hep-ph/9905221

MIT-CTP-2860
PUPT-1860
BUHEP-99-9

Большая иерархия масс из небольшого дополнительного измерения[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

Мы предлагаем новый высокомерный механизм для решения проблемы иерархии. Слабый масштаб генерируется большим масштабом порядка планковского через экспоненциальную иерархию. Однако, эта экспонента возникает не из калибровочных взаимодействий, а из фоновой метрики (которая является слоем AdS_5 пространства-времени). Этот механизм основан на существовании одного-единственного дополнительного измерения. Мы демонстрируем простой явный пример этого механизма с двумя 3-бранами, одна из которых содержит поля стандартной модели. Экспериментальные следствия этого сценария новы и драматичны. Имеются фундаментальные спин-2 возбуждения массы порядка слабого масштаба, взаимодействующие с частицами стандартной модели с константой не гравитационного, а *слабого масштаба*. Феноменология этих моделей весьма отлична от таковой для сценариев больших дополнительных размерностей, ни одно из современных ограничений на теории с очень большими дополнительными размерностями здесь не применимо.

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

1 Введение

Если пространство-время изначально высокомерное с $4+n$ измерениями, то эффективный четырехмерный (приведенный) планковский масштаб $M_{Pl} = 2 \times 10^{18}$ GeV определяется фундаментальным $(4+n)$-мерным планковским масштабом M и геометрией дополнительных размерностей. В самых простых случаях, когда высокомерное пространство-время приблизительно является произведением 4-мерного пространства-времени на n-мерное компактное пространство, получаем

$$M_{Pl}^2 = M^{n+2} V_n, \tag{1}$$

где V_n – объем компактного пространства. Недавно было сделано предположение [1], что большую иерархию между слабым масштабом и фундаментальным масштабом гравитации можно устранить, если взять компактное пространство очень большим. Тот факт, что мы не видим экспериментальных проявлений дополнительных размерностей, несмотря на то, что масштаб (энергии) компактификации $\mu_c \sim 1/V_n^{1/n}$ должен был бы быть намного меньше слабого масштаба, подразумевает, что частицы и силы стандартной модели, за исключением гравитации, ограничены 4-мерным подпространством в пределах $(4+n)$-мерного пространства-времени, называемым "3-браной". В то время как этот сценарий устраняет иерархию между слабым масштабом v и планковским масштабом M_{Pl}, он вводит новую иерархию, а именно, между μ_c и v. В свете этого заслуживает внимания исследование альтернатив.

Здесь мы представим отличающийся высокомерный сценарий, который обеспечивает альтернативный подход к порождению иерархии. Мы предлагаем, чтобы метрика была не факторизована, но чтобы 4-метрика умножалась на "коробящий" ("warp") множитель, который является быстро меняющейся функцией дополнительного измерения. Драматические следствия для проблемы иерархии, которые мы демонстрируем в этом сообщении, следуют из нефакторизуемой метрики специального вида:

$$ds^2 = e^{-2kr_c\phi} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2, \tag{2}$$

где k – масштаб порядка планковского, x^μ – координаты привычных четырех измерений, в то время как $0 \le \phi \le \pi$ – координата для дополнительной размерности, изменяющаяся на конечном интервале, размер которого задается r_c. Мы покажем, что эта метрика является решением уравнений Эйнштейна для простой структуры с двумя 3-бранами и соответствующими космологическими членами. В этом пространстве четырехмерные массовые масштабы связаны с пятимерными исходными массовыми параметрами и коэффициентом деформации $e^{-2kr_c\phi}$. Чтобы породить большую иерархию не требуется чрезвычайно большого r_c. Это происходит, потому что источник иерархии — *экспоненциальная* функция радиуса компактификации. Маленький экспоненциальный фактор, написанный выше, и есть источник большой иерархии между наблюдаемыми планковским и слабым масштабами.

Хотя также предназначенное для решения проблемы иерархии путем эксплуатации дополнительных измерений, это решение весьма отличается от предложенного в [1]:

1. отношение между фундаментальным пятимерным планковским масштабом и масштабом компактификации $\mu_c \equiv 1/r_c$ у нас только порядка 50, в противоположность $(M_{Pl}/TeV)^{2/n}$,

2. имеется одно дополнительное измерение, в противоположность $n \geq 2$.

