Гравитация, физика частиц и их объединение

Gravity, Particle Physics and their Unification[1]

J. M. Maldacena
Department of Physics
Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138

1 Введение

Наша современная картина мира основана на двух теориях: Стандартной Модели физики элементарных частиц и Общей Теории Относительности, теории гравитации. Эти две теории отмечены удивительными успехами. Поэтому весьма поражает, что эта картина законов физики противоречива. Несогласованность происходит оттого, что одна часть теории, стандартная модель, рассматривается как квантовая теория, в то время как другая, гравитация, как классическая. На первый взгляд кажется, что все, что мы должны сделать – это проквантовать общую теорию относительности. Если использовать разложение в терминах фейнмановских диаграмм (методика, используемая в стандартной модели), то здесь возникают бесконечности, которые не могут быть поглощены перенормировкой константы Ньютона (и космологической постоянной). Фактически, при переходе к все более высоким порядкам теории возмущений необходимо включать все больше контрчленов. Другими словами, теория неперенормируема. Так что принцип, который является столь критическим для построения Стандартной Модели дает сбой. Тем более удивительно, что непоследовательная теория может так хорошо согласовываться с экспериментом! Вот что происходит на самом деле: квантовые эффекты гравитации очень малы из-за слабости гравитации относительно других сил. Так как эффекты гравитации пропорциональны массе, или энергии частицы, они растут при высоких энергиях. При энергиях порядка $E \sim 10^{19} Gev$ гравитация имела бы силу, сопоставимую с другими взаимодействиями Стандартной Модели [2]. Мы должны также помнить, что физика, насколько мы ее понимаем теперь, не может объяснить наиболее важный "эксперимент", который когда-либо предпринимался: Большой Взрыв. Весьма интересно, что теория Большого Взрыва связывает физику высоких энергий и космологию, и чтобы понять, что же произошло в самом начале, кажется, мы должны понять квантовую

[1] Talk given at Lepton-Photon 99, hep-ph/0002092. Перевод на русский язык В.О. Соловьева

[2] Это масштаб энергий, где мы определенно должны увидеть новую физику, однако возможно, что квантовая гравитация становится важной при энергии, которая намного ниже, $E \sim$ 1-10 Tev [9].

гравитацию. Имеются также эстетические причины нашего желания иметь теорию, выходящую за пределы Стандартной Модели. Мы хотели бы объяснить происхождение калибровочной группы, соотношения между константами трех взаимодействий, остальную часть параметров стандартной модели, почему существует три поколения и т.д. Весьма наводит на размышления то, что когда вы экстраполируете поведение констант взаимодействий, они, по-видимому, совпадают при энергиях близких к тем, где становится важной квантовая гравитация, тем самым предполагая, что теория Великого Объединения, основанная на большей калибровочной группе, в любом случае лежит близко к планковскому масштабу. Современная ситуация аналогична той ситуации в физике элементарных частиц, когда у нас имелась только теория слабых взаимодействий Ферми. Эта теория хорошо согласовалась с экспериментами, выполненными при низких энергиях, но она не была последовательной. Перенормируемость, или математическая самосогласованность, стала решающим ключом к открытию Стандартной Модели.

Проблемы, стоящие перед нами, могут быть разделены по степени трудности на следующие три группы:

I) Сформулировать внутренне последовательную теорию квантовой гравитации. Под этим мы подразумеваем теорию, которая приводит при низких энергиях, $E \ll 10^{19} Gev$, к общей теории относительности, но в которой мы сможем выполнять квантовые вычисления до любого желаемого порядка. Эта теория должна решить некоторые фундаментальные проблемы квантовой гравитации, типа объяснения происхождения энтропии черной дыры и т.д. Эти вопросы касаются гравитации, они не связаны непосредственно с тем, что существует еще и физика тех элементарных частиц, которые мы видим в природе.

II) Быть в состоянии включить Стандартную Модель. Так что наша теория должна быть такой, чтобы при низких энергиях она могла содержать киральные калибровочные поля, фермионы и т.д.

III) Объяснить Большой Взрыв и параметры Стандартной Модели. Мы должны разрешить проблему начальной сингулярности в космологии и понять, почему у нас есть Стандартная Модель. Надо также понять, как возникают параметры Стандартной Модели, какие ее параметры связаны между собой, а какие (если они есть) возникают как "историческая случайность".

