

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

---

На правах рукописи

*Кирпичников Дмитрий Викторович*

**Экзотические распады частиц в моделях с  
дополнительными измерениями**

*Специальность 01.04.02 — теоретическая физика*

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук,  
академик  
В. А. Рубаков

---

Москва 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук

**Научный руководитель:**

доктор физ.-мат. наук, профессор, академик

*В.А. Рубаков*

**Официальные оппоненты:**

доктор физ.-мат. наук, профессор

*А. С. Горский (ИТЭФ)*

кандидат физ.-мат. наук

*М.Н. Смоляков (НИИЯФ МГУ)*

**Ведущая организация:**

Математический институт имени В.А. Стеклова РАН

Защита состоится 20 июня 2014 г. в 14:30 на заседании Диссертационного совета Д 002.119.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, г. Москва, проспект 60-летия Октября, дом 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН.

Автореферат разослан 2014 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета Д 002.119.01

кандидат физико-математических наук

*Б.А. Тулунов*

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы исследования.** Модели, в которых пространство - время содержит более трех измерений, с давних пор привлекали внимание исследователей. Так, в 1914 году Нордстремом была предпринята попытка объединить теорию электромагнетизма со скалярной гравитацией, добавив в теорию пятое пространственное измерение. Позднее Калуца и Клейн также рассматривали пятимерную модель пространства времени в контексте объединения эйнштейновской теории относительности и электромагнетизма. Эти работы послужили толчком к развитию моделей, в которых динамика калибровочного поля интерпретируются с геометрической точки зрения.

В 70-х годах XX века вновь проявляется интерес к моделям Калуцы-Клейна в связи с бурным развитием теории струн и М-теории, которые предполагают наличие дополнительных пространственных измерений. Для того, чтобы многомерные модели фундаментальных взаимодействий не противоречили наблюдаемой четырехмерной картине мира, считалось, что дополнительные пространственные измерения компактифицированы, скажем, на окружностях малого радиуса, или же на других многообразиях микроскопического размера. Характерный масштаб компактификации измерений может достигать планковских размеров  $l_{PL} \sim 10^{-33}$  см.

В начале 80-х годов была высказана гипотеза о том, что дополнительные пространственные измерения могут быть некомпактными, или же вовсе иметь бесконечный размер (Рубаков и Шапошников '1983, Акама '1982). В таких моделях обычная материя заключена на трехмерном многообразии - бране, вложенной в многомерное пространство. Соответствующие сценарии физики частиц называют моделями "мира на бране".

Общим свойством моделей "мира на бране" является вылет частиц с браны в дополнительные измерения бесконечно большого размера. Это свойство обсуждалось уже в контексте ранних моделей "мира на бране". В моделях с D-бранами частичная локализация материи и калибровочных полей, а, следовательно вылет частиц с браны, характерны для хиггсовской фазы системы (Дубовский, Рубаков и Сибиряков '2002). В моделях с гравитационным механизмом квазилокализации частиц на бране (Рэндалл и Сандрум '1999) также возможен вылет частиц в дополнительные измерения (Дубовский, Рубаков и Тиняков '2000, Джудиче, Ратацци и Уэлс '1998).

С четырехмерной точки зрения вылет частиц с браны происходит при наличии мод с непрерывным спектром масс. С многомерной точки зрения эти моды соответствуют частицам, двигающимся от браны вдоль бесконечно большого дополнительного измерения. Хотя вылет частиц может быть интерпретирован с четырехмерной точки зрения в терминах АдС/КТП соответствия (Грегори, Рубаков и Сибиряков '2000, Гиддингс, Кац и Рэндалл.'2000), на практике вылетающие частицы не регистрируются. Рождение таких частиц в столкновительных экспериментах будет сопровождаться событиями с потерей энергии в конечном состоянии (Мэтьюс, Равиндран и Сридхар '2004, Боос и др.'2012).

Вылет частиц в дополнительные измерения с потерей энергии также обсуждается в контексте модели АДД, предложенной Аркани-Хамедом, Димопулусом и Двали. В данном сценарии частицы Стандартной модели локализованы на бране, а КК гравитоны распространяются в объемлющем пространстве, которое представляет собой компактифицированные на торе дополнительные измерения. При этом спектр масс этих гравитонов практически непрерывен, ввиду того, что расстояния между соответствующими КК возбуждениями достаточно малы. Поэтому вылет недетектируемых гравитонов с браны аналогичен механизму квазилокализации частиц с непрерывным спектром в моделях с бесконечно большим измерением.

Отметим, что проверка моделей "мира на бране" (Гергетта и Шапошников.'2000, Дубовский и Рубаков.'2001), возможна как в астрофизических, так и в космологических экспериментах (Ичики и др.'2002, Танака и Химемото'2003, Моралес и др.'2006). Недавний запуск Большого адронного коллайдера открывает возможность поиска редких распадов частиц, характерных для некоторых моделей "мира на бране".

Одной из задач данной диссертации является изучение редких распадов нейтральных частиц в модифицированной модели Рэндалл-Сандрума с компактными дополнительными измерениями. Данная модель является расширением оригинальной модели Рэндалл-Сундрума (РС2 модель), в которую включено  $n$  измерений, компактифицированных на окружности (РС2- $n$  модель: Ода'2000, Дубовский, Рубаков и Тиняков'2000). Основной особенностью модели РС2- $n$  является то, что в модифицированной модели возможна локализация калибровочных полей на бране. Этот механизм локализации похож на механизм локализации гравитонов в оригинальной модели РС2.

