hep-th/9906064

MIT-CTP-2874
PUPT-1867
BUHEP-99-13

Альтернатива компактификации[1]

Lisa Randall

Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, NJ 08543, USA
and
Center for Theoretical Physics,
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA

Raman Sundrum

Department of Physics,
Boston University, Boston, MA 02215, USA

randall@baxter.mit.edu
sundrum@budoe.bu.edu

Аннотация

Привычная мудрость гласит, что закон Ньютона подразумевает существование только четырех некомпактных измерений. Мы демонстрируем, что это не обязательно верно в присутствии нефакторизуемой фоновой геометрии. Специальный пример, который мы изучаем — единственная 3-брана, вложенная в пять измерений. Мы показываем, что даже без щели в спектре Калуцы-Клейна четырехмерные ньютонова и общерелятивистская гравитации воспроизводятся с более чем адекватной точностью.

[1]Перевод В.О. Соловьева, ИФВЭ, Протвино, 2001

1 Введение

Существуют "знания", которые убеждают нас, что мы живем в четырех некомпактных измерениях. Конечно, материя стандартной модели не может распространиться на большое расстояние в дополнительных размерностях без конфликта с наблюдениями. Как недавно было подчеркнуто, последнего можно избежать, если Стандартная Модель ограничена $(3+1)$-мерным подпространством, или "3-браной" в более высоких измерениях [1 - 8]. Однако, такое решение не сработает для гравитации, которая обязательно распространяется во всех измерениях, поскольку она сама и есть динамика пространства-времени. Экспериментальный успех закона Ньютона $1/r^2$ и общей теории относительности, казалось бы, подразумевает в точности четыре некомпактных измерения. Дополнительные измерения приемлемы, если они компактны и достаточно малы, так чтобы не противоречить текущим гравитационным тестам. Дальше мудрость говорит, что если имеется n дополнительных компактных измерений, то планковский масштаб связан с высокомерным масштабом гравитации, M, через соотношение $M_{Pl}^2 = M^{2+n}V_n$, где V_n – объем дополнительной размерности.

Задача этой заметки — доказать, что ни одно из утверждений о гравитации в предыдущем абзаце не обязательно верно. Предыдущие свойства основаны на факторизуемой геометрии, а именно, метрика четырех знакомых измерений считается независимой от координат в дополнительных размерностях. Все может радикально измениться, если отказаться от этого предположения. Возможно наиболее драматическим следствием является то, что мы можем жить в $4+n$ *некомпактных* измерениях причем в точном согласии с экспериментальной гравитацией. Мы дадим пример с одним дополнительным измерением $(n=1)$. Будет показано, что M_{Pl} в большей степени определяется высокомерной кривизной, чем объемом дополнительной размерности. Эта кривизна не противоречит четырехмерной пуанкаре-инвариантности. Предыдущая деятельность с некомпактными дополнительными размерностями относилась к улавливанию в эффективно четырехмерную ловушку полей материи [9] или изучала конечно-объемные, но топологически некомпактные дополнительные измерения [10]. Здесь мы тщательно изучим непосредственный захват гравитации, так чтобы она была эффективно четырехмерной, причем объем дополнительной размерности бесконечен.

Причина по которой вышеупомянутые утверждения могут быть правильны — это факт, что искривленный фон может поддерживать "связанное состояние" высокомерного гравитона, которое ограничено в дополнительных размерностях. Таким образом, хотя пространство действительно простирается бесконечно, гравитон ограничен маленькой областью в пределах этого пространства. Существование связанного состояния может быть понято следующим образом. Малые гравитационные флуктуации удовлетворяют волновому уравнению

$$\left(\partial_\mu\partial^\mu - \partial_j\partial^j + V(z_j)\right)\hat{h}(x^\mu, z_j) = 0, \tag{1}$$

с нетривиальным "потенциалом", V, появляющимся из-за кривизны. Индексы μ пробегают от 0 до 3, принимая во внимание, что j маркирует дополнительные измерения.

