

Космологическое нарушение суперсимметрии

или

малая лямбда возвращается к будущему II

T. Banks*

Department of Physics and Institute for Particle Physics

University of California, Santa Cruz, CA 95064

E-mail: banks@scipp.ucsc.edu

Аннотация

Сделано предположение, что М-теория в асимптотически плоском пространстве-времени должна быть суперсимметричной, и что наблюдаемое нарушение суперсимметрии в мире низких энергий должно быть приписано существованию отличной от нуля космологической постоянной. Это было бы совместимо с экспериментом, если бы *критический показатель* α в отношении $M_{SUSY} \sim M_P (\Lambda/M_P^4)^\alpha$ принял значение $1/8$, вместо своего классического значения $1/4$. Мы приписываем эту большую перенормировку действию больших виртуальных черных дыр через UV/IR соответствие.

1 Введение

Эта статья является расширенной версией короткого доклада, который я сделал на праздновании 60-го дня рождения Ленни Сасскинда в Стэнфордском Университете. Она посвящена Ленни, который учил меня думать о физике, и его собственные недавние идеи глубоко повлияли на те, о которых я здесь говорю. Основное содержание статьи может быть резюмировано в нескольких предложениях: *Энтропия Бекенштейна-Хокинга (асимптотически) деситтерова ($AsDS$) пространства представляет собой логарифм общего числа квантовых состояний, необходимых для описания такой вселенной. Это подразумевает, что космологическая постоянная должна быть вставлена в теорию и не является величиной, которую следует вычислять. Структура $AsDS$ вселенной автоматически нарушает суперсимметрию ($SUSY$). С этой точки зрения, “проблема космологической постоянной” — это проблема объяснения, почему масштаб нарушения $SUSY$ настолько превосходит масштаб, связанный в классической супергравитации ($SUGRA$) с наблюдаемым значением (ограничением на ?) космологической постоянной. Я предполагаю, что большая перенормировка классической формулы должна ожидать в следствие UV/IR соответствия М-теории. Она может рассматриваться как следствие вкладов виртуальных черных дыр. Феноменологически правильная формула $M_{SUSY} \sim (\Lambda M_P^4)^{1/8}$ может быть получена из таких соображений.*

Значение этих идей в том, что нарушение $SUSY$ исчезает в пределе плоского пространства, что согласуется с тем фактом, что нам не удалось найти струнного

*Перевод на русский язык В.О. Соловьева, E-mail:soloviev@th1.ihep.su

вакуума с нарушенной SUSY и асимптотически плоским пространством-временем. Мы начнем статью с краткого обзора свидетельств об этом.

Затем мы обратимся к защите утверждения, что асимптотически деситтерова (AsDS) вселенная может быть описана конечным числом состояний, заданным формулой Бекенштейна-Хокинга. Мы обсуждаем различие между такой AsDS вселенной и временной деситтеровой фазой инфляционной вселенной. Мы предостерегаем читателя, что как только он примет эти аргументы, он будет вынужден заключить, что космологическая постоянная — вклад в теорию, или граничное условие, а не параметр, который может быть вычислен. Обычная проблема космологической постоянной может тогда быть перефразирована так: почему масштаб нарушения SUSY не связан с космологической постоянной стандартной классической формулой SUGRA, которая (без тонкой подстройки) предсказывает $M_{SUSY} \sim \Lambda^{1/4}$?

Мы утверждаем, что эта формула может получить большую перенормировку. Действительно, стандартные теоретико-полевые вычисления предсказывают логарифмически расходящиеся перенормировки (в конечных порядках разложения по петлям) масс частиц в теориях с мягко нарушенной SUSY. Обычно эти расходимости поглощаются параметрами низкоэнергетической эффективной полевой теории. Вильсоновские ренормгрупповые аргументы предполагают, что эти расходящиеся члены никак не зависят от космологической постоянной, если этот параметр много меньше масштаба обрезания. Мы утверждаем, что UV/IR соответствие M-теории предполагает возможный источник такой зависимости. Состояния теории с самыми высокими энергиями являются огромными черными дырами размера порядка размеров горизонта де Ситтера. Их спектр очень чувствителен к значению космологической постоянной. Мы надеемся, что это может изменить значение “критического показателя”, появляющегося в формуле связи масштаба нарушения SUSY с космологической постоянной, так что она примет вид $M_{SUSY} \sim (\Lambda M_P^4)^{1/8}$. Такая формула соответствует наблюдательным данным.

2 Выбор вакуума

Одной из неудачных особенностей M-теории как теории реального мира, является изобилие нефизических вакуумов с ненарушенной суперсимметрией. С одной стороны, именно этот аспект теории позволил нам получить так много математических результатов о ее свойствах. С другой стороны, даже если бы кто-то преуспел в том, что нашел бы нарушающий SUSY вакуум, который точно описывает реальный мир (нам должно повезти!), перед ним все еще стояла бы дискомфортная проблема — объяснить, почему Вселенная не похожа на один из красивых суперсимметричных вакуумов.

С этой точки зрения, интересным и захватывающим является то, что по-видимому очень трудно нарушить SUSY так, чтобы остаться с приблизительно плоским пространством-временем. Многие кандидаты на роль вакуумных состояний M-теории, нарушающих SUSY, имеют тахионную неустойчивость. Почти все ¹ классические кандидаты на роль вакуума генерируют потенциалы для их модулей в квантовой теории. Эффект этих потенциалов должен или привести систему в область пространства модулей, где мы неспособны ее проанализировать (кроме как заключить, что, так как она должна иметь большую отрицательную вакуумную энергию, она не может

¹Исключениями являются модели [1], они не имеют никакого потенциала для модулей в одной и двух петлях. Я с подозрением отношусь к этим моделям, потому что они, кажется, имеют бесконечное ферми-бозе вырождение, несмотря на отсутствие SUSY. Я подозреваю, что это вырождение снимается в некотором порядке теории возмущений, где и генерируется потенциал.

описывать асимптотически плоское пространство-время), или привести ее глубоко в режим малой константы взаимодействия, где гравитация становится свободной полевой теорией. Ни в том, ни в другом случае мы не получим приемлемого описания реального мира. Слабо взаимодействующая система имеет безмассовые модули и низкоэнергетические эффективные параметры, слишком быстро изменяющиеся со временем.

Вышеупомянутый анализ основан на слабо взаимодействующей теории струн и квазиклассической SUGRA. Подобные заключения следуют из анализа нарушения SUSY в Матричной Теории [2][3]. В этой непертурбативной формулировке М-теории среди разнообразия асимптотически плоских, суперсимметричных пространств-времен, асимптотическое пространство-время (более точно конфигурационное пространство многочастичных асимптотических состояний, распространяющихся в пространстве-времени) возникает как пространство модулей суперсимметричной квантовой системы. Нарушение SUSY приводит к коллапсу пространства-времени.