Модель РС2- $n$  включает в себя 3-брану положительного натяжения, вложенную в  $(5 + n)$ -мерное пространство АдС с  $n$  компактными изме-

рениями, метрика модели записывается в виде

$$ds^2 = a(z)^2(\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - \delta_{ij}d\theta^i d\theta^j) - dz^2, \quad (1)$$

где  $\theta_i$  - координаты компактных дополнительных измерений,  $\theta_i \in [0, 2\pi R_i]$ ,  $i = 1, \dots, n$ , а

$$a(z) = e^{-k|z|}$$

масштабный фактор, характеризующий класс моделей РС. Метрика (1) является решением  $(5+n)$ - мерных уравнений Эйнштейна с соответствующим образом подобранным натяжением браны. Кривизна АдС метрики  $k$  определяется  $(5+n)$ - мерной планковской массой и отрицательной космологической постоянной объемлющего пространства.

На фоне геометрии (1) безмассовые калибровочные поля, распространяющиеся в объемлющем пространстве, имеют моды, точно локализованные на бране. Волновая функция таких мод не зависит от координат дополнительных измерений, в соответствии с требованием зарядовой универсальности: 4-х мерные калибровочные заряды частиц, покидающих брану, не зависят от формы волновой функции частиц в дополнительных измерениях. С другой стороны, некоторые калибровочные поля приобретают массу через механизм Хиггса (хиггсово поле может быть локализовано на бране, либо распространяться в объемлющем пространстве), и это приводит к тому, что они становятся квазилокализованными на бране. Таким образом, массивные векторные бозоны получают конечную вероятность вылета в дополнительные измерения. В обоих случаях непрерывный спектр четырехмерных масс начинается с нуля.

У описанного выше сценария распада частиц в дополнительное измерение существуют как низкоэнергетический, так и высокоэнергетический режимы. Для низкоэнергетического режима характерны такие процессы, как распад позитрония (Гниненко, Красников и Руббиа'2003) и эффект охлаждения центральных областей звезд (Фридланд и Джаннотти'2007). На основе низкоэнергетических эффектов были получены сильные ограничения на кривизну пространства АдС  $k$  для числа дополнительных компактных измерений  $n = 1, 2$ . Однако при низких энергиях волновая функция векторных бозонов может быть подавлена на бране, поэтому низкоэнергетические ограничения на параметры модели могут давать неполную информацию о константах в теории. Для высокоэнергетического режима характерен распад  $Z$ -бозона в невидимую моду.

Локализации на бране скалярных и фермионных полей посвящен достаточно обширный цикл работ (Ранджбар-Даеми и Шапошников'2000,

Ичинозе'2002, Андрианов, Андрианов и Новиков'2012 и т.д.). В тоже время модели, в которых рассматривается локализация калибровочных полей на бране, обладают специфическими особенностями. Необходимым свойством самосогласованной модели с локализованным векторным полем является требование зарядовой универсальности. Последнее свойство означает, что волновая функция нулевой моды векторного поля должна быть константой вдоль дополнительного измерения (нулевые моды скаляров и фермионов, как правило, спадают вдали от браны). Однако векторная нулевая мода остается нормируемой благодаря тому, что масштабный фактор, на который умножается волновая функция, быстро убывает при  $|z| \rightarrow \infty$ .

Независимость нулевой моды калибровочного поля от координаты дополнительного измерения может привести к инфракрасным проблемам. В самом деле, в работах М. Н. Смолякова было показано, что в пятимерном пространстве однопетлевая амплитуда рассеяния нулевых мод калибровочных бозонов, обусловленная заряженными фермионами в объемлющем пространстве, пропорциональна объему дополнительного измерения  $L$ . Это обусловлено тем, что эффективная масса фермионов является константой вдали от браны. Действительно, в безмассовом пределе пятимерные фермионы являются конформными, таким образом, ни кинетический член спинорных полей, ни их взаимодействие векторным полем не зависят от масштабного фактора в объемлющем пространстве. Теперь представим себе, что размер фермионной петли в объемлющем пространстве конечен, и будем двигаться в направлении  $z \rightarrow \infty$ , где  $z$  - координата дополнительного измерения. Поскольку нулевая мода калибровочного бозона - константа по  $z$ , а эффективная масса заряженного фермиона также не зависит от  $z$  на больших расстояниях от браны, интегрирование по координате  $z$  в петлевом интеграле дает объем дополнительного измерения  $L$ . Аналогично, однопетлевая фермионная поправка к четырехмерному пропагатору нулевых мод калибровочного поля также пропорциональна  $L$ .

Это наблюдение, однако, не означает, что все модели мира на бране обладают патологическими инфракрасными расходимостями на однопетлевом уровне. Действительно, так как нулевая мода калибровочного поля существенно нелокальна вдоль координаты дополнительного измерения, то, следовательно, она не может быть порождена локальным источником. Инфракрасные патологии действительно имеются в моделях с массовой щелью между нулевой модой и высшими возбуждениями калибровочного сектора: при малых четырехмерных импульсах тяже-

лые состояния не оказывают влияние на низкоэнергетическое поведение корреляторов полей, основную роль в этом режиме играют степени свободы нулевых мод. Массовая щель, однако, отсутствует в некоторых обобщениях оригинальной модели РС2, в которых удастся локализовать на бране калибровочное поле. В работе (Дубовский и Рубаков'2001) были высказаны аргументы в пользу того, что такие модели свободны от инфракрасных патологий на однопетлевом уровне. Поэтому для построения непротиворечивого сценария "мира на бране" необходим детальный анализ квантовых амплитуд и пропагаторов частиц в таких моделях.

**Цель работы:** состоит в изучении феноменологических свойств непротиворечивых моделей "мира на бране", которые могут быть проверены в ближайших ускорительных экспериментах на Большом адронном коллайдере.