(Мы для простоты опустили индексы Лоренца на флуктуациях.) Общие флуктуации могут быть записаны как суперпозиции мод, $\hat{h} = e^{ip\cdot x}\hat{\psi}(z)$, где $\hat{\psi}$ – собственная мода следующего уравнения в координатах дополнительных размерностей:

$$\left(-\partial_j\partial^j + V(z)\right)\hat{\psi}(z) = -m^2\hat{\psi}(z), \tag{2}$$

и $p^2 = m^2$. Это осуществляет редукцию Калуцы-Клейна (КК) высокомерных гравитационных флуктуаций к четырехмерным состояниям КК с квадратом массы, m^2, заданным собственными значениями уравнения (2) и с фиксированной волновой функцией в дополнительной размерности, $\hat{\psi}(z)$. Полезно обратить внимание, что уравнение (2) имеет вид аналогичный нерелятивистской задаче квантовой механики.

Когда имеется нулевая мода (это гарантировано, если фон сохраняет четырехмерную пуанкаре-инвариантность), которая является также нормируемым состоянием в спектре уравнения (2), то она соответствует четырехмерному гравитону. Это действительно связанное состояние, которое быстро спадает вдали от браны. Кроме того имеется башня КК мод. Если бы имелась щель, как обычно при компактификациях типа произведения, то можно было бы воспроизвести четырехмерную гравитацию до масштаба, определяемого щелью. Вместо этого в нашей теории имеется непрерывный КК спектр без щели. Однако, четырехмерная физика чрезвычайно хорошо приближена, потому что, как мы продемонстрируем, мода связанного состояния воспроизводит обычную четырехмерную гравитацию, в то время как другие КК моды дают только небольшие поправки.

Основа нашей теории — единственная 3-брана с положительным натяжением, вложенная в пятимерное объемлющее (bulk) пространство-время. Чтобы тщательно проквантовать систему и правильно обращаться с ненормируемыми модами, которые будут появляться при редукции Калуца-Клейна, мы хотим сначала поработать в конечном объеме, вводя другую брану на расстоянии πr_c от интересующей нас браны, и считая браны границами конечного пятого измерения. Мы будем, в конечном счете, устремлять эту вторую брану к бесконечности, таким образом удаляя ее от физической структуры. Аналогичные доменные стенки были обсуждены в работе [11], см. также приведенные там ссылки. Наша регулируемая структура поэтому та же самая, что и в [11], но с переменой ролей бран видимого сектора и скрытого сектора. Действие для нашей системы

$$\begin{aligned} S &= S_{gravity} + S_{brane} + S_{brane'} \\ S_{gravity} &= \int d^4x \int dy \sqrt{-G}\{-\Lambda + 2M^3 R\} \\ S_{brane} &= \int d^4x \sqrt{-g_{brane}}\{V_{brane} + \mathcal{L}_{brane}\}, \end{aligned} \tag{3}$$

где R – пятимерный скаляр Риччи, сделанный из пятимерной метрики G_{MN}, а Λ и V_{brane} – космологические члены в 5-объеме (bulk) и на границе соответственно. Взаимодействие с бранами и их полями и связанные с ним граничные условия орбифолда описаны в [8] (см. также [4]). (Новая координата y есть $r_c\phi$ в координатах [8].)