Своеобразные экспериментальные следствия:

1. Нет никаких легких мод Калуцы-Клейна. Масштаб возбуждения имеет порядок TeV. Поэтому, современные ограничения физики элементарных частиц [2], астрофизики и космологии [3] не применимы. Из-за этого масштаб, на котором гравитация становится сильной, может быть весьма низким. Однако, как и для сценария [1], ожидается, что струнные и M-теоретические возбуждения также появятся при TeV-ном масштабе.

2. Взаимодействие индивидуального KK возбуждения с материей или с другими гравитационными модами определяется слабым, а не планковским масштабом. KK моды *не* невидимы, они должны быть наблюдаемы на высокоэнергетических коллайдерах как спин-2 резонансы, которые могут быть восстановлены по их продуктам распада.

2 Структура

Поскольку наше пространство-время не заполняет все пять измерений, мы должны задать граничные условия, которые примем периодическими по ϕ, угловой координате, параметризующей пятое измерение, добавляя идентификацию (x, ϕ) с $(x, -\phi)$, то есть, мы работаем в пространстве $S^1/\mathbf{Z_2}$. Мы рассматриваем диапазон ϕ от $-\pi$ до π, однако метрика полностью определяется ее значениями в диапазоне $0 \leq \phi \leq \pi$. Фиксированные точки орбифолда при $\phi = 0, \pi$ определяются местоположениями двух 3-бран, простирающихся в x^μ-направлениях, они являются границами пятимерного пространства-времени. 3-браны могут нести на себе $(3+1)$-мерные теории поля. Обе взаимодействуют с чисто четырехмерными компонентами полной метрики:

$$g^{vis}_{\mu\nu}(x^\mu) \equiv G_{\mu\nu}(x^\mu, \phi = \pi), \quad g^{hid}_{\mu\nu}(x^\mu) \equiv G_{\mu\nu}(x^\mu, \phi = 0), \tag{3}$$

где G_{MN}, $M, N = \mu, \phi$ – пятимерная метрика.

Эта структура, фактически, подобна сценарию [1]. Однако мы учитываем воздействие бран на полную гравитационную метрику. Изучая следствия локализации энергетической плотности, специфической для структуры браны, мы находим новое решение проблемы иерархии. Как мы покажем, это не требует ничего кроме существования

3-бран в пяти измерениях и их совместимости с четырехмерной инвариантностью Пуанкаре.

Классическое действие, описывающее вышеупомянутую структуру, имеет вид:

$$\begin{aligned} S &= S_{gravity} + S_{vis} + S_{hid} \\ S_{gravity} &= \int d^4x \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \sqrt{-G}\{-\Lambda + 2M^3 R\} \\ S_{vis} &= \int d^4x \sqrt{-g_{vis}}\{\mathcal{L}_{vis} - V_{vis}\} \\ S_{hid} &= \int d^4x \sqrt{-g_{hid}}\{\mathcal{L}_{hid} - V_{hid}\}. \end{aligned} \tag{4}$$

Обратите внимание, что для каждой функции Лагранжа 3-бран мы выделили константу типа "энергия вакуума", которая действует как гравитационный источник даже при отсутствии возбуждений типа частиц. Детальная форма остальной части функций Лагранжа 3-бран не будет существенна для определения основного состояния классической пятимерной метрики. Дальнейшее обсуждение действий 3-бран может быть найдено в [6].

3 Классическое решение

В этой главе мы решаем пятимерные уравнения Эйнштейна для вышеупомянутого действия:

$$\begin{aligned} \sqrt{-G}\left(R_{MN} - \frac{1}{2}G_{MN}R\right) &= -\frac{1}{4M^3}[\Lambda\sqrt{-G}\ G_{MN} + V_{vis}\sqrt{-g_{vis}}\ g^{vis}_{\mu\nu}\ \delta^{\mu}_{M}\delta^{\nu}_{N}\ \delta(\phi-\pi) \\ &+ V_{hid}\sqrt{-g_{hid}}\ g^{hid}_{\mu\nu}\ \delta^{\mu}_{M}\delta^{\nu}_{N}\ \delta(\phi)]. \end{aligned} \tag{5}$$

Мы принимаем, что существует решение с *четырех*мерной инвариантностью Пуанкаре в x^{μ}-направлениях. Пятимерная метрика, удовлетворяющая этому ansatz'у, имеет вид

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)}\eta_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} + r_c^2 d\phi^2. \tag{6}$$

Коэффициент r_c не зависит от ϕ, если мы выбрали координаты так, что ϕ пропорционально собственному расстоянию в дополнительном направлении, а r_c является коэффициентом пропорциональности. Таким образом, r_c – "радиус компактификации" круга в дополнительной размерности до orbifolding. После orbifolding, размер интервала дополнительной размерности равен πr_c, r_c не зависит от x в силу четырехмерной пуанкаре-инвариантности.