**Научная новизна и практическая ценность:**

Поскольку в модифицированной модели РС2- $n$  возможна локализация векторных полей на бране, встает вопрос об экспериментальной проверке этой модели в ускорительных экспериментах. В данной диссертации впервые изучены сигнатуры с потерей энергии типа  $e^+e^- \rightarrow \gamma +$  "ничто", где под термином "ничто" мы подразумеваем либо фотон, либо  $Z$ -бозон, вылетающие в дополнительные измерения. Также впервые была определена область параметров модели РС2- $n$ , которая будет доступна для детектирования в коллайдерных экспериментах.

Процесс с двумя нейтрино в конечном состоянии  $e^+e^- \rightarrow \gamma\bar{\nu}\nu$  является основным фоном для сигнала, который исследован в настоящей диссертации. Проведенное в диссертации численное сравнение сигнала  $e^+e^- \rightarrow \gamma +$  "ничто" с этим фоном указывает на возможность проверки модели РС2- $n$  в ускорительном эксперименте. В работе также проведен сравнительный анализ искомого сигнала с процессом  $e^+e^- \rightarrow \gamma + G_{KK}$  в модели АДД.

В последнее время быстрыми темпами развиваются методы Монте-Карло моделирования процессов новой физики в ускорительных экспериментах на БАК. Наиболее известными программами, которые позволяют проводить численный анализ процессов, выходящих за рамки Стандартной модели, являются CompNer (Боос и др.'2009) и PUTHIA (Съестранд и др.'2000). Однако ни CompNer, ни PUTHIA не адаптированы для широкого класса моделей новой физики, в которых рассматривается, скажем, большое дополнительное измерение. В связи с запуском БАК большой интерес представляет феноменологический анализ процессов  $pp \rightarrow \text{jet} + \cancel{E}_T$  в модели мира на бране РС2- $n$ .

В данной диссертационной работе впервые представлены результаты численного моделирования процессов протон-протонных столкновений  $pp \rightarrow \text{jet} + \cancel{E}_T$  при различных энергиях на БАК в модели RS2- $n$ . Потеря энергии в конечном состоянии в данных процессах обусловлена либо фотоном, либо  $Z$ -бозоном, вылетающим в дополнительные измерения. Впервые показано, что при энергии 7 ТэВ шансы экспериментальной проверки моделей с числом компактных измерений  $n \geq 6$  весьма невелики, поскольку сечение сигнала  $pp \rightarrow \text{jet} + \cancel{E}_T$  мало по сравнению с фоном Стандартной модели  $pp \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$ . Однако при энергии  $pp$  столкновений 14 ТэВ ситуация улучшается. В этом случае возможна проверка моделей с меньшим числом компактных дополнительных измерений.

В данной работе впервые проведен анализ однопетлевых квантовых корреляторов калибровочного поля в двух различных сценариях мира на бране: в одном из них имеется массовая щель между нулевой модой и непрерывным спектром векторного поля, а в другом массовая щель отсутствует. Поскольку в моделях мира на бране особый интерес представляют свойства частиц, локализованных вблизи браны, были исследованы квантовые пропагаторы векторного поля с браны на брану в инфракрасном пределе  $p \rightarrow 0$ , где  $p$  - четырехмерный импульс векторного поля. Вычислены однопетлевые поправки к коррелятору векторного поля с браны на брану, обусловленные фермионами, распространяющимися в объемлющем пространстве; для простоты рассмотрены безмассовые фермионы. Для определенности нами была изучена модель, предложенная в работе Смолякова 2011 года (с массовой щелью) и модель, рассмотренная в статье Дубовского и др. 2000 года (без массовой щели, с одним большим и одним компактным измерением). Наши вычисления подтверждают тот факт, что модели с массовой щелью между нулевой модой и высшими состояниями являются патологическими в инфракрасном пределе.

Впервые было показано, что однопетлевая поправка к векторному пропагатору с браны на брану в модели с массовой щелью ведет себя как  $1/p^3$  при стремлении четырехмерного импульса  $p$  к нулю (как известно, древесный пропагатор пропорционален  $1/p^2$ ). Таким образом, модель с щелью действительно имеет инфракрасные патологии. В то же время впервые подтверждена гипотеза о том, что квантовые фермионные поправки в моделях с бесщелевым спектром не содержат инфракрасных патологий: однопетлевая поправка ведет себя как  $1/p^2$ , поэтому она может быть включена в перенормировку волновой функции калибровочного поля.



**Апробация диссертации** Результаты, полученные в диссертации, докладывались на научных семинарах ИЯИ РАН, на Международных конференциях "Кварки 2010" (Коломна, 2010), "Кварки 2012" (Ярославль, 2012), на международных конференциях коллаборации CMS в 2011 и 2012 году (Алушта), а также на международной конференции АСАТ 2013 (Пекин, 2013).

**Структура и объем диссертации** Диссертация состоит из Введения, четырех глав основного текста и Заключения, содержит 87 страниц машинописного текста, в том числе 20 рисунков, 2 таблицы и список литературы из 53 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во Введении** дан краткий обзор современного состояния моделей "мира на бране". Обсуждаются сценарии, в которых удается локализовать на бране калибровочное поле. Это, в свою очередь, открывает возможность для применения непротиворечивых сценариев "мира на бране" к построению феноменологически приемлемых моделей физики частиц. В моделях с большими дополнительными измерениями частицы могут покидать брану, вылетая в объемлющее пространство. Эффекты квазилокализации частиц в таких моделях могут стать предметом экспериментальных исследований на БАК. Во Введении также обсуждаются особенности инфракрасного поведения однопетлевых векторных корреляторов с браны на брану в моделях многомерной квантовой электродинамики с фермионами.