Решение уравнений Эйнштейна было получено в [8]

$$ds^2 = e^{-2k|y|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + dy^2, \tag{4}$$

где $0 \leq y \leq \pi r_c$ – координата дополнительной размерности, и r_c – по существу, "радиус" компактификации. Его можно считать вырезкой из AdS_5. Решение справедливо только если граничный и объемный (bulk) космологические члены связаны соотношениями

$$V_{brane} = -V_{brane'} = 24M^3k, \quad \Lambda = -24M^3k^2, \tag{5}$$

которые мы и принимаем с этого времени. Мы напоминаем читателю, что это условие соответствует в этом контексте взятию космологической константы четырехмерного мира равной нулю, и мы просто принимаем здесь эту необходимую тонкую подстройку без дальнейших объяснений. Заметьте, что в решении, данном формулой (4), мы обратили обозначения для "видимой" и "скрытой" бран, по сравнению с [8]. Решение для фоновой метрики является тем же самым, с метрикой, экспоненциально спадающей от одной браны к другой. Однако, принимая во внимание, что в решении проблемы иерархии, предложенном в [8], безмассовая волновая функция гравитона является наибольшей на скрытой бране, в сценарии, рассматриваемом здесь, критично, что гравитон является "связанным" с видимой браной.

Мы также рассматриваем вывод четырехмерного эффективного планковского масштаба, M_{Pl}, как он дан в [8]. Нулевая мода четырехмерного гравитона следует из решения уравнения (4), если заменить метрику Минковского четырехмерной метрикой $\overline{g}_{\mu\nu}(x)$. Она описывается эффективным действием, следующим из подстановки в уравнение (3),

$$S_{eff} \supset \int d^4x \int_0^{\pi r_c} dy\ 2M^3 r_c e^{-2k|y|}\sqrt{\overline{g}}\ \overline{R}, \tag{6}$$

где $\overline{R}$ обозначает четырехмерный скаляр Риччи, сделанный из $\overline{g}_{\mu\nu}(x)$, в отличие от пятимерного скаляра Риччи, R, сделанного из $G_{MN}(x,y)$. Поскольку эффективное поле четырехмерно, мы можем явно взять интеграл по y, чтобы получить чисто четырехмерное действие. Отсюда получаем

$$M_{Pl}^2 = 2M^3 \int_0^{\pi r_c} dy e^{-2k|y|} = \frac{M^3}{k}[1 - e^{-2kr_c\pi}]. \tag{7}$$

Мы видим, что имеется хорошо определенное значение для M_{Pl}, даже в пределе $r_c \to \infty$. Это ключ к тому, что можно получить разумную эффективную четырехмерную теорию, с обычным ньютоновским законом силы, даже в пределе бесконечного радиуса, в разительном противоречии тому, что для произведения пространств ожидается $M_{Pl}^2 = M^3 r_c \pi$.

Ясно, что для заданной выше фоновой метрики нет никакой проблемы с переходом к пределу $r_c \to \infty$. Это удалит из структуры брану-"регулятор". Однако, мы еще должны определить, является ли спектр *общих* линеаризованных тензорных флуктуаций $G_{\mu\nu} = e^{-2k|y|}\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x,y)$ совместимым с четырехмерной экспериментальной

гравитацией. Это требует понимания всех мод, которые появляются в принятой четырехмерной эффективной теории. Мы поэтому выполняем редукцию Калуцы-Клейна к четырем измерениям. Чтобы сделать это мы должны провести разделение переменных, запишем $h(x,y) = \psi(y)e^{ip\cdot x}$, где $p^2 = m^2$ и m^2 допускает решения линеаризованного уравнения движения для тензорных флуктуаций, следующего из уравнения (3), разложенного около уравнения (4):

$$\left[\frac{-m^2}{2}e^{2k|y|} - \frac{1}{2}\partial_y^2 - 2k\delta(y) + 2k^2\right]\psi(y) = 0, \tag{8}$$

где принятые граничные условия орбифолда велят нам рассматривать только четные функции y. Эффект браны-регулятора будет рассматриваться позже, здесь она отодвигается в бесконечность. Индексы $\mu\nu$ – одни и те же во всех членах, если мы работаем в калибровке, где $\partial^\mu h_{\mu\nu} = h^\mu_\mu = 0$, так что они опущены. Удобнее привести вышеупомянутое уравнение к виду, аналогичному задаче нерелятивистской квантовой механики, сделав замену переменных, $z \equiv sgn(y)\left(e^{k|y|} - 1\right)/k$, $\hat{\psi}(z) \equiv \psi(y)e^{k|y|/2}$, $\hat{h}(x,z) \equiv h(x,y)e^{k|y|/2}$. Уравнение (8) тогда читается так:

$$\left[-\frac{1}{2}\partial_z^2 + V(z)\right]\hat{\psi}(z) = m^2\hat{\psi}, \tag{9}$$