Мы знаем, что есть теория, называемая теория струн (или М-теорией), которая уже способна обеспечить решение первых двух проблем. К сожалению мы все же не знаем, как решить третью. Возможно теория струн и является решением, мы только должны лучше ее понять, или может быть, ее требуется некоторым образом изменить. Теория струн – строящаяся теория. Мы знаем несколько ее пределов и аспектов, но мы все еще не знаем фундаментальных аксиом теории, которая дала бы нам возможность приблизиться к решению третьей проблемы.

Теория струн основана на идее, что фундаментальные объекты – не точечные

частицы, как в теориях элементарных частиц, а одномерные объекты, называемые струнами. Позвольте нам сначала сделать обзор того, как мы строим теорию взаимодействующих частиц. Мы начинаем с набора свободных частиц, например электронов, фотонов, кварков, глюонов. Эти частицы могут иметь различные состояния, например, они могут иметь спин, указывающий вверх или вниз. Затем мы рассматриваем взаимодействия. Они вводятся, когда мы позволяем частицам разделяться на две другие частицы с некоторой амплитудой вероятности g. g будет называться силой взаимодействия или константой взаимодействия. Например, электрон может испускать фотон и т.д. Итак, чтобы вычислить амплитуду рассеяния мы должны просуммировать по всем траекториям частиц и по всем способам, какими они могли испускать другие частицы и т.д. Эти суммы вычисляются через фейнмановские диаграммы. На рисунке 1 (a, b) мы видим некоторые примеры фейнмановских диаграмм. Теория струн строится полностью аналогичным образом. Мы начинаем со свободных струн. Струны могут быть открытые или замкнутые. Позвольте нам рассматривать здесь только теорию замкнутых струн. Струны являются "релятивистскими", это означает, что их натяжение является равным их массе на единицу длины. Таким образом, если у нас имеется натянутая струна, ее колебание распространяется вдоль нее со скоростью света. Натяжение – размерная величина, которую мы можем параметризовывать в терминах масштаба длины: $T = 1/l_s^2$. Струны могут колебаться. Эти колебания могут быть разложены по нормальным модам. Так как струны – квантовомеханические объекты, каждой нормальной моде будет соответствовать некоторое число заполнения. Полная энергия колеблющейся струны будет проквантована. И полная масса колеблющейся струны будет равна полной энергии, содержащейся в ее колебаниях. Когда мы рассматриваем эту колеблющуюся струну издалека, она напоминает точечный объект. Различные возбужденные состояния струны аналогичны различным состояниям поляризации частиц, теперь масса состояния струны непосредственно зависит от состояния "поляризации". Некоторые из возбужденных состояний струны будут иметь нулевую энергию и оказываются, таким образом, безмассовыми частицами. Имеется одно состояние со спином два, которое может рассматриваться как гравитон. Массы массивных состояний струны имеют порядок $m \geq 1/l_s$. Мы вводим взаимодействия струны, позволяя струнам, которые касаются друг друга, соединяться в одну струну. Это будут взаимодействия разбиения и соединения, как показано на рисунке 1 (c, d). Амплитуда этого процесса определяет константу взаимодействия струн g. Чтобы рассчитать любой процесс в теории струн, мы должны просуммировать по всем возможным взаимодействиям – разбиениям и соединениям. Самые простые теории струны – те, что живут в десяти измерениях и суперсимметричны. Суммы по фейнмановским диаграммам теории струн могут быть вычислены и дают конечные результаты. При низких энергиях, то есть, при энергиях ниже,чем массы массивных состояний струны $E \ll 1/l_s$, единственными возбуждениями будут