**В Главе 1** обсуждаются основные вопросы динамики векторного поля модели  $RS2-n$  в объемлющем пространстве с одним большим и  $n$  компактными дополнительными измерениями. В разделе 1.1 выведены волновые функции безмассового и массивного векторного поля. В подразделе 1.1.1 показано, что у безмассового поля существует нулевая мода, описывающая фотон, локализованный на бране. Высшие КК возбуждения безмассового поля, обладающие непрерывным спектром масс, описывают нелокализованные на бране частицы. В подразделе 1.1.2 показано, что у массивного векторного поля нулевая мода отсутствует. Наличие ненулевой массы векторного приводит к тому, что это поле получает

конечную вероятность вылета с браны в дополнительное измерение бесконечного размера. В частности, в разделе 1.1.2 получена формула для ширины распада массивного векторного поля в дополнительное измерение

$$\Gamma_{RS}^Z = \frac{2\pi}{n\Gamma^2(\frac{n}{2})} M_Z \left( \frac{M_Z}{2k} \right)^n, \quad (2)$$

где  $M_Z = 91,2$  ГэВ - масса  $Z$  - бозона. В разделе 1.1.2 вводится взаимодействие многомерного векторного поля с четырехмерными фермионами, точно локализованными на бране (версия КЭД модели РС2- $n$ ). Обсуждается вид эффективного действия такой модели и структура фазового объема частиц, вылетающих с браны.

В разделе 1.2 показано, что сечение рассеяния процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma +$  "ничто" пропорционально фактору  $(\sqrt{s}/k)^n$ . Такое поведение сечений характерно для многомерных моделей "мира на бране".

В разделе 1.3 рассмотрена феноменологическая модель, в которой хиггсовское поле и калибровочный сектор  $SU(2)_{bulk} \times U(1)_{bulk}$  распространяются в объемлющем пространстве, а фермионы точно локализованы на бране. Данная конструкция является обобщением модели КЭД раздела 1.1. В разделе 1.3 также выведено сечение рассеяния процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma +$  "ничто".

В разделе 1.4 рассмотрена модель, в которой только  $U(1)_{bulk}$  калибровочный сектор Стандартной модели живет в пространстве высших размерностей, а калибровочное поле  $SU(2)_{brane}$  сектора и хиггсовское поле локализованы на бране. Хотя модель локализации полей  $SU(2)_{bulk} \times U(1)_{bulk}$ , и отличается от конструкции  $SU(2)_{brane} \times U(1)_{bulk}$ , показано, что с точки зрения эксперимента обе модели дают схожий результат. В частности, показано, что невидимая ширина распада массивного векторного поля для модели  $SU(2)_{brane} \times U(1)_{bulk}$  отличается от (2) дополнительным фактором  $\sin^2 \theta_W$ , где  $\theta_W$  - угол Вайнберга Стандартной модели.

В **Глава 2** обсуждаются результаты численного моделирования процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma +$  "ничто". В разделе 2.1 на основе данных по измерению невидимой ширины распада  $Z$ -бозона получены ограничения на параметр модели  $k$  для различного числа дополнительных компактных измерений  $n$ . Для получения ограничений мы требуем, чтобы невидимые ширины распада массивных векторных частиц в моделях  $SU(2)_{bulk} \times U(1)_{bulk}$  и  $SU(2)_{brane} \times U(1)_{bulk}$  не превышали экспериментальную погрешность измерения невидимой моды  $\Delta\Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \simeq 1.5$  МэВ. Ограничения на параметр  $k$  приведены в Таблице 1. Отметим, что с увеличением числа дополнительных компактных измерений  $n$  нижние огра-

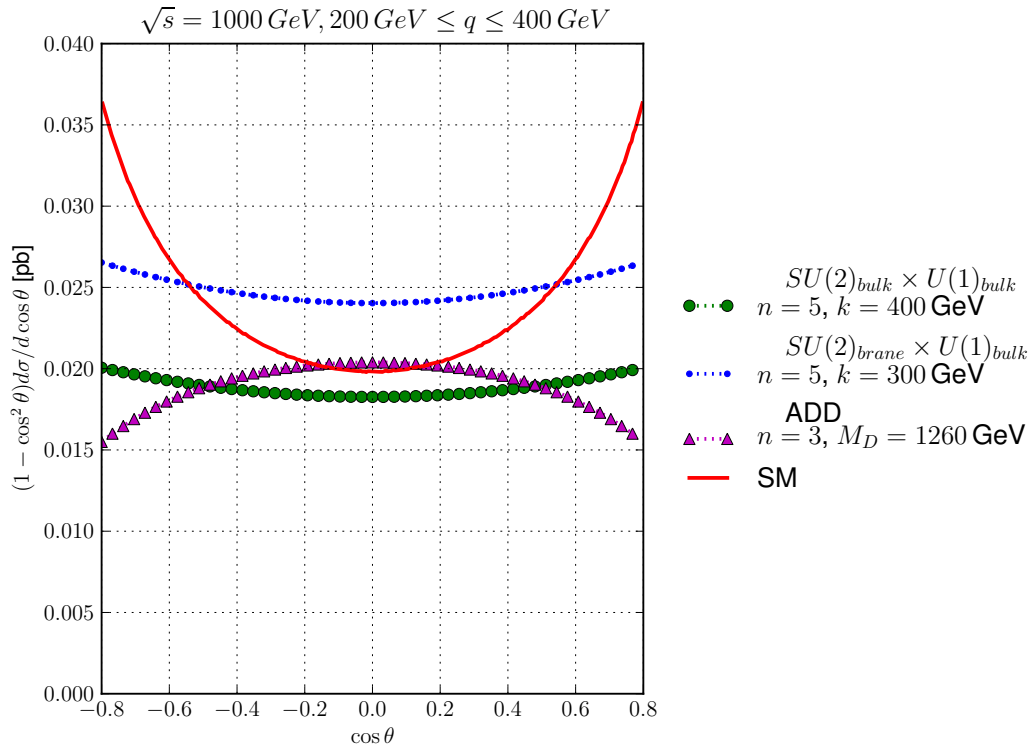
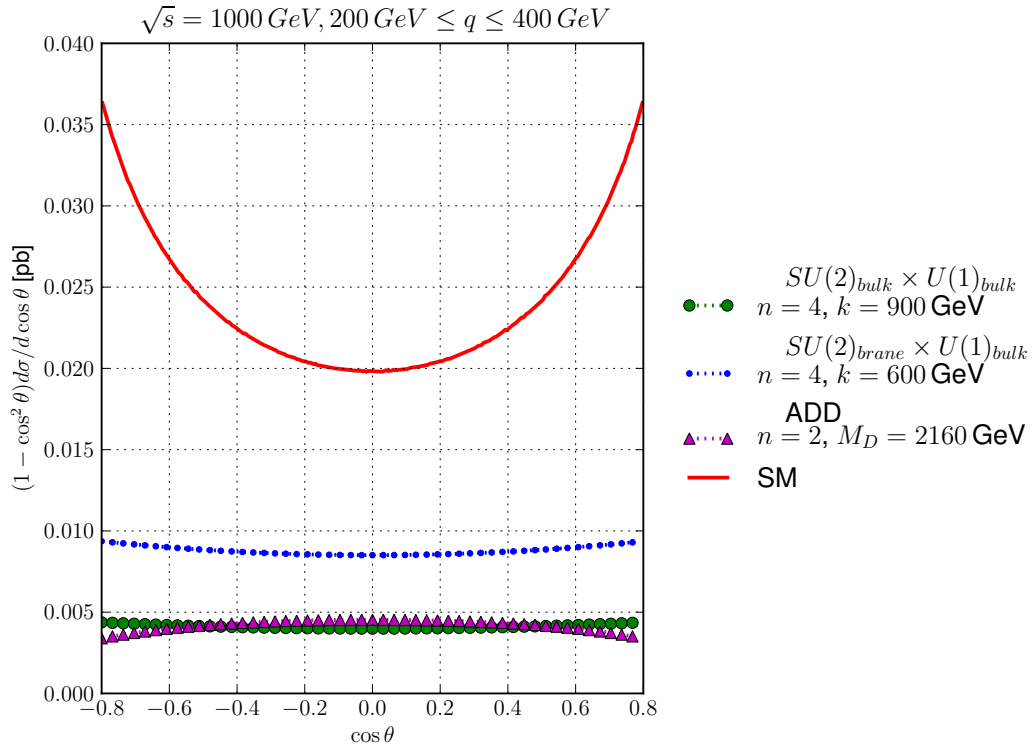


