывной временной линии.

После того, как такой базис будет идентифицирован, мы получаем в свое распоряжение набор наблюдаемых, с точки зрения которых эволюционные уравнения времени представляются классическими уравнениями. Это тогда связывает систему с классической теорией. Но это была квантовая теория, с которой мы начинали, и эта квантовая теория позволяет нам без особых затруднений трансформироваться в любой другой базис, который нам нравится. Пространство Фока для элементарных частиц построено на таком базисе, и оно все еще позволяет нам выбирать любые ортонормированные наборы волновых функций, которые нам нравятся для каждого типа частиц. Вообще, базис в пространстве Фока не будет онтологическим. Мы также можем рассмотреть базис, охватываемый полевыми операторами $\phi(\vec{x}, t)$, $A_\mu(\vec{x}, t)$ и т. д. В общем случае, он также не будет онтологическим.

Ясно, что онтологический базис для Стандартной модели еще не найден, и очень сомнительно, существует ли что-либо, напоминающее онтологическую основу для Стандартной модели. Скорее всего, сначала модель нужно будет расширить, чтобы каким-то образом охватить гравитацию. Это означает, что, вполне вероятно, наши модели требуют описания переменных в масштабе Планка. В то же время, это может быть полезным упражнением для выделения операторов в Стандартной модели, которые остаются диагональными дольше, чем другие, поэтому они могут быть ближе к онтологическим переменным теории, чем другие операторы. В общем, это означает, что мы должны исследовать коммутаторы операторов. Можем ли мы определить операторы, которые, несмотря ни на что, случайно переключаются? Мы увидим простой пример такого класса операторов, когда будем изучать наши "нейтринные" модели (раздел ?? в части II); "Нейтрино" в кавычках, потому что это будут идеализированные нейтриноподобные фермионы. Мы также увидим, что все, что напоминает гармонический осциллятор, можно перефразировать в онтологическом базисе для описания классических переменных, которые периодически эволюционируют, причем период равен периоду исходного осциллятора (раздел ?? в части II).

Мы также увидим во второй части, что некоторые из отображений, которые мы найдем, вовсе не являются надежными. Большинство наших примеров перестают быть связанными с классической системой, если включены взаимодействия, если только не принять, что возникают отрицательные энергетические состояния (Раздел ??). Кроме того, у нас есть так называемые пограничные состояния. Это состояния, которые образуют подмножество гильбертова пространства с нулевой мерой, но их вклад все еще может испортить точное соответствие.

Вместо того, чтобы искать онтологический базис в существующей квантовой системе, мы можем также представить определение теории для детерминированной квантовой

механики, начав с некоторой полностью классической теории. Частицы, поля, почему бы и нет, перемещаются по классическим законам. Эти классические законы могут напоминать классические теории, с которыми мы уже знакомы: механика, классические теории поля, такие как уравнения Навье-Стокса, и так далее. Однако наиболее интересным классом моделей являются клеточные автоматы. Клеточный автомат - это система с локализованными, классическими, дискретными степенями свободы,²¹ обычно расположенными в решетке, которые подчиняются эволюционным уравнениям. Уравнения эволюции принимают форму компьютерной программы и могут быть точно исследованы на компьютерах. Типичная особенность клеточного автомата состоит в том, что закон эволюции данных в каждой ячейке зависит только от данных в соседних ячейках, а не от того, что происходит на больших расстояниях. Это желательная форма локальности, которая действительно гарантирует, что информация не может распространяться быстрее, чем ограничивающая скорость, обычно предполагаемая как локальная скорость света.²²

В принципе, такие классические теории могут быть выбраны, чтобы быть намного более общими, чем классические модели, наиболее часто используемые в физике. Поскольку нам нужен механизм стабилизации, наша классическая модель обычно должна подчиняться принципу Гамильтона, который, однако, для дискретных теорий принимает форму, существенно отличающуюся от обычной гамильтоновой системы, см. Часть II, гл. 19. Тогда очень важным ограничением будет требование обратимости времени. Если классическая модель не обратима во времени, на первый взгляд кажется, что наши процедуры потерпят неудачу. Например, мы хотим, чтобы наш эволюционный оператор был унитарным, чтобы квантовый гамильтониан оказался эрмитовым оператором. Но, как мы увидим, даже это условие можно ослабить. Например, уравнения Навье-Стокса, хотя и обратимы во времени в коротких временных масштабах, действительно рассеивают информацию. Когда жидкость Навье-Стокса приходит в состояние покоя из-за условий вязкости, она больше не может прослеживаться во времени. Тем не менее, временные необратимые системы могут в любом случае представлять интерес для физических теорий, как будет обсуждаться в разд. ??.

Начиная с любой классической системы, мы определяем базовый элемент для каждого состояния, в котором может находиться система. Эти базовые элементы объявляются ортонормированными. В этом искусственном гильбертовом пространстве состояния развиваются, и представляется, что это стандартная практика: сначала строится оператор эволюции, который описывает постулируемую эволюцию, а затем идентифицируется квантовый гамильтониан, который генерирует этот оператор эволюции, путем возведения в степень.

Как только у нас будет наше гильбертово пространство, мы сможем выполнить любое базисное преобразование, которое нам нравится. Затем, в базисе, где квантовые вычисления могут быть выполнены для покрытия больших расстояний в пространстве и времени, мы находим, что состояния, которые мы первоначально называли "онтологическими" теперь действительно являются квантовыми суперпозициями новых базовых элементов, и, как таковые, они могут создавать интерференцию явления. Основная идея, лежащая в основе детерминированной квантовой механики, заключается в том, что на

²¹Помимо этого, можно также представить квантовые клеточные автоматы. Они будут определены квантовыми операторами (или кубитами) внутри своих клеток. Они обычно используются в качестве «решеточных квантовых теорий поля», но, как правило, не допускают онтологического базиса.

²²Это понятие локальности не мешает коррелировать отдаленным квазарам, см. 3.7.1

этом этапе наши преобразования имеют тенденцию становиться настолько сложными, что исходные онтологические состояния уже невозможно отличить от любой другой суперпозиции состояний, и именно поэтому в традиционной квантовой механике мы рассматриваем их все без различия. Мы утратили способность идентифицировать онтологические состояния в сегодняшних "эффективных" квантовых теориях.

4.2 Пересмотр классического предела

У нас тут назрел ряд интересных вопросов для обсуждения. Одним из них является акт измерения, и в результате "коллапс волновой функции". Что такое измерение [93]?

Ответ на этот вопрос может быть чрезвычайно интересным. Измерение позволяет одному биту информации на квантовом уровне развиваться во что-то, что можно распознать и идентифицировать в больших масштабах. Информация становится классической, если ее можно увеличить до произвольной величины. Подумайте о космических кораблях, которые реагируют на команды компьютера, которые, в свою очередь, могут идентифицироваться всего в нескольких электронах в его чипах памяти. Повлиять на эти данные может даже один космический луч. Космический корабль, в свою очередь, может накоплением небольших воздействий повлиять на состояние больших систем, в конечном итоге вынуждая планеты изменять свои орбиты.

По аналогии мы определяем измерение как процесс, который превращает один бит информации в состояния, в которых бесчисленное множество бит и байтов реагируют на него. Представьте, что планета меняет свой курс. Будет ли это наблюдаться с точки зрения исходных, онтологических переменных, формул? Было бы очень сложно представить, что этого не будет. Внутренняя часть планеты может иметь свои онтологические наблюдаемые, расположенные так, что они очень мало отличаются от того, что происходит в вакуумном состоянии. Какими бы ни были эти мелкие изменения, сама планета настолько велика, что крошечные различия можно сложить статистически, чтобы классические параметры орбиты планеты были узнаваемы с точки зрения исходных онтологических степеней свободы.

Рассмотрим крошечную долю δV объема V планеты. Возьмем онтологические переменные внутри δV и сравним их с онтологическими переменными, описывающими аналогичный объем δV в пустом пространстве. Из-за "квантовых" флуктуаций может быть некоторая вероятность того, что эти переменные совпадают, но трудно представить, что они будут полностью совпадать. Итак, пусть вероятность $P(\delta V)$, что они совпадают, будет несколько меньше 1, скажем:

$$P(\delta V) = 1 - \varepsilon \quad (4.1)$$

с малым значением для $\varepsilon > 0$. Тогда вероятность того, что планета в целом неотличима от вакуума, будет

$$P_{\text{tot}} = (1 - \varepsilon)^{V/\delta V} \approx e^{-\varepsilon V/\delta V} \rightarrow 0 \quad (4.2)$$

если объем V планеты достаточно велик. Это означает, что большие планеты должны хорошо отличаться от состояния вакуума.

Это очень важный момент, потому что это означает, что в широком масштабе все другие классические наблюдаемые нашего мира также должны быть диагональными с

точки зрения онтологической основы: крупномасштабные наблюдаемые, такие как орбиты планет, а затем, конечно, также классические данные, показанные в детекторе, являются beables. Они коммутируют с нашими микроскопическими beables (правдоподобными) операторами. Смотрите также Рис. 6

Давайте теперь снова обратимся к природе волновых функций или состояний $|\psi\rangle$, которые представляют собой реально наблюдаемые явления. В терминах базиса, который мы обычно используем в квантовой механике, эти состояния будут сложными квантовыми суперпозициями. С точки зрения теоретического, онтологического основания, beables будет просто описывать элементарные базовые элементы. И теперь то, что мы только что утверждали, это то, что они также будут элементарными собственными состояниями классических наблюдаемых в больших масштабах! Это означает, что состояния $|\psi\rangle$, которые мы фактически производим в наших лабораториях, автоматически распадаются на состояния, которые можно различить классически. Не нужно будет модифицировать уравнение Шредингера, чтобы реализовать коллапс волновой функции; это произойдет автоматически.²³

Это устраняет проблему с кошкой Шредингера. Кошка обязательно будет мертвой или живой, но никогда не в суперпозиции. Это потому, что все состояния $|\psi\rangle$, которые мы можем когда-либо производить внутри машины для убийства, являются онтологическими. Когда мы пишем их как суперпозиции, это происходит потому, что точное состояние, с точки зрения онтологических базисных элементов, точно не известно.

В мысленном эксперименте Шредингера состояние фактически начиналось с онтологического состояния, и по этой причине оно могло эволюционировать только в мертвого или живого кота. Если бы мы попытались поставить наложенное состояние, $\alpha|\text{dead}\rangle + \beta|\text{alive}\rangle$ в нашем ящике у нас не было бы онтологического состояния, а было бы только состояние шаблона. Мы не можем создать такое состояние! Мы можем повторить эксперимент; в нашем упрощенном описании, используя нашу эффективную, но не онтологическую основу, мы могли бы подумать, что в качестве нашего начального состояния мы имеем наложенное состояние, но этого, конечно, никогда не бывает, все состояния, которые мы когда-либо реализуем в лаборатории, являются онтологическими, что позже рухнет в состояния, в которых классические наблюдаемые принимают определенные значения, даже если мы не всегда можем их предсказать.

По мнению автора, это решение проблемы коллапса, проблемы измерения и проблемы кота Шредингера на самом деле является одним из самых сильных аргументов в пользу интерпретации клеточного автомата.

4.3 Правило вероятности Борна

4.3.1 Использование шаблонов

Для подхода, отстаиваемого в этой книге, было введено понятие шаблонов, представленное в разд. 2.1. Мы утверждаем, что обычная квантовая механика достигается, если мы выполним довольно сложное базисное преобразование в онтологических базовых состояниях. Эти новые базисные элементы, полученные таким образом, будут весьма сложными квантовыми суперпозициями онтологических состояний. Именно эти состояния мы называем "шаблонными состояниями"; это распознаваемые состояния, которые

²³Поэтому бессмысленно спрашивать, когда и как быстро произойдет коллапс.

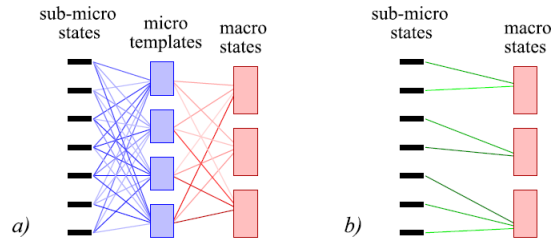


Рис. 6: Классические и квантовые состояния. **а** Субмикроскопические состояния являются «скрытыми переменными». Атомы, молекулы и поля являются шаблонами, определяемыми как квантовые суперпозиции субмикроскопических состояний и используемые в общепринятом микроскопическом масштабе. Обычные "классические" объекты, такие как планеты и люди, являются макроскопическими, и опять же суперпозициями микро-шаблонов. Линии здесь указывают квантовые матричные элементы. **б** Классические макроскопические состояния - вероятностные распределения субмикроскопических состояний. Здесь линии указывают вероятности. Число состояний принимает астрономические масштабы, но микроскопические шаблоны более многочисленны, чем классические, а субмикроскопических состояний и того больше.

мы обычно используем в квантовой механике. Не исключено, что преобразование может в некоторой степени включать нелокальность.

Обращая это преобразование, можно обнаружить, что онтологические состояния, в свою очередь, будут сложными суперпозициями шаблонных состояний. Суперпозиции сложны, потому что они будут включать много мод, которые нам едва видны. Например, вакуумное состояние, наше самое элементарное шаблонное состояние, будет суперпозицией очень многих онтических (сокращенно онтологических) состояний. Почему это так, сразу становится очевидным, если мы понимаем, что вакуум является самым низким собственным состоянием гамильтониана, в то время как гамильтониан не является beable, а "изменчивым" (changeable) (см. Раздел 2.1.1). Конечно, если это верно для вакуума (раздел 5.7.5), он, безусловно, также будет действовать для всех других обычно используемых состояний шаблона. Мы знаем, что некоторые онтические состояния преобразуются в запутанные комбинации шаблонов, поскольку запутанные состояния могут создаваться в лаборатории.