где

$$V(z) = \frac{15k^2}{8(k|z|+1)^2} - \frac{3k}{2}\delta(z). \tag{10}$$

Многое может быть понято из общей формы этого аналога нерелятивистского потенциала.

Во-первых, δ-функция поддерживает единственную нормируемую моду связанного состояния, остальные собственные состояния – моды континуума. Мы уже обсудили роль моды связанного состояния как безмассового гравитона эффективной четырехмерной теории. С явной формой КК "потенциала" мы можем также понять свойства мод континуума. Во-первых, так как потенциал падает до нуля при $|z| \to \infty$, нет никакой щели, и моды континуума стремятся к плоским волнам. Кроме того, амплитуды мод континуума подавлены вблизи начала координат, из-за потенциального барьера около $z = 0$. Наконец, состояниям КК континуума соответствуют все возможные $m^2 > 0$.

Точные моды континуума даются в терминах функций Бесселя, и являются линейными комбинациями $(|z| + 1/k)^{1/2}Y_2(m(|z| + 1/k))$ и $(|z| + 1/k)^{1/2}J_2(m(|z| + 1/k))$. Волновая функция нулевой моды следует (при замене переменных) из уравнения (4), $\hat{\psi}_0(z) = k^{-1}(k|z| + 1)^{-3/2}$.[2] Мы можем лучше понять КК моды, изучая пределы малого и большого параметра функций Бесселя. Для малых $\frac{m}{k}(|z| + 1)$ имеем

$$J_2(m(|z| + 1/k)) \sim \frac{m^2(|z| + 1/k)^2}{8}, \quad Y_2(m(|z| + 1/k)) \sim -\frac{4}{\pi m^2(|z| + 1/k)^2} - \frac{1}{\pi} \tag{11}$$

[2]Хотя нулевая мода — не функция Бесселя, она — предел $m^2(|z| + 1)^{1/2}Y_2(m(|z| + 1))$ при $m \to 0$.

Поэтому, чтобы удовлетворить граничному условию, подразумеваемому потенциалом в виде δ-функции на бране при $z = 0$, для малых m (уместных на дальних расстояниях) мы должны выбрать линейную комбинацию,

$$\hat{\psi}_m \sim N_m(|z| + 1/k)^{1/2} \left[Y_2(m(|z| + 1/k)) + \frac{4k^2}{\pi m^2} J_2(m(|z| + 1/k)) \right]. \qquad (12)$$

где N_m – константа нормировки. Для больших mz

$$\sqrt{z} J_2(mz) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi m}} \cos(mz - \frac{5}{4}\pi), \qquad \sqrt{z} Y_2(mz) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi m}} \sin(mz - \frac{5}{4}\pi). \qquad (13)$$

Позвольте нам теперь рассмотреть то, что происходит, когда мы повторно вводим брану-регулятор при $y_c \equiv \pi r_c$, то есть, $z_c \equiv (e^{k\pi r_c} - 1)/k$. Это просто соответствует новому граничному условию при z_c,

$$\partial_z \hat{\psi}(z_c) = -\frac{3k}{2(kz_c + 1)} \hat{\psi}(z_c). \qquad (14)$$

Легко проверить, что наша нулевая мода удовлетворяет этому новому граничному условию. Однако, это условие ограничивает разрешенные моды континуума и квантует разрешенные значения m. Для большого z_c все они находятся в плоско-волновом асимптотическом режиме уравнения (13), если они удовлетворяют новому условию. Поэтому их массы приблизительно квантованы в единицах $1/z_c$. Кроме того их константы нормировки — практически такие как для плоских волн, в частности $N_m \sim \pi m^{5/2}/(4k^2\sqrt{z_c})$.

