

СУПЕРФИЗИКА И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ ОТКРЫТИЯ НА ПРОТОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ УНК

Г. Г. Волков, А. Г. Липартелиани, А. А. Соколов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

А. Р. Кереселидзе, Ф. Г. Ткебучава

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Изложены последовательные этапы развития суперфизики — моделей с глобальной и локальной суперсимметрией в тесной взаимосвязи с геометрическими идеями, касающимися картины мира на планковских расстояниях. Работа содержит обсуждение развития и возможностей суперсимметрии в решении некоторых проблем стандартной модели и Теорий Великого Объединения, а также развития двух других источников, лежащих в основе современных теорий 10-мерной суперструны — теории струны и подхода Калуцы — Клейна. Обсуждаются способы реалистичного контакта теории 10-мерной суперструны с четырехмерной феноменологией. Приведены низкоэнергетические следствия теорий суперструны, имеющие шанс проявиться в энергетическом диапазоне протонного коллайдера УНК. Отмечена проблема нарушения суперсимметрии в теориях суперструны, тесно связанная с ожидаемыми спектрами суперпартнеров. Обсуждаются возможности коллайдера УНК ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ) в исследовании образования суперпартнеров, а также новых калибровочных бозонов, предсказываемых теорией суперструны.

The consistent stages of development of superphysics (models with global and local supersymmetry in close connection with geometrical ideas, concerning the picture of world at Plank distances) are expounded. The paper contains detailed consideration of development and possibilities of supersymmetry in the solution of some problems of the Standard Model and Grand Unification Theories, as well as discussion of two other basic ingredients of modern ten-dimensional theories of superstring—the string theories and Kalusa—Klein approach. The ways of realistic contact of superstring theories with four dimensional phenomenology are discussed. The low energy consequences of superstring theories, which may show at UNK proton collider energies, are given. The problem of supersymmetry breaking in superstring theories (closely connected with expected spectrum of superpartners) is considered. The possibilities of the UNK pp -collider ($\sqrt{s} = 6$ TeV with respect to investigation of production of superpartners, as well as new superstring inspired gauge bosons are analyzed.

1. ВВЕДЕНИЕ. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В РАЗВИТИИ ФИЗИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1.1. Возможные пути проникновения в глубь материи на расстояния $r \lesssim 10^{-16} \div 10^{-21}$ см. Грандиозные успехи современной физики высоких энергий последних лет прежде всего отражают ста-

ринную убежденность (восходящую еще к древним грекам) в том, что наблюдаемый мир должен подчиняться единым простым основополагающим принципам, которые могут быть поняты в результате интеллектуальных усилий.

Открытие промежуточных векторных бозонов [1, 2] W^\pm и Z с массами, почти в 100 раз превосходящими массы нуклонов, практически окончательно подтвердило гипотезу об единой природе электромагнитных и слабых сил. Следует отметить, что стремление к единому описанию различных на первый взгляд физических явлений (представляющееся одной из важнейших функций теоретической физики) часто приводило к созданию теорий, которые становились ключевыми этапами в развитии физики. Достаточно в этом свете вспомнить электродинамику Фарадея — Максвелла, которая не только продемонстрировала единую суть электрических и магнитных сил, но и привела к известному техническому прогрессу. Безусловный успех модели электрослабого объединения [3] в рамках $SU(2)_L \times U(1)_Y$ калибровочной группы является еще более убедительным примером на пути к единому описанию.

В настоящее время общепризнано, что стандартная модель (СМ), т. е. модель электрослабых взаимодействий [3], дополненная квантовой хромодинамикой [4] (в роли наиболее вероятного кандидата на описание сильных взаимодействий), является успешной теорией, не противоречащей наблюдаемым явлениям в физике элементарных частиц вплоть до исследованных масштабов энергий $\Lambda \lesssim 100 \text{ ГэВ}$ * (или соответствующих расстояний $r \gtrsim 10^{-16} \text{ см}$). Однако также общепризнано, что по ряду теоретических причин, кратко освещенных в п. 1.2, СМ нельзя признать окончательной теорией.

