

Квантовая гравитация.

Карло Ровелли.

4 апреля 2009 г.

Глава 1

Общие идеи и эвристическая картина

Цель этой главы состоит в том, чтобы ввести общие идеи, на которых основана эта книга, и представить картину квантового пространства-времени, которая возникает в петлевой гравитации, на эвристическом и интуитивном уровне. Поэтому стиль этой главы разговорный, без особого стремления к точности и полноте. По ходу книги идеи и понятия, введенные здесь, будут уточнены, а утверждения будут сформулированы точно и выведены формально.¹

1.1 Проблема квантовой гравитации

1.1.1 Незавершенная революция

Квантовая механика (КМ) и общая теория относительности (ОТО) чрезвычайно расширили наше понимание физического мира. Значительная часть физики истекшего столетия с триумфом исследовала новые миры, открытые этими двумя теориями. КМ привела к атомной физике, ядерной физике, физике частиц, физике конденсированного состояния, к полупроводникам, лазерам, компьютерам, к квантовой оптике. . . ОТО привела к релятивистской астрофизике, космологии, GPS-технологии. . . и ведет сегодня, как можно надеяться, к гравитационно-волновой астрономии.

¹**О переводе.** В русскоязычной научной литературе практически отсутствуют тексты по петлевой квантовой гравитации (как и вообще по современным направлениям квантовой гравитации, кроме теории струн), поэтому отсутствует и соответствующая терминология. Поэтому некоторые термины для перевода пришлось изобретать или искать близкие аналоги. Примечания переводчика всюду помечены как - *А.П.* (Александр Панов).

Но КМ и ОТО разрушили согласованную картину мира, построенную дорелятивистской классической физикой: каждая из них формулировалась в предположениях, которые противоречили другой теории. КМ формулировалась с использованием внешней переменной времени (t в уравнении Шредингера) или фиксированного, нединамического фоновое пространства-времени (пространства-времени, на котором определена квантовая теория поля). Но эта внешняя переменная времени и этот фиксированный пространственно-временной фон несовместимы с ОТО. Наоборот, ОТО формулировалась в терминах римановой геометрии, в предположении, что метрика является гладким и детерминированным динамическим полем. Но квантовая механика требует, чтобы любое динамическое поле было квантовано: на малых масштабах оно проявляет себя в виде дискретных квантов и управляется вероятностными законами.

Мы узнали из ОТО, что пространство-время является динамическим, и мы узнали из КМ, что любая динамическая сущность состоит из квантов и может находиться в вероятностной суперпозиции состояний. Следовательно, на малых масштабах должны быть кванты пространства и времени и квантовые суперпозиции пространств. Но что означают эти кванты? Мы живем в пространстве-времени с квантовыми свойствами: в *квантовом пространстве-времени*. Что такое квантовое пространство-время? Как мы можем его описать?

Классическая дорелятивистская физика давала согласованную картину физического мира. Она была основана на ясных понятиях *времени, пространства, материи, частиц, волн, силы, измерения, детерминистских законов,...* Эта картина частично эволюционировала (в особенности, с появлением теории поля и специальной теории относительности), но она оставалась согласованной и вполне стабильной в течение трех столетий. ОТО и КМ привели к глубокому изменению этих понятий. ОТО модифицировала понятия пространства и времени; КМ — понятия причинности, материи и измерения. Новые, модифицированные понятия, легко друг с другом не согласуются. Новая согласованная картина до сих пор недоступна. При всех их колоссальных достижениях, ОТО и КМ оставляют нас без понимания физического мира, который остается неясным и фрагментированным. В основаниях физики царят сегодня противоречия и несогласованность.

Мы должны объединить то, что узнали о мире из двух теорий, и найти новый синтез. Это одна из самых важных проблем — а может быть самая важная проблема — современной фундаментальной физики. ОТО и КМ начали революцию. Эта революция до сих пор не завершена.

С примечательными исключениями (среди прочих Дирак, Фейнман,

Вайнберг, ДеВитт, Уилер, Пенроуз, Хокинг, 'т Хоофт), большинство физиков второй половины последнего столетия игнорировали этот вызов. Имелась насущная необходимость в применении двух теорий ко все более и более широким областям. Достижения были весомыми, а доминирующая позиция была прагматической. Применение новых теорий было более важным, чем понимание их. Но поверхностное прагматическое отношение в длительной перспективе не может быть продуктивным. Ближе к концу двадцатого столетия внимание физиков-теоретиков сконцентрировалось на проблеме объединения нововведений ОТО и КМ.

Эта книга представляет собой оценку усилий в этом направлении.

1.1.2 Как искать квантовую гравитацию?

Как искать этот новый синтез? Обычные полевые методы квантования основаны на разложении теории возмущений для слабого поля. Их применение к ОТО терпит неудачу, так как приводит к неперенормируемой теории. Возможно, это и не удивительно: ОТО изменила понятия пространства и времени слишком радикально, чтобы послушно следовать квантовой теории поля в плоском пространстве. Нужно что-то другое.

В науке нет секретных рецептов, как делать открытия, и важно исследовать различные возможности в одно и то же время. В настоящее время о квантовой теории гравитации думают в различных направлениях. Два наиболее разработанных представляют собой петлевую квантовую гравитацию, описанную в этой книге, и теорию струн. Другие направления исследований включают динамическую триангуляцию, некоммутативную геометрию, Хартловскую квантовую механику пространства-времени (это на самом деле не специфическая теория гравитации, но, скорее, общие теоретические рамки для общерелятивистской квантовой теории), Хокинговскую евклидову сумму по геометриям, квантовое исчисление Редже, теорию твисторов Пенроуза, причинные множества Соркина, детерминистский подход 'т Хоофта и теорию Финкельштейна. Читатель может найти множество ссылок в общих введениях в квантовую гравитацию, упомянутых в библиографическом примечании в конце этой главы. Здесь я затрону только общие идеи, которые мотивируют подход, описанный в этой книге, плюс кратко прокомментирую теорию струн, которая сейчас является самой популярной альтернативой петлевой гравитации.

Наши современные представления о базисной структуре физической вселенной суммированы ОТО, квантовой теорией и квантовой теорией поля (КТП), вместе со стандартной моделью физики частиц. Этот набор фундаментальных теорий не согласован. Но он характеризуется экстра-

ординарным эмпирическим успехом, почти уникальным в истории науки. Действительно, сейчас нет свидетельств о каких-либо наблюдаемых явлениях, которые бы очевидным образом ускользали, ставили под вопрос или противоречили этому набору теорий (или их же минимальной модификации, скажем, в связи с массой нейтрино или космологической постоянной). Этот набор теорий становится бессмысленным в определенных физических режимах. Мы ожидаем, что в этих режимах предсказания квантовой гравитации становятся адекватными и отличными от предсказаний ОТО и стандартной модели. Эти режимы находятся за пределами достижимости эксперимента или наблюдений, по крайней мере пока. Поэтому мы не имеем прямых экспериментальных указаний для поиска квантовой гравитации — как, скажем, атомные спектры привели к открытию квантовой теории.

Так как квантовая гравитация — это теория, которая, как ожидается, описывает режимы, недостижимые до такой степени, то можно беспокоиться по поводу то, что хоть что-то сможет помочь в этой области, на масштабах, столь далеких от нашего опыта. Может быть, поиски напрасны, так как диапазон возможных теорий слишком велик? Нет, это беспокойство не подтверждается. Если бы это было проблемой, мы бы имели множество полных, согласованных и обладающих предсказательной силой теорий квантовой гравитации. Вместо этого, ситуация точно обратная: мы не имеем ни одной. Фактически, мы имеем огромное количество информации о квантовой гравитации, так как мы имеем КМ и мы имеем ОТО. Согласованность одновременно с КМ и ОТО является чрезвычайно сильным ограничением.

Часто высказывается точка зрения, что для квантовой гравитации нужна какая-то совершенно новая, радикальная и сумасшедшая гипотеза. Я не думаю, что это так. Сумасшедшие гипотезы, взятые с потолка, никогда не продвигали науку. Радикальные гипотезы, которые были успешно использованы физиками, всегда принимались неохотно и вынужденно под давлением эмпирических данных — эллипсы Кеплера, квантование Бора, . . . — или убедительных теоретических доводов — ток смещения Максвелла, эйнштейновская относительность . . . (см. Приложение С). Как правило, произвольные новые гипотезы ведут в никуда.

Фактически, сегодня мы находимся точно в такой же ситуации, когда теоретическая физика приводила к своим наилучшим достижениям в прошлом. Многие наиболее выдающиеся достижения теоретической физики были получены в результате попытки поиска общих теоретических рамок для двух фундаментальных и явно конфликтующих открытий. Например, стремление объединить кеплеровские орбиты с галилеевской механикой привели к ньютоновской механике; объединение тео-

рии Максвелла с галилеевской относительностью привело к специальной теории относительности; объединение специальной теории относительности с нерелятивистской квантовой теорией привели к теоретическому открытию античастиц; объединение специальной теории относительности с ньютоновской гравитацией привело к общей теории относительности, и так далее. Во всех этих случаях главные достижения были получены при попытке «принять всерьез»² явно конфликтующие теории, и при получении следствий из предположения истинности ключевых принципов обеих теорий. Мы узнали два очень важных «факта» о Природе, которые выражаются КМ и ОТО: нам придется «просто» вывести, что из них следует, если принять оба. Следовательно, вопрос, который мы должны задать, состоит в следующем: что мы действительно узнали о мире из КМ и ОТО? Можем ли мы объединить оба эти понимания в согласованную картину? То, что нам нужно, есть концептуальная схема, в которой понимание, достигнутое в КМ и ОТО, присутствуют вместе.

Такой взгляд в настоящее время *не* является взглядом большинства в теоретической физике. Консенсус состоит в том, что КМ совершила концептуальную революцию, но многие не рассматривают ОТО таким же образом. В соответствии с мнением многих, открытие ОТО было просто написанием еще одной теории поля. Более того, эта теория есть только приближение к теории, которую мы еще не знаем. В соответствии с этим мнением, ОТО не следует принимать слишком серьезно в качестве руководства для дальнейшего развития теории.

Я думаю, что это мнение является результатом путаницы: путаницы между специфической формой действия Эйнштейна-Гильберта и модификацией понятий пространства и времени, к которым приводит ОТО. Действие Эйнштейна-Гильберта вполне может быть низкоэнергетическим приближением для высокоэнергетической теории. Но изменение понятий пространства и времени не зависит от специфической формы действия Эйнштейна-Гильберта. Оно зависит от его общей ковариантности (ковариантности относительно диффеоморфизмов) и его независимости от фона. Эти свойства (которые кратко иллюстрируются ниже в разделе 1.1.3, и детально обсуждаются в Главе 3) скорее всего сохраняются также и в высокоэнергетической теории. Не следует путать детали динамики ОТО с модификацией понятий пространства и времени, к которым привела ОТО. Если мы это путаем, мы недооцениваем радикальную новизну физического содержания ОТО. Проблема квантовой гравитации

²В [1] Геллманн говорит, что главный урок, которому мы должны научиться у Эйнштейна, состоит в том, чтобы «принимать очень серьезно идеи, которые работают, и смотреть, нельзя ли распространить их действие много дальше, чем предполагали те, кто их предложил».

заключается именно в том, чтобы включить эту радикальную новизну в КТП. Иными словами, задача заключается в том, чтобы понять, что есть обще-релятивистская КТП, или фоно-независимая КТП.