Получив большую, но конечную r_c-асимптотику, мы можем определить меру для сумм по состояниям континуума в пределе $r_c \to \infty$. Поскольку в этой асимптотике доминирует поведение плоской волны, эта мера есть просто dm, после того, как мы опустим фактор $1/\sqrt{z_c}$ в N_m, чтобы перейти к нормировке континуума. Мы также демонстрировали требование, сделанное в [8], что, когда z_c остается большим, но конечным, эти состояния КК квантованы в единицах $1/z_c$, что в [8] соответствовало TeV-ному масштабу. Также обратите внимание, что нормированные КК волновые функции на бране в z_c все имеют порядок $1/\sqrt{z_c}$, так как они все — плоские волны в максимуме или минимуме, согласно уравнению (14), то есть в kz_c раз больше, чем $\hat{\psi}_0(z_c)$. Это доказывает утверждение [8], что состояния КК взаимодействуют с материей на бране z_c в 10^{15} раз сильнее, чем безмассовый гравитон.

Ясно, что предел $r_c \to \infty$ дает теорию с полубесконечной дополнительной размерностью. Однако, нас с самого начала интересовало изучением теории без граничного условия орбифолда, которая является теорией с бесконечным протяжением и в положительном и в отрицательном z-направлениях. Тривиально расширить структуру, которую мы изучили до полностью бесконечной дополнительной размерности, допуская и четные и нечетные функции z, вместо ограничения исключительно четными функциями, требуемого условиями орбифолда. С этого времени мы будем полагать, что это имеет место. Однако, мы используем плотность состояний, которую мы нашли при изучении ситуации конечного объема.

Найдя КК спектр эффективной четырехмерной теории, мы можем теперь вычислить нерелятивистский гравитационный потенциал между двумя частицами масс m_1 и m_2 на нашей бране при $z = 0$, который является статическим потенциалом, произведенным обменом нулевой модой и континуумом пропагаторов мод Калуца-Клейна. Это

$$V(r) \sim G_N \frac{m_1 m_2}{r} + \int_0^\infty dm \frac{G_N}{k} \frac{m_1 m_2 e^{-mr}}{r} \frac{m}{k}. \tag{15}$$

Обратите внимание, что имеется подавление экспоненты Юкавы в массивных функциях Грина для $m > 1/r$, и дополнительная степень m/k является результатом подавления волновых функций континуума при $z = 0$, следующего из уравнения (11), обсужденного выше. Константа взаимодействия G_N/k во втором члене — это просто фундаментальная константа взаимодействия гравитации, $1/M^3$, в силу уравнения (7). Поэтому потенциал ведет себя как

$$V(r) = G_N \frac{m_1 m_2}{r} \left(1 + \frac{1}{r^2 k^2}\right) \tag{16}$$

Именно поэтому наша теория воспроизводит эффективную четырехмерную теорию гравитации. Ведущий член, возникающий из-за моды связанного состояния есть обычный ньютоновский потенциал, КК моды дают чрезвычайно подавленный член поправки, для k принимающего ожидаемое значение порядка фундаментального планковского масштаба и величин r, для которых экспериментально проверена гравитация. Кроме того, так как наши пропагаторы, в общем случае, релятивистские, выходя за пределы нерелятивистской аппроксимации мы находим все релятивистские поправки, снова с незначительными поправками от мод континуума.