Дальнейший прогресс в развитии наших «стандартных» представлений, безусловно, будет связан с проникновением в глубь материи на расстояния $r \lesssim 10^{-16} \div 10^{-17} \text{ см}$. Ожидается, что указанный прогресс в значительной степени будет достигнут с вступлением в строй ускорителей нового поколения (среди них достойное место займет ускорительно-накопительный комплекс (УНК) [5] на базе ИФВЭ в Протвино), которые по методике работы и кругу охватываемых физических задач могут быть разделены на два основных класса. К первому классу относятся ускорители-коллайдеры (pp , $p\bar{p}$, $e\bar{p}$, e^+e^-) сверхвысоких энергий, на которых возможно будет провести непосредственное тщательное экспериментальное исследование в области энергий $\sqrt{s} \lesssim 1 \div 10 \text{ ТэВ}$ ($r \lesssim 10^{-17} \div 10^{-18} \text{ см}$). Второй класс представляют ускорители со сверхвысокоинтенсивными пучками, работающие в режиме фиксированной мишени. Здесь прежде всего имеются в виду так называемые фабрики π^- , K^- , D -мезонов, на которых станет возможным проведение поисков редких процессов с парциальными ширинами $B \lesssim 10^{-10} \div 10^{-16}$, что связано с проявлениями виртуальных эффектов «новой физики» на расстояниях

* Всюду в работе используется естественная система единиц: $\hbar = c = 1$.

$r \lesssim 10^{-17} \div 10^{-20}$ см (т. е. в эффективной области энергий $E \lesssim 1$ ПэВ).

Богатейший опыт развития физики высоких энергий показал, что достижение оригинальных результатов фундаментальной важности зависит как от удачных и целенаправленных теоретических прогнозов, так и глубокой последовательности и взаимосвязи экспериментальных исследований на различных ускорителях. Блестящее подтверждение тому — успехи стандартной теории электрослабых взаимодействий: параллельно с развитием теории были открыты и изучены осцилляции $K^0 - \bar{K}^0$ -мезонов [6], впоследствии были открыты нейтральные слабые токи [7], и наконец, триумфом теории явилось открытие промежуточных векторных бозонов W^\pm и Z [1, 2].

В настоящее время на экспериментальных установках мира ведутся интенсивные исследования процессов, в которых наиболее вероятно обнаружить эффекты, связанные либо с более совершенным пониманием стандартной теории, либо с возможной необходимостью выхода за рамки «привычных» представлений. К разряду указанных исследований следует отнести [8]:

1) эксперименты по прецизионным и независимым измерениям параметров электрослабой теории — угла Вайнберга ($\sin^2 \theta_w$) и параметра ρ на pp ($p\bar{p}$)-коллайдерах посредством измерения масс векторных W^\pm -, Z^0 -бозонов, дальнейшее уточнение тех же параметров в нейтринных экспериментах и в опытах по e^+e^- -аннигиляции;

2) последовательное наступление на проблему смешивания в кварковом секторе и проблему CP -нарушения путем более точных измерений CP -нарушающего параметра ($c \mid \Delta S \mid = 1$) в распадах нейтральных K^0 -мезонов $\left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right|$ вплоть до уровня 10^{-3} , поиски эффектов CP -нарушения в $\mid \Delta S \mid = 0$ переходах (прецизионные измерения электрического дипольного момента нейтрона d_n), поиски осцилляций нейтральных D^0 -мезонов [8] в нейтринных опытах, адронных и e^+e^- -экспериментах, поиски осцилляций B_s^0 (проблема дилептонов одного знака [9]), определение параметров смешивания матрицы Кабиббо — Кобаяши — Маскавы в распадах адронов, содержащих тяжелые кварки (c , b), поиски четвертого поколения и т. д.;

3) эксперименты, связанные с исследованием лептонного сектора стандартной модели в свете изучения: а) проблемы массы нейтрино, б) ее майорановской либо дираковской природы, в) углов лептонного смешивания, г) поисков новых как легких, так и массивных нейтральных лептонов, д) возможных осцилляций нейтрино;

4) опыты по поиску: а) нестабильности протона и нейтрон-антинейтронных осцилляций, б) суперсимметричных партнеров, в) нарушения лептонного квантового числа ($\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow e\gamma$), г) нарушения кварк-лептонной симметрии ($K_L^0 \rightarrow \mu e$ (μe)) и т. д.