гравитоны и другие безмассовые частицы. Взаимодействия этих частиц описываются эйнштейновской гравитацией плюс некоторые другие безмассовые поля. Таким образом теория струн умеет квантовать гравитацию. То, что мы описали здесь, представляет собой квантование по теории возмущений, так же как разложение по фейнмановским диаграммам в физике элементарных частиц является квантованием по теории возмущений в теории поля. Но имеются и непертурбативные аспекты теории, которые не фиксированы теорией возмущений. Один из примеров – солитонные решения, подобные магнитным монополям теорий Великого Объединения. Это коллективные возбуждения, которые являются устойчивыми, как правило, благодаря некоторой топологической причине. Их массы ведут себя как $m \sim 1/g^2$, и в приближении слабого взаимодействия мы можем изучать их как экстремали классического действия теории поля. В теории поля нам также могут встретиться протяженные солитоны, подобные космическим струнам или границам доменов. В теории струн тоже существуют солитоны. Эти солитоны называются D-бранами. D-браны – это солитоны различных размерностей. Они могут быть точечными (D-0-браны), одномерными (D-1-браны), двумерными (D-2-браны) и т.д. Эти солитоны очень точно описываются теорией струн [10]. Их возбуждения описываются открытыми струнами, которые на них оканчиваются. При низких энергиях некоторые из открытых мод струны безмассовы, имеют единичный спин и порождают калибровочные поля. Когда мы помещаем много бран вместе, открытые струны имеют два индекса i, j маркирующие брану, где они начинаются и брану, где они оканчиваются, см. Рисунок 2. Эти два индекса становятся индексами неабелевых $U(N)$ калибровочных полей.

Может показаться удивительным то, что мы обсуждали десятимерную теорию, в то время как наш мир "очевидно" четырехмерен. Что мы в действительности видим – это то, что мир является четырехмерным на больших расстояниях, на самом деле, мы не знаем размерности мира на достаточно малых расстояниях. В теории струн мы предполагаем, что живем в мире, который имеет четыре больших измерения (те, что мы видим) и шесть очень маленьких измерений, см. Рисунок 3. Есть хорошо известное явление в физике твердого тела: если электрон заключен на очень узком энергетическом уровне, он ведет себя так, как будто перемещается только в двух измерениях. Подобным образом, частицы, которые двигаются в десятимерном пространстве с шестью маленькими измерениями, будут вести себя при низких энергиях так, как если бы они перемещались только в четырех измерениях. Каков размер этих дополнительных размерностей? Традиционное представление говорит, что они являются весьма маленькими, порядка $10^{-33}\ cm$. Но недавно было понято, что некоторые измерения могли бы достигать размеров $1\ mm$ [9]. В этом случае все поля стандартной модели должны быть заключены на D-бране, которая простирается вдоль четырех протяженных измерений, видимых нами, но поперечна большим дополнительным размерностям. Выбирая различные многообразия или различные бранные конфигурации

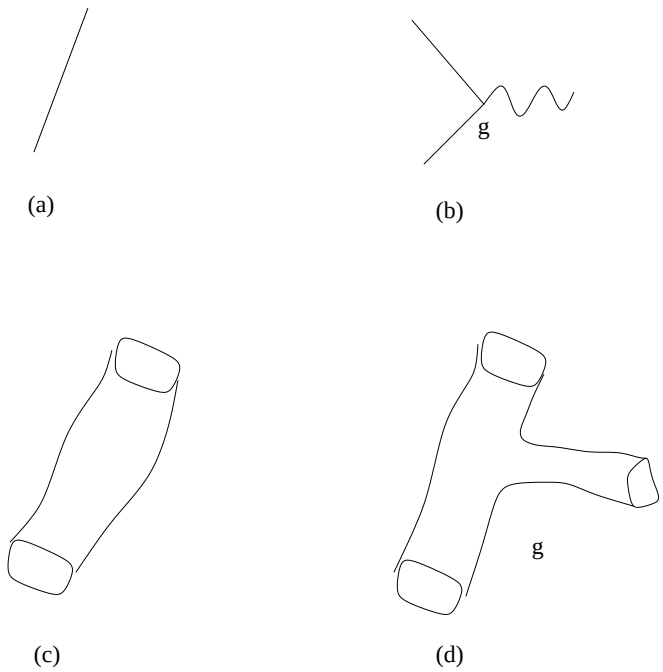

Рис. 1: Фейнмановские диаграммы для струн и частиц. (a) Свободное распространение частицы. (b) Вершина взаимодействия между частицами. (c) Свободно распространяющаяся струна. (d) Струна, взаимодействующая с другими струнами.

