Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. В. Красников, В. А. Матвеев, Поиск новой физики на LHC, *ТМФ*, 2002, том 132, номер 3, 349–362

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf367>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.224.187.69

26 апреля 2023 г., 16:29:23

© 2002 г.

Н. В. Красников*, В. А. Матвеев*

ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ НА LHC

Описывается предстоящий поиск новой физики на Большом адронном коллайдере (LHC).

Ключевые слова: поиск бозона Хиггса, поиск физики вне рамок стандартной модели.

*С данью уважения к А. А. Логунову за его основополагающий
вклад в физику высоких энергий*

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика высоких энергий представляет собой передовое направление современной науки, конечной целью которого является открытие наиболее фундаментальных законов микромира, управляющих эволюцией материи во Вселенной начиная с момента ее рождения при Большом взрыве. Физика высоких энергий встречает XXI век реализацией гигантского проекта Большого адронного коллайдера (LHC) [1]. Этот уникальный, не имеющий равных по масштабам и сложности, научный проект, который находится сейчас в процессе реализации международным сообществом физиков из более чем 40 стран на базе Европейской организации ядерных исследований, базирующейся в Женеве, направлен на решение краеугольных проблем современной субъядерной физики.

Среди намеченных первоочередных задач проекта следует отметить проблему описания механизма генерации масс элементарных частиц, проверку зеркальной симметрии между материей и антиматерией и дискретных симметрий, связанных с обращением времени (T) и комбинированной четности (CP), а также поиск принципиально новых семейств частиц – так называемых суперпартнеров известных элементарных частиц, которые были предсказаны теоретически на основе симметрии между бозонами и фермионами.

К другим важным проблемам можно отнести поиск путей объединения всех фундаментальных сил природы, включая гравитацию, а так же попытку заглянуть за пределы эмпирического четырехмерного пространства-времени с надеждой найти прямые или косвенные указания на возможное существование дополнительных пространственных размерностей.

*Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

За немногим более чем 30 лет, прошедших со времени открытия на синхротроне (76 ГэВ) Института физики высоких энергий роста полного сечения рассеяния [2] и эффективного радиуса сильных взаимодействий (всемирно известный “серпуховский эффект”) при больших энергиях и обнаружения масштабных свойств спектров вторичных частиц, позволившего сделать вывод о локальности механизма адронных взаимодействий, физика высоких энергий сделала гигантский скачок, достигнув увеличения полной энергии взаимодействия на три порядка. Никогда ранее не планировалось достичь в лабораторных условиях такой огромной энергии столкновения – свыше 10^{13} эВ в системе центра масс двух протонов. При взаимодействии с нуклоном в состоянии покоя это эквивалентно фантастически высокой энергии налетающих частиц порядка 10^{17} эВ, что дает возможность исследовать глубинную структуру ядерной материи на беспрецедентных характерных размерах порядка 10^{-4} размера нуклона.

Порождаемые при таких мощных столкновениях сотни и даже тысячи новых частиц, которые еще совсем недавно могли бы “ослепить” самые совершенные детекторы частиц, как представляется, могут не позволить извлечь необходимую экспериментальную информацию о динамике глубинных процессов современной физики. Идея инклюзивного подхода к исследованию неупругих взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях, введенного Логуновым с соавторами в 1967 г. [3] и базирующегося на принципе выбора для измерения и детектирования только одной или нескольких вторичных частиц указанного вида, позволила преодолеть вышеприведенную проблему.

Эксперименты на ускорителях на встречных пучках имеют свои особенности. В этих экспериментах подавляющее большинство вторичных частиц, уносящих большую часть исходной энергии взаимодействия, образуются под малыми углами и имеют быстроты $|\eta| \gg 1$.

В экспериментах на коллайдерах в основном изучаются глубоконеупругие инклюзивные процессы взаимодействий с большими передаваемыми импульсами. В этой связи важную роль играет идея дуальности, которая устанавливает соответствие между наблюдаемыми струями частиц (при суммировании в духе правил сумм при конечных энергиях [4] по всем частицам струи с импульсами в ограниченном телесном угле) и исходными носителями цветового заряда – кварками и глюонами.

На LHC два протонных пучка ускоряются в противоположных направлениях с полной энергией взаимодействия $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Предполагается, что на стадии слабой светимости (первые два-три года эксплуатации) величина светимости составит $L_{\text{low}} = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с полной светимостью $L_t = 10 \text{ fb}^{-1}$ в год. На стадии высокой светимости планируется достичь значения $L_{\text{high}} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, при котором полная светимость будет составлять $L_t = 100 \text{ fb}^{-1}$ в год. Планируется ввести LHC в строй в 2007 году. На LHC будут установлены два больших детектора: CMS (Compact Muon Solenoid) [5] и ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [6].

В данной статье дается краткий обзор поиска новой физики, который будет предпринят на LHC. Статья имеет следующую структуру. В разделе 2 описаны возможные пути обнаружения на LHC стандартного хиггсовского бозона. В разделе 3 обсуждается поиск суперсимметричных партнеров элементарных частиц, возникающих в рамках

минимальной суперсимметричной модели (МССМ). Раздел 4 посвящен обзору возможных физических явлений вне рамок стандартной модели (СМ) и МССМ, которые могут быть найдены на LHC. Заключительные замечания содержатся в разделе 5.

2. ПОИСК СТАНДАРТНОГО ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА НА LHC

СМ, описывающая сильные и электрослабые взаимодействия элементарных частиц при беспрецедентных энергиях и расстояниях, основана на нескольких основополагающих принципах – перенормируемости, калибровочной инвариантности и спонтанном нарушении исходной калибровочной симметрии. Принцип перенормируемости, который зачастую рассматривается как нечто, лежащее за пределами возможной экспериментальной проверки, на самом деле представляет собой одну из наиболее важных (если не важнейшую) составляющих квантовой теории поля. Требование перенормируемости, содержание и глубокий смысл которого были столь явно представлены в фундаментальном труде Боголюбова и Ширкова [7], играет главную роль в построении и классификации моделей квантовой теории поля, которые в соответствии с этим принципом могут быть разделены на два класса.