Сегодня многие физики предпочитают игнорировать или откладывать на потом эти фундаментальные вещи и, вместо этого, развивать и уточнять существующие теории. Наиболее популярная стратегия в отношении квантовой гравитации, в частности, заключается в том, чтобы следовать направлению исследований, разворачивающихся вследствие успеха стандартной модели физики частиц. Неудача пертурбативной квантовой ОТО интерпретируется как повторение неудачи теории Ферми³. Именно, как признак того, что мы должны модифицировать ОТО при высоких энергиях. С использованием теорий великого объединения (ТВО), суперсимметрии, и теорий Калуцы-Клейна, поиск высокоэнергетических поправок к ОТО, свободных от плохих ультрафиолетовых расходимостей, привел к теориям с высшими производными, супергравитации, и, наконец, к теории струн.

Иногда утверждают, что квантовая теория гравитации уже найдена, и это теория струн. Так как эта книга о квантовой теории гравитации без струн, я должен сказать несколько слов об этом утверждении. Теория струн основана на физической гипотезе: элементарный объект является протяженным, а не частице-подобным. Эта гипотеза ведет к очень богатой объединенной теории, которая содержит много феноменологии, включая (при подходящих входных параметрах) фермионы, поля Янга-Миллса и гравитоны, и многие ожидают, что она свободна от ультрафиолетовых расходимостей. Платой за эти теоретические результаты является гигантский багаж дополнительной физики: суперсимметрия, дополнительные размерности, бесконечное число полей с произвольными массами и спинами, и так далее.

До сих пор ничего из этой новой физики не проявило себя в эксперименте. В частности, в течение многих лет утверждалось, что суперсимметрия вот-вот будет открыта, но этого так и не произошло. К сожалению, до сих пор теория может переварить любые неутешительные экспериментальные результаты, так как из монументального математического аппарата теории трудно вывести точные количественные предсказания, с помощью которых она могла бы быть опровергнута. Более того, даже воспроизведение свойств реального мира в теории не является

³Теория Ферми была удачной в эмпирическом отношении, но перенормируемой теорией слабых взаимодействий, точно так же как ОТО является эмпирически успешной, но перенормируемой теорией гравитационного взаимодействия. Решением стала электрослабая теория Глэшоу-Вайнберга-Салама, которая корректирует теорию Ферми при высоких энергиях.

простым: поиски компактификации, ведущей к стандартной модели, с ее семействами и массами и без нестабильностей, до сих пор не увенчались успехом, насколько мне известно.

Теория струн является непосредственным развитием стандартной модели и имеет глубокие корни в технике и концептуальных рамках КТП в плоском пространстве. Как я буду детально обсуждать на протяжении этой книги, многие инструменты, используемые в этом контексте — энергия, унитарная эволюция во времени, вакуумное состояние, Пуанкареинвариантность, S -матрица, объекты, перемещающиеся в пространстве-времени, преобразование Фурье, ... — более не имеют смысла в режиме квантовой гравитации, в котором гравитационное поле не может быть аппроксимировано фоновым пространством-временем — возможно, даже асимптотически⁴. Следовательно, теория струн прямо не связана с главной проблемой квантовой гравитации: с пониманием, что такое независимая от фона КТП. Прямая встреча этого вызова, еще до беспокойства о проблемах объединения, ведет, вместо этого, к направлению исследований, разрабатываемому петлевой квантовой гравитацией⁵.

Альтернатива линии исследований, которой следует теория струн, связана с возможностью, что неудача пертурбативной квантовой ОТО *не* является повторением истории с теорией Ферми. То есть она связана не с пороками формы функционала действия ОТО, но с тем, что обычное квантовое пертурбативное разложение слабого поля не может быть применено к гравитационному полю.

Эта возможность апостериори сильно поддерживается результатами петлевой квантовой гравитации. Как мы увидим, петлевая квантовая гравитация ведет к представлению о структуре пространства-времени на очень малых масштабах чрезвычайно отличной от той, что имеется для гладкой фоновой геометрии. (В этом направлении имеются указания также и в вычислениях теории струн [4].) Пространство-время, оказыва-

⁴Конечно, теория струн включила многие аспекты ОТО, такие, как искривленное пространство-время, горизонты, черные дыры и связи между различными фонами. Но это далеко от независимых от фона рамок, таких, какие реализованы ОТО в классическом контексте. ОТО не представляет физику на искривленном пространстве-времени, и не дает связи между различными фонами: она дает динамику пространства-времени. Независимая от фона формулировка теории струн активно ищется в различных направлениях, но до сих пор определение теории и все вычисления относятся к фоновым метрическим пространствам.

⁵Постоянно выдвигаются предположения, что петлевая гравитация и теория струн должны объединиться, так как в петлевой гравитации разработаны именно методы независимой от фона КТП, в которых нуждается теория струн [2]. Также, возбуждение на сетке [weave] (см. раздел 6.7.1) в петлевой гравитации имеет естественную структуру струны [3]

ется, имеет непертурбативную, квантованную, дискретную структуру на планковских масштабах, что точно описывается теорией. Ультрафиолетовые расходимости излечиваются этой структурой. Ультрафиолетовые расходимости разложения теории возмущений обычной КТП являются следствием того, что мы ошибочно заменяем дискретную структуру планковского масштаба гладкой фоновой геометрией.

Если это физически верно, то для того, чтобы избавиться от ультрафиолетовых расходимостей, не нужны сложные механизмы теории струн. С другой стороны, не могут быть использованы обычные пертурбативные методы, так как мы не можем работать с фиксированной фоновой геометрией. Мы, следовательно, должны приспособить КТП ко всем концептуальным новшествам ОТО, и, в частности, к изменениям в понятиях пространства и времени, к которым приводит ОТО. Каковы эти изменения? Я даю краткий ответ ниже, оставляя подробное обсуждение до Главы 2.

1.1.3 Физический смысл общей теории относительности

ОТО есть открытие, что пространство-время и гравитационное поле есть одна и та же сущность. То, что мы называем «пространство-время» есть само по себе физический объект, во многих отношениях аналогичный электромагнитному полю. Можно сказать, что ОТО есть открытие того, что пространства-времени вовсе нет. С того, что Ньютон называл «пространством», а Минковский называл «пространством-временем» сорвана маска: это есть не что иное, как динамический объект — гравитационное поле — в режиме, когда мы пренебрегаем его динамикой.

В ньютоновской и специально-релятивистской физике, если мы удаляем все динамические объекты — частицы и поля — тогда то, что остается, есть пространство и время. В общерелятивистской физике, если мы удаляем все динамические объекты, ничего не остается. Пространство и время Ньютона и Минковского реинтерпретировано как одно из полей, гравитационное поле. Это означает, что физические сущности — частицы и поля — не погружены в пространство и не движутся во времени. Они не живут в пространстве-времени. Они живут, так сказать, друг на друге.

Это похоже на то, как если бы мы увидели в океане множество животных, живущих на острове: животные на острове. Потом мы обнаруживаем, что остров сам по себе представляет собой большого кита. Теперь животные не на острове, но именно животные на животных. Аналогич-

но, Вселенная не состоит из полей в пространстве; она сделана из полей, которые находятся на полях. Эта книга изучает далеко идущее влияние, которое этот концептуальный сдвиг имеет на КТП.

Одно из следствий состоит в том, что кванты полей не могут жить в пространстве-времени: они должны составлять само «пространство-время». Это именно то, что кванты пространства делают в петлевой квантовой гравитации.

Мы можем продолжать использовать выражения «пространство» и «время» для того, чтобы обозначать определенные аспекты гравитационного поля, и я буду это делать на протяжении этой книги. Мы привыкли к этому в классической ОТО. Но в квантовой теории, где поле имеет квантованные «гранулированные» свойства и его динамика квантована и, следовательно, только вероятностна, большая часть «пространственных» и «временных» свойств гравитационного поля теряется.

Следовательно, для того, чтобы понять квантовое гравитационное поле, мы должны отказаться от части выразительности геометрии. Геометрия представляет классическое гравитационное поле, но не квантовое пространство-время. Это не является отказом от наследства Эйнштейна: наоборот, это шаг в направлении «относительности» в точном смысле, подразумеваемом Эйнштейном. Ален Кон (Alain Connes) прекрасно описал существование двух точек зрения на пространство: геометрическую, основанную на пространственных точках, и «спектральную», основанную на алгебре дуальных спектральных величин. Как подчеркивает Ален, квантовая теория вынуждает нас к завершению перехода к этой второй точке зрения по причине некоммутативности. В свете квантовой теории, непрерывное пространство-время не может быть ничем иным, чем приближением, в котором мы не учитываем квантовую некоммутативность. В петлевой гравитации физические свойства пространства появляются как спектральные свойства квантовых операторов, которые описывают наше (то есть, наблюдателей), взаимодействие с гравитационным полем.

Ключевая концептуальная трудность квантовой гравитации, следовательно, заключается в том, чтобы принять идею, что мы можем строить физику без платформы пространства и времени. Мы должны освободить себя от предубеждения, ассоциированного с привычным представлением мира как «населяющего пространство» и «эволюционирующего во времени». Глава 3 описывает язык для описания механических систем в этих обобщенных концептуальных рамках.

Отсутствие обычных пространственно-временных «подмонок» называется *независимостью от фона* классической теории. Технически, это реализуется с помощью калибровочной инвариантности действия от-

носителем (активных) диффеоморфизмов. Диффеоморфизм есть преобразование, которое гладко смещает все динамические поля и частицы из одной области четырехмерного многообразия в другую (точное определение этих преобразований дано в Главе 2). Оказывается, калибровочная инвариантность относительно диффеоморфизмов (или *общая ковариантность*⁶) является следствием комбинации двух свойств действия: его инвариантности относительно произвольных преобразований координат и того факта, что отсутствует нединамическое «фоновое» поле.

1.1.4 Независимая от фона квантовая теория поля

Совместима ли квантовая механика⁷ с общерелятивистскими понятиями пространства и времени? Да, это так, если мы выбираем достаточно общую формулировку. Например, шредингеровская картина жизнеспособна только в теориях, где имеется глобальная переменная времени t ; это конфликтует с ОТО, где не существует такой переменной. Следовательно, шредингеровская картина имеет мало смысла в независимом от фона контексте. Но существуют формулировки квантовой теории более общие, чем шредингеровская картина. В Главе 5 я описываю формулировку КМ достаточно общую для описания обще-релятивистских систем. (Для другой формулировки КМ см. [5].) Формулировки этого типа иногда называются «обобщенной квантовой механикой». Я предпочитаю использовать термин «квантовая механика» для обозначения любой формулировки квантовой теории, независимо от ее общности, точно так же, как «классическая механика» используется для обозначения формализмов разной степени общности, таких, как Ньютоновская, Лагранжева, Гамильтонова или симплектическая механика.

С другой стороны, большая часть обычной техники теории пертурбативной КТП глубоко несовместима с общерелятивистским контекстом. Для этого имеется много причин:

- Обычный формализм КТП основан на Пуанкаре-инвариантности. В частности, он основан на понятии энергии и на существовании исчезающего оператора Гамильтона, который генерирует унитарную

⁶В английском языке этому отвечает термин *diffeomorphism invariance*. В русскоязычной литературе калька с английского вроде *диффеоморфная инвариантность*, или что-то похожее, не используется. - А.Л.

⁷Я использую выражение «квантовая механика» для обозначения теории всех квантовых систем, с конечным или бесконечным числом степеней свободы. В этом смысле КТП является частью квантовой механики.