Ближайшее будущее, по-видимому, покажет, насколько серьезны экспериментальные мотивы расширения наших «стандартных представлений». Проведенные до сих пор опыты пока не дали ни одного

четкого указания на какие-либо отклонения от предсказаний стандартной теории. Возможно, чаще всего это связано с недостатком точности теоретических расчетов (например, по той причине, что точный учет эффектов больших расстояний является пока нерешенной проблемой) проведенных экспериментов.

Однако современная теоретическая физика, опирающаяся на достижения экспериментальной науки, переживает необычайный подъем и по своим буквально фантастическим идеям значительно оторвалась от реальных возможностей техники как настоящей, так и предстоящих десятилетий. Так, например, теоретическое открытие суперсимметрии (СУСИ) [10], наряду с возрожденной идеологией Калуцы и Клейна, а также развитием теории струн, привело к большому прорыву на пути к созданию так называемых Теорий Всего Сущего (ТВС), претендующих на роль теорий, единым образом описывающих все известные силы природы, включая гравитацию. При этом указанные теории оперируют такими нетривиальными предсказаниями о размерности нашего пространства-времени на малых расстояниях, как $d > 4$ ($d = 10$), а также используют представления об элементарных частицах как о протяженных объектах.

Несмотря на то что характерным масштабом такого «сверхобъединения» служит технически недостижимый в обозримом будущем планковский масштаб энергий $M_{PL} \sim 10^{19}$ ГэВ, некоторые «низкоэнергетические отголоски» ТВС могут быть исследованы на ускорителях ближайшего поколения. Насколько важно проверять предсказания теорий со столь амбициозным названием, говорить не приходится. Создание правильной ТВС позволило бы описывать явления не только на малых расстояниях 10^{-33} см $< r \lesssim 10^{-17}$ см, но и в силу тесной связи между эволюцией Вселенной и физикой на малых расстояниях, возможно, позволило бы понять как происхождение Вселенной, так и ее развитие с момента Большого Взрыва до настоящего времени.

1.2. Теоретическая неполнота СМ. Аргументы, побуждающие к выходу за рамки стандартной модели, носят пока чисто теоретический характер [11] и связаны, в основном, со следующими проблемами: 1) проблема нарушения электрослабой симметрии; 2) проблема киральности (известные лептоны и кварки «руками» размещены в комплексных представлениях электрослабой группы). С этой же проблемой связана, по-видимому, проблема низкоэнергетического нарушения P -четности в слабых взаимодействиях, а также проблема массы нейтрино $m_\nu \ll m_l$ [12]; 3) проблема поколений: а) сколько их и почему, б) какова причина механизма смешивания поколений и возникновения масс кварков, в) каков механизм нарушения глобальной симметрии кварк-лептонных поколений, г) возможна ли локализация горизонтальной симметрии, д) каков масштаб нарушения последней и как связана указанная симметрия с проблемой CP -нарушения; 4) проблема кварк-лептонной симметрии: а) какова ее природа, б) возможность восстановления локальной кварк-лептон-

ной симметрии на малых расстояниях [8]. Например, в теории 10-мерной суперструны с группой Великого Объединения $G \subset E_6$ эта симметрия явным образом не нарушена только в 16-плете группы $SO(10)$ (разложение представления 27 группы E_6 по представлениям $SO(10)$ имеет вид: $27 = 16 + 10 + 1$); 5) каков принцип построения юкавского и хиггсовского секторов стандартной электрослабой теории, являющихся источником масс фермионов и калибровочных полей? В частности, возникает вопрос о количестве и типе хиггсовских мультиплетов, требуемых в теории; 6) каковы пути нетривиального объединения внутренних симметрий с симметриями пространства-времени? 7) какова возможная «истинная» единая теория, низкоэнергетическим образом которой является стандартная $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -модель?

Если к перечисленным проблемам добавить большое число произвольных параметров, отсутствие каких-либо связей между лептонными и кварковыми характеристиками (как то массы, заряды, углы смешивания и т. д.), неудовлетворенность теоретическим статусом СМ становится очевидной.