Рис. 1: Дифференциальное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{”ничто”}$  в зависимости от  $\cos \theta$  при энергии  $\sqrt{s} = 1 \text{ ТэВ}$ . Импульс фотона проинтегрирован в интервале  $200 \text{ ГэВ} < q < 400 \text{ ГэВ}$ .

$n$	$k \geq \Gamma_{\text{эВ}}, SU(2)_{\text{bulk}} \times U(1)_{\text{bulk}}$	$k \geq \Gamma_{\text{эВ}}, SU(2)_{\text{brane}} \times U(1)_{\text{bulk}}$
1	$5.5 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$
2	$20 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$
3	$2.5 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^3$
4	900	600
5	400	300
6	300	200

Таблица 1: Нижние ограничения на параметр  $k$  для невидимого распада  $Z$  бозона в моделях различным типом локализации калибровочных полей

нижения на параметр  $k$  уменьшаются.

В разделах 2.2-2.4 представлены результаты численного моделирования коллайдерных сигнатур с потерей энергии в конечном состоянии. На Рис. 1 показаны сечения рассеяния сигнала  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{”ничто”}$  вместе с соответствующим фоном Стандартной модели  $e^+e^- \rightarrow \gamma\nu\nu$  и сигналом с потерей энергии в модели АДД  $e^+e^- \rightarrow \gamma + G_{KK}$  в зависимости от  $\cos\theta$ , где  $\theta$  - угол между направлением вылета фотона  $\gamma$  и осью столкновения  $e^+e^-$ . Очевидно, что искомый сигнал может быть существенным при числе компактных дополнительных измерений  $n \geq 5$ .

**Глава 3** С точки зрения проверки модифицированной модели РС2- $n$  в экспериментах на БАК наибольший интерес представляет одноструйные процессы с потерей энергии в конечном состоянии

$$pp \rightarrow \text{jet} + Z_{\text{bulk}}(\gamma_{\text{bulk}}), \quad (3)$$

где адронная струя образуется либо из кварка, либо из глюона, а нейтральные частицы  $Z_{\text{bulk}}$  и  $\gamma_{\text{bulk}}$  уносят энергию в дополнительные измерения. В данной главе вычислено дифференциальное сечение рассеяния процесса  $pp \rightarrow \text{jet} + Z_{\text{bulk}}(\gamma_{\text{bulk}})$ . За основу взята модель вложения калибровочных полей в объемлющее пространство  $SU(2)_{\text{bulk}} \times U(1)_{\text{bulk}}$ .

В разделе 3.1 представлены результаты численного сравнения сигнала  $pp \rightarrow \text{jet} + Z_{\text{bulk}}(\gamma_{\text{bulk}})$  с фоном Стандартной модели  $pp \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$  для различного числа компактных дополнительных измерений. На Рис. 2 показаны зависимости соответствующих дифференциальных сечений от поперечного импульса адронной струи. Распределений по быстроте адронной струи изображены на Рис. 3.