В перенормируемых моделях ультрафиолетовые расходимости радиационных поправок математически строго контролируются знаменитой теоремой Боголюбова–Парасюка [8]. Эти модели сохраняют локальность во всех порядках теории возмущений и характеризуются конечным набором безразмерных констант связи, зависимость которых от произвольного размерного параметра нормировки описывается ренормализационной группой [7]. Эти так называемые “бегущие” константы связи, зависящие от модели, могут иметь асимптотически свободное поведение при больших импульсах (как в неабелевых калибровочных теориях) или возрасти в ультрафиолетовой области (как в квантовой электродинамике с абелевой калибровочной симметрией).

Другой класс моделей квантовой теории поля – это неперенормируемые модели [8]. Они обладают серьезным недостатком, который, по крайней мере на современном уровне знания, делает их практически непригодными для описания взаимодействий частиц. В неперенормируемых моделях присутствует бесконечное число расходящихся матричных элементов, что приводит к необходимости введения бесконечного числа вершин взаимодействий и размерных констант связи. Что еще хуже, неперенормируемые теории оказываются нелокальными и зависящими от бесконечного числа неизвестных функций [7], [9]. Это следует из того, что вершины взаимодействий в неперенормируемых теориях содержат производные произвольно высокого порядка от полевых операторов.

Модель Вайнберга–Салама [10] электрослабых взаимодействий принадлежит к первому классу квантово-полевых моделей. Существенной чертой этой модели является присутствие в теории скалярного мультиплет с нетривиальным вакуумным конденсатом (так называемого хиггсовского бозона [11]), на экспериментальное обнаружение которого направлены усилия исследователей во всем мире. Ненулевой вакуумный конденсат не влияет на поведение взаимодействий частиц на малых расстояниях, что позволяет решить проблему генерации масс для векторных W - и Z -бозонов без нарушения перенормируемости теории. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии в модели Вайнберга–Салама происходит вследствие вырождения вакуумного состояния в

присутствии бозонного конденсата в полной аналогии с теорией сверхтекучей жидкости [12].

В модели Вайнберга–Салама изодублет комплексных скалярных полей вводится через самодействие, поля при этом получают ненулевое вакуумное ожидание, что спонтанно нарушает электрослабую калибровочную группу $SU_L(2) \otimes U(1)$ до электромагнитной калибровочной группы $U(1)_{\text{ЕМ}}$. Взаимодействие калибровочных бозонов и фермионов с фоновым полем порождает массы этих частиц. Одна из компонент скалярного изодублетного поля Хиггса не поглощается продольными компонентами векторных W - и Z -бозонов, именно эта компонента и должна проявлять себя как физический хиггсовский бозон h . Следует подчеркнуть, что механизм Хиггса – это единственный способ построения перенормируемой теории электрослабых взаимодействий. Поэтому экспериментальное обнаружение единственной все еще не найденной составляющей модели Вайнберга–Салама – хиггсовского бозона – было бы в определенном смысле экспериментальным подтверждением перенормируемости электрослабых взаимодействий.

На сегодняшний день ограничение на массу хиггсовского бозона в СМ, полученное в экспериментах на LEP (линейный электронно-позитронный коллайдер), имеет вид $m_h > 113.5 \text{ ГэВ}$ [13]. Анализ высокоточных измерений электрослабых наблюдаемых частиц приводит к не прямой оценке сверху на массу хиггсовского бозона $m_h < 212 \text{ ГэВ}$ [13], так что хиггсовский бозон в СМ должен быть относительно легким.

В случае, если $m_h \leq 2m_W$, хиггсовский бозон распадается в основном в кварк-антикварковые пары $b\bar{b}$, в то время как в случае тяжелого хиггсовского бозона он в основном распадается в калибровочные бозоны¹⁾. Очень важным для поиска хиггсовского бозона представляется распад хиггсовского бозона в два фотона с типичной вероятностью $O(2 \cdot 10^{-3})$ при $m_h = 130 \text{ ГэВ}$.

Перечислим характерные процессы, которые можно использовать для рождения хиггсовских бозонов на адронных суперколлайдерах:

- а) слияние глюонов: $gg \rightarrow h$;
- б) слияние векторных бозонов WW, ZZ : $W^+W^- \rightarrow h, ZZ \rightarrow h$;
- в) тормозное излучение хиггсовского бозона на фоне W - и Z -бозонов: $q\bar{q}W, Z \rightarrow W, Z + h$;
- г) тормозное излучение хиггсовского бозона на фоне топ-кварка: $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} + h$.

Слияние глюонов доминирует на LHC во всей области допустимых масс хиггсовского бозона СМ, в то время как доля процесса слияния WW и ZZ становится заметной с ростом массы хиггсовского бозона. Две последние реакции существенны лишь для легких хиггсовских бозонов.

В этом разделе приводятся результаты компьютерного моделирования процесса поиска хиггсовского бозона на детекторе CMS [5]. Соответствующие результаты для поиска хиггсовского бозона на детекторе ATLAS [6] будут опущены, так как они совпадают по значимостям соответствующих процессов с точностью до 30%.

2.1. Поиск распада $h \rightarrow \gamma\gamma$. Одна из наиболее важных реакций при поиске хиггсовского бозона на LHC – реакция $pp \rightarrow (h \rightarrow \gamma\gamma) + \dots$, она же является самой многообещающей при поиске хиггсовского бозона в наиболее интересном диапазоне масс

¹⁾ Обзор физики хиггсовских бозонов см., например, в работах [14]–[22].