1.3. Основные пути выхода за рамки СМ и роль новых ускорителей (коллайдеров и ускорителей с фиксированной мишенью, мезонных фабрик). Существует убеждение, что перечисленные проблемы найдут свое объяснение с вступлением в строй экспериментальных машин нового поколения обоих классов (отмеченных в п.1.1), как коллайдеров, так и ускорителей с фиксированной мишенью и высокоинтенсивными пучками. Так, если на коллайдерах мы сможем наблюдать новые объекты со статистикой 10^5 — 10^6 событий в год, то на фабриках предполагается достичь интенсивности вторичных частиц порядка 10^{16} — 10^{17} частиц в год.

Вопрос о том, какова природа нарушения электрослабой симметрии, с благословения которой столь успешно был предсказан район поиска W^\pm - и Z^0 -бозонов в области ~ 100 ГэВ, по-видимому, прояснится после запуска коллайдеров pp , ep , e^+e^- с энергией $\sqrt{s} \gtrsim 1 \div 10$ ТэВ. На этих же машинах будет проведен исчерпывающий поиск «недостающих» звеньев стандартной электрослабой теории — хиггсовских бозонов и t -кварков.

В связи с решением проблемы нарушения электрослабой симметрии вакуума современная теоретическая физика развивается по двум основным направлениям, прогнозирующим новые явления на масштабе энергий $\Lambda \sim \sqrt{s}$ в области от 0,1 до нескольких тераэлектрон-вольт. Первое направление связано с традиционными взглядами на строение вещества — хиггсовские бозоны, кварки, лептоны, и, возможно, калибровочные бозоны, предполагаются составленными из более фундаментальных объектов, так называемых преонов. При этом ожидается, что масштаб составленности может проявиться в тераэлектрон-вольтной области. Второе направление несет в себе волну свежей и оригинальной идеи, связанной с новыми представлениями о нашем пространстве-времени, и основано на идее о ферми-

бозе-равноправии (суперсимметрии) [10]. Суперсимметрия предполагает существование богатого семейства суперчастиц с массами в основном в диапазоне приблизительно от 100 ГэВ до нескольких тераэлектрон-вольт. Исключение могут составить легчайшие суперсимметричные частицы (ЛСЧ), на роль которых претендуют фотино, хиггсино либо скалярное нейтрино. Следует отметить, что на строящихся и планируемых ускорителях-коллайдерах в диапазоне энергий $\sqrt{s} \leq 0,1 \div 40$ ТэВ предполагается провести детальное исследование микромира по трем генеральным направлениям:

А) дальнейшее детальное исследование устоявшихся стандартных взглядов на физику взаимодействия элементарных частиц (исследование проблемы удержания кварков в адронах, поиски «недостающих» конститuentов СМ-хиггсовского бозона и t -кварка, планомерное изучение взаимодействия и распадов W^\pm - и Z^0 -бозонов);

Б) исследование и поиски новой фундаментальной симметрии пространства-времени — ферми-бозе-симметрии, прямым доказательством которой явилось бы, прежде всего, открытие суперпартнеров «обычных» частиц;

В) исследование возможной составной структуры кварков, лептонов и других фундаментальных частиц и поиск преонов — гипотетических составных элементов кварковой и лептонной материи, а также поиск дополнительных тяжелых промежуточных бозонов W и Z .

Если направление А) является очевидным и связано с поисками «неожиданного» в стандартных процессах высоких энергий, то остальные два направления явились результатом развития теории за рамками стандартного подхода, связанными со стремлением устранить внутреннюю неполноту в описании кварк-лептонных взаимодействий в рамках СМ.