Макроскопические состояния, которые представляют собой классические состояния, описывающие людей и планеты, а также указатели измерительного устройства и, конечно, живых и мертвых кошек, опять же являются суперпозициями шаблонных состояний в целом, но обычно они не определены с бесконечной точностью, поскольку мы не наблюдаем каждый атом внутри этих объектов. Каждое макроскопическое состояние на самом деле представляет собой композицию очень многих квантовых состояний, но они хорошо отличаются друг от друга.

На рис. 6 фундаментальные онтологические состояния являются субмикроскопическими, тогда мы видим микроскопические состояния, которые являются квантовыми состояниями, которые мы обычно рассматриваем, то есть матричные состояния и, наконец, макроскопические или классические состояния. Элементы матрицы, относящиеся к этим различным состояниям, обозначены линиями переменной толщины.

В предыдущем разделе утверждалось, что классические или макроскопические со-

стояния являются диагональными в терминах субмикроскопических состояний, поэтому все они являются онтическими состояниями. Любопытно, что в Природе состояния, наиболее подходящие для описания атомов, молекул и субатомных частиц, являются шаблонными состояниями, требующими суперпозиции. Таким образом, когда мы наблюдаем классический объект, мы также смотрим на онтологические вещи, поэтому шаблонное состояние, которое мы используем для описания того, что мы ожидаем увидеть, "коллапсирует" в дельта-подобное распределение вероятностей в терминах классических состояний.

В беседах с коллегами автор заметил, насколько они удивлены приведенными выше утверждениями о том, что классические состояния являются онтологическими. Приведенные выше рассуждения, однако, почти невозможно игнорировать, и, действительно, наше простое наблюдение многое объясняет о том, что мы иногда воспринимаем как подлинные "квантовые тайны". Таким образом, это стало неотъемлемой частью нашей теории.

4.3.2 Вероятности

На первый взгляд может показаться, что понятие вероятности теряется в нашем подходе к квантовой механике. Наша теория является онтической, она описывает определенность, а не вероятности.

Однако вероятности возникают естественным образом и во многих классических системах. Подумайте, как ученый 19-го века смотрел бы на вероятности. В эксперименте по столкновению частиц два пучка частиц пересекаются в области взаимодействия. Как частицы будут рассеиваться? Конечно, частицы будут слишком малы, чтобы нацеливать их так точно, что мы заранее точно знали бы, как они встречаются друг с другом, поэтому мы применяем законы статистики. Без использования квантовой механики ученый 19-го века наверняка знал бы, как вычислить угловое распределение рассеянных частиц, предполагая некоторый классический потенциал взаимодействия. Происхождение статистической природы результатов его расчетов просто прослеживается в неопределенности относительно исходного состояния.

В традиционной квантовой механике начальное состояние может казаться точно известным: у нас есть два пучка, состоящих из совершенно плоских волновых функций; статистическое распределение происходит потому, что волновые функции конечного состояния имеют определенную форму, и только там квантовый физик начинает вычислять амплитуды и выводить вероятности рассеяния из них. Так что это выглядит совсем по-другому. Теперь мы собираемся объяснить, что происхождение статистики в обоих случаях в конце концов одинаково.

В нашей теории переход от классической записи к квантовой записи происходит, когда мы решаем использовать шаблонное состояние $|\psi(t)\rangle$ для описания состояния системы. При $t = 0$ коэффициенты $|\lambda_A|^2$, где (см. Замечания после уравнения (2.2))

$$\langle \text{ont}(0)_A | \psi(0) \rangle = \lambda_A \quad (4.3)$$

определяют вероятность того, что мы начинаем с онтологического состояния A . Затем мы используем наше уравнение Шредингера для определения динамики $|\psi(t)\rangle$. Когда в какое-то время t_1 достигается асимптотическое превышение, мы вычисляем $\langle \text{ont}(t_1)_A | \psi(t_1) \rangle$, где теперь онтологическое состояние представляет результат конкретного измерения, скажем, частиц, попавших в детектор под некоторым заданным углом.

Согласно квантовой механике с использованием правила Борна, абсолютный квадрат этой амплитуды является вероятностью конкретного исхода, но, согласно нашей теории, начальные онтологические состояния $|\text{ont}(0)_A\rangle$ развились в конечные онтологические состояния $|\text{ont}(t_1)_A\rangle$, поэтому мы должны использовать те же коэффициенты λ_A . И теперь они определяют вероятность данного исхода. Таким образом, мы заключаем, что эти вероятности совпадают с вероятностями, с которых мы начали с данными онтологическими состояниями.

Конечные онтологические состояния - это онтологические состояния, которые приводят к данному результату эксперимента. Обратите внимание, что мы использовали суперпозиции при расчете амплитуд переходов, но окончательные ответы просто соответствуют вероятности того, что мы начали с данного онтологического состояния, которое, с уверенностью, превратилось в данное конечное, классическое состояние.

Наши шаблонные состояния образуют очень маленькое подмножество всех онтологических состояний, так что каждый раз, когда мы повторяем эксперимент, фактическое онтическое состояние является другим. Начальное состояние шаблона теперь представляет вероятности начальных онтических состояний, и, поскольку они проецируются в классические конечные состояния, и если начальные состояния подчиняются правилу Борна, классические конечные состояния тоже ему следуют. Следовательно, мы можем доказать, что наша теория подчиняется правилу Борна, если мы знаем, что начальное состояние делает это в отношении онтических мод. Если теперь мы постулируем, что используемые шаблонные состояния всегда отражают относительные вероятности онтических состояний теории, то правило Борна представляется неизбежным следствием [113].

Самое главное, что нет абсолютно никаких оснований пытаться включить в нашу теорию отклонения от вероятностной интерпретации Копенгагена от Борна. Правило Борна будет строго соблюдаться; то есть не будет систематических, воспроизводимых отклонений. Таким образом, мы утверждаем, что правило Борна следует из нашего требования, чтобы базис используемых нами шаблонных состояний был связан с базисом онтологических состояний посредством ортонормированного или унитарного преобразования.

Таким образом, мы получили, что: пока мы используем ортонормированные преобразования для перехода от одного базиса к другому, правило Борна, включая использование абсолютных квадратов для представления вероятностей, является единственным правильным выражением для этих вероятностей.

5 Краткое описание интерпретации КА

Конечно, мы предполагаем, что читатель знаком с „представлением Шредингера”, а также с „представлением Гейзенберга” традиционной квантовой механики. Мы будем попеременно использовать оба представления.

5.1 Обратимые по времени клеточные автоматы

Модель зубчатого колеса, которая, как описано в разд. 2.2, может быть применена для описания зеemanовского атома с одинаково расположенными энергетическими уровнями. Это прототип автомата. Все наши детерминированные модели можно охарактери-

зовать как «автоматы». Клеточный автомат - это автомат, в котором данные представляются для формирования дискретной d -мерной решетки в $n = d + 1$ -мерном пространстве-времени. Элементы решетки называются «ячейками», и каждая ячейка может содержать ограниченный объем информации. Данные $Q(\vec{x}, t)$ в каждой ячейке (\vec{x}, t) могут быть представлены целым числом или набором целых чисел, возможно, но не обязательно ограниченным максимальным значением N . Закон эволюции переписывает значения ячеек в момент $t + 1$, используя значения для момента времени t (или t и $t - 1$).²⁴ Как правило, закон эволюции для данных в ячейке в пространстве-времени

$$(\vec{x}, t), \quad \vec{x} = (x^1, x^2, \dots, x^d), \quad x^i, t \in \mathbb{Z} \quad (5.1)$$

будет зависеть только от данных в соседних ячейках в $(\vec{x}', t - 1)$ и, возможно, в $(\vec{x}', t - 2)$. Если в этом законе эволюции соотношение $\|\vec{x}' - \vec{x}\|$ ограничено некоторой границей, то говорят, что клеточный автомат подчиняется локальности. Кроме того, клеточный автомат считается обратимым во времени, если данные из прошлых ячеек могут быть восстановлены из данных в более поздние времена, и если правилом для этого является также клеточный автомат. Обратимость во времени можно легко гарантировать, если принять закон эволюции

$$Q(\vec{x}, t + 1) = Q(\vec{x}, t - 1) + F(\vec{x}, \{Q(t)\}) \quad (5.2)$$

где $Q(\vec{x}, t)$ представляет данные в конкретной точке (\vec{x}, t) решетки пространства-времени, а $F(\vec{x}, \{Q(t)\})$ - некоторая заданная функция данных всех ячеек, соседних с точкой \vec{x} в момент времени t . Здесь $+$ обозначает сложение, сложение по модулю некоторого целого числа N или некоторую другую простую, обратимую операцию в пространстве переменных Q . Конечно, тогда мы имеем обратимость времени:

$$Q(\vec{x}, t - 1) = Q(\vec{x}, t + 1) - F(\vec{x}, \{Q(t)\}) \quad (5.3)$$

где $-$ обратная операция к $+$.

Простая модель зубчатого колеса допускает как классическое, так и квантово-механическое описание, без каких-либо изменений физики. Теперь мы можем сделать то же самое для клеточного автомата. Классические состояния, в которых может находиться автомат, рассматриваются как ортонормированный набор базисных элементов онтологического базиса. Оператор эволюции $\hat{U}(\delta t)$ для одного временного шага, длительность которого составляет δt , является унитарным оператором, так что все его собственные состояния $|E_i\rangle$ унимодулярны:

$$U_{\text{op}}(\delta t) |E_i\rangle = e^{-i\omega_i \delta t} |E_i\rangle, \quad 0 \leq \omega < 2\pi \quad (5.4)$$

и можно найти оператор \hat{H} такой, что

$$U_{\text{op}}(\delta t) = e^{-i\hat{H}\delta t}, \quad 0 \leq \hat{H} < 2\pi/\delta t \quad (5.5)$$

Однако можно свободно добавлять целые кратные $2\pi/\delta t$ к любому из собственных значений этого гамильтониана, не меняя выражения для \hat{U} , так что в определении \hat{H}

²⁴В последнем случае, онтологический базис должен состоять из данных в двух последовательных временных слоях.

есть много свободы. Можно добавить произвольные фазовые углы к собственным состояниям, $|E_i\rangle \rightarrow e^{i\phi_i}|E_i\rangle$, и эти модификации могут также зависеть от возможных сохраняющихся величин. Ясно, что можно немного изменить гамильтониан, не повредив его полезности для генерации оператора эволюции \hat{U} . В подразделе 2.2.2 раздела 2.2 показано, как довольно сложные энергетические спектры могут возникать таким образом в относительно простых обобщениях модели зубчатого колеса.

Подобные модификации в гамильтониане вполне могут потребоваться, если мы хотим отразить свойство локальности клеточного автомата в гамильтониане:

$$\hat{H} \stackrel{?}{=} \sum_{\vec{x}} \hat{\mathcal{H}}(\vec{x}), \quad [\hat{\mathcal{H}}(\vec{x}'), \hat{\mathcal{H}}(\vec{x})] \rightarrow 0 \quad \text{if } \|\vec{x}' - \vec{x}\| \gg 1 \quad (5.6)$$

но это важный математический вопрос, подчиняется ли гамильтониан формуле (5.6)? Этот вопрос был бы актуален, даже если классический клеточный автомат являлся бы локальным в смысле, описанном выше. Эта проблема обсуждается далее в разд. 5.6.1, в разд. ??, и во второй части - главы. 14 и 22. Там мы увидим, ситуация может стать довольно сложной. Очень хорошие приближения могут существовать для некоторых систем клеточных автоматов с возможно некоторыми измененными локальными свойствами и гамильтонианом, который приблизительно подчиняется принципу локальности, как в уравнении (5.6).

Обратите внимание, что гамильтониан, который подчиняется (5.6) в сочетании с инвариантностью Пуанкаре, будет соответствовать полностью перенормированной квантовой теории поля со всеми ее сложностями, и это гарантирует, что найти полное математическое решение набросанных задач будет непросто.

5.2 ТеКА и ИнКА

Теория клеточного автомата (САТ) предполагает, что после того, как будет идентифицировано универсальное уравнение Шредингера, которое охватывает все мыслимые явления во вселенной (Великая единая теория или Теория для всего), она будет иметь онтологическую основу (базис), которая отображает систему в классический автомат. Вполне возможно, что вполне вероятно, что истинный автомат вселенной будет более сложным, чем «обычный» клеточный автомат, как показано здесь, но он вполне может иметь некоторые из своих основных характеристик. Правдоподобность теории должна быть выяснена в ходе дальнейших исследований.

Также трудно предвидеть как симметрии Природы будут отражены в этих классических правилах; Трудно представить, как Лоренц-инвариантность и инвариантность диффеоморфизма могут быть реализованы в этих классических правилах. Вероятно, они будут относиться к более общим квантовым базисам.

Тогда эта теория, кажется, является тем, что обычно называют "теорией скрытых переменных". Действительно, в некотором смысле наши переменные скрыты; если существуют преобразования симметрии, которые преобразуют наш базис в другой, который диагонализует различные операторы, то для нас будет почти невозможно определить, какой из них является «истинным» онтологическим базисом, и поэтому у нас будут разные кандидаты в „скрытые переменные“, которые будет невозможно отличить на практике.

Интерпретация клеточных автоматов [104] считает само собой разумеющимся, что эта теория верна, даже если мы никогда не сможем явно идентифицировать какой-либо

онтологический базис. Мы предполагаем, что шаблоны, используемые в настоящее время в квантовой механике, должны рассматриваться как суперпозиции онтологических состояний, и что классические состояния, которые описывают результаты наблюдений и измерений, являются классическими распределениями онтологических состояний. Если два классических состояния различимы, их распределения не имеют общего онтологического состояния (см. Рис. 6, б). Вселенная находится в одном онтологическом состоянии, а не в суперпозиции таких состояний, но всякий раз, когда мы используем наши шаблоны (то есть, когда мы выполняем обычные квантово-механические вычисления), мы используем суперпозиции только потому, что они математически удобны. Обратите внимание, что поскольку суперпозиции являются линейными, наши шаблоны подчиняются тому же уравнению Шредингера, что и онтологические состояния.