$100 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 140 \text{ ГэВ}$. Оценка значимости сигнала $N_S/\sqrt{N_B}$ дает 6.6σ (9σ) при $m_h = 110(130) \text{ ГэВ}$ и при слабой светимости $L_t = 3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$ и 10σ (13σ) при $m_h = 110(130) \text{ ГэВ}$ и при высокой светимости $L_t = 10^5 \text{ pb}^{-1}$ ($10^3 \text{ pb}^{-1} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Согласно современным представлениям обнаружить хиггсовский бозон можно уже на уровне $5\sigma^2$) при $95 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 145 \text{ ГэВ}$ при малой светимости, в то время как при высокой светимости такая же вероятность открытия имеет место для массы хиггсовского бозона, лежащей в интервале $85 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 150 \text{ ГэВ}$.

2.2. Поиск процесса $h \rightarrow \gamma\gamma$ в струях с высокой поперечной энергией E_t .

Идея искать сигнал хиггсовского бозона, связанный со струями с большими импульсами p_t в конечном состоянии, была предложена в работе [24], где матричные элементы сигнальных подпроцессов $gg \rightarrow g + h$, $gq \rightarrow q + h$ и $q\bar{q} \rightarrow g + h$ были вычислены аналитически в ведущем порядке α_s^3 . При массе хиггсовского бозона, лежащей в интервале $100 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 150 \text{ ГэВ}$, и при общей светимости 10 fb^{-1} этот канал реакции обеспечивает десятки сигнальных событий, при том что общее число фоновых событий больше лишь в два-три раза [24]. Значимость $N_S/\sqrt{N_B} \sim 4.0, 5.3, 4.1$ при соответствующих значениях масс $m_h = 100, 120, 140 \text{ ГэВ}$ свидетельствует о хороших перспективах открытия легкого хиггсовского бозона уже в режиме слабой светимости LHC. Эти результаты также говорят о том, что в стадии высокой светимости при полной годичной светимости 100 fb^{-1} на LHC будут детектированы сотни событий с большими импульсами p_t , ассоциированных с жесткими струями с сигнальной значимостью ~ 15 . Заметим, что последние исследования [25] значимости процесса $\gamma\gamma + \text{струи}$ на детекторе ATLAS подтвердили основные выводы работы [24].

2.3. Детектирование процессов $h \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu l'^-\nu$. В работе [26] было показано, что ранее игнорируемый процесс $pp \rightarrow h \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu l'^-\bar{\nu}'$ может привести к открытию на LHC хиггсовского бозона в интервале масс $155\text{--}180 \text{ ГэВ}$. Детектирование этого процесса не требует сверхвысокой чувствительности детекторов и для него достаточно относительно низкой полной светимости порядка 5 fb^{-1} . Результаты анализа показывают [26], что этот процесс не только обеспечивает канал открытия хиггсовского бозона в диапазоне масс $155\text{--}180 \text{ ГэВ}$ с $N_S/N_B \geq 0.35$, но и помогает обнаружить след хиггсовского бозона на LHC для масс $120\text{--}500 \text{ ГэВ}$. Недавние компьютерные исследования [27] PYTHIA (для генерирования событий) и CMSCIM (для воспроизведения калориметрического устранения струй) качественно подтвердили результаты работы [26]. Эти вычисления при $m_h = 130 \text{ ГэВ}$ дали оценку снизу: 30 % для эффективностей сигнала и фона и примерно в два раза большую общую эффективность для фона $t\bar{t}$.

Отметим, что в работе [28] была исследована возможность регистрации процесса $h \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow e^\pm \mu^\mp p_T^{\text{mis}}$, который включает механизм слияния электрослабых век-

²⁾Заметим, что более подходящей характеристикой будущих экспериментов является вероятность открытия, т.е. вероятность того, что в будущем эксперименте будет получено число событий N_{ev} такое, что вероятность того, что стандартная физика воспроизведет N_{ev} событий будет меньше $5.7 \cdot 10^{-7}$ (5σ). Например, для процедуры поиска стандартного хиггсовского бозона с $m_h = 110 \text{ ГэВ}$ и при $L_t = 3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ($2 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$) стандартная значимость равна 6.6 (5.4). На языке вероятностей это означает [23], что на детекторе CMS при значимости сигнала $\geq 5\sigma$ хиггсовский бозон будет открыт с вероятностью 96 (73) %.

торных бозонов и в котором детектировались струи, рассеянные вперед³⁾. Основной вывод работы [28] состоит в том, что использование этого процесса позволяет детектировать хиггсовский бозон в диапазоне 130–200 ГэВ со значительно лучшим отношением сигнала к фону, чем в инклюзивном процессе $h \rightarrow e^\pm \mu^\mp p_T^{\text{mis}}$.

Рис. 1. Ожидаемая наблюдаемость хиггсовского бозона СМ как функции m_h на детекторе CMS при светимости 100 fb^{-1} (см. [33]).

2.4. Процесс $h \rightarrow ZZ^*(ZZ) \rightarrow 4l$.

Область $m_h < 2m_Z$. Канал реакции $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ наиболее важен при поиске хиггсовского бозона в диапазоне масс 130–180 ГэВ. Ниже порога $2m_Z$ число событий мало и фоновая редукция сильно затруднена, так как один из Z -бозонов лежит вне массовой оболочки. В этой области ширина резонанса хиггсовского бозона мала, $\Gamma_h < 1 \text{ ГэВ}$, и наблюдаемая ширина полностью определяется инструментальной массой разрешения приборов. Значимость сигнала пропорциональна массовому разрешению для четырех-

³⁾ Другая весьма интересная возможность детектирования стандартного хиггсовского бозона – это распад $h \rightarrow \tau\tau$ при слиянии электрослабых векторных бозонов. Результаты работы [29] показывают, что, используя этот процесс, возможно детектировать хиггсовский бозон СМ в диапазоне масс 120–140 ГэВ.

лептонного процесса ($S = N_S/\sqrt{N_B}$ и $N_B \sim \sigma_{4l}$), а потому разрешение четырехлептонной инвариантной массы имеет решающее значение⁴⁾.