В то время как возможности существующих и планируемых в ближайшее десятилетие коллайдеров в области прямого поиска новых объектов (суперчастиц, хиггсовских бозонов, явлений составленности) ограничены в основном указанным пределом в несколько ТЭВ (≤ 10 ТэВ), то новую информацию с больших масштабов энергий (меньших расстояний $r \leq \frac{1}{\sqrt{s_{\text{эф}}}}$, $\sqrt{s_{\text{эф}}} \geq 10^1 \div 10^3$ ТэВ) косвенным образом (посредством изучения виртуальных эффектов) могут позволить добыть мезонные фабрики на базе сильноточных (100—1000 мкА) ускорителей. Действительно, ненаблюдение, например, распада $\mu \rightarrow 3e$ на уровне B ($\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$) $\leq 2 \cdot 10^{-12}$ могло бы свидетельствовать о том, что масштаб (M_H) переносчиков нового гипотетического горизонтального взаимодействия $M_H > (50 \div 70)$ ТэВ. Этот же факт мог бы дать информацию о масштабе Λ составленности лептонов (например, $\Lambda \geq 50$ ТэВ) и т. д. Желательно, однако, чтобы высокоинтенсивные мезонные фабрики преодолели барьер, отвечающий энергиям 10^3 — 10^4 ТэВ = $1 \div 10$ ПэВ. Для ряда редких процессов этот барьер отвечает нижней границе на парциальные ширины $B \geq 10^{-16} \div 10^{-17}$.

С точки зрения попыток выхода за рамки стандартной теории мезонные фабрики могли бы помочь в решении проблем киральности, поколений и кварк-лептонной симметрии (из числа упомянутых в п.1.2), давая важнейшие и точные указания о масштабе новых физических явлений. В истории физики хорошо известны подобные примеры. В свое время изучение осцилляций $K^0 - \bar{K}^0$ и распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ привело к ограничению на массу нового очарованного кварка (порядка нескольких гигаэлектрон-вольт); обнаружение слабых нейтральных токов в нейтринных экспериментах позволило указать с достаточной степенью точности район поиска W^\pm - и Z^0 -бозонов. Точно так же тщательное исследование эффектов CP -нарушения в распадах K^0 -мезонов могло бы дать указание на существование другого выделенного физического масштаба $\sim 1 \div 3$ ПэВ, связанного, например, с существованием горизонтальных калибровочных сил, и т. д.

Что касается суперсимметричных расширений СМ, то они имеют значительные приложения и в физике редких процессов. Особенно это касается ситуации, когда ЛСЧ имеет низкую массу (скажем $m_{\text{ЛСЧ}} \ll m_K$). В этом случае, предполагая, что так называемое R -квантовое число (отличающее СУСИ-частицу от обычной) не сохраняется, становятся возможными поиски процессов типа $\mu \rightarrow e \nu \gamma$, $\mu \rightarrow e \tilde{\nu}$, $K \rightarrow \mu \tilde{\nu}$ и т. д. В рамках суперсимметрично расширенной R -четной СМ с тремя поколениями могут измениться и предсказания относительно эффектов CP -нарушения как в распадах K^0 -мезона $(\frac{e'}{e})_K$ [13], так и в редких распадах D^0 - и B^0 -мезонов.

Современное развитие теории суперсимметрии достигло апогея в контексте теорий 10-мерной суперструны. Это обстоятельство связано с тем, что последние теории претендуют на роль единой Теории Всего Сущего — теории всех установленных видов взаимодействий, включая гравитацию на масштабах $\Lambda \sim M_{\text{PL}} \approx 10^{19}$ ГэВ. При фиксации в теории 10-мерной суперструны янг-миллсовской группы $E_8 \times E_8$, а также дальнейшей редукции к $E_6' \times E_6 \otimes N = 1$ суперсимметричной Теории Великого Объединения (ТВО) (в пространстве-времени $d = 4$) и попытках получить низкоэнергетическую феноменологию на электрослабой шкале ($\Lambda \sim M_w$) важнейшую роль играет требование киральности наблюдаемых кварков и лептонов по слабой группе. Киральные свойства кварков и лептонов непосредственно связаны с такими проблемами, как сокращение калибровочных аномалий, нарушение P - и T -инвариантностей при низких энергиях, а также с «*up — down*» асимметрией масс кварков и лептонов, и в частности с проблемой массы нейтрино ($m_\nu \ll m_l$). Вопрос о восстановлении P -четности в ряде моделей тесно связан либо с включением новых калибровочных бозонов, либо (и) с расширением фермионного спектра стандартной теории зеркальными (дублирующими) кварками и лептонами Q^m (L^m). Обнаружение эффектов

восстановления P -симметрии в области энергий $\sqrt{s} \geq 0,1 \div 10$ ТэВ могло бы существенно повлиять и на дальнейшие пути развития теории 10-мерной суперструны. Так, если бы было доказано существование зеркальных фермионов в указанном интервале масс, то одно из главных условий сокращения аномалий, которое было использовано при фиксировании калибровочной группы $E_8 \times E_8'$, выполнялось бы автоматически. В результате при низких энергиях $\sqrt{s} \geq 100$ ГэВ) мы могли бы допустить существование $N \geq 2$ нарушенной глобальной СУСИ, что привело бы к возможности рассматривать и теории 10-мерной суперструны с $N = 2$.

