

Как далеко мы находимся от квантовой теории гравитации?

Ли Смолин

Perimeter Institute for Theoretical Physics

Waterloo, Canada

and

Department of Physics, University of Waterloo

lsmolin@perimeterinstitute.ca

19 марта 2003

АННОТАЦИЯ

Предлагается оценка прогресса в построении полной и удовлетворительной квантовой теории гравитации, достигнутого в рамках основных подходов к этой проблеме. Основное внимание уделено петлевой квантовой гравитации и теории струн, хотя обсуждаются также и другие подходы, включая модели динамической триангуляции (евклидовой и лоренцевой), модели исчисления Редже, причинные множества, теорию твисторов, некоммутативную геометрию и модели, основанные на аналогиях с физикой конденсированных сред. Обзор начинается со списка вопросов, на которые, как ожидается, теории должны быть способны ответить. Затем приводятся два списка: в первом детализируются реальные результаты, в настоящее время полученные в каждой теории, в то время как второй предлагает проблемы, остающиеся открытыми. Сравнивая списки, мы можем оценить достижения каждой теории и что еще должно быть сделано для того, чтобы каждая из теорий могла рассматриваться как удовлетворительная квантовая теория гравитации. Мы находим, что на нескольких фронтах имеет место впечатляющий прогресс. В то же время, важные проблемы петлевой гравитации еще не разрешены, также имеются проблемы с ключевыми предположениями теории струн. Однако имеются обоснованные ожидания, что экспериментальные проверки лоренц-инвариантности на планковских масштабах смогут в недалеком будущем исключить одного или более кандидатов в квантовую теорию гравитации.

Содержание

1	Введение	4
1.1	Методика	7
2	Физические вопросы, на которые должны отвечать теории	12
2.1	Вопросы, касающиеся квантовой гравитации	12
2.2	Вопросы, касающиеся космологии	15
2.3	Вопросы, касающиеся объединения сил	15
2.4	Фундаментальные вопросы	16
3	Повесть о двух теориях	16
3.1	Общие постулаты	17
3.2	Чем различаются теория струн и петлевая квантовая гравитация	17
3.3	Характерные предсказания теории струн	18
3.4	Характерные предсказания петлевой квантовой гравитации.	19
4	Экспериментальная ситуация в недалеком будущем	20
5	Постулаты и основные результаты петлевой квантовой гравитации	23
5.1	Постулаты петлевой квантовой гравитации I	23
5.2	Основные результаты петлевой квантовой гравитации I	24
5.3	Петлевая квантовая гравитация II	32
5.4	Открытые вопросы в петлевой квантовой гравитации	33
6	Определение и основные результаты теории струн	38
6.1	Определение теории струн	38
6.2	Основные результаты пертурбативной теории струн	40
6.3	Результаты и гипотезы, связанные с черными дырами	44
6.4	Результаты и гипотезы, касающиеся дуальностей.	46
6.4.1	T-дуальность	46
6.4.2	S-дуальность	47
6.4.3	Дуальности теории струн/калибровочной теории	48
6.5	Открытые проблемы теории струн	55
6.6	Открытые предположения теории струн	58
7	Другие подходы	61
7.1	Модели динамической триангуляции	62
7.2	Модели исчислений Редже	63
7.3	Модели причинных множеств	63
7.4	Теория твисторов [204]	65
7.5	Некоммутативная геометрия	65
7.6	Модели, инспирированные физикой конденсированного состояния	66

7.7	Индукцированная гравитация и модели эффективной теории поля	67
7.8	Асимптотическая безопасность	67
8	Насколько хорошо теории отвечают на вопросы?	68
8.1	Вопросы квантовой гравитации	68
8.2	Космологические вопросы	71
8.3	Вопросы, касающиеся объединения	72
8.4	Фундаментальные вопросы	73
9	Выводы	75
9.1	Что остается сделать в петлевой квантовой гравитации?	76
9.2	Что остается сделать в теории струн?	76

1 Введение

This paper is dedicated to Stanley Deser, Bryce DeWitt, Cecille Morette-DeWitt, David Finkelstein, Chris Isham, Karel Kuchar, Roger Penrose and John Archibald Wheeler, each pioneers who have been and who remain continuing sources of inspiration and encouragement for all of us working in quantum gravity.

Эта статья посвящается Стенли Дизеру, Брюсу ДеВитту, Сесилл Моретте-ДеВитт, Дэвиду Финкельштейну, Крису Исхаму, Карелу Кучару, Рождеру Пенроузу и Джону Арчибальду Уиллеру — пионерам, которые были и остаются источником вдохновения и одобрения всех нас, работающих в квантовой гравитации.

Большую часть двадцатого столетия физики имели дело с двумя фундаментальными физическими теориями — квантовой теорией и общей теорией относительности (ОТО)¹. Последняя есть теория Эйнштейна пространства, времени и гравитации, в то время как первая описывает существенно все остальное в природе. Такая ситуация была возможна, так как не было экспериментов, исследующих режимы, в которых представлены и квантовые и гравитационные эффекты. В то же время тот факт, что природа едина, означает, что, в конечном счете, должно быть открыто объединение квантовой теории и ОТО, которое может стать единой теорией природы. Такая теория называется квантовой теорией гравитации.

Не так много лет назад было широко распространено мнение, что квантовой теории гравитации нет и до открытия ее далеко. Хотя несколько человек работали над проблемой квантовой гравитации с 1950-х, большого прогресса не было достигнуто до начала семидесятых, кроме технических результатов, которые исключили несколько подходов². Они включали стандартные пертурбативные подходы, в которых делалась попытка основать квантовую гравитацию на Фейнмановской теории возмущений для гравитационных мод в форме

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}. \quad (1)$$

Здесь h_{ab} считается малым возмущением над плоским фоном η_{ab} . Было обнаружено, что все такие подходы к квантованию ОТО терпят крах в некоторых низких порядках теории возмущений, давая пертурбативно неперенормируемые теории. Предпринимались различные попытки спасти ситуацию на уровне разложения в форме (1), и все они провалились. Например, можно добавить к эйнштейновскому действию члены, зависящие от квадрата кривизны; тогда выполняется пертурбативная перенормируемость, но ценой пертурбативной унитарности. То же самое имеет место при попытках ввести дополнительные степени свободы, такие как динамическое кручение или не-метричность.

¹В оригинале всюду используется термин *general relativity* — общая относительность, но мы будем переводить его более широко распространенным в русскоязычной литературе термином *общая теория относительности*, который традиционно передается в виде аббревиатуры *ОТО*. (Прим. перев.)

²Краткий обзор истории исследований в квантовой гравитации см. в [216].

В каждом случае удается построить теорию, которая либо пертурбативно перенормируема, либо пертурбативно унитарна, но не теорию, обладающую обеими свойствами. Делались различные попытки сконструировать альтернативные разложения, такие как $1/N$ разложения, $1/D$ разложения, использовать механизм Ли-Вика и т. д.³ Был короткий период энтузиазма по поводу супергравитации, но спустя некоторое время было осознано, что судьба теорий супергравитации та же, когда они трактуются пертурбативно.

Тем не менее в 1970-х имели место существенные успехи. В районе 1971 г. были получены поразительные результаты, касающиеся поведения квантованных полей в пространстве-времени, отличном от пространства-времени Минковского. Сюда относится открытие Бекнштейном энтропии черных дыр [1], открытие Хокинга, что черные дыры теплые [2] и излучают, и открытие Унру, что даже вакуум плоского пространства-времени ведет себя как нагретый, когда наблюдается ускоренным наблюдателем [3]. Все эти эффекты указывают на возможную глубокую связь между пространством-временем, квантовой теорией и термодинамикой, что с тех пор занимает исследователей.

Это еще не была квантовая гравитация, так как геометрия пространства-времени и гравитационное поле все еще трактовались как в эйнштейновской классической теории. Реальный и неоспоримый прогресс в квантовой гравитации начался только с середины 1980-х. Причина была в почти одновременном изобретении двух подходов к квантовой гравитации, каждый из которых быстро достиг впечатляющих успехов в разрешении различных квантово-гравитационных проблем. Этими двумя направлениями были теория струн [4, 5] и петлевая квантовая гравитация [7]-[18].

С тех пор и теория струн и петлевая квантовая гравитация были объектом интенсивных и обширных исследований⁴. Спустя 18 лет в каждой теории было получено большое количество результатов. В дополнение к этому, в последние годы было изобретено несколько новых подходов, включая причинную динамическую триангуляцию, некоммутативную геометрию, причинные множества и подходы, основанные на аналогиях с физикой конденсированных сред. Главной целью настоящего эссе является оценка, в каком состоянии каждая из теорий находится по отношению к главным вопросам, на которые должна, как ожидается, ответить квантовая теория гравитации.

Одной из причин провести такую оценку является то, что, в то время как неоспоримо впечатляющие достижения в нескольких направлениях вызвали большой энтузиазм и экспертов и более широкой публики, в то же время оказывается, что имеются большие недоразумения по поводу того, что в точности достигла каждая из теорий к настоящему моменту. Это, может быть, несколько странно, так как такого не было в случае триумфа более ранних теорий, таких как квантовая теория или теория относительности. Кроме того, стоит только поговорить с достаточно широким кругом экспертов, как становится ясно, что существует множество расхождений в оценках важности результатов,

³Если читатель не знает, что они собой представляют, он может не беспокоиться — они не работают!

⁴Для популярного обзора теории струн и петлевой квантовой гравитации см. [6] и [19]. Дальнейший педагогический материал доступен на различных веб-сайтах [20].

достигнутых каждой стороной⁵. В некоторых случаях имеются даже расхождения по поводу того, что именно представляют собой действительные результаты.

Это недоразумение имеет несколько причин. Первая представляет собой разрыв, который неизбежно существует между высокотехническим и специальным языком, который должен быть использован для описания реальных результатов, и более общим языком, который используется для передачи их смысла более широкой аудитории, не только не-ученым, но и физикам и математикам, которые не являются экспертами в рассматриваемой теории. К сожалению, истиной является и то, что некоторые, хотя конечно и не все, сторонники каждой теории иногда упрощают утверждения о результатах теории в представлении для не-экспертов таким образом, что провозглашаются уже полученными результаты, истинность которых еще не была доказана. Кроме того, существует множество недоразумений, вызванных тем, что в нескольких критических случаях имеются предположения, вера в которые широко распространена среди экспертов несмотря на то, что они остаются недоказанными. Дополнительные недоразумения связаны с тем, что некоторые из этих предположений излагаются в различных неэквивалентных формах.

Другим источником недоразумений является та изоляция, в которой работает каждое сообщество. Поразительно, что никогда не бывает разговора о петлевой гравитации ни на одной из ежегодных конференций по теории струн. И, в то время, как имеются постоянные связи между некоторыми людьми из двух сообществ, существует очень мало людей, которые выполняют техническую работу в обеих теориях. В результате многие эксперты в одном подходе имеют только очень поверхностное понимание другого.

Грустный результат состоит в том, что многие члены каждого сообщества искренне верят в то, что тот подход, в котором они работают, есть единственный жизнеспособный подход к квантовой гравитации. Это, естественно, вызывает еще большее отчуждение, которое ведет к дальнейшему разделению двух сообществ. Очень обидно для тех, кто работает в петлевой квантовой гравитации, слышать в докладе или видеть в книге или статье, что они начинаются, как это к сожалению часто и бывает, с утверждения, что “теория струн есть единственная квантовая теория гравитации”. В то же время струнные теоретики, слушая выступления по петлевой квантовой гравитации, часто озадачены отсутствием интереса к суперсимметрии и высшим размерностям, которые, как показала теория струн, кажутся необходимыми, чтобы теория удовлетворяла критерию хорошей теории⁶.

По всем этим причинам представляется важным попытаться провести объективную оценку статуса этих двух исследовательских программ. Настоящая статья есть попытка сделать именно это. Она начиналась как личный проект, так как будучи среди тех, кто работает над обеими теориями, я оказался в ситуации, в которой был весьма озадачен

⁵См., например, [21]. Для критического обзора теории струн одним из ее пионеров, см. [22].

⁶Фактически имеются результаты, которые показывают, что петлевая квантовая гравитация легко расширяется до супергравитации, по крайней мере для $N = 2$, и имеются даже частные результаты в 11-мерной супергравитации [23, 25, 24, 27]. Более того, некоторые результаты, касающиеся спиновой пены, обобщаются на $d > 4$ [26].

по поводу статуса каждой из них. Для того чтобы решить, в которой из теорий продолжать работать, и над какими проблемами, я решил предпринять анализ реальных достижений в каждом случае. Занимаясь этим, можно более ясно увидеть, что надо бы сделать в каждом случае, чтобы из текущего состояния продвинуть теорию до статуса настоящей физической теории.

1.1 Методика

Методика, которой я решил следовать, отражена в структуре статьи. Я начинаю со списка вопросов, на которые, как ожидается, должны быть способны ответить теории. Затем я привожу настолько полный, насколько я могу, список главных результатов двух теорий. Я привожу также список предположений, которые были сделаны в каждой теории, и для каждого предположения обсуждается, подтверждено ли оно или опровергнуто результатами [исследований]. Или, если ни один из вариантов не имеет места, я стараюсь установить, в какой степени реальные результаты могут рассматриваться как доказательства предположений.

Существуют различные стандарты, по которым физики и математики судят о надежности результатов. Я беру в качестве подходящего стандарт строгости основной части теоретической физики. Я не требую строгости математической физики, хотя, как будет отмечено, в каждой теории есть результаты этого уровня. Когда декларируется результат относительно квантовой теории поля, он должен быть получен в контексте, в котором все выражения регуляризованы, все расходимости или двусмысленности устранены, и пристальное внимание должно быть уделено таким техническим деталям, как сохранение калибровочных инвариантов классической теории в квантовой теории. Когда используются интегралы по путям, они должны быть полностью определены в терминах хорошо определенной меры, иначе должны выражаться через дискретное суммирование.

Это ведет в каждом случае к двум спискам, первый — список результатов, второй — предположений и открытых вопросов. Это суммировано в Таблице 1, которая показывает, в какой степени каждая из теорий отвечает на поставленные вопросы. После этого я задаюсь вопросом, сколько шагов осталось до того, чтобы каждая из теорий могла рассматриваться как полная. Под этим я подразумеваю, что она точно сформулирована и хорошо понятна математически и концептуально, что существуют методы проведения расчетов, ведущих к предсказаниям для реальных экспериментов, и что по крайней мере несколько экспериментов были проведены, которые либо подтверждают, либо фальсифицируют предсказания теории⁷.

Таблица 1 и список того, что, еще предстоит сделать, представляют собой главные выводы этого эссе. Как поступать в современной ситуации, продолжать ли исследования в той или другой или в обеих теориях — каждый должен решать сам. Я обозначу свое

⁷Самое последнее требование, как нам кажется, выглядит слишком сильным. Теория должна приводить к в принципе проверяемым следствиям, но от теории трудно требовать, чтобы соответствующие эксперименты уже были проведены. — *Прим. перев.*

собственное личное заключение в конце, однако хочу подчеркнуть, что я не надеюсь, что все эксперты с ним согласятся, и что им даже следует соглашаться. Наука работает лучше всего, когда исследуется множество точек зрения, и когда в сообществе есть место для людей, которые исследуют набор жизнеспособных подходов к любой нерешенной проблеме. Но я думаю, что это хорошее упражнение — попытаться по меньшей мере прийти к консенсусу, что именно есть доказательство, что было сделано, и что остается сделать. Я надеюсь, что это эссе даст вклад в достижение этой цели.

Позвольте мне коснуться некоторых моментов, которые возникли при выполнении этой программы. Во-первых, важно различать два вида результатов. Первый — это результаты, которые продвигают наше понимание физических проблем, которые теория изначально должна была решать. Они должны отличаться от результатов, которые разрешают проблемы и загадки самой теории, решение которых помогает лучше понять теорию, но которые не ведут к ответу на вопросы о природе. Результаты первого типа мы можем называть *существенными*, в то время как результаты второго типа могут быть названы *внутренними*.

В то время как это разделение не является совершенно железным, оно полезно. Много может быть (и часто должно быть) сделано в понимании математической структуры теории без всякого реального продвижения в вопросах о реальном мире. В оценке статуса теории мы можем находиться под впечатлением достижений в ответах на вопросы второго типа, но основной фокус должен быть сосредоточен на вопросах первого типа.

Это в особенности имеет место в случае таких сложных теорий, как теория струн, которая имеет много, возможно бесконечное число, версий, которые не описывают вселенную, в которой мы живём. В таких случаях мы должны разделять между мерой активности, которая может привести к результатам в различных аспектах теории, которые не связаны, даже косвенно, с природой, и мерой активности, ведущей к пониманию некоторых особенностей естественного мира, или к новым предсказаниям для реальных выполнимых экспериментов.

Чтобы разделять эти два типа вопросов, важно держать в голове, какие аспекты природы известны из эксперимента, а какие постулируются в теории. Если результат относится к проблеме, возникающей благодаря вере в некоторые поля, симметрии или размерности, для которых нет пока экспериментального подтверждения, тогда это внутренний результат.

По этой причине из многих опубликованных результатов я включил сюда, главным образом, существенные результаты. Я включил внутренние результаты, когда они важны для того, чтобы судить о надежности центральных предположений теорий.

Внутри класса существенных вопросов можно выделить некоторые различия в отношении их объекта. В этом эссе интерес концентрируется на вопросах, на которые обязана отвечать каждая квантовая теория гравитации. Второй набор вопросов приходит из космологии. Они возникают из загадок, касающихся нерешенных космологических проблем, исключая неизвестные эффекты на планковских масштабах. В то время как не является необходимым, чтобы квантовая теория гравитации отвечала на эти космологические вопросы, на самом деле было бы хорошо, если теория квантовой гравитации

сможет дать проверяемые предсказания, касающиеся космологических данных. Это достаточная причина включить эти вопросы в настоящую оценку.

Конечно, имеются также вопросы, касающиеся физики элементарных частиц. Здесь две теории находятся в достаточно различных положениях. Теория струн декларируется как объединенная теория всех взаимодействий, следовательно о ней можно судить по ее способности давать проверяемые предсказания об элементарных частицах. Петлевая квантовая гравитация не декларирует ничего кроме того, что она является квантовой теорией гравитации, но, фактически, столь же успешно может включать большое разнообразие полей материи и взаимодействий. Так, в то время, как петлевая квантовая гравитация легко может включить стандартную модель физики частиц, она, по крайней мере до сих пор, не делала заявлений о возможности объяснить особенности стандартной модели.

Здесь теория струн имеет большое потенциальное преимущество. На основании того факта, что она настоящая единая теория, которая может делать впечатляющие и однозначные предсказания для физики элементарных частиц, которые подтверждаются экспериментально, можно было бы иметь веские причины верить в теорию струн. В то же время это потенциальное слабое место, так как если она не делает таких предсказаний, она теряет доверие.

Существует реальное различие между этими двумя подходами. *A priori* не существует причин, почему проблема квантовой гравитации должна быть неразрывно связана с вопросом унификации. Вся квантовая теория электромагнетизма, КЭД, может мало что сказать об объединении, и не сильно ограничивает степени свободы материи или то, какие другие взаимодействия могут существовать в природе. Самое большее, что мы можем сказать, это что для того, чтобы избежать потенциальной несостоятельности при больших энергиях — называемой призраком Ландау — КЭД должна быть вложена в асимптотически свободную калибровочную теорию. Но существует множество таких теорий, и даже это не влечет объединения всех калибровочных сил.

Нет также никакой абсолютно *убедительной* причины верить в объединение гравитации с другими силами. Гравитация играет уникальную роль в физике, так как она связана с геометрией пространства и времени. Следовательно, только гравитация может быть понята как следствие факта, что спецификация инерциальной системы отсчета локальна и определяется динамикой. Конечно возможно, что, как это и предполагалось десятилетиями, другие взаимодействия тоже связаны с динамикой геометрии пространства-времени, например — кривизной дополнительных измерений. Однако, в то время как это чрезвычайно привлекательная идея, следует признать, что до сих пор не было ни экспериментальных ни теоретических неопровержимых аргументов ни о существовании дополнительных измерений, ни о необходимости описания сил в их терминах.

Наилучшее свидетельство того, что проблема квантовой гравитации связана с проблемой унификации, приходит, вместо этого, из теории возмущений. Оно следует, во-первых, из того факта, что для того, чтобы иметь пертурбативную квантовую теорию, включающую гравитацию и являющуюся точно лоренц-инвариантной, требуется супер-

симметрия. Далее, среди возможных суперсимметричных теорий гравитации только теория струн с достаточной степенью правдоподобия является вполне состоятельной. Это разумно, и является сильным аргументом для серьезного исследования теории струн, по меньшей мере как эффективного описания фундаментальной теории, хорошей на масштабах меньше планковского. Но это может быть и неверно. Например, возможно лоренц-инвариантность нарушается или модифицируется на планковских масштабах [28]-[40]. Если бы это было открыто экспериментально (и, как будет упомянуто ниже, имеются экспериментальные результаты, которые могут быть интерпретированы как указание на нарушение лоренц-инвариантности [30]), не только теория струн не потребовалась бы, но одно из главных ее предположений было бы фальсифицировано.

Наконец, имеются вопросы, касающиеся фундаментальных аспектов квантовой теории и природы времени. Ситуация здесь напоминает ситуацию с унификацией. Некоторыми из наиболее глубоких мыслителей среди теоретиков-полевиков, такими как Рождер Пенроуз [51] и Джерард 'т Хоофт [52], были приведены веские аргументы, что проблема квантовой гравитации не может быть решена без ревизии принципов квантовой теории. Но не существует экспериментальных свидетельств в пользу таких модификаций, и возможно, что такие аргументы неверны, и что проблема квантовой гравитации, как и квантовой электродинамики, может быть решена без необходимости углубления понимания принципов квантовой теории.

Одна из причин быть на стороне глубоких мыслителей состоит в трудности разумной формулировки квантовой теории в космологическом контексте, в которой наблюдатель должен быть частью системы [91, 65, 19]. Однако, может быть проблему квантовой теории гравитационного поля для локальной области пространства-времени можно решить отдельно, в то время как проблемы квантовой космологии остаются открытыми для будущего окончательного решения более мудрыми людьми.

После списка вопросов, на которые теории могут претендовать дать ответ, я даю короткий обзор сходства и различия двух теорий. Действительно поразительно, и, я думаю, нетривиально, что две теории имеют много общего — так много, что любая оценка их будущего должна принимать во внимание возможность, что они окажутся разными сторонами одной теории. В то же время, между ними имеются большие различия, и некоторые из них немедленно распознаются. После этого мы даем детальный список результатов и открытых предположений для каждой теории.

Перед завершением введения мне следует зафиксировать свое собственное отношение к двум теориям. С 1984 года я работал как в теории струн, так и в петлевой квантовой гравитации. В то время как в целом я больше сделал для петлевой квантовой гравитации, большинство моих статей с 1998 года касаются струн или M теории. Я читал также курсы лекций для аспирантов как по теории струн, так и по петлевой квантовой гравитации, я имел аспирантов и сотрудников, работающих в обеих областях и я посещаю конференции в обеих областях. Поэтому я надеюсь, что я знаю каждую из них достаточно детально, чтобы попытаться дать такой тип оценки. В частности, я старался сделать мой собственный выбор, над которой программой работать, основываясь на объективной оценке их потенциальной способности решить ключевые вопросы

квантовой гравитации. И, по мере того, как теории развивались, я делал свой выбор по-разному в разное время в течение последних 18 лет.

Разумеется, я не ожидаю, что каждый будет доволен выводами, к которым я прихожу. Я сам был удивлен заключениями, к которым пришел в процессе работы над этой статьей, и они изменили мои собственные исследовательские приоритеты. Но я думаю, что любой честный человек, который найдет время познакомиться с техническими подробностями каждой теории в достаточной степени, чтобы понять детали формулировок предположений и результатов; если он тщательно разберет свидетельства, оказавшиеся в его руках; и если он достаточно открыт, чтобы принять любые выводы, к которым приводят эти свидетельства – придет к существенно тем же заключениям, что и я.

По ходу дела я буду излагать мои заключения с осторожностью и с необходимым вниманием к тщательной формулировке предположений и результатов. Я был бы более чем счастлив с каждым обсудить любые из заключений, к которым я пришел, и я открыт для изменения моего собственного мнения либо если кто-то мне объяснит, что я что-то пропустил, или неправильно понял, либо, конечно, благодаря новым результатам.

Другие подходы

Перед тем, как начать, важно упомянуть, что теория струн и петлевая квантовая гравитация не являются единственными подходами к квантовой гравитации, которые были открыты и изучены. Другие подходы включают причинные множества [53], динамическую триангуляцию [54], причинную динамическую триангуляцию [55], теорию твисторов [58], некоммутативную геометрию [59], супергравитацию, подходы, основанные на аналогиях с физикой конденсированного состояния, и т. д. Каждый из них мотивирован достаточно убедительными аргументами, и каждый энергично разрабатывается сообществом квалифицированных исследователей. Некоторые из них, такие как динамическая триангуляция и причинная динамическая триангуляция, достигли очень значительных результатов.

В то время как ни один из этих подходов не приблизился по числу результатов к теории струн или петлевой квантовой теории гравитации, некоторые из них, тем не менее, решают ключевые проблемы и поэтому заслуживают упоминания в любом обзоре успехов квантовой гравитации.

Кроме того, некоторые аспекты некоторых из этих подходов включены в теорию струн или петлевую квантовую гравитацию. Например, некоммутативная геометрия появляется в обеих, а причинные множества играют некоторую роль в петлевой квантовой гравитации. Более того, некоторые подходы могут, при желании, рассматриваться как специальные случаи или пределы теории струн или петлевой квантовой гравитации, но могут рассматриваться и как самостоятельные. Например, супергравитация может рассматриваться как предел теории струн, хотя немногие пуристы могут захотеть настаивать, что может быть квантование супергравитации, которое не является тео-

рией струн. Аналогично, модели динамической триангуляции могут рассматриваться как представляющие собой некоторый класс моделей петлевой квантовой гравитации, и методы, используемые для изучения их, вероятно расширятся до моделей общей петлевой квантовой гравитации. Но нет необходимости рассматривать их как модели петлевой квантовой гравитации.

2 Физические вопросы, на которые должны отвечать теории

2.1 Вопросы, касающиеся квантовой гравитации

Мы начнем с проблем самой квантовой гравитации. Правильная квантовая теория гравитации обязана:

1. *Сказать, верны ли принципы ОТО и квантовой механики в том виде, в каком они были установлены, или они требуют модификации.*
2. *Дать точное описание природы на всех масштабах, включая планковский масштаб.*
3. *Сказать нам, что есть время и пространство на языке, полностью совместимым и с квантовой теорией, и с тем фактом, что геометрия пространства-времени является динамической. Сказать, как световой конус, причинная структура, метрика и т. д. должны описываться квантово-механически, в том числе на планковском масштабе.*
4. *Дать вывод энтропии и температуры черной дыры. Объяснить, как энтропия черной дыры может быть понята как статистическая энтропия, путем усреднения квантового описания.*
5. *Быть совместимой с очевидно наблюдаемым, но малым, значением космологической постоянной. Объяснять энтропию космологического горизонта.*
6. *Объяснить, что происходит в сингулярностях классической ОТО.*
7. *Быть полностью независимой от фона. Это означает, что ни классические поля, ни решения классических полевых уравнений не появляются в теории никаким способом, кроме как приближения к квантовым состояниям и историям.*
8. *Предсказывать новые физические явления, по крайней мере некоторые из которых проверяемы в современных экспериментах или экспериментах ближайшего будущего.*

9. *Объяснить, как классическая ОТО появляется в соответствующем низкоэнергетическом пределе из физики на планковских масштабах.*
10. *Предсказать, реализуется ли наблюдаемая глобальная лоренц-инвариантность плоского пространства-времени в природе точно, вплоть до бесконечных параметров буста, или имеются модификации реализации лоренц-инвариантности для планковских масштабов энергии и импульса.*
11. *Дать точные предсказания для рассеяния гравитонов друг на друге и на других квантах во всех порядках теории возмущений вблизи полуклассического приближения*

Это весьма много вопросов, но трудно поверить в квантовую теорию пространства и времени, которая бы не отвечала на каждый из них. Однако, есть один вопрос, который трудно переоценить — это требование независимости от фона. Есть две причины для этого требования. Первая — это дело принципа. В течение всей истории физики, начиная с греческих первопроходцев, существовали две конкурирующие точки зрения на природу пространства и времени. Первая состоит в том, что они не являются частью динамической системы, но, вместо этого, представляют собой навечно зафиксированный, не-динамический аспект фона, на котором определены законы природы. Это точка зрения Ньютона и она обычно называется *абсолютной* точкой зрения. Вторая точка зрения состоит в том, что геометрия пространства и времени есть аспект динамической системы, которая представляет вселенную. Пространство и время, следовательно, не фиксированы, но эволюционируют как и всё остальное, в соответствии с некоторыми законами. Более того, в соответствии с этой точкой зрения пространство и время *относительны*. Это означает, что нет абсолютного смысла во времени и месте события, кроме того, которое может быть определено по корреляции наблюдаемых величин или по отношениям различных событий. Это точка зрения Лейбница, Маха и Эйнштейна и называется *относительной* точкой зрения.

Эйнштейновская общая теория относительности есть реализация относительной точки зрения. Наблюдения, которые показывают, что гравитационное излучение переносит энергию из систем двойных пульсаров в две степени свободы излучения, точно как предсказывает теория Эйнштейна, могут рассматриваться как смертельный удар для *абсолютной* точки зрения. Тот факт, что наблюдаются именно две, но не пять, степеней свободы, означает, что калибровочная инвариантность законов природы включает инвариантность относительно пространственно-временных диффеоморфизмов⁸. Это означает, что метрика есть полностью динамическая величина, и ни одна из компонент метрики не является фиксированной и не-динамической.

⁸В русскоязычной литературе вместо термина 'инвариантность относительно пространственно-временных диффеоморфизмов' или часто используемого ниже термина 'диффеоморфная инвариантность' обычно используются термины *общая инвариантность* или *общая ковариантность*. Однако, мы в переводе будем следовать оригиналу (Прим. перев.).

Как отмечали Эйнштейн и многие другие ученые, инвариантность относительно диффеоморфизмов прямо связана с независимостью теории от фона. Это показывает «аргумент дырки» [60]⁹, и анализ Дирака смысла калибровочной симметрии [61]. Имеется хорошее обсуждение этого обстоятельства Стахелем (Stachel) [62], Барбором (Barbour) [63], Ровелли [64] и другими [19, 65].

Таким образом, классическая ОТО независима от фона. Ареной ее динамики не является пространство-время, ареной является конфигурационное пространство всех степеней свободы гравитационного поля, которое есть метрика по модулю диффеоморфизмов.

Теперь мы можем спросить, обязана ли квантовая теория гравитации тоже быть независимой от фона? Противное напоминало бы ситуацию, когда некоторое специальное классическое поле Янга-Миллса требуется для *определения* квантовой динамики в КХД, в то время как никакого фиксированного, не-динамического поля не требуется для определения классической теории. До сих пор многие выражают точку зрения, что, возможно, квантовая теория гравитации требует фиксированного не-динамического фона пространства-времени уже для своего определения. Это выглядит почти абсурдным, так как означает выбор некоторого частного решения классической теории (среди бесконечно многих) и придание ему привилегированной роли в квантовой теории. Более того, не должно существовать экспериментального способа, позволяющего узнать, который классический фон выбран на эту привилегированную роль, так как любой эффект, зависящий от фиксированного фона и выживший в низкоэнергетическом пределе, будет нарушать диффеоморфную инвариантность. Но это бы означало, что диффеоморфная инвариантность не является точной калибровочной симметрией в низкоэнергетическом пределе, и отсюда следует, что когда материя ускоряется, должны возбуждаться более чем две степени свободы метрики. Но это бы противоречило чрезвычайной чувствительности в согласии ОТО и наблюдаемой скорости распада орбит двойных пульсаров.

Таким образом, аргументы как на основании общих принципов, так и эксперимента, поддерживают заключение, что природа сконструирована так, что даже в квантовой области все степени свободы геометрии пространства-времени являются динамическими. Но если так, никакая классическая метрика не может играть никакой роли в формулировке квантовой теории гравитации¹⁰.