Можно ожидать, что в диапазоне $130 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 180 \text{ ГэВ}$ и при $L_t = 100 \text{ fb}^{-1}$ хиггсовский бозон будет обнаружен на детекторе CMS при значимости сигнала $\geq 5\sigma$ (см. рис. 1) везде, кроме узкой области масс около 170 ГэВ , в которой $\sigma \times Br$ имеет минимум, благодаря открытию канала распада $h \rightarrow WW$ и падению доли процесса $h \rightarrow ZZ^*$ прямо перед порогом рождения ZZ . Заметим, что, накладывая дополнительное ограничение на массу второй (более легкой) лептонной пары $m_{34} < 76 \text{ ГэВ}$, можно добиться существенного улучшения сигнала в этой критической области. В режиме слабой светимости $L_t = 20 \text{ fb}^{-1}$ хиггсовский бозон тем самым может быть обнаружен детектором CMS в диапазоне масс $m_h = 130\text{--}150 \text{ ГэВ}$.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при светимостях 30 fb^{-1} и 10 fb^{-1} .

⁴⁾ Типичные достигнутые разрешения в этой области массы хиггсовского бозона равны $\sigma_{4\mu} \approx 1 \text{ ГэВ}$, $\sigma_{4e} \approx 1.5 \text{ ГэВ}$ (CMS) [5] и $\sigma_{4\mu} \approx 1.6 \text{ ГэВ}$, $\sigma_{4e} \approx 1.6 \text{ ГэВ}$ (ATLAS) [6]. Сравнение потенциальных возможностей детекторов CMS и ATLAS в отношении обнаружения процесса $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, основанное на анализе технических описаний этих детекторов, было сделано в работе [30], основной вывод которой состоит в том, что в терминах значимостей потенциальные возможности детекторов ATLAS и CMS совпадают с точностью до 30 %.

Процесс $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. В диапазоне $180 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 800 \text{ ГэВ}$ этот процесс рассматривается как наиболее надежный способ обнаружить хиггсовский бозон на ЛНС, поскольку в этом процессе ожидаемые доли сигнала велики, а фоновые события достаточно редки. Основным фоновым событием к процессу $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ является неприводимая генерация ZZ -пар в процессах $q\bar{q} \rightarrow ZZ$ и $gg \rightarrow ZZ$. Фоновые процессы с рождением $t\bar{t}$ и $Zb\bar{b}$ оказываются слабыми. Можно детектировать хиггсовский бозон на уровне $\geq 5\sigma$ вплоть до масс $\sim 400 \text{ ГэВ}$ при светимости 10 fb^{-1} и до $m_h \approx 650 \text{ ГэВ}$ при светимости 100 fb^{-1} [31] (см. рис. 1, 2). Как было показано в работе [31], наложение дополнительного обрезания $p_T^{Z1} + p_T^{Z2} > m_{ZZ}/1.4$ позволяет расширить потенциальные возможности обнаружения хиггсовского бозона на детекторе CMS до масс 650 ГэВ (30 fb^{-1}), 750 ГэВ (100 fb^{-1}) и 850 ГэВ (300 fb^{-1}). Сходные результаты были получены и для детектора ATLAS [32].

2.5. Использование процесса $pp \rightarrow \gamma\gamma + l$. Детектирование конечных состояний процессов $Wh \rightarrow l\gamma\gamma + X$ и $t\bar{t}h \rightarrow l\gamma\gamma + X$ открывает новые возможности обнаружения хиггсовского бозона. Поперечное сечение рождения таких состояний примерно в 30 раз меньше, чем сечение инклюзивного процесса $h \rightarrow \gamma\gamma$. Тем не менее наличие изолированного высокоэнергетического лептона, порождаемого при W - и t -распадах, позволяет добиться высокой степени фоновой редукции и обнаружить исходную вершину взаимодействия при почти любой светимости.

Главный вывод работы [24] состоит в том, что при полной светимости 165 fb^{-1} в обоих каналах реакции $pp \rightarrow Wh$ и $pp \rightarrow t\bar{t}h$ в интервале инвариантной массы пары фотонов $m_h - 1 \text{ ГэВ} \leq m_{\gamma\gamma} \leq m_h + 1 \text{ ГэВ}$ можно обнаружить примерно 100 сигнальных событий при $m_h = 120 \text{ ГэВ}$ при наличии всего лишь 20 неприводимых фоновых событий, если обрезание фотонных поперечных импульсов происходит на энергиях 20 ГэВ . Это позволяет провести важную независимую проверку того, проявлялся ли хиггсовский сигнал ранее в классическом процессе $pp \rightarrow h + \dots \rightarrow \gamma\gamma + \dots$, только лишь на стадии высокой светимости.

2.6. Использование каналов $h \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$, $h \rightarrow WW \rightarrow lvjj$ и $h \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$. Доля канала $h \rightarrow ll\nu\nu$ в шесть раз превышает долю $h \rightarrow 4l^\pm$. Фоновые события порождаются процессами с рождением ZZ , ZW , $t\bar{t}$ и Z -струи.

В работе [5] сделан вывод о том, что, используя эти моды, можно открыть хиггсовский бозон в диапазоне $400 \text{ ГэВ} \leq m_h \leq 800\text{--}1000 \text{ ГэВ}$ при светимости $L_t = 100 \text{ fb}^{-1}$.