С этим ansatz'ем уравнения Эйнштейна, следующие из уравнений (5), приводятся к виду

$$\frac{6\sigma'^2}{r_c^2} = \frac{-\Lambda}{4M^3}, \tag{7}$$

$$\frac{3\sigma''}{r_c^2} = \frac{V_{hid}}{4M^3 r_c}\delta(\phi) + \frac{V_{vis}}{4M^3 r_c}\delta(\phi - \pi). \tag{8}$$

Решение уравнения (7), совместимое с симметрией орбифолда $\phi \to -\phi$ имеет вид:

$$\sigma = r_c|\phi|\sqrt{\frac{-\Lambda}{24M^3}}. \tag{9}$$

Аддитивная постоянная интегрирования была опущена, потому что она ведет только к умножению x^μ на константу. Ясно что это решение имеет смысл только если $\Lambda < 0$, поэтому мы с этого времени будем считать, что это имеет место. Обратите внимание, что пространство-время между двумя 3-бранами есть просто слой AdS_5 геометрии [2].

Напомним, что вычисляя производные мы должны рассматривать метрику как периодическую функцию от ϕ. Уравнение (9), справедливое для $-\pi \leq \phi \leq \pi$, тогда подразумевает

$$\sigma'' = 2r_c\sqrt{\frac{-\Lambda}{24M^3}}[\delta(\phi) - \delta(\phi - \pi)]. \tag{10}$$

Отсюда видно, что мы получим решение уравнения (8) только если $V_{hid}, V_{vis}, \Lambda$ связаны одним общим масштабом k:

$$V_{hid} = -V_{vis} = 24M^3 k, \quad \Lambda = -24M^3 k^2. \tag{11}$$

Эти соотношения между граничными и объемными космологическими членами требуются, чтобы получить решение, которое сохраняет четырехмерную пуанкаре-инвариантность. Обратите внимание, что в точности эти же самые соотношения возникают в пятимерной эффективной теории Horava-Witten сценария, если интерпретировать математические ожидания фонового поля 3-форм (но с замороженными модулями Calabi-Yau) как космологические члены в эффективной пятимерной теории после Calabi-Yau компактификации [5]. Мы предполагаем, что $k < M$, так что кривизна объемлющего пространства (bulk) мала по сравнению с высокомерным планковским масштабом, и мы доверяем нашему решению.

Наше окончательное решение для полной метрики тогда будет иметь вид:

$$ds^2 = e^{-2kr_c|\phi|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2. \tag{12}$$

Радиус компактификации r_c, эффективно, есть произвольная постоянная интегрирования для этого решения.

4 Физические приложения

Мы рассматриваем маленькие r_c (но все же бóльшие, чем $1/k$). Поэтому пятое измерение не может быть разрешено в настоящих (или будущих) экспериментах с гравитацией,

[2] Заметьте, что это делает гравитационную динамику в объемлющем пространстве (bulk) совместимой с суперсимметричным расширением.

пространство-время проявляет себя четырехмерным. Поэтому имеет смысл использовать четырехмерное эффективное описание теории поля. В этой главе мы выражаем параметры этой низкоэнергетической теории, а именно, четырехмерный планковский масштаб и массовые параметры четырехмерных полей в терминах пятимерных масштабов M, k, r_c.

Первым делом надо идентифицировать безмассовые гравитационные флуктуации относительно нашего классического решения (12). Эти флуктуации дадут поля тяготения в эффективной теории. Они являются нулевыми модами нашего классического решения и имеют вид

$$ds^2 = e^{-2kT(x)|\phi|}[\eta_{\mu\nu} + \overline{h}_{\mu\nu}(x)]dx^\mu dx^\nu + T^2(x)d\phi^2. \tag{13}$$

Здесь поле $\bar{h}_{\mu\nu}$ представляет собой тензорные флуктуации относительно четырехмерного пространства и является физическим гравитоном четырехмерной эффективной теории (и безмассовой модой в разложении Калуцы-Клейна $G_{\mu\nu}$). Обратите внимание, что эта метрика *локально* является той же самой как наше "вакуумное" решение, см. уравнение (12), так же как любая гладкая четырехмерная метрика,

$$\overline{g}_{\mu\nu}(x) \equiv \eta_{\mu\nu} + \overline{h}_{\mu\nu}(x), \tag{14}$$