⁹Hole argument, аргумент дырки — известная аргументация, из которой следует, что физическое пространство-время отождествляется с классом диффеоморфно эквивалентных метрик. Основана на рассмотрении диффеоморфизмов координат в «дырке» — области пространства, полностью свободной от материи и полей, отличных от гравитационного. Восходит к Эйнштейну. (Прим. перев.)

¹⁰В опровержение иногда говорят, что приемлемая теория может быть сформулирована так, что квантовая теория зависит от классического фона, однако может быть использован любой из огромного числа фонов, так что теория не требует одного частного фона. Здесь упускается из виду, что такая теория фактически состоит из длинного списка теорий, по одной на каждый фон. Это не дает возможности реализовать идею, что квантовое пространство-время как целое является динамическим, так, что различные фоны возникают как решения квантовой динамики. Недостаточно того, что различные фоны могут быть решениями различных *классических* уравнений, так как это ведет к смешанной и, скорее всего, несостоятельной теории, в которой геометрия расщепляется так, что одна часть (фон)

2.2 Вопросы, касающиеся космологии

Теперь мы упомянем космологические загадки, которые до сих пор не решены и которые, как многие думают, требуют физики планковских масштабов для своего решения.

1. *Объяснить, почему наша вселенная явно началась с чрезвычайно маловероятных начальных условий [51].*
2. *В частности, объяснить, почему на временах великого объединения вселенная имела начальные условия подходящие для того, чтобы имела место инфляция или, альтернативно, давала другой механизм инфляции или механизм, с помощью которого могут быть продублированы успехи инфляционной космологии.*
3. *Объяснить, был ли большой взрыв первым моментом времени, или было что-то до него.*
4. *Объяснить, что такое темная материя. Объяснить, что такое темная энергия. Объяснить, почему в настоящее время темная материя в пять раз плотнее обычной адронной материи, в то время как темная энергия еще вдвое плотнее темной материи.*
5. *Дать предсказания, выходящие за пределы текущей стандартной модели космологии, такие, как поправки к спектру микроволнового фона, предсказываемому инфляционными моделями.*

2.3 Вопросы, касающиеся объединения сил

Теперь упомянем проблемы физики элементарных частиц, которые должны быть решены любой объединенной теорией взаимодействий. Так как теория струн обязана в будущем стать такой теорией, она должна быть оценена в отношении способности ответить на эти вопросы. Кроме того, возможно, но не необходимо, что петлевая квантовая гравитация предложит ответы на некоторые из этих вопросов.

1. *Выяснить, существует ли дальнейшее объединение сил, включающее гравитацию, или нет.*
2. *Объяснить общие особенности стандартной модели физики элементарных частиц, т. е. объяснить, почему силы описываются спонтанно нарушенной калибровочной теорией с группой $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, с фермионами в наблюдаемом специальном киральном представлении.*

является решением классических уравнений, в то время как другая часть (гравитационные волны «над фоном») удовлетворяет квантовым уравнениям, которые зависят от выбора фона. Такой подход может возникнуть как приближение к фундаментальной теории, но он не может быть самой фундаментальной теорией.

3. *Объяснить, почему наблюдается широкая иерархия в отношениях масс, от планковской массы до массы нейтрино ν , наконец, вплоть до космологической постоянной. Описать механизм, с помощью которого создается иерархия, будь это спонтанное нарушение более симметричной теории или другие способы. Объяснить, почему космологическая постоянная так мала в планковской шкале.*
4. *Объяснить актуальные значения параметров стандартной модели: массы, константы связи, углы смешивания и т. д. Объяснить наблюдаемое значение космологической постоянной.*
5. *Сказать нам, существует ли единственная состоятельная теория природы, которая дает однозначные предсказания результатов всех экспериментов или, как это часто предполагается, некоторые или все вопросы, оставленные открытыми стандартной моделью физики частиц, должны найти ответ в терминах выбора среди возможных состоятельных феноменологий, допускаемых фундаментальной теорией.*
6. *Дать некоторые экспериментальные предсказания явлений, уникальных для этой теории, которые проверяемы в современных экспериментах или экспериментах недалекого будущего.*

2.4 Фундаментальные вопросы

Наконец, существуют вопросы оснований квантовой теории, которые, как многие думают, тесно связаны с проблемой квантовой гравитации.

1. *Решить проблему времени в квантовой космологии.*
2. *Объяснить, как должна быть модифицирована квантовая механика, чтобы быть приложимой к замкнутым системам, таким как вселенная, которые содержат своего собственного наблюдателя.*
3. *Разрешить загадку о том, куда исчезает информация при испарении черной дыры.* !

3 Повесть о двух теориях

Перед тем, как привести главные результаты и открытые вопросы каждой теории, полезно дать обзор их главных общих точек и главных отличий. И сходства и различия поразительны и нетривиальны, и, вероятно, читателю будет полезно, если они будут здесь освещены перед тем, как мы с необходимостью погрузимся в более подробные детали и более тонкие различия, необходимые для получения аккуратной оценки каждой из теорий.

3.1 Общие постулаты

И теория струн и петлевая квантовая гравитация являются развитием набора идей, первоначально введенных в 1960-х для понимания физики адронов. В этом качестве они разделяют несколько общих постулатов.

- **Фундаментальная теория не является обычной Пуанкаре-инвариантной локальной теорией поля.**
- **Фундаментальные возбуждения есть протяжённые объекты.** Они включают одномерные возбуждения и двух- (и, возможно, более) мерные мембрано-подобные возбуждения.
- **Дуальность.** Одномерные возбуждения имеют дуальное описание как кванты электрического потока неабелевой калибровочной теории. Возбуждения бóльших размерностей имеют дуальное описание в терминах электрических и магнитных потоков бóльших размерностей. !!

Были предложены различные версии голографического принципа, которые отличаются степенью, в которой теории могут быть полностью редуцированы к динамической теории на поверхности меньшей размерности. Для дальнейших деталей см. [73].

Тот факт, что теория струн и петлевая квантовая гравитация разделяют эти общие постулаты, отражается в том, что их математические формулировки частично пересекаются. Например, обе они используют конформную теорию поля и теорию представлений квантовых групп. Обе теории могут быть сформулированы на языке, в котором все степени свободы представляются как большие матрицы. Эти формулировки являются непертурбативными в том смысле, что динамика матриц кодирует бесконечное число членов теории возмущений¹¹.

Однако, имеются также и очень существенные различия.

3.2 Чем различаются теория струн и петлевая квантовая гравитация

И теория струн, и петлевая квантовая гравитация начинаются с использования одномерных протяженных объектов, которые по дуальности соответствуют потоку линий квантованного калибровочного поля, они и являются фундаментальными степенями свободы теории. Они отличаются в трёх отношениях: !

¹¹Для матричной формулировки петлевой квантовой гравитации см. [66], для формулировки теории струн и M -теории как матричной модели см. [67, 68].

- **Первое отличие.** *Струны рассматриваются двигающимися в классическом фоне, характеризуемом фиксированным выбором метрики и других классических полей. Петли предполагаются существующими на более фундаментальном уровне, на котором нет ни классической метрики, ни других полей.*
- **Второе отличие.** *Калибровочное поле в случае петель рассматривается как калибрующее все или часть локальных лоренцевых преобразований. Калибровочное поле в случае открытых струн рассматривается как соответствующее полю Янга-Миллса. !!!*
- **Третье отличие.** *Два подхода принимают совершенно разные стратегии в трактовке невозможности общей теории относительности существовать как пертурбативно перенормируемой квантовой теории поля. Это связано с физическими предположениям, лежащим в основе использования теории возмущений. Соответствующие постулаты включают i) пространство-время гладко вплоть до произвольно малых масштабов, так что существуют линеаризуемые возмущения вплоть до произвольно малых длин волн. ii) глобальная лоренцева симметрия является точной симметрией спектра флуктуаций вблизи квантового состояния, соответствующего пространству Минковского, хорошей вплоть до произвольно малых длин волн и параметров буста.*

Теория струн предполагает, что эти два постулата являются точными. Отсюда и стратегия искать пертурбативную теорию, включающую гравитоны, в которой эти постулаты могут быть точно реализованы.

Напротив, петлевая квантовая гравитация принимает, что мы должны квантовать ОТО без этих предположений. Действительно, так как глобальная лоренцева инвариантность не является симметрией классической ОТО, она не может предполагаться и при любом точном квантовании этой теории. Эти два предположения должны быть потом проверены в том смысле, что мы обязаны посмотреть, до какой степени они воспроизводятся в классическом пределе квантовой теории. Фактически, как мы увидим, есть свидетельства, что они ложны по крайней мере в одном согласованном квантовании ОТО.

Из-за этих различий две теории имеют разные постулаты. Они ведут, также, к совершенно разным физическим картинам. Поэтому две теории дают совершенно различные предсказания для будущих экспериментов. Полезно сразу это отметить.

3.3 Характерные предсказания теории струн

Теория струн требует, чтобы мир имел большое число до сих пор не обнаруженных размерностей, степеней свободы и симметрий [4, 5, 6]. Когда мы будем обсуждать это ниже в деталях, будет отмечено, что теория струн требует, чтобы природа имела 6 или 7 размерностей пространства за пределами тех, которые наблюдаются. Она также

предсказывает существование нового типа симметрии, называемой суперсимметрией, который тоже до сих пор не наблюдался. Это симметрия, которая связывает фермионы с бозонами. К сожалению, оказывается, что суперсимметрия не может быть использована, чтобы связать какие-нибудь из известных сейчас фермионов с какими-нибудь из известных сейчас бозонов. Следовательно, суперсимметрия и теория струн предсказывают, что существует огромное количество еще не наблюдавшихся элементарных частиц.

По этому поводу нужно отметить две вещи. Во-первых, до сих пор нет никаких наблюдательных указаний на существование дополнительных размерностей и симметрий частиц, которые предсказываются теорией струн.¹² Во-вторых, теория струн не уникальна в предсказании этих особенностей. Еще до теории струн изучались высшие размерности и существовали обычные теории с суперсимметрией. Эти теории продолжают изучаться независимо от теории струн. Нелегко указать эксперимент, который однозначно подтвердил бы предсказание теории струн, который не был бы также предсказанием обычной суперсимметричной теории или теории поля с высшими размерностями.

Есть одно предположение, которое делается в теории струн, и которое может быть предметом экспериментальной проверки. Это то, что специальная относительность выполняется на всех масштабах в оригинальной форме, которую придумал ей Эйнштейн. На техническом языке это означает, что теория предполагает, что лоренц-инвариантность есть точная симметрия мира, в котором мы живем, за исключением только эффектов кривизны пространства-времени.

!!
См.
снос-
ку.
Пред-
послед-
нее
предл.

3.4 Характерные предсказания петлевой квантовой гравитации.

Петлевая квантовая гравитация тоже ведет к характерным предсказаниям новых явлений, но весьма иного типа. Фактически, петлевая квантовая гравитация полностью совместима с постулатом, что мир имеет только три пространственных размерности и одно временное измерение и известно, что она совместима с широким диапазоном предположений о материи, содержащейся в мире, включая стандартную модель. Поэтому она не требует размерностей, симметрий или степеней свободы кроме тех, что наблюдаются. В то же время существуют версии петлевой квантовой гравитации, которые включают суперсимметрию (по крайней мере вплоть до $N = 2$) и многие ее результаты распространяются на высшие размерности. Поэтому при появлении указаний на

¹²Есть некоторые факты, которые рассматриваются как возможные косвенные свидетельства в пользу суперсимметрии в физике частиц. Одно свидетельство имеет отношение к вопросу, сходятся ли калибровочные и Юкавские константы связи на одном и том же масштабе великого объединения. В стандартной модели имеется приблизительная, но не точная унификация. Унификация является более точной в минимальной суперсимметричной стандартной модели, в которой треугольник, который получается из траекторий трех бегущих констант связи, меньше, и более правдоподобно, что унификация достигается пороговыми эффектами [209]. Однако, на поведение констант связи могут также влиять другие факторы, такие как массы нейтрино [210].

существование суперсимметрии или на высшие размерности, для петлевой квантовой гравитации не возникнет проблем.

Вместо этого, предсказания петлевой квантовой гравитации касаются структуры пространства и пространства-времени на очень малых расстояниях. В частности, петлевая квантовая гравитация предсказывает, что гладкая картина пространства-времени классической ОТО есть в действительности только результат усреднения и огрубления дискретной структуры, в которой поверхности и области могут иметь только определенные, дискретные квантованные значения площадей и объемов [10, 18, 74, 75, 17]. Петлевая квантовая гравитация дает специфические предсказания для дискретной квантовой геометрии на коротких дистанциях. Более того, эти предсказания выводятся из первых принципов, следовательно в них отсутствуют элементы подгонки. В этом отношении петлевая квантовая гравитация отличается от предшествующих подходов, которые постулируют некоторую форму дискретной структуры как стартовую позицию, не выводя ее как следствие объединения квантовой теории и ОТО.

Оказывается, отсюда имеются следствия, имеющие отношение к вопросу, выполняется ли специальная относительность и лоренц-инвариантность в природе точно, или является только приближением, которое верно на масштабах много больших планковской шкалы [28]-[40]. Несколько недавних вычислений, выполненных различными методами [36]-[38], дают предсказания для изменения соотношения между энергией и импульсом для элементарных частиц. Соотношения имеют форму

$$E^2 = p^2 + M^2 + \alpha l_{Pl} E^3 + \beta l_{Pl}^2 E^4 + \dots, \quad (2)$$

и были получены предсказания для лидирующих коэффициентов α , которые, вообще говоря, зависят от спина и спиральности [36]-[38].

Это есть, следовательно, область несоответствия с теорией струн. Более того, эти модификации оказываются проверяемыми в планируемых экспериментах [28, 30, 39, 40]. Следовательно различные предсказания теории струн и петлевой квантовой гравитации, касающиеся судьбы лоренц-инвариантности, дают возможность экспериментально различить теории в недалеком будущем.

4 Экспериментальная ситуация в недалеком будущем

Наиболее важным развитием в квантовой гравитации последних нескольких лет было осознание, что теперь становится возможным исследовать физику на планковских масштабах экспериментально. В зависимости от предположений в отношении динамики, имеется хорошая экспериментальная чувствительность к факторам α в формуле (2) для фотонов, электронов и протонов. В течение предстоящих нескольких лет в ряде экспериментов ожидается такой рост чувствительности, что даже если лидирующий член порядка E^3 отсутствует, не является невозможным установить ограничение порядка единицы на β , коэффициент перед членом порядка E^4 .

Однако, критически важно отметить, что для того, чтобы измерить α и β , нужно указать, как лоренц-инвариантность трактуется в теории. Имеются две очень разные возможности, которые должны различаться.

- **Сценарий А)** Нарушается относительность инерциальных систем отсчета и существует выделенная система отсчета. В этом случае анализ приходится вести в выделенной системе отсчета. Наиболее вероятным предположением является то, что выделенная система отсчета совпадает с системой, покоящейся относительно космического микроволнового фона. В таких теориях предполагается, что преобразования энергии и импульса остаются линейными. !!!
- **Сценарий В)** Относительность инерциальных систем отсчета сохраняется, но преобразования Лоренца реализуются нелинейно, когда действуют на собственные состояния энергии и импульса теории. Такие теории называются модифицированными теориями специальной относительности или двойными теориями специальной относительности. Примеры даются некоторыми формами некоммутативной геометрии, например, пространством-временем κ -Минковского [32]. В таких теориях преобразование энергии и импульса становится нелинейными, что, конечно, влияет на анализ экспериментов. В некоторых, но не во всех, случаях таких теорий, геометрия пространства-времени становится некоммутативной. !!!

Среди экспериментов, которые либо уже дают достаточную чувствительность для измерения α и β , или она ожидается к 2010 году, имеются следующие:

1. Имеются очевидные нарушения ГЗК-предела, наблюдаемые в космических лучах ультравысоких энергий в эксперименте AGASA [29]. Экспериментальная ситуация не совсем ясна, но ожидается, что новый детектор космических лучей AUGER, который уже работает, разрешит проблему в течение следующего года или двух¹³. Если существует нарушение ГЗК-предела, возможное объяснение приходит из физики планковских масштабов (2) [30].

В сценарии А) нарушение ГЗК-предела может быть объяснено членами E^3 или E^4 в соотношении энергии и импульса протона. Однако в случае В) объяснять нарушение ГЗК-предела с помощью модификации связи энергии и импульса на Планковских масштабах менее естественно, но имеются предложения для таких форм этих теорий, в которых это получается.

¹³Речь идёт о пределе Грейзена-Зацепина-Кузьмина — энергии порядка 10^{20} эВ, при которой неупругое рассеяние протонов на микроволновом космическом фоне становится эффективным, и потому ожидается обрезание спектра космических лучей. В настоящее время (конец 2007 г.) имеются определенные результаты эксперимента HiRes, которые противоречат результатам AGASA и указывают на наличие обрезания при ГЗК-энергии (см. R. U. Abbasi и др., arXiv:astro-ph/0501317); спектрометр AUGER еще не введен в строй полностью, но также выдает результаты, согласующиеся с HiRes, но противоречащие AGASA (см. Pierre Auger Collaboration, arXiv:astro-ph/0507150). С большой вероятностью результаты AGASA опровергнуты (Прим. перев.)

2. Аналогичная аномалия, возможно, зафиксирована для ТэВ-ных фотонов, приходящих от блазаров [41]. Аналогичные замечания приложимы к объяснительной силе сценариев А) и В) в случае, если аномалия существует.
3. Следствием (2) является зависимость скорости света от энергии. Этот эффект можно искать во временных характеристиках гамма-барстеров. Существующие данные ограничивают α на уровне $\alpha < \approx 10^4$ [217], в то время как ожидается, что эксперимент GLAST будет чувствителен к α порядка единицы в 2006 году [42]. Заметим, что это приложимо к обоим Сценариям А) и В).
4. Существующие наблюдения синхротронного излучения Крабовидной туманности вместе с разумными астрофизическими предположениями, для сценария А) накладывают *очень сильное* (порядка 10^{-9} !!) ограничение на α для протонов и электронов [43].
5. Существующие данные точных экспериментов ядерной и атомной физики дают очень сильные ограничения на α для фотонов, электронов и адронов, снова только в Сценарии А) [44].
6. Существующие данные об отсутствии вакуумного эффекта Черенкова дают интересные ограничения на α для Сценария А) [39].
7. Наблюдение эффекта двойного лучепреломления поляризованного света далеких галактик дает сильные ограничения на возможное α , зависящее от спиральности [45].
8. Ожидается, что при определенных предположениях¹⁴, наблюдения фазовой когерентности в звездной и галактической интерферометрии в недалеком будущем дадут ограничения порядка единицы на α [46].
9. Определенные гипотезы о планковской шкале ведут к предсказанию шума в детекторах гравитационных волн, которые могут наблюдаться в установках LIGO и VIRGO [48].
10. В некоторых космологических сценариях модификация формы (2) ведет к искажению спектра микроволнового фона, которое может наблюдаться в измерениях недалекого будущего [49].

Можно суммировать эту ситуацию, сказав, что теория квантовой гравитации, которая ведет к Сценарию А) и предсказывает соотношение энергии и импульса (2) с α порядка единицы, по-видимому уже исключена. Это поражает, так как еще несколько лет назад было общепринято, что будет невозможно тестировать какие-либо гипотезы, касающиеся планковской шкалы.

¹⁴См. [47] для их обсуждения.

Мы можем также упомянуть другие три эксперимента, которые к 2010 году могут иметь отношение к проблеме квантовой гравитации.

1. Свидетельства за или против суперсимметрии могут быть получены при ТэВ-ных энергиях в ускорителях.
2. В экспериментах недалекого будущего будет получено уравнение состояния темной энергии. Некоторые предложения для [уравнения состояния] темной энергии основаны на модификациях соотношения энергии и импульса в форме (2).
3. Существуют наблюдения, которые указывают на то, что постоянная тонкой структуры может зависеть от времени [50]. Это будет подтверждено или опровергнуто. Если утверждение будет подтверждено, это будет означать большой вызов пониманию эффективной теории поля в физике низких энергий.

Комбинация всех этих экспериментальных возможностей сигнализирует, что длительный период, когда фундаментальная физика развивалась независимо от эксперимента, скоро закончится. Как показано выше, возможные экспериментальные результаты могут исключить либо теорию струн, либо петлевую квантовую гравитацию к 2010 году. Определенные гипотезы о физике планковских масштабов, которые ведут к выделенной системе отсчета в сценарии А), уже исключены или сильно ограничены наблюдениями.

5 Постулаты и основные результаты петлевой квантовой гравитации

Для большей точности оказывается необходимым разделять две формы петлевой квантовой гравитации, которые я называю версиями I и II.

5.1 Постулаты петлевой квантовой гравитации I

То, что я буду подразумевать под петлевой квантовой гравитацией *версии I*, представляет собой теорию, являющуюся квантованием уравнений Эйнштейна, связанных с произвольными полями материи, в пространстве размерности $3 + 1$.

- *Квантовая теория гравитации есть квантование ОТО или некоторого обобщения ее, включающего поля материи, такой как супергравитация. Квантование выполняется с использованием стандартного непертурбативного гамильтониана и метода интеграла по путям, применяемого к фазовому пространству*

с координатами в терминах альтернативного множества переменных. Конфигурационные переменные представляют собой компоненты пространственно-временной связности, так что ОТО в определенном точном смысле выражается в терминах калибровочной теории.¹⁵

- Квантование должно быть выполнено таким способом, чтобы сохранить независимость от фона, присущую ОТО, и, следовательно, точно реализовать диффеоморфную инвариантность.

В петлевой квантовой гравитации I единственной не-динамической структурой является трехмерное многообразие Σ с заданной топологией и дифференциальной структурой. В Σ нет классических полей, таких как метрики, связности или поля материи. Единственное исключение существует при моделировании квантования пространственно-временной области с границами, такой как в асимптотически плоском контексте AdS ,¹⁶ или в присутствии черной дыры или космологического горизонта. В этом случае поля могут быть фиксированы на границе $\partial\Sigma$ для того, чтобы представить физические условия, поддерживаемые там фиксированными.

5.2 Основные результаты петлевой квантовой гравитации I

1. Состояния теории известны точно. Гильбертово пространство $\mathcal{H}^{diff eo}$ пространственно диффеоморфно инвариантных состояний ОТО в размерности $3 + 1$ имеет ортонормированный базис, элементы которого находятся во взаимно однозначном соответствии с классами эквивалентности относительно диффеоморфизмов вложений¹⁷ определенных помеченных графов, называемых спиновыми сетями [80] в Σ [17].

Помеченный граф есть граф, у которого ребра и узлы связаны с элементами определенного множества меток. В случае чистой ОТО с исчезающей космологической постоянной, метки на ребрах даются обычными $SU(2)$ спинами. Существуют также метки на узлах спиновой сети, которые являются инвариантами теории представлений $SU(2)$. Детали см. [80, 17].

!!

2. Построены определенные диффеоморфно-инвариантные наблюдаемые. После соответствующей регуляризации они оказываются представлены *конечными* опера-

¹⁵Эти переменные и упрощение, которое они приносят, было открыто Сенем [12] и Аптекаром [13] в гамильтоновом формализме и Плебанским [77] и другими [78, 79] в лагранжевом формализме. Сейчас в петлевой квантовой гравитации используется несколько различных связностей. Они включают самодуальную часть пространственно-временной связности [12, 13] и действительную $SU(2)$ связность, введенную Барберо [124] и использованную Тайманом [98]. Существует также альтернативная формулировка, которая использует как левую, так и правую части пространственно-временной связности [102, 23].

¹⁶Пространство-время анти-ДеСиттера. (Прим. перев.)

¹⁷Речь идет о вложении графов в базовое многообразие Σ . (Прим. перев.)

торами на $\mathcal{H}^{diff eo}$ — пространстве состояний спиновых сетей [10, 18, 75]. Они включают объем вселенной, область границы вселенной или любые поверхности, определяемые значениями полей материи. Могут быть построены и другие операторы, например, операторы, измеряющие углы в квантовой геометрии [76]. Все эти операторы сохраняют диффеоморфную инвариантность состояний [85].

3. Операторы площади и объема имеют дискретные, конечные спектры, выраженные в терминах планковской длины [18, 75]. Следовательно, существует наименьший возможный объем и наименьшая возможная площадь, порядка планковского объема и площади. Спектры [объёма и площади] могут быть вычислены в замкнутом виде.
4. Операторы площади и объема могут быть распространены до истинных физических наблюдаемых, которые своей калибровкой фиксируют калибровку времени так, что по крайней мере локальное время может быть измерено физическими полями [84, 85]. Для таких физических наблюдаемых сохраняется дискретный спектр, следовательно спектры площади и объема означают настоящие физические предсказания квантовой теории гравитации.
5. Из-за существования минимальных физического объема и площади теория не имеет возбуждений, которые соответствуют степеням свободы гравитации или материи с длиной волны короче планковской длины [115, 123].
6. Среди операторов, которые были построены и для которых было найдено, что они конечны на $\mathcal{H}^{diff eo}$, существует Гамильтонова связь (или, как она часто называется, уравнение Уилера - де Витта [81]-[83]). Тогда уравнение Уилера - де Витта не только может быть точно определено, но оно может быть и точно решено. Для всех значений космологической постоянной было построено несколько бесконечных множеств решений в виде определенных суперпозиций базисных состояний спиновых сетей. Они являются точными физическими состояниями квантовой ОТО.

Если зафиксировать физическую временную координату в терминах некоторых физических полей, то можно также определить и гамильтониан, задающий эволюцию относительно этой физической координаты времени [84], и это дает также конечный оператор [Гамильтона] на подходящем расширении $\mathcal{H}^{diff eo}$, включающем поля материи.

7. Динамика состояний спиновой сети может быть выражена также в формализме интеграла по путям, называемом спиновой пеной [86]-[97]¹⁸. Истории, в соответствии с которыми состояния спиновой сети эволюционируют к другим состояниям спиновой сети, называемые историями спиновой пены, известны явно. Истории в виде спиновой пены есть меченные комбинаторные структуры, которые могут

¹⁸Наиболее свежий обзор см. [11].

быть описаны как ветвления, помечаемые двумя комплексными числами. Модели спиновой пены были выведены несколькими различными путями, и результаты согласуются с точностью до общей формы амплитуды спиновой пены. Они [разные !!
пути] включают: 1) вычисление экспоненты от гамильтоновой связи; 2) прямой путь на основе дискретной аппроксимации классической теории пространства-времени; 3) с помощью ограничения суммирований в формулировке с вычислением конечных сумм по состояниям четырехмерного топологического инварианта, 4) из матричной модели на пространстве полей на группе, 5) с помощью постулирования, что пространственно-временные события есть локальные движения в спиновой сети.

Эволюция амплитуд, соответствующая квантованию уравнений Эйнштейна в $3+1$ измерении, точно известна [11] и для исчезающего, и для не-исчезающего значения космологической постоянной, и как для евклидовой, так и для лоренцевой теорий.

Сумма по спиновым пенам состоит из двух частей: суммы по графам, представляющим истории спиновых сетей и, для каждого графа, сумму по меткам. Как из аналитических, так и из численных расчетов известно, что сумма по всем меткам для некоторых моделей спиновой пены сходится [128, 129], включая некоторые модели, соответствующие квантованию уравнений Эйнштейна в $2+1$ и $3+1$ измерениях.

Для некоторых моделей спиновой пены размерности $2+1$ было показано, что сумма по историям спиновой пены вычислима по Борелю [188].

Физическое скалярное произведение, которое представляет собой скалярное произведение на решениях для любых [гамильтоновых] связей, имеет точное выражение, данное в терминах моделей спиновой пены [87].

8. И к гамильтоновой формулировке, и к формулировке спиновой пены может быть добавлена материя. Для гамильтоновой формулировки известно, как расширить определение состояний, инвариантных относительно пространственных диффеоморфизмов, чтобы включить все стандартные типы полей материи, включая калибровочные поля, спиноры, скаляры и поля Кэлба-Рамонда. Эти состояния также инвариантны относительно обычных Янг-Миллсовских или Кэлб-Рамоновских калибровочных преобразований. Форма членов для полей материи в гамильтоновых связях точно известна. Модели спиновой пены расширены до включения калибровочных и спинорных степеней свободы¹⁹. Включение полей материи не влияет на конечность и дискретность наблюдаемых площади и объема.
9. Модели спиновой пены, соответствующие лоренцевой квантовой гравитации, называемые каузальной спиновой пеной, имеют квантовые аналоги для всех базовых

¹⁹Насколько мне известно, вопрос о том, страдает ли петлевая квантовая гравитация от проблемы фермионного удвоения, открыт.

структур пространства-времени ОТО²⁰. Они включают динамически генерируемые каузальные структуры, световые конусы и аналоги мультивариантного времени²¹, которое представляет собой свободу многими разными способами представить пространство-время в виде последовательности пространственно-подобных срезов. Пространственно-подобные срезы есть спиновые сети, которые являются квантовыми аналогами пространственных геометрий.

10. В теорию могут быть включены несколько типов границ, включая времениподобные границы в присутствии как положительной, так и отрицательной космологической постоянной, и нулевые границы, такие как черные дыры и космологические горизонты [99]-[102]. Во всех этих случаях граничные состояния и наблюдаемые понимаются в терминах структур, выводимых из теории Черна-Симона.
11. Граничные гильбертовы пространства раскладываются в собственные пространства, по одному для каждого собственного значения оператора, который измеряет площадь границы [99]. Для каждого собственного значения площади гильбертово пространство конечномерно. Энтропия может быть вычислена, и точно согласуется с полуклассическим результатом Бекенштейна-Хокинга,

$$S = \frac{A[S]}{4\hbar G_{Newton}} \quad (3)$$

Среди границ, которые могут быть изучены, присутствуют горизонты. Теория границы тогда дает детальное микроскопическое описание физики на границе. Более того, предсказание Бекенштейна и Хокинга, что горизонт должен обладать энтропией (3), полностью объясняется в терминах статистической механики пространства состояний, ассоциированного со степенями свободы на горизонте. Было обнаружено, что это работает для широкого класса черных дыр, включая шварцшильдовские черные дыры [100, 101].

Вычисления энтропии включают параметр, который называется параметром Аймирзи (Imirzi). Он может быть понят либо как свободный параметр, который помечает одномерное семейство представлений спиновой сети, либо как (конечное) отношение затравочной к перенормированной ньютоновской константе. Параметр Аймирзи точно фиксируется аргументом, найденным Дрейером (Dreyer), связанным с квазинормальными модами черных дыр [193]. Аргумент Дрейер зависит от замечательно точного совпадения между асимптотическим значением квазинормальной частоты и числом, которое появляется в описании горизонта петлевой квантовой гравитацией. Значение частоты асимптотической квазинормальной моды было сначала известно только численно, но очень недавно было выведено аналитически Мотлом [194]. Как только аргумент Дрейер фиксирует параметр

²⁰Для дальнейших деталей этих моделей и результирующей физической картины см. [91].

²¹В оригинале использован термин 'multifingered time', для которого отсутствует точный русский аналог. (Прим. перев.)

Аймерзи, соотношение Бекенштейна-Хокинга (3) предсказывается точно для всех черных дыр и космологических горизонтов²².

!!!
см.
снос-
ку

12. Были вычислены поправки к энтропии Бекенштейна, и было обнаружено, что они логарифмические [104].

13. Соответствующие приближенные вычисления воспроизводят спектр Хокинга и предсказывают в нем дискретную тонкую структуру [105, 106]. В то же время, спектр становится непрерывным в пределе бесконечной массы черной дыры. Эта тонкая структура является дополнительным определенным физическим предсказанием теории.

Таким образом, суммируя, петлевая квантовая гравитация ведет к детальной микроскопической картине квантовой геометрии черной дыры или космологического горизонта [101]. Эта картина полностью воспроизводит и объясняет результаты, касающиеся термодинамических и квантовых свойств горизонтов из работ Бекенштейна [1], Хокинга [2], и Унру [3]. Эта картина совершенно общая и приложима ко всем черным дырам и космологическим горизонтам.