3. ПОИСК СУПЕРСИММЕТРИИ В РАМКАХ МССМ

3.1. Минимальная суперсимметричная модель. Суперсимметрия представляет собой новый тип симметрий, которые перепутывают бозоны и фермионы (см. [34] и приведенную там литературу). Локально суперсимметричные теории обязательно включают гравитацию [35]. Суперсимметрия также является необходимой составляющей суперструнных теорий (см., например, [36]). Последний всплеск интереса к суперсимметрии был вызван измерениями калибровочных констант связи на LEP1, свидетельствующими в пользу теории великого объединения в рамках суперсимметричной модели, в которой суперпартнеры обычных частиц имеют массы меньше или порядка $O(1) \text{ ТэВ}$. Кроме того, электрослабые суперсимметричные теории предлагают

исследователям простейшее решение проблемы калибровочных иерархий [34]. В природе суперсимметрия должна быть нарушена, но для решения проблемы калибровочных иерархий массы суперчастиц должны быть меньше или порядка $O(1)$ ТэВ. Супергравитация (СГ) дает естественное объяснение нарушения суперсимметрии [34], а именно: следствием нарушения СГ в скрытом секторе будет мягкое нарушение суперсимметрии в наблюдаемом секторе. Наиболее простым суперсимметричным обобщением СМ является МССМ [34]. Это суперсимметричная модель, основанная на стандартной калибровочной группе $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$, в которой электрослабая симметрия нарушена ненулевыми вакуумными ожиданиями двух различных хиггсовских дублетов. В МССМ присутствуют все те же частицы, что и в СМ плюс их суперсимметричные партнеры. Заметим, что МССМ содержит два хиггсовских дублета с гиперзарядами $Y = \pm 1$, что задает минимальную структуру хиггсовского сектора, в котором суперсимметричное расширение СМ свободно от аномалии. Электрослабые суперсимметричные модели также требуют включения по меньшей мере двух хиггсовских дублетов, для того чтобы сделать массивными фермионы обоих типов: “up” и “down”. Перенормированный суперпотенциал задает взаимодействие юкавского типа между кварками и лептонами и сохраняет полное число $B - L$, где B – число барионов, а L – число лептонов. Заметим, что наиболее общее выражение для эффективного суперпотенциала содержит перенормируемые члены, которые могут нарушать закон сохранения числа $B - L$, что может привести к проблемам, связанным с распадом протона. Чтобы избавиться от этих потенциально опасных членов в суперпотенциале, постулируется сохранение R -четности, где $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ для частицы со спином S . Для обычных частиц $R = 1$, в то время как для их суперпартнеров $R = -1$. Сохранение R -четности оказывает определяющее влияние на феноменологию суперсимметрии. Важным следствием сохранения R -четности является то, что легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) оказывается стабильной. Космологические соображения подсказывают, что ЛСЧ должна быть слабовзаимодействующей электрически нейтральной и бесцветной частицей. Другое важное следствие сохранения R -четности – это то, что в суперколлайдерах суперчастицы должны рождаться парами, так что конечным итогом распада тяжелых нестабильных суперчастиц должны быть по крайней мере две ЛСЧ. Поскольку ЛСЧ испытывает лишь слабое взаимодействие, она избегает детектирования, и классическим признаком суперсимметричной модели с сохраняющейся R -четностью была бы регистрация несохранения поперечной составляющей энергии-импульса, уносимой ЛСЧ. В моделях с нарушенной R -четностью [37] число $B - L$ не сохраняется, и использование таких моделей серьезно ограничено имеющимися экспериментальными данными. В таких моделях ЛСЧ нестабильна, суперчастицы могут рождаться в одиночку и, вообще говоря, процессы с потерей поперечной энергии могут отсутствовать.

Члены, мягко нарушающие суперсимметрию в МССМ (массы s -кварков, s -лептонов и гайджино), вообще говоря, произвольны. В СГ–МССМ [34] формулы для масс s -частиц выводятся из предположения, что на масштабе великого объединения ($M_{\text{GUT}} \approx 2 \cdot 10^{16}$ ГэВ) члены, мягко нарушающие суперсимметрию, являются универсальными. Большинство исследований возможности открытия суперсимметрии на LHC выполняется в рамках подхода СГ–МССМ. Наиболее интересными процессами с точки зрения открытия суперсимметрии на LHC являются процессы рождения глюино и s -кварков.

Поперечные сечения таких процессов имеют масштаб 10 pb для масс порядка 1 ТэВ . Распады s -кварков и глюино приводят к потерям поперечной энергии, уносимой ЛСЧ, и к многочисленным струям и меняющемуся числу лептонов, порождаемых промежуточными гайджино. Поэтому процесс, с помощью которого можно обнаружить суперсимметрию на ЛНС, – это $(k \geq 0)$ лептонов + $(n \geq 2)$ струй + E_T^{miss} . Таким образом, можно заключить, что в случае СГ–МССМ на ЛНС можно обнаружить присутствие суперсимметрии в случае, когда массы s -кварков или глюино не превышают $2\text{--}2.5 \text{ ТэВ}$ при $L_t = 100 \text{ fb}^{-1}$ [38], [39]. Следует заметить, что в случае МССМ вероятность найти суперсимметрию на ЛНС весьма сильно зависит от соотношений между массами ЛСЧ, s -кварков и глюино, и эта вероятность уменьшается с увеличением массы ЛСЧ. При массе ЛСЧ, близкой к массе s -кварков или глюино, можно обнаружить присутствие суперсимметрии, если массы s -кварков или глюино не превышают $1.2\text{--}1.5 \text{ ТэВ}$ [40].

Пары чарджино и нейтралино, производимые на ЛНС посредством механизма Дрелла–Яна или при обмене s -кварками, могут детектироваться с помощью их лептонных распадов, которые приводят к процессам с тремя изолированными лептонами, потере поперечной энергии и отсутствию адронных струй. В рамках СГ–МССМ можно детектировать чарджино и нейтралино с массами вплоть до 350 ГэВ [38].

Пары s -лептонов, производимые с помощью механизма Дрелла–Яна, могут быть зарегистрированы с помощью детектирования их лептонных распадов $\tilde{l} \rightarrow l + \tilde{\chi}_1^0$. Таким образом, в конечном состоянии можно ожидать присутствие дилептонной пары с потерянной поперечной энергией и без адронных струй. При $L_t = 100 \text{ fb}^{-1}$ можно детектировать s -лептоны с массами, не превышающими 400 ГэВ [38].