Для того чтобы оценить светимость на БАК  $\mathcal{L}$ , необходимую для открытия дополнительных измерений на уровне достоверности  $5\sigma$ , мы

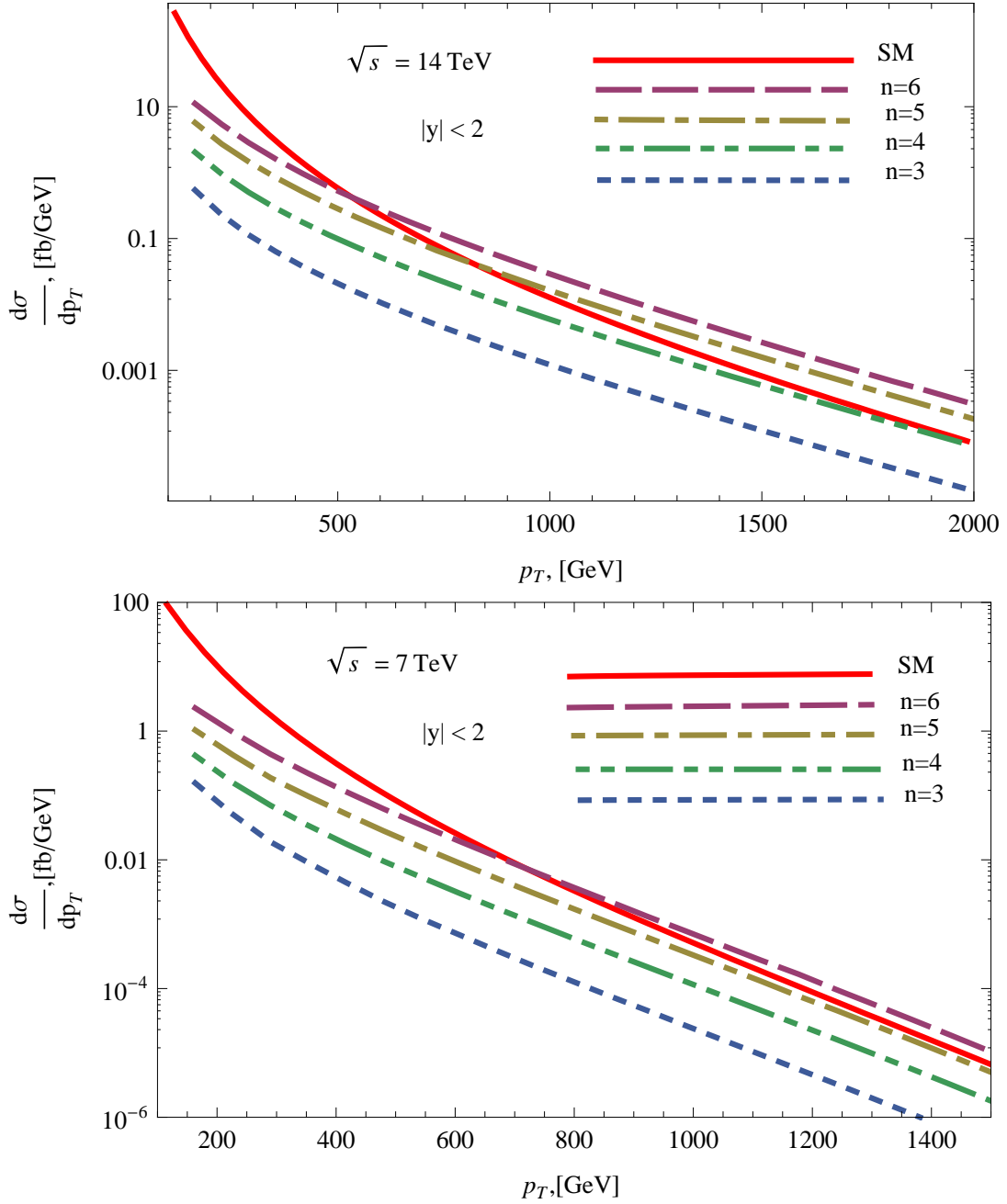


Рис. 2: Дифференциальные сечения процесса  $pp \rightarrow \text{jet} + Z_{bulk}(\gamma_{bulk})$  (пунктирные линии) в зависимости от поперечного импульса адронной струи  $p_T$  для различного числа компактных дополнительных измерений  $n = 3, 4, 5, 6$ . Быстрота струи проинтегрирована в интервале  $|y| < 2$ . Фон Стандартной модели  $pp \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$  показан непрерывной линией. Энергии центра масс протонов равны  $\sqrt{s} = 14$  и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ соответственно. Значения  $k$  представлены в левой колонке Таблице 1