По аналогии с AdS/CFT соответствием, для асимптотически AdS суперсимметричного вакуума можно было попытаться найти несуперсимметричную версию этого соответствия (с AdS пространством, имеющим кривизну много меньше масштаба Планка), пытаюсь построить конформные теории поля с определенными свойствами. В частности, они должны иметь большой зазор в размерностях между тензором энергии-импульса и всеми остальными, с небольшим исключением, операторами теории. Тензор энергии-импульса является первичным полем, соответствующим гравитонам в AdS, в то время как другие операторы соответствуют состояниям с массой порядка масштаба Планка или масштаба струны. Зазор в размерностях указывает на большое отношение между масштабом кривизны AdS и масштабом Планка. В суперсимметричных примерах этот зазор “гарантируется” теоремами неперенормируемости SUSY, объединенными с *гипотетическим* законом скейлинга для размерностей некиральных операторов в пределе больших $g_s N$. Размерность тензора энергии-импульса всегда защищена, но при отсутствии SUSY мы не ожидаем иметь линии неподвижных точек и нет никакого очевидного параметра, который мог бы настроить зазор так, чтобы он был асимптотически велик.

Другой особенностью большого пространства AdS, которая должна быть воспроизведена в соответствии с нашей гипотетической конформной теорией поля, будет существование мультигравитонных возбуждений. Даже в суперсимметричных примерах это свойство не понято достаточно хорошо. То есть, оно понято только в режиме $AdS_5 \times S^5$ пространства модулей, где применимо 't Hooft разложение 'тХуфта. И в этом режиме многочастичные возбуждения существуют даже если кривизна AdS пространства велика. Должен быть чисто теоретико-полевой аргумент, который доказывал бы существование многочастичных возбуждений в режимах, где кривизна AdS велика, независимо от размерности пространства или существования режима слабого взаимодействия струн. Только когда мы поймем это, мы можем надеяться проверить, представляет ли в действительности конформная теория поля, нарушающая SUSY, большое AdS пространство.

Наконец, мы должны были бы показать, что теория содержит метастабильные возбуждения, соответствующие черным дырам с размером, намного большим, чем масштаб Планка, но много меньшим, чем AdS радиус. Пока нет никаких свидетельств в пользу существования несуперсимметричных CFT с этими свойствами. В действительности, мы мало понимаем как кластерное разложение и многочастичную структуру, так и черные дыры метастабильного плоского пространства в суперсимметричных версиях AdS/CFT.

Резюмируя, все имеющиеся свидетельства указывают на отсутствие асимптотически плоского вакуума М-теории с нарушенной SUSY. Нет никаких надежных приме-

ров, хотя модели работы [1] и могут все же оказаться удовлетворяющими критериям дизайна.

3 Энтропия пространства де Ситтера

Рассмотренные в предыдущей главе результаты предполагают (но, конечно, не слишком настоятельно), что нарушение SUSY в асимптотически плоском пространстве-времени в M-теории может оказаться невозможным. Есть конечно известное соотношение между нарушением SUSY и скаляром Риччи пространства-времени. А именно, общая несуперсимметричная квантовая теория поля дает космологическую постоянную, по крайней мере, порядка масштаба нарушения SUSY. Напротив, положительная космологическая постоянная несовместима с SUSY.

Известной проблемой этого соотношения является относительный масштаб двух эффектов. Космологическая постоянная ограничена сверху числом порядка восьмидесяти процентов критической плотности, в то время как масштаб нарушения SUSY ограничен снизу несколькими сотнями ГэВ. Без тонкой подстройки параметров и использования методов эффективной теории поля это приводит к космологической постоянной, приблизительно на 60 порядков величины большей, чем наблюдаемое ограничение. Мы обычно размышляем об этой проблеме, применяя квантовую теорию поля в плоском пространстве-времени и затем вычисляя поправки к пространственно-временному фону. Нарушение SUSY "вызывает" большую космологическую постоянную, которая, в свою очередь, делает плоское пространство-время плохим приближением. Я хотел бы предположить, что мы неправильно понимаем эту проблему. Вычисление в плоском пространстве подсчитывает нулевые энергии степеней свободы в пространстве-времени. Мы узнали, что число и свойства степеней свободы в M-теории кардинально зависят от нашей спецификации граничных условий для пространство-времени.[4] Асимптотически анти-де-ситтеровы пространства различных размерностей имеют совсем другие виды степеней свободы при высоких энергиях, и кроме того, они все кардинально отличаются от асимптотически плоских пространств. Замечательно, что квазиклассическая формула Бекенштейна-Хокинга последовательно дает правильный ответ для энтропии при чрезвычайной высокой энергии. Это пример UV/IR связи. Высокоэнергетические состояния связаны с большими, имеющими небольшую кривизну (вне горизонта) конфигурациями, грубые свойства которых закодированы в общей теории относительности.

Для пространства де Ситтера формула Бекенштейна-Хокинга предсказывает конечную энтропию. Более точно, любой наблюдатель в пространстве AsDS видит только конечную часть вселенной, ограниченную космологическим горизонтом событий. Одна четверть площади этого горизонта событий (в единицах Планка) и есть конечная энтропия Бекенштейна-Хокинга. Я хотел бы интерпретировать это число как логарифм общего количества квантовых состояний, необходимых чтобы описать Вселенную как она видна этому наблюдателю.

Есть три аргумента за это. Первый — простая аналогия с физикой черных дыр (согласно голографическому принципу): горизонты событий могут рассматриваться как голографические экраны, на которых для наблюдателей "на этой стороне" закодирована вся информация о том, "что продолжается с другой стороны горизонта". Все аргументы в пользу этого голографического представления горизонтов черной дыры одинаково хорошо применяются к деситтерову пространству.

Второй аргумент является безусловно самым убедительным. Вообразите наблюдателя в пространстве де Ситтера, пробующую противоречить нашему утверждению путем собирания как можно большего количества энтропии. Пока она работает над

масштабами, меньшими чем радиус кривизны де Ситтера, она может сделать это наиболее эффективно, формируя в плоском пространстве черные дыры, энтропия которых ограничена их площадью. Размер черной дыры ограничен величиной порядка размера горизонта, и таким образом, нет никакой возможности нарушить наше ограничение. Иначе говоря, система с энтропией, большей, чем размер горизонта де Ситтера, просто не развилась бы в AsDS пространство-время с принятым значением космологической постоянной.