эволюцию во времени. Вакуум, например, есть состояние, которое минимизирует энергию. В общерелятивистской теории, вообще говоря, нет глобальной Пуанкаре-инвариантности, нет общего понятия энергии и нет исчезающего оператора Гамильтона.

- Основанием обычной КТП является понятие частицы. Опыт теории в отношении КТП на искривленном пространстве [6] и в отношении связи между ускорением и температурой в КТП [7] показывает, что в ситуации, когда гравитация существенна, понятие частицы может быть весьма деликатным. (Этот момент обсуждается в разделе 5.3.4.)
- Рассмотрим обычную перенормированную КТП. Физическое содержание теории может быть выражено в терминах n -точечных функций $W(x_1, \dots, x_n)$. n -точечные функции соответствуют инвариантам классической теории. В общерелятивистской теории из инвариантности относительно преобразований $x \rightarrow x' = x'(x)$ немедленно следует, что n -точечные функции должны удовлетворять соотношению

$$W(x_1, \dots, x_n) = W(x'(x_1), \dots, x'(x_n)) \quad (1.1)$$

и, следовательно (если точки в аргументе функции различны) они должны быть постоянны!⁸ То есть,

$$W(x_1, \dots, x_n) = \text{constant}. \quad (1.2)$$

Очевидно, мы немедленно оказываемся совсем в ином контексте, нежели обычная КТП.

- Аналогично, поведение двухточечных функций при малых $|x - y|$ обычной КТП

$$W(x, y) = \frac{\text{constant}}{|x - y|^d} \quad (1.3)$$

⁸Это не совсем понятно. По-видимому, под n -точечными функциями Ровелли понимает корреляционные функции квантовой теории поля $W(x_1, \dots, x_n) = \langle 0 | \hat{L}(x_1) \dots \hat{L}(x_n) | 0 \rangle$. (Это предположение согласуется с формулой (1.3).) Если это так, то точки x_1, \dots, x_n представляют события пространства-времени, а функция $W(x_1, \dots, x_n)$ может выражаться через интервалы между событиями (как это и имеет место в формуле (1.3)), которые являются инвариантами и в общековариантной теории, а также через другие инварианты (например — скалярные произведения векторов направлений от одного события к другим). Тогда и функция $W(x_1, \dots, x_n)$, будучи функцией этих инвариантов, будет инвариантом общековариантных преобразований координат, но вовсе не константой. - А.П.

представляет структуру КТП на малых расстояниях. В более общем виде, структура КТП на малых расстояниях выражается разложением произведения операторов

$$O(x)O'(y) = \sum_n \frac{O_n(x)}{|x-y|^n}. \quad (1.4)$$

Здесь $|x-y|$ — это расстояние, измеренное в метрике пространства-времени. Например, в плоском пространстве $|x-y|^2 = \eta_{\mu\nu}(x^\mu - y^\mu)(x^\nu - y^\nu)$. В общерелятивистском контексте это выражение не имеет смысла, так как здесь нет фоновой метрики Минковского $\eta_{\mu\nu}$ (или другой)⁹. Вместо нее имеется гравитационное поле, именно — сам квантовополевой оператор¹⁰. Но тогда, поскольку стандартное разложение произведения операторов становится бессмысленным, структура теории квантовой гравитации на малых расстояниях должна существенно отличаться от таковой обычной КТП. Как мы увидим в Главе 7, это именно так.

Существует осторожная стратегия, чтобы обойти эти трудности: записать гравитационное поле $e(x)$ в виде суммы двух членов

$$e(x) = e_{\text{background}}(x) + h(x); \quad (1.5)$$

где $e_{\text{background}}(x)$ есть фоновая конфигурация поля. Она может быть конфигурацией Минковского или любой другой. Предположим, $e_{\text{background}}(x)$ определяет пространство-время, а именно, она определяет положение и причинные связи. Затем рассмотрим $h(x)$ как гравитационное поле, управляемое КТП на пространственно-временном фоне, определяемом $e_{\text{background}}(x)$. Например, предполагается, что операторы $h(x)$ коммутируют, если отделены пространственно-подобно, где пространственное подобие определено с помощью $e_{\text{background}}(x)$. В качестве второго шага теперь можно рассмотреть условия на $e_{\text{background}}(x)$ или отношения между теориями, определенными различными выборами $e_{\text{background}}(x)$. Эта осторож-

⁹ Это снова не очень понятно. В общерелятивистском случае действительно нет фоновой метрики Минковского, но есть метрический тензор $g_{\mu\nu}$, который задает инвариантный интервал между точками пространства-времени $|x-y|^2 = g_{\mu\nu}(x^\mu - y^\mu)(x^\nu - y^\nu)$, так что $|x-y|^2$ по-прежнему вполне имеет (общеквариантный) смысл. - *А.П.*

¹⁰ А вот это уже совсем другое дело. Здесь действительно (вообще говоря) нет расстояния, но не из-за общей ковариантности, а из-за того, что нет самого метрического тензора $g_{\mu\nu}$: он заменяется полевыми операторами, которые могут и не приводить простым способом к представлению об интервале между событиями. Похоже, что здесь Ровелли несколько спутал общую ковариантность и квантовость пространства-времени. - *А.П.*

ная стратегия ведет к трем другим трудностям: (i) Обычная пертурбативная КТП для ОТО, основанная на разложении (1.5), ведет к неперенормируемой теории. Чтобы избавиться от неконтролируемых ультрафиолетовых расходимостей, приходится обращаться к усложнениям теории струн. (ii) Как было упомянуто, петлевая квантовая гравитация показывает, что структура пространства-времени на планковских масштабах дискретна. Следовательно физическое пространство-время совсем не имеет структуры на малых расстояниях. Именно нефизическое предположение о гладком фоне $e_{\text{background}}(x)$, подразумеваемое в (1.5), может быть причиной ультрафиолетовых расходимостей. Отделение гравитационного поля от пространства-времени находится в резком противоречии с самой физической сущностью ОТО. Если ОТО вообще используется в качестве гюда в поиске квантовой теории гравитации, то подходящей геометрией пространства-времени будет та, что определяется полным гравитационным полем $e(x)$, а разложение (1.5) лишено смысла.

Формулировка квантовой гравитации, которая не принимает осторожную стратегию (1.5), является *независимой от фона*, или общековариантной КТП. Главной целью этой книги является развитие формализма независимой от фона КТП.

1.2 Петлевая квантовая гравитация

Здесь я набросаю физическую картину квантового пространства-времени, которое появляется в петлевой квантовой гравитации (ПКГ). Основные идеи и предположения, на которых основана ПКГ состоят в следующем.

- (i) *Квантовая механика и ОТО.* Предполагается справедливой КМ, переформулированная таким способом, чтобы быть совместимой с общей ковариантностью.
- (ii) *Независимость от фона.* ПКГ основана на идее, что стратегия квантования, основанная на разложении (1.5) *не* подходит для описания квантовых свойств пространства-времени.

К этому мы добавим:

- (iii) *Отсутствие объединения.* Сейчас модной является идея, что проблема квантования гравитации должна быть решена вместе с проблемой поиска единого описания всех взаимодействий. ПКГ есть

решение первой проблемы, но не второй¹¹.

(iv) *Четыре пространственно-временных измерения и отсутствие суперсимметрии.* ПКГ совместима с этими возможностями, но в теории нет ничего такого, что *требовало* бы более высоких размерностей или суперсимметрии. Дополнительные пространственно-временные размерности и суперсимметрия являются интересными теоретическими идеями, которые, как и многие другие интересные теоретические идеи, могут оказаться физически неверными. Несмотря на 15 лет поисков, несмотря на многочисленные предварительные сообщения об открытиях, которые оказывались неверными, и несмотря на повторяющиеся заявления, что суперсимметрия будет открыта «в следующем году», до сих пор эмпирические свидетельства были определенно *против* суперсимметрии. Это может измениться, но как ученые, мы должны принимать указания со стороны экспериментов серьезно.

На основании этих предположений, ПКГ есть просто квантование ОТО вместе с обычной связью с материей. Следовательно, программа ПКГ консервативна и не особенно амбициозна. Физическим входом для теории является просто КМ и ОТО, хорошо проверенные физические теории. Никакие более существенные дополнительные гипотезы или предположения не используются (такие как: элементарные объекты представляют собой струны, пространство состоит из отдельных дискретных точек, квантовая механика неверна, ОТО неверна, суперсимметрия, дополнительные размерности, ...). Не утверждается, что это окончательная «Теория Всего».

Однако ПКГ имеет также радикальную и амбициозную сторону: присоединить концептуальный прорыв ОТО к КМ. Чтобы достичь этого, нам придется отказаться от обычных понятий пространства и времени. Пространственный континуум, «на котором» локализируются вещи и время, «вдоль которого» выстраиваются события, являются приближен-

¹¹Мотивацией идеи, что эти две проблемы связаны, является ожидание, что мы находимся «вблизи окончания физики». К сожалению, ожидание, что «мы находимся вблизи окончания физики» имело место в течение всех трех столетий современной физики. В современной ситуации глубоких концептуальных противоречий относительно фундаментальных аспектов мира, я не вижу никаких признаков, указывающих на то, что мы близки к завершению потока открытий относительно физического мира. Когда я был студентом, было модно говорить, что проблема поиска теории сильных взаимодействий должна быть решена вместе с избавлением от теории перенормировок. Красивая идея. Но неверная.

ными полуклассическими понятиями теории. В ПКГ этот радикальный шаг предполагается во всей его полноте.

ПКГ не использует большую часть обычного инструментария обычной КТП так как он становится неадекватным в независимом от фона контексте. Она использует только общие инструменты квантовой теории: гильбертово пространство состояний, операторы, связанные с измерением физических величин, и амплитуды вероятности, которые определяют вероятности результатов измерений этих величин. Гильбертово пространство состояний и операторы, ассоциированные с физическими наблюдаемыми, получаются из классической ОТО с помощью достаточно стандартной стратегии квантования. Стратегия квантования представляет собой технику для поиска решения хорошо определенной обратной задачи: найти квантовую теорию с данным классическим пределом. Обратная задача может иметь много решений. Как отмечалось, сейчас трудность не состоит в том, чтобы выбрать одну среди многих полных и согласованных квантовых теорий гравитации. Мы бы удовлетворились и одной.

1.2.1 Почему петли?

Среди технических моментов, среди которых надо сделать выбор для реализации процедуры квантования, присутствует выбор алгебры полевых функций для построения алгебры операторов. В обычной КТП это обычно есть каноническая алгебра, формируемая положительно- и отрицательно-частотными компонентами полевых мод. Квантование этой алгебры ведет к операторам рождения и уничтожения a и a^\dagger . Для определения положительных и отрицательных частот требуется фоновое пространство-время.

В отличие от этого, для ПКГ характерен другой выбор алгебры базовых полевых функций: это неканоническая алгебра, основанная на голономиях гравитационной связности. Голономия (или «Вильсоновская петля») представляет собой матрицу параллельного переноса вдоль замкнутой кривой.

Идея, что голономии являются естественными переменными для калибровочной теории, имеет долгую историю. В некотором смысле, ее можно проследить назад к самому началу калибровочной теории, к физической интуиции Фарадея. Фарадей понимал электромагнитные явления в терминах «силовых линий». В основании этого интуитивного представления лежат две ключевые идеи. Во-первых, что подходящие физические величины заполняют пространство; эта догадка Фарадея является основанием теории поля. Во-вторых, что подходящие переменные



Рис. 1.1: Контур α и конфигурация электрического поля \vec{E}_α , рассматриваемого как распределение.