В суперсимметричных моделях с явным нарушением ароматного лептонного числа вследствие введения членов, мягко нарушающих суперсимметрию, это нарушение ароматного лептонного числа может быть детектируемо в процессах распадов s -лептонов [41]. Характерным признаком ненулевого смешивания s -мюона и s -электрона может быть существование неплоскостных сигнальных событий $e^\pm \mu^\mp$ с потерянной поперечной энергией, которые появляются в результате рождения s -лептонных пар с последующими распадами, происходящими с нарушением ароматного лептонного числа. Вероятность обнаружения нарушения ароматного лептонного числа при s -лептонных распадах на ЛНС обсуждалась в работе [42], где сделан вывод, что в наиболее оптимистическом случае максимального смешивания s -мюона с s -электроном оказывается возможно открыты смешивание s -лептонов, если их массы не превышают 250 ГэВ .

В моделях с калибровочно нарушенной суперсимметрией (МКНС) [43] гравитино $\tilde{G}$ оказывается очень легким и феноменология зависит от типа частицы, следующей по шкале масс за ЛЧС, которая является $\tilde{\chi}_1^0$ или s -лептоном, и от времени распада этой частицы в гравитино. Если эта частица – $\tilde{\chi}_1^0$, которая в основном распадается по каналу $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \gamma$, то процесс, характерный для суперсимметрии, приводит к появлению двух жестких изолированных фотонов. Если же эта частица – заряженный s -лептон с большим временем жизни, то она проходит через калориметр как мюон, но с параметром $\beta < 1$. В этом случае масса s -лептона может быть измерена непосредственно с помощью мюонных камер, регистрирующих полное время полета частицы [39].

3.2. Суперсимметричный хиггсовский бозон. В МССМ присутствуют три нейтральных и один заряженный хиггсовский бозон: h , H , A и $H^\pm$. В МССМ хиггсов-

ский сектор описывается двумя параметрами: массой A и параметром $\tan\beta$ – отношением вакуумных ожиданий полей Хиггса, взаимодействующих с кварками типов “up” и “down”. В пределе больших масс A -бозонов константы связи h -бозонов совпадают с соответствующими константами связи хиггсовского бозона СМ. Моды распада, имеющие место в случае хиггсовского бозона СМ, также имеют место и в случае МССМ. Кроме того, весьма существенными оказываются процессы распада H и A в $\tau^+\tau^-$ и $\mu^+\mu^-$. В МССМ при больших значениях параметра $\tan\beta$ скорости процессов распада $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и $A \rightarrow \tau^+\tau^-$ увеличиваются по сравнению с СМ. Следы продуктов распада $\tau^+\tau^-$ можно искать или по конечным состояниям лептон+адрон, или по конечным состояниям $e + \mu$. В этой модели можно обнаружить A -бозон при $m_A = 125$ ГэВ для $\tan\beta \geq 6$ и при $m_A = 500$ ГэВ для $\tan\beta \geq 30$.

В МССМ распад $t \rightarrow bH^\pm$ с последующим вторичным распадом $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu$, если он только разрешен, приводит к большому выходу τ -частиц, рожденных в событиях $t\bar{t}$. При светимости $L_t = 10\text{fb}^{-1}$ сигнал будет наблюдаем при массах $m_{H^\pm} < 130$ ГэВ почти во всем диапазоне изменения $\tan\beta$ [44]. Если заряженный хиггсовский бозон окажется тяжелее топ-кварка, то наиболее перспективным процессом его рождения будет $gb \rightarrow H^- t$ с последующим распадом $H^- \rightarrow \tau\nu$.

При полной светимости 100fb^{-1} оба детектора – CMS и ATLAS – позволят проверить модель на уровне достоверности 95% [44].

4. ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СМ И МССМ

В теоретической физике было предложено немало моделей, отличающихся от СМ и МССМ. Обсудим кратко некоторые из этих моделей.

4.1. Дополнительные размерности. Большой теоретический интерес вызывают модели, в которых присутствуют дополнительные пространственные размерности [45], [46]. В таких моделях новые физические явления могут проявиться при энергиях порядка 1 ТэВ и могут быть зарегистрированы на LHC. В моделях с большим набором дополнительных размерностей [45] всегда присутствует башня состояний, порожденных массивными возбуждениями гравитона. Возбужденные состояния гравитона генерируются в процессах рассеяния глюонов и кварков и избегают детектирования, приводя к конечным состояниям со струями и потере поперечной составляющей энергии-импульса. Дополнительные размерности могут быть обнаружены на LHC, если их обратный радиус меньше 9 ТэВ [47]. В моделях, рассмотренных в работе [46], возмущенные состояния гравитона имеют массы порядка $O(1)$ ТэВ и распадаются в струи, лептоны или фотоны. Сигнал становится видимым для гравитационного резонанса с массой $m_{G,\text{res}} \leq 2$ ТэВ [48].

4.2. Дополнительные калибровочные бозоны. Многие из электрослабых суперсимметричных моделей и моделей великого объединения, базирующихся на теории струн, основаны на расширенных калибровочных группах ($SO(10)$, $E_6, \dots$) и предсказывают существование новых относительно легких нейтральных Z' -бозонов и заряженных W' -бозонов. Возможность обнаружения Z' -бозонов на LHC зависит от величин констант взаимодействия Z' -бозонов с кварками и лептонами. Если взаимодействие Z' -бозонов с кварками и лептонами характеризуется теми же константами, что и для

Z -бозонов, то появляется возможность открыть Z' -бозон, если его масса не превышает 5 ТэВ [5], [6]. Основным механизмом образования W' -бозона, как и Z' -бозона, остается процесс слияния кварк–антикварк. Наилучший способ поиска W' -бозона – исследование его лептонного распада $W' \rightarrow l\nu$. В модели с правокиральным W' -бозоном его можно обнаружить, зарегистрировав распад в лептонную моду, если его масса не превышает 6 ТэВ [5], [6]. Типичная точность определения массы W' -бозона составляет 50–100 ГэВ.