Третий аргумент является более техническим. В то время как мало кто продолжает считать, что квантовая гравитация описывается Евклидовым функциональным интегралом по метрикам, эта парадигма, действительно, по-видимому, дает нам полезные и правильные намеки о квантовой физике черных дыр и AdS пространств [5]. Евклидово деситтерово пространство является сферой, компактной геометрией. Правила для Евклидовой квантовой гравитации (*c.f.* пертурбативной физики мирового листа в теории струн), говорят нам, что все диффеоморфизмы, включая деситтерову группу изометрий, являются калибровочными преобразованиями и по ним следует проинтегрировать. Вся физическая информация является инвариантной. Это находится в уже отмеченном противоречии с асимптотически плоскими или AdS вселенными, где изометрии действуют нетривиально на нефлуктуирующую граничную геометрию. В этих случаях, изометрии являются большими калибровочными преобразованиями, и физические состояния не обязаны быть инвариантными относительно них.

Теперь рассмотрим квантовую теорию поля в пространстве-времени де Ситтера, определенную аналитическим продолжением евклидовых функций Грина на сферу. Уже давно конструктивные полевые теоретики показали [6] для большого класса суперперенормируемых теорий, что эти функции Грина имеют интерпретацию в терминах гильбертова пространства наблюдателя, живущего на статическом участке лоренцева пространства де Ситтера. Состояние, определенное этими функциями Грина — термальное состояние статического гамильтониана участка, при температуре Хокинга. Эти строгие результаты являются обобщением наблюдений [7] для свободной полевой теории и разложения по возмущениям около нее. Чтобы получить полевую теорию в полном деситтеровом пространстве, используются деситтеровы изометрии для копирования функций Грина с одного статического участка на другой. Согласно аргументу предыдущего параграфа, эта процедура дает только калибровочные копии первоначальной системы. Таким образом, с этой точки зрения было бы неправильно вводить независимые физические степени свободы для каждого статического участка.

Важно исследовать несколько ситуаций, которые, кажется, противоречат идее, что пространства AsDS имеют конечное число степеней свободы. Один такой аргумент основан на рассмотрении пространства-времени, которое было деситтеровым в отдаленном прошлом. В прежние времена, объем пространства являлся очень большим, и можно легко наложить начальные условия, которые имеют энтропию, большую чем деситтеров максимум. Однако, большинство этих начальных условий не будет приводить к пространству-времени AsDS (с тем же самым значением космологической постоянной). Уравнения Эйнштейна (с соответствующими условиями на тензор энергии-импульса) не позволят нарушить ограничение Bekenstein-Fischler-Susskind-Bousso (BFSB) [8].

"Приблизительно деситтеровы" пространства-времени инфляционной космологии смущают нас, только пока мы забываем про природу голографического принципа. Нет никакого космологического горизонта событий в этих пространствах-временах (если все не переходит в деситтерову фазу намного позднее в истории вселенной), таким образом размер горизонта инфляционной деситтеровой фазы - в лучшем случае

временная мера максимальной энтропии, с точки зрения локальных наблюдателей. Когда инфляционная фаза заканчивается, горизонты этих наблюдателей расширяются. Надлежащий голографический экран, на котором может быть закодирована вся информация в этих вселенных, зависит от их эволюции начиная с конца инфляции.

Беря предел, в котором число e -folds инфляции становится бесконечным, мы можем породить парадоксальную ситуацию. Если мы признаем возможность независимой информации на различных статических участках деситтерова пространства (как мы имеем для любого конечного числа e -folds), тогда мы получаем пространства-времена $AsDS$ с энтропией, большей чем область горизонта. Они, по существу, являются обращением времени пространств-времен, с которыми мы столкнулись два параграфа назад. Конечно, если мы экстраполируем эти расширяющиеся конфигурации назад в прошлое, мы неизбежно сталкиваемся с пространственноподобной особенностью. Таким образом, надлежащее описание этих пространств-времен - сингулярность Большого Взрыва, которая эволюционирует к деситтерову пространству в будущем. Отметим, что никакой локальный наблюдатель в такой вселенной не будет когда-либо сталкиваться с большим количеством энтропии, чем допускается ограничением. Замешательство происходит из-за факта, что есть много способов разрезать пространство на области, наблюдаемые независимыми локальными наблюдателями. Я полагаю, что замешательство, порожденное этим примером связано с начальными условиями в сингулярности, и предполагаю, что надлежащая квантовая трактовка космологии никогда не приведет к пространствам-временам этого типа. В частности я подозреваю, что общие начальные условия в сингулярности для множества степеней свободы, большего чем деситтерова энтропия, не будут эволюционировать в постулируемое деситтерово пространство. Специфические решения, описанные выше, будут подразумевать чрезвычайную тонкую подстройку начальных условий в сингулярности, и могут вообще не существовать в квантово-механической трактовке.

Заявление, что космологическая постоянная определяет число степеней свободы во вселенной $AsDS$, имеет чрезвычайное значение, если оно истинно. Традиционно, мы думаем о космологической постоянной как об эффективном полевом параметре теории без прямой связи с микроскопической физикой мира. Она должна быть вычислена в терминах более фундаментальных величин. Если однако она представляет собой прямой подсчет числа степеней свободы, то ее значение - часть фундаментальной установки (set up) квантовой теории. Размерность гильбертова пространства (если оно конечномерно) или число фундаментальных канонических степеней свободы (если гильбертово пространство бесконечномерно) есть часть определения теории. Мы увидим ниже, что возможность такой прямой связи между очевидно низкоэнергетическим параметром и фундаментальной динамикой есть выражение UV/IR отношения M -теории.

Мы должны не пытаться вычислить космологическую постоянную, а скорее постулировать ее значение и получать из этого другие наблюдаемые величины. С этой точки зрения "проблема космологической постоянной" перевернута с ног на голову. Она состоит не в том, "почему космологическая постоянная столь мала," а в том, почему, "учитывая значение космологической постоянной, так велико нарушение $SUSY$ ". Действительно, хотя я не могу вывести это логически из того, что я уже сказал, в этом контексте кажется неизбежным, что нужно приписать все нарушение $SUSY$ тому факту, что мы живем во вселенной $AsDS$. Это совместимо с невозможностью определения $SUSY$ в де ситтеровом пространстве, а также с неудачами наших попыток найти нарушающие $SUSY$ асимптотически плоские состояния M -теории, но это бросает вызов всей предыдущей мудрости о нарушении $SUSY$.

Классическая формула, связывающая нарушение SUSY с космологической постоянной (без тонкой подстройки)

$$M_{SUSY} \sim (\Lambda)^{1/4}. \quad (1)$$

Формула, соответствующая данным,

$$M_{SUSY} \sim (\Lambda M_P^4)^\alpha \quad (2)$$

должна иметь $\alpha = 1/8$. Я предложил бы описать эти формулы следующим лозунгом: предел $\Lambda/M_P^4 \rightarrow 0$ М-теории является критическим пределом, при котором число степеней свободы системы стремится к бесконечности. В этом пределе масштаб нарушения SUSY стремится к нулю, и мы пытаемся вычислить критический показатель степени для его исчезновения. Классическое значение среднего поля дает $1/4$. Эксперимент указывает, что правильное значение - $1/8$.