Из предела малых m для волновых функций континуума мы также узнаем, что рождение гравитационных мод континуума браной $z = 0$ подавлено с фактором $(dm/k)(m/k)$ из-за подавления там волновой функции континуума. Это очень важно, потому что означает, что амплитуда рождения мод континуума в низкоэнергетических процессах на бране чрезвычайно мала, гораздо меньше, чем гравитационная сила. Если бы этого не было, мы были бы в опасности непрерывной утечки энергии в дополнительное измерение. Из-за этого фактора подавления вероятность создания КК мод подавлена как $(p/k)^2$ относительно нулевой моды, где p – импульс процесса. Для k порядка планковского масштаба это необычайно мало для любого процесса, который мы наблюдаем теперь, или когда-либо вероятно будем наблюдать. Мы показали, что сценарий с бесконечным пятым измерением в присутствии браны может давать теорию гравитации, которая вполне успешно подражает четырехмерной гравитации, и в отношении классического гравитационного потенциала и в отношении гравитационного излучения. Также важно проверить, что существенно не изменяются гравитационные самодействия. Для гравитонов, которые взаимодействуют с полями материи с *гравитационной* силой, они были проверены для уровня точности 10^{-3} (см. ссылку [13] для обзора). Поскольку КК моды имеют p/k-*подавленное* относительно нулевой моды взаимодействие с материей на бране, тесты, в которых КК моды в конечном счете взаимодействуют с материей

(то есть детекторами) на бране, нечувствительны к существованию многих новых гравитационных мод. Только нулевая мода вносит вклад на любом измеримом уровне. Обмены нулевой модой и самодействия являются как раз такими как в четырехмерной общерелятивистской динамике, описанной уравнением (6).

Однако, важно также проверить, что энергетическая потеря, вызванная гравитационными самодействиями также несущественна, то есть, взаимодействие нулевой моды с КК модами, которые, в конечном счете, *не* взаимодействуют с материей на бране. Мы сейчас продемонстрируем, что оно также мало. Однако, чтобы сделать это, требуется понимание ограничений подхода теории возмущений, который мы неявно приняли, к флуктуациям гравитона.

Мы теперь покажем, что для любой конечной энергии самодействие гравитона становится большим при зависящем от энергии значении координаты z. Впоследствии мы продемонстрируем, что флуктуации, возникающие на бране в низкоэнергетических процессах, имеют очень малую вероятность достичь этого большого z. Испускание гравитонов и соответствующая потерянная энергия могут быть ограничены в пределах низкоэнергетической эффективной теории, и мы будем доказывать, что они малы.

Мы сначала исследуем ограничения для того вычисления линеаризованного КК спектра, которое мы выполнили. Проблема может лучше всего быть понята, если рассмотреть взаимодействия гравитона в координатном пространстве в дополнительной размерности. Мы искали решения для КК мод в линейном разложении относительно классического гравитационного фона. Линейная аппроксимация хорошо оправдана около браны, но члены возмущений более высокого порядка существенны вдали от браны.

Ведущий член, дающий взаимодействие гравитона, есть

$$S \supset \int d^4x \int dz \sqrt{-G} R \supset \int d^4x \int dz z^{3/2} \, \frac{\hat{h}^{\mu\nu}(x,z)\partial_\mu \hat{h}_{\alpha\beta}(x,z)\partial_\nu \hat{h}^{\alpha\beta}(x,z)}{M_{Pl}}. \qquad (17)$$

На этом языке ясно, что имеется сильное взаимодействие при больших z. Источник проблемы в том, что константа взаимодействия гравитонов расходится при подходе к горизонту AdS. Это связано со стандартным синим смещением около горизонта пространства AdS. Можно заметить это, исследуя поведение КК мод нашего континуума при больших z на основе уравнения (13), $\hat{\psi}(z) \sim e^{imz/k}$. Независимо от того, насколько мягкой является такая мода, когда она рождается около 3-браны (малые m), она синесмещается в жесткую моду, когда измеряется в фоновой пятимерной метрике при больших z, $G_{MN} \sim \eta_{MN}/z^2$, $M, N = \mu, z$. Поэтому при больших z она может иметь сильные гравитационные взаимодействия с другими модами.