относятся не к тому, что происходит в точке, но, скорее, имеют отношение к связи между различными точками, связанными линией. Математической величиной, которая выражает эту идею, является голономия калибровочного потенциала вдоль линии. В максвелловском случае, например, голономия $U(A, \alpha)$ вдоль замкнутой линии α есть просто экспонента от интеграла вдоль α от трехмерного векторного максвелловского потенциала A :

$$U(A, \alpha) = e^{\oint_\alpha A} = \exp \left\{ \int_0^{2\pi} ds A_\alpha(\alpha(s)) \frac{d\alpha^\alpha(s)}{ds} \right\}. \quad (1.6)$$

В ПКГ голономия становится квантовым оператором, который создает «петлевое состояние». В петлевом представлении формулировки теории Максвелла, например, петлевое состояние $|\alpha\rangle$ есть состояние, в котором электрическое поле исчезает всюду кроме отдельной фарадеевской линии α . Точнее, это есть собственное состояние электрического поля с собственным значением

$$\vec{E}_\alpha(\vec{x}) = \oint ds \frac{d\vec{\alpha}(s)}{ds} \delta^3(\vec{x}, \vec{\alpha}(s)), \quad (1.7)$$

где $s \mapsto \vec{\alpha}(s)$ есть фарадеевская линия в пространстве. Это электрическое поле исчезает всюду кроме самого контура α , а в каждой точке α оно тангенциально к контуру, см. Рис. 1.1. Заметим, что векторное поле $\vec{E}(\vec{x})$, рассматриваемое как распределение, определенное формулой (1.7), лишено дивергенции, то есть удовлетворяет закону Кулона

$$\operatorname{div} \vec{E}_\alpha(\vec{x}) = 0 \quad (1.8)$$

в смысле распределения. Действительно, для любой гладкой функции f имеем

$$\begin{aligned}
[\operatorname{div} \vec{E}_\alpha](f) &= \int d^3x f(\vec{x}) \operatorname{div} \vec{E}_\alpha(\vec{x}) \\
&= \int d^3x f(\vec{x}) \frac{\partial}{\partial x^a} \oint ds \frac{d\alpha^a(s)}{ds} \delta^3(\vec{x}, \vec{\alpha}(s)) \\
&= - \oint ds \frac{d\alpha^a(s)}{ds} \frac{\partial}{\partial \alpha^a} f(\alpha(s)) \\
&= - \oint_\alpha df = - \oint ds \frac{d}{ds} f(\alpha(s)) = 0. \tag{1.9}
\end{aligned}$$

Действительно, на интуитивном уровне, закон Кулона требует в точности чтобы электрическое поле в точке «протягивалось» в направлении самого поля, то есть так, что оно определяет фарадеевские линии. Следовательно состояние $|\alpha\rangle$ есть некоторая разновидность минимального квантового возбуждения, удовлетворяющего (1.8): это элементарное квантовое возбуждение отдельной фарадеевской линии.

Идея, согласно которой теория Янга-Миллса есть именно теория таких петель, была популярна с тех пор, как стали изучаться такие теории. Мандельстам, Поляков и Вильсон, среди многих других, постоянно доказывали, что петлевые возбуждения должны играть ведущую роль в квантовых теориях Янга-Миллса, и что мы должны стараться понять квантовые теории Янга-Миллса в терминах этих возбуждений. Фактически, многое в развитии теории струн имело место под влиянием этой идеи.

В теории Янга-Миллса *на решетке*, то есть в приближении к теории Янга-Миллса, когда пространство-время заменяется фиксированной решеткой, петлевые состояния имеют конечную норму. Фактически, определенные конечные линейные комбинации петлевых состояний, которые называются «спиновыми сетями», формируют хорошо определенный и хорошо понятный ортонормальный базис в гильбертовом пространстве калибровочной теории на решетке.

Однако, никогда не было показано, что идея сформулировать теорию в терминах петле-подобных возбуждений плодотворна в КТП на *непрерывном* фоне. Трудность состоит существенно в том, что петлевые состояния над фоном «слишком сингулярные» и их «слишком много». Квантовое максвелловское состояние $|\alpha\rangle$, например, имеет бесконечную норму¹², а инфинитезимальное смещение петлевого состояния над фоно-

¹²Это совершенно аналогично тому, что обычная δ -функция на прямой имеет бесконечную норму. В то время, как интеграл от δ -функции конечен, и равен 1, интеграл от квадрата δ -функции не определен (бесконечен). - А.П.

вым пространством-временем дает другое, независимое петлевое состояние, приводя к континууму петлевых состояний. Для непрерывного фона пространство, натянутое на петлевые состояния, далеко «слишком велико» чтобы дать базис для (сепарабельного) гильбертова пространства КТП.

Однако петлевые состояния не слишком сингулярные и их не слишком много в теории, *независимой от фона*. Это ключевой технический момент, на котором основана ПКГ. На интуитивном уровне, причина состоит в следующем. Пространство-время само формируется петлеподобными состояниями. Следовательно, положение петлевого состояния релевантно только *по отношению к другим петлям*, но не по отношению к фону. Инфинитезимальное (координатное) смещение петлевого состояния не дает другое квантовое состояние, но только калибровочно эквивалентное представление того же самого состояния! Только конечное смещение, проносящее петлевое состояние через другую петлю дает физически отличное состояние. Следовательно, размер пространства петлевых состояний чрезвычайно сокращается за счет общей ковариантности: большая часть его есть просто калибровка! Эквивалентно, мы можем думать, что отдельная петля имеет присущую ей внутреннюю «толщину» планковского размера.

Следовательно, в общерелятивистском контексте петлевой базис становится жизнеспособным. Пространство состояний теории, которое называется $\mathcal{K}_{\text{diff}}$, является сепарабельным гильбертовым пространством, натянутым на петлевые состояния. Более точно, как мы покажем в Главе 6, $\mathcal{K}_{\text{diff}}$ допускает ортонормальный базис состояний спиновой сети, который формируется конечными линейными комбинациями петлевых состояний, и определен в точности как состояния спиновых сетей решеточной теории Янга-Миллса. Это гильбертово пространство и полевые операторы, действующие на нем, описаны в Главе 6. Они формируют основу математической структуры ПКГ.

Следовательно, ПКГ является результатом слияния двух направлений мышления, каждое из которых характерно для теоретической физики двадцатого столетия. С одной стороны, это интуиция Фарадея, Янга и Миллса, Вильсона, Мандельстама, Полякова и других, кто силы описывал линиями. С другой стороны, это интуиция Эйнштейна-Уилера-ДеВитта независимости от фона и независимых от фона квантовых состояний. Действительно примечательно, что каждое из этих двух направлений мысли дает решение непреодолимых трудностей для другого. С другой стороны, традиционные трудности в контроле общековариантных величин преодолеваются благодаря петлевому базису.

Еще более примечательно, что состояния спиновых сетей, генериру-

емые этим счастливым объединением, оказывается, имеют совершенно неотразимую геометрическую интерпретацию, которую я кратко описываю ниже.

1.2.2 Квантовое пространство: спиновые сети

Физические системы проявляют себя, взаимодействуя с другими системами. Взаимодействия могут происходить «квантами»: обмен энергией с осциллятором частоты ν происходит дискретными пакетами, или квантами, величиной $E = h\nu$. Если осциллятор находится в n -ом энергетическом состоянии, мы говорим, что он содержит n квантов. Если осциллятор является модой свободного поля, мы говорим, что в поле имеется n «частиц». Поэтому мы можем представлять электромагнитное поле как составленное из его квантов, фотонов. Что является квантами гравитационного поля? Или, поскольку гравитационное поле есть та же сущность, что и пространство-время, что есть квант пространства?¹³

Свойства квантов некоторой системы определяются спектральными свойствами операторов, представляющих величины, отражающие наше взаимодействие с системой. Например, оператор, ассоциируемый с энергией осциллятора, имеет дискретный спектр, и число квантов n помещает его спектр. Множество собственных состояний формирует базис в пространстве состояний системы: этот факт позволяет нам представлять каждое состояние системы как квантовую суперпозицию состояний $|n\rangle$, сформированных n квантами. Следовательно, чтобы понять квантовые свойства пространства, нам придется рассмотреть спектральную задачу для операторов, ассоциированных с величинами, вовлеченными в взаимодействие с пространством как таковым. Наиболее прямым путем мы взаимодействуем с гравитационным полем через геометрическую структуру физического пространства. Измерение длины, площади, или объема является фактически, в соответствии с ОТО, измерением локальных свойств гравитационного поля.

Например, объем V физической области \mathcal{R} есть

$$V = \int_{\mathcal{R}} d^3x |\det e(x)|, \quad (1.10)$$

где $e(x)$ есть гравитационное поле (в триадном представлении). В квантовой гравитации $e(x)$ представляет собой полевой оператор, следова-

¹³Чрезвычайно важно понимать, что гравитон (в ПКГ) *не является* квантом гравитационного поля, как это можно было бы ожидать на основании аналогии с обычной КТП. Именно это является другим выражением того, что квантовая гравитация не является пертурбативной теорией над фиксированным фоном. - А.П.

тельно \mathbf{V} тоже является оператором.

Объем \mathbf{V} представляет собой нелинейную функцию поля e и определение оператора объема использует произведение локальных операторно-значных распределений. Это может быть получено как некоторый предел, с использованием подходящей процедуры регуляризации. Развитие процедур регуляризации, которые остаются осмысленными в отсутствие фоновой метрики, является основным техническим инструментом, на котором основана ПКГ. С использованием этой техники может быть построен хорошо определенный самосопряженный оператор \mathbf{V} . Вычисление его спектральных свойств является одним из главных результатов ПКГ, он будет выведен в разделе 6.6.5.

Спектр \mathbf{V} оказывается дискретным. Следовательно пространственно-временной объем проявляет себя в виде квантов определенной величины, которые даются собственными значениями оператора объема. Эти кванты пространства могут интуитивно представляться как квантованные «гранулы» пространства или «атомы пространства». Первая интуитивная картина квантового пространства представляет собой, следовательно, «гранулы пространства». Это квантованные значения объема, определяемые спектром оператора \mathbf{V} .

Следующим элементом картины является информация, которая из гранул соседствует с которой. Соседство (свойство быть непрерывным, касаться, соседствовать) является основой пространственных отношений. Если две области пространства-времени находятся по соседству, то есть они касаются друг друга, то они разделены поверхностью \mathcal{S} . Пусть \mathbf{A} есть площадь поверхности \mathcal{S} . Площадь тоже является функцией гравитационного поля и, следовательно, представляется оператором. Спектральная задача для этого оператора тоже была решена в ПКГ. Это детально обсуждается в разделе 6.6.2. Этот спектр тоже оказывается дискретным. Интуитивно, гранулы пространства разделяются «квантами площади». Основной ряд значений собственных значений площади, например, помечается мультиплетом полуцелых чисел $j_i, i = 1, \dots, n$ и, как оказывается, дается формулой

$$\mathbf{A} = 8\pi\gamma\hbar G \sum_i \sqrt{j_i(j_i + 1)}, \quad (1.11)$$

где γ , параметр Иммирци, является свободной безразмерной постоянной теории.