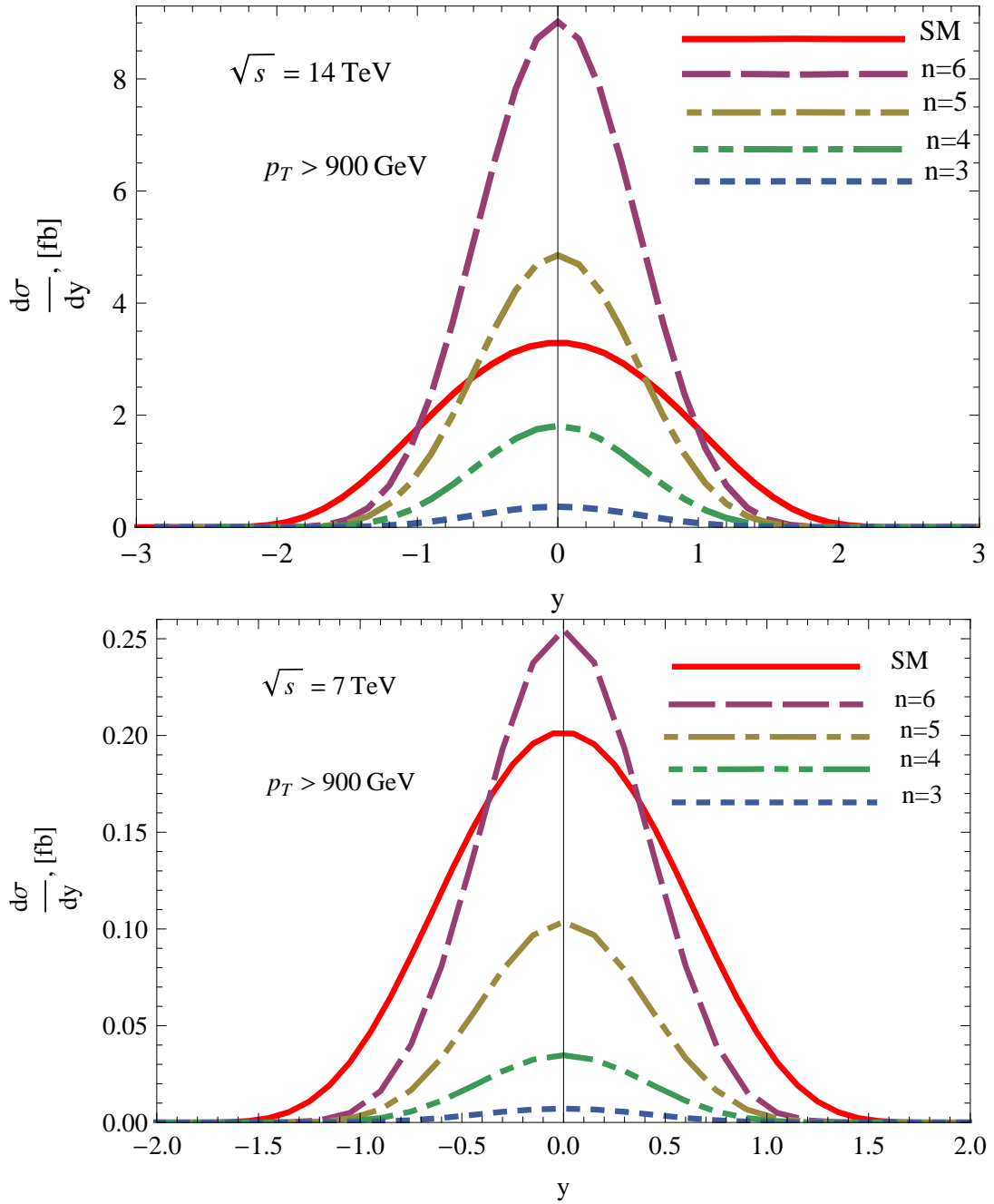


Рис. 3: Дифференциальные сечения процесса  $pp \rightarrow \text{jet} + Z_{bulk}(\gamma_{bulk})$  (пунктирные линии) в зависимости от быстроты адронной струи  $y$  для различного числа компактных дополнительных измерений  $n = 3, 4, 5, 6$ . Поперечный импульс струи проинтегрирован в интервале  $p_T > 900$ .

$n$	3	4	5	6
$\mathcal{L}, \text{fb}^{-1}$	$7.1 \times 10^2$	$3.7 \times 10^1$	7.5	3.1
$N_S$	$3.6 \times 10^2$	$10^2$	$5 \times 10^1$	$3.8 \times 10^1$

Таблица 2: Интегральная светимость  $\mathcal{L}$  и число событий  $N_S$  сигнала  $pp \rightarrow \text{jet} + Z_{bulk}(\gamma_{bulk})$  для различного числа компактных дополнительных измерений  $n$ , соответствующие проверке модели PC2- $n$  на БАК при уровне достоверности в  $5\sigma$ . Энергия протонных столкновений  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Быстрота и поперечный импульс струи проинтегрированы в интервалах  $|y| < 2$ ,  $p_T > 900$  ГэВ. Сечение фона  $\sigma_B = 6.9 \text{ fb}^{-1}$ . Значения параметра  $k$  даны в Таблице 1

потребуем

$$N_S / \sqrt{N_S + N_B} > 5,$$

где  $N_S = \mathcal{L} \sigma_S$  и  $N_B = \mathcal{L} \sigma_B$  - количество событий сигнала и фона соответственно, а  $\sigma_S$  и  $\sigma_B$  их сечения рассеяния, проинтегрированные по быстроте и поперечному импульсу в интервалах  $|y| < 2$  и  $p_T > 900$  ГэВ. Интегральные светимости и соответствующие им числа событий сигнала показаны в Таблице 2 для различных  $n$ . Численный анализ показал, что, с учетом существующих ограничений на параметр  $k$ , модели с числом компактных дополнительных измерений  $n \geq 4$  могут быть проверены на БАК при энергии протонов равной 14 ТэВ в системе центра масс. Однако при энергии в 7 ТэВ могут быть протестированы модели только с  $n \geq 6$ ,

В **Главе 4** рассмотрены два сценария мира на бране с различными механизмами локализации калибровочного поля на бране.

В разделе 4.1 рассматривается модель пятимерной КЭД с векторными полями, локализованными на доменной стенке, и фермионами, распространяющимися в объемлющем пространстве. Характерной особенностью данной модели является то, что нулевые моды векторного поля отделены от высших возбуждений массовой щелью. В разделе 4.1 получено выражение для пропагатора калибровочного поля с браны в объемлющее пространство. В подразделе 4.1.1 обсуждаются особенности спектрального представления этого пропагатора. В подразделе 4.1.2 показано, что патологические инфракрасные расходимости, пропорциональные объему дополнительного измерения  $L$ , возникают в однопетлевом корреляторе нулевых векторных мод векторного бозона.