Фактически, это сильное взаимодействие в нашем эффективном описании теории поля вероятно существенно, если надо получить самосогласованную четырехмерную теорию. Это происходит, потому что наша теория соблюдает четырехмерную общую ковариантность и поэтому каждая мода гравитона в четырехмерной эффективной теории должна взаимодействовать самосогласованно. Однако, мы знаем, что перекрытие волновой функции между нулевой модой и модами континуума очень мало. В координатном пространстве в пятимерной теории оно должно быть скомпенсировано большим

взаимодействием линеаризованных мод при больших z, чтобы воспроизвести правильный четырехмерный результат.

Остается вопрос, является ли этот режим сильного взаимодействия проблематичным. Мы предполагаем, что, если наша структура вложена в фундаментальную теорию струн, то сильное взаимодействие при больших z имеет альтернативное описание, не затронутое нашим пертурбативным подходом. По существу, вся физика, соответсвующая четырехмерному миру, имеет место на или около браны. Если бы сильные взаимодействия были очень частым следствием низкоэнергетических процессов на 3-бране, мы потеряли бы всю предсказуемость этой работы, основанную на эффективной теории поля. К счастью, дело обстоит не так, как мы покажем простой оценкой. Согласно уравнению (17), пятимерные гравитационные флуктуации имеют взаимодействия порядка Энергия.$z^{3/2}/M_{Pl}$. Мы теперь выполняем эксперименты только при энергиях порядка TeV или меньше. Чтобы гравитационные флуктуации, появляющиеся в таких процессах взаимодействовали сильнее, чем на уровне, например, одного процента, они должны убежать к $z > 10^9$. Теперь, поскольку мы видели, что вероятность для низкоэнергетических бранных процессов непосредственно создавать моды континуума КК незначительна, они почти исключительно создают безмассовые гравитоны (возможно, вне массовой поверхности). Так что наша задача сводится к вычислению вероятности для этих безмассовых гравитонов оказаться при $z > 10^9$. Консультируясь с волновой функцией безмассового гравитона получаем, что эта вероятность равна 10^{-18}! Таким образом, хотя низкоэнергетические бранные процессы *могут* приводить к сильным гравитационным взаимодействиям при больших z, не захваченные слабо взаимодействующей эффективной теорией поля, они почти никогда этого не делают. С почти единичной вероятностью низкоэнергетические бранные процессы взаимодействуют с безмассовой модой гравитона согласно эффективной четырехмерной общей теории относительности, без участия возбужденных КК мод континуума.

Подводя итоги, мы нашли, что мы можем самосогласованно существовать с бесконечным пятым измерением, не противореча известным гравитационным тестам. Сценарий состоит из единственной 3-браны, (части) пространства AdS_5 в объеме (bulk) и соответственно настроенном натяжении браны. Потребность в этом тонком регулировании — это эквивалент проблемы космологической постоянной в этом контексте, она принимается как данная и нерешенная.

На этой основе мы нашли, что неизбежное следствие есть связанное состояние моды гравитона, чья форма определена натяжением браны и объемной (bulk) космологической константой. Нет ни очень больших ни очень маленьких чисел, принимаемых для различных гравитационных массовых масштабов, так что четырехмерный планковский масштаб сопоставим с фундаментальным массовым масштабом высокомерной теории. В дополнение к моде связанного состояния, имеется континуум мод Калуцы-Клейна. Они имеют очень слабое взаимодействие с низкоэнергетическими состояниями на бране, но существенны для совместимости полной теории гравитации и взаимодействовали бы сильно в бранных процессах при планковской энергии.