Рассмотрим квантовое состояние пространства $|s\rangle$, сформированное N «гранулами» пространства, некоторые из которых соседствуют друг с другом. Представим это состояние абстрактным графом Γ с N узлами. (Под абстрактным графом я здесь понимаю класс эквивалентности относительно гладких деформаций графов, вложенных в 3-многообразии.)

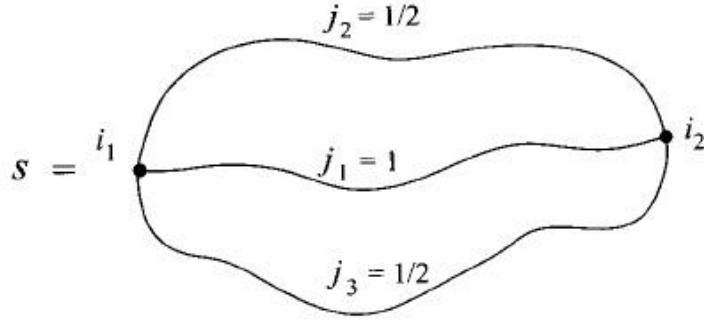


Рис. 1.2: Простая спиновая сеть.

Узлы графа представляют гранулы пространства; ребра графа связывают соседние гранулы и представляют поверхности, отделяющие две соседние гранулы. Квантовое состояние тогда характеризуется графом Γ и метками на узлах и ребрах: метка i_n на узле n представляет квантовое число объема, а метка j_l на ребре l является квантовым числом площади.

Граф с этими метками называется (абстрактной) «спиновой сетью» $s = (\Gamma, i_n, j_l)$, см. Рис. 1.2. В разделе 6.3.1 мы увидим, что квантовые числа i_n и j_l определяются теорией представлений локальной калибровочной группы ($SU(2)$). Точнее, j_l помечает унитарные неприводимые представления, а i_n помечает базис в пространстве сплетений представлений, соседствующих в узле n . Площадь поверхности, пересекающей n ребер спиновой сети с метками $j_i, i = 1, \dots, n$ тогда дается формулой (1.11).

Как показано в разделе 6.3.1, (кинематическое) гильбертово пространство $\mathcal{K}_{\text{diff}}$ допускает базис, помеченный в точности этими спиновыми сетями. Это базис состояний, в которых определенные операторы площади и объема диагональны. Их физическая интерпретация схематически показана на Рис. 1.3: состояние спиновой сети $|s\rangle$ описывает квантованную трехмерную геометрию.

Петлевое состояние $|\alpha\rangle$ представляет собой состояние спиновой сети, в котором граф Γ не имеет узлов; именно, это отдельная петля α , и она помечена фундаментальным представлением группы. В таком состоянии гравитационное поле имеется только на самой петле α , как электрическое поле в формуле (1.7).

В ПКГ физическое состояние пространства есть квантовая суперпозиция спиновых сетей в том же самом смысле, в котором электромагнитное поле есть квантовая суперпозиция n -фотонных состояний. Первым

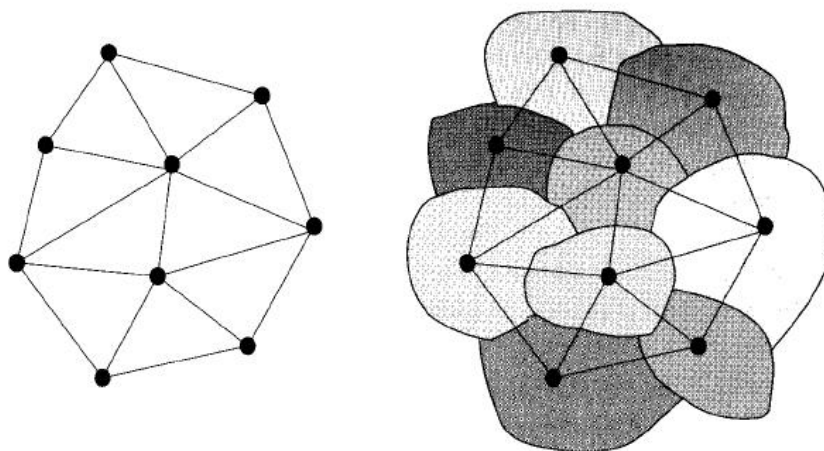


Рис. 1.3: Представлен граф абстрактной спиновой сети [в оригинале здесь, видимо, ошибка, так как вместо 'spin network' (спиновая сеть) использован термин 'spinfoam' (спиновая пена) - совсем другое понятие, которое не обсуждается в этом месте книги, но обсуждается ниже. - А.П.] и ансамбль «кусочков пространства», или квантов объема. Кусочки являются соседними, когда соответствующие узлы соединены. Каждая связка (ребро графа) пересекает одну элементарную поверхность, разделяющую два кусочка.

и основным предсказанием (свободной) КТП электромагнитного поля является существование фотонов и специфическое количественное предсказание для энергии и импульса фотонов с данной частотой. Аналогично, первым предсказанием ПКГ является существование квантов площади и объема, и количественное предсказание их спектра.

Теория предсказывает, что любое достаточно точное измерение площади или объема дало бы одно из этих спектральных значений. До сих пор проверка этого предсказания остается за пределами технических возможностей.

Где расположена спиновая сеть? Состояние спиновой сети не имеет расположения. Это абстрактный граф, но не граф, вложенный в пространственно-временное многообразие. Имеют значение только абстрактные комбинаторные соотношения, определяющие граф, но не его форма или расположение в пространстве.

Фактически, состояние спиновой сети не расположено в пространстве: это *есть* пространство. Он не локализован по отношению к чему-либо иному: что-либо иное (материя, частицы, другие поля) могут быть

локализованы по отношению к нему. Спросить, «где расположена спиновая сеть» все равно, что спросить «где расположены решения уравнений Эйнштейна». Решение уравнений Эйнштейна не находится «где-то»: оно само есть «где» по отношению к которому может быть локализовано все остальное. В этом же самом смысле, любые другие динамические объекты, такие как поля Янга-Миллса или фермионные поля, живут на состоянии спиновой сети.

Это следствие общей ковариантности. Технически, состояние спиновой сети сначала определяется как граф, вложенный в трехмерное многообразие; затем реализация калибровки относительно диффеоморфизмов определяет два графа, которые могут быть деформированы друг в друга. Они калибровочно эквивалентны. Это похоже на эквивалентность двух решений уравнений Эйнштейна, которые связаны преобразованием координат. Спиновые сети, вложенные в некоторое многообразие, обозначаются S и называются «вложенными спиновыми сетями»; классы эквивалентности относительно диффеоморфизмов обозначаются s и называются «абстрактными спиновыми сетями» или s -сетями¹⁴. Квантовое состояние пространства определяется s -сетью¹⁵.

Тот факт, что спиновые сети не живут в пространстве, но скорее *являются* пространством, имеет далеко идущие последствия. Оказывается, само пространство имеет дискретный и комбинаторный характер. Заметим, что это не было искусственно внесено в теорию или было предположением. Это является результатом совершенно обычных квантовомеханических вычислений спектра физических величин, который описывает геометрию пространства. Так как на малых расстояниях нет пространственной непрерывности, то (буквально!) в теории нет места для ультрафиолетовых расходимостей. Теория эффективно сама себя ограничивает на планковских масштабах. Пространство эффективно гранулировано на планковском масштабе и бесконечный ультрафиолетовый предел отсутствует.

В главе 7 показано, как теория может быть соединена с фермионными полями или полями Янга-Миллса. Это может быть получено за счет обогащения структуры спиновых сетей s . Например, в случае теории Янга-Миллса с калибровочной группой G ребра графа несут дополнительное квантовое число, помечающее неприводимые представления G . Спиновая сеть сама ведет себя как решетка в теории Янга-Миллса на ре-

¹⁴В оригинале термин, не имеющий аналога в русскоязычной литературе: 's-knots'. - А.Л.

¹⁵Выражение «спиновая сеть» используется в литературе для обозначения и вложенных и абстрактных спиновых сетей, а также для обозначения квантовых состояний, которые они помечают.

шетке. Следовательно в квантовой гравитации сама решетка становится динамической переменной. Но отметим критическое отличие по отношению к обычной теории Янга-Миллса на решетке: шаг решетки не нужно устремлять к нулю: он имеет физический планковский размер.

Суммируя, спиновые сети дают хорошо определенное математически и изящное с физической точки зрения описание кинематики квантованного гравитационного поля. Они дают также хорошо определенную картину пространства на малых масштабах. Примечательно, что эта новая картина пространства появляется просто в результате объединения идей старой теории Янга-Миллса с общерелятивистской независимостью от фона.

1.2.3 Динамика в независимой от фона КТП

Динамика квантового гравитационного поля может быть описана путем задания амплитуд $W(s)$ для состояний спиновой сети. Позвольте мне проиллюстрировать здесь, на эвристическом уровне, физическую интерпретацию этих амплитуд и способ, которым они определяются в теории. Главная особенность этой книги состоит в том, что она основана на общерелятивистском способе мышления о наблюдаемых + эволюции. В этом разделе кратко описана эта точка зрения и, может быть, за рассуждениями будет следить несколько сложнее, чем в предыдущих разделах.

Интерпретация амплитуды $W(s)$. Квантовая динамика частицы полностью описывается амплитудами вероятности перехода

$$W(x, t, x', t') = \langle x | e^{-\frac{i}{\hbar} H_0(t-t')} | x' \rangle = \langle x, t | x', t' \rangle, \quad (1.12)$$

где $|x, t\rangle$ есть собственное состояние оператора Гейзенберга положения $x(t)$ с собственным значением x , H_0 — оператор Гамильтона и $|x\rangle = |x, 0\rangle$. Пропагатор $W(x, t, x', t')$ зависит от двух событий (x, t) и (x', t') , которые ограничивают конечную часть классической траектории. Пространство пар событий (x, t, x', t') в этой книге называется \mathcal{G} .

Физический эксперимент состоит в приготовлении в момент времени t' и измерении в момент t . Мы говорим, что в определенном эксперименте локализовали частицу в точке x' в момент t' и обнаружили в точке x в момент t . Множество (x, t, x', t') представляет полный набор данных определенной полной измерительной установки, включающей приготовление и измерение. Пространство \mathcal{G} является пространством данных этого типа. В квантовой теории мы ассоциируем с каждым набором данных амплитуду $W(x, t, x', t')$, которая является функцией на множестве \mathcal{G} . Как подчеркивал Фейнман, эта амплитуда кодирует всю квантовую динамику. Следуя Фейнману, мы можем вычислить $W(x, t, x', t')$ с помощью

интеграла по путям, которые проходят через точки x и x' в моменты t и t' соответственно.