4 Как это может быть?

Если масштаб нарушения SUSY меньше масштаба Планка, то низкоэнергетическая физика описывается локально суперсимметричным эффективным лагранжианом. Нарушение SUSY в этом лагранжиане является спонтанным. Если подходящей SUSY является $N = 1$, $d = 4$, то лагранжиан может иметь решения Де Ситтера со спонтанно нарушенной SUSY. Космологическая постоянная и масштаб нарушения SUSY в этом лагранжиане являются независимыми параметрами. Скалярный потенциал имеет вид

$$V = e^K [K^{i\bar{j}} F_i \bar{F}_{\bar{j}} - 3|W|^2] \quad (3)$$

Все было выражено в единицах Планка. Мы будем работать вблизи предела плоского пространства, где космологическая постоянная является очень малой. В этом пределе, члены F_i - параметры порядка для нарушения SUSY, в том смысле, что массовые расщепления в супермультиплетях являются пропорциональными значениям F членов в минимуме потенциала. Отметим, что и *супермультиплет* и *масса* - приблизительные понятия, если космологическая постоянная является отличной от нуля. Математически, нет никаких глобальных генераторов симметрии, чтобы определить эти слова точно. Физически, частицы не могут быть удалены друг от друга больше, чем на размер горизонта [См. главу о судьбе Вселенной, ниже], и мы не можем определить амплитуды рассеяния.

Выбирая параметры в суперпотенциале и потенциале Кэлера, мы можем устроить минимум с исчезающими F членами и произвольным значением космологической постоянной. Однако, это обычно считается тонкой подстройкой, согласно следующему вильсоновскому аргументу. Когда мы вычисляем радиационные поправки к эффективному лагранжиану ниже масштаба, нарушающего SUSY, мы находим вклад в перенормированную космологическую постоянную порядка M_{SUSY}^4 , где M_{SUSY} - наибольшее расщепление в супермультиплетях, и также выбирается как обрезание при вычислении. Это может быть сокращено ловким выбором параметров в лагранжиане, но последние, как думают, представляют эффект интегрирования по флуктуациям на очень малых пространственно-временных масштабах. В локальной полевой теории степени свободы могут быть классифицированы по их пространственно-временной протяженности в основной классической метрике. Степени свободы на малых масштабах видят длинноволновые степени свободы в сущности как постоянные параметры. Согласно этой философии, вычисление эффектов коротковолновых степеней свободы в сущности не зависит от значения космологической постоянной,

пока последняя является намного меньшей, чем 4-я степень длины волны. Таким образом, утверждается, что неестественно воображать сокращение голой космологической постоянной низкоэнергетическим вкладом. Кроме того, в полевой теории со спонтанно нарушенной SUSY, в плоском пространстве-времени, вклады очень высоких энергий в Λ сокращаются. Подобные точные сокращения в теории струн с точной SUSY, предполагают, что это не просто счастливая случайность теоретико-полевого приближения.

Есть очевидные проблемы с применением этого аргумента M-теории. Метрическое пространство-время, которое обычно характеризует длинноволновые и коротковолновые флуктуации, является в M-теории приблизительным описанием колеблющихся квантовых переменных. Что еще более важно, в M-теории неправильно отождествление больших массовых масштабов с короткими расстояниями. Это соответствие действительно вниз к струнному масштабу в слабозадействующей теории струн. Однако, среди состояний теории струн с большими массами преобладают имеющие большую пространственно-временную протяженность. Более широко, выше масштаба Планка, возбуждения с большими массами являются черными дырами, радиус Schwarzschild которых растет с массой. Неправильно будет сказать, что динамика этих объектов не затронута космологической постоянной. Действительно, черные дыры с радиусом, большим, чем космологический горизонт в деситтеровом пространстве не существуют. Таким образом больше не неправдоподобно, что низкие и высокие вклады энергии в Λ сокращают друг друга.²

Наша идентификация космологической постоянной как (обратного логарифма) числа квантовых состояний AsDS вселенной предлагает немного отличную точку зрения. Значение космологической постоянной является теперь фундаментальным параметром (фактически, граничным условием - см. ниже), и мы должны положить параметры в нашем эффективном лагранжиане соответствующими. В низкоэнергетическом эффективном лагранжиане, это требует, чтобы мы нашли вакуум со спонтанно нарушенной SUSY, но естественный масштаб нарушения SUSY задан космологической постоянной. Перенормировки теории поля не будут нарушать это соотношение. В фейнмановских диаграммах имеются логарифмические перенормировки массовых расщеплений в супермультиплетах, но пока константы взаимодействия теории поля малы, они несущественны, если обрезание имеет порядок массы Планка. Кроме того, они не сильно зависят от космологической постоянной. Теперь, однако, рассмотрим поправки квантовой гравитации к массовым расщеплениям, сначала как гравитонные петли в фейнмановских диаграммах. Они также вносят свой вклад в логарифмическую расходимость, но больше нет никакого малого параметра, управляющего рядом по степеням логарифмов. Однако нет все еще никакой очевидной зависимости от космологической постоянной. Критический вопрос теперь состоит в том, что обрезает расходимости, когда мы достигаем масштаба Планка. Многие удается получить из мягкости пертурбативных струнных амплитуд при большой передаче импульса. [9] Многие рассматривали это как окончательное обрезание, обещанное в соответствии с истинной теорией квантовой гравитации. Но есть много свидетельств, как внутренних для пертурбативных методов, [10][9][14] так и использующих анализ D-бран, [11] что это неправильно. В работе [14] вместо этого предлагается, что окончательное обрезание приходит из физики черных дыр. Таким образом, все амплитуды рассеяния при высоких энергиях с большой передачей импульса, и даже режим Редже, в конечном счете находятся во власти рождения черных дыр с последующим их распадом, вследствие излучения Хокинга. Это снова использование связи UV/IR.

² Аргумент подобный этому приводился L.Susskind на множестве общественных и частных встреч за последние шесть месяцев.

Грубые характеристики процессов при самых высоких энергиях в М-теории в конечном счете закодированы в общей теории относительности, потому что они используют конфигурации малой кривизны. Мы нуждаемся в микроскопической теории для вычисления детальные квантовых свойств состояний около горизонта черной дыры, но плотность уровня высокоэнергетического спектра и многие свойства инклюзивных сечений рассеяния могут быть вычислены из квазиклассической общей теории относительности.