Заметьте, что одна интерпретация нашего результата — это решение проблемы мо-

дуля, для специфического модуля, определяющего расстояние между двумя бранами. Это говорит, что та обычно неприятная возможность, что модуль устремляется к бесконечности, является совершенно приемлемой. Более того, в пределе $r_c \to \infty$ модуль не взаимодействует с материей на бране, и потребность в массе модуля устраняется. Фактически, интересно было бы поспекулировать, что проблема, связанная с геометрическим модулем, может быть устранена, так как нет вообще никакой компактификации, и гравитация связана механизмом, родственным предложенному в этом письме. Это была бы заслуживающая внимания и изучения проблема в рамках фундаментальной теории струны.

Поскольку наша эффективная теория очевидно нарушается, прежде чем $r_c \to \infty$ для (редких) процессов, включающих моды Калуца-Клейна, можно было бы думать, что эта теория в некотором смысле – компактифицированная. Следует отметить, что ясно, что эта теория очень отличается от истинно компактифицированных теорий. Во-первых, мера дополнительной размерности – просто dy в координате y, которая принимает значения на всей вещественной прямой. Низкомерный планковский масштаб и все физические параметры эффективной четырехмерной теории не зависят от r_c, пока эта величина намного больше, чем $1/k$. Кроме того, при достаточно низких энергиях, теория нарушается все дальше и дальше от начала координат, так как сине-смещенная энергия становится большой все дальше. Исходя из этих перспектив теория обеспечивает хорошо определенную альтернативу геометрической компактификации. Однако, интригует возможность поразмышлять, что существует дуальное описание этой теории в терминах обрезания конформной теории поля в четырех измерениях, родственное дуальностям, обсужденным в [12].

Много интересных вопросов еще предстоит обсудить. Получив разумную альтернативу обычной четырехмерной гравитации, важно также рассмотреть ее астрофизические и космологические следствия. Этот новый сценарий мог бы даже открыть новые перспективы для нерешенных проблем квантовой гравитации и космологии.

Благодарности: Нам хотелось бы отметить полезные обсуждения с Vijay Balasubramanian, Martin Gremm, Gary Horowitz, Igor Klebanov, Juan Maldacena, Joe Polchinski, Massimo Poratti, Herman Verlinde, Dan Waldram, и особенно, Andy Strominger. Работа Lisa Randall была частично поддержана DOE по коллективному соглашению DE-FC02-94ER40818 и по гранту DE-FG02-91ER4071. Исследования Raman Sundrum были поддержаны US Department of Energy по гранту no. DE-FG02-94ER40818.

References

[1] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B125 (1983) 136.

[2] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B429 (1998) 263, hep-ph/9803315; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B436 (1998) 257, hep-ph/9804398.

[3] G. Shiu and S. H. H. Tye, Phys. Rev. D58 (1998) 106007, hep-th/9805157.

[4] R. Sundrum, Phys. Rev. D59 (1999) 085009, hep-ph/9805471.

[5] Z. Kakushadze and S. H. H. Tye, *Brane World*, hep-th/9809147.

[6] S. Nussinov and R. Shrock, Phys. Rev. D59 (1999) 105002, hep-ph/9811323.

[7] A. Donini and S. Rigolin, *Anisotropic Type I String Compactification, Winding Modes and Large Extra Dimensions*, hep-ph/9901443.

[8] L. Randall and R. Sundrum, *A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*, hep-ph/9905221.

[9] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B125 (1983) 139; M. Visser, Phys. Lett. B159 (1985) 22; M. Gogberashvili, *Four Dimensionality in Non-compact Kaluza Klein Model*, hep-ph/9904383.

[10] M. Gell-Mann and B. Zwiebach, Nucl. Phys. B260 (1985) 56; H. Nicolai and C. Wetterich, Phys. Lett. B150 (1985) 347.

[11] M. Cvetic and H. H. Soleng, Phys. Rep. 282 (1997) 159, hep-th/9604090.

[12] J. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. 2 (1998) 231, hep-th/9711200; O. Aharony, S. S. Gubser, J. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz, *Large N Field Theories, String Theory and Gravity*, hep-th/9905111.

[13] T. Damour, *Gravitation and Experiment*, gr-qc/9711061.