14. Для случая исчезающей космологической постоянной любого знака существует точное физическое состояние, называемое состоянием Кодама, которое есть точное решение всех уравнений квантовых связей, для которых существует классический предел [109]. Этот предел описывает пространство-время деСиттера или анти-деСиттера. Решения, получаемые возмущением этого состояния и в гравитационном [38] поле, и в полях материи [110], воспроизводят, при больших длинах волн, квантовую теорию поля в искривленном пространстве-времени и квантовую теорию свободных гравитационных волн большой длины в деСиттеровском или анти-деСиттеровском пространстве-времени²³.

15. Обратная величина космологической постоянной оказывается квантованной, так что $k = 6\pi/G\Lambda$ есть целое число [99].

16. Термическая природа квантовой теории в пространстве деСиттера объясняется в терминах периодичности в конфигурационном пространстве точной квантовой теории ОТО [38].

!

17. Известен широкий класс состояний, которые при усреднении дают описание, которое воспроизводит геометрию плоского пространства или любую медленно меняющуюся метрику [115, 116]. Линеаризация квантовой теории около таких состояний дает линеаризованную квантовую гравитацию для гравитонов с длиной волны, большой по сравнению с планковским масштабом [117]. Понято также, как

²²Вычисления Дрейер ведут также к заключению, что переходы там, где имеются проколы, т. е. концы спиновых сетей, добавляются или вычитаются от границы, должны быть доминированы рождением или уничтожением проколов спина 1.

²³Для возможности $\Lambda = 0$ аналоги состояния Кодама см. [214].

сконструировать когерентные состояния, которые имеют пик около классических конфигураций [130].

18. Известна редукция точного пространства физических состояний к пространственно однородным состояниям а также и редукция динамики к этому подпространству состояний [118]. (Это отличается от обычной квантовой космологии в том, что редукция к гомогенным состояниям осуществляется в гильбертовом пространстве полной теории, а не перед квантованием.) Была в деталях изучена эволюция этих состояний и было найдено в общем, что когда вселенная очень велика в планковских единицах, воспроизводится обычная космология Фридмана-Робертсона-Уокера. В то же время космологические сингулярности исчезают, и заменяются переходами, где вселенная либо снова расширяется либо находится в состоянии перед сжатием. Когда включается связь со скалярным полем, существует естественный механизм, который генерирует инфляцию на планковском масштабе так же как и изящный выход из не [118]. !!
19. Многие из этих результатов распространяются на квантовую супергравитацию для $N = 1$ и некоторые были изучены также для $N = 2$ [24].
20. Те же самые методы могут быть также использованы для развития квантовой гравитации в размерности $2 + 1$ [119] и во многих редукциях теории к размерности $1 + 1$ [120]. Они также работают для решения широкого класса топологических теорий поля [107, 108], давая результаты, аналогичные получаемым другими методами. Далее, петлевые методы, используемые для решеточных калибровочных теорий, дают результаты, аналогичные достигаемым другими методами. [121].
21. И для плоского пространства, и для пространства-времени вблизи пространства деСиттера, вычисления, которые воспроизводят квантовую теорию для больших длин волн гравитонов и материи, можно распространить до больших энергий. Эти вычисления обнаруживают присутствие коррекций к соотношению энергии и импульса в форме (2). Однако, теперь параметры α и β являются вычислимыми константами, которые зависят от основного состояния волнового функционала [36, 37, 38]. Это представляет собой дальнейшие предсказания теории.
22. Многие из этих результатов были проверены путем вывода с использованием нескольких различных методов, включая различные процедуры регуляризации. Некоторые из них используют уровень строгости физики высоких энергий, в то время как другие методы совершенно строгие, на уровне строгости математической квантовой теории поля [122, 98, 123]. Все ключевые результаты были проверены путем вывода с использованием полностью строгих методов.

На основании этих результатов можно утверждать, что петлевая квантовая гравитация I является корректным квантованием общей относительности и физически приемлемым кандидатом на роль квантовой теории гравитации. Видно, что она дает точный ответ на первые 9 вопросов из моего списка.

Неудача квантовой ОТО как пертурбативной теории объясняется тем, что в петлевом квантовании ОТО нет степеней свободы гравитонов или других пертурбативных квантов с длиной волны меньшей, чем планковский масштаб. Ультрафиолетовые расходимости исчезают благодаря корректному квантованию, точно реализующему пространственную диффеоморфную инвариантность, налагая ультрафиолетовое обрезание на физический спектр теории. Упомянувшиеся выше предположения о гладкости и лоренц-инвариантности пространства-времени на произвольно малых масштабах не используются в процедуре квантования, и фактически, противоречат результатам.

Читатель, натренированный в области пертурбативной квантовой теории поля, может отнестись скептически к этим результатам. В ответ он может указать на две важные вещи. Во-первых, что эти результаты не об общих пертурбативно неперенормируемых теориях. Ключевые результаты и гамильтонова квантования, и квантования с помощью интеграла по путям следуют из двух необходимых свойств, специфических для гравитационных теорий²⁴. Первое есть пространственная диффеоморфная инвариантность. Это приводит к методу квантования, который не работает для обычных Пуанкаре-инвариантных квантовых теорий поля. Он не основан на фоковском пространстве, он основан на определенном представлении алгебры петлевых наблюдаемых Вильсона, которая допускает строгую [122, 123] формулировку теории, включающей точное унитарное представление группы пространственных диффеоморфизмов. В результате из-за требования, что операторы конструируются с помощью процедуры регуляризации, которая сохраняет диффеоморфную инвариантность состояний в пределе, когда регулятор удален, исчезают многие потенциальные расходимости.

Вторая особенность заключается в том, что действие для многих известных теорий гравитации может быть взято в форме, тесно связанной с некоторым классом топологических теорий поля [38, 26]. Они называются BF теориями из-за того, что действие в них имеет форму $\int Tr B \wedge F$. Действие в этих теориях гравитации является суммой членов со связью, не дифференцируемой и квадратичной в B . Теории, которые могут быть выражены таким способом, могут быть названы *топологическими теориями поля со связями*. Они включают ОТО в любом числе измерений [26] и супергравитацию, по меньшей мере в $d = 4$ для $N = 1, 2$ и в $d = 11$ [27].

Комбинация этих двух особенностей делает возможным неожиданные результаты, о которых шла речь.

Следует также сказать, что все ключевые результаты в гамильтоновой теории и некоторые в теории с интегрированием по путям поняты полностью строго [123, 122]. Читатель может сомневаться в том, что мир устроен как квантование ОТО, но нет больше возможности не соглашаться с тем, что этот метод ведет к строго понимаемому классу диффеоморфно инвариантных квантовых теорий поля в четырех измерениях. Имея в виду нетривиальное существование класса квантовых теорий поля, которые ! реализуют точную диффеоморфную инвариантность, при том, что имеют и локальные

²⁴Они детально описаны в цитированных ссылках. Критика этих результатов основана по меньшей мере на плохой информированности, если не на непонимании, как технически эти особенности реализуются в процедуре квантования.

степени свободы, трудно поверить, что нет ничего важного, что можно было бы узнать из них о том, как природе удастся объединить постулаты квантовой теории с основными постулатами ОТО.

Эти утверждения нетривиальны и зависят от деталей конструкции гильбертова пространства и соответствующих операторов. Дело в том, что из-за того, что эта конструкция существенно отличается от конструкции Пуанкаре-инвариантной локальной квантовой теории поля, отличаются и важные следствия. В этом случае получается ультрафиолетовая конечность, так что обычное беспокойство, касающееся существования и согласованности в пределе, в котором удаляется решеточное пространство, разрешается. Можно беспокоиться о переходе к пределу нулевой планковской длины, аналогичному нулевому пределу шага решетки. Но это невозможно, так как перенормировка планковской длины фиксирована тем, что она является числом порядка единицы благодаря требованию, чтобы энтропия черной дыры и спектр гравитонов получались правильными. Более того, калибровочная инвариантность и пространственная диффеоморфная инвариантность реализуются точно для конечной l_{PL} , так что отсутствует обычная мотивация переходить к ультрафиолетовому пределу для восстановления симметрии. Но, в то время как обычная ультрафиолетовая проблема решена, остаются, тяжелые проблемы касающиеся того, действительно ли и как классическая ОТО доминирует в соответствующим образом определенном низкоэнергетическом пределе. Тот факт, что теория хорошо определена и конечна, не гарантирует, как мы знаем, что низкоэнергетический предел приемлем.

Что касается этих динамических проблем, сейчас имеются обнадеживающие указания [на то, что их решение возможно], но наше понимание низкоэнергетического предела далеко от полноты. Один набор проблем, который был детально изучен, относится к вопросу, совместимо ли действие гамильтоновой связи с низкоэнергетическим пределом, который имеет безмассовые возбуждения. Имеется указание, что определенные переходы, необходимые для корреляций на больших расстояниях и релятивистской инвариантности, отсутствуют в регуляризованной гамильтоновой связи [113, 114]. Оказывается, причина в том, что использованная процедура регуляризации включает расщепление точек [point splitting] пространственного многообразия Σ , но не времени. Необходимые члены, однако, присутствуют в формализме спиновой пены [87, 90], как это выводится способами, которые не зависят от $3 + 1$ -расщепления пространства-времени. Они также появляются в гамильтоновой теории для ненулевой космологической постоянной, так как включение Λ налагает квантовую деформацию на гильбертово пространство так, что базисные элементы описываются квантовыми спиновыми сетями [93], которые автоматически включают пропущенные члены²⁵.

Аналогично, в то время как проблема восстановления ОТО в низкоэнергетическом пределе теории не решена для нулевой космологической постоянной, имеется сильное указание на то, что существование состояния Кодама допускает удовлетворительное

²⁵Могут или нет опущенные члены быть выведены из регуляризации гамильтоновой связи для $\Lambda = 0$, что влечет расщепление точек и для пространства и для времени — в настоящее время открытая гипотеза.

решение проблемы так, что затравочное значение космологической постоянной является ненулевым [109, 110, 111, 38].

5.3 Петлевая квантовая гравитация II

В то время как петлевая квантовая гравитация I до сих пор выглядела как квантование ОТО и как квантовая теория гравитации, очень может быть, что квантование ОТО фактически не описывает природу. Размерность пространства-времени, физические степени свободы и фундаментальные симметрии могут отличаться от тех, что сейчас наблюдаются. Оказывается, что существует естественный класс моделей, которые обобщают петлевую квантовую гравитацию, которая связана с этими постулатами. Они могут быть названы моделями *петлевой квантовой гравитации II*.²⁶

Для того, чтобы обсудить их, мы можем заметить, что математический язык состояний, историй, границ и наблюдаемых, который выведен в случае квантовой ОТО, может быть легко обобщен, чтобы получить широкий класс полностью независимых от фона квантовых теорий пространства-времени. Для того, чтобы описать кинематику теории этого типа, нужно только специфицировать алгебру (или супералгебру), представления которой используются для пометки спиновой сети. Графы, на которых основаны спиновые сети, определяются комбинаторно, поэтому устраняется необходимость специфицировать топологию и размерность пространственного многообразия [90, 93]²⁷. В такой теории размерность и топология имеют динамический характер, и могут существовать различные состояния, усредненное описание которых напоминает многообразие различных размерностей и топологий.

Основные постулаты петлевой квантовой гравитации II могут быть сформулированы следующим образом:

- Состояния квантовой теории гравитации даются абстрактными спиновыми сетями, ассоциированными с теорией представлений данной алгебры или супералгебры Хопфа, \mathcal{A} ²⁸.
- Истории теории даются спиновой пеной, помеченной теми же самыми представлениями. Динамика в теории определяется эволюцией амплитуд, связанных с уз-

²⁶Иногда используется другое имя для этих моделей — *модели сумм категорических состояний*, так как они могут быть элегантно сформулированы на языке категорий тензоров [69].

²⁷Заметим, что квантовая петлевая гравитация II фактически означает еще более высокую степень независимости от фона, чем петлевая гравитация I. На стр. 24 в отношении петлевой гравитации I написано: «В петлевой квантовой гравитации I единственной не-динамической структурой является трехмерное многообразие Σ с заданной топологией и дифференциальной структурой». Т. е. размерность и топология фиксируются не-динамическим образом. В отличие от этого, в основе петлевой гравитации II лежит абстрактная спиновая сеть, являющаяся чисто комбинаторной структурой. В петлевой гравитации II единственной не-динамической структурой остается непрерывное время, необходимое для построения спиновой пены и вообще для использования представления об эволюции чего-либо. (Прим. перев).

²⁸Здесь спиновая сеть есть граф, ребра которого помечены представлениями \mathcal{A} и узлы которого представлены инвариантами \mathcal{A} .

лами спиновой пены (или, эквивалентно, локальными движениями, посредством которых эволюционирует спиновая пена).

Многие результаты петлевой квантовой гравитации I я применяю в подходящем способе обобщенной форме к петлевой квантовой гравитации II. Таким образом, квантовая гравитация II определяет широкий класс независимых от фона квантовых теорий пространства, времени и гравитации. Существуют даже предположения, что специальная форма петлевой квантовой гравитации II может быть независимой от фона теорией струн [176].

Есть много моделей петлевой квантовой гравитации II, которые не являются петлевой квантовой гравитацией I. Примеры включают модели динамической триангуляции [54] и модели причинной динамической триангуляции [55]-[57]. Они рассматривают тривиальный случай, когда алгебра \mathcal{A} содержит только тождественный оператор, но они имеют состояния, которые описываются в терминах графов и историй, которые удовлетворяют определению модели спиновой пены. Мы обсудим результаты, достигнутые в этих моделях ниже.

Наконец, следует отметить, что по крайней мере в размерностях $2+1$ и $3+1$ космологическая постоянная кодируется естественным образом во всех петлевых квантовых теориях гравитации, и связана с квантовой деформацией алгебры представлений локальной группы Лоренца [99, 125].

Можно представлять себе теории петлевой квантовой гравитации II в следующих терминах. Предположим, мы хотим построить полностью независимую от фона квантовую теорию поля. Такая теория должна быть независима от любых ингредиентов классической теории поля, включая многообразия, координаты, метрики, связности и поля. Что останется от квантовой теории, когда мы удалим все ссылки на эти структуры? Ответ состоит в том, что только алгебра, представления и комбинаторика. Модели петлевой квантовой гравитации II есть ни что иное как общий класс квантовых теорий, построенных только из этих ингредиентов. Следовательно, можно представить обобщенную спиновую пену как тип обобщенной диаграммы Фейнмана, в которой метки импульса заменены представлениями некоторой алгебры \mathcal{A} , а дельта-функция сохранения энергии и импульса в узлах заменена инвариантами \mathcal{A} .

5.4 Открытые вопросы в петлевой квантовой гравитации

Петлевая квантовая гравитация дает явно согласованное микроскопическое описание квантового пространства-времени и в гамильтоновом формализме, и в форме интеграла по путям. Вероятно, можно сказать, что нет других подходов к квантовой гравитации, которые собрали бы такой длинный список в высшей степени нетривиальных результатов, касающихся квантового пространства-времени на уровне, независимом от фона. В то же время, остаются важные открытые проблемы.

Главная открытая проблема касается того, получается ли, и каким образом, в подходящем низкоэнергетическом пределе ОТО вместе с квантовыми полями материи.

Для случая $\Lambda \neq 0$ имеются веские указания, что приемлемое решение может быть достигнуто, основываясь на разложениях в окрестности состояния Кодама, как описано в [109, 110, 112, 111, 38]. Однако, вопрос о том, имеет ли теория хороший низкоэнергетический предел, открыт для состояний общего вида. Это включает случай $\Lambda = 0$, в котором состояние Кодама не существует. Это серьезная проблема, так как возможно, что теория конечна в ультрафиолетовом пределе, но терпит неудачу в смысле наличия фазы, в которой есть что-то вроде низкоэнергетического описания в терминах ОТО. Насколько известно, это фактически случается в некоторых подходах к квантовой гравитации, таких как евклидова динамическая триангуляция в 4-х измерениях²⁹. Таким образом, если петлевая квантовая гравитация и терпит неудачу, то понятно, в чем может заключаться наиболее вероятная причина.

Для изучения проблемы низкоэнергетического поведения независимо от состояния Кодама, реализуется следующая исследовательская программа:

1) Изучение ренормализационной группы, основанное на переформулировке ренормализационной группы для моделей спиновой пены. В качестве побочного продукта этой работы было показано, что в то время, как ренормализационная группа не является группой, она обладает естественными алгебраическими свойствами, как и алгебра Хопфа [126, 127].

2) Было показано, что суммы по меткам в некоторых моделях спиновой пены сходятся [128, 129]. Это удивительно, так как сумма по меткам является аналогом интегралов по импульсу в пертурбативной квантовой теории.

3) Имеется понимание когерентных состояний квантовых гравитационных полей, которые, как ожидается, играют ключевую роль в понимании низкоэнергетического предела в рамках гамильтонова формализма [123, 130].

Следует также подчеркнуть, что вопрос о том, имеют ли модели спиновой пены хороший низкоэнергетический предел, должен задаваться не только для квантовой ОТО или супергравитации в размерности $3+1$ (т. е. петлевой квантовой гравитации I), но для всего бесконечного множества теорий, определяемых петлевой квантовой гравитацией II.

Имеются следующие возможности:

- Широкий класс петлевых квантовых теорий гравитации имеет хороший низкоэнергетический предел. В этом случае низкоэнергетический предел не обладает ни ограничительной ни предсказательной силой.
- Хороший низкоэнергетический предел имеет ограниченное множество, или, возможно, всего одна петлевая квантовая теория гравитации. В этом случае существование низкоэнергетического предела обладает предсказательной силой. Например, может оказаться, что только теории петлевой квантовой гравитации с исчезающим значением Λ будут иметь хороший низкоэнергетический предел.

²⁹Будет обсуждаться детально ниже.

Когда существует хороший низкоэнергетический предел, можно обсуждать теорию возмущений вблизи него. Так как исследование низкоэнергетических возбуждений показывает, что не существует пертурбативных состояний вблизи фона петлевой квантовой гравитации с длиной волны меньше чем планковская длина, ожидается, что теория возмущений будет конечной. До сих пор, однако, не было получено никаких деталей за пределом линеаризованных состояний. Таким образом, это остается важным открытым вопросом. Один из возможных путей к его решению использует разложения вблизи состояния Кодама.

Другой набор открытых вопросов состоит в построении гамильтонианов для получения более детальной информации о динамике в гамильтоновой теории. В то время как важно, что имеется много точных решений для полного набора [гамильтоновых] связей, из большинства решений трудно извлечь физику из-за проблемы построения полностью диффеоморфно инвариантных наблюдаемых. Один из подходов, который может быть еще развит, состоит в том, чтобы фиксировать временную калибровку, используя либо граничные условия, либо поля материи для определения часов, и построить соответствующие гамильтонианы как операторы на пространстве диффеоморфно инвариантных состояний спиновой сети. В то время, как появилось несколько статей о реализации асимптотически плоских граничных условий, в этой области требуется еще работа. Другим важным шагом должно быть распространение теорем о положительной энергии с классической на квантовую теорию. В общем, требуется дальнейшее развитие методов получения динамических предсказаний на основании теории.

Другой важный открытый вопрос — это статус глобальной лоренц-инвариантности. Мы можем заметить, что нет причины, по которой квантовая гравитация должна быть лоренц-инвариантной, так как это только глобальная симметрия частного решения классического предела теории. Глобальные симметрии ни коем образом не являются симметриями фундаментальной теории гравитации, ни классически, ни квантовомеханически. Они являются симметриями частных решений классической теории. Реализуются ли эти симметрии полностью в квантовых состояниях, которые имеют полу-классические приближения, соответствующие классическим решениям, является открытым вопросом. Упомянутые результаты означают, что глобальная лоренцева симметрия не полностью реализуется обычным способом.

Действительно, как упоминалось, некоторые недавние вычисления показывают наличие коррекций планковской шкалы к соотношению энергии-импульса в форме (2), эффекту, который должен отсутствовать, если лоренцевы преобразования являются точной симметрией [36, 37, 38]. Одна из проблем здесь состоит в том, что различные вычисления основаны на разных предположениях об основном состоянии. В некоторых основное состояние не является лоренц-инвариантным, поэтому нет ничего удивительного в том, что возмущения вблизи него не имеют лоренц-инвариантного спектра. Однако, модифицированные дисперсионные соотношения могут быть обнаружены также при изучении низкоэнергетических возбуждений предполагаемого основного состояния, которое не является выделенной привилегированной системой отсчета. Вопрос, следовательно, динамический: можем ли мы достаточно точно определить основное состояние,

так, чтобы теория сделала недвусмысленные предсказания для параметров соотношения энергии-импульса (2)?

Если эти предсказания выживут после дальнейшего изучения, то другой важный вопрос будет состоять в том, который из сценариев А) или В), обсуждаемых в разделе 4, реализуется. Как мы уже упоминали там, каждая из возможностей не только ведет к эффектам, которые могут наблюдаться в экспериментах настоящего или ближайшего будущего, но вполне возможно, что в сценарии А) некоторые вычислительные результаты не согласуются с современными наблюдениями.

Если петлевая квантовая гравитация ведет к сценарию А), она может, видимо, быть исключена как квантовая теория гравитации. Есть, однако, простая причина, почему мы должны ожидать, что реализуется случай В). Это то, что в классической ОТО существование эффектов, связанных с привилегированной системой отсчета исключено из-за условия инвариантности под действием гамильтоновой связи, несмотря на отсутствие глобальной лоренцевой инвариантности. Это происходит потому, что в любой компактной области гамильтонова связь может генерировать изменения в расслоении [slicing], что в любой конечной области неотличимо от лоренцевых бустов. Это верно даже в случае таких решений, как однородные космологические решения, которые имеют привилегированную систему отсчета.

Сейчас некоторые из ключевых результатов петлевой квантовой гравитации говорят нам, что гамильтонова связь может быть определена и решена точно, и что квантование не вводит аномалии в алгебру связей. Это делает очень вероятным, что любое квантовое состояние, которое является одновременно и точным решением гамильтоновой связи, и имеет полуклассический предел, будет в этом пределе описывать физику, которая в лидирующем порядке инвариантна под действием классической гамильтоновой связи. Отсюда следует отсутствие привилегированной системы отсчета в классическом пределе точного решения гамильтоновой связи. !!

Таким образом, это исключает сценарий А), поскольку теория определена в терминах решения всех связей. Однако, нет причин ожидать глобальной лоренцевой инвариантности, которая должна быть реализована как линейная, а не как нелинейная инвариантность. Наоборот, есть хорошие физические основания ожидать случай В), в котором планковская шкала может быть независима от наблюдателя в пределе, в котором реализуется инвариантность в выделенной системе отсчета [31, 35]. !!!

Другой набор открытых проблем связан с физическим скалярным произведением. Скалярное произведение на диффеоморфно и калибровочно инвариантных состояниях известно точно в терминах состояний спиновой сети. В формализме Тиманна [98, 123] использованные $SU(2)$ связности действительны [124], так что проблема реализации всех действительных наблюдаемых как эрмитовых операторов решена. Однако скалярное произведение, может быть, придется еще модифицировать для того, чтобы быть уверенным, что физические состояния, являющиеся решением всех связей, включая гамильтонову связь, нормируемы. Полное выражение для физического скалярного произведения известно в формализме спиновых сетей [87]. Однако, вряд ли оно имеет простую замкнутую форму. Таким образом, новая особенность моделей спиновой пены состоит

в том, что физическое скалярное произведение входит в интеграл по путям, который определяет физические амплитуды для эволюции, и его [скалярное произведение] приходится оценивать в любой использованной схеме аппроксимации для того, чтобы получить физические амплитуды из интеграла по путям для спиновой пены. Таким образом, в то время как решение этой проблемы детально известно, было бы неплохо понять, как оно в деталях реализуется в различных разложениях около непертурбативных состояний и историй.

Есть также несколько нерешенных проблем, касающихся роли группы четырехмерных диффеоморфизмов в гамильтоновой теории. Они относятся к деталям регуляризации гамильтоновых связей и взаимоотношениям между гамильтоновым квантованием и квантованием с помощью интеграла по путям. Ряд соответствующих проблем имеет дело с отношением между различными формами квантовых гамильтоновых связей, получаемыми из различных процедур регуляризации и различного упорядочения операторов. Мы можем заметить, что единственное необходимое условие на форму кандидата в квантовую гамильтонову связь есть то, что он должен иметь бесконечномерное пространство решений, соответствующее теории с бесконечным числом степеней свободы. Это требование удовлетворено для связей в форме Тиманна, и имеется доказательство, что оно также удовлетворено для формы связей, которые решаются состоянием Кодыма. Ранее предлагались дополнительные условия, имеющие дело с алгеброй квантовых связей, однако кажется невозможным реализовать их в реальной квантовой теории поля, где связи должны быть определены как пределы регуляризованных операторов. !

Так как мы знаем, что фактически существует бесконечномерное пространство решений для связей, ни одна из этих проблем не оказывается фундаментальной, но, тем не менее, они должны быть решены³⁰.

Один из способов суммировать статус петлевой квантовой гравитации I и II состоит в том, чтобы указать возможные способы, которыми она может быть опровергнута.

- Петлевая квантовая гравитация I будет опровергнута, если окажется, что низкоэнергетический предел квантовой ОТО, связанной с полями материи, не является классической ОТО, связанной с квантовыми полями материи³¹.
- Петлевая квантовая гравитация II будет опровергнута, если не существует модели обобщенной спиновой пены, которая имеет низкоэнергетический предел, который является классической ОТО вместе с наблюдаемой стандартной моделью полей материи.
- Петлевая квантовая гравитация I или II может быть опровергнута, если они дадут предсказания, касающиеся эффектов планковского масштаба, которые фальсифицируются экспериментом.

³⁰Для нового и современного подхода к имеющим к этому отношению проблемам, см. [215].

³¹Как было упомянуто, до сих пор нет доказательства существования хорошего низкоэнергетического предела для нулевой космологической постоянной, и имеются хотя и положительные, но не вполне определенные указания на существование хорошего предела для случая положительной космологической постоянной.

6 Определение и основные результаты теории струн

6.1 Определение теории струн

Мы не можем начать обсуждение теории струн со списка постулатов, как это можно было сделать в случае петлевой квантовой гравитации. Причина в том, что, как объяснили бы многие струнные теоретики, при том, что теория струн есть теория природы, ее постулаты еще не сформулированы. Более того, широко распространено мнение, что концептуальные идеи и математический язык, необходимый для выражения теории струн в аксиоматической форме, остаются не открытыми.

Таким образом, теорию струн можно сравнить с предыдущими исследовательскими программами, такими как квантовая механика и ОТО, где несколько лет тяжелой работы предшествовали формулировке постулатов теории. Следовательно, *исследовательская программа* под названием “теория струн” может рассматриваться как усилия в поиске определения теории, которую следует назвать “ТЕОРИЯ СТРУН”. То, что существует до сих пор, есть только собрание результатов, касающихся многих разных “теорий струн”. Предполагается, что каждая есть приближенное описание определенного сектора до сих пор не определенной ТЕОРИИ СТРУН. Следовательно открытие постулатов теории должно, по-видимому, произойти близко к концу развития этой исследовательской программы; на самом деле это может означать ее кульминацию.

Конечно, нет причин *a priori* верить такой исследовательской программе, пока она не будет успешно завершена. Но такая ситуация усложняет достижение консенсуса в оценке статуса теории или в его объективной оценке. По этой причине я предлагаю здесь тщательно отделять полученные результаты от предложенных восхитительных гипотез. Только поступая таким образом, можно хорошо понять, что нужно сделать, чтобы доказать или опровергнуть главные предположения теории.

Таким образом, моей целью будет оценка, где теория струн находится *сейчас*, по отношению к ее возможности ответить на вопросы, сформулированные в разделе 2. Обсуждая имеющиеся результаты, мы не можем говорить о ТЕОРИИ СТРУН, так как на настоящий момент она не существует. Вместо этого мы должны говорить о *теориях струн*, для которых уже имеются осязаемые результаты.

Таким образом, под теорией струн я буду понимать здесь то, что иногда называется пертурбативной теорией струн. Более точное название, которое я буду здесь использовать, это зависящая от фона теория струн. Это теории, которые определяются в терминах вложения двух- и более мерных квантовых протяженных объектов в фоновое классическое пространство-время. До сих пор, как я уже имел возможность отметить, все надежные и общепринятые результаты теории струн касаются таких зависимых от фона теорий.

Чтобы определить зависящую от фона теорию струн, нужно определить классический фон, состоящий из данного многообразия \mathcal{M} некоторой размерности d и метрики g_{ab} . Фоновые поля часто дополняются другими определенными полями, которые включают скалярное поле Φ , называемое дилатоном, и обобщения электрического и магнит-

ного полей, которые мы будем обозначать, вообще говоря, как A . Затем мы обозначаем выбор фона $\mathcal{B} = \{\mathcal{M}, g_{ab}, \Phi, A\}$.

Существуют классические теории движения струн, а так же и мембран более высоких размерностей, в таких фонах. Примеры включают теории растянутых струн и мембран, используемых в музыкальных инструментах. Но что делает теорию струн привлекательной, так это то, что не все такие теории допускают квантовое описание. Во многих случаях попытки описать растянутые струны или мембраны в классическом фоне на языке квантовой механики оказываются несостоятельными.

Но не всегда. Что замечательно, так это то, что существуют некоторые теории струн, которые оказываются квантовомеханически согласованными. Это как раз те, которые являются предметом теории струн.

Таким образом, нужно дать важное определение того, что называется *согласованной теорией струн*. Она определяется так: !

- Согласованная теория струн есть квантовая теория движения и взаимодействия одномерных протяженных объектов, замкнутых или открытых, двигающихся в классическом фоне \mathcal{B} , которая полностью согласована квантовомеханически. В частности, она унитарна (что означает, что в квантовой механике сумма вероятностей всегда равна единице) и энергия никогда не становится отрицательной [4, 5].
- Фон \mathcal{B} называется согласованным, если можно определить на нем согласованную пертурбативную теорию струн. Многие фоны не являются согласованными. Однако существует очень длинный³² список согласованных фонов, и некоторые фоны допускают определение более чем одной пертурбативной теории струн. !!
- Согласованные теории струн, вообще говоря, характеризуются двумя параметрами, которые представляют собой длину l_{string} , называемую струнной шкалой, и безразмерную константу связи g_{string} , называемую струнной константой связи. Могут быть также другие параметры, ассоциированные с различными фонами. Они дают меру их геометрии или значения других фоновых полей. Во многих случаях они могут непрерывно изменяться без влияния на согласованность теории струн. см. сноску
- Теория струн называется *пертурбативной*, если она описывает взаимодействия струн в терминах степенных рядов по безразмерной константе связи g_{string} , так что когда $g_{string} = 0$, взаимодействий нет.

Теперь мы обратимся к результатам.

³²считая различными фоны, различающиеся классически

6.2 Основные результаты пертурбативной теории струн

1. Известны пертурбативные теории струн, которые согласованы во втором нетривиальном порядке струнной теории возмущений³³[4, 5]. Они включают пять суперсимметричных теорий струн, которые определены в 10-мерном пространстве Минковского.

Однопетлевая согласованность хорошо понятна [4, 5], в то время как двухпетлевая согласованность была доказана только недавно [131]. За двухпетлевым пределом имеются частичные результаты [132], которые поддерживают гипотезу, что теория согласована во всех порядках. Имеются интуитивные аргументы, согласно которым ультрафиолетовые расходимости того типа, которые вызывают беспокойство в обычной квантовой теории поля, не могут появиться в теории струн. Главная причина заключается в том, что взаимодействия струн включают разрыв и объединение струн, которые не происходят в точке. Однако, теория струн может оказаться несогласованной по другим причинам. Могут быть инфракрасные расходимости, или неоднозначность в определении амплитуд, могут быть аномалии в действии лоренцевых бустов, или теория может оказаться неунитарной. Проблема согласованности пертурбативной теории струн очень вызывающая, и доказательство согласованности двухпетлевого приближения потребовало очень впечатляющей техники *tour de force*³⁴[131].

Оказывается, хотя широко и не признается, что согласованность пертурбативной теории струн — все еще открытый вопрос³⁵. Я цитирую здесь недавнюю статью экспертов в этой области, которые анонсировали доказательство согласованности на двухпетлевом уровне.