Если вместо координаты мы измеряем другую наблюдаемую, мы получаем состояния, отличные от состояний $|x\rangle$. Пусть $|\psi_{\text{in}}\rangle$ является состоянием, приготовленным в момент t' , а ψ_{out} — состояние, измеренное в момент t . Амплитуда, ассоциированная с этими измерениями будет

$$A = \langle \psi_{\text{out}} | e^{-\frac{i}{\hbar} H_0(t-t')} | \psi_{\text{in}} \rangle. \quad (1.13)$$

Пара состояний $(\psi_{\text{in}}, \psi_{\text{out}})$ определяет состояние $\psi = |\psi_{\text{in}}\rangle \otimes \langle \psi_{\text{out}}|$ в пространстве $\mathcal{K}_{t,t'}$, которое является тензорным произведением гильбертова пространства начальных состояний и (дуального к нему) гильбертова пространства конечных состояний. С помощью соотношения $\langle 0 | (|x'\rangle \otimes \langle x|) = W(x, t, x', t')$ пропагатор определяет (возможно, обобщенное) состояние $|0\rangle$ на $\mathcal{K}_{t,t'}$ ¹⁶. Амплитуда (1.13) может быть записана просто как

$$A = \langle 0 | \psi \rangle. \quad (1.14)$$

Следовательно мы можем выразить динамику от t' до t в терминах единичного состояния $|0\rangle$ в гильбертовом пространстве $\mathcal{K}_{t,t'}$, которое представляет результаты измерений в моменты t' и t . Состояние $|0\rangle$ называется ковариантным вакуумом, и его не следует путать с состоянием с минимальной энергией.

Обобщим эту идею на теорию поля. В теории поля аналогом набора данных (x, t, x', t') является пара $[\Sigma, \phi]$, где Σ есть $3d$ -поверхность, ограничивающая конечную область пространства-времени, а ϕ представляет собой конфигурацию поля на Σ . Эти данные определяют множество событий $(x \in \Sigma, \phi(x))$, которые ограничивают конечную порцию классической конфигурации поля точно так же, как (x, t, x', t') ограничивает конечную порцию классической траектории частицы. Результаты локального эксперимента (измерения, приготовления, или просто предположения) обязаны, фактически, адресовать состояние системы на всей границе конечной области пространства-времени. Теоретико-полевое пространство \mathcal{G} представляет собой, следовательно, пространство поверхностей Σ и конфигураций поля ϕ на Σ . Квантовая динамика может быть выражена в терминах амплитуд $W[\Sigma, \phi]$. Следуя фейнмановской интуиции, мы можем формально определить $W[\Sigma, \phi]$ в терминах сумм по конфигурациям поля внутри объема, которые принимают значение ϕ на границе Σ . Фактически, в разделе 5.3 я показываю, что функционал $W[\Sigma, \phi]$ определяет динамику КТП.

¹⁶Т.е., формально, $\langle 0 | = \int dx dx' |x\rangle W(x, t, x', t') \langle x'|$. - А.П.

Заметим, что зависимость $W[\Sigma, \phi]$ от геометрии Σ кодирует пространственно-временное расположение измерительного прибора. Фактически, относительные расположения компонентов прибора определяются физическими расстояниями и физическими временными задержками между измерениями, и эти данные содержатся в метрике Σ .

Рассмотрим теперь теорию, независимую от фона. Из общей ковариантности немедленно следует, что $W[\Sigma, \phi]$ не зависит от Σ . Это является аналогом независимости $W(x, y)$ от x и от y , упомянутой в разделе 1.1.4. Следовательно, в гравитации W зависит только от значения полей на границе. Однако, поля включают и гравитационное поле, а гравитационное поле определяет геометрию пространства-времени. Следовательно зависимости W от полей по-прежнему достаточно для того, чтобы закодировать относительные расстояния и временные промежутки компонентов измерительного прибора!

Происходит вот что. В зависимой о фона КТП мы имеем два типа измерений: те, которые определяют расстояния между частями прибора и временные задержки между измерениями, и действительные измерения полевых динамических переменных. Напротив, в квантовой гравитации расстояния и промежутки времени явления того же плана, что и динамические поля. Это суть общерелятивистской революции и ключ к независимой от фона КТП.

Нам нужен один завершающий шаг. Заметим на основании формулы (1.12), что аргумент W не является классической величиной, но, скорее, собственным значением соответствующего оператора. Собственными состояниями гравитационного поля являются спиновые сети. Следовательно в квантовой гравитации аргументом W должна быть спиновая сеть, представляющая возможный результат измерения гравитационного поля (или геометрии) на замкнутой 3d-поверхности¹⁷. Следовательно, в квантовой гравитации физические амплитуды должны выражаться амплитудами вида $W(s)$. Они дают амплитуды вероятностей корреляций, ассоциируемых с результатом s при измерении геометрии, точно так же, как $W(x, t, x', t')$ делает это для частицы.

Особенно интересный случай имеет место, когда мы можем разделить

¹⁷Заметим, что такая спиновая сеть вовсе не является пространственной спиновой сетью, как это рассматривалось в тексте раньше, так как у замкнутой 3d-поверхности некоторые ее части, вообще говоря, будут содержать также и времени-подобные направления. Квантовые числа, которые помечают узлы такой сети, уже не являются «пространственными объемами», а квантовые числа ребер — «площадями». Это некоторые гибридные величины, составленные из пространства и времени. То есть, неявно включаются не только кванты пространства, но и кванты времени. Пока это важное обстоятельство осталось за кадром. - *А.П.*

граничную поверхность на две компоненты, так что $s = s_{\text{out}} \cup s_{\text{in}}$. В этом случае $W(s_{\text{out}}, s_{\text{in}})$ могут интерпретироваться как амплитуды вероятности измерения квантовой трехмерной геометрии s_{out} , если наблюдалась s_{in} .

Заметим, что спиновая сеть s_{in} является аналогом (x, t) , но не просто x самого по себе. Временная переменная перемешана с физическими переменными (Глава 3). Понятие унитарной квантовой эволюции во времени в этом контексте плохо определено, но амплитуды вероятности остаются хорошо определенными и физически осмысленными (Глава 5). Квантовая динамическая информация теории полностью содержится в амплитудах спиновой сети $W(s)$. Имея конфигурацию пространства и материи, эти амплитуды определяют вероятности наблюдения корреляций.

Вычисление амплитуды $W(s)$. В релятивистской формулировке классической гамильтоновой теории динамика управляется релятивистским гамильтонианом H^{18} . Это детально обсуждается в Главе 3. Квантовая динамика управляется соответствующим квантовым оператором H . В квантовой гравитации H определен на пространстве спиновых сетей. В теории нет внешней временной переменной t и квантовым динамическим уравнением, которое замещает уравнение Шредингера, является уравнение $H\Psi = 0$. Оно называется уравнением Уилера-ДеВитта. Пространство решений уравнения Уилера-ДеВитта обозначается \mathcal{H} . Имеется оператор $P : \mathcal{K}_{\text{diff}} \rightarrow \mathcal{H}$, который проектирует $\mathcal{K}_{\text{diff}}$ на решения уравнения Уилера-ДеВитта (математически более точное утверждение см. в Разделе 5.2).

Амплитуды перехода $W(s, s')$ ¹⁹ являются матричными элементами оператора P . Они определяют физическое скалярное произведение, а именно, скалярное произведение в пространстве \mathcal{H} ²⁰:

$$W(s, s') = \langle s|P|s'\rangle_{\mathcal{K}_{\text{diff}}} = \langle s|s'\rangle_{\mathcal{H}}. \quad (1.15)$$

Таким образом, амплитуды перехода между двумя состояниями есть просто их физическое скалярное произведение (Глава 5). В более общем виде, в $\mathcal{K}_{\text{diff}}$ существует привилегированное состояние $|\emptyset\rangle$, которое формируется отсутствием спиновой сети. Оно представляет пространство с нулевым объемом, или, более точно, вообще отсутствие пространства. Ковариантное вакуумное состояние, которое определяет динамику теории,

¹⁸ H иногда называется «гамильтоновой связью» или «супергамильтонианом».

¹⁹ $W(s, s')$ надо понимать как синоним записи $W(s \cup s')$. - А.П.

²⁰ В этой формуле существенно, что $P^2 = P$ и $P^\dagger = P$, поэтому $\langle s|P|s'\rangle = \langle Ps|Ps'\rangle$. - А.П.

Рис. 1.4: Схема действия H на узел спиновой сети.

определено соотношением $|0\rangle = P|\emptyset\rangle$. Амплитуда спиновой сети определяется соотношением

$$W(s) = \langle 0|s\rangle = \langle \emptyset|P|s\rangle . \quad (1.16)$$

Построение оператора H является главной задачей в ПКГ. Она деликатна и требует нетривиальной процедуры регуляризации при обращении с произведениями операторов. Этому построению посвящена Глава 7. Примечательно, что предел, в котором регуляризация исчезает, существует именно благодаря общей ковариантности (Раздел 7.1). Это второй важный вклад общей ковариантности. В настоящее время построена более чем одна версия оператора H и пока неясно, который вариант (если он вообще имеется!) корректен. Замечания, которые следуют далее, относятся ко всем.

Наиболее важным аспектом гамильтонова оператора H является то, что он действует только на узлы. Состояние, помеченное спиновой сетью без узлов — то есть, в котором граф Γ представляет собой просто собрание непересекающихся петель — является решением уравнения Уилера-ДеВитта. Фактически, неожиданный факт, что вообще может быть найдено точное решение уравнения Уилера-ДеВитта был первым главным сюрпризом, который в первую очередь вызвал интерес к ПКГ в конце 1980-х.

При действии на общее состояние $|s\rangle$, действие оператора H оказывается дискретным и комбинаторным: меняется топология графа и меняются метки вблизи от узла. Типичный пример действия H на узел показано на Рис. 1.4: действие на узел расщепляет его на три узла и умножает состояние на число a (которое зависит от меток спиновой сети вокруг узла). Метки на ребрах и узлах на рисунке не показаны.

Отметим различные способы, которыми базис спиновых сетей оказывается эффективным в квантовой гравитации. Состояния базиса спиновых сетей

- (i) Диагонализуют площади и объемы;

- (ii) контролируют общую ковариантность: классы эквивалентности состояний относительно диффеоморфизмов помечаются как s -сети;
- (iii) упрощают действие H , сводя его к комбинаторному действию на узлы.

Построение гамильтонова оператора H завершает определение общего формализма ПКГ в случае чистой гравитации. Он расширяется для включения материи в Главе 7. В Главе 8 я описываю некоторые из наиболее интересных приложений теории. В частности, я иллюстрирую приложение ПКГ к космологии (контроль классической начальной сингулярности, инфляция) и к физике черных дыр (энтропия, спектр излучения). Я упоминаю также некоторые осторожные применения в астрофизике.

1.2.4 Квантованное пространство-время: спиновая пена

Для того, чтобы иметь возможность вычислить все предсказания теории, недостаточно иметь общее определение теории. Дорогу к вычислению амплитуд переходов в квантовой гравитации дает формализм спиновой пены.

Следуя идеям Фейнмана, мы можем представить $W(s, s')$ в виде суммы по путям. Это представление может быть получено разными способами. В частности, оно может быть интуитивно выведено из разложения теории возмущений, суммированием по разным последовательностям действия H , которые начинают с s' и заканчивают в s .

Тогда путь представляет собой «мировую историю» графа, с взаимодействиями, происходящими в узлах. Эта мировая история представляет собой два-комплекс²¹, как на Рис. 1.5, а именно, набор листов²² (мировых историй ребер); листы соединяются в линиях²³ (мировых историях узлов); наконец, линии соединяются в вершинах. Вершина представляет индивидуальное действие гамильтониана H . Пример вершины, соответствующей действию H на Рис. 1.4, показан на Рис. 1.6. Заметим, что при движении снизу вверх сечение два-комплекса меняется в точности от графа в левой части Рис. 1.4 к графу правой части. Следовательно два-комплекс напоминает фейнмановский граф, но с одной дополнительной структурой. Фейнмановский граф построен из вершин и линий, а спиновая пена из вершин, линий и листов.