В принципе, переход от обычного квантового базиса к онтологическому базису может быть довольно сложным. Только собственные значения гамильтониана не будут затронуты, а также в детерминированных моделях они могут формировать довольно общие спектры, см. Рис. 3с. На языке теории групп гамильтонианы, которые мы получаем путем преобразования в различные базисные выборы, образуют один класс сопряженности, характеризуемый набором собственных значений.

В конце концов, наша квантовая система должна быть непосредственно связана с некоторой квантовой теорией поля в предельном континууме. Мы опишем квантовые теории поля в части II, гл. ???. На первый взгляд может показаться очевидным, что гамильтониан должен принимать форму уравнения (5.6), но мы должны помнить, что определения гамильтониана (2.8), (2.18), (2.26) и выражения, показанные на рис. 3, хорошо определены только по модулю $2\pi/\delta t$, так что когда различные не взаимодействующие системы объединены, их гамильтонианы не обязательно должны складываться.

Эти выражения показывают, что гамильтониан \hat{H} может быть выбран разными способами, так как можно добавить любой оператор, который коммутирует с \hat{H} . Поэтому разумно ожидать, что можно определить гамильтониан подчиняющийся уравнению (5.6). Подход более подробно объясняется в части II, гл. ???, но некоторая неопределенность сохраняется, и сходимость процедуры, даже если мы ограничиваемся состояниями с низкой энергией, далеко не очевидна.

Как несложно заметить, гамильтониан, подчиняющийся уравнению (5.6) является суммой слагаемых, каждое из которых конечно и ограничено как снизу, так и сверху. Такой гамильтониан должен иметь основное состояние, то есть собственное состояние $|\emptyset\rangle$ с наименьшим собственным значением, которое можно нормализовать до нуля. Это собственное состояние следует отождествлять с "вакуумом". Этот вакуум является стационарным, даже если сам автомат может не иметь стационарного решения. Следующее самое высокое собственное состояние может быть состоянием из одной частицы. В картине Гейзенберга поля $Q(\vec{x}, t)$ будут вести себя как операторы $\hat{Q}(\vec{x}, t)$, когда мы перейдем к базису шаблонных состояний, и поэтому они могут создавать одночастичные состояния из вакуума. Таким образом, мы приходим к чему-то, что напоминает подлинную квантовую теорию поля. Состояния являются квантовыми состояниями в полном соответствии с копенгагенской интерпретацией. Поля $\hat{Q}(\vec{x}, t)$ должны подчиняться аксиомам Вайтмана [55,79]. Квантовые теории поля будут дополнительно обсуждаться в гл. ???.

Однако, если мы начнем с любого клеточного автомата, есть три отличия полученной теории от обычных квантовых теорий поля. Одним из них является, конечно, то, что пространство и время дискретны. Ну, может быть, есть интересный „предел континуума”, в котором масса(-ы) частицы (-ц) значительно меньше, чем обратная величина

кванта времени, но, если наши модели не выбраны очень тщательно, это не будет иметь место.

Во-вторых, общий клеточный автомат даже отдаленно не будет инвариантным по Лоренцу. Мало того, что одночастичные состояния не смогут проявить лоренц-инвариантность или даже инвариантность Галилея; состояния, в которых частицы могут двигаться относительно вакуумного состояния, будут полностью отличаться от статических одночастичных состояний. Кроме того, симметрия вращения будет уменьшена до некоторой дискретной группы вращения решетки, если вообще получится до чего-либо ее свести. Итак, знакомые симметрии релятивистских квантовых теорий поля будут полностью отсутствовать.

В-третьих, не ясно, может ли клеточный автомат быть связан с одной квантовой моделью или, возможно, многими неэквивалентными. Добавление или удаление других консервативных операторов в \hat{H} аналогично добавлению терминов химического потенциала. В отсутствие лоренц-инвариантности будет трудно разделять различные типы «вакуумных» состояний, которые можно получить.

По всем этим причинам большинство моделей клеточных автоматов будут сильно отличаться от квантованных теорий поля для элементарных частиц. Однако основной вопрос, обсуждаемый в этой книге, заключается не в том, легко ли имитировать Стандартную модель в клеточном автомате, а в том, можно ли получить квантовую механику и нечто, похожее на квантовую теорию поля, по крайней мере, в принципе. Происхождение непрерывных симметрий Стандартной Модели останется за пределами того, с чем мы можем справиться в этой книге, но мы можем обсудить вопрос, в какой степени клеточные автоматы могут использоваться для аппроксимации и понимания квантовой природы этого мира. Смотрите наше обсуждение особенностей симметрии в части II, раздел ??.

Как будет объяснено позже, вполне возможно, что инвариантность при общих преобразованиях координат будет ключевым компонентом в объяснении непрерывных симметрий, поэтому вполне может быть, что окончательное объяснение квантовой механики также потребует полного решения проблемы квантовой гравитации. Не будем притворяться, что решили ее.

Многие из других моделей в этой книге будут явно интегрируемыми. Клеточные автоматы, с которых мы начали в первом разделе этой главы, показывают, что наша общая философия также применима к неинтегрируемым системам. Однако обычно считается, что обратимые по времени клеточные автоматы могут быть универсально вычислительными [37, 61]. Это означает, что любой такой автомат может быть организован в специальные подмножества состояний, которые подчиняются правилу любого другого вычислительного универсального клеточного автомата. Тогда можно было бы возразить, что любой вычислительный универсальный клеточный автомат может использоваться для имитации таких сложных систем, как Стандартная модель субатомных частиц. Однако в этом случае, будучи физиками, мы бы предпочли одну единственную специальную модель, которая более эффективна, чем любая другая, так что любой выбор начального состояния в этом автомате описывает физически реализуемую конфигурацию.

5.3 Мотивация

Не слишком надумано ожидать, что однажды квантовая гравитация будет полностью формализована, то есть будет сформулирована краткая теория, которая показывает гер-

метичное описание соответствующих физических степеней свободы, и будет предложена простая модель, которая показывает как эти физические переменные развиваются. Для этого нам может даже не потребоваться обычная переменная времени, но нам нужен недвусмысленный рецепт, говорящий нам о том, как физические степени свободы будут выглядеть в области пространства-времени, которая лежит в будущем области, описанной в более раннее время.

Полная теория, объясняющая квантовую механику, вероятно, не может быть сформулирована без учета квантовой гравитации, но мы можем сформулировать наше предложение и установить язык, который необходимо будет использовать. Сегодня наше описание молекул, атомов, полей и релятивистских субатомных частиц перемежается с волновыми функциями и операторами. Наши операторы не коммутируют с операторами, описывающими другие аспекты того же мира, и мы научились не удивляться этому, а просто выбирать набор базовых элементов, как нам угодно, угадывать разумно выглядящее уравнение Шредингера и вычислять то, что нужно найти, когда мы проводим измерения. Нам сказали не спрашивать, что такое реальность, и это оказалось полезным советом: мы рассчитываем и видим, что вычисления имеют смысл. Маловероятно, что какие-либо другие наблюдаемые аспекты полей и частиц когда-либо будут вычислены, это никогда не будет больше, чем то, что мы можем извлечь из квантовой механики. Например, изучая радиоактивную частицу, мы не можем точно рассчитать, в какой момент она распадется. Распад контролируется формой случайности, которую мы не можем контролировать, и эта случайность кажется гораздо более совершенной, чем та, которая может быть получена с использованием запрограммированных псевдослучайных последовательностей. Нам велено отказаться от всякой надежды перехитрить Природу в этом отношении.

Клеточно автоматная интерпретация (CAI) подсказывает нам, что мы на самом деле делаем, когда решаем уравнение Шредингера. Мы думали, что следуем бесконечному набору различных миров, каждому с определенной амплитудой, и конечные события, которые мы выводим из наших расчетов, зависят от того, что происходит во всех этих мирах. Это, по мнению ИнКА, иллюзия. Нет бесконечности разных миров, есть только один, но мы используем «неправильный» базис, чтобы описать его. Слово «неправильный» здесь используется не для того, чтобы критиковать отцов-основателей квантовой механики, которые сделали удивительные открытия, а для того, чтобы повторить то, что они, конечно, также обнаружили то, что базис, который они используют, не является онтологическим. Терминология, используемая для описания этого базиса, не раскрывает нам, как именно наш мир, наш единственный мир, «действительно» развивается во времени.

Существует много других интерпретаций квантовой механики. Они могут либо считать, что бесконечные числа разных миров все являются реальными, либо они требуют какой-то модификации, или скорее, искажения, чтобы понять, как волновая функция может разрушиться, чтобы произвести измеренные значения некоторых наблюдаемых, не допуская таинственных суперпозиций в классическом масштабе.

CAI предлагает использовать полный математический механизм, который разрабатывался годами для решения квантово-механических явлений. Он включает в себя именно копенгагенские предписания, чтобы перевести расчеты в точные прогнозы, с использованием экспериментальных данных, поэтому на данный момент, безусловно, никаких изменений не требуется.

Однако есть один важный принцип, в котором мы отклоняемся от Копенгагена. По

мнению Копенгагена, некоторые вопросы не следует задавать:

Может ли быть так, что наш мир - это всего лишь один мир, где все происходит, согласно уравнениям эволюции, которые могут быть существенно проще, чем уравнение Шредингера, и есть ли способы узнать об этом? Можно ли убрать элемент статистического распределения вероятностей из основных законов квантовой механики?

Согласно Копенгагену, не существует экспериментов, которые могли бы ответить на такие вопросы, и поэтому глупо даже задавать их. Но в этой работе я попытался показать, что не экспериментально, а теоретически мы можем найти ответы. Мы можем быть в состоянии идентифицировать модели, которые описывают единый классический мир, даже если он слишком сложен по сравнению с тем, к чему мы привыкли, и мы можем быть в состоянии идентифицировать его физические степени свободы с некоторыми квантовыми переменными, о которых мы уже знаем.

Клеточный автомат, описанный в предыдущих разделах, будет примером прототипа; это сложно, но вполне возможно, не достаточно сложно. У него есть симметрии, но в реальном мире существуют гораздо более крупные группы симметрии, такие как группа Лоренца или Пуанкаре, показывающие отношения между различными видами событий, и их, по общему признанию, трудно реализовать. Группы симметрии (представьте себе симметрию трансляции пространства-времени) на самом деле могут быть корнями таинственных особенностей, которые были обнаружены в нашем квантовом мире, так что они могут иметь естественные объяснения.

Зачем нам нужен только один мир с классическими уравнениями, описывающими его эволюцию? Что плохого в том, чтобы повиноваться изречению Копенгагена о постановке вопросов, если они все равно не будут экспериментально доступны?

По мнению автора, мотивы будут подавляющими: если классическая модель существует, она значительно упростит наше представление о мире, поможет нам раз и навсегда понять, что же на самом деле происходит, когда выполняется измерение и когда волновая функция "коллапсирует". Это раз и навсегда объяснит парадокс шредингеровской кошки.

Еще более важно то, что квантовые системы, которые допускают классическую интерпретацию, образуют чрезвычайно малое подмножество всех квантовых моделей. Если действительно верно, что наш мир попадает в этот класс, который можно считать вероятным в рамках всего вышеизложенного, то это настолько ограничивает наш набор допустимых моделей, что может позволить нам угадать правильную. Так что то, что мы действительно ищем, это новый подход к предположению, что такое "Теория мира". Мы сильно подозреваем, что без этого превосходного руководства мы никогда даже не приблизимся. Таким образом, наша реальная мотивация заключается не в том, чтобы лучше предсказать результаты экспериментов, которые могут произойти не скоро, а скорее в том, чтобы предсказать, какой класс моделей мы должны тщательно изучить, чтобы узнать больше об истине.

Подчеркнем еще раз, что это означает, что CAI / SAT будет в первую очередь иметь значение, если мы хотим расшифровать законы Природы в самых фундаментальных масштабах времени и расстояния, то есть в масштабе Планка. Таким образом, важный новый рубеж, где империя кванта встречается с классическим миром, провозглашается близким к планковским измерениям. Как мы также неоднократно указывали, CAI требует переформулировки нашего стандартного квантового языка также при описании другой важной границы: границы между квантовой империей и «обычным» классиче-

ским миром в масштабах расстояний, превышающих размеры атомов и молекул.

Как будет объяснено, САИ на самом деле имеет больше общего с оригинальной копенгагенской доктриной, чем многие другие подходы. Это покончит со „многими мирами”, более радикально, чем интерпретация Де Бройля Бома. САИ предполагает существование одной или нескольких моделей Природы, которые еще не были обнаружены. Мы обсудим несколько игрушечных моделей. Эти игрушечные модели недостаточно хороши, чтобы приблизиться к стандартной модели, но есть основания надеяться, что однажды такая модель будет найдена. В любом случае, САИ будет применяться только к крошечному подклассу всех квантово-механических моделей, обычно рассматриваемых для объяснения наблюдаемого мира, и по этой причине мы надеемся, что было бы полезно определить правильную процедуру, чтобы прийти к правильной теории. Другие модели были представлены в этой работе, просто чтобы показать набор инструментов, которые можно выбрать для использования.

5.3.1 Волновая функция Вселенной

Стандартная квантовая механика может поставить перед нами вопрос, на который, кажется, трудно ответить: имеет ли Вселенная в целом волновую функцию? Можем ли мы описать эту волновую функцию? Можно дать несколько ответов на этот вопрос:

1. Я не знаю, и мне все равно. Квантовая механика - это теория о наблюдениях и измерениях. Вы не можете измерить всю вселенную.
2. Мне не все равно, но я не знаю. Такая волновая функция может быть настолько запутана, что ее невозможно описать. Может быть, у вселенной есть матрица плотности, а не волновая функция.
3. Вселенная не имеет фиксированной волновой функции. Каждый раз, когда проводится наблюдение или измерение, волновая функция коллапсирует, и этот феномен коллапса не следует никакому уравнению Шредингера.
4. Да, вселенная имеет волновую функцию. Она подчиняется уравнению Шредингера, и вероятность того, что какое-либо состояние $|\psi\rangle$ всегда реализуется, определяется нормой квадрата скалярного произведения. Всякий раз, когда происходит какой-либо «коллапс», он всегда подчиняется уравнению Шредингера.