Несмотря на успехи в теории суперструн, многопетлевые амплитуды все еще недоступны спустя почти двадцать лет после вывода однопетлевых амплитуд Грином и Шварцем для струн типа II и Гроссом и др. для гетеродических струн. Главное препятствие состоит в присутствии супермодулей для мировых листов нетривиальной топологии. Что-

³³Струнная теория возмущений определяется как разложение по различным топологиям двухмерной мировой поверхности струны. Лидирующий порядок есть сфера, следующий порядок есть тор и т. д.

³⁴*tour de force* — настоящий подвиг (итал.) (Прим. перев.)

³⁵Среди тех, кто утверждает, что вопрос не стоит, иногда цитируется статья Мандельштама [196]. Однако мнение экспертов, знакомых с имеющимися отношением к делу техническими моментами, таково, что эта статья не содержит удовлетворительного или полного доказательства конечности и единственности суперструнных амплитуд во всех порядках. Для обсуждения некоторых из технических деталей см. [190] и [191]. В [191] говорится, в частности (р. 226) *“Возможность изолировать все сингулярности... есть большой шаг по направлению к решению основной проблемы пертурбативной теории струн, т. е. строгое доказательство конечности во всех порядках... Однако имеется много деликатных моментов, связанных с вопросом об исчезновении этих расходимостей, которые не были полностью решены. Хотя предварительные результаты обнадеживают, строгое доказательство исчезновения расходимостей — все еще нерешенная проблема”*.

бы преодолеть это препятствие, различными авторами были предприняты значительные усилия, что привело к хаотической ситуации с многими конкурирующими рецептами, предложенными в литературе. Эти предписания выводились из разнообразных фундаментальных принципов, таких как БРСТ-инвариантность и формализм изменения картины, уравнения происхождения и когомология Чеха, модулярная инвариантность, калибровка светового конуса, глобальная геометрия Техмюллеровой кривой, унитарная калибровка, операторный формализм, теоретико-групповые методы, факторизация, алгебраическая супергеометрия. Однако главная проблема состояла в том, что фиксация калибровки требовала локального калибровочного слоя, рецепты зависят от выбора таких слоев, нарушая калибровочную инвариантность. В наиболее пессимистичном случае это приводит к нежелательному варианту, в котором суперструнные амплитуды оказываются неоднозначными, и приходится рассматривать другие возможности, такие как механизм Фишлера-Сусскинда [131].

!!!

Эта ситуация немного разочаровывает, с учетом того, что главное утверждение теории струн как квантовой теории гравитации состоит в том, что она одна дает согласованную теорию возмущений, содержащую гравитацию. В конце концов, теории супергравитации, которые являются обычными теориями поля, которые обобщают ОТО для того, чтобы включить суперсимметрию, также согласованы в теории возмущений по крайней мере до двухпетлевого приближения, и ожидается, что $N = 8$ супергравитация в четырех измерениях согласована по крайней мере до пяти-петлевого приближения [133]. Разница в том, что имеются причины ожидать, что теории супергравитации становятся несостоятельными в некоторой точке за двухпетлевым приближением, в то время как неизвестны причины, почему технические трудности, которые блокируют доказательство согласованности пертурбативной теории струн, не могут быть когда-нибудь преодолены.

Далее, известно, что теория возмущения бозонных струн не является определенной по Борелю и это заставило обобщить теорию до теории суперструн [134]. Это означает, что теория не может быть определена полностью как теория возмущений, так как в полной теории могут быть возбуждения, которые не отражены в теории возмущений.

!!

Теперь, когда я буду обозначать теорию струн как “согласованную”, я в действительности буду подразумевать, что она согласована в первом и втором порядке, и неизвестны причины, почему предположение о согласованности во всех порядках могло бы быть неприменимо.

2. Существуют согласованные теории струн с пространственно замкнутыми граничными условиями (так что струны есть замкнутые петли) и с открытыми граничными условиями. Последние, называемые теориями открытых струн, имеют спектры,

которые включают кванты полей Янга-Миллса [4, 5]. Янг-Миллсовская константа связи g_{YM} связана со струнной константой связи как $g_{YM}^2 = g_{string}^{36}$.

3. Согласованные теории замкнутых струн имеют спектры, которые включают безмассовые гравитоны, распространяющиеся на заданном фоне [4, 5]. Они связаны с ньютоновской постоянной, которая дается соотношением ³⁷ $G_{Newton} = g_{string}^2 l_{string}$. !!
4. Все теории струн, про которые известно, что они согласованы до второго порядка, суперсимметричны. Существуют некоторые не суперсимметричные теории струн, которые оказываются согласованными по крайней мере до первого нетривиального порядка. В то время как они не суперсимметричны, они имеют спектры, в которых фермионы и бозоны группируются в пары с одинаковыми массами [135]. Так как это не является свойством нашего мира, то, если теория струн верна, то суперсимметрия (или, по крайней мере, ферми-бозонное совпадение) спонтанно нарушена.
5. Многие известные согласованные теории струн имеют фоны, которые являются 10-мерными многообразиями или могут быть поняты как возникающие из 10-мерных многообразий путем компактификаций и отождествлений [4, 5]. Простой класс примеров таких согласованных компактифицированных фонов составляют те случаи, когда компактифицированное d -мерное многообразие представляет собой d -тор.
6. Необходимым³⁸ условием того, что пертурбативная теория струн является согласованной, является то, что квантовая теория поля на двухмерном мировом листе должна быть конформно-инвариантной [4, 5, 136]. Это означает, что конформная аномалия на двухмерном мировом листе исчезает. В лидирующем порядке по l_{string} это условие эквивалентно уравнениям Эйнштейна на многообразии фона³⁹.
7. Существует огромное количество фонов, возможно бесконечное, в форме произведения четырехмерного плоского пространства-времени на шестимерное компактное многообразие. Существует широкий класс фонов, где шестимерное компактное многообразие представляет собой многообразие Калаби-Яу. По оценкам, должно быть по меньшей мере 10^5 таких различных многообразий. !
8. Большинство известных фонов в форме $Mink^{10-d} \times Compact^d$ имеют параметры, которые характеризуют геометрию компактифицированного многообразия.

³⁶В четырех измерениях, где Янг-Миллсовская константа связи безразмерна.

³⁷Снова, в четырех измерениях.

³⁸Существует вариант теории струн, называемый не-критическая теория струн [137], в котором конформная аномалия пертурбативно не исчезает, но утверждается, что при определенных условиях она может исчезнуть как следствие непертурбативной схемы регуляризации. Литература на эту тему описывает некоторые интересные идеи, однако я не настолько хорошо понимаю статус этих утверждений, чтобы включить их в этот обзор.

³⁹Были получены поправки к уравнениям фонового поля.

Во многих случаях эти параметры могут меняться в $10 - d$ -мерном многообразии и, следовательно, становятся скалярными полями, называемыми полями модулей на $10 - d$ -мерном многообразии. Во многих случаях энергия не зависит от значения параметров модулей, поэтому поля, которые представляют их на $Mink^{10-d}$ безмассовые.

Неизвестно согласованных теорий струн, которые не имеют безмассовых скалярных полей.

9. Они [согласованные теории струн] включают случай $10 - d = 4$, который, во всяком случае, поддерживается наблюдениями, но согласованные фоны существуют для любых d вплоть до 9.
10. В теории струн существуют переходы, в которых меняется топология d -мерного компактного многообразия [138].
11. Существуют согласованные струнные фоны для 4-х больших, некомпактифицированных, измерений, которые соответствуют широкому диапазону возможных значений для числа поколений [частиц], для числа полей Хиггса и для калибровочной группы. Следовательно теория струн не дает предсказаний этих характеристик стандартной модели [139] (см. рис. 1).
12. До сих пор неизвестен согласованный и стабильный струнный фон в форме произведения пространства-времени ДеСиттера на компактное многообразие [140, 141]⁴⁰.
13. В более общем виде, все известные согласованные и стабильные теории струн имеют времениподобные или нулевые киллинговы поля. Неизвестны согласованные стабильные струнные фоны, которые были бы зависимыми от времени⁴¹.
14. Существует бесконечное число согласованных фонов, которые включают структуры, известные как D -браны [5]. Это подмногообразия различной размерности, вложенные в фон, на которых могут заканчиваться открытые струны. Эти браны могут быть заряженными по отношению к некоторым обобщениям электрических или магнитных полей. D -браны имеют динамику, индуцированную их связью со

⁴⁰Причина связана с отсутствием унитарного представления суперсимметричного расширения группы симметрии пространства-времени ДеСиттера. Струнные теоретики выдвигали интригующие предположения о квантовой гравитации с положительной космологической постоянной, некоторые из них явно включают теорию струн. Однако, Эд Виттен недавно написал: “Фактически, классическим способом или нет, я не знаю ясного пути получить пространство де Ситтера из теории струн или М-теории. Это последнее утверждение не столь удивительно, с учетом классической no-go теоремы. В виду обычных проблем со стабилизацией модулей, трудно разумным способом получить пространство де Ситтера на квантовом уровне при том, что оно не получается классически [140].”

⁴¹Это ограничение связано с суперсимметрией, так как замыкание [closure] даже $N = 1$ алгебры суперсимметрии содержит гамильтониан, и он хорошо определен только на фонах, которые обладают времениподобным или нулевым киллинговым полем.

струнами и зарядами. Они включают поля Янга-Миллса, распространяющиеся на бранах [142, 143]. .

15. Путем тщательного выбора размещения нескольких бран, пересекающихся под тщательно выбранными углами, можно построить фон теории струн, для которого низкоэнергетический предел имеет некоторые особенности суперсимметричной стандартной модели, включая киральные фермионы и нарушающие четность калибровочные связи [144]. Однако существует множество других согласованных фонов, которые не имеют этих особенностей [139].

6.3 Результаты и гипотезы, связанные с черными дырами

Теория струн ведет также к результатам, которые имеют отношение к пониманию черных дыр. Для того, чтобы выразить их, нужно знать, что в пространстве состояний суперсимметричной теории есть подпространство, в котором часть преобразований суперсимметрии нарушена, оставляя ненарушенным число суперсимметрий по крайней мере вдвое большее размерности спиноров в этой размерности. Они [состояния из этого подпространства] известны как *BPS* состояния и они имеют специальные свойства [145]. В частности, некоторые черты спектра гамильтониана сильно обусловлены алгеброй суперсимметрии. Один из путей охарактеризовать *BPS* состояния состоит в том, чтобы указать, что это состояния, в которых определенный обобщенный электрический и магнитный заряды, в подходящих единицах, равны их массам. !!!

Классическая супергравитация имеет *BPS* состояния (т.е. классические решения), среди которых есть черные дыры с зарядом, равным их массе [145]. Они называются также экстремальными, так как есть теорема, согласно которой заряд не может превышать их массу. Это на самом деле означает связь между суперсимметрией и свойствами черных дыр. Экстремальные черные дыры имеют нулевую температуру Хокинга но ненулевую энтропию Бекенштейна [145].

Результаты теории струн не касаются, строго говоря, черных дыр, так как они получены в пределе, в котором гравитационная постоянная выключена. Но они касаются систем с такими же квантовыми числами как и у черных дыр специального вида, которые, как можно показать, могут стать черными дырами, если гравитационная постоянная будет включена до достаточной величины. Тем не менее, они производят сильное впечатление.

1. Для определенных компактификаций с $d = 3, 4$ или 5 плоскими направлениями, и в пределе исчезающей g_{string} , и, следовательно, G_{Newton} , существуют *BPS* состояния для теории струн, включающей D -браны, которые имеют те же самые массы, заряды и моменты вращения, что и экстремальная черная дыра в d измерениях. Число таких состояний во всех случаях точно равно экспоненте от энтропии Бекенштейна для соответствующей черной дыры [146, 147, 148].

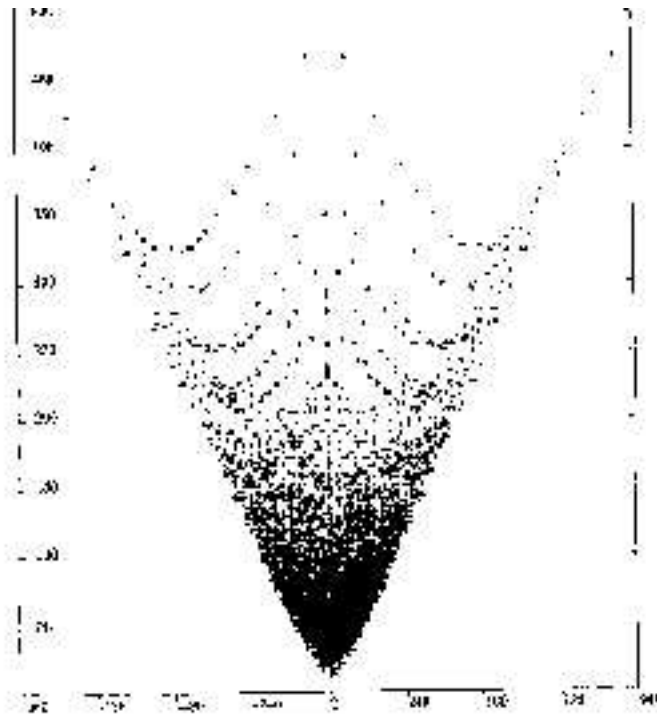


Рис. 1: Пример феноменологии, предсказываемой различными согласованными теориями струн. По вертикали отложено число полей Хиггса, до 480, горизонтальная ось представляет число левых фермионных полей минус число правых фермионных полей. В соответствие с теорией струн мы вполне могли бы жить в любой из этих вселенных. Из [139].

2. Если в *BPS*-условия для состояний теории струн внести возмущение, чтобы получить около-экстремальные условия, и построить статистический ансамбль, то точно воспроизводится спектр излучения Хокинга для соответствующей около-экстремальной черной дыры, включая факторы серого тела [148].

Эти результаты очень впечатляют; соответствие между формулами, полученными для энтропии и спектра *D*-бранных систем и черных дыр является удивительно точным. Трудно поверить, что такой уровень соответствия не является важным. В то же время, есть две большие проблемы. Первая состоит в том, что *D*-бранные системы не есть черные дыры. Вторая состоит в том, что не было найдено возможности обобщить результаты от близких к экстремальным *BPS* состояний, так, чтобы применить к обыкновенным черным дырам. !

Мы остаемся, следовательно, с гипотезой:

- **Гипотеза черных дыр.** Если включить гравитационную постоянную в присутствии статистического ансамбля состояний, который, как описано выше, воспроизводит энтропию и температуру экстремальной или близкой к экстремальной черной дыры, то будет построено теоретическое описание пространства-времени черной дыры. Это распространяется также на черные дыры, далекие от экстремальных.

Мы можем заметить, что некоторые аргументы, нестрогие, но, тем не менее, физически мотивированные, поддерживают гипотезу, что состояния в теории струн, которые соответствуют шварцшильдовской черной дыре, имеют энтропию, пропорциональную квадрату массы [178, 169]. Однако постоянная пропорциональности до сих пор не предсказана.

6.4 Результаты и гипотезы, касающиеся дуальностей.

В разделе 3 я подчеркивал важность понятия дуальности как в теории струн, так и в петлевой квантовой гравитации. Действительно, есть ряд очень интересных результатов касающихся того, как дуальность реализуется в теории струн. Этим мотивируется ряд гипотез, которые, если верны, весьма важны для физической интерпретации теории струн. Так как, однако, некоторые из предположений остаются недоказанными, важно отличать результаты от предположений.

6.4.1 T-дуальность

При компактификации на торах, или, в более общем случае, когда компактное многообразие имеет нетривиальный [индекс] π^1 , спектр теории струн имеет состояния, разделяемые по числу оборотов при намотке на окружность и обычные вибрационные моды. Во всех этих случаях имеется симметрия, в которой переставляются намоточные и вибрационные моды и, в единицах струнной шкалы l_{string} , радиус R заменяется на l_{string}^2/R .

T -дуальность оказывается общим свойством теорий струн [4, 5]. Она не зависит ни от суперсимметрии, ни от критичности, и, поэтому, оказывается верной во всех теориях струн. Однако следующие два случая требуют некоторой осторожности, так как имеются некоторые недоказанные предположения.

6.4.2 S -дуальность

S -дуальность инспирирована старым наблюдением, восходящим по меньшей мере к Дираку, что электромагнетизм почти инвариантен при обмене электрического и магнитного полей. Идея состоит в том, что если мы имеем теорию с магнитным монополем с магнитным зарядом g и обычные частицы с электрическим зарядом e , то теория Максвелла, модифицированная включением магнитного монополя, оказывается симметричной при замене $e \leftrightarrow 2\pi/g$. Следовательно, если

$$g = 2\pi/e \tag{4}$$

теория может быть симметричной при операции симметрии, в которой $e \rightarrow 1/e$ и электрический заряд и магнитный монополю меняются местами.

В определенных суперсимметричных теориях Янга-Миллса это тоже оказывается так, по крайней мере в некотором приближении [149]. Это так потому, что теория имеет солитоны, которые являются магнитными монополями, удовлетворяющими уравнению (4). Есть одна теория, $N = 4$ суперсимметричная теория Янга-Миллса, в которой есть хорошее доказательство этого по крайней мере в BPS -секторе теории⁴².

В теории струн есть несколько аналогичных результатов.

- Для многих струнных фонов \mathcal{B} существует S -дуальный фон \mathcal{B}' такой, что свободные струнные спектры и BPS -подпространство на \mathcal{B} могут быть отображены на свободные спектры и BPS -подпространство на \mathcal{B}' с заменой g_{string} на $1/g_{string}$ [150].
- В некоторых случаях \mathcal{B} и \mathcal{B}' совпадают, и дуальность отражает BPS -сектор в себя. В этом случае можно говорить о самодуальной теории, по крайней мере в BPS -секторе.

Это довольно впечатляющий факт, так как он говорит нам, что на самом деле существуют теории, в которых точно выполняется обобщение электромагнитной дуальности, по крайней мере в некотором секторе пространства состояний. Очень интересно также узнать, выполняются ли преобразования дуальности в теории струн точно только в BPS -секторе теории, или распространяются на теории целиком.

Ответ зависит от того, является ли существование дуальности следствием BPS -условий, или является выражением более глубокого свойства динамики теории. Это

⁴²Совсем недавно появились результаты, которые сильно поддерживают предположение, что суперсимметричные теории Янга-Миллса являются S -дуальными [189] во всех порядках теории возмущений.

правда, что алгебра суперсимметрии сильно ограничивает спектры и вырождения BPS -сектора, так как гамильтониан является частью алгебры, которая генерирует спектр. Если это всё, то это впечатляющий результат, но не стоило бы на основании этого ожидать, что дуальность применима ко всей теории.

Однако, многие струнные теоретики верят, что S -дуальность есть общее свойство теорий струн. Это предположение может быть сформулировано так:

- **Гипотеза S -дуальности.** Всякий раз, когда S -дуальность существует в BPS -секторе теории струн, она распространяется до изоморфизма на всё гильбертово пространство этой теории.

В теории струн имеется немного результатов, касающихся спектра не- BPS -состояний, и они показывают, что преобразование дуальности продолжает существовать, по крайней мере приблизительно, до первого лидирующего порядка в отклонениях от BPS -условия [151]. Если бы это было не так, гипотеза дуальности была бы фальсифицирована. В то же время, насколько мне известно, более сильных результатов нет, нет и доказательства, подтверждающего гипотезу S -дуальности в теории струн.

6.4.3 Дуальности теории струн/калибровочной теории

Существует новый вид дуальности, который связывает не различные теории струн, но теории струн и калибровочные теории. Он очень напоминает исходную идею дуальности. Однако эта идея была реализована в несколько последних лет новым способом, в котором теория струн в d некомпактных пространственно-временных измерениях связывается с калибровочной теорией в $d - 1$ пространственно-временных измерениях.

Причина различия в размерности может быть объяснена замечательным аргументом, в оригинале принадлежащем Полякову [152]. Он обнаружил, что теория струн может быть выражена как двухмерная квантовая теория поля на мировом листе струны. К числу полей, которые живут на мировом листе, принадлежат координаты вложения $X^a(\sigma)$, где X^a есть d координат в d -мерном фоне пространства-времени и σ есть двухмерные координаты на мировом листе. Однако Поляков заметил, что для того, чтобы построить теорию на мировом листе, необходима метрика на листе $h_{\alpha\beta}$, так, чтобы построить действие

$$I = \int d^2\sigma \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} (\partial_\alpha X^a) (\partial_\beta X^b) g_{ab}(X(\sigma)) \quad (5)$$

Здесь g_{ab} есть метрика фонового пространства-времени.

Двухмерные координаты мирового листа могут быть фиксированы так, что

$$h_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} e^\phi. \quad (6)$$

где η — это метрика плоского двухмерного пространства-времени. Это оставляет нефиксированным третью компоненту метрики, представленную ϕ , которая, как мы видим, является конформным фактором.

Поляков заметил, что квантование поля X^a на мировом листе, вообще говоря, приводит к конформной аномалии. Это происходит несмотря на тот факт, что классическое действие конформно инвариантно. Это дает динамику для поля ϕ в форме

$$I' = \hbar \int d^2\sigma \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} (\partial_\alpha \phi) (\partial_\beta \phi) \dots \quad (7)$$

Следовательно, если эта конформная аномалия не исчезает, то это выглядит так, как будто струна двигается в пространственно-временном фоне размерности $d + 1$ с координатами X^a, ϕ .

Теперь для того, что мы называем критическими теориями струн, аномалия уничтожается фактором, возникающим из-за духов, которые, оказываясь, должны быть здесь из-за фиксации калибровки к калибровке (6). Получившиеся теории струн имеют безмассовые степени свободы. Однако, для некоторых калибровочных теорий, таких как QCD , мы не ожидаем в их спектре безмассовых глюонов из-за конфайнмента или, в некоторых случаях, из-за эффекта Хиггса. Такие теории не могут соответствовать критическим теориям струн. Однако еще остаются общие аргументы, основанные на идее дуальности, которые предполагают, что некоторый тип теории струн должен соответствовать любой калибровочной теории. Решение загадки состоит в том, что таким калибровочным теориям должны соответствовать не-критические теории струн. Но тогда из наблюдения Полякова следует, что дуальная теория струн должна жить в пространстве-времени с одним дополнительным измерением.

Более того, нетрудно видеть, что если фоновое пространство-время представляет собой пространство-время Минковского, то создаваемое пространство-время с одним дополнительным измерением есть пространство анти-деСиттера (AdS). Исходное пространство-время Минковского можно мыслить как часть границы этого пространства AdS [152].

Следовательно предположение состоит в том, что любой неабелевой калибровочной теории, которая не имеет безмассовых глюонов в спектре в d -мерном пространстве минковского, должна соответствовать теория струн в $d + 1$ -мерном пространстве-времени де Ситтера.

Имеются дополнительные аргументы, предполагающие связь между квантовыми теориями поля на $Minkowski^d$ и на AdS^{d+1} . Это то, что группа симметрии пространства-времени AdS^{d+1} та же самая, что конформная группа на $Minkowski^d$. Это предполагает, что связь между калибровочной теорией и теорией струн на этих двух пространствах должна быть особенно тесной в любом случае, когда калибровочная теория на $Minkowski^d$ конформно инвариантна.

Классические калибровочные теории в $d = 4$ конформно инвариантны, поскольку они не связаны с массивными полями. Но, вообще говоря, конформная инвариантность нарушается квантовыми поправками. Однако существует небольшое число случаев, в которых известны суперсимметричные калибровочные теории, имеющие исчезающие β функции, что означает, что они точно конформно инвариантны в теории возмущений. Одной из них является максимально суперсимметричная не-гравитационная теория, которая существует в четырех пространственно-временных измерениях, так называемая

$\mathcal{N} = 4$ суперсимметричная теория Янга-Миллса. Естественно предположить, что в таких случаях могут быть найдены интересные результаты, связывающие их с теориями струн.

Аргументы и предположения, касающиеся возможной связи между теорией струн и суперсимметричной теорией Янга-Миллса были высказаны в 1997 году, впервые Малдасеной [153], Виттеном [154], и Габсером, Клебановым и Поляковым [155]. С тех пор в этом направлении было получено большое число результатов. В то время как, вне всяких сомнений, эти результаты имеют большое значение, это также область, в которой необходимо разделять результаты от предположений. Начнем с результатов⁴³.

- **Конформная индукция**[154, 157]. Рассмотрим квантовую теорию T_1 , определенную с помощью интеграла по путям, на фоне \mathcal{B} с пространством-временем в форме M^d , где M^d есть либо пространство-время анти-деСиттера, либо более общее пространство-время, которое является асимптотически анти-деСиттеровским. Тогда можно показать, что это пространство-время имеет границу, у которой времениподобная компонента изоморфна M^{d-1} , где M^{d-1} есть плоское пространство-время. Тогда в общем виде можно показать, что можно определить квантовую теорию поля на границе путем определения ожидаемых значений локальных операторов теории T_1 , в которой все операторы берутся на границе. Затем можно показать, что эта новая теория должна быть конформно инвариантной (или, более точно, должна иметь масштабную инвариантность, с, возможно, спонтанно нарушенной конформной инвариантностью.)

Более того, все то же выполняется для квантовых теорий, определенных на пространстве-времени данной формы, умноженном на компактное многообразие.

Следовательно в этих случаях конформная теория поля на границе определена с помощью подмножества наблюдаемых теории в объеме, а именно, тех, в которых N -точечные функции для полей вычисляются на границе. Мы говорим, что теория на границе *конформно индуцирована* теорией в объеме. В этих случаях некоторые из наблюдаемых теории в объеме вычисляемы в терминах N -точечных функций теории на границе. Но в общем случае нет причин надеяться, что две теории изоморфны, так как в теории в объеме, вообще говоря, будут наблюдаемые, невычислимые в терминах N -точечных функций на конформной границе. Одна из причин этого состоит в том, что имеются компоненты границы пространства-времени AdS кроме времениподобной компоненты, которая изоморфна M^{d-1} . Они включают будущую и прошлую времениподобные бесконечности. !!

- Существует много результатов, которые предполагают, что конформная индукция линеаризованной супергравитации на $AdS^5 \times S^5$ есть определенный предел $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса в четырехмерном плоском пространстве-времени [154, 156].

⁴³Аргументы этого раздела были развиты в сотрудничестве с Матиасом Арнсдорфом [Matthias Arnsdorf]. Более детальная версия этих аргументов представлена в [157].

- Имеются дополнительные результаты, которые являются сильным указанием на то, что конформная индукция супергравитации на различных асимптотически- AdS^5 пространствах связана таким способом с $N = 4$ супер-Янг-Миллсовской теорией путем редукции или нарушения симметрии [156]. Среди них есть результаты, которые согласуются с предположением, что линеаризация супергравитации на решении AdS-Шварцшильда индуцирует термические состояния в теории Янга-Миллса [158].
- Кроме того, другие результаты этого типа справедливы для других d .
- Однако, полностью не установлено, является ли пертурбативная теория струн хорошо определенной на фоне $AdS^5 \times S^5$, за пределами аппроксимации супергравитацией. В то время, как построено классическое действие для свободной струны в $AdS^5 \times S^5$ [160], не существует калибровки, к которой эта теория является свободной. Следовательно, не существует точного решения для свободной теории струн на фоне $AdS^5 \times S^5$, как это может быть в случае плоского десятимерного пространства-времени. Вместо этого, для того, чтобы определить свободную теорию струн, приходится трактовать ее как двухмерную квантовую теорию поля с взаимодействием, определенную на мировой поверхности струны [159].

Полученная теория струн была изучена, и, для некоторых частных примеров, показано, что она является конформной теорией поля, по крайней мере в однопетлевом приближении [161]. Имеются также аргументы, что теория остается конформной теорией поля во всех порядках [163, 161]. Эти результаты очень ободряющие, но нам все еще явно не хватает общего доказательства согласованности теории струн с взаимодействием, как это возможно в плоском пространстве по крайней мере в двухпетлевом приближении.

- Известен определенный предел $AdS^5 \times S^5$, который представляет собой плоскую волну [164]. Он получается разложением метрики около нулевых геодезических, которые окружают сферу, оставаясь в центре AdS^5 . В этом случае свободная квантовая теория струн может быть построена и решена явно. Аналогичный предел может быть построен в $N = 4$ супер Янг-Миллсовской теории. Получающийся спектр отвечает теории струн на плоской волне. !!!
- Имеется общий результат аксиоматической квантовой теории поля [165] что, имея точно конформно инвариантную теорию поля без аномалий в $Minkowski^d$, можно построить аксиоматическое квантовое поле в AdS^{d+1} . Этот результат точный, но он требует, чтобы теория в $Minkowski^d$ не имела аномалий во всех генераторах конформной группы. Но суперсимметричные теории Янга-Миллса не удовлетворяют этому условию, по крайней мере в пертурбативной теории [166]. В то время, как они имеют $\beta = 0$, и, следовательно нет аномалий в действии дилатаций, они имеют аномалии в действии больших конформных преобразований. Следовательно-

но оказывается, что данный изученный случай калибровочной теории не является частной версией этого соответствия.

Как и в случае S -дуальности, имеются предположения, и многие струнные теоретики надеются, что если они верны, то они в очень высокой степени расширят результаты теории.

- **Гипотеза Малдасены.** Имеется изоморфизм между $N = 4$ суперсимметричной теорией Янга-Миллса в $d = 4$ и “теорией струн на $AdS^5 \times S^5$.” Это иногда называется гипотезой Малдасены [153].

В действительности существует ряд различных предположений, которые часто объединяются при обсуждении. Гипотеза Малдасены, как я ее сформулировал, является самой сильной среди них⁴⁴

Даже сформулированная таким образом, гипотеза Малдасены может означать две различные вещи.

- **Малдасена I.** Теория струн “на фоне $AdS^5 \times S^5$ ” может быть определена точным, согласованным непертурбативным способом, как это возможно для $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса в 4-х измерениях. После того, как обе они определены, каждая независимо, можно показать, что они изоморфны.
- **Малдасена II.** Для теории струн “на фоне $AdS^5 \times S^5$ ” может быть дано согласованное, непертурбативное определение *в предположении определенного соответствия между ней и $N = 4$ суперсимметричной теорией Янга-Миллса.*

Первое, что нужно сказать в оценке выполнимости любой из этих гипотез, это то, что они логически много сильнее, чем гипотеза конформной индукции, как я ее сформулировал выше. Фактически, конформная индукция представляет собой очень общее свойство, и она может быть обоснована общими аргументами, которые предполагают только существование теории в объеме и на границе AdS - или асимптотически- AdS -пространства-времени. Эти аргументы не предполагают никаких специальных свойств суперсимметричных теорий или гравитационных теорий и, на самом деле, известны примеры, где такое соответствие выполняется для негравитационных и несуперсимметричных теорий.

К сожалению в сообществе по этому поводу существует множество недоразумений, возможно из-за того, что статьи Виттена, Клебанова и др., которые следуют гипотезе Малдасены, главным образом касаются представленных аргументов для более слабой гипотезы конформной индукции. В результате многие члены сообщества теории струн не осознают, или не отмечают тот факт, что гипотезы очень различны, и имеют достаточно разные следствия.

⁴⁴За дальнейшими деталями о различных возможных версиях гипотезы Малдасены, см. [157].

Было получено много результатов, поддерживающих некоторые версии соответствия между квантовыми теориями AdS -пространства-времени и калибровочными конформными теориями поля на его границе. Имея в виду существование набора различных предположений, должна быть проявлена осторожность по поводу оценок, какие предположения какими результатами поддерживаются.

При проведении такого анализа важно помнить основные законы логики. В случае, когда из двух предположений каждое согласуется с данным набором результатов, и одно предположение логически сильнее другого, получается свидетельство в поддержку только более слабого предположения. Только результаты, которые не являются следствием более слабой гипотезы могут рассматриваться как свидетельство в поддержку более сильной гипотезы⁴⁵.

Фактически, почти все результаты, касающиеся AdS/CFT -соответствия объясняются более слабым предположением конформной индукции⁴⁶. Например, все результаты, касающиеся совпадения N -точечных функций между классической супергравитацией и квантовой теорией Янга-Миллса есть результаты этого типа, как и результаты, касающиеся совпадения (с точностью до постоянных) энтропий для термических состояний [157].

При обсуждении этой ситуации можно задать следующий вопрос. Предположим, окажется, что не существуют согласованной теории струн с взаимодействием на фоне $AdS^5 \times S^5$.⁴⁷ Будет ли это противоречить любому из до сих пор обнаруженных результатов, которые используются как свидетельство в пользу AdS/CFT -соответствия?