локально является минковской, а любая гладкая реальная функция $T(x)$ локально является константой. Радиус компактификации r_c является вакуумным математическим ожиданием поля модуля $T(x)$. Как и во многих других теориях с высшими размерностями, критически важно, что T модуль стабилизирован в его вакуумном математическом ожидании r_c, с массой по крайней мере 10^{-4} eV. Хотя это и существенный элемент теории, эта проблема еще не решена (но см. [8]). С этого времени, мы всюду заменяем T на r_c. В компактифицированных дополнительных размерностях, часто приходится сталкиваться с векторными нулевыми модами $A_\mu dx^\mu d\phi$ флуктуаций метрики (что и является первоначальной идеей Калуцы-Клейна), соответствующими непрерывным изометриям более высоких измерений, но в рассматриваемом случае в присутствии 3-бран нет никаких изометрий. Так что все такие "внедиагональные" флуктуации метрики массивны и исключены из низкоэнергетической эффективной теории.

Четырехмерная эффективная теория теперь получается, если подставить уравнение (13) в первоначальное действие (4). Мы сосредотачиваемся на члене кривизны, из которого мы можем получить масштаб гравитационных взаимодействий:

$$S_{eff} \supset \int d^4x \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \; 2M^3 r_c e^{-2kr_c|\phi|} \sqrt{-\overline{g}} \; \overline{R}, \tag{15}$$

где $\overline{R}$ обозначает четырехмерный скаляр Риччи, построенный из $\overline{g}_{\mu\nu}(x)$, в отличие от пятимерного скаляра Риччи R, построенного из $G_{MN}(x, \phi)$. Поскольку низкоэнергетические флуктуации не изменяют ϕ-зависимость (эффективные поля зависят только от x), мы можем явно взять интеграл по ϕ, чтобы найти вполне четырехмерное действие. Мы получаем

$$M_{Pl}^2 = M^3 r_c \int_{-\pi}^{\pi} d\phi e^{-2kr_c|\phi|} = \frac{M^3}{k}[1 - e^{-2kr_c\pi}]. \tag{16}$$

Это важный результат. Он говорит нам, что M_{Pl} очень слабо зависит от r_c в пределе больших kr_c. Хотя экспонента имеет очень малое влияние на определение планковского масштаба, мы сейчас увидим, что она играет критическую роль при определении масс в видимом секторе.

Чтобы определить лагранжиан полей материи, мы должны знать взаимодействие полей 3-бран с низкоэнергетическими полями тяготения, в особенности, с метрикой $\overline{g}_{\mu\nu}(x)$. Из уравнения (3) мы видим, что $g_{hid} = \overline{g}_{\mu\nu}$. Дело обстоит не так для полей видимого сектора, из уравнения (3) мы имеем $g^{vis}_{\mu\nu} = e^{-2kr_c\pi}\overline{g}_{\mu\nu}$. Должным образом нормируя поля мы можем определить физические массы. Рассмотрим, например, фундаментальное поле Хиггса,

$$S_{vis} \supset \int d^4x\sqrt{-g_{vis}}\{g^{\mu\nu}_{vis}D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda(|H|^2 - v_0^2)^2\}, \tag{17}$$

которое содержит один массовый параметр v_0. Подстановка уравнения (3) в это действие дает

$$S_{vis} \supset \int d^4x\sqrt{-\overline{g}}e^{-4kr_c\pi}\{\overline{g}^{\mu\nu}e^{2kr_c\pi}D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda(|H|^2 - v_0^2)^2\}, \tag{18}$$

После перенормировки волновой функции, $H \to e^{kr_c\pi}H$, мы получаем

$$S_{eff} \supset \int d^4x\sqrt{-\overline{g}}\{\overline{g}^{\mu\nu}D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda(|H|^2 - e^{-2kr_c\pi}v_0^2)^2\}. \tag{19}$$

Произошла замечательная вещь. Мы видим, что физические массовые масштабы задаются масштабом нарушения симметрии,

$$v \equiv e^{-kr_c\pi}v_0. \tag{20}$$

Это полностью общий результат: любой массовый параметр m_0 на видимой 3-бране в фундаментальной высокомерной теории будет соответствовать физической массе

$$m \equiv e^{-kr_c\pi}m_0 \tag{21}$$

при измерениях с помощью метрики $\overline{g}_{\mu\nu}$, которая появляется в эффективном эйнштейновском действии, так как все операторы переопределяют свой масштаб согласно их четырехмерному конформному весу. Если $e^{kr_c\pi}$ имеет порядок 10^{15}, этот механизм генерирует TeV-ные масштабы физических масс из фундаментальных массовых параметров близких к планковскому масштабу 10^{19} GeV. Поскольку этот геометрический множитель — экспонента, нам, очевидно, не требуется очень больших иерархий между фундаментальными параметрами v_0, k, M и $\mu_c \equiv 1/r_c$, фактически, достаточно потребовать $kr_c \approx 50$.