Агностические ответы (1) и (2), конечно, научно оправданы. Мы должны ограничиться наблюдениями и не задавать глупых вопросов. Тем не менее, они, кажется, признают, что квантовая механика может не иметь универсального действия. Это не относится к вселенной в целом. Почему нет? Где именно находится предел достоверности квантовой механики? Идеи, выраженные в этой работе, подверглись нападкам, потому что они якобы не согласуются с наблюдениями, но все наблюдения, когда-либо сделанные в атомной и субатомной науке, по-видимому, подтверждают правильность квантовой механики, тогда как ответы (1) и (2) предполагают, что квантовая механика должна сломаться в какой-то момент. В САИ мы предполагаем, что математические правила для применения квантовой механики имеют абсолютную ценность. Мы считаем, что это не безумное предположение.

В том же духе мы также исключаем ответ (3). Коллапс не должен рассматриваться как отдельная аксиома квантовой механики, которая аннулирует уравнение Шредингера всякий раз, когда имеет место наблюдение, измерение и, следовательно, коллапс. Следовательно, согласно нашей теории, единственным правильным ответом является ответ (4). Очевидная проблема с ним состояла бы в том, что коллапс потребовал бы «заговора», совершенно особого выбора начального состояния, потому что в противном случае мы могли бы случайно прийти к волновым функциям, которые являются квантовыми суперпозициями разных коллапсирующих состояний. Здесь на помощь приходят онтологические базисы. Если вселенная находится в онтологическом состоянии, ее волновая функция будет разрушаться автоматически при необходимости. В результате классические конфигурации, такие как положения и скорости планет, всегда описываются волновыми функциями, которые дельтаподобны при этих значениях данных, тогда как волновые функции, которые являются суперпозициями планет в разных местах, никогда не будут онтологическими.

Вывод этого подраздела состоит в том, что, пока мы работаем с шаблонами, наши амплитуды являются психистическими, как они были в представлении Копенгагена, но существует пси-онтическая волновая функция: волновая функция самой вселенной. Она эпистемологична и онтологична одновременно.

Теперь давайте вернемся в Копенгаген и сформулируем правила. Как видит читатель, в некоторых отношениях мы даже более консервативны, чем самые неприятные квантовые догматики.

5.4 Правила

Что касается копенгагенских правил, которые мы соблюдаем, мы выделяем те, которые наиболее важны для нас:

(i) *Для описания физического явления использование любого базиса столь же законно, как и любого другого. Мы можем выполнять любое преобразование, которое нам нравится, и перефразировать уравнение Шредингера, или, скорее, используемый в нем гамильтониан, соответственно. В каждом базисе мы можем найти полезное описание переменных, таких как положения частиц или значения их импульсов, или энергетических состояний, в которых они находятся, или полей, в которых эти частицы являются квантами энергии. Все эти описания одинаково «реальны».*

Но ни одно из обычно используемых описаний не является полностью реалистичным. Мы часто видим, что возникают суперпозиции, и иногда можно измерять фазовые углы этих суперпозиций. В таких случаях используемый базис не является онтологическим. На практике мы узнали, что это просто прекрасно; мы используем все эти различные базовые варианты, чтобы иметь шаблоны. Мы не будем налагать никаких ограничений на то, какой шаблон «разрешен» или какой из них может представлять истину «лучше», чем другие. Поскольку это всего лишь шаблоны, реальность может оказаться суперпозицией различных шаблонов.

Любопытно, что даже среди приверженцев квантовой механики это часто считалось неочевидным. „Фотоны - это не частицы, а протоны и электроны - да”, - утверждали некоторые исследователи. Фотоны должны рассматриваться как кванты энергии. Они, конечно, думали, что глупо рассматривать *фотон* как частицу; это просто квант звука. Иногда утверждают, что электрические и магнитные поля являются «истинными» переменными, а фотоны - просто абстрактными понятиями. Были споры о том, являет-

ся ли частица истинной частицей в координатном представлении или в представлении импульса и так далее. Мы покончим со всем этим. Все варианты базиса эквивалентны. Они - не что иное как система координат в гильбертовом пространстве. Пока используемый гамильтониан, по-видимому, таков, что эволюционные операторы конечного времени превращают диагональные операторы (beables) в недиагональные (superimposables), эти варианты базиса явно неонтологичны; Ни один из них не описывает, что на самом деле происходит. Что касается энергетической основы, см. Раздел 5.6.3.

Обратите внимание, что это означает, что нас будет интересовать не гамильтониан, а его класс сопряженности. Если гамильтониан H преобразован в новый гамильтониан преобразованием

$$\tilde{H} = GHG^{-1} \quad (5.7)$$

где G унитарный оператор, то новый гамильтониан \tilde{H} в новом базисе так же действителен, как и предыдущий. На практике мы будем искать базис или его оператор G , который дает максимально краткое выражение для \tilde{H} .

(ii) *Учитывая кет-состояние $|\psi\rangle$, вероятность того, что результат измерения будет описан заданным состоянием $|a\rangle$ в гильбертовом пространстве, точно определяется абсолютным квадратом скалярного произведения $\langle a | \psi \rangle$.*

Это известное правило Борна. Мы никогда не изменим его математическую форму; можно использовать только квадраты скалярных произведений. Однако есть принципиальное ограничение: состояние бра $\langle a |$ должно быть онтологическим состоянием. На практике это всегда так: брашки $\langle a |$ обычно представлены классическими наблюдениями. Правило Борна часто выделяется как Отдельная аксиома Копенгагенской интерпретации. На наш взгляд, это неизбежное следствие математической природы квантовой механики как инструмента для выполнения расчетов, см. раздел 4.3.

Самым важным моментом при попытке избавиться от ограничений копенгагенской интерпретации, является то, что мы делаем некоторые фундаментальные предположения:

(a) *Мы постулируем существование онтологического базиса. Это ортонормированный базис гильбертова пространства, который действительно превосходит выборы базисов, с которыми мы знакомы. С точки зрения онтологического базиса, оператор эволюции для достаточно тонкой сетки временных переменных не более чем перестановка состояний.*

Как именно определить сетку переменных времени, мы не знаем в настоящее время, и это вполне может стать предметом дискуссий, особенно с учетом известного факта, что в пространстве-времени встроена общая координатная инвариантность. Мы не претендуем на то, чтобы знать, как прийти к этой конструкции - это слишком сложно. В любом случае ожидается, что система будет вести себя как классическая конструкция. Наше основное предположение состоит в том, что существует классический закон эволюции, точно определяющий, как эволюционирует пространство-время и все его содержимое. Эволюция детерминирована в том смысле, что ничто не оставлено на волю случая. Вероятности появляются только в том случае, если из-за нашего невежества мы ищем избавления в неонтологических базисах.

(b) *Когда мы выполняем традиционный квантово-механический расчет, мы используем набор шаблонов того, на что, как мы думали, похожа волновая функция. Эти шаблоны, такие как ортонормированный набор собственных энергетических состоя-*

ний атома водорода, просто являются состояниями, для которых мы знаем, как они развиваются. Однако они лежат в основе довольно сложной унитарной трансформации онтологического базиса.

Человечество обнаружило, что эти шаблоны подчиняются уравнениям Шредингера, и мы используем их для вычисления вероятностей для результатов экспериментов. Эти уравнения верны с очень высокой точностью, но они ложно предполагают, что существует «мультивселенная» из множества разных миров, которые мешают друг другу. Сегодня эти шаблоны являются лучшими у нас.

(с) Весьма вероятно, что существует несколько разных вариантов выбора онтологического базиса, связанных друг с другом непрерывными преобразованиями симметрии Природы, такими как элементы группы Пуанкаре, но, возможно, также с группой локального диффеоморфизма, используемой в Общей теории относительности. Только один из этих онтологических базисов будет «действительно» онтологическим.

Какой из них будет действительно онтологическим, будет трудно или невозможно определить. Тот факт, что мы не сможем разграничить различные возможные онтологические базисы, исключит возможность использования этих знаний для выполнения предсказаний, выходящих за рамки обычных квантово-механических. В любом случае это не было нашим намерением. Мотивация для этого исследования всегда заключалась в том, что мы ищем новые ключи для построения моделей, более совершенных, чем стандартная модель.

Преобразования симметрии, которые связывают различные (но часто эквивалентные) варианты выбора онтологий, вероятно, будут действительно квантово-механическими: операторы, диагональные в одном из этих онтологических базисов, могут быть недиагональными в другом. Однако в самом конце мы будем использовать только «реальный» онтологический базис. Это будет очевидно в аксиоме (е).

(d) Классические состояния являются онтологическими, что означает, что классические наблюдаемые всегда диагональны в «истинно» онтологическом базисе.

Это было бы труднее «доказать» из первых принципов, поэтому мы действительно представим это как аксиому. Тем не менее, кажется, что этого очень трудно избежать: трудно представить, что два разных классических состояния, будущее развитие которых в конечном итоге будет совершенно другим, могут иметь неисчезающие скалярные произведения с одинаковым онтологическим состоянием.

(е) Вселенная с самого начала была и всегда будет развиваться в едином онтологическом состоянии. Это означает, что не только наблюдаемые являются диагональными в онтологическом базисе, но и волновая функция всегда принимает простейший возможный вид: она является одним из элементов самого базиса, поэтому эта волновая функция содержит только одну единицу, а все остальные нули (One-hot вектора).

Обратите внимание, что это выделяет «истинный» онтологический базис из других вариантов, где физические степени свободы также могут быть представлены «beables», то есть операторами, которые всегда коммутируют. Таким образом, впредь мы будем называть этот «истинный» онтологический базис просто «Онтологическим».²⁵

Что наиболее важно, последние две аксиомы полностью решают проблему измерения [93], вопрос коллапса и парадокс Шредингера. Теперь аргумент заключается в том, что Природа всегда находится в одном онтологическом состоянии, и поэтому она должна эволюционировать в единое классическое состояние.

²⁵ „the” ontological basis

5.5 Особенности интерпретации клеточного автомата (CAI)

Особенностью CAI является то, что онтологические состояния никогда не образуют суперпозиций. Начиная с нулевого момента времени, вселенная должна быть в единственном эволюционирующем онтологическом состоянии. Это также причина, почему она никогда не превращается в суперпозицию классических состояний. Теперь запомните, что уравнение Шредингера подчиняется онтологическим состояниям, в которых может находиться Вселенная. Именно поэтому эта теория, не отходя от уравнения Шредингера, автоматически генерирует «сколлапсированные волновые функции», которые описывают результаты измерения. По той же причине онтологические состояния никогда не могут развиться в суперпозицию мертвого кота и живого кота. С этой точки зрения, на самом деле трудно понять, каким образом любая другая интерпретация квантовой механики могла бы выжить в литературе: сама по себе квантовая механика предсказала бы, что если состояния $|\psi\rangle$ и $|\chi\rangle$ могут быть использованы в качестве начальных состояний, то можно использовать и $\alpha|\psi\rangle + \beta|\chi\rangle$. Однако суперпозиция мертвого кота и живого кота не может служить для описания конечного состояния. Если $|\psi\rangle$ превращается в живого кота, а $|\chi\rangle$ в мертвого, то во что превращается состояние $\alpha|\psi\rangle + \beta|\chi\rangle$? Стандартные ответы на такие вопросы не могут быть правильными.²⁶

Интерпретация клеточных автоматов добавляет некоторые понятия в квантовую механику, которые не имеют какого-либо особого значения в обычном Копенгагенском представлении. Мы представили Онтологический базис как в некотором смысле приоритетный перед любым другим базисом. Естественно можно утверждать, что это будет шагом назад в физике. Разве Копенгаген не подчеркивал, что все варианты базиса эквивалентны? Почему один из них должен выделяться?

Действительно, в правиле (i) в разд. 5.4 было сказано, что все варианты базиса эквивалентны, но на самом деле мы имели в виду, что все *обычно используемые* наборы базисов эквивалентны. Как только мы примем копенгагенскую доктрину, уже не имеет значения, какой базис выбирать. И все же в копенгагенском формализме есть одна проблема, которая широко обсуждается в литературе и в настоящее время действительно признана слабостью: коллапс волновой функции и обработка измерений. В этих точках аксиома суперпозиции терпит неудачу. Как только мы признаем, что существует один предпочтительный базис, эта слабость исчезает. Все волновые функции могут использоваться для описания физического процесса, но тогда мы должны терпеть аксиому коллапса, если мы не работаем в онтологическом базисе.

CAI позволяет нам использовать этот особый базис. Он выделяется тем, что в нем мы распознаем особые волновые функции: онтологические волновые функции. В онтологическом базисе онтологические волновые функции - это волновые функции, соответствующие элементам базиса; каждая из этих волновых функций предстала одной единицей и остальными нулями. Онтологические волновые функции снова эволюционируют исключительно в онтологические волновые функции. Исходя из этого, больше нет места для случайности, и суперпозиций можно полностью избежать.

Тот факт, что и в обычном формализме квантовой механики состояния, которые начинаются с классического описания, такого как направленные друг на друга пучки частиц, в конечном итоге оказываются классическими вероятностными распределениями частиц, выходящих из области взаимодействия, на наш взгляд может рассматриваться как свидетельство «закона сохранения онтологий», закона, который говорит,

²⁶ Я здесь ссылаюсь на аргумент, что декогеренция, так или иначе, делает свою работу. См. 3.5

что существует онтологический базис, такой, что истинные онтологические состояния в один момент времени всегда превращаются в истинные онтологические состояния в более поздние времена. Это новый закон сохранения. Заманчиво сделать вывод, что САИ неизбежна.

В онтологическом базисе эволюция детерминирована. Однако этот термин следует использовать с осторожностью. «Детерминизм» не может означать, что результат процесса эволюции можно предвидеть. Ни один человек, или даже любое другое мыслимое разумное существо, не сможет вычислить быстрее, чем сама Природа. Причина этого очевидна: наше разумное существо также должно было бы использовать законы Природы, и у нас нет оснований ожидать, что Природа сможет дублировать свои собственные действия более эффективно, чем вначале. Вот как можно восстановить концепцию «свободной воли»: все, что происходит в нашем мозгу, уникально и непредсказуемо кем-либо или чем-либо.