Если ответ отрицателен, то это свидетельство полностью согласуется с возможностью, что более сильный общий результат, который имеет место в связи калибровочной теории и теории гравитации, имеет форму конформной индукции. Далее, если в этом случае не может существовать теория струн с взаимодействием, он [результат] выполняется только для связи либо свободной теории струн, либо супергравитации, расширенной на фон $AdS^5 \times S^5$, с определенным пределом $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса.

В этом отношении интерес представляет недавняя работа, связывающая предел плоской волны в $AdS^5 \times S^5$ с аналогичным пределом в суперсимметричной теории Янга-Миллса [164]. Эта работа чрезвычайно интересна и вводит новую технику, ко-

⁴⁵Некоторые читатели могут усомниться в этом принципе логики, поэтому давайте я дам его более простое приложение. До сих пор все мои друзья по высшей школе, насколько я знаю, живы. Могут быть два разных предположения, которые объясняют этот наблюдаемый факт. Первое состоит в том, что мы все еще много моложе, чем наша средняя продолжительность жизни. Второе состоит в том, что все мы бессмертны. Второе сильнее первого, так как логически влечет его. Никакое нормальное мышление не превратит этот наблюдаемый факт из довода в пользу более слабой гипотезы в довод в пользу более сильной гипотезы.

⁴⁶Из результатов, которые оказываются согласованны с конформной индукцией, но, возможно, не согласуются с более сильными предположениями, получается, что они указывают на то, что различные объемные пространства, которые асимптотически соответствуют друг другу, могут быть не разделяемы конформной теорией поля на границе, см. [162].

⁴⁷Заметим, что нет причин так думать, но только чтобы привести следующий аргумент.

торая иллюстрирует, как теория струн может получиться из калибровочной теории. Следовательно, было бы очень интересно установить, какая версия AdS/CFT -связи поддерживается этими результатами. Ключевой вопрос заключается в том, следуют ли эти результаты из комбинации конформной индукции и BPS -условий. Если это так, то интересно, что они не поддерживают гипотезу Малдасены против конформной индукции. Можно думать, что конформная индукция не используется, так как берущийся !! предел включает разложение пространства-времени около траектории далеко от границы. Однако, в выводе используются BPS -условия, поэтому возможно, что найденное согласие является просто следствием того факта, что одна и та же алгебра суперсимметрии действует как в пространстве-времени плоской волны, так и в связанной с этим пределом граничной калибровочной теории, и найденное соответствие является соответствием только из-за того, что расширенная алгебра суперсимметрии ограничивает некоторые особенности спектров теорий. Очевидно, что результаты, которые приводят к таким проблемам, представляют интерес.

В любом случае, кроме, возможно, предела Пенроуза, получается, что до сих пор нет результатов, релевантных взаимодействующим струнам на фоне $AdS^5 \times S^5$. Это означает, что все еще невозможно объявить о доказательстве любой гипотезы, более сильной чем конформная индукция, за исключением, возможно, доказательства в пределе Пенроуза.

Последний момент, которого стоит коснуться, это статус $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса. Эта теория хорошо определена пертурбативно, и известно, что она имеет исчезающую функцию β . Существует также доказательство, что она точно S -дуальна во всех порядках теории возмущений.

Это предполагает два красивых предположения. Первое, что эта теория также хорошо определена и непертурбативно. Второе, что она является точно масштабно-инвариантной квантовой теорией поля. Однако, на текущий момент, этой теории не было дано непертурбативное определение. Обычный путь к непертурбативному определению калибровочной теории лежит через непертурбативную регуляризацию, такую как теория на решетке. Исходя из факта, что функция β исчезает, можно ожидать, что *когда такая непертурбативная регуляризация будет построена*, то доказать существование теории в пределе, когда регулятор удален, будет проще чем в обычном, не-суперсимметричном случае. Однако, все известные непертурбативные методы регуляризации калибровочных теорий, включая решеточные методы, нарушают суперсимметрию. Поэтому до сих пор в текущем состоянии мы не имеем никакого непертурбативного определения $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса⁴⁸

Так как теория сама по себе еще не была определена непертурбативно, то она не может быть использована для непертурбативного определения другой теории. Таким образом, в то время, как в будущем ситуация может быть исправлена, сейчас неверно, что гипотеза Малдасены доказана. Нельзя сказать, что проблема создания независимо-

⁴⁸Недавно было предположено, что обсуждаемое соответствие может страдать от проблемы удвоения фермионов [192], и это влечет либо нарушение соответствия, либо нарушение суперсимметрии в $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса за пределами теории возмущений.

го от фона или непертурбативного определения теории струн была решена в предположении, что гипотеза верна и, следовательно, это же относится к непертурбативному определению теории струн в терминах $N = 4$ суперсимметричной теории Янга-Миллса.

6.5 Открытые проблемы теории струн

Из данного только что обзора ясно, что имеются очень веские основания рассматривать теорию струн серьезно. Теория дает хорошее пертурбативное описание квантовой гравитации по крайней мере в двухпетлевом приближении, и, даже несмотря на то, что это верно и для теорий супергравитации, это все же очень впечатляющий факт. Многие результаты очень впечатляющи, включая те, которые показывают, что в теории струн существуют системы с такой же температурой и энтропией как и у экстремальных и не-экстремальных черных дыр.

В то же время, имеется много открытых проблем.

- Имеется очень много фонов теории струн, помечаемых как дискретными топологическими классами, так и непрерывными параметрами.
- До сих пор неизвестны фоны теории струн, полностью совместимые со всеми особенностями наблюдаемой вселенной. Все они обладают одной или несколькими из следующих особенностей, которые противоречат наблюдениям: не имеют положительной космологической постоянной, имеют ненарушенную симметрию, имеют безмассовые скалярные поля.
- До сих пор неизвестны фоны теории струн, которые были бы зависимыми от времени, как в нашей вселенной. Далее, неизвестны стабильные фоны теории струн, которые согласуются с недавними наблюдениями, которые определенно указывают на положительную космологическую постоянную [140].
- Далее, мы не наблюдаем безмассовых скалярных полей. Следовательно, в любом фоне теории струн, соответствующем природе, не может быть таких полей. Это означает, что компактифицированная геометрия может быть согласованным фоном только для дискретных значений ее параметров. В то же время, эти параметры обязаны иметь очень малые отношения, чтобы объяснить проблему иерархии.
- Даже если найден фон теории струн, который совместим со всем, что наблюдается, говорит ли это что-нибудь нам, с учетом того, что существует бесконечное множество возможных фонов, среди которых можно искать? Теория обладает предсказательной силой только в том случае, когда существует единственный струнный фон, совместимый с наблюдениями. Существуют ли основания верить, что это так, а не имеется большое или бесконечное количество таких фонов⁴⁹?

⁴⁹Для оценок количества не-суперсимметричных струнных вакуумов, см. [197, 213]. В то время, как пока не построен стабильный, не-суперсимметричный, согласованный струнный вакуум, эти авторы

Поэтому, даже если существует единственный фон теории струн, совместимый с наблюдениями, мы должны спросить, как природа выбирает его? Можно надеяться, что существует принцип стабильности или наименьшей энергии, благодаря которому будет выбран этот единственный фон. Однако, к сожалению, это маловероятно. Есть веские основания думать⁵⁰, что многие суперсимметричные вакуумы стабильны. Поэтому выглядит очень маловероятным, что наблюдаемый вакуум — единственный стабильный.

Поэтому, даже если теория струн верна, пока нет причин верить, что природа имеет единственный вариант выбора для низкоэнергетической феноменологии. Все надежды связаны с тем, что теория струн лучше совместима с идеей, что наблюдаемый фон был выбран из многих согласованных фонов некоторым динамическим процессом, имевшем место в ранней вселенной или даже до большого взрыва⁵¹.

Это обстоятельство означает, что определенное внимание должно быть уделено тому, что может быть названо проблемой поиска в теории струн. Исходя из того, что мы знаем, следует, что вполне возможно, что если теория струн верна, то реальный мир описывается одним из очень большого числа локальных минимумов некоторого потенциала или функционала энергии. Это может быть либо функция, определенная на струнных фонах, либо ожидаемое значение потенциала или гамильтониана в некотором фундаментальном гильбертовом пространстве теории струн. В любом случае, мы вынуждены искать глобальный минимум функции в пространстве высокой размерности, которое параметризует возможные струнные фоны. Далее, мы ожидаем, что эта функция имеет много локальных экстремумов, соответствующих пертурбативно-согласованным теориям струн. Как нам найти глобальный экстремум?

Далее, если глобальный минимум согласуется с наблюдаемой физикой, в нем не может быть безмассовых полей модулей. Это означает, что истинный минимум должен быть изолированной точкой в пространстве согласованных теорий струн. Однако, все известные согласованные теории струн имеют безмассовые скалярные поля, и это означает, что все локальные минимумы, которые соответствуют им, живут в непрерывном подмногообразии решений.

Как тогда мы найдем единственный истинный, изолированный минимум очень сложного потенциала, который, как мы знаем, имеет множество других минимумов, многие из которых соответствуют много большим значениям функции, чем решение, которое мы ищем?

стараяются показать, используя недавние результаты, что число вакуумов таких теорий невероятно велико.

⁵⁰На основании результатов, поддерживающих гипотезу S -дуальности.

⁵¹Одна из таких теорий — это космологический естественный отбор [167, 65], который был придуман в связи с этой проблемой теории струн. Он является фальсифицируемым, но до сих пор не был фальсифицирован и совместим со всеми наблюдениями до настоящего времени.

Хорошо бы спросить, можно ли, проверяя их один за другим, по мере открытия !!! их людьми, исследующими все более сложные комбинации бран, орбифолдов и комплексных многообразий, попасть на правильный [минимум]. В конце концов, количество согласованных фонов сильно превосходит число людей, работающих в этой области. Следует ли нам напоминать, что поиск истинного минимума сложного потенциала с огромным числом локальных минимумов, как известно из теории вычислений, является очень тяжелой задачей?

В связи с этим несколько беспокоит один поразительный результат теории сложности. Этот результат называется “no free lunch theorem”⁵² и утверждает, что не существует алгоритма поиска глобального минимума случайно выбранного сложного потенциала лучшего, чем случайный поиск [168]. Для того, чтобы сделать поиск лучше, чем случайный, процедура поиска должна быть основана на некоторых известных свойствах данного потенциала.

Это означает, что если мы когда-нибудь соберемся искать струнный вакуум, который описывает наш мир, мы должны запустить алгоритм, основанный на некотором нетривиальном свойстве теории струн, но не просто исследовать все более и более сложные струнные вакуумы, как только появится инструмент для их определения.

- Следует также подчеркнуть, что теория струн не дает настоящую квантовую теорию гравитации в том смысле, что каждая согласованная теория струн определена по отношению к фиксированному, классическому, не-динамическому фону. Поэтому она не является независимой от фона и не способна отвечать на многие вопросы, на которые должна отвечать квантовая теория гравитации⁵³.

С этим связан тот факт, что результаты, имеющие отношение к черным дырам в теории струн, не связаны с настоящими черными дырами. Они вместо этого касаются состояний в свободной теории струн в плоском пространстве-времени, с выключенным гравитационным взаимодействием. До сих пор не было найдено пути, как распространить эти результаты на черные дыры, которые не являются экстремальными или почти экстремальными⁵⁴.

В направлении решения этих проблем был выдвинут ряд гипотез. Некоторые из них относятся к ранним дням теории струн, 1984-5 гг., и остаются нерешенными по сей день. Некоторые другие были добавлены сравнительно недавно.

⁵²Вольный перевод такой: Теорема о несуществовании бесплатного сыра. (Прим. перев.)

⁵³Некоторые струнные теоретики объясняют, что гипотеза Малдасены предлагает непертурбативное определение теории струн, которое независимо от фона в том смысле, что все наблюдаемые квантовой гравитации отображаются в наблюдаемые суперсимметричной теории Янга-Миллса. Единственное ограничение состоит в том, что квантовое пространство-время должно быть асимптотически *AdS*. Это, возможно, привлекательное предложение, но само оно зависит от положительного решения некоторых открытых вопросов, обсуждавшихся выше.

⁵⁴Хотя есть предположительные результаты о том, что это может стать возможным в матричной формулировке теории струн [169].

6.6 Открытые предположения теории струн

Мы уже упоминали четыре до сих пор недоказанные гипотезы теории струн. Это были:

- **Пертурбативная теория струн конечна, единственна и согласована во всех порядках разложения в ряд теории возмущений**
- **Гипотеза черных дыр**
- **Гипотеза S -дуальности**
- **Гипотеза Малдасены**

Другие предположения, в которые верят многие струнные теоретики, включают:

- **Гипотеза единственности непертурбативного основного состояния.** Существует единственное основное состояние теории струн, которое является решением некоторой динамической задачи, такой, как минимизация некоторого потенциала.
- **Гипотеза эмпирической адекватности.** Это единственное основное состояние теории струн однозначно ведет к предсказанию, что мир имеет $3 + 1$ большое измерение, в котором суперсимметрия нарушена, ведя к феноменологии, согласующейся с наблюдениями⁵⁵.

Для того, чтобы существовал динамический механизм, способный отыскать единственный фон, все различные фоны должны быть частями одной и той же теории. Это требует:

- **Гипотеза объединения теории струн.** Различные зависимые от фона теории в действительности являются разложениями около различных классических решений единственной, объединенной, независимой от фона теории струн, и эта теория имеет связное конфигурационное пространство.

В поддержку этой гипотезы может быть сделан ряд дополнительных предположений. Они, вообще говоря, зависят от гипотезы S -дуальности. Действительно, если эта гипотеза верна, то, если взять вместе все существующие S - и T - дуальности, то все 5 различных теорий струн в десяти плоских измерениях пространства-времени должны быть различными описаниями единственной теории.

Дополнительные аргументы показывают, что это объединенная теория также имеет фоны, которые 11-мерны. Это происходит от того, что 10-мерный струнный фон имеет дополнение к метрике, связанное со скалярным полем. Имеются указания, что

⁵⁵Альтернативно, если будет обнаружено экспериментально, что мир имеет некомпактифицированную размерность более чем $3 + 1$, как в моделях больших дополнительных размерностей Рандалла-Сандрума [170], это будет однозначным предсказанием единственного основного состояния теории струн.

это скалярное поле работает как радиус дополнительного компактифицированного измерения [171, 172]. В то время как согласованной теории струн в 11 измерениях явно нет, существует суперсимметричная теория гравитации, называемая 11-мерной супергравитацией [173].

Были найдены указания на преобразования дуальности, которые, по крайней мере приблизительно, связывают определенные особенности 10-мерных теорий струн с 11-мерной супергравитацией [171, 172]. Есть также другая интересная теория в 11 измерениях, которая представляет собой описание $2 + 1$ -мерных мембран,двигающихся в 11-мерном пространстве-времени [174]. Эта теория также суперсимметрична. Однако, пока неизвестно, имеет ли она согласованное квантование. Это ведет к

- **Гипотеза M -теории [171, 172].** Существует независимая от фона формулировка теории струн, которая объединяет все известные теории струн, 11-мерную супергравитацию и 11-мерную теорию супермембран.

В некоторых версиях гипотезы M -теории фундаментальные степени свободы не являются струнами в десятимерном пространстве-времени. Они являются трехмерными мембранами, вместе с их дуальностями, которые представляют собой определенные б-многообразия, называемые *пятибранами*, существующими в одиннадцати измерениях. Идея заключается в том, что 2-мерные мировые поверхности струны являются приближениями к конфигурациям, в которых одно измерение мембраны закручено вокруг одного измерения пространства-времени, и радиус этого измерения берется очень малым. На больших масштабах, где пространство-время выглядит десятимерным, видна только двухмерная струна.

Красота этого предположения заключается в том, что оно предлагает возможность объяснения гипотезы S -дуальности в теории струн. Различные теории струн, про которые предполагается, что они связаны S -дуальностью, получаются, по крайней мере классически, из различных способов обертывания дополнительной размерности мембраны вокруг дополнительной размерности пространства. Таким образом, если существует независимое определение M -теории, или, по меньшей мере, согласованное определение квантовой теории мембраны в 11 измерениях, то можно будет доказать гипотезу S -дуальности. Однако, пока нет ни того, ни другого, поэтому S -дуальность, как и M -теория, остаются интересными, но не доказанными предположениями.

Имеются, конечно, разные кусочки доказательств, собранные для этих предположений. Некоторые из них являются просто следствиями симметрий, и могут быть объяснены тем, как представления 11-мерной алгебры симметрий раскладываются в представления 10-мерных подалгебр. Являясь красивыми математически, они зависят от того, существуют ли квантовые теории, которые реализуют динамику постулированных объектов.

Некоторые интересные возможности развития, которые ведут к более строгим результатам, следуют из предположения, что динамика M -теории может быть сформулирована как определенная матричная модель [67, 68]. Это ведет к некоторым нетривиальным вычислениям свойств, которые имела бы M -теория, если бы она существовала.

Однако, было обнаружено, что матричная модель сильно зависит от фона. Оказывается, что она существует, или по крайней мере ее можно как-то понять, в ограниченном наборе фонов, главным образом это 11-мерное пространство-время Минковского и его определенные низкоразмерные тороидные компактификации. Более того, даже в этих случаях они ограничены определенными пределами, ассоциированными с координатами светового конуса.

Эти результаты инспирировали некоторую работу по обобщению этих методов до создания истинно независимой от фона матричной модели для M -теории [175]-[177], но результаты не рассматриваются как вполне определенные. В отсутствие такой формулировки, нет ясных предложений ни для принципов, ни для математической формулировки M -теории. Это оставляет интересное предположение о существовании теории, про которую мы до сих пор не знаем, как ее сформулировать или построить.

Я закончил раздел о петлевой квантовой теории гравитации указанием, как этот подход может быть наиболее вероятным образом фальсифицирован. Некоторые из путей, на которых может быть фальсифицирована теория струн, исходя из современных знаний, включают:

- Теория струн может быть опровергнута, если окажется, что не существует согласованного и стабильного⁵⁶ струнного вакуума, согласующегося со всеми наблюдаемыми свойствами вселенной, включая полное нарушение суперсимметрии, отсутствие безмассовых скалярных полей и положительную космологическую постоянную.
- Наоборот, теория струн может потерпеть неудачу, если окажется, что существует так много согласованных и стабильных струнных вакуумов, согласующихся со всеми наблюдениями, что они населяют пространство пост-стандартных моделей физики так плотно, что теория не дает предсказаний для будущих экспериментов⁵⁷.
- Теория струн может быть также опровергнута по теоретическим соображениям. Например, может оказаться, что она не имеет ни пертурбативного определения, если нет пертурбативной конечности в порядках выше второго, ни полного пертурбативного определения (если, например, все попытки построить пертурбативную реализацию суперсимметричной теории Янга-Миллса или теорий струн страдают от проблемы удвоения фермионов, которая нарушает суперсимметрию.)

Также возможно, что теория струн проходит все эти тесты, но одна или несколько открытых гипотез оказываются неверными, приводя не к той физической картине, на которую многие надеются. Например, можно отметить, что все существующие обоснования теории струн совместимы со следующей пессимистической гипотезой.

⁵⁶Можно заметить, что это положение может быть ослаблено допущением метастабильного вакуума, который стабилен для времен сравнимых с наблюдаемым хаббловским временем.

⁵⁷Однако такую ситуацию трудно назвать фальсификацией теории. Так, в принципе, может быть устроена природа вещей, и в том вина теории нет. (Прим. перев.)

- **Гипотеза минимальной теории струн.** Теория струн существует только как большое число зависимых от фона теорий. Пертурбативная теория струн не определена однозначно или не является конечной в разложениях выше второго порядка. Различные S -дуальности, которые постулируются, фактически не распространяются за BPS -сектор и различные фоновозависимые теории не изоморфны. Не существует связного конфигурационного пространства и нет объединенной теории, для которой все пертурбативные теории представляют собой некоторые разложения около нее. Гипотеза конформной индукции Виттена верна, но теория струн на $AdS^5 \times S^5$ и $N = 4$ суперсимметричная теория Янга-Миллса неэквивалентны за пределами этого соответствия, так что все результаты, которые сейчас основаны на соответствии калибровочной теории/супергравитации или калибровочной теории/теории струн и следствия либо конформной индукции, либо алгебры суперсимметрии приложимы только к BPS -состояниям. И теории струн не дают согласованного описания пространства-времени квантовых черных дыр, кроме результатов, касающихся BPS - и около- BPS -состояний.

Конечно, большинство струнных теоретиков будут уверены, что эта гипотеза слишком пессимистична. Я упомянул ее только чтобы подчеркнуть дистанцию между картиной, часто представляемой и подразумеваемой во многих выступлениях и статьях по теории струн⁵⁸ и реальными результатами на сегодняшний день.

Даже если что-то из этой минимальной гипотезы окажется верным, результат, который мы будем иметь на столе, находится среди наиболее впечатляющих и богатых, когда-либо достигнутых математикой и теоретической физикой. Так что струнным теоретикам есть чем гордиться. Даже если часть или вся минимальная гипотеза окажется правильной, из теории струн можно будет узнать многое, что вполне может иметь отношение к физике.

Конечно я не знаю, которые из этих предположений окажутся правильными. Лучшее, что можно сказать о теории струн, это то, что уже сейчас это очень впечатляющая конструкция математической физики, но что возможность ее оценки как теории природы зависит от существенного прогресса, который должен иметь место в отношении открытых проблем, список которых был здесь приведен.

7 Другие подходы

Перед тем, как суммировать наши изыскания, следует обратить внимание на некоторые другие подходы, предложенные для решения проблемы квантовой гравитации.

⁵⁸Например, только одна [190] из пятнадцати общих обзорных статей, к которым я обращался, упоминает, что вопрос о том, конечна и однозначна ли теория возмущений суперструн во всех порядках разложения не решена.

7.1 Модели динамической триангуляции

Это модели, в которых квантовое пространство-время представлено симплектическим комплексом. Длина ребер элементов фиксирована, и степени свободы — это только способы, которыми большое число элементов соединено вместе для образования симплектического комплекса. Предполагается, что каждый элемент моделирует область пространства-времени порядка чистого планковского объема.

Были широко изучены два класса моделей, оба численно и аналитически. Это модели евклидовой динамической триангуляции [54] и модели каузальной динамической триангуляции [55].

Результаты модели евклидовой динамической триангуляции

В двух измерениях модели динамической триангуляции эквивалентны моделям случайных поверхностей, и также эквивалентны теории поля Лиувилля. Эти модели полностью решены, и все методы приводят к результатам, согласующимся между собой.

В четырех измерениях модели динамической триангуляции изучались несколько лет [54]. Модель имеет две фазы и много работы было затрачено на то, чтобы определить, является ли фазовый переход между ними первого рода или второго рода. Если он второго рода, то можно показать, что низкоэнергетический предел модели есть ОТО. Фактически, после значительных усилий было получено заключение, что фазовый переход первого рода, поэтому ОТО не является низкоэнергетическим пределом модели. Некоторые разработчики думают, что эта ситуация является устойчивой при добавлении материи, хотя есть некоторые результаты против [198]. Независимо от разрешения этого противоречия, возможно, что этот подход к квантовой гравитации исключен.

Результаты модели лоренцевой динамической триангуляции

Следуя за этой неудачей, и, частично, будучи инспирирован моделями каузальной спиновой пены [90], был исследован новый класс дискретных моделей, являющихся моделями динамической триангуляции пространства-времени с лоренцевой сигнатурой. Эти исследования привели к очень существенным результатам [55]-[57] которые включают:

а) Решение печально известной проблемы конформных мод с детальной демонстрацией, что лоренцев интеграл по путям хорошо определен [56]. Флуктуации в конформной модели не приводят к тому, что интеграл становится неограниченным, как это предполагали Хокинг с коллегами на основе полуклассических аргументов. Вместо этого флуктуации достаточно контролируются мерой интеграла, так что интеграл остается хорошо определенным.

б) В размерности $1 + 1$ было обнаружено критическое поведение и было найдено, что это сильно отличается от 2-х мерной евклидовой теории. Например, хаусдорфова размерность равна 2, вместо 4-х в случае евклидовых теорий. Это говорит нам, что наивное ожидание, что интеграл по путям в лоренцевой квантовой гравитации может быть определен наивным аналитическим продолжением из евклидовой теории, ложно.

с) Неожиданно решена одна проблема, имеющая отношение к созданию независимой от фона теории струн [57]. Она возникла в матричном подходе к теории струн, который, как было обнаружено, терпит неудачу если, размерность пространства-времени больше одного. Это называется проблемой $c = 1$. Результаты Амбьёрна, Лолла и сотрудников означают, что эта проблема может быть решена, если струны моделируются их версией лоренцевой динамической триангуляции. Их результаты показывают, что теория существует в более высоких размерностях, и что при размерностях больше единицы существует фазовый переход. Более того, в размерностях выше единицы эффективная размерность струны равна трем в низкоэнергетическом пределе (хаусдорфова размерность). Это может рассматриваться как свидетельство, что теория мембран может быть релевантной для независимой от фона теории струн.

7.2 Модели исчислений Редже

Существуют дискретные модели квантового пространства-времени, в которых история пространства-времени представлена симплектической триангуляцией с различными длинами ребер. В отличие от изменяющейся триангуляции с фиксированными длинами ребер, как в моделях динамической триангуляции, триангуляция рассматривается фиксированной, но длина ребер меняется. Это была одна из первых изученных моделей квантового пространства-времени, и она продолжает изучаться.

В трех пространственно-временных размерностях модель была построена много лет назад Редже и Понзано [199]. Хотя ее значимость в течение ряда лет не была оценена, она была, фактически, первым известным примером топологической теории поля, и она остается парадигмальным примером таких моделей. Их квантовая деформация (где параметр деформации, как и в петлевой квантовой гравитации, связан обратным образом с космологической постоянной) строго определена, и дает нетривиальные инварианты три-многообразия, узлов и графов.

В четырехмерном пространстве-времени модель имеет две фазы, но, как и в случае динамической триангуляции, переход между ними оказывается первого рода, поэтому непрерывный предел не найден [200].

7.3 Модели причинных множеств

Это подход к квантовой гравитации, основанный на нескольких простых наблюдениях, касающихся роли причинных структур в лоренцевой геометрии. Причинные связи между событиями в лоренцевой геометрии определяют частичное упорядочение событий. Имея причинные связи между событиями пространства-времени, можно реконструировать метрику этого пространства-времени по модулю локального конформного фактора и по модулю пространственно-временных диффеоморфизмов. Отсюда следует, что причинная структура плюс элемент объема вместе дают в точности нужное количество физической информации, необходимой для реконструкции класса эквивалентности пространства-времени с точностью до диффеоморфизма.

Это предлагает следующие две гипотезы:

- **Слабая гипотеза причинных множеств.** Квантовая история пространства-времени дает список событий \mathcal{E} с частичным порядком \mathcal{P} , представляющим их причинные связи. Когда это квантовое пространство-время имеет полуклассическое описание в терминах многообразия \mathcal{M} и класса эквивалентности по диффеоморфизмам лоренцевых метрик g_{ab} , то 1) события \mathcal{P} (или усредненные множества их) могут быть вложены в \mathcal{M} , 2) причинная структура \mathcal{P} может быть вложена, по модулю некоторого метода усреднения, в это g_{ab} и 3) объем, измеренный по $\sqrt{\det(g)}$ пересчитывает события в каждой области \mathcal{M} исходя из этого вложения.
- **Сильная гипотеза причинных множеств.** На самом фундаментальном уровне история квантового пространства-времени состоит только из дискретного множества событий \mathcal{E} вместе с их причинными связями \mathcal{P} и ничего иного.

Слабая гипотеза причинного множества была предложена в связи с моделями причинной спиновой пены [91], так как причинная эволюция спиновой пены (определенной в [90]) дает дискретное множество событий с причинными связями. Слабая гипотеза причинного множества тогда может стать инструментом, используемым в выводе низкоэнергетического предела причинной спиновой пены.

Сильная гипотеза причинных множеств была предложена раньше Соркиным и сотрудниками [53] и с тех пор она продолжает исследоваться. Недавние результаты включают предложение в [94], согласно которому для того, чтобы предложить динамику для моделей причинного множества, основанную на перколяции [96], в низкоэнергетическом пределе квантовой гравитации может быть использована направленная перколяция. !!

Главная проблема, которую приходится решать сильной гипотезе причинного множества, состоит в получении такой динамики причинных множеств, чтобы в низкоэнергетическом пределе естественным образом получилось 3+1-мерное пространство-время. Известно, что в огромных, случайным образом сгенерированных причинных множествах, причинная структура не имеет сходства с причинной структурой какого-либо низкоразмерного многообразия. Имеются некоторые свидетельства, что недавно предложенная направленная перколяционная динамика имеет непрерывный предел, который может соответствовать некоторой низкоразмерной геометрии.

Другая проблема, которая должна быть решена, состоит в том, что степени свободы материи тоже должны выводиться из причинного множества. Проблема, конечно, состоит в том, что фундаментальная структура постулирована столь простой, что существенно каждая особенность нашего мира кроме того факта, что существуют причинные связи, должна быть динамически выведена из низкоэнергетического предела теории.

Имея все названные проблемы, программа причинных множеств может декларировать один успех, который состоит в корректном предсказании порядка величины космологической постоянной [203]. Это совершенно поразительно, так как никакой другой подход до сих пор не может сказать ничего убедительного об этой критически важной проблеме.

7.4 Теория твисторов [204]

Эта программа исследований тоже рассматривает причинную структуру пространства-времени как более фундаментальную, чем метрическая структура. Она основана на конструкции “дуального пространства” к лоренцеву многообразию, называемому твисторным пространством, которое состоит из всех нулевых линий (или плоскостей в комплексифицированном случае). Причинные связи многообразия транслируются в топологические соотношения между подмногообразиями твисторного пространства. Теория твисторов была очень успешна в контексте классической ОТО и теории поля, где она привела к важным результатам. Характер этих результатов состоит в том, что уравнения поля на пространстве-времени транслируются в условия комплексной аналитичности на дуальном твисторном пространстве. Например, самодуальные уравнения Эйнштейна были решены в замкнутой форме в терминах комплексных деформаций твисторного пространства. Проблема транслирования полных уравнений Эйнштейна в твисторное пространство остается открытой, но ей продолжают заниматься. Существуют также относящиеся сюда результаты, показывающие, что структура пространства-времени ОТО может быть выражена в терминах нулевых лучей.

По отношению к квантовой гравитации твисторные теоретики, под предводительством Роджера Пенроуза, выдвигают гипотезы, что структура твисторного пространства может быть транслирована в квантовую теорию. Это еще только предстоит сделать полностью, но имеются интересные результаты о квантовании полей в твисторном пространстве.

Теория твисторов тесно связана с петлевой квантовой гравитацией тем, что то же самое упрощение уравнений Эйнштейна в терминах свойств самодуальных связностей и самодуальных 2-форм играют существенную роль в обеих программах. Имеются также предложения, согласно которым теория твисторов имеет отношение к супергравитации и теории струн [205].

7.5 Некоммутативная геометрия

Это программа, первоначально предложенная Коннесом [201], которая недавно оказала большое влияние на квантовую гравитацию и теорию струн. Базисная идея оригинальной программы состоит в том, чтобы характеризовать евклидово многообразие с помощью физических, общеквариантных наблюдаемых, в терминах спектра оператора Дирака на этом многообразии. Затем Коннес показал, что существуют структуры, которые могут быть охарактеризованы операторными алгебрами, которые удовлетворяют определенным аксиомам, которым удовлетворяет оператор Дирака на многообразии, которое, однако, не строится как многообразие из множества точек. Это дает обобщение дифференциальной геометрии, называемое некоммутативной геометрией. Коннес предположил, что стандартная модель физики частиц может быть элегантно понята в терминах такой некоммутативной геометрии.

Из-за использования операторных алгебр, естественно ассоциировать некоммутатив-

ную геометрию с квантовой геометрией. Однако, надо проявлять осторожность, так как в некоторых приложениях некоммутативная геометрия является классической в том смысле, что физическая постоянная Планка $\hbar = 0$, следовательно параметр деформации, который сигнализирует, что некоммутативное многообразие не является обычным многообразием, не идентифицируется с \hbar .