Таким образом, я утверждал бы, что нет никаких свидетельств подавления "диаграмм", в которых виртуальные черные дыры с массой, намного большей, чем масштаб Планка, перенормируют расщепления в низкоэнергетических супермультиплеттах. Размер этих вкладов должен быть оценен физикой черных дыр. В таком вычислении ясно, что радиус горизонта де Ситтера обеспечит обрезание на вкладах черных дыр. Вполне возможно, что надлежащее вычисление использует детальную микрофизику состояний черной дыры. Мы исследуем ниже более оптимистический сценарий.

Важно понять, что не сделано никакого заявления, что теория с $\Lambda \rightarrow 0$ является расходящейся. Мы просто пробуем показать, что различные величины, которые исчезают вместе с космологической постоянной, делают это более медленно, чем обозначено формулами, которые принимают во внимание гравитацию только классически. Что мы *требуем*, это что теория с исчезающей космологической постоянной должна быть суперсимметричной. Разумно предположить, что восстановление SUSY сократит иначе расходящиеся вклады виртуальных черных дыр.

4.1 Предложение для термодинамического вычисления

Наше предложение подразумевает, что полное понимание отношения между космологической постоянной и масштабом нарушения SUSY возможно только если мы что-то знаем об М-теории при очень высоких энергиях. Вместо того, чтобы все бросить и сказать, что это ставит проблему за пределы наших возможностей в настоящем, я хотел бы предложить, что может быть использовано UV/IR соответствие, чтобы получить по крайней мере грубую оценку размера эффекта. Согласно этому принципу, физика высоких энергий в М-теории есть физика черных дыр, и некоторые аспекты физики черных дыр вычислимы в квазиклассическом приближении к SUGRA. Мы можем надеяться, что оценка соотношения между нарушением SUSY и Λ может быть получена в квазиклассическом приближении.

Первым аспектом квазиклассической физики в пространстве де Ситтера, который будет важен для нас, является то, что состояние системы является термальным ансамблем относительно статического гамильтониана деситтерова пространства. Мы считаем это уместным, несмотря на наши предыдущие замечания, что группа де Ситтера является группой калибровочных преобразований. Мы рассматриваем предел очень маленькой космологической постоянной, и пробуем описать физику как видимую наблюдателями, которые неспособны различить, что пространство не является асимптотически плоским (потому что они делают наблюдения, которые относятся к низким энергиям, к приблизительно локальной физике). Фраза "массовые расщепления в супермультиплеттах" относится именно к свойствам (приблизительных) SuperPoincare генераторов, определенных такими наблюдателями. Деситтеров гамильтониан переходит в пределе в гамильтониан Пуанкаре асимптотически плоского наблюдателя. Мы используем это, потому что наши рассуждения будут зависеть от кривизны пространства де Ситтера.

Наше второе предположение - то, что параметры в локальном эффективном лагранжиане фактически получают вклады от "фейнмановских диаграмм с виртуальными

черными дырами в них". Нет даже наполовину строгого оправдания этого предположения, и мы должны удовлетвориться следующим размахиванием руками: Рассмотрим фейнмановские диаграммы, вносящие в теории свой вклад в массы некоторых частиц. Как только мы позволяем импульсам во внутренних петлях становиться больше масштаба Планка, мы сталкиваемся с подграфами, которые похожи на суперпланковские амплитуды рассеяния, амплитуды, в которых все кинематические инварианты являются большими масштаба Планка. Согласно классической общей теории относительности, мы ожидаем, что такие столкновения приведут к рождению черных дыр. Я утверждаю, что квантовомеханическая интерпретация этого заключается в том, что нет никакого подавления вероятности создания виртуальных черных дыр.

Читателя может тревожить чувство, что процессы с такими большими энергиями и передачами импульса должны быть отрезаны в М-теории. Мой ответ - сами черные дыры и обеспечивают обрезание. Например, вероятность рождения одной черной дыры, сопровождаемого испарением Хокинга, дает экспоненциально подавленные инклюзивные сечения рассеяния конечного числа частиц с энергией и передачей импульса много больше планковского масштаба³.

Учитывая наши два предположения, мы ожидаем, что массовые члены, нарушающие SUSY, должны быть заданы термодинамическим средним.

$$\frac{\int dM e^{S(M)-\beta M} \Delta m(M)}{\int dM e^{S(M)-\beta M}} \quad (4)$$

Здесь $S(M)$ – энтропия черной дыры, а β – обратная температура Хокинга деситтеровского пространства. $\Delta m(M)$ – вклад в нарушение SUSY от виртуальных черных дыр массы M . Мы ограничим внимание четырьмя измерениями, так как это единственное место, где низкоэнергетическая SUGRA может иметь де ситтеровы решения. В том случае $S(M) = 4\pi M^2 = \pi R_S^2$, в то время как $\beta = 2\pi R_D$. Интеграл фактически обрезан, когда радиус Шварцшильда $R_S = R_D$. Легко видеть, что в интеграле доминирует вклад его верхнего предела (если Δm не падает чрезвычайно быстро с массой черной дыры).

Наше заявление тогда состоит в том, что нарушение SUSY, вызванное деситтеровским пространством, может быть приближено этим из-за виртуальных черных дыр размера около верхнего обрезания для черных дыр Шварцшильда-де Ситтера. Я надеюсь сообщить об оценке этого эффекта в ближайшем будущем.

5 Судьба наблюдателей в AsDs вселенной

Есть строка в старой кантри и вестерн-песне, которая говорит "пространство де Ситтера – одинокое место ...". Действительно, как только космологическая постоянная принимает темп расширения, все, что гравитационно не связано с нами, скоро выходит наружу из-под нашего горизонта. Что еще хуже, после распада барионов гравитационно связанные системы прекратят существовать, если они не коллапсировали в черные дыры. А когда принимается во внимание квантовая механика, даже это окончательное убежище для нас потеряно, так как черные дыры распадаются. В конечном счете, Вселенная становится полной элементарных систем, каждая в ее основном состоянии в ее собственном объеме горизонта (мы в настоящий момент игнорируем излучение Хокинга, испускаемое пространством де Ситтера).

³В слабо взаимодействующей теории струн мы находим подавление жестких процессов при намного более низком масштабе. Это однако справедливо только в промежуточном режиме[14].

Физика, какой мы ее знаем, описывающая локальные взаимодействия между системами, которые могут общаться друг с другом, становится все более и более несоответствующей в такой вселенной, хотя масштаб времени для того, чтобы все это случилось, чрезвычайно велик. Таким образом, обычный аппарат физики описывает *epiphenomenon* во вселенной AsDS. Одна из технических проблем, связанных с этим наблюдением - как описать физические ответы, которые являются точными, калибровочно инвариантными математическими величинами в такой теории.