²¹В оригинале 'two-complex' - *А.П.*

²²В оригинале 'faces' - *А.П.*

²³В оригинале 'edges' - *А.П.*

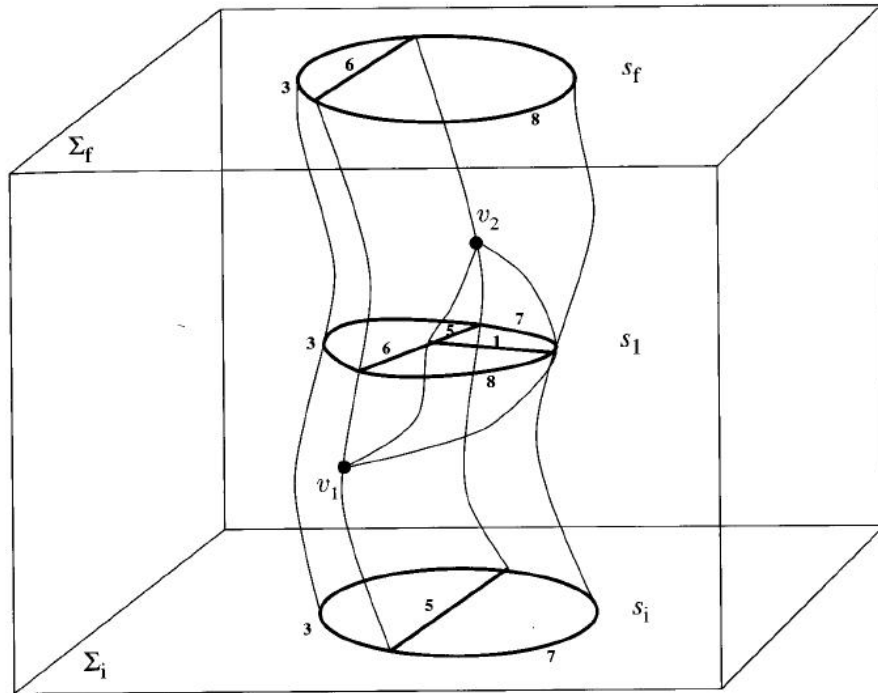


Рис. 1.5: Спиновая пена, представляющая эволюцию начальной спиновой сети s_i к конечной спиновой сети s_f через промежуточную спиновую сеть s_1 . Здесь v_1 и v_2 вершины взаимодействия.

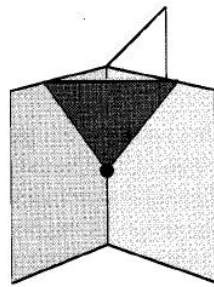


Рис. 1.6: Вершина спиновой пены.

Листы помечаются квантовыми числами площадей j_l , а линии — квантовыми числами объемов i_n . Два-комплекс с листами и линиями помеченными таким способом называется «спиновой пеной» и обозначается σ . Следовательно, спиновая пена представляет собой фейнмановский граф спиновой сети, или мировую историю спиновой сети. История, идущая от s' к s является спиновой пеной, ограниченной s' и s .

В пертурбативном разложении $W(s, s')$ имеется член, отвечающий каждой спиновой пене, ограниченной s и s' . Этот член является амплитудой σ . Оказывается, что амплитуда спиновой пены (мера $\mu(\sigma)$) дается произведением вершинных амплитуд $A_v(\sigma)$ по вершинам v . Вершинная амплитуда определяется матричным элементом от H между входящими и выходящими спиновыми сетями и является функцией меток листов и линий, соседних вершине. Это аналогично амплитуде обычной фейнмановской вершины, которая определяется матричными элементами гамильтониана между входящими и выходящими состояниями.

Физические амплитуды переходов $W(s, s')$ тогда получаются суммированием по спиновым пенам, ограниченным спиновыми сетями s и s'

$$W(s, s') \sim \sum_{\substack{\sigma \\ \partial\sigma = s \cup s'}} \mu(\sigma) \prod_v A_v(\sigma). \quad (1.17)$$

В более общем виде, для спиновой сети s , представляющей замкнутую поверхность,

$$W(s) \sim \sum_{\substack{\sigma \\ \partial\sigma = s}} \mu(\sigma) \prod_v A_v(\sigma). \quad (1.18)$$

В общем случае, фейнмановский интеграл по путям может быть выведен из теории Шредингера путем экспоненцирования оператора Гамильтона, но он может быть также интерпретирован прямо как сумма по классическим траекториям частицы. Аналогично, сумма по спиновым пенам (1.17) может быть интерпретирована как сумма по различным конфигурациям пространства-времени. То есть, на сумму (1.17) можно посмотреть как на конкретную и математически хорошо определенную реализацию (плохо определенного) представления квантовой гравитации Уилера-Мизнера-Хокинга, как суммы по всем четыре-геометриям

$$W({}^3g, {}^3g') \sim \int_{\partial g = {}^3g \cup {}^3g'} [Dg] e^{\frac{i}{\hbar} S[g]}. \quad (1.19)$$

Из-за пенной структуры на планковских масштабах, спиновые пены могут рассматриваться как математически точная реализация интуитивного представления Уилера о пространственно-временной «пене». В Главе 9

я описываю конкретные реализации (1.17), так же как и возможность прямой связи (1.17) с дискретизацией (1.19).

1.2.5 Концептуальные вопросы

Поиск квантовой теории гравитации поднимает такие вопросы, как: Что такое пространство? Что такое время? Что означает «быть чем-то»? Что означает «движение»? Должно ли движение определяться по отношению к объектам или по отношению к пространству? Можно ли сформулировать физику без ссылок на время или на пространство? И также: Что есть материя? Что есть причинность? Какова роль наблюдателя в физике?

Вопросы этого типа сыграли центральную роль в периоды максимального продвижения в физике. Например, они играли центральную роль для Эйнштейна, Гейзенберга, Бора и их коллег; но также и для Декарта, Галилея, Ньютона и их современников, и для Фарадея, Максвелла и их коллег. Сегодня такой способ постановки вопросов часто рассматривается многими физиками как «слишком философский».

Действительно, большинство физиков двадцатого столетия рассматривает вопросы такого типа как не относящиеся к делу. Эта точка зрения соответствует проблемам, с которыми они встречаются: не надо беспокоиться о первых принципах для того, чтобы применить уравнение Шредингера к атому гелия, понять, как сохраняет устойчивость нейтронная звезда, или найти группу симметрии, управляющую сильными взаимодействиями. В течение этого периода физики теряют интерес к общим проблемам. Как некоторые говорят в это время: «не спрашивайте, что теория может сделать для вас, спрашивайте, что вы можете сделать для теории.» То есть, не задавайте вопросов об основах, просто применяйте теорию к тому, что перед вами. Когда основы ясны, и задача заключается в решении проблем внутри данной концептуальной схемы, нет оснований беспокоиться об основах: проблемы имеют технический характер и наиболее эффективен прагматический подход.

Сегодня характер трудностей, с которыми мы встречаемся, изменился. Для того, чтобы понять квановое пространство-время, мы должны возвращаться снова к тем самым фундаментальным моментам. Мы должны искать новые ответы на старые фундаментальные вопросы. Новые ответы должны принимать во внимание то, что мы узнали из КМ и ОТО. Этот концептуальный подход не тот, что был у Вайнберга и Гелл-Манна, но тот, что у Ньютона, Максвелла, Эйнштейна, Бора, Гейзенберга, Фарадея, Больцмана и многих других. Из трудов последних ясно, что они открывали то, что находили, размышляя над общими фундамен-

тальными вопросами. Проблемы квантовой гравитации не будут решены, если только мы не пересмотрим эти вопросы.

Некоторые из этих вопросов обсуждаются в тексте. Здесь я комментирую только одну из этих фундаментальных проблем: роль понятия времени.

1.2.6 Физика без времени

Амплитуды перехода $W(s, s')$ не зависят от времени явно. Этого следовало ожидать, так как физические предсказания классической ОТО также не зависят явным образом от какой-либо временной координаты t . Теория предсказывает корреляции между физическими переменными, но не способ, которым физические переменные эволюционируют по отношению к выделенной временной переменной. Но каков смысл физической теории, в которой не появляется временная переменная t ?

Позвольте мне рассказать одну историю. Галилео Галилей был первым, кто понял, что физическое движение объектов на Земле может быть описано математическими законами, выражающими эволюцию наблюдаемых величин A, B, C, \dots во времени. То есть, законами для функций $A(t), B(t), C(t), \dots$. Критически важным вкладом Галилея был поиск эффективного способа измерения временной переменной t , и, тем самым, придание операционного смысла этим функциям. Фактически, Галилей сделал решающий вклад в открытие современных часов, когда в молодости понял, что малые колебания маятника «занимают одинаковое время». История рассказывает, что Галилео внимательно наблюдал за медленными колебаниями большой люстры, которую до сих пор можно видеть в изумительном кафедральном соборе в Пизе.²⁴ Он проверял период колебаний по своему пульсу и обнаружил, что на каждый период колебаний приходится одно и то же количество ударов пульса. Это было ключевое озарение, основа современных часов: сегодня почти каждые часы содержат осциллятор. Позже Галилео использовал часы, когда открыл первый количественный земной физический закон в своих знаменитых экспериментах со скатыванием с наклонной плоскости.

Теперь, самой загадочной частью этой истории является то, что в то время, как Галилео проверял маятник по своему пульсу, через небольшое время после этого врачи стали проверять пульс своих пациентов по маятнику. Что на самом деле означает, что периоды колебаний маятника «занимают одинаковое время»? Любое колебание занимает один и

²⁴Красивая история. Плохо только, что люстра была повешена здесь несколькими десятилетиями позже открытия Галилея.

тот же промежуток времени t : но откуда мы это знаем, если мы можем узнать о промежутке t только с помощью другого маятника?

Только Ньютон концептуально прояснил эту проблему. Ньютон *предполагает*, что существует *ненаблюдаемая* величина t , которая течет («абсолютно и тождественно самой себе»). Мы записываем уравнения движения в терминах этого t , но мы не можем по-настоящему узнать t : мы можем сконструировать часы, которые дают показания $T_1(t)$, $T_2(t)$, которые, в соответствие с нашими уравнениями, аппроксимируют t с такой точностью, с какой вы хотите. То, что мы действительно измеряем, есть эволюция других переменных, сопоставленная с показаниями часов, именно $A(T_1)$, $B(T_1)$. Более того, мы можем сверять часы друг с другом $T_1(T_2)$, $T_2(T_3)$,... Тот факт, что все эти наблюдения согласуются с тем, что мы вычисляем используя эволюционные уравнения в терминах t , дает уверенность в методе. В частности, это дает уверенность в том, что существование *ненаблюдаемой* физической величины t представляет собой полезный и разумный способ размышления.

Все просто: полезность этого предположения теряется в квантовой гравитации. Теория позволяет нам вычислить отношения между различными наблюдаемыми величинами, такие, как $A(B)$, $B(C)$, $A(T_1)$, $T_1(A)$,..., которые представляют то, что мы видим. Но это не дает нам эволюцию этих наблюдаемых значений в терминах ненаблюдаемого t , как это делают теория Ньютона и специальная теория относительности. В некотором смысле это просто означает, что на планковском масштабе нет хороших часов.

Конечно, в некоторой специальной задаче мы можем выбрать одну переменную, и решить трактовать ее как независимую переменную, назвав ее временем. Например, определенное время, измеряемое часами, определенное собственное время вдоль определенной истории частицы, и т.д. Выбор весьма произволен и в общем случае имеет смысл только локально. Общековариантная теория не дает выбора предпочтительной переменной времени.