Тем не менее, существуют также предложения идентифицировать параметр деформации с \hbar , так что некоммутативная геометрия становится настоящей моделью квантовой геометрии⁵⁹.

Отдельно от ее собственного внутреннего изучения, некоммутативная геометрия оказала влияние на теорию струн, так как существуют классы струнных фонов, которые включают некоммутативные ($\hbar = 0$) геометрии в структуру. В таких приложениях некоммутативные многообразия иногда характеризуют тем, что говорят, что координаты имеют некоммутативную алгебру. Это полезно, но надо заметить, что это до некоторой степени противоречит духу оригинального предложения Коннеса, которое было сформулировано в свободном от координат языке, в терминах общей (диффеоморфной) инвариантности.

Квантовая геометрия, открытая в петлевой квантовой гравитации, также (слегка) некоммутативна, так как операторы, которые измеряют площади и объемы областей пространственного многообразия, строго говоря, не коммутируют, хотя отсутствие коммутативности очевидно только при их действии на маленьком множестве состояний [123].

7.6 Модели, вдохновленные физикой конденсированного состояния

Недавно несколько физиков конденсированного состояния предложили моделировать квантовое пространство-время в терминах обычных квантовых статистических систем, таких, как ферми-жидкость [206, 207, 208]. Идея состоит в том, что, хотя такие системы даже определены по отношению к фиксированной метрике, и, вообще говоря, даже формулируются как нерелятивистские системы, существуют фазы, в которых спектр низкоэнергетических возбуждений напоминает спектр безмассовых частиц в пространстве-времени Минковского. В некоторых случаях возбуждения различных спинов имеют одинаковые скорости распространения, так что низкоэнергетическая физика может быть описана в некотором приближении в терминах релятивистской теории поля. Следовательно, предполагается, что, возможно, экспериментальный успех специальной относительности связан с тем, что вселенная находится в такой низкотемпературной фазе системы, которая на фундаментальном уровне нерелятивистская. Далее, постулируется, что ОТО может в некотором приближении быть проявлением зависимости наблюдаемой “скорости света” в этих системах от таких параметров, как плотность и

⁵⁹Но см. [202] о недавней no-go теореме в определенных подходах к некоммутативной геометрии как квантовой геометрии.

температура.

!!

Нет нужды говорить, что эта программа делает вызов базовым предположениям и специальной и общей теории относительности. Для того, чтобы быть успешной, она должна продемонстрировать, что возбуждения системы, являющейся нерелятивистской конденсированной средой, могут быть описаны в терминах релятивистских полей. Надо объяснить появление при низких энергиях калибровочных симметрий и общей ковариантности. Более того, такая программа очень уязвима для фальсификации, так как она скорее всего предсказывает модификации соотношения энергии-импульса в контексте выделенной системы отсчета сценария А, обсуждавшегося выше. Как там говорилось, уже имеются очень сильные ограничения на такие теории.

В то же время, такие исследования могут быть полезны, так как они могут пролить некоторый свет на то, как квантовые критические явления могут играть роль в появлении классического пространства-времени и квантовых полей в низкоэнергетическом пределе модели спиновой пены.

7.7 Индуцированная гравитация и модели эффективной теории поля

Некоторое время назад Сахаров предположил, что фундаментальная теория может иметь только поля материи на классическом фоне, так что полное эйнштейновское действие может появиться как квантовая поправка к эффективному действию [218]. Эта идея с тех пор эксплуатируется время от времени [219], и недавно была использована для изучения энтропии черных дыр [221]. Если использовать это как предложение для фундаментальной теории, то оно означает, что гравитационное поле само по себе не является объектом квантования. Это означает, что фундаментальная теория имеет смешанную форму, в которой фон с классической метрикой соединяется с квантовыми полями материи. Аргументировалось, что эта идея несостоятельна на том основании, что ведет и к проблемам с интерпретацией и к нестабильностям, так как полное квантовое эффективное действие содержит члены с квадратом кривизны, которые содержат нестабильные моды.

Альтернативно, можно рассматривать это предложение с позиций эффективной теории поля, как приближение к некоторой полной квантовой теории гравитации с обрезанием ниже, чем это предписывается планковской энергией. Это полезная вещь, которой можно заняться, и, оказывается, что в этих рамках можно изучать определенные квантовые поправки к гравитационным силам [220].

7.8 Асимптотическая безопасность

Вильсоном [222] и Паризи [223] давным-давно предполагалось, что пертурбативно неперенормируемые квантовые теории поля могут быть, тем не менее, хорошо определены, если их ренорм-группа имеет нетривиальную ультрафиолетовую фиксированную точку, при некотором исчезающем значении связей. Эта идея была применена к кванто-

вой гравитации Вайнбергом, который назвал ее асимптотической безопасностью [224]. Некоторые свидетельства о нетривиальной УФ фиксированной точке были получены в $2 + \epsilon$ -разложении [225] и в разложении для больших N [226]. Однако оказалось, что найденная фиксированная точка включает члены, квадратичные по кривизне, и, следовательно, несет в себе опасность нестабильностей и нарушений пертурбативной унитарности, поэтому идея была надолго оставлена. Недавно она была вновь оживлена в [227].

8 Насколько хорошо теории отвечают на вопросы?

“A proof is a proof. What kind of a proof? It’s a proof. A proof is a proof. And when you have a good proof, it’s because it’s proven.”⁶⁰

!!!

Жан Кретъен, Премьер-министр Канады.

Теперь просуммируем, насколько хорошо теории отвечают на вопросы [квантовой гравитации]. Статус каждого из 24 вопросов, которые мы задали, в теории струн и петлевой квантовой теории гравитации суммирован в таблице 1. (Другие программы отвечают каждая на один или немного вопросов, но до сих пор не отвечают на столько вопросов, как теория струн и петлевая квантовая гравитация).

Рассмотрим теперь вопросы по очереди, начиная с вопросов о квантовой гравитации.

8.1 Вопросы квантовой гравитации

Петлевая квантовая гравитация дает положительный и специфический ответ на каждый из десяти первых вопросов, касающихся квантовой гравитации. В частности, для случая ненулевого Λ на каждый вопрос имеется положительный ответ, включая существование хорошего низкоэнергетического предела. И, таким образом, оказывается, что для существования хорошей квантовой теории гравитации не требуется модификации ни принципов ОТО, ни квантовой теории.

В отношении второго и третьего вопросов можно сказать, что дается полная физическая картина квантовой геометрии, которая отличается от классической геометрии пространства-времени поразительным и специфическим образом.

В отношении четвертого вопроса, существует микроскопическое описание горизонта черной дыры, которое воспроизводит и объясняет энтропию Бекенштейна в терминах обычной процедуры усреднения микросостояний, в данном случае микросостояний степеней свободы горизонта. Более того, вычисления ведут к выводу спектра Хокинга с вычислимыми поправками.

Нет проблем с положительной космологической постоянной, фактически это есть наилучший случай для теории, так как здесь мы имеем одновременно микроскопическое

⁶⁰Непереводимая игра слов. Буквальный перевод на русский вряд ли возможен. Несколько напоминает по стилю известные афоризмы Черномырдина. (Прим. перев.)

Таблица 1: Обзор результатов. А=проблема решена. В=частичные результаты, или решена в некоторых случаях, открыта в других. С=в состоянии решения с использованием известных методов. ?= требует изобретение новых, еще неизвестных методов. -=ничего нельзя сказать о решении.

Вопрос	Теория Струн	Петлевая Квантовая Гравитация
Квантовая гравитация		
1. ОТО и КМ требуют модификации?	А	А
2. Описывает природу на всех масштабах?	В	А
3. Описывает квантовую геометрию?	В	А
4. Объяснена температура и энтропия ЧД?	В	А
5. Допускает $\Lambda > 0$?	?	А
6. Разрешает сингулярности ОТО?	В	В
7. Независима от фона?	?	А
8. Предсказания проверяемы сейчас?	?	В
9. ОТО как низкоэнергетический предел?	А	В
10. Лоренцева инвариантность выполняется или нарушена?	А	В
11. Описывает рассеяние гравитонов?	В	С
Космология		
1. Объясняет начальные условия?	?	С
2. Объясняет инфляцию?	С	С
3. Было ли время до большого взрыва?	?	А
4. Объясняет темную материю и энергию?	?	?
5. Дает траспланковские предсказания?	С	С
Объединение сил		
1. Объединяет все взаимодействия?	А	-
2. Объясняет $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и поколения фермионов?	?	-
3. Объясняет иерархию масштабов?	?	-
4. Объясняет значения параметров стандартной модели?	?	-
5. Единственность согласованной теории?	?	-
6. Уникальные предсказания для решающих экспериментов?	?	В
Вопросы оснований		
1. Решает проблему времени в квантовой космологии?	?	С
2. Решает загадки квантовой космологии?	?	С
3. Решает загадку информации ЧД?	С	С

и полуклассическое описание в терминах единственного точного решения квантовых связей. Более того, понята температура и энтропия пространства-времени да Ситтера.

Недавние результаты показывают, что исчезают космологические сингулярности. Пока не получены результаты, касающиеся сингулярностей черных дыр.

Теория полностью независима от фона.

Имеются указания, что имеются модификации в реализации глобальной лоренцевой инвариантности на планковском масштабе, ведущие к предсказанию физических эффектов, которые могут наблюдаться сейчас и определенно будут проверяемы в ближайшем будущем.

По отношению к вопросу 11 ситуация неудовлетворительная, так как в петлевой квантовой гравитации еще не проведено вычислений рассеяния гравитонов за классическим приближением. Можно надеяться, что прогресс скоро будет достигнут, по крайней мере в случае ненулевой космологической постоянной.

Таким образом, мы можем заключить, что к настоящему времени петлевая квантовая гравитация дает ответы на первые десять вопросов, касающихся квантовой гравитации. В то время как 11-й вопрос остается нерешенным, в настоящее время проводится работа, которая дает реальный шанс решить и его.

Теперь мы рассмотрим, насколько хорошо теория струн отвечает на вопросы квантовой гравитации.

Теория струн предлагает возможный ответ на первый вопрос, о том, как объединяются гравитация и квантовая теория, который не требует, чтобы принципы ОТО и квантовой теории были точно совместимы. Есть также указания, что она может дать решение вопроса 11 в форме теории возмущений суперструн, в том случае, если будет показано, что теория возмущений конечна и недвусмысленна во всех порядках разложения. Эти ответы являются большим достижением теории.

В некоторых ограниченных случаях теория струн дает ответ на вопрос 2. Это BPS-состояния, в которых существование преобразований T или S -дуальности допускает, что квантовая геометрия для масштабов меньше струнного описывается в дуальной теории в терминах масштабов больше струнного масштаба. В некоторых случаях не видно отклонений от классической картины, в которой пространство непрерывно и гладко. В других случаях получается, что классическая картина геометрии пространства-времени заменяется на некоммутативную, но все еще классическую (в смысле $\hbar \rightarrow 0$) геометрию пространства-времени.

Неизвестно, распространяются ли эти результаты на все состояния и решения теории струн за ограниченным множеством BPS-состояний, где можно явно выполнить вычисления и реализовать преобразования дуальности.

По отношению к вопросу 4, имеются впечатляющие результаты для случая систем с теми же квантовыми числами, как у экстремальных и близких к экстремальным черных дыр. Эти результаты распространяются на вычисление фактора серого тела, в точном соответствии с полуклассическими результатами. Это наводит на мысль, но не доказывает, что теория струн может в будущем дать детальное микроскопическое описание квантовых черных дыр. Сейчас неизвестно, обобщаются ли эти результаты на все чер-

ные дыры. Если нет, то возможно, что эти результаты случайны в том смысле, что к ним привела алгебра суперсимметрии, которая, в случае BPS или около-BPS состояний сильно ограничивает спектр и вырождения гамильтониана.

Теория струн до сих пор не включила пространство деСиттера в качестве согласованного фона, и поэтому имеет проблемы с положительной космологической постоянной.

Имеются результаты, которые показывают, что теорией струн могут быть удалены различные виды сингулярностей классической ОТО. Они однако, до сих пор не включают космологические сингулярности и сингулярности черных дыр.

Теория струн не является независимой от фона, и как таковая не предлагает ничего нового в отношении вопроса номер 9.⁶¹

Наконец, теория струн дает теорию рассеяния гравитонов, про которую известно, что она однозначна и конечна до второго порядка теории возмущений.

8.2 Космологические вопросы

Затем мы подходим к космологическим вопросам.

Недавние результаты в петлевой квантовой гравитации обещают ответ на первые три вопроса. В частности, есть результаты, которые показывают, что космологические сингулярности исчезают и эволюция квантовой вселенной продолжается во времени через сингулярности вселенной Фридмана-Робертсона-Уокера [118]. Вычисления, касающиеся транспланковских эффектов, находятся в состоянии развития. Но петлевая квантовая гравитация ничего не говорит о темной материи и энергии.

Теория струн до сих пор могла сказать мало определенного о космологических вопросах. Имеется ряд развивающихся идей и моделей, имеющих отношение к этим вопросам, использующих высшие размерности или идею, что вселенная живет на бране в многообразии более высокой размерности. Некоторые из этих идей тесно связаны с теорией струн, другие нет. Пока неясно, ведут ли эти направления к экспериментальной проверке теории струн, но такая возможность существует. Совсем недавно было положено начало попыткам вычислить транспланковские эффекты, используя теорию струн.

⁶¹Немногие попытки построить истинно независимую от фона формулировку теории струн были, по моему мнению, перспективными, но до сих пор не вызвали сильного интереса. Кроме предложения в [176, 177], есть некоторые другие подходы, например, подход, основанный на 11-мерной теории Черна-Симона [183]. Будучи интересным, это предложение встречается с серьезной трудностью, заключающейся в том, что 11-мерная теория Черна-Симона имеет много локальных степеней свободы, динамику и каноническую структуру которых очень мудрено распутать [184, 185, 27].

8.3 Вопросы, касающиеся объединения

Петлевая квантовая гравитация пока ничего не говорит о вопросах унификации. В то время, как имеются некоторые спекуляции в этом направлении⁶², и некоторая работа над независимыми от фона подходами к теории струн, ни один из них не привел к определенному прогрессу в рассматриваемом вопросе. Однако, как упоминалось, оказывается, что петлевая квантовая гравитация дает предсказания для экспериментов, которые проверяют лоренц-инвариантность при высоких энергиях⁶³

Теория струн была изобретена, чтобы стать объединенной теорией всех взаимодействий, и ее главная сила остается в том, что она дает красивое и, во многом, убедительное решение первого вопроса. Это большой успех, такие теории не растут на деревьях.

В определенном смысле она решает задачу унификации, так как существует бесконечное число зависимых от фона теорий струн, каждая из которых дает согласованное пертурбативное объединение калибровочных теорий с гравитацией, связанной с разнообразными полями материи, включая фермионы, по крайней мере в двух порядках теории возмущений

!!!

Будучи такой, теория струн до сих пор не дает ответов на другие вопросы, касающиеся объединения. До сих пор неизвестен стабильный струнный фон, который предсказывал бы все наблюдаемые особенности феноменологии физики частиц, или решал какой-нибудь из открытых вопросов стандартной модели физики частиц. Теория струн до сих пор сделала три ясных предсказания: 1) где-то на масштабах между ТэВ-ными энергиями и планковской шкалой должна быть найдена суперсимметрия, 2) на некоторых масштабах должны быть обнаружены свидетельства дополнительных размерностей, 3) должна сохраняться точная лоренц-инвариантность.

Все эти три предсказания являются объектами текущих экспериментальных программ. Следует заметить, что суперсимметрия и свидетельства дополнительных размерностей или степеней свободы не обязаны проявиться в экспериментах ближайшего будущего, так как единственное абсолютное предсказание заключается в том, что они должны быть открыты где-то ниже планковских масштабов. Также открытие суперсимметрии на ТэВ-ных масштабах не будет доказательством верности теории струн, так как существуют обычные суперсимметричные теории поля, являющиеся расширением стандартной модели. Кроме того, открытие суперсимметрии не будет исключать петлевую квантовую гравитацию, так как основные результаты петлевой квантовой гравитации могут быть обобщены до супергравитации, по крайней мере для случая $N = 2$.

Таким образом, очевидно, что современные и будущие проверки существования поправок планковской шкалы для соотношения энергии-импульса предлагает наилучший путь и для фальсификации теории струн, и для экспериментального выбора между теорией струн и петлевой квантовой гравитацией.

⁶² Два предложения по объединению внутри петлевой квантовой гравитации описаны в [211] и [212] показывая, что эта возможность достойна дальнейшего исследования.

⁶³ Здесь не совсем ясно, в связи с чем упомянута лоренц-инвариантность, так как она не имеет прямого отношения к проблеме унификации. (Прим. перев.)

Далее, в виду существования бесчисленного множества фонов теории струн, в отсутствие полной непертурбативной формулировки теории струн, складывается такое впечатление, что на горизонте не видно никакого пути сильно подтвердить уникальные предсказания теории струн как оппозиции предсказаниям суперсимметричным теориям великого объединения. Например, со всеми известными результатами совместима возможность, что если существует какой-нибудь фон теории струн, согласующийся со всеми известными экспериментами, то существует и большое или, возможно, бесконечное число таких моделей, которые будут давать различные предсказания для ТЭВ-ных или более высоких энергий. В этом случае теория струн опять не имеет предсказательной силы, кроме общего предсказания, что лоренц-инвариантность должна линейно реализовываться на всех масштабах.

Наконец, следует подчеркнуть, что до сих пор ни теория струн, ни петлевая квантовая гравитация не смогли предложить много нового для решения вопросов об иерархии масштабов. Они обе совместимы с различными механизмами, предложенными для решения проблем калибровочной иерархии в теориях великого объединения, так как существуют версии каждой теории, которые включают основные особенности (возможно, суперсимметричных) теорий великого объединения. Обе теории оказываются совместимыми с известными теоретико-полевыми механизмами спонтанного нарушения суперсимметрии. Ни одна из теорий до сих пор не имеет ничего для объяснения малости космологической постоянной, хотя, по крайней мере петлевая квантовая гравитация, не имеет проблем с явно наблюдаемым фактом, что знак космологической постоянной положителен.

8.4 Фундаментальные вопросы

Остаются два последних вопроса, касающихся проблемы времени и проблемы квантовой теории в замкнутой вселенной. Так как петлевая квантовая гравитация дает точно определенный пример квантовой теории гравитации и космологии, эти проблемы могут теперь исследоваться с ранее недостижимой точностью. Результат, обобщающий большое количество работ, состоит в том, что большинство из предложенных до сих пор решений проблемы времени в квантовой космологии могут быть детально сформулированы и проверены в контексте петлевой квантовой гравитации. Сейчас идет оживленная дискуссия, касающаяся этой проблемы, поэтому я не буду здесь стараться предсказать ее исход, за исключением того, что скажу, что, видимо, нет причин думать, что проблема в принципе не сложнее чем в полностью классической теории с космологическими граничными условиями. То есть, при склонности к строгому обсуждению физических, калибровочно-инвариантных наблюдаемых, и аккуратно отвечать только на физические вопросы, различные понятия времени, которые оказались полезными в классической теории, могут быть построены и представлены и в квантовой теории. !!!

По отношению к вопросу формулировки теории измерений для квантовой космологии, когда наблюдатель является частью вселенной, получается в основном та же ситуация. Различные возможные решения, которые предлагались, могут быть точно

представлены в гильбертовом пространстве решений гамильтоновых связей петлевой квантовой гравитации.

Хотя это пока и является областью оживленной дискуссии, но можно заметить, что теоретиками, работающими в петлевой квантовой гравитации, был сформулирован новый способ решения проблемы теории измерений в квантовой космологии [69, 180, 179, 181, 182]. Он называется *реляционной квантовой космологией*, базовые идеи которой сформулировали Крейн, Ровелли и Маркопуло. Математическая структура обобщения квантовой теории, которая оказывается совместимой с их идеями, была предложена Баттерфилдом и Исхамом [182].

Основные идеи реляционной квантовой космологии описаны в приложении.

И, наконец, последний по порядку, но не по важности вопрос — это загадка информации в черных дырах. В то время, как можно сказать, что пока ни в теории струн, ни в петлевой квантовой гравитации нет результатов, которые *per se* решают эту проблему, обе исследовательские программы декларируют, как они могли бы ее решить. *Если сильная гипотеза Малдасены верна*, то, по крайней мере в асимптотически-*AdS* случае, можно показать, что потеря информации может отсутствовать, так как что бы ни происходило в объеме, это может быть представлено унитарной эволюцией в дуальной калибровочной теории, которая является обычной квантовой теорией поля в плоском пространстве-времени. В то время как это утверждение делалось многими авторами, необходимо подчеркнуть, что, как мы видели выше, доказательствами много лучше пока поддержана более слабая конформная индукция, чем сильная гипотеза Малдасены. Если имеет место только конформная индукция, то потеря информации при испарении объема черной дыры может иметь место без противоречия соответствию между ограниченным множеством наблюдаемых на границе объемной теории и наблюдаемых граничной теории.

В частности, одно возможное разрешение загадки информации черных дыр всегда заключалось в том, что сингулярности черных дыр способны создавать новые вселенные, которые расширяются в причинное будущее всех точек горизонта черной дыры [65]. В этом случае из причинной структуры пространства-времени следует, что существует непрерывная потеря информации с точки зрения внешнего наблюдателя, так как информация доступна только наблюдателю, который падает в черную дыру и проходит через сингулярность. Если будет дано настоящее доказательство гипотезы Малдасены, то это может означать, что этот сценарий не реализуется, по крайней мере для асимптотически-*AdS* черных дыр. Однако, существующие результаты определенно не исключают его.

Такое решение совершенно не вызывает проблем с точки зрения реляционной квантовой теории, так как она требует только локального сохранения информации. Как описано в [92], это естественно реализуется ослаблением требования глобальной унитарности до локального условия, которое состоит в том, что эволюция описывается вполне положительными отображениями. С точки зрения реляционной квантовой теории общая ситуация такова, что причинная структура, вообще говоря, ограничивает физического наблюдателя внутри вселенной возможностью доступа к информации

лишь меньшей, чем это необходимо для восстановления чистого состояния вселенной. Проблема потери информации при испарении черной дыры, следовательно, есть просто один пример более общей ситуации. Эта ситуация разрешается переформулировкой квантовой теории полностью в терминах матриц плотности, представляющих частичную информацию, доступную истинному, физическому, локальному наблюдателю, находящемуся в пространстве-времени.

9 Выводы

Первое, что надо сказать, это то, что если мы сравним, что мы знаем о квантовой гравитации сейчас с тем, что мы знали двадцать лет назад, то ясно, что имел место колоссальный прогресс. Это произошло благодаря огромным усилиям большого числа людей, которые решили посвятить свое время и, во многих случаях, карьеру занятию этим очень рискованным предприятием, в то время, как они могли бы достигнуть успеха более быстрым способом где-нибудь в другом месте. Невозможно смотреть на список результатов в этих и других подходах к квантовой гравитации в течение последних двадцати лет и не чувствовать благоговения перед огромным талантом, интеллектом и тяжелой работой этих людей.

Во-вторых, и теория струн, и петлевая квантовая теория гравитации очень динамичны как исследовательские программы со значительными шансами открытия новых законов природы. Каждая достигла много больше, чем дальновидные эксперты могли бы предполагать при заключении пари двадцать лет назад. Определенно, в квантовой гравитации был достигнут бóльший прогресс, чем я ожидал увидеть в течении своей жизни. Поэтому ясно, что надо продолжать энергично заниматься и петлевой квантовой гравитацией и теорией струн. Каждая заслуживает существенной поддержки со стороны физического и академического сообщества.

То же самое можно сказать по отношению к некоторым из других подходов к квантовой гравитации. Например, недавние успехи в моделях лоренцевой динамической триангуляции дают первые надежные результаты о ряде ключевых проблем квантовой гравитации, таких, как роль евклидизации и проблема конформной моды. Не будет ничего удивительного, если другие подходы к квантовой гравитации, такие, как некоммутативная геометрия, теория твисторов или причинные множества сыграют ключевую роль в окончательной теории квантовой гравитации.

В то же время, мое собственное заключение после опыта в написании этого обзора таково, что разные теории находятся в очень различном положении. Чтобы объяснить это впечатление, я бы хотел предложить список того, что нужно сделать в каждом случае, чтобы завершить теоретическую программу и подвести каждую теорию к точке, в которой ее можно будет сравнивать с реальными, выполнимыми экспериментами. Любой такой список требует определенной доли спекуляции и догадки, и я уверен, что разные люди, если их попросят, дадут разные списки. Но, тем не менее, интересно, что остается сделать в каждом случае.

9.1 Что остается сделать в петлевой квантовой гравитации?

1. Для общего случая Λ развить метод когерентных состояний для получения условий, при которых петлевая квантовая гравитация имеет согласованный низкоэнергетический предел, развить теорию возмущений около него и проверить, является ли она согласованной во всех порядках.
2. Для случая $\Lambda \neq 0$ развить теорию возмущений около состояния Кодама и проверить, является ли она согласованной, порядок за порядком.
Для общего случая Λ продолжить развитие методов ренорм-группы в контексте спиновой пены для того, чтобы найти, какие теории петлевой квантовой гравитации имеют хорошие низкоэнергетические пределы.
3. Развить в петлевой квантовой гравитации метод предсказания транспланковских эффектов в космологии и, когда они станут доступны для проверки, сравнить с прецизионными измерениями спектра космологического микроволнового фона.
4. Уточнить существующие вычисления, которые предсказывают модифицированное соотношение между энергией и импульсом для того, чтобы определить, дает ли теория однозначные предсказания для параметров $\alpha, \beta \dots$ в модифицированном соотношении энергии и импульса (2) для различных типов частиц. Решить вопрос, реализуется ли лоренц-инвариантность точно, нарушена, или реализуется нелинейно в низкоэнергетическом пределе петлевой квантовой гравитации.
5. Развить динамическую формулировку для пространства-времени с горизонтом для того, чтобы понять динамически связь между дискретностью площади и квазинормальными модами спектра, открытого Дрейером (Dreyer).
6. Разработать детали версии голографического принципа в контексте реляционной космологии, используя тот факт, что граница Бекенштейна естественным образом реализуется в топологических теориях поля со связями.

9.2 Что остается сделать в теории струн?

1. Решить проблему существования, единственности и согласованности теории возмущений суперструн в порядках разложения выше второго.
2. Продемонстрировать существование хотя бы одной пертурбативной теории струн, совместимой со всеми свойствами нашей вселенной, включая полностью нарушенную суперсимметрию, положительную космологическую постоянную и отсутствие безмассовых или легких фундаментальных скалярных полей.
3. Определить, является ли эта теория, если существует, единственной, и, если это так, может ли она дать предсказания для экспериментов недалекого будущего.

4. В связи с предшествующим, понять, как и почему суперсимметрия, если вообще существует, является спонтанно нарушенной.
5. Определить, является ли гипотеза S -дуальности истинной или ложной.
6. Определить, является ли гипотеза Малдасены истинной или ложной.
7. Найти независимую от фона формулировку теории струн или M -теории. Найти классические решения этой теории и показать, что различные пертурбативные теории струн возникают как разложения около них.
8. Сформулировать принцип, который выбирает единственную пертурбативную теорию струн, которая может быть нашей вселенной. Объяснить, почему этот принцип выбирает вселенную со всеми свойствами нашей, включая размерность $3 + 1$ обычных, больших измерений, нарушенную суперсимметрию, отсутствие безмассовых скаляров, и низкоэнергетическая феноменология которой дается стандартной моделью.
9. Сопроводить это вычислениями параметров стандартной модели физики частиц и, возможно, космологии.
10. Дать однозначные предсказания явлений за пределами предсказаний стандартной модели, но доступных в современных экспериментах или экспериментах недалекого будущего.
11. Полностью разработать некоторую версию голографического принципа в теории струн, либо доказав гипотезу Малдасены, либо найдя альтернативную формулировку. Показать, что он приложим также к космологическому пространству-времени с горизонтами.
12. Найти методы изучения пространства-времени черных дыр в теории струн в общем случае.
13. Развить подход к космологическим сингулярностям в теории струн. Затем развить метод получения предсказаний для трансплаковских эффектов и сравнить их с будущими наблюдениями космологического микроволнового фона.
14. Наконец, дать простой набор постулатов для теории струн, из которого можно было бы вывести все результаты, имеющие отношение к описанию природы.

Различные люди могут предложить различные пункты для такого списка. Что касается меня, то мне представляется, что имеется ясное различие двух исследовательских программ.

Возможно, это происходит из-за того, что, фактически, теория струн — программа много более амбициозная, чем петлевая квантовая гравитация. Теорию струн, возможно, лучше понимать как исследовательскую программу, нацеленную на поиск новых

постулатов фундаментальной физики, в то время как петлевая квантовая гравитация основана на комбинации относительно хорошо понятных принципов квантовой теории и ОТО. В результате петлевая квантовая гравитация, хотя, возможно, менее амбициозна, но из-за этого оказывается существенно ближе к завершению. После длительного периода развития, в течение которого накапливались результаты, утверждения, которые могут быть сделаны о петлевой квантовой гравитации, постоянно усиливаются. Сейчас теория понятна в достаточной степени, чтобы можно было сформулировать программу доведения ее до завершения и экспериментальной проверки в течение нескольких следующих лет, используя только известные идеи и методы.

То, что остается сделать с теоретической стороны, требует, главным образом, применения стандартных методов, таких как теория возмущений и техника ренорм-группы, к хорошо определенным теориям. Что касается космологии, здесь имеется развивающаяся исследовательская программа, использующая стандартные методы, которая, видимо, даст предсказания для транспланковских явлений, которые могут быть проверены. Для $\Lambda \neq 0$ есть хорошие указания, что могут быть решены сложные проблемы с демонстрацией того, что ОТО является низкоэнергетическим пределом, и развивается теория возмущений. Даже для случая $\Lambda = 0$, когда состояния Кодама не гарантируют существование хорошего низкоэнергетического предела, развивается техника, хотя и достаточно вызывающая с вычислительной стороны, но которая должна обеспечивать всё возрастающий контроль над низкоэнергетическим пределом.

Тем не менее, должен быть определен набор экспериментов, которые могут сделать теорию проверяемой, а вычисления должны давать возможно более четкие предсказания для них. Это требует применения только стандартных методов теоретической физики.

Новые принципы не требуются, так как петлевая квантовая гравитация I использует в качестве постулатов только принципы ОТО и квантовой теории, и это имеет большое преимущество, так как они хорошо подтверждены экспериментально. Результаты говорят нам, что когда проблемам включения калибровочной инвариантности ОТО в квантовую теорию поля уделяется должное внимание, то нет препятствия для совместного использования этих двух надежно установленных наборов принципов. То, что остается [сделать], может быть не более чем простой выработкой следствий для эксперимента.

Петлевая квантовая гравитация I может быть опровергнута. Например, предсказания квантовой ОТО могут оказаться противоречащими эксперименту. Хорошая новость заключается в том, что это может произойти в течение следующих десяти лет. Даже если это произойдет, петлевая квантовая гравитация II предлагает концептуальные и математические рамки для более широкого класса квантовых теорий пространства и времени. Это, следовательно, не есть специальная теория; она, скорее, аналогична решеточной калибровочной теории, которая является общей техникой исследования теорий с определенными видами симметрий, в данном случае — общековариантных. Можно даже сказать, что петлевая квантовая гравитация II предлагает рамки для амбициозной мотивации теории струн без препятствий со стороны зависимости от фона и основанной на полном и точном объединении квантовой теории с основным принципом, согласно

которому пространство и время полностью динамические и не зависят от фона. Но даже петлевая квантовая гравитация II может дать предсказания, которые окажутся в противоречии с экспериментами, которые будут проведены в следующем десятилетии.

В сравнении с этим ситуация с теорией струн много менее ясна, по крайней для ближайшего будущего. Одна из проблем состоит в том, что несколько шагов в списке остаются неразрешенными после многих попыток в течение многих лет. Следовательно возможно, что они требуют открытия новых, пока неизвестных, принципов или, вполне возможно, существенных математических и технических инноваций. Так как то, что требуется, существенно выходит за пределы того, что известно, то кажется трудным предсказать когда, или каким путем, теория струн сможет сделать шаги, необходимые для превращения в завершенную физическую теорию.