В асимптотически плоском пространстве, голографический принцип говорит нам, что мы можем вычислить S-матрицу. Пока мы не нашли никаких других разумных физических величин в Асимптотически Плоской M-теории. Но в пространствах AsDS нет никакой S-матрицы. Нужно действительно искать больше локальных величин, но кажется, что любой такой поиск может носить только приблизительный характер. Например, можно себе вообразить, что мы покажем, что низкоэнергетическое эффективное лагранжево описание имеет статус первого члена в асимптотическом разложении чего-то. Но чем может быть это что-то? Если мы экстраполируем к достаточно высоким энергиям, мы всегда обязаны задавать вопросы обо всех степенях свободы и их зависимости от глобальной геометрии пространства AsDS. Нет никакого точного квантового числа, которое займет место энергии. Если мы желаем принять точку зрения, что при достаточно высокой энергии мы можем пренебречь нарушением SUSY, мы можем использовать плоское пространство, вакуум SUSY, который лучше всего приближает нашу вселенную AsDS, чтобы вычислить амплитуды рассеяния выше масштаба Планка. Но мы должны признать, что при достаточно высоких энергиях эти амплитуды описывают процессы, вовлекающие черные дыры, большие чем деситтеров радиус. Они не имеют никакого отношения к чему-либо в реальном мире, если вселенная — AsDS. Для меня также совсем не очевидно, что можно найти систематический учет нарушающих SUSY поправок к этим амплитудам при более точном описании мира. По нашему представлению, нарушение SUSY — следствие AsDS геометрии вселенной, и может быть несовместимо с описанием мира в терминах амплитуд рассеяния. Фраза *нарушающие SUSY амплитуды рассеяния*, может быть оксюмороном, который имел смысл только при энергиях ниже масштаба Планка.

Все это предполагает, что есть несколько более локальное описание голографической физики, чем все, существующие в настоящее время. Я представил предварительный эскиз того, на что такой формализм мог бы быть похож на конференции Тысячелетия в январе. Он использует набор гильбертовых пространств \mathcal{H}_i , каждое из которых должно представить те состояния, наблюдаемые в причинном прошлом конечного числа точек в космологическом пространстве-времени, которые начинаются в сингулярности Большого взрыва. Более точно, используя соотношение Bekenstein-Hawking-Bousso между площадью и энтропией, и причинную структуру, которая определена отображениями алгебры операторов в одном пространстве в подалгебру \mathfrak{c} (в общем случае) нетривиальным коммутантом в другом, я предложил восстановить пространство-время непосредственно из квантовой механики.⁴

В этом формализме, опыт более или менее локализованного наблюдателя закодирован в последовательности гильбертовых пространств (экспоненциально) растущей размерности. Каждое пространство в последовательности отображается в множитель тензорного произведения, следующего за ним. Чтобы иметь унитарную эволюцию, полное состояние в последующем гильбертовом пространстве должно быть определено частичными отображениями многих различных состояний предшественников.

⁴Здесь не место для детального изложения этих идей, которое я надеюсь представить в более позднее время. [12]

В общем случае не требуется, чтобы весь процесс, включая бесконечную последовательность шагов, мог быть включен в единственное гильбертово пространство конечной размерности. Одно последовательное правило, которое позволяет это – что гильбертовы пространства в любой последовательности сходятся после конечного числа шагов к пространству некоторой фиксированной размерности, той же самой для каждой последовательности. Карты включения становятся унитарными отображениями этого пространства в себя.

Я хотел бы идентифицировать такую ситуацию с пространством AsDS, в пределе, когда число измерений асимптотического гильбертова пространства является очень большим. Соответствующие гладкие унитарные отображения между различными последовательностями, представляли бы различные пути, которыми пространство-время может быть представлено как статический участок данной наблюдательницы, каждая из которых ощущает все предметы вне ее горизонта как термальный газ.

В этом представлении вселенной, локальные степени свободы, исследование которых есть область экспериментальной физики, должны рассматриваться как "во временном пользовании" из "термальной библиотеки де Ситтера". По мере того, как эра Де Ситтера разворачивается, все больше степеней свободы наблюдательницы "возвращается на полку": они выводятся за пределы ее горизонта, и становятся частью термального фона. Интересно, что общее количество заимствованных степеней свободы, которые мы должны описать как то, что мы видим, даже если мы включаем энтропию в гипотетических черных дырах в центре каждой галактики, меньше в 10^{30} раз, чем энтропия Бекенштейна-Хокинга, соответствующая космологической постоянной. Таким образом, с достаточно космической точки зрения, вся организованная часть вселенной может быть только маленькой когерентной флуктуацией в случайной системе с огромным числом (почти googleplexus) степеней свободы. Может быть, в далеком будущем, после того, как вселенная деградирует в собрание замороженных элементарных систем, каждая в объеме своего собственного горизонта, может сформироваться новая флуктуация в излучении Хокинга, и весь процесс начнется снова.

Позвольте мне заключить эту главу, повторением, что самая важная техническая проблема, поставленная этим представлением вселенной AsDS состоит в том, чтобы понять физические измерения, которые мы делаем в терминах точных математических утверждений о конечномерном гильбертовом пространстве, связанном с пространством-временем.

6 Метафизика

Один из наиболее тревожащих аспектов предложения, выдвинутого в этой статье – то, что теория вселенной использует фиксированное целое число N , общее число квантовых состояний во вселенной. Я полагаю, что обсуждение значения этого числа будет зависеть от различия между уравнениями движения и граничными условиями в физике. Давно было очевидно, что, даже если мы найдем окончательные физические законы, закодированные в ряд уравнений движения, мы все еще должны будем иметь дело с вопросом о том, что определяет граничные условия. В космологии, этот вопрос был традиционно разделен на две части: "Имеют ли пространственные сечения космологии Friedmann-Robertson-Walker границу (и каковы там граничные условия)?" и "Что является начальными условиями?". Эйнштейн предпочел закрытую космологию, потому что он полагал, что это устраняло первый из этих вопросов. Различные авторы [13] пробовали обратиться к второму.

Есть известная проблема, связанная с предположением Эйнштейна, если Вы по-

лагаете, что квантовая теория есть окончательное описание природы, а также верите в ультрафиолетовое обрезание. Закрытая вселенная с UV обрезанием должна иметь конечное число состояний. Если мы пробуем связать обрезание с обрезанием на коротких расстояниях, мы немедленно сталкиваемся с проблемой. Объем вселенной изменяется со временем, таким образом, число состояний, позволенных обрезанием на малых расстояниях, кажется также изменяется. Это нарушает унитарность.

Появление голографической космологии [15][8] решило эту загадку. Очевидная гипотеза, которая следует из этой работы, - то, что число состояний в космологии является экспонентой одной четверти площади (в единицах Планка) максимального набора голографических экранов⁵. Я полагаю, что в конечном счете это предписание будет перевернуто. Космология будет получена из квантовой механики, с пространственно-временной геометрией, вычисляемой из числа квантовых состояний.