мы можем при низких энергиях получать различные частицы. В обоих случаях параметры стандартной модели зависят от деталей строения внутреннего многообразия или бранной конфигурации. Компактификации, сохраняющие 8,4 или 2 суперсимметрии при низких энергиях, поняты довольно хорошо. Случай, когда мы сохраняем только одну суперсимметрию, еще не изучен так же хорошо, и мы не понимаем, как можно нарушить суперсимметрию, в той степени, как это имеет место в реальном мире, избежав при этом возникновения огромной космологической константы, имеющей порядок масштаба нарушения суперсимметрии . Это, кажется, наиболее важное препятствие на пути точного понимания того, как же Стандартная Модель вложена в теорию струн.

Недавнее продвижение в теории струн было основано на идее дуальностей. Известно, что классический электромагнетизм инвариантен при взаимной замене электрических и магнитных полей $\vec{E} \to \vec{B}$, $\vec{B} \to -\vec{E}$. При этом обмениваются ролями электрические заряды с магнитными. В теории поля элементарные частицы несут электрические заряды, а солитоны – магнитные заряды. Так что эта дуальность меняет местами элементарные частицы с солитонами. Это мо-

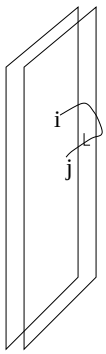

Рис. 2: D-браны – протяженные солитоны, чьи возбуждения описываются открытыми струнами, которые заканчиваются на бране. Струна, идущая от браны i к бране j помечена двумя индексами. Они порождают неабелевы калибровочные поля, живущие на D-бране.

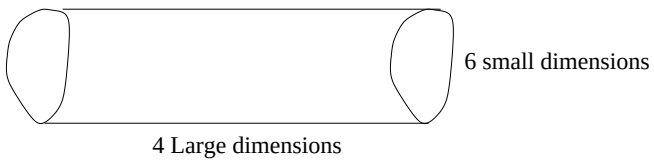

Рис. 3: Изображение десятимерной геометрии вида $R^4 \times M^6$, где M^6 – малое шестимерное пространство, а R^4 представляет четыре больших измерения, которые мы видим: 3 пространственных и временное.

жет быть достигнуто путем замены константы взаимодействия $g \to 1/g$ так, чтобы солитоны, которые были тяжелыми, стали легкими, подобно элементарным частицам. Во многих теориях струн имеются дуальности этого типа. Когда взаимодействие в терминах некоторых переменных становится сильным, теория имеет эквивалентное описание на языке некоторых двойственных переменных, которые могут быть слабо взаимодействующими. Таким образом взаимосвязаны многие теории струн. Эти дуальности трудно проверить, так как требуется точно решить сильновзаимодействующую теорию, чтобы показать, что она – та же самая как и некоторая дуальная слабовзаимодействующая теория. В суперсимметричных случаях имеется несколько величин, которые можно вычислить точно и которые не зависят от силы взаимодействия. Они могут быть рассчитаны при слабом взаимодействии, проэкстраполированы к сильному взаимодействию и затем сравнены с соответствующим результатом дуальной теории. По этой

причине, дуальности были проверены главным образом в суперсимметричных теориях. Вот примеры величин, которые защищены суперсимметрией и могут быть сосчитаны: 1) низкоэнергетическое эффективное действие, 2) число и массы различных "защищенных" специальных состояний, обычно являющихся заряженными частицами. Эти состояния могут быть элементарными в одной теории и солитонами в дуальной теории. Книги по теории струн: [1, 2]