Тем не менее, прогресс продолжается. Один из вопросов, к которому имеются новые подходы, если не решение, это вопрос номер два — поиск струнной теории возмущений, которая не исключается как реалистичная некоторыми наблюдаемыми свойствами мира⁶⁴. Возможно, что решение может быть получено путем продолжения создания моделей существующими методами. В то же время, в соответствии с современными результатами, можно предполагать, как это делает Бэнкс [186], что не существует согласованных струнных теорий возмущения, которые допускают наблюдаемую положительную космологическую постоянную, или имеют полностью нарушенную суперсимметрию без безмассовых скалярных полей. По меньшей мере, кажется возможным, что теории струн с такими характеристиками, если они вообще существуют, могут потребовать введения новых методов.

В качестве индикатора этой ситуации интересно отметить, что недавно несколько струнных теоретиков обратились к антропному принципу для того, чтобы разрешить проблему связи теории с наблюдениями. Недавно Сусскинд [197] и другие предположили, что существует огромное число согласованных не-суперсимметричных струнных вакуумов (хотя пока ни один стабильный не-суперсимметричный вакуум не был найден), и что не существует механизма выбора одного привилегированного, за исключением антропного принципа⁶⁵. Это означает полное изменение перспективы по сравнению с утверждением, что теория струн в конце концов ведет к однозначному восстановлению физики стандартной модели и проверяемым предсказаниям для наблюдений за пределами стандартной модели. Это еще один показатель, что теория струн находится в

⁶⁴Совсем недавно были высказаны предложения для струнного вакуума, который имеет положительную космологическую постоянную и нарушает суперсимметрию [195]. Все эти теории нестабильны и, как показано, должны распадаться. Есть указания, что некоторые из этих теорий могут иметь времена распада большие по сравнению с существующей хаббловской шкалой времени, но пока неясно, все ли каналы распада поняты. [Эти теории сейчас стали достаточно широко известны под именем ККТЛ (Прим. перев.)]

⁶⁵Для детального обсуждения, какие в точности типы “антропного обоснования” ведут и не ведут к теориям, которые удовлетворяют основному критерию научной теории — быть фальсифицируемой, см. [65]. Как там детально объясняется, большинство версий антропного принципа не фальсифицируемы. Примером действительно фальсифицируемой теории (которая случайно до сих пор пережила попытки фальсифицировать ее) является космологический естественный отбор, также описанный в [65].

поиске новых принципов.

Эти различия определенно связаны с тем фактом, что обе программы имеют очень разные амбиции. Теория струн начиналась как поиск предполагаемой единой теории, которая должна объяснить всю природу. Несмотря на то, что на фоновом уровне теория струн далека от единственности, в большой степени это все еще остается главной мотивацией программы. Для того, чтобы реализовать эти надежды, теория струн опирается на несколько математических предположений, которые остаются недоказанными, несмотря на интенсивные усилия, и несколько физических гипотез, которые могут оказаться истинными или ложными. В то время, как идея дуальности, согласно которой калибровочные и другие степени свободы могут быть описаны в терминах струноподобных возбуждений, привлекательна, цена реализации ее как фундаментальной, но не эффективной теории, оказывается высокой. Дополнительные размерности либо существуют, либо нет, и суперсимметрия либо является частью законов природы, либо нет. В конце концов только эксперимент может это сказать, но, оказывается, нет близких к реализации экспериментальных программ, которые могли бы фальсифицировать эти гипотезы. Что так расстраивает в теории струн, так это то, что она легко может быть неверной целиком или частично, но существует очень немного реалистичных путей обнаружить это. Единственная возможность, которая мне известна для ее фальсификации с помощью реализуемых в недалеком будущем экспериментов, это проверка лоренц-инвариантности при высоких энергиях.

С другой стороны, петлевая квантовая гравитация использует много менее радикальные предположения, и, вместо этого, исследует вопрос, *как* полностью согласовать основные физические идеи и принципы, на которых основаны относительность и квантовая теория. В то время, как все еще не завершена, петлевая квантовая гравитация явно достигает успеха, частично решая эту проблему и давая в качестве результата несколько новых физических предсказаний, и это единственная исследовательская программа, которая это делает. Теория струн до сих пор в основном игнорировала проблемы, исследуемые петлевой квантовой гравитацией, и в значительной степени ей решенные.

Если теория струн верна, то рано или поздно ей придется заняться проблемой, как построить полностью независимую от фона квантовую теорию пространства и времени. Тогда она начнет исследовать проблемы, в которых петлевая квантовая гравитация уже прошла большой путь по направлению к решению.

С точки зрения петлевой квантовой гравитации II, суперсимметрия и высшие размерности легко могут быть включены в теорию, и есть веские причины надеяться, что струны могут появиться как эффективное описание ниже планковских масштабов [энергии] [175]. Следовательно, с точки зрения петлевой квантовой гравитации, если эксперимент показывает, что мир суперсимметричен или имеет высшие размерности, нет препятствий в описании его в независимых от фона терминах. Поэтому остается возможность, что в конце концов теория струн и петлевая квантовая гравитация сойдутся вместе, так как методы и результаты петлевой квантовой гравитации окажутся необходимыми для решения проблемы создания независимой от фона формы теории

струн.

Самый важный вывод этого обзора состоит в том, что теперь существует реальный шанс, что эксперимент в течение следующих десяти лет сможет различить между предсказаниями разных квантовых теорий гравитации, включая теорию струн и петлевую квантовую гравитацию. Отсюда следует, что основным приоритетом теории должно быть предложение экспериментов, подводя теории к состоянию, в котором они дают ясные предсказания, которые могут позволить их фальсифицировать.

БЛАГОДАРНОСТИ

Этот обзор был начат как эссе, предназначенное в [сборник], посвященный Джону Уиллеру, и, хотя он не был закончен в срок, я бы хотел поблагодарить редакторов сборника и фонд Темплтона за приглашение написать его. Я также благодарен многим людям за обсуждение и корреспонденцию в течение нескольких последних лет, которые были полезны в его подготовке. Они включают Giovanni Amelino Camelia, Tom Banks, John Brodie, Shyamolie Chaudhuri, Michael Douglas, Willy Fischler, Michael Green, Brian Greene, David Gross, Murat Gunyadin, Gary Horowitz, Chris Hull, Chris Isham, Clifford Johnson, Renata Kallosh, Jurek Kowalski-Glikman, Frederic Leblond, Juan Maldacena, David Mateos, Djorge Minic, Rob Myers, Herman Nicolai, Amanda Peet, Joe Polchinski, Lisa Randall, Konstatin Saviddy, Steve Shenker, Kelle Stelle, Andy Strominger, Raman Sundrum, Lenny Susskind, Thomas Thiemann, Arkady Tseytlin и Edward Witten. Я особенно благодарен Eric D’Howker, Clifford Johnson, Gordy Kane, Juan Maldacena, Rob Myers, John Schwarz, и Arkady Tseytlin за время, потраченное на ответы на вопросы, возникшие при написании этого обзора, Seth Major за очень полезные комментарии к тексту и Fotini Markopoulou за очень полезные критические советы. Я также должен поблагодарить тех, кто все это время были моими коллегами, которые научили меня большей части того, что я знаю о квантовой гравитации — Stephon Alexander, Matthias Arnsdorf, Abhay Ashtekar, Roumen Borissov, Louis Crane, John Dell, Ted Jacobson, Laurent Friedel, Yi Ling, Seth Major, Joao Magueijo, Fotini Markopoulou, Carlo Rovelli и Chopin Soo. Я благодарен также NSF и фонду Phillips за их очень великодушную поддержку, которая сделала возможной мою работу. Наконец, я бы хотел поблагодарить моих друзей и коллег по Perimeter Institute за открытую, критическую, но дружественную атмосферу, которая была так полезна при подготовке данного обзора, и, особенно Frederic Leblond за приглашение представить эту работу на струнном семинаре PI и за множество полезных и критических замечаний на нем.

ПРИЛОЖЕНИЕ: Реляционная квантовая космология

Для заинтересованного читателя я суммирую здесь основные идеи реляционной квантовой космологии.

- Крейн: Гильбертовы пространства ассоциированы с границами, которые делят вселенную на части. В отношении ОТО к топологической квантовой теории поля они описываются в терминах *конечномерного пространства состояний* [69].
- Ровелли: Гильбертово пространство описывает, какую информацию одна часть вселенной имеет о другой части [179].
- Маркополоу: Различные гильбертовы пространства ассоциированы с локальными наблюдателями внутри вселенной и описывают информацию, приходящую из их световых конусов прошлого. Квантовая космология без волновой функции вселенной [181].
- Баттерфилд и Исхам: Правильная математика для реляционной космологии есть теория топосов [182].

Сокращенная до афоризма, реляционная квантовая космология говорит, что “Нужно много квантовых состояний для описания одной вселенной, нет одного состояния, описывающего много вселенных”.

Фактически, реляционная квантовая космология тесно связана с голографическим принципом. Действительно, ее оригинальная формулировка, данная Крейном, предшествовала статье 'т Хоофта по голографическому принципу, и должна, вероятно, рассматриваться как первая формулировка этого принципа.

Была предложена одна формулировка голографического принципа, связанная с реляционной космологией, ее можно назвать *слабым голографическим принципом*. Он может быть суммирован следующим образом [72]:

- Поверхность в пространстве есть канал, через который протекает информация. Все измерения выполняются на таких поверхностях. Каждая поверхность имеет ассоциированное с ней гильбертово пространство, содержащее исходы возможных измерений, выполненных на этой поверхности.
- Площадь поверхности представляет собой другое имя для ее емкости как канала квантовой информации. Логарифм размерности гильбертова пространства каждой поверхности, следовательно, рассматривается как определение ее площади. Таким способом геометрия, в конце концов, сводится к теории информации.
- Это представляет собой основу теории измерений для пространственно замкнутой причинной спиновой пены.

Фактически, как предположил Крейн в статье, которая стимулировала это направление [69], в петлевой квантовой гравитации имеются гильбертовы пространства, ассоциированные с границами, и они строятся на основе теории Черна-Симона, которая является топологической теорией поля. Более того, они, как предположил Крейн, являются конечномерными и автоматически реализуют границу Бекенштейна. Следовательно, в

то время как еще остается выполнить работу для того, чтобы полностью сформулировать реляционную квантовую космологическую теорию, можно сказать, что петлевая квантовая гравитация обладает некоторыми особенностями, предполагаемыми реляционной квантовой теорией.

Реляционная квантовая теория исследовалась также в нескольких статьях по теории струн, в частности Бэнксом и Фишлером [187]. Они предположили, что когда космологическая постоянная $\Lambda > 0$, суперсимметрия обязательно нарушена и квантовая теория гравитации описывается в терминах конечномерных гильбертовых пространств. Затем они предложили подход, который имеет общие элементы с реляционной квантовой космологией, особенно в форме, данной Маркополоу [181].

Одно из следствий этих идей состоит в том, что, по крайней мере в случае $\Lambda > 0$, нет необходимости, чтобы гильбертовы пространства, появляющиеся в теории, были бесконечномерными. Вместо этого, можно показать, что N , размерность любого локального гильбертова пространства, возникающего в теории, ограничена величиной $\frac{G\Lambda}{3}$. Это ограничение было предложено Бэнксом [186] на основании того факта, что это есть энтропия пространства-времени де Ситтера.

Таким образом, вывод таков, что в петлевой квантовой гравитации возникли новые идеи, которые дают некоторую надежду на решение проблемы времени и проблемы квантовой космологии. Более того, как хорошо сформулированная и независимая от фона квантовая теория, петлевая квантовая гравитация допускает точную формулировку и проверку старых идей об этих проблемах. В то же время, хотя теория струн явно до сих пор не предложила ничего нового для решения этих проблем, замечательно, что некоторые струнные теоретики высказывают предложения, которые оказываются инспирированы идеями, пришедшими из петлевой квантовой гравитации.

Список литературы

- [1] J. D. Bekenstein, Black Holes And Entropy, Phys. Rev. D 7, 2333 (1973).
- [2] S. W. Hawking, Particle Creation By Black Holes, Commun. Math. Phys. 43, 199 (1975).
- [3] W. G. Unruh, Phys. Rev. D 14 (1976) 870.
- [4] M. B. Green, J. H. Schwarz and E. Witten, Superstring Theory."Cambridge University Press (1987);
- [5] J.Polchinski, "String Theory", Vol. 1 and 2, Cambridge University Press (1998);
- [6] B. R. Greene, The Elegant Universe,"New York, Norton (1999) 448 p.
- [7] C. Rovelli, Living Rev. Rel. 1 (1998) 1, gr-qc/9710008.

- [8] A. Ashtekar, *New perspectives in canonical gravity* (Bibliopolis, Naples, 1988); *Lectures on non-perturbative canonical gravity*, *Advanced Series in Astrophysics and Cosmology*-Vol. 6 (World Scientific, Singapore, 1991).
- [9] R. Gambini and J. Pullin, *Loops, knots, gauge theories and quantum gravity* Cambridge University Press, 1996.
- [10] L. Smolin: in *Quantum Gravity and Cosmology*, eds J Perez-Mercader et al, World Scientific, Singapore 1992; *The future of spin networks gr-qc/9702030 in the Penrose Festschrift*.
- [11] A. Perez, *Spin Foam Models for Quantum Gravity*, Topical Review in *Class.Quant.Grav.* 20 (2003) R43 gr-qc/0301113.
- [12] A. Sen, *On the existence of neutrino zero modes in vacuum spacetime* *J. Math. Phys.* 22 (1981) 1781, *Gravity as a spin system* *Phys. Lett.* B11 (1982) 89.
- [13] Abhay Ashtekar, *New variables for classical and quantum gravity*, *Phys. Rev. Lett.* 57(18), 2244-2247 (1986).
- [14] T. Jacobson and L. Smolin, *Nucl. Phys. B* 299 (1988) 295.
- [15] C. Rovelli and L. Smolin, *Knot theory and quantum theory*, *Phys. Rev. Lett* 61(1988)1155; *Loop representation of quantum general relativity*, *Nucl. Phys.* B331(1990)80-152.
- [16] R. Gambini and A. Trias, *Phys. Rev. D*23 (1981) 553, *Lett. al Nuovo Cimento* 38 (1983) 497; *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 2359; *Nucl. Phys.* B278 (1986) 436; R. Gambini, L. Leal and A. Trias, *Phys. Rev. D*39 (1989) 3127.
- [17] C. Rovelli and L. Smolin, *Spin networks and quantum gravity*, gr-qc/9505006, *Physical Review D* 52 (1995) 5743-5759.
- [18] C. Rovelli and L. Smolin *Discreteness of area and volume in quantum gravity*, *Nuclear Physics B* 442 (1995) 593. Erratum: *Nucl. Phys. B* 456 (1995) 734; L. Smolin, "Finite Diffeomorphism Invariant Observables In Quantum Gravity," *Phys. Rev. D* **49**, 4028 (1994) [arXiv:gr-qc/9302011].
- [19] L. Smolin *Three Roads to Quantum Gravity* (Weidenfeld and Nicolson and Basic Books, London and New York,2001)
- [20] <http://superstringtheory.com/>, www.qgravity.org. Many talks and conferences on string theory are available on line, see these web sites, or just search for them!
- [21] Peter Woit, *String Theory: An Evaluation*, physics/0102051.
- [22] Daniel Friedan, *A tentative theory of large distance physics*, hep-th/0204131.

- [23] Y. Ling and L. Smolin, Supersymmetric spin networks and quantum supergravity, Phys. Rev. D61, 044008(2000), hep-th/9904016; Holographic Formulation of Quantum Supergravity, hep-th/0009018, Phys.Rev. D63 (2001) 064010.
- [24] T. Jacobson, New Variables for canonical supergravity, Class. Quant. Grav.5(1988)923-935; D. Armand-Ugon, R. Gambini, O. Obregon, J. Pullin, Towards a loop representation for quantum canonical supergravity, hep-th/9508036, Nucl. Phys. B460 (1996) 615; L. F. Urrutia Towards a loop representation of connection theories defined over a super-lie algebra, hep-th/9609010; H. Kunitomo and T. Sano The Ashtekar formulation for canonical N=2 supergravity, Prog. Theor. Phys. suppl. (1993) 31; Takashi Sano and J. Shiraishi, The Nonperturbative Canonical Quantization of the N=1 Supergravity, Nucl. Phys. B410 (1993) 423, hep-th/9211104; The Ashtekar Formalism and WKB Wave Functions of N=1,2 Supergravities, hep-th/9211103; T. Kadoyoshi and S. Nojiri, N=3 and N=4 two form supergravities, Mod. Phys. Lett. A12:1165-1174,1997, hep-th/9703149; K. Ezawa, Ashtekar's formulation for N=1, N=2 supergravities as constrained BF theories, Prog. Theor. Phys.95:863-882, 1996, hep-th/9511047.
- [25] Yi Ling, "Introduction to supersymmetric spin networks", hep-th/0009020, J.Math.Phys. 43 (2002) 154-169
- [26] L. Freidel, K. Krasnov, R. Puzio, " BF Description of Higher-Dimensional Gravity Theories", hep-th/9901069, Adv.Theor.Math.Phys. 3 (1999) 1289-1324.
- [27] Y. Ling and L. Smolin, "Eleven dimensional supergravity as a constrained topological field theory," Nucl. Phys. B **601**, 191 (2001) [arXiv:hep-th/0003285]; L. Smolin, "Chern-Simons theory in 11 dimensions as a non-perturbative phase of M theory," arXiv:hep-th/9703174.
- [28] G. Amelino-Camelia et al, Int.J.Mod.Phys.A12:607-624,1997; G. Amelino-Camelia et al Nature 393:763-765,1998; J. Ellis et al, Astrophys.J.535:139-151,2000; J. Ellis, N.E. Mavromatos and D. Nanopoulos, Phys.Rev.D63:124025,2001; ibidem astro-ph/0108295.
- [29] N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue et. al. (The AGASA collaboration), *Updated AGASA event list above $4 \times 10^{19} eV$* , astro-ph/0008102, Astrophys.J. 522 (1999) 225; M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda, (The AGASA collaboration), *Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment*, astro-ph/0209422.
- [30] G. Amelino-Camelia and T. Piran, Phys.Rev. D64 (2001) 036005.
- [31] G. Amelino-Camelia, Nature 418 (2002) 34.
- [32] J. Lukierski, H. Ruegg, A. Nowicki, and V.N. Tolstoy. *q-deformation of Poincare algebra*. Phys. Lett. B, 264,271:331,321, 1991; S. Majid. *Braided groups and algebraic quantum field theories*. Lett. Math. Phys., 22:167, 176, 1991; *Braided Momentum Structure of the q-Poincare Group*, hep-th/9210141, J.Math.Phys. 34 (1993) 2045

- [33] N.R. Bruno, G. Amelino-Camelia, J. Kowalski-Glikman, Phys.Lett.B522:133-138,2001; J. Kowalski-Glikman and S. Nowak, hep-th/0203040; S. Judes, gr-qc/0205067; M. Visser, gr-qc/0205093; S. Judes, M. Visser, gr-qc/0205067; D. V. Ahluwalia and M. Kirchbach, gr-qc/0207004.
- [34] J. Magueijo and L. Smolin, Phys.Rev.Lett. (88) 190403, 2002.
- [35] J. Magueijo and L. Smolin, gr-qc/0207
- [36] Rodolfo Gambini, Jorge Pullin, “Nonstandard optics from quantum spacetime”, Phys.Rev. D59 (1999) 124021, gr-qc/9809038;
- [37] Jorge Alfaro, Hugo A. Morales-Tecotl, Luis F. Urrutia, “Loop quantum gravity and light propagation”, Phys.Rev. D65 (2002) 103509, hep-th/0108061.
- [38] L. Smolin, *Quantum gravity with a positive cosmological constant*, hep-th/0209079.
- [39] Tomasz J. Konopka, Seth A. Major, “Observational Limits on Quantum Geometry Effects”, New J.Phys. 4 (2002) 57. hep-ph/0201184; Ted Jacobson, Stefano Liberati, David Mattingly, “ TeV Astrophysics Constraints on Planck Scale Lorentz Violation”; *Threshold effects and Planck scale Lorentz violation: combined constraints from high energy astrophysics*, hep-ph/0112207.
- [40] Subir Sarkar, “ Possible astrophysical probes of quantum gravity”, Mod.Phys.Lett. A17 (2002) 1025-1036, gr-qc/0204092.
- [41] S.D. Biller et al, *Limits to Quantum Gravity Effects from Observations of TeV Flares in Active Galaxies*, gr-qc/9810044; G. Amelino-Camelia, *Improved limit on quantum-spacetime modifications of Lorentz symmetry from observations of gamma-ray blazars*, gr-qc/0212002.
- [42] G. Amelino-Camelia, John Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, Subir Sarkar, *Potential Sensitivity of Gamma-Ray Burster Observations to Wave Dispersion in Vacuo*, astro-ph/9712103, Nature 393 (1998) 763-765; J.P. Norris, J.T. Bonnell, G.F. Marani, J.D. Scargle, *GLAST, GRBs, and Quantum Gravity*, astro-ph/9912136.
- [43] T. Jacobson, S. Liberati, D. Mattingly, *Lorentz violation and Crab synchrotron emission: a new constraint far beyond the Planck scale*, astro-ph/0212190.
- [44] Robert C. Myers, Maxim Pospelov, *Experimental Challenges for Quantum Gravity*, p-ph/0301124.
- [45] Reinaldo J. Gleiser, Carlos N. Kozameh, *Astrophysical limits on quantum gravity motivated birefringence*, gr-qc/0102093.
- [46] Richard Lieu, Lloyd W. Hillman, *Stringent limits on the existence of Planck time from stellar interferometry*, astro-ph/0211402, astro-ph/0301184.

- [47] Y. Jack Ng, W. A. Christiansen, H. van Dam, astro-ph/0302372
- [48] Giovanni Amelino-Camelia, *An interferometric gravitational wave detector as a quantum-gravity apparatus*, gr-qc/9808029, Nature 398 (1999) 216-218.
- [49] Robert H. Brandenberger and Jerome Martin *On Signatures of Short Distance Physics in the Cosmic Microwave Background*, hep-th/0202142, Int.J.Mod.Phys. A17 (2002) 3663-3680.
- [50] J. K. Webb, M. T. Murphy, V. V. Flambaum, S. J. Curran, *Does the fine structure constant vary? A third quasar absorption sample consistent with varying alpha*, astro-ph/0210531, ApSS, 283, 565, 200; M. T. Murphy, J. K. Webb, V. V. Flambaum, S. J. Curran, *Does the fine structure constant vary? A detailed investigation into systematic effects*, astro-ph/0210532, ApSS, 283, 577, 2003; John N. Bahcall, Charles L. Steinhardt, David Schlegel, *Does the fine-structure constant vary with cosmological epoch?*, astro-ph/0301507.
- [51] Roger Penrose, *The emperor's new mind : concerning computers, minds, and the laws of physics* Oxford Univ. Press, 1989.
- [52] Gerard 't Hooft, *Quantum Mechanics and Determinism*, hep-th/0105105; *How Does God Play Dice? (Pre-)Determinism at the Planck Scale*, hep-th/0104219.
- [53] L. Bombelli, J. H. Lee, D. Meyer and R. Sorkin, "Space-Time As A Causal Set," Phys. Rev. Lett. **59**, 521 (1987); X. Martin, D. O'Connor, D. P. Rideout and R. D. Sorkin, "On the 'renormalization' transformations induced by cycles of expansion and contraction in causal set cosmology," Phys. Rev. D **63**, 084026 (2001) [arXiv:gr-qc/0009063]; D. P. Rideout and R. D. Sorkin, "Evidence for a continuum limit in causal set dynamics," Phys. Rev. D **63**, 104011 (2001) [arXiv:gr-qc/0003117].
- [54] J. Ambjorn, Z. Burda, J. Jurkiewicz and C. F. Kristjansen, "Quantum gravity represented as dynamical triangulations," Acta Phys. Polon. B **23**, 991 (1992); J. Ambjorn, "Quantum Gravity Represented As Dynamical Triangulations," Class. Quant. Grav. **12**, 2079 (1995); M. E. Agishtein and A. A. Migdal, "Simulations of four-dimensional simplicial quantum gravity," Mod. Phys. Lett. A **7**, 1039 (1992).
- [55] J. Ambjorn, A. Dasgupta, J. Jurkiewicz and R. Loll, "A Lorentzian cure for Euclidean troubles", hep-th/0201104; J. Ambjorn and R. Loll, Nucl. Phys. B536 (1998) 407 [hep-th/9805108]; J. Ambjorn, J. Jurkiewicz and R. Loll, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 924 [hep-th/0002050]; Nucl. Phys. B610 (2001) 347 [hep-th/0105267]; R. Loll, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 94 (2001) 96 [hep-th/0011194]; J. Ambjorn, J. Jurkiewicz and R. Loll, Phys. Rev. D64 (2001) 044011 [hep-th/0011276]; J. Ambjorn, J. Jurkiewicz, R. Loll and G. Vernizzi, *Lorentzian 3d gravity with wormholes via matrix models*, JHEP **0109**, 022 (2001) [arXiv:hep-th/0106082]; B. Dittrich (AEI, Golm), R. Loll, *A Hexagon Model for 3D Lorentzian Quantum Cosmology*, hep-th/0204210.

- [56] A. Dasgupta and R. Loll, Nucl. Phys. B606 (2001) 357 [hep-th/0103186].
- [57] J. Ambjorn (Niels Bohr Institute), K.N. Anagnostopoulos (Univ. of Crete), R. Loll, *Crossing the $c=1$ barrier in 2d Lorentzian quantum gravity*, hep-lat/9909129, Phys.Rev. D61 (2000) 044010.
- [58] R. Penrose and M. A. MacCallum, "Twistor Theory: An Approach To The Quantization Of Fields And Space-Time," Phys. Rept. **6**, 241 (1972); R. Penrose, "Twistor Theory, Its Aims And Achievements," In **Chilton 1974, Proceedings, Oxford Symposium On Quantum Gravity**, Oxford 1975, 268-407.
- [59] Alain Connes, *Noncommutative geometry*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, 1994. xiv+661 pp.
- [60] See, for example, Earman, J. 1989. *World Enough and Spacetime: Absolute vs. Relational Theories of Space and Time*. Cambridge, MA: MIT Press; Norton, J. D. 1987. Einstein, the Hole Argument and the Reality of Space. In J. Forge (ed.), *Measurement, Realism and Objectivity*, 153-188. Boston: D. Reidel; L. Smolin, "The present moment in quantum cosmology: Challenges to the arguments for the elimination of time," arXiv:gr-qc/0104097.
- [61] P. A. M. Dirac, Lectures on Quantum Mechanics Belfer Graduate School of Science Monographs, no. 2 (Yeshiva University Press, New York,1964).
- [62] J. Stachel, "Einstein's search for general covariance, 1912-15" in *Einstein and the History of General Relativity* vol 1 of *Einstein Studies* eds. D. Howard and J. Stachel. (Birkhauser,Boston,1989).
- [63] Julian Barbour, *The End of Time*, Oxford University Press, 2000; "Leibnizian Time, Machian Dynamics, And Quantum Gravity," In **Oxford 1984, Proceedings, Quantum Concepts In Space and Time**, 236-246.
- [64] C. Rovelli, "What Is Observable In Classical And Quantum Gravity?," *Class. Quant. Grav.* **8**, 297 (1991).
- [65] L. Smolin *Life of the Cosmos*, (Oxford University Press, New York and Wiedenfeld and Nicolson, London, 1997).
- [66] R. De Pietri, L. Freidel, K. Krasnov, C. Rovelli, Barrett-Crane model from a Boulatov-Ooguri eld theory over a homoge- neous space, Nucl.Phys. B574 (2000) 785-806, hep-th/9907154.
- [67] T. Banks, W. Fischler, S. H. Shenker, and L. Susskind, M theory as a matrix model: A conjecture,"*Phys. Rev. D*55 (1997) 51125128, hep-th/9610043; M. Claudson and M. Halpern, Nucl. Phys. B250 (1985) 689.

- [68] N. Ishibashi, H. Kawai, Y. Kitazawa, and A. Tsuchiya, A large- n reduced model as superstring,"Nucl. Phys. B498 (1997) 467491, hep-th/9612115.
- [69] L. Crane in, Categorical Physics, hep-th/9301061; Topological Field theory as the key to quantum gravity, hep-th/9308126, in Knot theory and quantum gravity ed. J. Baez, (Oxford University Press); Clocks and Categories, is quantum gravity algebraic? J. Math. Phys. 36 (1995) 6180-6193, gr-qc/9504038.
- [70] G. 'tHooft, Dimensional reduction in quantum gravity gr-qc/9310006.in Salanfestschrift ed. A. Alo, J. Ellis, S. Randjbar-Daemi (World Scienti c,1993).
- [71] L. Susskind, The world as a hologram, hep-th/9409089, J. Math. Phys. 36 (1995) 6377 ; Strings, black holes and Lorentz contractions hep-th/ 9308139; Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2367; Phys. Rev. D 49 (1994) 6606; D 50 (1994) 2700; L. Susskind and P. Gri n, Partons and black holes hep-th/9410306.
- [72] F. Markopoulou and L. Smolin, Holography in a quantum spacetime, hep-th/9910146.
- [73] L. Smolin, The strong and the weak holographic principles, hep-th/0003056.
- [74] R. Loll, "Spectrum of the Volume Operator in Quantum Gravity," Nucl. Phys. B **460**, 143 (1996) [arXiv:gr-qc/9511030]; "The Volume operator in discretized quantum gravity," Phys. Rev. Lett. **75**, 3048 (1995) [arXiv:gr-qc/9506014].
- [75] Roberto De Pietri and Carlo Rovelli, Geometry eigenvalues and the scalar product from recoupling theory in loop quantum gravity,"Phys. Rev. D 54(4), 2664-2690 (1996); S. Fittelli, L. Lehner, C. Rovelli, The complete spectrum of the area from recoupling theory in loop quantum gravity,"Class. Quant. Grav. 13, 2921-2932 (1996); Abhay Ashtekar and Jerzy Lewandowski, Quantum Theory of Geometry I: Area operators,"Class. Quant. Grav. 14, A55-A81 (1997).
- [76] S. A. Major, "Operators for quantized directions," Class. Quant. Grav. **16**, 3859 (1999) [arXiv:gr-qc/9905019]; "New operators for spin net gravity: Definitions and consequences," arXiv:gr-qc/0101032.
- [77] J.F. Plebanski. On the separation of einsteinian substructures. J. Math. Phys., 18:2511, 1977.
- [78] T. Jacobson and L. Smolin, Phys. Lett. B 196 (1987) 39; Class. and Quant. Grav. 5 (1988) 583; J. Samuel, Pramana-J Phys. 28 (1987) L429.
- [79] R. Capovilla, J. Dell and T. Jacobson, Phys. Rev. Lett. 21, 2325(1989); Class. Quant. Grav. 8, 59(1991); R. Capovilla, J. Dell, T. Jacobson and L. Mason, Class. and Quant. Grav. 8, 41(1991).