С этой точки зрения, естественное различие между космологическими граничными условиями будет в терминах числа квантовых состояний, которые они допускают. Мы сначала имеем возможность конечного числа, а затем -бесконечность. Мы ожидаем, что системы с конечным числом состояний могут описать или вселенные AsDS или вновь коллапсирующие вселенные. Вероятно, что различие между этими двумя заключается просто в том, требуем ли мы бесконечного или конечного числа шагов в нашем выборе эволюции со временем.

С бесконечным числом состояний естественно искать некоторый оператор на гильбертовом пространстве, собственные пространства которого с конечным собственным значением конечномерны, а затем провести более тонкую классификацию в терминах поведения плотности состояний при больших собственных значениях. Геометрически мы ожидали бы, что это отображается в проблему энтропии черных дыр в космологиях без космологического горизонта конечной площади.

Я думаю, что, без очевидных наблюдательных свидетельств о космологической постоянной, наша реакция на выбор между конечной и бесконечной космологией (в современном смысле) может в лучшем случае быть эмоциональной. С одной стороны, разумно думать, что ничто фактически не бесконечно, что бесконечность или бесконечная малость всегда относится к идеализации, которая делает проблемы более легкими для математического рассмотрения (в практическом, а не в строгом математическом смысле). Тогда каждый будет обременен раздражающим вопросом, почему выбрано специфическое конечное число. Это может привести к тому, что мы предпочтем принять бесконечность в качестве реальности, хотя я утверждал бы, что различный выбор поведения асимптотического спектра черных дыр будут одинаково раздражающими. Можно счесть, что настаивание на большой асимптотической группе симметрии несколько ограничивает наши возможности, но изобилие точно стабильных вакуумов Пуанкаре и AdS M-теории заставляет считать это маловероятным. Единственное теоретическое основание для того, чтобы решить эту проблему, кажется заключается в том, чтобы доказать теорему, что каждая система с бесконечным числом состояний, которое является асимптотически поддающимся описанию большой гладкой геометрией, становится суперсимметричной в асимптотическом пределе. Как, я отметил, есть некоторые скудные свидетельства в пользу этой гипотезы.

Учитывая, что N конечно, на вопрос о том, как оно выбрано, ответить можно было бы двумя способами:

⁵Вероятно, следует позаботиться о дублировании информации на различных экранах. Неполный проект предложения о полностью квантово-механическом и голографическом формализме для космологии был выделен в моем докладе на Струнах на Millenium в КалТехе. Несколько более расширенное представление этих идей находится в процессе подготовки[12].

- В обилии времени мы могли бы показать, что N должно удовлетворять некоторому набору теоретических свойств, который удовлетворяется $[0, 1, 2, 216, 2^{10^{120}} + 23, 2^{10^{250}} + 13365, \dots]$. Или возможно оно является единственным решением некоторой задачи из теории чисел.
- Есть некоторая мета-динамика, которая дает начало квантовым системам с различными значениями N [16]. Возможно это даже некоторая детерминистская динамика и она может облегчить наше затруднение с применением вероятностных идей к вселенной в целом. В такой системе мы могли бы найти или истинное динамическое объяснение значения N , или структуру для антропного определения этого единственного параметра. There is some

Проблема с этими возможными ответами заключается в том, что они имеют мало отношения к физике во Вселенной, которую мы наблюдаем (отсюда и название этой главы). Наша лучшая стратегия вероятно состоит в том, чтобы игнорировать вопрос. Самым полезным, кажется, будет предположить, что N является граничным условием и надеяться, что многие особенности динамики имеют универсальные свойства для больших, но конечных N . Отсюда вытекает характеристика формулы $M_{SUSY} \sim \Lambda^{1/8}$ как формулы для критического показателя.

7 Некоторые замечания о феноменологии

Одной из самых интересных особенностей предположения, сделанного в этой статье, является то, что оно разрешает то, что я считаю одной из первостепенных феноменологических проблем M -теории, а именно, почему мы не живем в одном из многих устойчивых суперсимметричных основных состояний теории. Ответ состоит в том, что мы просто не имеем достаточного числа состояний. Пуанкаре-инвариантные основные состояния имеют бесконечное число возбуждений, по крайней мере, все состояния рассеяния гравитонов.

Наше предложение о происхождении нарушения $SUSY$, вероятно, имеет также более практические применения к феноменологии $SUSY$. Например, предположим, что структура поколений Стандартной Модели связана с дискретной калибровочной симметрией, которая спонтанно нарушена на масштабе энергий, значительно более низком, чем масштаб Планка. Мы приписали доминирующий вклад в нарушение $SUSY$ состояниям черных дыр с очень высокими энергиями. Эти состояния будут нечувствительны к низкоэнергетическому нарушению симметрии между поколениями и могли бы с успехом дать синглетные по аромату массовые матрицы скварков. Альтернативно, простой факт, что нарушение $SUSY$ получается из термального среднего по большому числу состояний, мог бы дать синглетные по аромату массовые матрицы скварков, без обращения к симметрии (Конечно, мы вероятно хотим иметь симметрию ароматов, чтобы объяснить массовую матрицу кварков.). Можно вообразить возможность получения из этого сценария спектра минимальной $SUGRA$, или некоторого другого простого примера нарушения $SUSY$.

Другим общим заключением, кажется будет то, что масса гравитино, так же как массы любых модулей, которые происходят из нарушения $SUSY$, будет иметь порядок $\Lambda^{1/4}$. Это вызывает известные космологические трудности, которые должны быть решены.

Наконец можно надеяться, что текущий подход к космологии в конечном счете решит проблему выбора вакуума в Струнной/ M -теории. В пределе исчезающей космологической постоянной, наш подход подразумевает что конечномерное гильбертово пространство $AsDS$ M -теоретической космологии приближается к гильбертово

пространству асимптотически плоского суперсимметричного вакуума М-теории. Это, по-видимому состояние, которое описывает рассеяние частиц внутрь гравитационно связанных кластеров в течение предасимптотической стадии вселенной AsDS.

Вопрос, к какому плоскому суперсимметричному фону мы приближаемся в пределе *мог бы* зависеть от начальных условий, то есть, в пределе малого Λ гильбертово пространство могло бы разбиться на сектора суперотбора, и в разных секторах могли бы произойти различные космологические эволюции. С другой стороны, можно надеяться на более единственный и универсальный ответ. Во всяком случае, вопрос конечно связан с проблемой начальных условий для космологии.