2 Энтропия черной дыры

Черная дыра – один из наиболее интригующих объектов, которые предсказывает общая теория относительности. В классической общей теории относительности черные дыры имеют горизонт, являющийся поверхностью в пространстве-времени, такой, что если кто-то пересекает его, он уже не может вернуться обратно. Эта поверхность, однако, совсем не выглядит особенной для падающего наблюдателя. Черные дыры стали еще более интригующими, когда Хоукинг показал, что из-за квантовых эффектов они испускают тепловое излучение. Так что черная дыра – это скорее абсолютно черное тело, которое испускает тепловое излучение. Для черной дыры в четырех измерениях температура обратно пропорциональна ее радиусу, $T \sim 1/r \sim 1/(G_N M) \sim 10^{-4} K(M_{Солнца}/M)$. Мы видим, что для черных дыр, возникающих в нормальных астрофизических процессах и имеющих массу всегда большую, чем масса Солнца, эта температура слишком мала, чтобы быть обнаруженной, так как она намного ниже, чем температура космического микроволнового фонового излучения. Тот факт, что черные дыры являются тепловыми объектами, очень интересен и поднимает очень важные теоретические проблемы, решение этих проблем – один из вызовов теории квантовой гравитации. Мы привыкли к тому, что когда мы сталкиваемся с тепловым объектом, то можем объяснить его температуру как результат движения его внутренних составных частей. Таким образом, возникает вопрос: что является внутренними составными частями черной дыры, которые объясняют ее температуру? Этот вопрос часто формулируется как проблема объяснения микроскопического происхождения энтропии. Энтропия может быть определена через первый закон термодинамики: $dM = TdS$. Энтропия получается в виде: $S = A_H/(4G_N)$. Другими словами, энтропия пропорциональна площади горизонта в планковских единицах. Любая теория квантовой гравитации, типа теории струн, должна объяснять эту энтропию. В теории струн трудно вычислить энтропию непосредственно, так как струны описывают маленькие флуктуации вокруг плоского пространства, в то время как черная дыра представляет собой большое отклонение от четырехмерного пространства. Недавно, когда была понята динамика D-бран, стало возможным вычислить эту энтропию для некоторых частных случаев [3]. Рассмотрим компактификацию теории струн к четырем измерениям, которая сохраняет

две суперсимметрии. В такой теории мы могли бы рассматривать заряженные черные дыры. В общем, заряженные черные дыры должны удовлетворять связи на массу, которая выглядит как $M \geq Q$, чтобы избежать голых сингулярностей, то есть особенностей, которые не прикрыты горизонтом. В теориях с двумя суперсимметриями эта связь совпадает с так называемым BPS-ограничением. Это ограничение происходит из алгебры суперсимметрий. Заряд Q появляется в правой части уравнений алгебры суперсимметрий, и BPS-ограничение вытекает из требования унитарности представлений. Кроме того, состояния с $M = Q$ лежат в меньшем представлении алгебры суперсимметрий и число состояний в таких представлениях не зависит от константы взаимодействия или других непрерывных параметров теории[3]. Черные дыры с $M = Q$ также являются особыми и с точки зрения теории гравитации, они называются экстремальными черными дырами и для них температура Хоукинга обращается в ноль. В этих суперсимметричных теориях можно изменить параметры, так чтобы конфигурация черной дыры стала слабо взаимодействующей системой D-бран и струн, энтропию которой можно вычислить довольно легко, смотри Рисунок 4. Ответ, конечно, оказывается тем же самым – площадью горизонта соответствующего решения черной дыры. Так как, когда мы делаем преобразование, число BPS-состояний не изменяется, это позволяет вывести энтропию черной дыры для этих специальных черных дыр в теориях супергравитации. Энтропия более общих черных дыр, включая почти экстремальные черные дыры ($M > Q$ но $M - Q \ll Q$), может быть вычислена, используя AdS/CFT соответствие, как это будет объяснено ниже. Энтропия общих черных дыр на самом общем струнном фоне существующими методами рассчитана быть не может.

3 Конформные теории поля и анти-де-ситтерово пространство-время

Хотя теория струн была описана выше как теория квантовой гравитации, она возникла как попытка описать адроны. Струнное описание объяснило некоторые особенности спектра адронов, типа траекторий Редже, и т.д . Мы теперь знаем, что адроны описываются QCD, но нам все еще весьма трудно делать вычисления при низких энергиях из-за большой константы взаимодействия. Фактически мы ожидаем конфайнмента. Конфайнмент, как думают, является результатом того факта, что линии цветного электрического поля образуют узкие связки при движении от кварка до антикварка, см. Рисунок 5. Эти потоки выглядят при низких энергиях подобно струнам, и можно ожидать, что при низких энергиях

[3]Точнее выражаясь, число состояний, которые не могут быть объединены в большие представления, типа тех для которых $M > Q$, остается инвариантным.

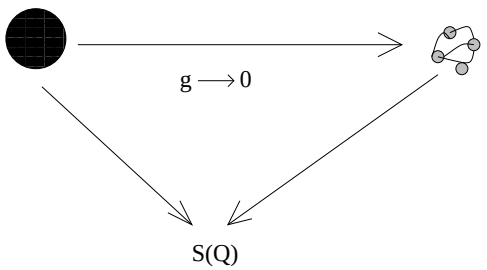

Рис. 4: Стартуя с экстремальной заряженной черной дыры мы изменяем значение константы взаимодействия, и черная дыра становится слабо взаимодействующим газом D-бран и струн. В суперсимметричных теориях они являются BPS-состояниями и их число не зависит от силы взаимодействия, так что мы можем вычислить энтропию черной дыры, рассчитывая число состояний газа D-бран и струн [3].