- [80] R. Penrose, Theory of quantized directions unpublished manuscript; in Quantum theory and beyond ed T Bastin, Cambridge U Press 1971, in Advances in Twistor Theory, ed. L. P. Hughston and R. S. Ward, (Pitman,1979) p. 301in Combinatorial Mathematics and its Application (ed. D. J. A. Welsh) (Academic Press,1971).
- [81] C. Rovelli and L. Smolin, The physical hamiltonian in nonperturbative quantum gravity, Phys. Rev. Lett.72(1994)446; Spin Networks and Quantum Gravity, Phys. Rev. D52(1995)5743-5759.
- [82] R. Borisssov, Graphical Evolution of Spin Network States, Phys.Rev. D55 (1997) 6099-6111, gr-qc/9606013.
- [83] T. Thiemann, Quantum Spin Dynamics (QSD) I & II, Class.Quant.Grav. 15 (1998) 839-905, gr-qc/9606089, gr-qc/9606090.
- [84] L. Smolin, *Time, measurement and information loss in quantum cosmology*, gr-qc/9301016.
- [85] L. Smolin, *Finite, diffeomorphism invariant observables in quantum gravity*, Phys. Rev. D 49 (1994) 4028, gr-qc/9302011.
- [86] M. P. Reisenberger. "Worksheet formulations of gauge theories and gravity,"in Proceedings of the 7th Marcel Grossman Meeting, ed. by R. Jantzen and G. MacKeiser, World Scientific, 1996; gr-qc/9412035; A lattice worksheet sum for 4-d Euclidean general relativity. gr-qc/9711052.
- [87] 8] M. P. Reisenberger and C. Rovelli. Sum-over-surface form of loop quantum gravity,"gr-qc/9612035, Phys. Rev. D 56 (1997) 3490; Spacetime as a Feynman diagram: the connection formulation. Class.Quant.Grav., 18:121140, 2001; Spin foams as Feynman diagrams, gr-qc/0002083.
- [88] J. Barrett and L. Crane, "Relativistic spin networks and quantum gravity", J. Math. Phys. 39 (1998) 3296-3302, gr-qc/9709028.
- [89] J. Baez, Spin foam models, Class. Quant. Grav. 15 (1998) 1827-1858, gr-qc/9709052; An introduction to spin foam models of quantum gravity and BF theory. Lect.Notes Phys., 543:25 94, 2000.
- [90] Fotini Markopoulou, "Dual formulation of spin network evolution", gr-qc/9704013.
- [91] F. Markopoulou, *Planck-scale models of the Universe*, gr-qc/0210086.
- [92] E. Hawkins, F. Markopoulou, H. Sahlmann, *Evolution in Quantum Causal Histories*, hep-th/0302111.
- [93] Fotini Markopoulou, Lee Smolin, "Quantum geometry with intrinsic local causality", Phys.Rev. D58 (1998) 084032, gr-qc/9712067.

- [94] Fotini Markopoulou, Lee Smolin, *Causal evolution of spin networks*, gr-qc/9702025, Nucl.Phys. B508 (1997) 409-430.
- [95] Stuart Kauffman, Lee Smolin, “Combinatorial dynamics in quantum gravity”, hep-th/9809161, Lect.Notes Phys. 541 (2000) 101-129.
- [96] David Rideout, *Dynamics of Causal Sets*, gr-qc/0212064; D. P. Rideout, R. D. Sorkin, *A Classical Sequential Growth Dynamics for Causal Sets*, gr-qc/9904062, Phys.Rev. D61 (2000) 024002; *Evidence for a continuum limit in causal set dynamics*, gr-qc/0003117, Phys.Rev. D63 (2001) 104011.
- [97] J. Iwasaki, A reformulation of the Ponzano-Regge quantum gravity model in terms of surfaces,"gr-qc/9410010; A definition of the Ponzano-Regge quantum gravity model in terms of surfaces,"gr-qc/9505043, J. Math. Phys. 36 (1995) 6288; L. Freidel and K. Krasnov. Spin foam models and the classical action principle. Adv.Theor.Math.Phys., 2:11831247, 1999; R. De Pietri, L. Freidel, K. Krasnov, and C. Rovelli. Barrett-Crane model from a boulatov-ooguri field theory over a homogeneous space. Nucl.Phys. B, 574:785806, 2000.
- [98] T. Thiemann, “Quantum spin dynamics,"gr-qc/9606089, gr-qc/9606090; “Anomaly free formulation of non-perturbative 4-dimensional Lorentzian quantum gravity,"Phys. Lett. B380 (1996) 257.
- [99] L. Smolin, Linking topological quantum field theory and nonperturbative quantum gravity, J. Math. Phys. 36(1995)6417, gr-qc/9505028.
- [100] K. Krasnov, On Quantum Statistical Mechanics of a Schwarzschild Black Hole , grqc/9605047, Gen. Rel. Grav. 30 (1998) 53-68; C. Rovelli, “Black hole entropy from loop quantum gravity,"grqc/9603063.
- [101] A. Ashtekar, J. Baez, K. Krasnov, Quantum Geometry of Isolated Horizons and Black Hole Entropy gr-qc/0005126; A. Ashtekar, J. Baez, A. Corichi, K. Krasnov, “Quantum geometry and black hole entropy,"gr-qc/9710007, Phys.Rev.Lett. 80 (1998) 904-907.
- [102] L. Smolin, A holographic formulation of quantum general relativity, Phys. Rev. D61 (2000) 084007, hep-th/9808191.
- [103] J. D. Bekenstein, Lett. Nuovo. Cim 11(1974).
- [104] S. Das, Parthasarathi Majumdar, Rajat K. Bhaduri, “ General Logarithmic Corrections to Black Hole Entropy”, Class.Quant.Grav. 19 (2002) 2355-2368; Saurya Das, hep-th/0207072, “Leading Log Corrections to Bekenstein-Hawking Entropy”
- [105] Kirill Krasnov, “Quantum Geometry and Thermal Radiation from Black Holes”, gr-qc/9710006, Class.Quant.Grav. 16 (1999) 563-578.

- [106] M. Barreira, M. Carfora, C. Rovelli, "Physics with nonperturbative quantum gravity: radiation from a quantum black hole" gr-qc/9603064, *Gen.Rel.Grav.* 28 (1996) 1293-1299.
- [107] M. Atiyah, *Topological quantum field theory* Publ. Math. IHES 68 (1989) 175; *The Geometry and Physics of Knots*, Lezion Lincee (Cambridge University Press, Cambridge,1990); G. Segal, *Conformal field theory* oxford preprint (1988).
- [108] G. Horowitz, "Exactly Soluble Diffeomorphism Invariant Theories", *Commun.Math.Phys.* 125 (1989) 417; V. Husain, "Topological Quantum Mechanics", *Phys.Rev.* D43 (1991) 1803.
- [109] H. Kodama, *Prog. Theor. Phys.* 80, 1024(1988); *Phys. Rev.* D42(1990)2548.
- [110] L. Smolin and C. Soo, *The Chern-Simons Invariant as the Natural Time Variable for Classical and Quantum Cosmology*, *Nucl. Phys.* B449 (1995) 289, gr-qc/9405015.
- [111] L. N. Chang and C. Soo, *Ashtekar's variables and the topological phase of quantum gravity*, *Proceedings of the XXth. Conference on Differential Geometric Methods in Physics*, (Baruch College, New York, 1991), edited by S. Catto and A. Rocha (World Scientific, 1992); *Phys. Rev.* D46 (1992) 4257; C. Soo and L. N. Chang, *Int. J. Mod. Phys.* D3 (1994) 529.
- [112] C. Soo, *Wave function of the Universe and Chern-Simons Perturbation Theory*, gr-qc/0109046.
- [113] L. Smolin, *The classical limit and the form of the hamiltonian constraint in nonperturbative quantum gravity*, gr-qc/9607034.
- [114] J. Lewandowski, D. Marolf, *Loop constraints: a habitat and their algebra*, "gr-qc/9710016; R. Gambini, J. Lewandowski, D. Marolf, J. Pullin, "On the consistency of the constraint algebra in spin-network quantum gravity," gr-qc/9710018.
- [115] A. Ashtekar, C. Rovelli, L. Smolin, *Weaving a classical metric with quantum threads*, "Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 237.
- [116] Luca Bombelli, *Statistical geometry of random weave states*, gr-qc/0101080
- [117] J. Iwasaki, C. Rovelli, *Gravitons as embroidery on the weave*, "Int. J. Mod. Phys. D 1 (1993) 533; *Gravitons from loops: non-perturbative loop-space quantum gravity contains the graviton-physics approximation*, "Class. Quantum Grav. 11 (1994) 1653.
- [118] Martin Bojowald, "Isotropic Loop Quantum Cosmology", *Class.Quant.Grav.* 19 (2002) 2717-2742, gr-qc/0202077; "Inflation from Quantum Geometry", gr-qc/0206054; "The Semiclassical Limit of Loop Quantum Cosmology", gr-qc/0105113, *Class.Quant.Grav.* 18 (2001) L109-L116; "Dynamical Initial Conditions in Quantum Cosmology", gr-qc/0104072, *Phys.Rev.Lett.* 87 (2001) 121301.

- [119] A. Ashtekar, V. Husain, C. Rovelli, J. Samuel and L. Smolin 2+1 quantum gravity as a toy model for the 3+1 theory *Class. and Quantum Grav.* L185- L193 (1989); L. Smolin, Loop representation for quantum gravity in 2+1 dimensions, in the proceedings of the John's Hopkins Conference on Knots, Topology and Quantum Field Theory ed. L. Lusanna (World Scientific, Singapore, 1989) .
- [120] Viqar Husain, "Observables for spacetimes with two Killing field symmetries", gr-qc/9402019, *Phys.Rev. D*50 (1994) 6207-6216; V. Husain and L. Smolin, "Exactly Solvable Quantum Cosmologies From Two Killing Field spacetimes", *Nucl.Phys. B*327 (1989) 205.
- [121] R. Gianvittorio, R. Gambini and A. Trias, *Phys. Rev. D*38 (1988) 702; C. Rovelli and L. Smolin. Loop representation for lattice gauge theory, 1990 Pittsburgh and Syracuse preprint; B. Bruegmann, *Physical Review D* 43 (1991) 566; J.M.A. Farrerons, Loop calculus for SU(3) on the lattice Phd. thesis, Universitat Autònoma de Barcelona (1990); R. Loll A new quantum representation for canonical gravity and SU(2) Yang-Mills theory, University of Bonn preprint, BONN-HE-90-02 (1990)
- [122] A Ashtekar J Lewandowski D Marlof J Mourau T Thiemann: "Quantization of dieomorphism invariant theories of connections with local degrees of freedom", gr-qc/9504018, *JMP* 36 (1995) 519.
- [123] Thomas Thiemann, "Introduction to Modern Canonical Quantum General Relativity" gr-qc/0110034.
- [124] J. Barbero, Real Ashtekar variables for Lorentzian signature spacetime, "Phys. Rev. D"51 (1995) 5507.
- [125] Laurent Freidel, Kirill Krasnov, Discrete Space-Time Volume for 3-Dimensional BF Theory and Quantum Gravity, *Class.Quant.Grav.* 16 (1999) 351-362.
- [126] Fotini Markopoulou, "Coarse graining in spin foam models", gr-qc/0203036;
- [127] Fotini Markopoulou, "An algebraic approach to coarse graining", hep-th/0006199.
- [128] Alejandro Perez, Finiteness of a spinfoam model for euclidean quantum general relativity, *Nucl.Phys. B*599 (2001) 427-434, gr-qc/0011058 ; Louis Crane, Alejandro Perez, Carlo Rovelli, A finiteness proof for the Lorentzian state sum spinfoam model for quantum general relativity, gr-qc/0104057.
- [129] John C. Baez, J. Daniel Christensen, Positivity of Spin Foam Amplitudes , *Class.Quant.Grav.* 19 (2002) 2291-2306, gr-qc/0110044; John C. Baez, J. Daniel Christensen, Greg Egan, Asymptotics of 10j symbols , gr-qc/0208010.

- [130] H. Sahlmann, T. Thiemann, O. Winkler, Coherent States for Canonical Quantum General Relativity and the Infinite Tensor Product Extension, Nucl.Phys. B606 (2001) 401-440, gr-qc/0102038.
- [131] Eric D'Hoker and D.H. Phong, *TWO-LOOP SUPERSTRINGS I* Phys.Lett. B529 (2002) 241-255, hep-th/0110247; *Lectures on Two-Loop Superstrings*, hep-th/0211111.
- [132] K. Aoki, E. D'Hoker and D. H. Phong, "Unitarity Of Closed Superstring Perturbation Theory," Nucl. Phys. B **342**, 149 (1990).
- [133] Howe and Stelle, Int.J.Mod.Phys.A4:1871,1989; see also Zvi Ber, Perturbative Quantum Gravity and its Relation to Gauge Theory, gr-qc/0206071
- [134] D. J. Gross and V. Periwal, "String Perturbation Theory Diverges," Phys. Rev. Lett. **60**, 2105 (1988)
- [135] S. Kachru, J. Kumar, and E. Silverstein, Vacuum energy cancellation in a nonsupersymmetric string", Phys. Rev D59 (1999) 106004, hep-th/9807076; S. Kachru and E. Silverstein, "Self-dual nonsupersymmetric Type II string compactifications", JHEP 9811:001 (1998) hep-th/9808056; S. Kachru and E. Silverstein, "On vanishing two loop cosmological constants in nonsupersymmetric strings", JHEP 9901:004 (1999) hep-th/9810129; R. Iengo and C.J. Zhu, "Evidence for Non-Vanishing Cosmological Constant in Non- SUSY Superstring Models", JHEP 0004:028 (2000), hep-th/9912074.
- [136] D. Friedan, "On Two-Dimensional Conformal Invariance And The Field Theory Of String," Phys. Lett. B **162**, 102 (1985); C. G. Callan, E. J. Martinec, M. J. Perry and D. Friedan, "Strings In Background Fields," Nucl. Phys. B **262**, 593 (1985).
- [137] J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, astro-ph/0108295, Phys.Rev. D65 (2002) 064007.
- [138] Brian R. Greene, David R. Morrison, Andrew Strominger, Black Hole Condensation and the Unification of String Vacua, Nucl.Phys. B451 (1995) 109-120, hep-th/9504145.
- [139] A. Klemm and R. Schimmrigk, Landau- Ginzburg string vacua,"Nucl. Phys. B411 (1994) 559; Christof Schmidhuber, *Old Puzzles*, hep-th/0207203
- [140] E. Witten, *Quantum gravity in de Sitter space*, hep-th/0106109; Quantum gravity in de Sitter space,"Strings 2001 online proceedings <http://theory.tifr.res.in/strings/Proceedings>; One aspect of the problem is that there are no unitary representations of the supersymmetric extension of the deSitter group, see K. Pilch, P. van Nieuwenhuizen and M. F. Sohnius, De Sitter Superalgebras And Supergravity,"Commun. Math. Phys. 98, 105 (1985).
- [141] M. Spradlin, A. Strominger and A. Volovich, Les Houches Lectures on de Sitter Space, hep-th/0110007.

- [142] Joseph Polchinski, Dirichlet-Branes and Ramond-Ramond Charges, Phys.Rev.Lett. 75 (1995) 4724-4727, hep-th/9510017.
- [143] Joseph Polchinski, Shyamoli Chaudhuri, Clifford V. Johnson, Notes on D-Branes, hep-th/9602052; Clifford Johnson, *D Branes* Cambridge University press, 2002, in Press.
- [144] Mirjam Cvetič, Paul Langacker, Gary Shiu, Phenomenology of A Three-Family Standard-like String Model hep-ph/0205252.
- [145] Amanda W. Peet, TASI lectures on black holes in string theory, hep-th/0008241
- [146] A. Strominger and C. Vafa, Microscopic Origin of the Bekenstein-Hawking Entropy,"Phys. Lett. B 379, 99 (1996) [hep-th/9601029].
- [147] For a recent review, see Sumit R. Das and Samir D. Mathur, *THE QUANTUM PHYSICS OF BLACK HOLES: Results from String Theory*, hep-th/0105063.
- [148] J.C. Breckenridge, D.A. Lowe, R.C. Myers, A.W. Peet, A. Strominger, C. Vafa, Macroscopic and Microscopic Entropy of Near-Extremal Spinning Black Holes, hep-th/9603078, Phys.Lett. B381 (1996) 423-426.
- [149] For a review, see, Jerome P. Gauntlett Duality and Supersymmetric Monopoles, hep-th/9705025
- [150] A. Sen, Phys. Lett. B329 (1994) 217; C. Vafa and E. Witten, *A Strong Coupling Test of S-Duality*, Nucl.Phys. B431 (1994) 3-77, hep-th/9408074.
- [151] Ashoke Sen, Non-BPS States and Branes in String Theory, hep-th/9904207.
- [152] A. Polyakov, The wall of the cave, Int.J.Mod.Phys. A14 (1999) 645-658, hep-th/9809057.
- [153] J. Maldacena, The large N limit of superconformal field theories and supergravity,"Adv. Theor. Math. Phys. 2 (1998) 231 [hep-th/9711200].
- [154] E.Witten, Anti-de Sitter space and holography,"Adv. Theor.Math. Phys. 2 (1998) 253 [hep-th/9802150].
- [155] S. S. Gubser, I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, Gauge theory correlators from non-critical string theory,"Phys. Lett. B 428 (1998) 105 [hep-th/9802109]
- [156] O. Aharony, S. S. Gubser, J. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz, Large N eld theories, string theory and gravity,"Phys. Rept. 323 (2000) 183 [hep-th/9905111].
- [157] M. Arnsdorf and L. Smolin, hep-th/0106073, *The Maldacena conjecture and Rehren duality*

- [158] Edward Witten, Anti-de Sitter Space, Thermal Phase Transition, And Confinement In Gauge Theories, hep-th/9803131, Adv.Theor.Math.Phys. 2 (1998) 505-532.
- [159] A. A. Tseytlin, Superstrings in AdS in light cone gauge,"hep-th/0009226.
- [160] R.R. Metsaev and A.A. Tseytlin, Type IIB superstring action in $AdS^5 \times S^5$ background,"Nucl. Phys. B533, 109 (1998), hep-th/9805028.
- [161] N. Drukker,D. J. Gross and A. A. Tseytlin, *Green-Schwarz String in $AdS^5 \times S^5$: Semiclassical Partition Function*, hep-th/0001204
- [162] V. Husain, *Naked singularities and the Wilson loop*, hep-th/0204180, Mod.Phys.Lett. A17 (2002) 955-966; Saurya Das, J. Gegenberg, V. Husain, "Scalar field spacetimes and the AdS/CFT conjecture, hep-th/0101169, Phys.Rev. D64 (2001) 065027).
- [163] Renata Kallosh and Arvind Rajaraman, VACUA OF M-THEORY AND STRING THEORY, hep-th/9805041.
- [164] D. Berenstein, J. M. Maldacena, and H. Nastase, Strings in at space and pp waves from $n = 4$ super yang mills,"JHEP 04 (2002) 013, hep-th/0202021.
- [165] K. H. Rehren, Algebraic holography,"Annales Henri Poincare 1 (2000) 607 [hep-th/9905179]. [6] K.-H. Rehren, Local quantum observables in the anti-deSitter - conformal QFT correspondence,"Phys. Lett. B493 (2000) 383 [hep-th/0003120]. [7] K. H. Rehren, A proof of the AdS/CFT correspondence,"hep-th/9910074.
- [166] M. Henningson and K. Skenderis, The holographic Weyl anomaly,"JHEP 9807, 023 (1998) [hep-th/9806087].
- [167] L. Smolin, "Did The Universe Evolve?," Class. Quant. Grav. **9**, 173 (1992); "The Fate of black hole singularities and the parameters of the standard models of particle physics and cosmology," arXiv:gr-qc/9404011; "Cosmology as a problem in critical phenomena," arXiv:gr-qc/9505022.
- [168] D.H. Wolpert and W.G. Macready, *No Free Lunch Theorems for Optimization*, IEEE Transactions on Evolutionary Computation 1, vol. 1, 1997, pp. 67-82.
- [169] M. Li, E. Martinec, *Black Holes in Matrix Theory*, hep-th/9709114, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 68 (1998) 329-335; Igor R. Klebanov, Leonard Susskind, *Schwarzschild Black Holes in Various Dimensions from Matrix Theory* 20. hep-th/9709108, Phys.Lett. B416 (1998) 62-66; T.Banks, W.Fischler, I.R.Klebanov, L.Susskind, *Schwarzschild Black Holes from Matrix Theory* , hep-th/9709091, Phys.Rev.Lett. 80 (1998) 226-229.

- [170] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B 429, 263 (1998) [hep-ph/9803315]; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B 436, 257 (1998) [hep-ph/9804398]; L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 4690 (1999) [hep-th/9906064]; Phys. Rev. Lett. 83, 3370 (1999) [hep-ph/9905221].
- [171] C. M. Hull and P. K. Townsend, Unity of superstring dualities, Nucl. Phys. B348 (1995) 109; P. Townsend, (M)embrane theory on T⁹, Nucl. Phys. (Proc. Suppl) 68 (1998) 11-16; hep-th/9507048, in Particles, Strings and Cosmology, ed. J. Bagger et al (World Scientific, 1996); hep-th/9612121; I. Bars, hep-th/9608061; hep-th/9607122; Petr Horava, MTheory as a Holographic Field Theory, hep-th/9712130, Phys.Rev. D59 (1999) 046004.
- [172] E. Witten, String theory in various dimensions, Nucl. Phys. B443 (1995) 85.
- [173] E. Cremmer, B. Julia and J. Scherk, Phys. Lett. B76, 409 (1978).
- [174] B. DeWitt, J. Hoppe, H. Nicolai, Nuclear Physics B305 (1988) 545.
- [175] Lee Smolin, *Strings as perturbations of evolving spin-networks*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 88 (2000) 103-113, hep-th/9801022.
- [176] L. Smolin, “M theory as a matrix extension of Chern-Simons theory”, hep-th/0002009, Nucl.Phys. B591 (2000) 227-242; “The cubic matrix model and a duality between strings and loops”, hep-th/0006137; “The exceptional Jordan algebra and the matrix string”, hep-th/0104050.
- [177] Takehiro Azuma, Maxime Bagnoud, Curved-space classical solutions of a massive supermatrix model, hep-th/0209057; Maxime Bagnoud, Luca Carlevaro, Adel Bilal, Supermatrix models for M-theory based on osp(1|32,R), Nucl.Phys.B641:61-92,2002, hep-th/0201183; Takehiro Azuma, Satoshi Iso, Hikaru Kawai, Yuhi Ohwashi, Supermatrix Models, Nucl.Phys. B610 (2001) 251-279, hep-th/0102168; Takehiro Azuma, Investigation of Matrix Theory via Super Lie Algebra, hep-th/0103003.
- [178] L. Susskind, L. Thorlacius and J. Uglum, “The Stretched horizon and black hole complementarity,” Phys. Rev. D **48**, 3743 (1993) [arXiv:hep-th/9306069].
- [179] Carlo Rovelli, “Relational Quantum Mechanics” quant-ph/9609002, Int. J. of Theor. Phys. 35 (1996) 1637.
- [180] L. Smolin, The Bekenstein Bound, Topological Quantum Field Theory and Pluralistic Quantum Field Theory, gr-qc/9508064.
- [181] Fotini Markopoulou, “An insider’s guide to quantum causal histories”, hep-th/9912137, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 88 (2000) 308-313; “Quantum causal histories”, hep-th/9904009, Class.Quant.Grav. 17 (2000) 2059-2072; “The internal description of a causal set: What

- the universe looks like from the inside”, Commun.Math.Phys. 211 (2000) 559-583, gr-qc/9811053; E. Hawkins, F. Markopoulou, H. Sahlmann, *Evolution in quantum causal histories*, hep-th/0302111.
- [182] C.J. Isham, J.Butterfield, “Some Possible Roles for Topos Theory in Quantum Theory and Quantum Gravity”, gr-qc/9910005, Found.Phys. 30 (2000) 1707-1735; “A topos perspective on the Kochen-Specker theorem: II. Conceptual Aspects, and Classical Analogues” quant-ph/9808067, Int.J.Theor.Phys. 38 (1999) 827-859; “A topos perspective on the Kochen-Specker theorem: I. Quantum States as Generalized Valuations”, quant-ph/9803055; C.J. Isham, “Topos Theory and Consistent Histories: The Internal Logic of the Set of all Consistent Sets”, gr-qc/9607069, Int.J.Theor.Phys. 36 (1997) 785-814.
- [183] P. Horava, M-Theory as a Holographic Field Theory, Phys.Rev. D59 (1999) 046004, hep-th/9712130.
- [184] M. Banados, M. Henneaux, C. Iannuzzo and C. M. Viallet, A note on the gauge symmetries of pure Chern-Simons theory with p-form gauge elds gr-qc/9703061; Max Banados,Luis J. Garay and Marc Henneaux, Nucl.Phys.B476:611-635,1996, hep-th/9605159; Phys.Rev.D53:593-596,1996, hep-th/9506187.
- [185] R. Floreanini and R. Percacci, Phys. Lett. B224 (1989) 291-294; B231:119-124,1989. [35] V.V. Fock, N.A. Nekrasov, A.A. Rosly, K.G. Selivanov What we think about the higher dimensional Chern-Simons theories (Moscow, ITEP). ITEP-91-70, July 1991. 7pp. in Sakharov Conf.1991:465-472 (QC20:I475:1991)
- [186] T.Banks, “Cosmological Breaking of Supersymmetry?”, hep-th/0007146.
- [187] T. Banks and W. Fischler, *M-theory observables for cosmological space-times* hep-th/0102077.
- [188] L. Freidel and David Louapre, *Non-perturbative summation over 3D discrete topologies*, hep-th/0211026.
- [189] R. Dijkgraaf, C. Vafa, *A Perturbative Window into Non-Perturbative Physics*, hep-th/0208048.
- [190] A Marshakov hep-th/0212114.
- [191] M. Kaku, *INTRODUCTION TO SUPERSTRINGS AND M THEORY*, 1999.
- [192] Stefano Bellucci, Corneliu Sochichiu, *Fermion Doubling and Berenstein–Maldacena–Nastase Correspondence*, hep-th/0302104
- [193] O. Dreyer, *Quasinormal Modes, the Area Spectrum, and Black Hole Entropy*, gr-qc/0211076

- [194] L. Motl, *An analytical computation of asymptotic Schwarzschild quasinormal frequencies*, gr-qc/0212096; L. Motl, A. Neitzke, *Asymptotic black hole quasinormal frequencies*, hep-th/0301173.
- [195] S. Kachru, R. Kallosh, A. Linde, S. P. Trivedi, *de Sitter Vacua in String Theory* hep-th/0301240.
- [196] S. Mandelstam, *THE N LOOP STRING AMPLITUDE: EXPLICIT FORMULAS, FINITENESS AND ABSENCE OF AMBIGUITIES.*, Phys.Lett.B277:82-88,1992.
- [197] L. Susskind, *The Anthropic Landscape of String Theory*, hep-th/0302219.
- [198] H.S.Egawa, S.Horata, T.Yukawa, *Clear Evidence of a Continuum Theory of 4D Euclidean Simplicial Quantum Gravity, Further Evidence of a Smooth Phase in 4D Simplicial Quantum Gravity*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 73 (1999) 795-797, hep-lat/0110042.
- [199] G Ponzano, T Regge, "Semiclassical limits of Racah Coefficients" in Spectroscopy and Group theoretical methods in Physics. Ed F Bloch, North Holland, Amsterdam 1968
- [200] W. Beirl, E. Gerstenmayer, H. Markum, *Influence of the Measure on Simplicial Quantum Gravity in Four Dimensions*, hep-lat/9204010, Phys.Rev.Lett. 69 (1992) 713-716; Elmar Bittner, Wolfhard Janke, Harald Markum, *On the Continuum Limit of the Discrete Regge Model in 4d*, hep-lat/0209028; W. Beirl, A. Hauke, P. Homolka, B. Krishnan, H. Markum and J. Riedler, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 47 (1996) 625; J. Riedler, W. Beirl, E. Bittner, A. Hauke, P. Homolka and H. Markum, Class. Quant. Grav. 16 (1999) 1163.
- [201] A. Connes, *Noncommutative Geometry*, Academic Press, 1994.
- [202] E. Hawkins, *Noncommutative Rigidity*, math.QA/0211203.
- [203] Maqbool Ahmed, Scott Dodelson, Patrick B. Greene, Rafael Sorkin, *Everpresent Lambda*, astro-ph/0209274.
- [204] R. Penrose, *Twistor Theory: An Approach To The Quantization Of Fields And Space-Time*, Phys.Rept. 6 (1972) 241
- [205] P. Claus, M. Gunaydin, R. Kallosh, J. Rahmfeld, Y. Zunger, *Supertwistors as Quarks of SU(2,2/4)*, hep-th/9905112, JHEP 9905 (1999) 019.
- [206] G.E. Volovik, *Superfluid analogies of cosmological phenomena*, gr-qc/0005091; Physics Reports, 351, 195-348 (2001); "The Universe in a Helium Droplet" Clarendon Press, Oxford, 2003. also available on line at <http://boojum.hut.fi/personnel/THEORY/volovik.html>

- [207] R. B. Laughlin, *Emergent Relativity*, gr-qc/0302028.
- [208] Shou-Cheng Zhang, *To see a world in a grain of sand*, hep-th/0210162; Shou-Cheng Zhang, Jiangping Hu, *A Four Dimensional Generalization of the Quantum Hall Effect*, cond-mat/0110572, Science 294 (2001) 823.
- [209] K. Agashe , A. Delgado and R. Sundrum, *Grand unification in RS1*, hep-ph/0212028
- [210] R. Dermisek, A. Mafi and S. Raby, *SUSY GUTS under siege: proton decay*, hep-ph/0007213
- [211] L. Crane, *An Octonionic Geometric (Balanced) state Sum Model*, gr-qc/9806060.
- [212] L. Crane, *A new approach to the geometrization of matter*, gr-qc/0110060.
- [213] M. Douglas, *The statistics of string/M theory vacua*, hep-th/0303194
- [214] A. Mikovic, *Quantum gravity vacuum and invariants of embedded spin networks*, gr-qc/0301047.
- [215] R. Gambini and J. Pullin, *Canonical quantization of general relativity in discrete space-times*, Phys.Rev.Lett. 90 (2003) 021301, *Discrete quantum gravity: applications to cosmology*, gr-qc/0212033; R. Gambini, R. Porto, J. Pullin *Consistent discrete gravity solution of the problem of time: a model* gr-qc/0302064
- [216] C. Rovelli, *Notes for a brief history of quantum gravity*, gr-qc/0006061.
- [217] J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, A.S. Sakharov, *Quantum-Gravity Analysis of Gamma-Ray Bursts using Wavelets*, astro-ph/0210124
- [218] A.D. Sakharov, *VACUUM QUANTUM FLUCTUATIONS IN CURVED SPACE AND THE THEORY OF GRAVITATION*. Sov.Phys.Dokl.12:1040-1041,1968, Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz.177:70-71,1967, Sov.Phys.Usp.34:394,1991,Gen.Rel.Grav.32:365-367,2000
- [219] S. L. Adler, “*A Formula For The Induced Gravitational Constant*, Phys. Lett. B **95**, 241 (1980); F. David, *A Comment On Induced Gravity* Phys. Lett. B **138**, 383 (1984); N. N. Khuri, *The Sign Of The Induced Gravitational Constant* Phys. Rev. D **26**, 2664 (1982).
- [220] John F. Donoghue, *General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections*, gr-qc/9405057, Phys.Rev. D50 (1994) 3874
- [221] V.P. Frolov, D.V. Fursaev, A.I. Zelnikov, *Statistical origin of black hole entropy in induced gravity*, Nucl. Phys. **B486** (1997) 339, hep-th/9607104; V.P. Frolov, D.V. Fursaev, *Mechanism of generation of black hole entropy in Sakharov’s induced gravity*, Phys. Rev. **D56** (1997) 2212, hep-th/9703178; V.P. Frolov, D.V. Fursaev, A.I. Zelnikov, *CFT and black hole entropy in induced gravity*, to appear in JHEP, hep-th/0302207.

- [222] K. G. Wilson, *The Renormalization Group And The Epsilon Expansion*, Phys.Rept. 12 (1974) 75.
- [223] Parisi, *The Theory Of Nonrenormalizable Interactions. 1. The Large N Expansion*, Nucl.Phys. B100 (1975) 368
- [224] S. Weinberg, in *General Relativity*, eds. S. W. Hawking and W. Israel, eds. (Cambridge University Press, Cambridge, 1979): p. 790.
- [225] S. Christensen, *Quantum Gravity In Two + Epsilon Dimensions*, Phys.Lett. B79 (1978) 213; Hikaru Kawai, Yoshihisa Kitazawa, Masao Ninomiya, *Ultraviolet Stable Fixed Point and Scaling Relations in $2+\epsilon$ Dimensional Quantum Gravity*, hep-th/9303123, Nucl. Phys. B404 (1993) 684.
- [226] L. Smolin, *A Fixed Point For Quantum Gravity* Nucl. Phys. B **208**, 439 (1982).
- [227] O. Lauscher and M. Reuter, *Flow equation of quantum Einstein gravity in a higher-derivative truncation*, Phys. Rev. D **66**, 025026 (2002); *Is quantum Einstein gravity nonperturbatively renormalizable?*, Class. Quant. Grav. **19**, 483 (2002) [arXiv:hep-th/0110021].