4.3. Составные частицы. Если кварки имеют внутреннюю структуру, то она может быть открыта, если поперечное сечение образования струй будет отличаться от предсказанного с помощью КХД. Отклонение параметризуется взаимодействием вида

$$\delta L = \frac{4\pi}{\Lambda^2} \bar{q} \gamma^\mu q \bar{q} \gamma_\mu q.$$

ЛНС в режиме полной светимости 300 fb^{-1} позволит открыть внутреннюю структуру кварков при $\Lambda \lesssim 20$ ТэВ [39].

4.4. Нарушение R -четности. В МССМ предполагается, что R -четность сохраняется, т.е. ЛСЧ стабильна. Если это не так, то для предотвращения быстрого распада протона можно предположить, что нарушается либо барионное, либо лептонное число, что и приводит к распаду ЛСЧ. Если не сохраняется лептонное число, то суперсимметричный сигнал содержит многочисленные лептоны, возникающие в процессах $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu$ и $l q \bar{q}$ [37]. Если при этом барионное число сохраняется, то ЛСЧ будет распадаться в струи, $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q q q$, порождая события с высокой кратностью струй и без потери поперечной энергии. Тогда извлечь нужный сигнал из гигантского количества фоновых КХД-событий будет не просто. Тем не менее суперсимметричные события можно будет обнаружить, если регистрировать каскадные распады с участием лептонов, например $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow q q q l^+ l^-$ [37].

Заметим, что можно построить модель [49] со сверхмалым нарушением R -четности и с относительно долгоживущим ($t \sim 10^{-1} - 10^{-9}$ с) заряженным s -лептоном $\tilde{\tau}_R$, играющим роль ЛСЧ. Феноменология такой модели похожа на феноменологию МКНС с $\tilde{\tau}$ -лептоном, играющим роль частицы, следующей по шкале масс за ЛСЧ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нет никаких сомнений, что первоочередная задача экспериментальной физики высоких энергий состоит в поиске хиггсовского бозона – последней еще не открытой основополагающей частицы СМ. Ускоритель ЛНС обладает необходимым потенциалом для открытия хиггсовского бозона и проверки его основных свойств. Экспериментальное обнаружение хиггсовского бозона будет триумфом идеи перенормируемости (в некотором смысле это будет “экспериментальным доказательством” перенормируемости электрослабых взаимодействий). На ЛНС можно будет открыть суперсимметрию с массами s -кварков и глюино вплоть до 2.5 ТэВ. Также существует ненулевая вероятность обнаружить какие-либо явления, лежащие за пределами СМ или МССМ (высшие размерности, Z' - и W' -бозоны, внутренняя структура кварков и т.д.). В любом случае

после ввода ЛНС в строй будут несомненно обнаружены механизм нарушения электро-слабой симметрии (с помощью хиггсовского бозона или чего-либо еще более экзотического) и основные составляющие структуры материи на шкале энергий порядка нескольких ТэВ.

Благодарности. Мы благодарны нашим коллегам из Теоретического отдела Института ядерных исследований РАН за полезные обсуждения. Работа была поддержана грантом INTAS–CERN-377.

Список литературы

- [1] *P. Lefèvre, T. Petterson* (Eds.). The Large Hadron Collider: Conceptual Desing. CERN-AC-95-05. Geneva: CERN, 1995.
- [2] *J. V. Allaby et al.* Phys. Lett. B. 1971. V. 36. P. 415.
- [3] *A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu.* Inclusive reaction at high energies. Preprint 67-49K. Protvino: IHEP, 1967; Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 611.
- [4] *A. A. Logunov, L. D. Soloviev, A. N. Tavkhelidze.* Phys. Lett. B. 1967. V. 24. P. 181.
- [5] *CMS Collaboration.* Technical Proposal. CERN-LHCC-94-38; LHCCP1. Geneva: CERN, 1994.
- [6] *ATLAS Collaboration.* Technical Proposal for a General-Purpose *pp* Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. CERN-LHCC-94-43; LHCCP2. Geneva: CERN, 1994.
- [7] *Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976.
- [8] *Н. Н. Боголюбов, О. С. Парасюк.* ДАН СССР. 1956. Т. 100. С. 429; *N. N. Bogolyubov, O. S. Parasyuk.* Acta Math. 1957. V. 97. P. 227.
- [9] *Н. Н. Боголюбов, А. А. Логунов, А. И. Оксак, И. Т. Тодоров.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
- [10] *S. L. Glashow.* Nucl. Phys. 1961. V. 22. P. 579; *S. Weinberg.* Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1264; *A. Salam.* Weak and electromagnetic interactions. In: Elementary Particle Theory. Ed. N. Svattholm. Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968. P. 367.
- [11] *P. Higgs.* Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 132; *F. Englert et al.* Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321.
- [12] *N. N. Bogolyubov.* J. Phys. USSR. 1947. V. 11. P. 23; *Н. Н. Боголюбов.* Лекции по квантовой статистике. Вопросы статистической механики квантовых систем. В сб.: Избр. труды. Т. 2. Киев: Наукова думка, 1970. С. 287.
- [13] *ALEPH Collaboration et al.* A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraint on the Standard Model. CERN-EP-2000-016. Geneva: CERN, 2000.
- [14] *Л. Б. Окунь.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
- [15] *Ta-Pei Cheng, Ling-Fong Li.* Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Oxford: Oxford Univ. Press, 1984.
- [16] *S. Pokorsky.* Gauge Field Theories. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987.
- [17] *D. Bailin, A. Love.* Introduction to Gauge Field Theory. Bristol: Adam Hilger, 1986.
- [18] *J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane, S. Dawson.* The Higgs Hunter's Guide. Redwood City, C.A.: Addison-Wesley, 1990.
- [19] *N. V. Krasnikov, V. A. Matveev.* Phys. Part. Nucl. 2000. V. 31. P. 255; hep-ph/9909490; Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. P. 441; hep-ph/9703204; *Н. В. Красников.* ЯФ. 1998. Т. 61. С. 1007.
- [20] *M. Spira, P. M. Zerwas.* Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics. CERN-TH-97-379. Geneva: CERN, 1997; hep-ph/9803257.
- [21] *M. Spira.* Fortschr. Phys. 1998. V. 43. P. 203.
- [22] *M. Dittmar.* Searching for the Higgs and other Exotic Objects. CMS CR 1999/009. Geneva: CERN, 1999; ETHZ-IPP PR-98-10.
- [23] *S. I. Bityukov, N. V. Krasnikov.* Mod. Phys. Lett. A. 1998. V. 13. P. 3235; Observability and probability of discovery in future experiments. hep-ph/9908402; CMS IN Note 1999/027. Geneva: CERN, 1999.