Определенные особенности желаемого фона могут быть поняты из общих соображений. Он должен быть суперсимметричным, и его низкоэнергетический эффективный лагранжиан должен иметь маленькую деформацию, соответствующую нарушающему SUSY деситтерову пространству. Это делает фактически достоверным, что фон SUSY не может иметь никаких модулей. Маленькие деформации лагранжиана SUSY с модулями будут в общем случае давать начало космологии с переменными модулями, а не с деситтеровым пространством. В работе [17] я обсуждал общий анализ инфляционных космологий, следующих из М-теории. Утверждалось, что приближенные модули были бы хорошими кандидатами на роль инфлатона, и несоответствие между инфляцией и масштабом нарушения SUSY было приписано существованию подмногообразия из пространства приближенных модулей, где SUSY и дискретная R-симметрия были бы восстановлены. Большая часть постинфляционной динамики Вселенной зависела бы от размерности этого подмногообразия. Существоющие соображения предполагают, что каждый хочет, чтобы это было так, как долго настаивал Dine. Это предполагает, что для нахождения вакуумного состояния М-теории, которое приближенно описывает Вселенную, нужно искать изолированную точку в пространстве приближенных модулей $N = 1$ компактификации, которая сохраняет SUSY и дискретную R-симметрию.

8 Выводы

Должно быть ясно, что сделанные здесь заявления несколько предварительны и не оформлены. Один аспект предмета, который я нахожу довольно смущающим, - это отношение фундаментальной теории к низкоэнергетическому эффективному лагранжиану. Несмотря на UV/IR соответствие, я считаю правильным, что физикой ниже масштаба Планка управляет локально суперсимметричный эффективный лагранжиан. В [12] я предположил, что локальная SUSY фактически связана с произвольным выбором голографического экрана, и должна поэтому быть фундаментальной симметрией, а не нарушенной. Так как мы ожидаем, что масштаб нарушения SUSY будет намного меньше масштаба Планка, должно быть эффективное лагранжево описание низкоэнергетической физики, которая является локально суперсимметричной, что означает, что нарушение SUSY возникает спонтанно. Масштаб нарушения SUSY и космологическая постоянная должны просто быть установлены настройкой параметров в этом лагранжиане.

Источник смущения - то, что в этом описании, кажется, есть низкоэнергетическое происхождение нарушения SUSY. Член F некоторого кирального поля получает отличное от нуля среднее значение. Я подозреваю, что правильное описание просто введет нарушение SUSY через мультиплет голдстино Волкова-Акулова [19]. Масштаб нарушения SUSY и космологическую постоянную надо будет вставлять вручную. Они связаны формулой вида $M_{SUSY} = KM_P(\Lambda/M_P^4)^{1/8}$. Эта формула может быть понята, а постоянная K вычислена, только на основе полной теории. Точно так же,

константы взаимодействия голдстино с другими низкоэнергетическими полями, которые определяют феноменологию нарушения SUSY, будут зависеть от физики высоких энергий. Только если гипотезы об отношении физики высоких энергий к физике черных дыр, которые были намечены в главе 4, правильны, мы будем в состоянии извлечь все детали спектра SUSY без полного понимания квантовой механики М-теории.

Я хотел бы поблагодарить Willy Fischler за внушение мне важности понимания энтропии пространства де Ситтера и за многочисленные беседы об этом предмете. Рафаэл Боуссо, Ленни Сасскинд, и Эмиль Мартинаец также сделали очень полезные комментарии и предложения. Эта работа была поддержана частично Министерством энергетики под грантом DE-FG02-96ER40559.

Список литературы

- [1] S. Kachru, J. Kumar, E. Silverstein, Phys. Rev. D 591999106004 [hep-th9807076]; S. Kachru, E. Silverstein, JHEP9811 (1998) 001 [hep-th9808056]; JHEP9901 (1999) 004 [hep-th9810129].
- [2] T. Banks, W. Fischler, S. Shenker, L. Susskind, Phys. Rev. D 55 (1997) 5112 [hep-th9610043]; T. Banks, Nuc. Phys. Proc. Suppl. 67, (1998) [hep-th9710231]; TASI Lectures in *Strings Branes and Gravity*, Boulder, CO May 30 - June 25 1999; D. Bigatti, L. Susskind, hep-th9712072.
- [3] T. Banks, L. Motl, JHEP0003 (2000) 027 [hep-th9910164].
- [4] L. Susskind, E. Witten, hep-th9805114
- [5] G.W. Gibbons, S. Hawking, Phys. Rev. D 15 (1977) 2752; S. Hawking, D. Page, Commun. Math. Phys.87 (1983) 577; E. Witten, Adv. Th. Math. Phys. 2, (1998), 505 [hep-th9803131].
- [6] R. Figari, R. Hoegh-Krohn, C.R. Nappi, Commun. Math. Phys.44 (1975) 265.
- [7] N.D. Birrell, P.C.W. Davies, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge University Press, Cambridge, 1982, and references therein.
- [8] J. Bekenstein, Lettere Nuovo Cim. 4 (1972) 737; Phys. Rev. D 7 (1973) 2333; Phys. Rev. D 9 (1974) 3299; Phys. Rev. D 23 (1981) 287; R. Bousso, JHEP99071999004 [hep-th9905177]; JHEP9906 (1999) 028 [hep-th9906022]; Classical and Quantum Gravity 17, (2000), 997 [hep-th9911002]; E.E. Flanagan, D. Marolf, R. Wald, hep-th9908070.
- [9] D. Gross, P. Mende, Phys. Rev. Lett.197 (1987) 129; Nucl. Phys. B303 (1988) 407.
- [10] D. Amati, M. Ciafaloni, G. Veneziano, Phys. Lett. B197 (1987) 81; Int. J. Mod. Phys. 43 (1988) 1615; Phys. Lett. B216 (1989) 41; Phys. Lett. B289 (1992) 87; Nucl. Phys. B403 (1993) 707.
- [11] M.R. Douglas, D. Kabat, P. Pouliot, S. Shenker, Nucl. Phys. B485 (1997) 85 [hep-th9608024].
- [12] T. Banks, Talk at the Strings at the Millenium Conference, CalTech-USC, January 2000, and *Manuscript in Preparation*.

- [13] J. Hartle, S. Hawking, Phys. Rev. D 28 (1983) 2960; A. Vilenkin, Phys. Rev. D 33 (1986) 3560.
- [14] T. Banks, W. Fischler, hep-th9906038
- [15] W. Fischler, L. Susskind, hep-th9806039
- [16] P. Horava, D. Minic, hep-th0001145
- [17] T. Banks, hep-th9906126
- [18] M. Dine, E. Silverstein, hep-th9712166; M. Dine, S. Thomas, L. Randall, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 398 [hep-th9503303]; M. Dine, Y. Nir, Y. Shadmi, Phys. Lett. B438 (1998) 61 [hep-th9806124].
- [19] V.P. Akulov, D.V. Volkov, JETP Lett. 22, (1975), 187.