5.5.1 Beables, Changeables и Superimposables

Имея специальный базис и специальные волновые функции, мы можем также различать специальные наблюдаемые или операторы. В стандартной квантовой механике мы узнали, что операторы и наблюдаемые неразличимы, поэтому мы используем эти понятия взаимозаменяемо. Теперь нам нужно научиться восстанавливать различия. Мы повторяем то, что было сказано в разд. 2.1.1 операторы могут быть трех разных форм:

(I) beables $\hat{\mathcal{B}}$: они обозначают свойство онтологических состояний, так что beables диагонализированы в онтологическом базисе $\{|A\rangle, |B\rangle, \dots\}$ гильбертова пространства:

$$\hat{\mathcal{B}}^a |A\rangle = \mathcal{B}^a(A) |A\rangle, \quad (\text{beable}) \quad (5.8)$$

Beables будет всегда коммутировать друг с другом, в любые моменты времени:

$$[\hat{\mathcal{B}}^a(\vec{x}_1, t_1), \hat{\mathcal{B}}^b(\vec{x}_2, t_2)] = 0 \quad \forall \vec{x}_1, \vec{x}_2, t_1, t_2 \quad (5.9)$$

Квантованные поля, обильно присутствующие во всех теориях элементарных частиц, подчиняются уравнению (5.9), но только вне светового конуса (где $|t_1 - t_2| < |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$), но не внутри этого конуса, где уравнения (20.29), не выполняются, что легко может быть получено из явных вычислений. Таким образом, квантованные поля в целом отличаются от beables.

(II) changeables $\hat{\mathcal{C}}$: операторы, которые заменяют онтологическое состояние $|A\rangle$ другим онтологическим состоянием $|B\rangle$, как, например, оператор перестановки:

$$\hat{\mathcal{C}} |A\rangle = |B\rangle, \quad (\text{changeable}) \quad (5.10)$$

Changeables не коммутируют, но они имеют особые отношения с beables; они обмениваются ими:

$$\hat{\mathcal{B}}^{(1)} \hat{\mathcal{C}} = \hat{\mathcal{C}} \hat{\mathcal{B}}^{(2)} \quad (5.11)$$

Мы можем захотеть сделать исключение для бесконечно малых changeables, таких как гамильтониан:

$$[\hat{\mathcal{B}}, \hat{H}] = i \frac{\partial}{\partial t} \hat{\mathcal{B}} \quad (5.12)$$

(III) superimposables $\hat{\mathcal{S}}$: они отображают онтологическое состояние на любую другую, более общую суперпозицию онтологических состояний:

$$\hat{\mathcal{S}}|A\rangle = \lambda_1|A\rangle + \lambda_2|B\rangle + \dots, \quad (\text{superimposable}) \quad (5.13)$$

Все обычно используемые операторы являются superimposables, даже самые простые операторы координаты или импульса в квантовой механике базового университетского курса. В этом легко удостовериться, проверив зависящие от времени правила коммутации (в представлении Гейзенберга). В общем:²⁷

$$[\vec{x}(t_1), \vec{x}(t_2)] \neq 0, \quad \text{if} \quad t_1 \neq t_2 \quad (5.14)$$

5.5.2 Наблюдатели и Наблюдаемые

Стандартная квантовая механика преподнесла нам ряд важных уроков. Один из них заключается в том, что нельзя произвести наблюдение без нарушения наблюдаемого объекта. Этот момент также актуален и в CAI. Если измерение положения частицы означает проверку волновой функции $\vec{x} \stackrel{?}{=} \vec{x}^{(1)}$, это можно интерпретировать как действие оператора $\hat{P}(\vec{x}^{(1)})$ на состояние:

$$|\psi\rangle \rightarrow \hat{P}(\vec{x}^{(1)})|\psi\rangle, \quad \hat{P}(\vec{x}^{(1)}) = \delta(\hat{\vec{x}} - \vec{x}^{(1)}) \quad (5.15)$$

Это изменяет состояние, и, следовательно, все операторы, действующие на него после этого, могут давать результаты, отличные от того, что они делали до «измерения».

Однако, когда подлинный beable действует в онтологическом состоянии, состояние просто умножается на найденное значение, но будет развиваться так же, как и раньше (при условии, что мы выбрали «истинный» онтологический базис, см. Аксиому (с) в разделе 5.4.). Таким образом, измерения beables являются, в некотором смысле, классическими измерениями. Они будут единственными измерениями, которые не нарушают волновую функцию, но, конечно, такие измерения не могут быть выполнены на практике.

Другие измерения, которые кажутся полностью законными в соответствии с традиционной квантовой механикой, не будут возможны в CAI. В CAI, как и в обычной квантовой механике, мы можем рассмотреть любой оператор и изучить его ожидаемое значение. Но поскольку класс физически реализуемых волновых функций теперь меньше, чем в стандартной КМ, некоторые состояния больше не могут быть реализованы, и мы не можем сказать, каким может быть результат такого измерения. Подумайте о любом (не бесконечно малом) changeable $\hat{\mathcal{C}}$. Все онтологические состояния будут давать «ожидаемое значение» ноль, но мы можем рассмотреть его собственные значения, которые в общем случае не приведут к нулевому значению. Соответствующие собственные состояния определенно не являются онтологическими (см. Раздел 5.7.1).

Значит ли это, что стандартная квантовая механика находится в конфликте с CAI? Подчеркнем, что это не так. Следует понимать, что и в традиционной квантовой механике можно считать приемлемым сказать, что Вселенная была и всегда будет находиться в одном и том же квантовом состоянии, эволюционируя во времени в соответствии с

²⁷Редким исключением, например, является гармонический осциллятор, когда временной интервал является целым кратным периоду T

уравнением Шредингера (в представлении Шредингера) или остается прежней (в представлении Гейзенберга). Если это состояние является одним из наших онтологических состояний, то оно ведет себя именно так, как и должно. Обычная квантовая механика использует шаблонные состояния, большинство из которых не являются онтологически-ми, но в конечном итоге предполагается, что реальный мир находится в суперпозиции этих шаблонных состояний, так что онтологическое состояние все равно всплывает, и наши очевидные разногласия исчезают.

5.5.3 Скалярные произведения шаблонных состояний

При выполнении технических вычислений мы выполняем преобразования и суперпозиции, которые приводят к большим наборам квантовых состояний, которые мы сейчас рассматриваем как шаблоны или модели-кандидаты для (суб) атомных процессов, которые всегда могут быть наложены на более поздней стадии для описания наблюдаемых нами явлений. Внутренние (скалярные) произведения шаблонов можно изучить обычным способом.

Состояние шаблона $|\psi\rangle$ может использоваться в качестве модели некоторого реально наблюдаемого явления. Это может быть любая квантовая суперпозиция онтологических состояний $|A\rangle$. Скалярное произведение $|\langle A | \psi \rangle|^2$ представляет вероятность того, что онтологическое состояние $|A\rangle$ действительно реализуется.

Согласно копенгагенскому правилу III, разд. 5.4 вероятность того, что состояние шаблона $|\psi_1\rangle$ окажется равным состоянию $|\psi_2\rangle$, определяется как $|\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle|^2$. Тем не менее, уже в начале, раздел 2.1 мы заявили, что внутреннее произведение $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle$ не должно интерпретироваться таким образом. Даже если их скалярное произведение исчезает, шаблонные состояния $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ могут иметь неисчезающий коэффициент с идентичным онтологическим состоянием $|A\rangle$. Это не означает, что мы отступаем от копенгагенского правила (ii), но истинная волновая функция не может быть просто общим шаблоном; это всегда онтологическое состояние $|A\rangle$. Это означает, что правило скалярного произведения верно только в том случае, если либо $|\psi_1\rangle$, либо $|\psi_2\rangle$ является онтологическим состоянием, а другое может быть шаблоном. Затем мы рассматриваем вероятность того, что состояние шаблона точно совпадает с одним онтологическим состоянием $|A\rangle$.

Таким образом, мы используем борновскую интерпретацию скалярного произведения $|\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle|^2$, если один из двух шаблонов рассматривается как кандидат в онтологическое состояние. Это законно, так как мы знаем, что онтологические состояния - это сложные суперпозиции наших шаблонов. Существуют ненаблюдаемые степени свободы, и то, как они связаны с этим состоянием, становится несущественным. Таким образом, можно предположить, что одно из наших состояний шаблона представляет распределение вероятностного состояния во вселенной, а другое представляет собой модель онтологического состояния.

Мы видим, что правило внутреннего произведения может использоваться двумя способами; один - описать распределение вероятностей начальных состояний рассматриваемой системы, а другой - описать вероятность достижения заданного классического состояния в конце квантового процесса. Если для описания начальных вероятностей используется правило Борна, то же правило можно использовать для расчета вероятностей для конечных состояний.

5.5.4 Матрицы плотности

Матрицы плотности используются, когда мы не знаем ни онтологических состояний, ни шаблонов. Берется набор шаблонов $|\psi_i\rangle$ и им приписываются вероятности $W_i \leq 0$, такие, что $\sum_i W_i = 1$. Это называется смешанным состоянием. В стандартной квантовой механике можно найти ожидаемые значения оператора с помощью:

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \sum_i W_i \langle \psi_i | \mathcal{O} | \psi_i \rangle = \text{Tr}(\varrho \mathcal{O}); \quad \varrho = \sum_i W_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (5.16)$$

Оператор ϱ называется матрицей плотности.

Обратите внимание, что если онтологический базис известен и оператор ϱ является beable, то вероятности неотличимы от вероятностей, сгенерированных шаблоном,

$$|\psi\rangle = \sum_i \lambda_i |\psi_i^{\text{ont}}\rangle, \quad |\lambda_i|^2 = W_i \quad (5.17)$$

поскольку в обоих случаях матрица плотности в этом базисе диагональна:

$$\varrho = \sum_i W_i |\psi_i^{\text{ont}}\rangle \langle \psi_i^{\text{ont}}| \quad (5.18)$$

Если ϱ не является beable, недиагональные элементы матрицы плотности могут показаться существенными, но мы должны помнить, что не-beable операторы в принципе не могут быть измерены, и это означает, что формальное различие между матрицами плотности и шаблонами исчезает.

Тем не менее использование матриц плотности важно в физике. На практике матрица плотности используется для описания ситуаций, в которых можно предсказать меньше, чем то, что можно получить максимально в идеальных наблюдениях. Взять хотя бы один кубит. Если мы рассмотрим ожидаемые значения матриц Паули σ_x , σ_y и σ_z , вычисление с использованием кубита даст

$$|\langle \sigma_x \rangle|^2 + |\langle \sigma_y \rangle|^2 + |\langle \sigma_z \rangle|^2 = 1 \quad (5.19)$$

тогда как смешанное состояние даст

$$|\langle \sigma_x \rangle|^2 + |\langle \sigma_y \rangle|^2 + |\langle \sigma_z \rangle|^2 < 1 \quad (5.20)$$

Это равносильно потере информации в дополнение к обычной квантовой неопределенности.

5.6 Гамильтониан

Как было объяснено во введении к этой главе, разд. 5.1, существует много способов выбора гамильтонова оператора, который правильно выдает уравнение Шредингера для временной зависимости (клеточного) автомата. И все же гамильтониан для квантового мира, каким мы его знаем, и в частности для Стандартной модели, является совершенно уникальным. Как получить «правильный» гамильтониан?

Конечно, в Стандартной модели есть консервативные величины, такие как химические потенциалы, глобальные и локальные заряды, и кинематические величины, такие как угловой момент. Они могут быть добавлены к гамильтониану с произвольными

коэффициентами, но они, как правило, весьма отличаются от того, что мы склонны называть «энергией», поэтому их можно будет ликвидировать. Тогда существует много нелокальных консервативных величин, что объясняет большое количество возможных сдвигов δE_i на рис. 3, разд. 2.2.2. Большинство таких двусмысленностей будут устранены, если потребовать, чтобы гамильтониан был локальным.

5.6.1 Локальность

Наши начальные выражения для гамильтониана детерминированной системы - это уравнения (2.8) и (2.26). Они, однако, сходятся очень медленно при больших значениях n . Если мы применим такие разложения к клеточному автомату (уравнения (5.2) и (5.3)), то видим, что n -й член будет включать взаимодействия над соседями, которые разделены на n шагов. Если мы напомним полный гамильтониан H как

$$H = \sum_{\vec{x}} \mathcal{H}(\vec{x}), \quad \mathcal{H}(\vec{x}) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{H}_n(\vec{x}) \quad (5.21)$$

то увидим вклады $\mathcal{H}_n(\vec{x})$, которые включают взаимодействия по n соседям, коэффициенты которых обычно падают как $1/n$. Как правило,

$$[\mathcal{H}_n(\vec{x}), \mathcal{H}_m(\vec{x}')] = 0 \quad \text{only if} \quad |\vec{x} - \vec{x}'| > n + m \quad (5.22)$$

в то время как в релятивистских квантовых теориях поля мы имеем $[\mathcal{H}(\vec{x}), \mathcal{H}(\vec{x}')] = 0$, как только $\vec{x} \neq \vec{x}'$. Учитывая, что число взаимодействующих соседних ячеек, которые вписываются в размерную сферу с радиусом n , может быстро расти с ростом n , в то время как главные члены начинают с порядка энергии Планка, мы видим, что эта сходимость слишком медленная: большие вклады распространятся на большие расстояния. Это не гамильтониан, имеющий локальную структуру, типичную для стандартной модели.

Теперь это не должно удивлять. Собственные значения гамильтонианов (2.8) и (2.26) ограничены областью $(0, 2\pi/\delta t)$, в то время как любой гамильтониан, описываемый уравнениями, такими как (5.21), должен быть экстенсивным: его собственные значения могут расти пропорционально объему пространства.