- [24] *M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, V. I. Savrin.* Light Higgs boson signal at LHC in the reactions $pp \rightarrow \gamma\gamma + jet$ and $pp \rightarrow \gamma\gamma + lepton$. CMS Note 1997/101. Geneva: CERN, 1997.
- [25] *S. Zmushko.* $H \rightarrow \gamma\gamma$ in association with jets. ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-009. Geneva: CERN, 1999.
- [26] *M. Dittmar, H. Dreiner.* Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 167; hep-ph/9608317; LHC Higgs Search with $l^+\nu l^-\bar{\nu}$ final states. CMS Note 1997/083. Geneva: CERN, 1997; Observability and probability of discovery in future experiments. hep-ph/9908402; CMS IN Note 1999/027. Geneva: CERN, 1999.
- [27] *D. Green et al.* Search for the Standard Model Higgs boson with $M_H \approx 170 \text{ GeV}/c^2$ in W^+W^- Decay Mode. CMS Note 1998/089. Geneva: CERN, 1998.
- [28] *D. Rainwater, D. Zeppenfeld.* Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 11304; V. 61. P. 099901; hep-ph/9906218.
- [29] *D. Rainwater, K. Hagiwara, D. Zeppenfeld.* Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 014037; hep-ph/9808468.
- [30] *L. Poggioli.* $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{leptons}$. A comparison of ATLAS and CMS potentials. ATLAS Internal Note PHYS-No-066. Geneva: CERN, 1995.
- [31] *M. Dzelalija, Z. Antonovic, R. Kinnunen.* Study of the heavy $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ in CMS. CMS-TN-95-076. Geneva: CERN, 1995.
- [32] *O. Linossier, L. Poggioli.* $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channel, in ATLAS. Signal reconstruction and reducible backgrounds rejection. ATLAS Note PHYS-No-101. Geneva: CERN, 1997.
- [33] *R. Kinnunen, D. Denegri.* Expected SM/SUSY Higgs observability in CMS. CMS Note 1997/057. Geneva: CERN, 1997.
- [34] *R. Barbieri.* Riv. Nuovo Cimento. 1988. V. 11. P. 1; *A. B. Lahanus, D. V. Nanopoulos.* Phys. Rep. 1987. V. 145. P. 75; *H. P. Nilles.* Phys. Rep. 1984. V. 110. P. 1.
- [35] *S. Ferrara, D. Z. Freedman, P. Van Nieuwenhuizen.* Phys. Rev. D. 1976. V. 13. P. 3214; *S. Deser, B. Zumino.* Phys. Lett. B. 1976. V. 62. P. 335; *P. Van Nieuwenhuizen.* Phys. Rep. C. 1981. V. 68. P. 189.
- [36] *М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен.* Теория суперструн. Т. 1, 2. М.: Мир, 1990.
- [37] *S. Dimopoulos et al.* Phys. Rev. D. 1990. V. 41. P. 2099; *S. Dawson.* Nucl. Phys. B. 1985. V. 261. P. 297; *G. G. Ross, H. Dreiner.* Nucl. Phys. B. 1988. V. 365. P. 397; An introduction to explicit R -parity violation. hep-ph/9707435.
- [38] *S. Abdullin et al.* Search for supersymmetry at CMS. CMS Note 1998/006. Geneva: CERN, 1998.
- [39] *W. Witzeling and ATLAS Collaboration.* The ATLAS Detector: A Status Report. ATL-CONF-99-006. Geneva: CERN, 1999.
- [40] *S. I. Bityukov, N. V. Krasnikov.* Phys. Lett. B. 1999. V. 499. P. 149; The LHC (CMS) discovery potential for models with effective supersymmetry and nonuniversal gaugino masses. hep-ph/0102179; *С. И. Битюков, Н. В. Красников.* ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1374; hep-ph/0110015.
- [41] *N. V. Krasnikov.* Mod. Phys. Lett. A. 1994. V. 9. P. 791; Phys. Lett. B. 1996. V. 388. P. 783; *N. Arkani-Hamed et al.* Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1937.
- [42] *Н. В. Красников.* Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. С. 139; hep-ph/9611282; *С. И. Битюков, Н. В. Красников.* ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1288; hep-ph/9806504.
- [43] *M. Dine, W. Fischler.* Phys. Lett. B. 1983. V. 110. P. 227; *C. R. Nappi, B. A. Ovrut.* Phys. Lett. B. 1982. V. 113. P. 175; *L. Alvarez-Gaume, M. Claudson, M. B. Wise.* Nucl. Phys. B. 1982. V. 207. P. 96; *G. Giudice, R. Rattazzi.* Phys. Rep. 1999. V. 322. P. 419.
- [44] *J. G. Branson et al.* High transverse momentum physics at the large hadron collider. hep-ph/0110021.
- [45] *N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali.* Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 263.
- [46] *L. Randall, R. Sundrum.* Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3370.
- [47] *L. Vacavant, I. Hinchliffe.* J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 1839.
- [48] *B. C. Allanach et al.* JHEP. 2000. V. 0009. P. 019.
- [49] *N. V. Krasnikov.* Phys. Lett. B. 1996. V. 386. P. 161.

Поступила в редакцию 22.I.2002 г.