Установив уместные массы для полей материи, мы непосредственно обращаемся к проблеме гравитационных мод. Это вызывает богатую и очень своеобразную феноменологию. Чтобы детально определить параметры гравитационных мод, требуется явное разложение Калуцы-Клейна. Мы сделаем это в [9]. Результат состоит в том, что массы

u константы взаимодействий мод Калуцы-Клейна определяются TeV-ным масштабом. Этот результат легко понять.

До этого места мы рассматривали $M \approx M_{Pl}$ как фундаментальный масштаб, а TeV-ный масштаб – как полученный вследствие экспоненциального множителя, появляющегося в метрике. Однако, одинаково справедливо было бы расценить масштаб TeV как фундаментальный, а планковский масштаб 10^{19} GeV – как выведенный. То есть, их отношение является безразмерной физической величиной. С этой точки зрения, которая является естественно принятой четырехмерным наблюдателем, живущим на видимой бране, большой планковский масштаб (слабость гравитации) возникает из-за маленького перекрытия волновой функции гравитона в пятом измерении (которая является "коробящим" множителем) с нашей браной. Фактически, это *единственное* выведенное маленькое число. Все другие масштабы определяются масштабом TeV.

Технически, это изменение точки зрения обусловлено заменой координат, $x^\mu \to e^{kr_c\pi}x^\mu$. В этом случае, "коробящий" множитель при $\phi = \pi$ — единица, принимая во внимание, что при $\phi = 0$ он равен $e^{2kr_c\pi}$. На этом языке, так как нет никакого перевычисления масштаба "v"-параметра в потенциале Хиггса, потому что Хиггс уже канонически нормирован, масштаб v должен принимать свое физическое значение. Поскольку мы предполагаем, что все фундаментальные массовые параметры имеют тот же самый порядок, все эти параметры тоже имеют порядок TeV [3].

Этот результат резко контрастирует со сценарием больших дополнительных размерностей для решения проблемы иерархии со структурой произведения для полного пространства-времени, где расщепление Калуцы-Клейна намного меньше, чем слабый масштаб, возможно даже меньше eV. Опасные астрофизические и космологические эффекты очень легких состояний Калуцы-Клейна отсутствуют в нашей модели.

Феноменологическое значение этого сценария для будущих коллайдерных исследований очень своеобразно. Для факторизованного пространства-времени каждое возбужденное состояние взаимодействует с гравитационной силой, и ключом к наблюдению этих состояний в экспериментах на ускорителях является большая множественность состояний из-за их тонкого расщепления. В нашей модели, с расщеплениями, грубо говоря, слабого масштаба, кинематически доступно на ускорителях будет относительно маленькое число возбуждений. Однако их силы взаимодействия с материей заданы слабым масштабом, а не планковским. Вместо гравитационной константы взаимодействия $\sim$ Энергия/M_{Pl}, каждое возбужденное состояние имеет константу взаимодействия порядка Энергия/TeV, и поэтому может быть *индивидуально* обнаружено. Эти резонансы могут быть обнаружены через их продукты распада. Это должно позволить детальную реконструкцию, допускающую определение массы и спина этих *гравитационных* мод.

Из вышеупомянутого обсуждения должно быть ясно, что при энергиях несколько больших слабого масштаба возбужденные гравитоны сильно взаимодействуют. Этот режим вероятно должен открыть производство струнных и M-теоретических возбуждений, которые лежат вне рамок даже нашей исходной пятимерной теории поля. Это

[3]Обратите внимание, что отношение между массовыми параметрами в новых координатах и старыми массовыми параметрами возникает из-за изменения масштаба координат пространства-времени.

означает, что, хотя фундаментальные масштабы высокомерной теории имеют порядок M_{Pl}, *видимый* масштаб, где теория становится сильно взаимодействующей и появляются струнные и M-теоретические возбуждения, имеет порядок слабого масштаба, согласно четырехмерному наблюдателю. Это важный результат для самосогласованности нашего сценария за пределами древесного приближения. Как и в [1], струны TeV-масштаба отрежут большую перенормировку слабого масштаба.