Учет новых массивных объектов мог бы привести к появлению новых уникальных процессов вблизи существующих экспериментальных границ. Замечательные примеры тому — распады $\mu \rightarrow e\gamma$ либо $K_L^0 \rightarrow \mu e$ ($\bar{\mu}e$). Они значительно усилены, если теория содержит массивные зеркальные (дублирующие) нейтральные лептоны. Например, амплитуда распада $K \rightarrow \mu e$ имеет вид:

$$M(K \rightarrow \mu e) = \frac{G_F^2 m_W^2}{2\pi^2} \sum_{i=u, c, t} O_{si} O_{di} \sum_h O_{\mu h} O_{lh} \frac{x_l^h y_q^i}{x_l^i - y_q^i} \times \\ \times \ln \frac{x_l^i}{y_q^i} \langle K | s\bar{\gamma}_\alpha (1 + \gamma_5) d | \pi \rangle \bar{e}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \mu,$$

где $y_q = m_q^2/m_W^2$; $X_l = m_l^2/m_W^2$; m_q — массы кварков; m_l — массы тяжелых нейтральных лептонов. В случае когда $l \equiv \nu$, процесс безнадежно подавлен.

Если суперсимметрия имеет реальное отношение к проблеме естественности электрослабых взаимодействий (тесно связанной с проблемой нарушения электрослабой симметрии, упомянутой в п.1.2, несколько подробнее см. ниже), то задача прямого открытия суперпартнеров (кроме случая очень легких ЛСЧ) целиком и полностью находится в ведении коллайдеров с энергиями $\sqrt{s} \geq 1 \div 20$ ТэВ. Однако «косвенные» перспективы в этом отношении имеются и для «низкоэнергетических» машин. Так, например, хорошо известно, что в низкоэнергетическом пределе ($\sqrt{s} \sim M_W$) теории 10-мерной суперструны калибровочная группа в $d = 4$ пространстве E_6 редуцируется до некоторой группы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times T$, где $T \equiv U(1)_E$, $U(1)_R \times U(1)$, $SU(2)_R$ и т. д. Следовательно, прецизионные эксперименты по измерению, например, нейтральных токов в нейтринных экспериментах могли бы дать весьма полезную информацию о массах дополнительных калибровочных бозонов Z_E, Z_R , а по измерению заряженных токов — информацию о W_R^\pm . Заметим также, что кроме указанных новых объектов в теориях с E_6 -калибровочной симметрией ожидаются новые массивные кварки $D(\bar{D})$ ($Q_D = 1/3$), а также лептоны (E^0, E^-, \bar{E}^0, E^+), N, ν^c .

В настоящее время мы не можем теоретически точно указать массы ожидаемых новых кварков (лептонов) и калибровочных бозонов. Возможны лишь некоторые экспериментальные либо теоретические ограничения. Например, для W_R^\pm -бозонов «явной» $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -симметричной теории ограничения колеблются от 300 ГэВ до 30 ТэВ: $m(W_R^\pm) \geq 380 \div 450$ ГэВ, $m(W_R^\pm) \geq 1,5$ ТэВ, $m(W_R^\pm) \leq 30$ ТэВ (см. [8]). Текущие ограничения на массы Z_R либо Z_E определяются экспериментальными данными по расщеплению нейтрино на адронах и составляют $m(Z_R) \geq 200 \div 300$ ГэВ, $m_{Z_E} \geq 156$ ГэВ. Дальнейшее повышение точности нейтринных экспериментов позволило бы подойти вплотную к изучению эффектов, относящихся к расстояниям $r \sim 10^{-17} \div 10^{-18}$ см, что эквивалентно эффективным энергиям 1–10 ТэВ [8].