применимо описание в терминах струны. 't Hooft показал [8], что надлежащий способ понимать эти струны состоит в том, чтобы перейти к пределу большого количества цветов $N \to \infty$, сохраняя $g^2_{YM}N$ постоянным. В этом пределе выживают только планарные фейнмановские диаграммы. Эти планарные фейнмановские диаграммы, кажется, дают дискретизацию мировой поверхности струны. Однако не было ясно, какая именно теория струн здесь должна получиться. Для

Рис. 5: Потоки цветового электрического поля формируют узкую связку, приводящую к линейному потенциалу и конфайнменту.

случая теории Янга-Миллса с $\mathcal{N} = 4$ суперсимметрией и большого количества цветов N было предположено, что эти калибровочные струны являются теми же самыми фундаментальными струнами, описанными выше, но перемещающимися в специальном искривленном пространстве-времени: в произведении пятимерного анти-де-ситтерова пространства и 5-сферы [4]. Пятимерное AdS имеет границу, которая является четырехмерной. Теория поля определена на этой четырехмерной границе. На рисунке 6 мы можем видеть диаграмму Пенроуза для AdS.

Радиус кривизны этого пространства-времени пропорционален $(g^2_{YM}N)^{1/4}$, и константа взаимодействия струны будет $g_s = g^2_{YM}$, она ведет себя подобно $1/N$ при фиксированном $g^2_{YM}N$, как и ожидалось из общих соображений 't Hooft. Име-

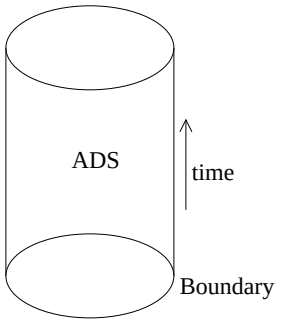

Рис. 6: Диаграмма Пенроуза для анти-де-ситтерова пространства, иллюстрирующая его причинную структуру. Это цилиндр. Время течет в вертикальном направлении. Граница AdS – граница цилиндра. В случае AdS_5 границей является $R \times S^3$.

ется большое количество проверок этого соответствия. Множество проверок делается возможным из-за большого количества суперсимметрий. Самая простая проверка – наблюдение, что обе теории имеют ту же самую симметрию. $\mathcal{N} = 4$ суперсимметричная теория Янга-Миллса масштабно-инвариантна, константа взаимодействия не является бегущей, она не зависит от энергии. Не суперсимметричный Янг-Миллс классически конформно инвариантен, но квантовые поправки вводят масштаб длины через бегущую константу взаимодействия. В конформных теориях группа симметрии включает трансляции, вращения, масштабные преобразования и так называемые специальные конформные преобразования. Все они образуют группу, математически известную как $SO(2,4)$. Эта группа – группа изометрий AdS. Подобным образом, теория Янга-Миллса имеет глобальную группу симметрии $SO(6)$, которая является той же самой, что и группа вращений S^5. Фактически, когда мы рассматриваем теорию струн на $AdS_5 \times S^5$, мы имеем те же самые суперсимметрии, что и в калибровочной теории. Другие проверки включают сравнение спектра BPS-частиц, потоки ренормгруппы, которые частично нарушают суперсимметрию и т.д. Многие обобщения этого соответствия были предложены для других теорий с меньшей суперсимметрией или вовсе без суперсимметрии и для теорий, которые не являются конформно инвариантными. Детальный список этих проверок и более обширный список ссылок по этой теме см. в [7]. Загадочным аспектом является то, что теория внутри объема содержит гравитацию, в то время как полевая теория гравитации не содержит. Гравитация в объеме связана с тензором напряжений граничной теории следующим образом. Корреляционные функции для тензора напряжений в полевой теории приравниваются амплитуде распространения гравитонов между заданными точками на границе. Корреляционные функции операторов в полевой теории могут быть рас-