5 Выводы

В сценарии с 3-бранами, где трансляционная симметрия дополнительных размерностей обязательно нарушена, после решения уравнений Эйнштейна естественно возникают нетривиальные "коробящие" множители. Редукция Калуцы-Клейна является значительно более тонкой, чем в факторизованном пространстве-времени, что мы детально обсуждим в следующей статье [9]. Это имеет важные феноменологические и теоретические следствия. В этом письме мы сосредоточились на возможном феноменологическом значении этого сценария, а именно на экспоненциальной генерации иерархии. Замечательно, что четырехмерные массы на видимой бране зависят от метрического фона таким образом, что их физические значения значительно отличаются от входных массовых параметров даже без использования большого объема компактификации. Это возможное разрешение проблемы иерархии родственно по духу идеям сильно взаимодействующих калибровочных теорий, которые генерируют низкий масштаб через экспоненту, умноженную на фундаментальный высокоэнергетический масштаб. Кстати, мы упомянем, что показательная функция, которую мы эксплуатировали, могла бы генерировать и другие масштабы, типа низкоэнергетического масштаба нарушения суперсимметрии. Однако, для жизнеспособности нашего механизма важна возможность стабилизировать радиус компактификации примерно на два порядка величины бóльшим, чем фундаментальная пятимерная планковская длина. Проблемы типа нарушения сохранения аромата и протонного распада также требуют решения, учитывая низкий масштаб новой физики [10].

К счастью, это решение проблемы иерархии может быть подвергнуто экспериментальной проверке. Феноменология весьма отлична от сценария с большим радиусом компактификации. Гравитационные резонансы имеют порядок TeV, и их взаимодействие подавлено с TeV-ной силой, а не с планковской. Кроме того, нет никакого экспериментального ограничения, задвигающего этот масштаб очень высоко. Если это решение правильно, то нас ожидает на LHC богатая спектроскопия.

Благодарности: Приятно признать полезные обсуждения, которые у нас были с Ignatios Antoniadis, Nima Arkani-Hamed, Micha Berkooz, Alvaro deRujula, Savas Dimopoulos, Martin Gremm, Igor Klebanov, Gary Horowitz, Albion Lawrence, Takeo Moroi, Burt Ovrut, Joe Polchinski, Andy Strominger, Herman Verlinde, and Dan Waldram.

Список литературы

[1] 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.

[2] G. F. Giudice, R. Rattazzi, J. D. Wells, Nucl. Phys. B544 (1999) 3, hep-ph/9811291; E. A. Mirabelli, M. Perelstein, M. E. Peskin, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2236, hep-ph/9811337; T. Han, J. D. Lykken, R.-J. Zhang, Phys. Rev. D59 (1999) 105006, hep-ph/9811350; *Indirect Collider Signals for Extra Dimensions*, J. L. Hewett, hep-ph/9811356; *Direct Signals of Low Scale Gravity at e+ eColliders*, K. Cheung, W.-Y. Keung, hep-ph/9903294; *Constraining Large Extra Dimensions Using Dilepton Data from the Tevatron Collider*, A. K. Gupta, N. K. Mondal, S. Raychaudhuri, hep-ph/9904234.

[3] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali Phys. Rev. D59 (1999) 086004, hep-ph/9807344; *SN1987A Constraints on Large Compact Dimensions*, S. Cullen, M. Perelstein, hep-ph/9903422; *Cosmological Constraints on Theories with Large Extra Dimensions*, L. J. Hall, D. Smith, hep-ph/9904267.

[4] P. Horava and E. Witten, Nucl. Phys. B460 (1996) 506, hep-th/9510209; E. Witten, Nucl. Phys. B471 (1996) 135, hep-th/9602070; P. Horava and E. Witten, Nucl. Phys. B475 (1996) 94.

[5] A. Lukas, B. A. Ovrut, K. S. Stelle and D. Waldram, *The Universe as a Domain Wall*, hep-th/9803235.

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

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

[8] R. Sundrum, Phys. Rev. D59 (1999) 085010, hep-ph/9807348; *Stabilization of Submillimeter Dimensions: The New Guise of the Hierarchy Problem*, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, J. March-Russell, hep-th/9809124.

[9] L. Randall, R. Sundrum, in preparation.

[10] *New Origin for Approximate Symmetries from Distant Breaking in Extra Dimensions*, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, hep-ph/9811353; Z. Berezhiani, G. Dvali, Phys. Lett. B450 (1999) 24, hep-ph/9811378.