Заметим, что прямой поиск Z_R -бозона в реакции $pp^- \rightarrow Z_R^0 \rightarrow e^+e^-$ в ЦЕРН ($SppS$) и во ФНАЛ ($\sqrt{s} \simeq 1,6$ ТэВ) ограничен сверху по массе $M(Z_R^0)$ значением ~ 200 и ~ 400 ГэВ соответственно. На строящемся pp -коллайдере УНК ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ), а также SSC ($\sqrt{s} = 40$ ТэВ) верхние границы обнаружения Z_R составили бы $\sim 1,5$ и 6 ТэВ соответственно [8,14]. Это говорит в пользу долговременного интереса проведения прецизионных нейтринных экспериментов по нейтральным токам с целью дальнейшего продвижения в изучении эффектов, относящихся к диапазону энергий $\sqrt{s} \geq 1 \div 10$ ТэВ.

Эффекты новых типов взаимодействий в экспериментах при относительно низких энергиях ($\sqrt{s} \sim M_W$), но высоких интенсивностях могли бы привести к наблюдению различных систематических сдвигов величин $\sin^2 \theta_W$, ρ , $\varepsilon_{L,R}^{u,d}$ (g_A , g_V), измеренных в различных нейтринных реакциях $\bar{\nu}_{\mu(e)} + e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu(e)} + e$, $\nu + N \rightarrow \nu + \dots$. Существенно при этом и появление зависимости значений указанных величин от поколения и типа взаимодействующих частиц (поиски возможного нарушения $e/\mu/\tau$ универсальности) [8].

Как уже отмечалось выше, СМ в своем сегодняшнем понимании бессильна в объяснении симметрии кварк-лептонных поколений и ее нарушения. Решение этой проблемы, возможно, связано с идеей составленности кварков и лептонов (с масштабом составленности $\Lambda \geq 50 \div 100$ ТэВ) и (либо) с идеей локализации горизонтальной калибровочной симметрии поколений. Известно, что степень необходимости расширения стандартной $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -калибровочной теории горизонтальной G_H -симметрией, а также определение ее нарушения на масштабе $\Lambda \sim 10^4 \div 10^7$ ГэВ можно изучать (и изучается) более точным измерением параметров CP -нарушения (ϵ , ϵ') в распадах нейтральных K^0 -мезонов. Если кварки и лептоны проявят на масштабе Λ свою составленность, то горизонтальную симметрию G_H следует рассматривать как эффективную. Исследование проблемы локализации горизонтальных симметрий

является прерогативой мезонных фабрик. Возможность ее подтверждения должна учитываться «низкоэнергетической» феноменологией ТВО и тем более ТВС. Следует отметить, что полевой предел теории 10-мерной суперструны с группой Великого Объединения $G \leq E_6$, являясь фрагментом теории, претендующей на роль ТВС (в рамках которой возможно объяснение, в частности, и количества кварк-лептонных поколений), обходит стороной вопрос о локальных горизонтальных симметриях.

Суперсимметричное расширение теорий раннего объединения (на масштабе $10^2 - 10^4$ ТэВ) электрослабой, четырехцветовой кварк-лептонной, а также горизонтальной симметрий в рамках группы $G_{\text{эс}} \times G_c \times G_H$ [8] может быть исследовано главным образом на мезонных фабриках. Локализация четырехцветовой кварк-лептонной симметрии в ряде моделей происходит на масштабе $10^5 - 10^7$ ТэВ и может быть исследована прежде всего в эксперименте на K -мезонных фабриках. Здесь имеются в виду поиски распадов $K_L^0 \rightarrow \mu e$ ($\bar{\mu} e$) и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu e$, $\pi^\pm \bar{\mu} e$, $\pi^\pm \mu \bar{\mu}$, $\pi^\pm e e$. . .

1.4. Краткий сравнительный анализ и возможности e^+e^- , ep и адронных коллайдеров. Проведение (прямых) исследований по трем основным направлениям фундаментальной важности А), Б), В), отмеченным в п.1.3, возможно только на коллайдерах сверхвысоких (тетраэлектрон-вольтных) энергий: а) адрон-адронных (pp или $p\bar{p}$); б) электрон-позитронных (e^+e^-); в) электрон-протонных (ep). Очевидно, что ускорители с фиксированными мишенями, доступные современной экспериментальной технике с энергиями пучков $E_{p,\text{лаб}} \sim 1 \div 100$ ТэВ, не позволяют явно проникнуть на расстояния $r \leq 10^{-17}$ см, где современная теоретическая физика высоких энергий ожидает новые явления.