Более совершенная конструкция для клеточного автомата рассматривается в части II, гл. ???. Там мы впервые представляем расширение Baker Campbell Hausdorff. При этом также самые низкие члены соответствуют полностью локальной гамильтоновой плотности, в то время как все члены являются экстенсивными. К сожалению, это также связано с ценой, которая слишком высока для нас: серия Baker Campbell Hausdorff, похоже, не сходится вообще в этом случае. Можно утверждать, что, если использовать это дело только для состояний, где полные энергии намного меньше, чем энергия Планка, ряды должны сходиться, но у нас нет никаких доказательств этого. Наша проблема в том, что в используемых выражениях промежуточные состояния могут легко представлять более высокие энергии.

Было предпринято несколько попыток получить положительный гамильтониан, который также является пространственным интегралом по локальным гамильтоновым плотностям. Проблема в том, что клеточный автомат определяет только локальный оператор эволюции за конечные временные шаги, а не локальный гамильтониан, который

задает бесконечно малую временную эволюцию. Кажется, что общепринятые формальные процедуры терпят неудачу, но если мы будем придерживаться процедур, похожих на теории возмущенных квантовых полей, мы подойдем к интересным описаниям, которые почти решают проблему. В гл. ?? части II мы используем вторичное квантование. Эту процедуру можно суммировать следующим образом: сначала рассмотрим клеточный автомат, который описывает различные типы частиц, все они не взаимодействуют. Этот автомат будет интегрируемым, а его гамильтониан H_0 непременно будет подчиняться локальным свойствам и будет иметь нижнюю оценку. Далее нужно вводить взаимодействия как крошечные возмущения. Это не должно быть сложно в клеточных автоматах; просто введите небольшие отклонения от закона эволюции свободных частиц. Эти небольшие возмущения, даже если они дискретные и детерминированные, могут обрабатываться пертурбативно, предполагая, что возмущение возникает нечасто в достаточно разнесенных точках в пространстве и времени. Это должно привести к чему-то, что может воспроизвести теории возмущенного квантового поля, такие как стандартная модель.

Обратите внимание, что в большинстве квантовых теорий поля разложения возмущений использовались с большим успехом (например, расчет аномального магнитного момента электрона $g - 2$, который можно рассчитать и сравнить с экспериментом с превосходной точностью), в то время как до сих пор подозревается, что разложения в конечном итоге не сходятся. Однако неконвергенция проявляется в очень высоких порядках, выходящих за пределы сегодняшних практических пределов точности экспериментов.

Теперь мы считаем, что это будет наилучшим способом построения гамильтониана со свойствами, которые можно сравнить с экспериментально установленными описаниями частиц. Но это всего лишь стратегия; было невозможно выработать детали, потому что необходимые детерминированные теории свободных частиц еще недостаточно понятны.

Таким образом, в этой области еще предстоит сделать большую работу. Вопросы технически довольно сложны, и поэтому мы отложим детали до части II этой книги.

5.6.2 Двойная роль гамильтониана

Без гамильтониана теоретическая физика выглядела бы совершенно иначе. В классической механике у нас есть центральная проблема, что механическая система подчиняется закону сохранения энергии. Энергия является неотрицательной, аддитивной величиной, которая локально хорошо определена. Именно эти свойства гарантируют устойчивость механических систем к полному разрушению или взрывоопасным решениям.

Классический гамильтонов принцип основан на превосходном способе реализации этого механизма. Все, что нужно, - это постулировать выражение для неотрицательной, сохраняющейся величины, называемой энергией, которая превращается в гамильтониан $H(\vec{x}, \vec{p})$, если мы тщательно определим динамические величины, от которых она зависит, будучи каноническими парами положений x_i и импульсов p_i . Гениальная идея состояла в том, чтобы взять в качестве уравнения движения уравнения Гамильтона-Якоби

$$\frac{d}{dt}x_i(t) = \frac{\partial}{\partial p_i}H(\vec{x}, \vec{p}), \quad \frac{d}{dt}p_i(t) = -\frac{\partial}{\partial x_i}H(\vec{x}, \vec{p}) \quad (5.23)$$

Это гарантирует, что $\frac{d}{dt}H(\vec{x}, \vec{p}) = 0$. Тот факт, что уравнения (5.23) допускают большой набор математических преобразований, делает принцип еще более мощным.

В квантовой механике, как должен знать читатель, можно использовать одну и ту же гамильтонову функцию H для определения уравнения Шредингера с тем же свойством: оператор H сохраняется во времени. Если H ограничен снизу, это гарантирует существование основного состояния, обычно вакуума.

Таким образом, как квантовая, так и классическая механика основаны на этом мощном принципе, когда одна физическая переменная, гамильтониан, делает две вещи: она генерирует уравнения движения и дает локально сохраняющуюся энергетическую функцию, которая стабилизирует решения уравнений движения. Вот как принцип Гамильтона описывает уравнения движения или эволюционные уравнения, решения которых гарантированно устойчивы.

Теперь, как это работает в дискретных, детерминированных системах того типа, который мы здесь изучали? Наша проблема в том, что в дискретной классической системе энергия также должна быть дискретной, но генератор эволюции должен быть оператором с непрерывными собственными значениями. Непрерывные дифференциальные уравнения (5.23) должны быть заменены чем-то другим. В принципе, мы могли бы попытаться восстановить непрерывную временную переменную и определить, как наша система развивается в терминах этой временной переменной. Что нам действительно нужно, так это оператор H , который частично представляет положительную, сохраненную энергию, а частично - генератор бесконечно малых изменений времени. Мы подробно рассмотрим этот вопрос в части II, гл. ??, где, среди прочего, мы строим классический дискретизированный гамильтониан, чтобы применить версию принципа Гамильтона для клеточных автоматов.

5.6.3 Энергетический базис

В разделе 5.5.1 было объяснено, что детерминированная модель квантово-механической системы получается, если мы можем найти набор коммутирующих beable операторов (5.8) см. уравнение (5.9). Тогда онтологические состояния являются собственными состояниями этих beables. Существует тривиальный пример таких операторов и таких состояний в реальном мире: гамильтониан и его собственные состояния. Согласно нашему определению, они образуют набор beables, но, к сожалению, они тривиальны: есть только один гамильтониан, а собственные состояния энергии не меняются во времени вообще. Это описывает статический классический мир. Что с этим не так?

Поскольку мы объявили, что суперпозиции онтологических состояний не являются онтологическими, это решение также говорит нам о том, что если собственные энергетические состояния будут рассматриваться как онтологические, их суперпозиции не будут допущены, в то время как вся обычная физика возникает только тогда, когда мы рассматриваем суперпозиции энергетических состояний. Только суперпозиции различных энергетических состояний могут зависеть от времени, так что да, это решение, но нет, это не то решение, которое нам нужно. Решение на основе энергии возникает, например, если мы возьмем модель разд. 2.2.2, рис. 2 3, где мы заменяем все петли на тривиальные петли, имеющие только одно состояние, в то время как вся физика помещается в произвольные числа δE_i . Это соответствует правилам, но бесполезно.

Таким образом, выбор энергетического базиса представляет собой крайний предел, который часто бесполезен на практике. Мы видим, что это также происходит, когда рассматривается очень важная процедура: кажется, что нам придется разделить энергию на две части: с одной стороны, существует большой классический компонент, в котором

энергия, эквивалентная массе, действует как источник гравитационного поля и как таковой должен быть онтологическим, то есть классическим. Эта часть, вероятно, должна быть дискретизирована. С другой стороны, у нас есть меньшие компоненты энергии, которые действуют как собственные значения оператора эволюции, в течение достаточно больших временных шагов (намного больше, чем время Планка). Они должны формировать непрерывный спектр.

Если бы мы рассматривали энергетический базис как наш онтологический, мы бы рассматривали всю энергию как классическую, но тогда часть, описывающая эволюцию, исчезает; это не хорошая физика. См. Часть II, Рис. ??, в разд. ?. Замкнутые контуры на этой фигуре должны быть нетривиальными.

5.7 Разное

5.7.1 Оператор обмена Земля-Марс

CAI предполагает, что существуют квантовые модели, которые можно рассматривать как скрытые классические системы. Если внимательно посмотреть на эти классические системы, то создается впечатление, что любую классическую систему можно перефразировать на квантовом языке: мы просто постулируем элемент базиса гильбертова пространства, чтобы он соответствовал каждому классическому физическому состоянию, которое допускается в системе. Оператор эволюции - это перестановка, которая заменяет состояние своим преемником во времени, и мы можем или не можем принять решение позже рассмотреть непрерывный предел времени.

Поэтому, естественно, мы задаем вопрос, можно ли обратить вспять CAI и построить квантовые теории для систем, которые обычно считаются классическими. Ответ - да. Чтобы проиллюстрировать это, давайте рассмотрим планетную систему. Это прототип классической теории. Мы рассматриваем большие планеты, вращающиеся вокруг Солнца, и мы игнорируем неньютоновские поправки, такие как специальная и общая теория относительности, или действительно квантовые эффекты, причем все они являются незначительными поправками. Мы рассматриваем планеты как точечные частицы, даже если они могут иметь сложные погодные условия или жизнь; мы просто смотрим на их классические, ньютоновские уравнения движения.

Онтологические состояния определяются путем перечисления положений \vec{x}_i и скоростей \vec{v}_i планет (которые коммутируют), и наблюдаемые, описывающие их, являются правдоподобными. Тем не менее, эта система также позволяет вводить changeables и superimposables. Квантовый гамильтониан здесь не классическая вещь, но

$$H^{\text{quant}} = \sum_i \left(\hat{p}_{x,i} \cdot \vec{v}_i + \hat{p}_{v,i} \cdot \vec{F}_i(\mathbf{x})/m_i \right) \quad (5.24)$$

где

$$\hat{p}_{x,i} = -i \frac{\partial}{\partial \vec{x}_i}, \quad \hat{p}_{v,i} = -i \frac{\partial}{\partial \vec{v}_i}, \quad \text{and} \quad \mathbf{x} = \{\vec{x}_i\} \quad (5.25)$$

Здесь $\vec{F}_i(\mathbf{x})$ - классические силы на планетах, которые зависят от всех положений. Уравнение (5.24) можно записать более элегантно как

$$H^{\text{quant}} = \sum_i \left(\hat{p}_{x,i} \cdot \frac{\partial H^{\text{class}}}{\partial \vec{p}_i} - \hat{p}_{p,i} \cdot \frac{\partial H^{\text{class}}}{\partial \vec{x}_i} \right) \quad (5.26)$$

где $\hat{p}_{p,i} = m_i^{-1} \hat{p}_{v,i}$. Ясно, что \hat{p}_{xi} , \hat{p}_{vi} и \hat{p}_{pi} являются бесконечно малыми переменными, как и, конечно, гамильтониан H^{quant} . Планеты теперь охватывают гильбертово пространство и ведут себя так, как будто они являются квантовыми объектами. Мы не модифицировали физику системы.

Мы можем продолжать определять еще больше changeables операторов, и спрашивать, как они развиваются во времени. Один из фаворитов автора - оператор обмена Earth-Mars. Он помещает Землю там, где сейчас находится Марс, и помещает Марс туда, где находится планета Земля. Скорости также взаимозаменяемы. Если бы Земля и Марс имели одинаковую массу, планеты продолжали бы развиваться, как будто ничего не произошло. Однако, поскольку массы различны, этот оператор будет иметь довольно сложные свойства, по ходу времени. Он не стационарен во времени.

Собственные значения оператора обмена EarthMars X_{EM} легко вычислить:

$$X_{EM} = \pm 1 \quad (5.27)$$

просто потому, что квадрат этого оператора равен единице. В стандартном языке КМ X_{EM} является наблюдаемым. Он не коммутирует с гамильтонианом из-за различий в массе, но в определенный момент $t = t_1$ мы можем рассмотреть одно из состояний и спросить, как он развивается.

Почему все это звучит так странно? Как мы наблюдаем X_{EM} ? Никто не может физически обменять планету Земля с Марсом. Но тогда никто не может обменять два электрона, и все же, в квантовой механике, это важный оператор. Ответ на эти вопросы заключается в том, что касается планетной системы, мы случайно знаем, каковы beables: они являются позициями и скоростями планет, и это превращает их в онтологические наблюдаемые. Базис, в котором эти наблюдаемые являются диагональными операторами, является нашим предпочтительным базисом. Элементами этого базиса являются онтологические состояния планет. Если в квантовом мире исследователи однажды обнаружат, что такое онтологические beables, все будет выражено через них, и любые другие операторы больше не будут актуальны.

Важно понимать, что, несмотря на тот факт, что в копенгагенском языке X_{EM} является наблюдаемым (поскольку он эрмитов), мы не можем измерить его, чтобы увидеть, равен ли он $+1$ или -1 . Это потому, что мы знаем волновую функцию $|\text{ont}\rangle$. Здесь 1 для фактических положений Земли и Марса, 0, когда мы меняем их местами. Это суперпозиция

$$|\text{ont}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|X_{EM} = 1\rangle + |X_{EM} = -1\rangle) \quad (5.28)$$

которая является суперпозицией двух шаблонных состояний. Согласно Копенгагену, измерение даст ± 1 с вероятностью 50%/50%.

5.7.2 Отказ от локальной контрфактуальной определенности и свободы воли

Аргументы, обычно используемые для вывода о том, что локальные скрытые переменные не могут существовать, начинаются с предположения, что такие скрытые переменные должны подразумевать локальную контр-фактическую определенность. Можно представить себе такую установку, как эксперимент EPR-Bell, который мы раскрыли в

разд. 3.6. Предполагается, что у Алисы и Боба есть «свобода воли» выбирать ориентацию своих поляризационных фильтров в любое время и в любом случае по своему усмотрению, и им нет необходимости консультироваться с кем-либо или чем-либо, чтобы принять свое (произвольное) решение. Квантовое состояние фотона, который они собираются исследовать, не должно зависеть от этих выборов, а также состояние фотона не должно зависеть от выборов, сделанных на другой стороне, или от результатов этих измерений.

Это означает, что результаты измерений должны быть определены каким-либо алгоритмом задолго до того, как будут выполнены фактические измерения, а также задолго до того, как был сделан выбор, что измерять. Именно этот алгоритм создает конфликты с ожиданиями, вычисленными в простом квантовом расчете. Это противоречит действительности, что означает, что может быть одно «фактическое» измерение, но было бы много возможных альтернативных измерений, измерений, которые фактически не выполняются, но результаты которых также должны были быть определены. Это то, что обычно называют контрфактуальной определенностью, и это по существу было опровергнуто простой логикой.