Вот два примера, иллюстрирующих этот произвол.

- Представим, что мы подбрасываем точные часы вверх и сравниваем их показания t_f , когда они приземляются, с показаниями часов t_e , остающихся на Земле. ОТО предсказывает, что часы дадут разные показания, и дают количественную связь между t_f и t_e . Относится ли это предсказание к наблюдаемой t_f , эволюционирующей в физическом времени t_e , или к наблюдаемой t_e , эволюционирующей в физическом времени t_f ?²⁵

²⁵Если вы попытаетесь сказать, что показание t_e часов, остающихся на Земле, дает «правильное время», напомним, что псевдо-риманово расстояние между двумя собы-

- Часто космологический контекст рассматривается как такой, в котором возможен естественный выбор времени: космологическое время t_c есть собственное время, отсчитанное от Большого Взрыва, вдоль мировых линий галактик. Но событие A , происходящее в туманности Андромеды в тот же момент t_c , что и по нашим часам, происходит *много позже*, чем событие B в Андромеде, одновременное с нами в смысле эйнштейновского определения одновременности.²⁶ Так что происходит «именно сейчас» в Андромеде? A или B ? Более того, реальный мир не является совершенно однородным: когда две галактики, имеющие два различных возраста относительно Большого Взрыва, или две различные массы, сливаются, которая из двух имеет правильное время?²⁷

До тех пор, пока мы остаемся внутри *классической* общей теории относительности, заданное гравитационное поле обладает структурой псевдо-риманова многообразия. Следовательно динамика теории не имеет выделенной переменной времени, но мы, тем не менее, имеем понятие пространства-времени для каждого данного решения. Но в квантовой теории нет классических конфигураций поля, точно так же, как нет траекторий частиц. Таким образом, в квантовой гравитации исчезает понятие пространства-времени тем же способом, как понятие траектории исчезает в квантовой теории частицы. Отдельно взятая спиновая пена может мыслиться представляющей пространство-время, но история мира не представляется отдельной спиновой пеной: это сумма по спиновым пенам.

Теория концептуально хорошо определена без использования понятия времени. Она дает вероятностные предсказания для корреляций между физическими величинами, которые мы можем наблюдать. В принципе, эти предсказания можно проверять экспериментально.²⁸ Более того, тео-

тиями, когда встречаются часы, совпадает с t_f , но не с t_e : именно взлетающие вверх и падающие назад часы следуют геодезической.

²⁶Выражаю благодарность Марку Лахизе-Рею (Marc Lachieze-Rey) за это наблюдение.

²⁷В этом примере есть фактические неточности. Он точно соответствует двум удаленным галактикам, покоящимся относительно реликтового фона и удаляющимся друг от друга за счет хаббловского расширения Вселенной. Туманность Андромеды же реально вовсе не удаляется от нас, а приближается за счет локальной peculiar скорости; плюс к этому и Туманность Андромеды и Млечный Путь обладают собственными быстрыми движениями относительно реликтового фона, откуда возникает специфическое для каждой галактики дополнительное лоренцево замедление времени относительно космологического времени. Все это несколько запутывает ситуацию.

- А.П.

²⁸Специфические свойства переменной времени могут возникать только макроскопически. Это обсуждается в Разделах 3.4 и 5.5.1.

рия дает ясную и вразумительную картину квантового гравитационного поля, а именно — «кватовую геометрию.»

Таким образом, нет фонового «пространства-времени», формирующего подмости, на которых живут вещи. Нет «времени», вдоль которого все течет. Мир, в котором нам случилось жить, может быть понят без использования представления о времени.

Библиографические замечания

Тот факт, что пертурбативная квантовая общая теория относительности не перенормируема, принимался очень давно, но был доказан только в 1986 г. Гороффом и Сагнотти [8]. Для ориентировки в современных исследованиях по квантовой гравитации см., например, обзорные статьи [9, 10, 11, 12]. Интересная панорама точек зрения на проблему содержится в различных сатях книги [13]. Я дал критические обзоры современного состояния физики пространства-времени в [14, 15, 16]. Исторический обзор развития квантовой гравитации дан в Приложении В.

В качестве общего введения в квантовую гравитацию — в предмет, где ничего еще не является определенным — заинтересованному студенту настоятельно рекомендуется изучить классические обзоры, которые богаты идеями и представляют различные точки зрения на предмет, такие как Джона Уилера 1967 г. [17], Стивена Вайнберга 1979 г. [18], Стивена Хокинга 1979 и 1980 гг. [19, 20], Карела Кучара 1980 г. [21] и магистральные синтезы²⁹ Криса Исхама [22, 23, 24]. По теории струн классическими являются книги Грина, Шварца и Виттена, а также Полчински [25]. По поводу обсуждения трудностей теории струн и сравнения результатов струнной и петлевой теорий, см. статью [26], написанную в форме диалога, и [27]. Восхитительную презентацию взгляда Алайна Кона см. в [28]. Научно-популярная книга Ли Смолина [29] дает удобочитаемое и доставляющее удовольствие введение в ПКГ.

ПКГ инспирировала новеллы и короткие рассказы. *Голубой Марс* Кима Стенли Робинсона [30] содержит описание будущего объединения петлевой гравитации и струн. Я рекомендую научно-фантастическую новеллу *Шилд Леддер* Грега Игана [31], которая открывается одной из наиболее ясных картин пространства, даваемой петлевой гравитацией (Грег является талантливым писателем, но также и ученым, который работает в ПКГ), и, для тех, кто читает по-Итальянски, *Anna prende il volo* Энрико Паландри [32] — очаровательную новеллу с тонкими размышлениями

²⁹ В оригинале: 'magistral syntheses'

над смыслом исчезновения времени. Литература имеет возможность деликатно объединять современные сложные представления, которые развивает наука, с общедоступным дискурсом нашей цивилизации.

Литература

- [1] M. Gell-Mann, *Strange Beauty* (London: Vintage, 2000), pp. 303–304.
- [2] L. Smolin, Towards a background independent approach to M theory, hep-th/9808192; The cubic matrix model and duality between strings and loops, hep-th/0006137; A candidate for a background independent formulation of M theory. *Phys. Rev.* **D62** (2000) 086001, hep-th/9903166.
- [3] L. Smolin, Strings as perturbations of evolving spin networks, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **88** (2000) 103–113, hep-th/9801022.
- [4] D. Amati, M. Ciafaloni and G. Veneziano, Can spacetime be probed below the string size?, *Phys. Lett.* **B216** (1989) 41.
- [5] J. Hartle, Spacetime quantum mechanics and the quantum mechanics of spacetime. In *Proceenings 1992 Les Houches School, Gravitation and Quantization*, ed. B. Julia and J. Zinn-Justin (Paris: Elsevier Science, 1995), p. 285.
- [6] S. A. Fulling, *Aspects of Quantum Field Theory in Curved Spacetime* (Cambridge: Cambridge University Press, 1989).
- [7] R. M. Wald, *Quantum Field Theory on Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics* (Chicago: University of Chicago Press, 1994).
- [8] M. H. Goroff and A. Sagnotti, Quantum gravity at two loops, *Phys. Lett.* **B160** (1985) 81; The ultraviolet behaviour of Einstein gravity, *Nucl. Phys.* **B266** (1986) 709.
- [9] G. Horowitz, Quantum gravity at the turn of the millenium, plenary talk at the *Marcell Grossmann Cong., Rome, 2000*, gr-qc/001089.
- [10] S. Carlip, Quantum gravity: a progress report, *Rept. Prog. Phys.* **64** (2001) 885, gr-qc/0108040.

- [11] C. J. Isham, Conceptual and reometrical problems in quantum gravity. In *Recent Aspects of Quantum Fields*, e. H. Mitter and H. Gausterer (Berlin: Apringer-Verlag, 1991), p. 123.
- [12] C. Rovelli, Strings, loops and the others: a critical survey on the present approaches to quantum gravity. In *Gravitation and Reality: At the turn of the Millenium*, ed. N. Dadhich and J. Narlikar (Pune: Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, 1998), pp.281–331, gr-qc/9803024.
- [13] C. Callender and N. Hugget, eds. *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale* (Cambridge: Cambridge University Press, 2001).
- [14] C. Rovelli, Halfway trough the woods. In *The Cosmos of Science*, ed. j. Earman and J. D. Norton (University of Pittsburg Press and Universitäts Verlag-Konstanz, 1997).
- [15] C. Rovelli, Quantum spacetime: what do we know? In *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale*, ed. C. Callender and N. Hugget (Cambridge: Cambridge University Press, 2001), gr-qc/9903045.
- [16] C. Rovelli, The century of the incomplete revolution: searching for general relativestic quantum field theory, *J. Math. Phys., Special Issue 2000* **41** (2000) 3776; hep-th/9910131
- [17] J. A. Wheeler, Superspace and the nature of quantum geometrodynamics. In *Batelle Rencontres, 1967*, ed. C. DeWitt and J. A. Wheeler, *Lectures in Mathematics and Physics*, **242** (New York: Benjamin, 1968).
- [18] S. Weinberg, Ultraviolet divergences in quantum theories of gravitation. In *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, ed. S. W. Hawking and W. Israel (Cambridge: Cambridge University Press, 1979).
- [19] S. W. Hawking, The path-integral approach to quantum gravity. In *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, ed. S. W. Hawking and W. Israel (Cambridge: Cambridge University Press, 1979).
- [20] S. W. Hawking, Quantum cosmology. In *Relativity, Groups and Topology, Les Houches Session XL*, ed. B. DeWitt and R. Stora (Amsterdam: North Holland, 1984).

- [21] K. Kuchar, Canonical methods of quantization. In *Oxford 1980, Proceedings, Quantum Gravity 2* (Oxford, Oxford University Press, 1984).
- [22] C. J. Isham, Topological and global aspects of quantum theory. In *Relativity Groups and Topology. Les Houches 1983*, ed. B. S. DeWitt and R. Stora (Amsterdam: North Holland, 1984).
- [23] C. J. Isham, Quantum gravity: an overview. In *Oxford 1980, Proceedings, Quantum Gravity 2* (Oxford, Oxford University Press, 1984).
- [24] C. J. Isham, Structural problems facing quantum gravity theory. In *Proc. 14th Int. Conf. on General Relativity and Gravitation*, ed. M. Francaviglia, G. Longhi, L. Lusanna and E. Sorace (Singapore: World Scientific, 1997) pp. 167–209.
- [25] M.B. Green, J. Schwarz and E. Witten, *Superstring Theory* (Cambridge: Cambridge University Press, 1987); J. Polchinski, *String Theory* (Cambridge: Cambridge University Press, 1998).
- [26] C. Rovelli, A dialog on quantum gravity, *Int. J. Mod. Phys.* **12** (2003) 1, hep-th/0310077.
- [27] L. Smolin, How far are we from the quantum theory of gravity?, hep-th/0303185.
- [28] A. Connes, *Non Commutative Geometry* (New York: Academic Press, 1994).
- [29] L. Smolin, *Three Roads to Quantum Gravity* (Oxford: Oxford University Press, 2000).
- [30] K. S. Robinson, *Blue Mars* (New York: Bantam, 1996).
- [31] G. Egan, *Schild Ladder* (London: Gollancz, 2001).
- [32] E. Palandri, *Anna prende il volo* (Milano: Feltrinelli, 2000).