считаны, используя это соответствие, как амплитуды распространения частиц в объеме между заданными точками границы [5, 11], см. Рисунок 7. Каждый оператор соответствует частице, или более точно, моде струны, распространяющейся в AdS. Масса частицы в AdS связана с конформной размерностью Δ поля формулой

$$\Delta = 2 + \sqrt{4 + (mR_{AdS})^2}$$

Подобно этому мы можем вычислить кварк-антикварковый потенциал, рассма-

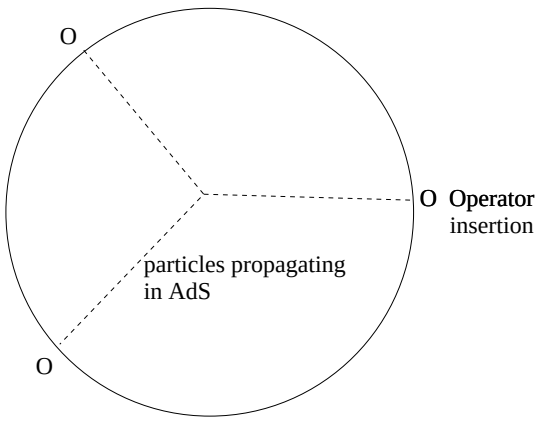

Рис. 7: Корреляционная функция операторов в граничной теории может быть рассчитана как амплитуда вероятности того, что частицы, связанные с операторами, перемещаются между теми точками на границе, где вставлены эти операторы.

тривая струну, которая распространяется между двумя точками границы, см. Рисунок 8. На этом изображении мы видим, что струны, которые двигаются в десятимерном пространстве – это в точности струны, представляющие потоки цветовых полей. Мы можем таким образом говорить, что струны, сделанные из глюонов выглядят очень похожими на обычные фундаментальные струны, когда $g^2_{YM}N$ велико. Это общая особенность дуальностей – то, что некоторые возбуждения, которые выглядят фундаментальными в одной картине являются коллективными возбуждениями в дуальной теории. Когда мы вычисляем кварк-антикварковый потенциал, рассчитывая энергию струны на этом искривленном фоне, мы находим, что она ведет себя подобно $V(L) \sim -1/L$, где L – расстояние в четырехмерной теории. Этот потенциал не дает конфайнмента, его и не должно быть, так как теория поля конформна. Можно деформировать теорию поля таким образом, что при низких энергиях конформная инвариантность и суперсимметрия будут нарушены. Результирующая теория, как ожидается, будет

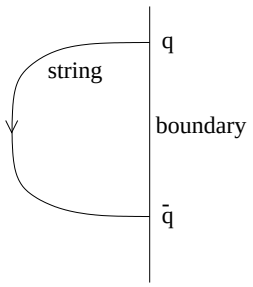

Рис. 8: Кварк-антикварковая конфигурация. Поток цветового поля соединяет кварк с антикварком, это описывается струной, которая перемещается в геометрии высшей размерности, дуальной к теории поля. Потенциал может быть рассчитан как собственная энергия этой струны в искривленной геометрии.

давать конфайнмент. Действительно можно найти соответствующее решение в супергравитации и получить, что геометрия деформирована, и теперь кварк-антикварковый потенциал действительно будет удерживающим, и теория будет иметь массовую щель [6]. Даже при том, что теория дает конфайнмент, это будет не чистый Янг-Миллс, а его сильновзаимодействующая версия. Чтобы найти предел большого N для чистого Янг-Миллса требуется рассмотреть струны, распространяющиеся в искривленном пространстве-времени, кривизна которого имеет порядок масштаба струны. В этой ситуации гравитационное приближение не является достаточно хорошим. Трактовка струн в этих маленьких пространствах – весьма стимулирующая проблема, которая сейчас изучается. То что мы до сих пор рассматривали было приложениями нашего соответствия к изучению теории поля с большой константой связи при больших N. Соответствие может также быть использовано для того, чтобы больше узнать о гравитации. Использовать его в этом направлении труднее, так как теория поля является сильно взаимодействующей и поэтому трудно поддается решению. Можно сделать, однако, некоторые общие утверждения. Один из наиболее таинственных объектов в теории гравитации – черная дыра. Можно рассмотреть черную дыру в AdS. Эта черная дыра, в принципе, описывается некоторым тепловым состоянием граничной теории. Если у нас имеется большая черная дыра, размера порядка радиуса AdS, ее энтропия будет обратно пропорциональна константе Ньютона, которая имеет порядок $1/N^2$. Так что энтропия будет иметь порядок N^2, что согласуется с числом, получить которое мы наивно ожидали бы в теории поля, исходя из того, что у нас имеется N^2 глюонов. В случае AdS_3 можно точно вычислить энтропию в теории поля и результат точно согласуется с гравитацией, см. обзор [7]. Аспект гравитации, который проявляется явным образом в этом соответствии – это го-