Теперь, как уже неоднократно указывалось, нарушение контрфактуальной определенности вовсе не является признаком, ограниченным квантовой теорией. В нашем примере планетной системы, разд. 5.7.1, нет априорного ответа на вопрос, в каком из двух собственных состояний оператора обмена EarthMars, в +1 или в -1, мы находимся. Это запрещенный контрфактивный вопрос. Но в случае с планетарной системой мы знаем, что такое beables (положения и скорости планет), тогда как в Стандартной модели мы этого не знаем. Там нелегитимность контрафактных заявлений не сразу очевидна. По сути, мы должны утверждать, что Алиса и Боб не имеют свободной воли для изменения ориентации своих фильтров; или, если мы говорим, что их решения должны принимать их корни и, предположим, они влияют на возможные состояния, в которых может находиться фотон. Короче говоря, Алиса и Боб принимают решения, которые коррелируют с поляризацией фотонов, как объяснено в разд. 3.6.

Более точное определение «свободной воли», как свободы выбора своего состояния в любой момент времени, которое должно использоваться в этих аргументах, было объяснено в разд. 3.8.

5.7.3 Запутанность и Супердетерминизм

Часто возражение против общей философии, отстаиваемой в этой работе, состоит в том, что она никогда не позволит приспособиться к запутанным частицам. Однако внимательный читатель должен понять, что в принципе не должно быть проблем такого рода. Любое квантовое состояние можно рассматривать как шаблон, и эволюция этих шаблонов будет регулироваться реальным уравнением Шредингера. Если связь между онтологическим базисом и более традиционным выбором базиса достаточно сложна, мы столкнемся с *superimposed* (наложенными) состояниями всех видов, так что однозначно ожидаются также состояния, в которых частицы ведут себя как «количественно запутанные».

Таким образом, в принципе, легко записать ортонормированные преобразования, которые превращают онтические состояния в запутанные шаблонные состояния.

Однако есть некоторые проблемы и загадки. Парадокс ЭПР и теорема Белла являются примерами. Как объяснено в разд. 3.6, кажущиеся противоречия могут быть

устранены только в том случае, если мы предположим довольно обширные корреляции между «скрытыми переменными» повсюду во Вселенной. Отображение онтических состояний в запутанные состояния, по-видимому, зависит от настроек, выбранных Алисой и Бобом в отдаленном будущем. Кажется, что имеет место заговор: из-за некоторых чудесных корреляций в событиях в момент времени $t = 0$ пара фотонов «заранее знает», какими будут поляризационные углы фильтров, с которыми они столкнутся позже, и как они должны пройти через них. Где и как это вошло в наш формализм, и как достаточно естественная система без какого-либо заговора на классическом уровне порождает это странное поведение?

Это не только особенность запутанных частиц, которая может показаться очень проблематичной. Концептуальная трудность уже проявляется на гораздо более базовом уровне. Рассмотрим один фотон, независимо от того, запутан ли он с другими частицами или нет. Наше описание этого фотона в терминах *beables* предполагает, что эти библы ведут себя классически. То, что происходит позже, на поляризационном фильтре (фильтрах), также продиктовано классическими законами. Эти классические законы фактически диктуют, как мириады переменных колеблются в том, что мы называем шкалой Планка, или, точнее, в наименьшем масштабе, где можно распознать различимые физические степени свободы, которые могут быть или не быть близки к тому, что обычно называют планковским масштабом. Поскольку запутанные частицы возникают в реальных экспериментах, мы утверждаем, что базисные преобразования будут достаточно сложными, чтобы преобразовать состояния, являющиеся онтическими в масштабе Планка, в запутанные состояния.

Но это не ответ на поставленный вопрос. Обычный способ сформулировать вопрос - спросить, как передается «информация». Эта информация классическая или квантовая? Если это правда, что шаблоны являются в основном квантовыми шаблонами, мы склонны сказать, что передаваемая информация является квантовой информацией. И все же она сводится к классической информации в масштабе Планка, и обычно считалось, что это невозможно.

Это должно быть ошибкой. Как мы видели в разд. 3.6, основное техническое противоречие исчезнет, если мы предположим, что существуют сильные корреляции между «квантовыми» флуктуациями, включая вакуумные флуктуации, на всех масштабах состояний (включая корреляции между флуктуациями, генерируемыми в квазарах, которые разделены миллиардами световых лет). Мы думаем, что дело в следующем. Когда мы используем шаблоны, мы заранее не знаем, какой базис следует выбрать, чтобы они выглядели как онтологические степени свободы, насколько это возможно. Для фотона, проходящего через поляризационный фильтр, базис, ближайший к онтологическому, является базисом, в котором выбираются координаты для выравнивания с фильтром. Но этот фотон мог быть испущен квазаром миллиарды лет назад, как квазар узнал, что такое онтологический базис?

Ответ заключается в том, что квазар действительно знает, что такое онтологический базис, потому что наша теория распространяется и на эти квазары. Информация «это онтологическое состояние, а любой набор наложенных (*superimposed*) состояний - нет» является частью информации, которая, согласно нашей теории, абсолютно консервативна во времени. Итак, если это окажется базисом сейчас, то это было базисом и миллиарды лет назад. Кажется, что квазары замышляют заговор, чтобы одурачить наших экспериментаторов, но в действительности они просто соблюдают закон сохранения: информация о том, какие квантовые состояния образуют онтологический базис,

сохраняется во времени. Подобно закону момента импульса или любому другому точно законсервированному объекту, этот закон сохранения говорит нам, что будет с переменной в будущем, если она известна в прошлом, и наоборот.

Эта же особенность может быть проиллюстрирована мысленным экспериментом, где мы измеряем флуктуации фотонов, излучаемых квазаром, но сначала мы посылаем фотоны через поляризационный фильтр. Фотографии, которые мы сделаем, будут классическими объектами. Здесь также мы должны сделать вывод, что испущенные квазаром фотоны уже «знали», каковы были их поляризации, когда они уходили миллиарды лет назад. Это не заговор, это просто следствие нашего закона сохранения: онтологические состояния, именно только онтологические состояния, эволюционируют в другие онтологические состояния. Мы должны сделать вывод, что, если кажется, что в нашем квантовом описании реальности существует заговор, то это следует рассматривать как особенность наших квантовых методов, а не физической системы, на которую мы смотрим. В классическом описании клеточного автомата нет заговора. Кажущийся заговор – это особенность, а не ошибка.

Ответ, данный здесь, часто называют супердетерминизмом. Идея заключается в том, что Алиса и Боб могут выбирать только измеряемые онтологические состояния, а не наложенные (*superimposed*) состояния, которые мы используем в качестве шаблонов. В некотором смысле их действия были предопределены, но, конечно, совершенно ненаблюдаемым образом. Супердетерминизм выглядит странно, только если придерживаться описания запутанных частиц как квантовых систем, описываемых их квантовыми состояниями. Онтологическое описание не использует квантовые состояния. В этом описании частицы ведут себя нормальным, причинным образом. Однако мы должны помнить, что эти частицы и все остальное, включая умы Боба и Алисы, тесно взаимосвязаны. В настоящее время они коррелируют так же сильно, как и при излучении фотонов источником, как это было установлено в функции *mousedropping*, рис. 5 в разд. 3.7. В разделе 3.8, было объяснено в явном физическом смысле, что на самом деле должно означать «свобода воли» и почему с ней может столкнуться супердетерминизм.

5.7.4 Принцип суперпозиции в квантовой механике

Что именно произошло с принципом суперпозиции в СА Интерпретация квантовой механики? Критики нашей работы выдвинули предположение, что САИ запрещает суперпозицию, в то время как принцип суперпозиции, очевидно, служит достаточно хорошей основой для квантовой механики. Многочисленные эксперименты подтверждают, что если у нас есть два разных состояния, также может быть реализована любая суперпозиция этих состояний. Хотя читатель уже должен был понять, как ответить на этот вопрос, попробуем еще раз прояснить ситуацию. На самом базовом уровне физического закона мы предполагаем возникновение только онтологических состояний, и любая их суперпозиция в принципе не соответствует онтологическому состоянию. В лучшем случае суперпозиция может использоваться для описания вероятностных распределений состояний (мы называем эти «состояниями шаблонов», которые используются, когда у нас нет точной информации, чтобы с абсолютной уверенностью определить, какое онтологическое состояние мы рассматриваем). В нашем описании Стандартной модели или любой другой известной физической системы, такой как атомы и молекулы, мы используем не онтологические состояния, а шаблоны, которые можно рассматривать как суперпозиции онтологических состояний. Атом водорода является шаблоном, все

элементарные частицы, о которых мы знаем, являются шаблонами, и это означает, что волновая функция вселенной, которая является онтологическим состоянием, должна быть суперпозицией наших шаблонов. Какая суперпозиция? Что ж, мы встретим много разных суперпозиций при выполнении повторных экспериментов. Это объясняет, почему мы поверили, что все суперпозиции всегда разрешены.

Но не буквально все суперпозиции могут возникнуть. Суперпозиции искусственные. Наши шаблоны являются суперпозициями, но это потому, что они представляют только очень крошечный сектор гильбертова пространства, который мы понимаем сегодня. В то время вся вселенная находится только в одном онтологическом состоянии, и она, конечно, не может входить в свои суперпозиции. Этот факт теперь становится очевидным, когда мы рассматриваем «классический предел». В классическом пределе мы снова имеем дело с определенностью. Классические состояния также онтологические. Когда мы проводим измерение, сравнивая вычисленное «шаблонное состояние» с онтологическими классическими состояниями, которые мы ожидаем в конце, мы восстанавливаем вероятности, беря норму квадрата амплитуд. Похоже, что многим ученым это трудно принять. В течение целого столетия нам промывали мозги тем, что суперпозиции встречаются повсюду в квантовой механике. В то же время нам сказали, что если вы попытаетесь наложить классические состояния, вы получите вместо этого вероятностные распределения. Именно здесь наша нынешняя теория является более точной: если бы мы точно знали волновую функцию вселенной, мы бы обнаружили, что она всегда развивается только в одно классическое состояние, без неопределенностей и без суперпозиций. Конечно, это не означает, что стандартная квантовая механика была бы неправильной. Наши знания о шаблонных состояниях и о том, как они развиваются, сегодня очень точны. Только потому, что еще не известно, как связать эти состояния шаблонов с онтологическими состояниями, мы должны выполнять суперпозиции все время, когда выполняем квантово-механические вычисления. Они приводят к статистическим распределениям в наших окончательных предсказаниях, а не к определенности. Это может измениться только в том случае, если мы найдем онтологические состояния, но, поскольку ожидается, что даже вакуумное состояние будет шаблоном, и как сложная суперпозиция несчетного числа онтических состояний, мы должны ожидать, что квантовая механика останется с нами навсегда - но как математический инструмент, а не как мистический отход от обычной, «классической» логики.

5.7.5 Вакуумное состояние

Является ли вакуумное состояние онтологическим состоянием? Состояние вакуума обычно определяется как состояние с наименьшей энергией. Это также означает, что никакие частицы не могут быть найдены в этом состоянии просто потому, что частицы представляют энергию, а в вакуумном состоянии у нас недостаточно энергии даже для того, чтобы допустить присутствие одной частицы.

Дискретизированный гамильтониан введен только в разд. ?? часть II. Это возможно, но, будучи дискретным, в лучшем случае это может быть лишь грубое приближение квантового гамильтониана, а его низшее энергетическое состояние сильно вырождено. Таким образом, этого недостаточно для определения вакуума. Более того, гамильтониан, определенный в разд. ?? квантуется в единицах, которые кажутся такими же большими, как масса Планка. Будет ясно, что гамильтониан, который будет использоваться в любом реалистическом уравнении Шредингера, имеет гораздо более плотный, в основ-

ном непрерывный спектр собственных значений. Квантовый гамильтониан определенно не является правдоподобным, как мы объясняли ранее в разд. 5.6.3. Следовательно, вакуум не является онтологическим состоянием. На самом деле, согласно квантовым теориям поля, вакуум содержит много виртуальных частиц или пар частиц и частиц, которые колеблются в пространстве и существуют везде в пространстве-времени. Это типично для квантовых суперпозиций онтологических состояний. Кроме того, самые легкие частицы в наших теориях намного легче, чем масса Планка. Они не являются онтологическими, и требование их отсутствия в нашем вакуумном состоянии неизбежно превращает сам наш вакуум также в неонтологическое состояние.

Это замечательно, потому что наше вакуумное состояние имеет еще одно своеобразное свойство: его энергетическая плотность почти полностью исчезает. Из-за космологической константы в нашем вакуумном состоянии есть энергия, но она составляет всего лишь около 6 протонов на кубический метр, что крайне мало, учитывая тот факт, что в физике частиц действие происходит в масштабах гораздо меньших метра. Это очень маленькое, но не исчезающее число - одна из самых больших загадок Природы.

И все же вакуум кажется неонтологическим, так что он должен быть местом, полным активности. Как согласовать все эти явно противоречивые черты, совсем не понятно.

Колебания вакуума можно рассматривать как одну из основных причин исчезающих, нелокальных корреляций, таких как функция мышинных какаш в разд. 3.6. Без флуктуаций вакуума было бы трудно понять, как можно поддерживать эти корреляции.

5.7.6 Замечание о шкалах

Ранее мы поднимали вопрос о том, чем наш квантовый мир отличается от более классической хаотической системы, такой как газ Ван-дер-Ваальса. Есть один важный аспект, который на самом деле может пролить некоторый свет на некоторые «квантовые особенности», с которыми мы сталкиваемся.