В подразделе 4.1.3 получено выражение для однопетлевой фермионной поправки к пропагатору векторного поля с браны на брану. Пока-

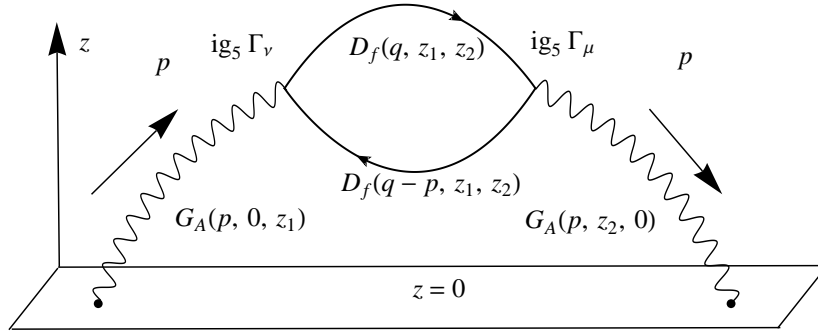


Рис. 4: Однопетлевая поправка к векторному пропагатору с браны на брану.

зано, что данная поправка содержит сингулярный член  $1/p^3$  при малых импульсах калибровочного поля  $p \rightarrow 0$ . Это говорит о том, что модель с массовой щелью является феноменологически неприемлемой при малых энергиях. Данный результат согласуется с работой М. Н. Смолякова 2011 г.

В разделе 4.2 рассмотрена шестимерная КЭД на фоне модифицированной метрики модели РС с одним компактным  $\theta$  и одним большим дополнительным измерением  $z$  (РС2-1 модель). В модели РС2-1 нулевая мода калибровочного поля не отделена от высших возбуждений массовой щелью. В подразделе 4.2.1 получено выражение для пропагатора векторного поля с браны в объемлющее пространство. В подразделах 4.2.2 и 4.2.3 вычислены однопетлевые поправки к пропагатору калибровочного поля с браны на брану в низкоэнергетическом режиме для  $\theta$ -однородных и  $\theta$ -неоднородных фермионов, соответственно. Также показано, что данные поправки не содержат патологических инфракрасных слагаемых. Это показывает, что модель РС2-1 можно рассматривать в качестве феноменологически приемлемого сценария мира на бране, по крайней мере на однопетлевом уровне.

Отсюда делается вывод о том, что инфракрасные патологические расходимости появляются в моделях «мира на бране», в которых нулевая мода калибровочного поля отделена массовой щелью от высших возбуждений. В то же время, модели без массовой щели могут быть свободны от инфракрасных патологических расходимостей.

**В Заключение** перечислены основные результаты исследований, представленных в диссертации.



## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для защиты выдвигаются следующие результаты:

1) Представлены ограничения снизу на кривизну  $k$  пространства АдС модели "мира на бране" РС2- $n$  в зависимости от числа компактных дополнительных измерений  $n$ . Эти ограничения получены из анализа невидимой ширины распада  $Z$  - бозона в объемлющее пространство.

2) Рассмотрены два сценария вложения калибровочной группы  $SU(2) \times U(1)$  в объемлющее пространство модели РС2- $n$ . В первом сценарии предполагалось, что весь  $SU(2) \times U(1)$  калибровочный сектор, включая хиггсовское поле, распространяется в объемлющем пространстве, а фермионы Стандартной модели локализованы на бране. Во втором сценарии считалось, что только  $U(1)$  калибровочный сектор живет в объемлющем пространстве, а фермионы, поле Хиггса и  $SU(2)$  калибровочные поля локализованы на бране. Показано, что количественно обе модели вложения дают схожий результат. Получены дифференциальные сечения рассеяния процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{«ничто»}$ , в которых потеря энергии в конечном состоянии обусловлена  $Z$  - бозоном или фотоном, вылетающим в объемлющее пространство. Соответствующие сечения рассеяния для различного числа компактных дополнительных измерений  $n$  сравнивались с фоном стандартной модели  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \nu\bar{\nu}$ . Показано, что сигнал превышает фон при  $n > 4$ .

3) Изучены процессы  $pp \rightarrow jet + \text{«ничто»}$  на Большом адронном коллайдере в рамках модели РС2- $n$ . В данных процессах потеря энергии в конечном состоянии также обусловлена  $Z$  - бозоном или фотоном, вылетающим с браны в дополнительное измерение бесконечного размера. Проведен численный расчет дифференциальных сечений рассеяния  $pp \rightarrow jet + \text{«ничто»}$  и представлены графики зависимости этих сечений от поперечного импульса адронной струи и ее быстроты. Полученные результаты также сравнивались с фоновыми процессами Стандартной модели, в которых потеря энергии обусловлена наличием нейтрино в конечном состоянии. Показано, что в разрешенной области параметров модели, сигнал с потерей энергии может быть детектирован при энергии 14 ТэВ на БАК, если число компактных дополнительных измерений  $n > 3$ .

4) Исследованы однопетлевые фермионные поправки к пропагатору векторного поля с браны на брану в двух различных сценариях мира на бране. В одном из них существует массовая щель между нулевой модой калибровочного поля и его непрерывным спектром, а в другом массовая

щель отсутствует. Показано, что фермионная поправка в модели с массовой щелью содержит неустранимую инфракрасную расходимость, в то время как модель без массовой щели (модель РС2-1) свободна от таких расходимостей, по крайней мере на однопетлевом уровне. Сделан вывод о том, что инфракрасное поведение теорий с локализованными на бране векторными полями определяется наличием или отсутствием массовой щели между нулевой модой и непрерывным спектром.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. D.I. Astakhov, D.V. Kirpichnikov «Vector bosons escaping from the brane:  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \textit{nothing}$ » // Phys.Rev. D **83** (2011) 104031.
2. D.V. Kirpichnikov «LHC signatures of vector boson emission from brane to bulk» // Phys.Rev. D **85** (2012) 115008.
3. D.V. Kirpichnikov «IR properties of one loop corrections to brane-to-brane propagators in models with localized vector boson» // Phys.Rev. D **88** (2013) 1250.
4. D.V. Kirpichnikov «On cross-section computation in the brane-world models» // [arXiv:1310.5577]