лография [13, 12]. Голография говорит, что в квантовой теории гравитации мы должны быть способны описать физику в некоторой области пространства теорией с одной степенью свободы (самое большее) на планковскую единицу площади. Обратите внимание, что число степеней свободы тогда росло бы как площадь, а не как объем, к чему мы привыкли. Конечно, для всех физических систем, с которыми мы обычно сталкиваемся, число степеней свободы намного меньше, чем площадь, так как планковская длина слишком мала. Это называется "голографией", потому что аналогично голограмме, которая может хранить трехмерное изображение на двумерной поверхности. В этом случае мы представляем физику пятимерного анти-де-ситтерова пространства-времени с помощью теории, которая живет на ее границе. Это конкретный пример голографии. Лучшее понимание этого могло бы привести к большему прогрессу в квантовой гравитации.

4 Выводы

Мы узнали, что законы физики, насколько мы их знаем, непоследовательны, так как мы не трактуем гравитацию квантовомеханически. Формулировка правильной теории квантовой гравитации дала бы нам возможность объяснить Большой Взрыв, и по всей вероятности, параметры Стандартной Модели. Теория струн дает нам возможность изучить целый класс явлений, которых мы ожидаем в теории квантовой гравитации. Теория еще не разработана до той стадии, когда она могла бы давать определенные экспериментальные предсказания, но достаточно хорошо понята, чтобы объяснить некоторые квантовые явления гравитации, подобные энтропии и испарению черных дыр, изменению топологии и т.д. Суперсимметричные фазы теории струн исследуются довольно успешно. Одна из главных задач – найти механизм, нарушающий суперсимметрию, который бы не порождал большой космологической постоянной. Было найдено много соответствий между различными теориями струн и между теорией струн и теорией поля. Показано, что теория струн приводит, в некоторых обстоятельствах, к обычной четырехмерной теории поля и наоборот. Мы надеемся, что в ближайшем будущем поймем теорию лучше, с тем чтобы вступить в непосредственный контакт с экспериментом.

Я благодарен организаторам и участникам за интересную конференцию. This work was supported in part by DOE grant DE-FG02-91ER40654 and the Sloan and Packard foundations.

Список литературы

[1] J. Polchinski, *String theory*, Vol 1 and 2, Cambridge University press 1998.

[2] M. Green, J. Schwarz and E. Witten, *Superstring theory*, Vol 1 and 2, Cambridge University Press 1987.

[3] A. Strominger and C. Vafa, "Microscopic Origin of the Bekenstein-Hawking Entropy," Phys. Lett. **B379**, 99 (1996) [hep-th/9601029].

[4] J. Maldacena, "The large N limit of superconformal field theories and supergravity," Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998) [hep-th/9711200].

[5] S. S. Gubser, I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, "Gauge theory correlators from non-critical string theory," Phys. Lett. **B428**, 105 (1998) [hep-th/9802109].

[6] E. Witten, "Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories," Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 505 (1998) [hep-th/9803131].

[7] O. Aharony, S. S. Gubser, J. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz, "Large N field theories, string theory and gravity," hep-th/9905111.

[8] G. 't Hooft, "A Planar Diagram Theory For Strong Interactions," Nucl. Phys. **B72**, 461 (1974).

[9] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, "The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter," Phys. Lett. **B429**, 263 (1998) [hep-ph/9803315].

[10] J. Polchinski, "Dirichlet-Branes and Ramond-Ramond Charges," Phys. Rev. Lett. **75**, 4724 (1995) [hep-th/9510017].

[11] E. Witten, "Anti-de Sitter space and holography," Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 253 (1998) [hep-th/9802150].

[12] L. Susskind, "The World as a hologram," J. Math. Phys. **36** (1995) 6377 [hep-th/9409089].

[13] G. 't Hooft, "Dimensional reduction in quantum gravity," gr-qc/9310026.