Представляемая нами картина нашего мира выглядит следующим образом. Представьте себе экран, отображающий эволюцию нашего клеточного автомата. Мы представляем, что его пиксели имеют размер примерно одну планковскую длину, 10^{-33} см. Кажется, что возникают все возможные состояния, поэтому наш экран может отображать в основном только белый шум. Теперь масштаб атомов, молекул и субатомных частиц составляет примерно от 10^{-8} до 10^{-15} см, или, как правило, примерно на 20 из 10 факторов больше. Это как если бы мы смотрели на типичный экран компьютера примерно с расстояния одного светового года. Однако представьте, что мы переворачиваем один пиксель от 0 до 1 или обратно, не касаясь ни одного из его соседей. Это действие оператора, который модифицирует энергию системы, как правило, на одну единицу энергии Планка, или кинетическую энергию самолета среднего размера. Следовательно:

перелистывание одного пикселя оказывает огромное влияние на состояние, на которое мы смотрим.

Если мы хотим сделать менее энергичные изменения, нам нужно перевернуть информацию по области с гораздо меньшим количеством энергии, или, как правило, в тысячи раз больше, чем размер Планка. Это значит, что

Состояния, которые легче встретить в обычных системах, потребуют переворачивания миллионов пикселей, а не одного.

Не очевидно, что мы должны из этого сделать. Вполне возможно, что мы должны

связать это наблюдение с нашими идеями о потере информации: при внесении изменений, представляющих информацию, которую нелегко потерять, мы обнаружим, что задействованы миллионы пикселей. Наконец, когда мы применяем оператор, действующий на $(10^{20})^3$ пикселя или около того, мы достигаем состояния, когда крошечный атом или молекула переворачивается в другое квантовое состояние. Таким образом, хотя наша система является детерминированной, запрещено изменять только один пиксель; это не то, что может быть достигнуто в простых квантовых экспериментах. Важно осознать этот факт при обсуждении вакуумных корреляционных функций в связи с теоремой Белла и аналогичными темами.

5.7.7 Экспоненциальный спад

Вакуумные флуктуации должны быть основной причиной, почему изолированные системы, такие как атомы и молекулы в пустом пространстве, показывают типичные квантовые особенности. Особое квантово-механическое свойство многих частиц заключается в том, как они могут распадаться на две или более других частиц. Почти всегда этот распад следует идеальному закону экспоненциального распада: вероятность $P(t)$ того, что частица данного типа еще не распалась после истечения времени t , подчиняется правилу

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\lambda P(t), \quad \rightarrow \quad P(t) = P(0)e^{-\lambda t} \quad (5.29)$$

где λ - коэффициент, который часто вообще не зависит от внешних обстоятельств или от времени. Если мы начнем с N_0 частиц, то ожидаемое значение $\langle N(t) \rangle$ числа частиц $N(t)$ после времени t следует тому же закону:

$$\langle N(t) \rangle = N_0 e^{-\lambda t} \quad (5.30)$$

Если существуют различные моды, в которых частица может распадаться, мы имеем $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots$, и отношения λ_i равны отношениям мод наблюдаемых распадов.

Теперь, как это можно объяснить в детерминированной теории, такой как клеточный автомат? В общем, это было бы невозможно, если бы вакуум был единственным онтологическим состоянием. Рассмотрим частицы данного типа. Каждая отдельная частица будет распадаться через разное время, точно в соответствии с формулой. (5.29). Кроме того, направления, в которых будут распадаться продукты распада, будут различными для каждой отдельной частицы, в то время как, если задействовано три или более продуктов распада, также энергии различных продуктов распада будут следовать распределению вероятности. Для многих существующих частиц эти распределения могут быть точно рассчитаны в соответствии с предписаниями квантовой механики.

В детерминированной теории все эти различные моды распада должны соответствовать различным начальным состояниям. Это было бы безнадежно, если бы каждая отдельная частица должна была вести себя как «планерное решение» клеточного автомата, поскольку все эти различные особенности распада должны были бы быть представлены разными планерами. Новые миллионы, или миллионы различных типов планера должны были бы существовать.

Единственное объяснение этой особенности должно состоять в том, что частицы окружены вакуумом, который каждый раз находится в другом онтологическом состоянии. Радиоактивная частица постоянно подвергается воздействию колеблющихся эле-

ментов в окружающем ее вакууме. Эти функции представляют информацию, которая летит вокруг, и, как таковая, должна быть представлена почти идеальными генераторами случайных чисел. Таким образом, закон распада (5.29) возникает естественным образом.

Таким образом, неизбежно, что вакуумное состояние должно рассматриваться как одно шаблонное состояние, которое, однако, состоит из бесконечного числа онтологических состояний. Состояния, состоящие из одной частицы, бродящей в вакууме, образуют простой набор различных шаблонных состояний, все ортогональные к вакуумному шаблонному состоянию, как диктуется в описании пространства Фока состояний частиц в квантовой теории поля.

5.7.8 Один фотон, проходящий через последовательность поляризаторов

Это всегда иллюстративно, чтобы уменьшить сложность до ее основной формы. Концептуальная трудность, которую каждый чувствует в эксперименте Белла с Геданкеном, уже проявляется, если мы рассмотрим один фотон, проходящий через последовательность поляризационных фильтров F_1, \dots, F_N . Представьте, что эти фильтры вращаются на углы $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$, и каждый раз, когда фотон попадает в один из этих фильтров, скажем, F_n , есть вероятность, равная $\sin^2 \psi_n$ с $\psi_n = \varphi_{n-1} - \varphi_n$, что фотон поглощается этим фильтром. Таким образом, фотон может быть поглощен любым поляризатором. Какое будет такое описание для такой установки?

Обратите внимание, что описанная здесь установка напоминает наше описание радиоактивной частицы, см. Предыдущий подраздел. Там мы предположили, что частица непрерывно взаимодействует с окружающим вакуумом. Здесь проще всего предположить, что фотон взаимодействует со всеми фильтрами. Тот факт, что фотон попадает на фильтр F_n в виде суперпозиции двух состояний, одного из которых будет проходить, а другого будет поглощаться, означает, что на языке онтологической теории у нас есть начальное состояние, которого мы не совсем знаем; есть вероятность $\cos^2 \psi_n$, что у нас есть фотон паразитного типа, и вероятность $\sin^2 \psi_n$ того, что он будет поглощен. Если фотон проходит, его поляризация снова хорошо определена, чтобы быть уп. Это будет определять распределение возможных состояний, которые могут проходить или не проходить через следующий фильтр.

Мы заключаем, что фильтр, будучи по существу классическим, может находиться в очень большом количестве различных онтологических состояний. Простейшая из всех онтологических теорий гласит, что фотон приходит с углом поляризации ψ_n относительно фильтра. В зависимости от онтологического состояния фильтра у нас есть вероятность $\cos^2 \psi_n$, что фотон пропущен, но повернут в направлении φ_n , и вероятность $\sin^2 \psi_n$, что он поглощен (или отражен и повернут).

Теперь вернемся к двум запутанным фотонам, наблюдаемым Алисой и Бобом в установке Белла. Вот что происходит в простейшей из всех онтологических теорий: фильтры Алисы и Боба действуют точно так же, как и выше. Два фотона несут в себе одну и ту же информацию в форме одного угла, s . Фильтр Алисы имеет угол a , у Боба угол b . Как мы видели в разд. 3.7, существует трехточечная корреляция между a , b и s , определяемая функцией `mousedropping` (3.23) и рис. 5.

Теперь обратите внимание, что функция `mousedropping` инвариантна при поворотах a , b и / или s на 90° . Природа онтологического состояния очень точно зависит от углов a , b и s , но каждое из этих состояний отличается от других на кратность 90° в этих углах.

Следовательно, как только мы выберем желаемую ортонормированную основу, элементы базы будут полностью некоррелированы. Это делает корреляции ненаблюдаемыми, когда мы работаем с шаблонами. Предполагая, что здесь действует закон сохранения онтологий, мы обнаруживаем, что онтологическая природа углов a , b и c коррелирует, но не физические наблюдаемые. Следует ожидать, что такого рода корреляции будут пронизывать всю физику.

Наше описание фотона, проходящего через последовательность поляризационных фильтров, требует, чтобы онтологическое начальное состояние включало информацию о том, какой из фильтров фактически поглощает (или отражает) фотон. Согласно стандартной квантовой механике, это в принципе непредсказуемо. По-видимому, это означает, что точное онтологическое состояние исходного фотона не может быть известно, когда оно происходит. Это делает наши «скрытые переменные» невидимыми. Из-за заметных корреляционных функций этих начальных состояний наблюдатель скрытой переменной будет иметь доступ к информации, которая запрещена копенгагенской доктриной. Мы подозреваем, что это является особым - и очень важным - свойством клеточного автомата.

5.7.9 Двухщелевой эксперимент

Теперь, когда у нас есть представление о том, как следует объяснять квантовую механику в терминах клеточного автомата, можно рассмотреть такие параметры, как эксперимент с двумя щелями. На самом деле имеет смысл рассмотреть более общие оптические настройки с экранами с отверстиями в них, линзами, поляризаторами, двулучепреломляющими устройствами, сплиттерами Stern-Gerlach и т. д.

Общий вопрос заключается в том, как понять, как данные $|in\rangle$ состояния приводят к заданным $|out\rangle$ состояниям. Более конкретный вопрос заключается в том, как это может привести к интерференционным картинам и, в частности, как они могут зависеть от фазовых углов, которые обычно рассматриваются как типичные квантовые явления. Что касается первого вопроса, наша общая теория гласит, что число возможных государств и число возможных государств огромны, и могут происходить переходы между многими государствами и многими государствами. Как было объяснено ранее, амплитуды, которые получены в конце, фактически представляют вероятности, которые были заложены, когда мы строили начальные состояния; Вот как в конечном итоге появились вероятности Борна. Фазы возникают прежде всего при рассмотрении зависимости состояний от времени. Все онтологические состояния постулировались для подчинения эволюционным уравнениям, где операторы эволюции $U(t)$ были записаны как e^{-iHt} , где H - гамильтониан. В наших упрощенных онтологических моделях мы видим, что в действительности означают эти фазовые углы: если наша система имеет тенденцию становиться периодической после времени T , фазовый угол e^{-iHt} возвращается к единице. Таким образом, фаза указывает положение онтологической переменной на ее периодической орбите.

Это должно все объяснить. Все онтологические переменные состоят из базовых элементов, периодических по времени. Вопрос о вероятности превращения данного государства в данное государство зависит от того, где на его периодической орбите он попадает. Если есть два или более пути от данного состояния к данному состоянию, вероятность возрастает, когда два пути находятся в фазе, и уменьшается, если они полностью не в фазе. Конечно, это верно, если эти онтологические переменные будут классически-

ми волнами, и в этом случае это стандартное явление интерференции, как в случае с фотонами. Онтологические переменные, связанные с фотонами, по существу являются полями Максвелла. Теперь мы видим, что это в целом верно. Все онтологические переменные в их наиболее нетронутой форме, по-видимому, должны быть периодическими во времени, и если существует много способов превращения одного онтологического состояния в другое онтологическое состояние, вероятности зависят от степени, в которой один фазовый угол достигается в более разные пути (более вероятно), чем противоположный фазовый угол.

Мы подчеркиваем, что это не очень знакомая формулировка для классических процессов. То, на что мы смотрим, - это конечная физика, близкая к планковским шкалам, где многое из того, что происходит, будет новым для физиков.

5.8 Квантовый компьютер

Квантовая механика часто наделена таинственными чертами. Предпринимаются энергичные попытки изменить некоторые из этих преимуществ. Один из примеров - квантовый компьютер. Идея состоит в том, чтобы использовать запутанные состояния носителей информации, которые могут быть фотонами, электронами или чем-то еще, чтобы представлять значительно больше информации, чем обычные биты и байты, и поэтому называются кубитами. Поскольку машины, которые планируют построить исследователи, будут подчиняться обычной квантовой механике, они должны вести себя полностью в соответствии с нашими теориями и моделями. Однако это, кажется, приводит к противоречиям.

В отличие от обычных компьютеров, объем информации, который может переноситься кубитами в квантовом компьютере, в принципе увеличивается экспоненциально с увеличением количества ячеек, и, следовательно, ожидается, что квантовые компьютеры смогут выполнять вычисления, которые в корне невозможно в обычных компьютерах. Обычный классический компьютер никогда не сможет победить квантовый компьютер, даже если в принципе он принимает размер вселенной. Наша проблема заключается в том, что наши модели, лежащие в основе квантовой механики, являются классическими, и поэтому они могут имитироваться классическими компьютерами, даже если экспериментатор построит «квантовый компьютер» в таком мире. Что-то не так. Однако квантовые компьютеры до сих пор не созданы. Кажется, есть много практических трудностей. Одна из трудностей - это почти неизбежное явление декогеренции. Чтобы квантовый компьютер функционировал безупречно, нужны идеальные кубиты.

Общепринято, что нельзя делать идеальные кубиты, но что можно сделать, так это исправить их на ошибки, которые иногда могут возникать. На обычном компьютере ошибки могут быть легко исправлены с помощью небольшого избытка информации для проверки неисправных участков памяти. Можно ли исправить ошибки кубитов? Есть утверждения, что это можно сделать, но, несмотря на это, у нас все еще нет работающего квантового компьютера, не говоря уже о квантовом компьютере, который может побить все классические компьютеры. Наша теория приходит с твердым прогнозом:

Да, хорошо используя квантовые функции, в принципе можно будет построить компьютер, значительно превосходящий обычные компьютеры, но нет, они не смогут функционировать лучше, чем классический компьютер, если бы его сайты памяти были уменьшены до одного на элемент объема Планка (или, возможно, с учетом голографического принципа, один участок памяти на элемент поверхности Планка), и,

если скорость его обработки будет соответственно увеличена, обычно одна операция на единицу времени Планка составляет 10^{-43} секунды.

Такие масштабные классические компьютеры, конечно, не могут быть построены, так что этому квантовому компьютеру все еще будет позволено совершать вычислительные чудеса, но разделение числа с миллионами цифр на его основные факторы будет невозможно - если только фундаментально улучшенные классические алгоритмы не окажутся существовать. Если инженерам когда-либо удастся создавать такие квантовые компьютеры, мне кажется, что САТ сфальсифицирована; никакая классическая теория не может объяснить совершенные квантовые компьютеры.