Протон-протонные (антипротонные) коллайдеры являются инструментом для изучения взаимодействия кварков и глюонов. Так как протон (антипротон) есть нечто иное, как пучки кварков, антикварков и глюонов, то на pp ($p\bar{p}$)-коллайдерах могут быть хорошо изучены qq -, $q\bar{q}$ -, qg -, $g\bar{g}$ -взаимодействия.

Поскольку энергия кварков (глюонов) в протоне «размазана» в широком интервале от нуля до энергии летящего протона, то элементарные взаимодействия кварков (глюонов) при pp - и $p\bar{p}$ -соударениях происходят с эффективной энергией, меньшей, чем энергия сталкивающихся адронов. Так, для кварковых соударений эта энергия в 6 раз меньше энергии сталкивающихся адронов. В результате для достижения в кварк-кварковых взаимодействиях той же энергии столкновения, что и в e^+e^- -взаимодействиях, требуется соответствующая энергия pp ($p\bar{p}$)-коллайдера в 6 раз выше. Это и есть цена, которую вынуждены платить за высокое синхротронное излучение в e^+e^- -коллайдерах. Так, на $Spp\bar{p}S$ -машине в ЦЕРН, построенной для открытия промежуточных бозонов с массами

80—90 ГэВ, энергия в с. ц. м. $\sqrt{s} \sim 600$ ГэВ при радиусе кольца $\rho \sim 1$ км, а фабрика Z^0 -бозонов — e^+e^- -коллайдер с энергией $\sqrt{s} \sim 100$ ГэВ будет иметь радиус кольца около 5 км. В результате стоимость коллайдера LEP в несколько раз выше стоимости $Spp\bar{S}$ -машины. Создание линейных e^+e^- -коллайдеров несомненно позволило бы успешно обойти трудности, связанные с синхротронным излучением.

Благодаря тому что протон содержит как кварки различных зарядов, так и глюоны, pp ($p\bar{p}$)-коллайдеры являются разноплановыми машинами. Действительно, на адронных коллайдерах возможно изучать и образование заряженного векторного промежуточного бозона W , и взаимодействия глюонов.

На pp ($p\bar{p}$)-коллайдерах возможно успешно исследовать образование на глюонах как новых массивных кварков, так и суперсимметричных партнеров кварков (скалярных кварков) и глюонов (глюино). С ростом энергии pp ($p\bar{p}$)-коллайдера, несмотря на то, что элементарные подпроцессы на кварках и глюонах значительно убывают с ростом энергии (как $1/\hat{s}$), благодаря более значительному увеличению кварковой и глюонной светимости, в конечном итоге происходит увеличение сечения выхода изучаемых объектов. Например, если $Spp\bar{S}$ -машина за два года работы набрала около 600 событий рождения W^\pm -бозонов, то на Тэватроне (ФНАЛ) при энергии $\sqrt{s} = 1,6$ ТэВ ожидается около $5 \cdot 10^4$ таких событий, а на коллайдере УНК при $\sqrt{s} = 6$ ТэВ и той же светимости $\sim 10^{30}$ см⁻²·с⁻¹ их выход ожидается в 3 раза большим, чем на Тэватроне [14].

Ситуация более сложная на e^+e^- -коллайдерах. Нерезонансные сечения образования (например, W^+W^- -пар) падают с ростом энергии обратно пропорционально последней. Но e^+e^- -коллайдер имеет несомненное преимущество в случае возможности резонансного образования объекта. В этом случае e^+e^- -коллайдер выигрывает перед pp ($p\bar{p}$)-коллайдером за счет точности и интенсивности исследования. Действительно, можно настроить точно энергию e^+e^- -пучков на массу изучаемого резонанса, что нельзя сделать с энергией кварк-кварковой (антикварковой) пары. На e^+e^- -коллайдере LEP1 ($\sqrt{s} \approx 100$ ГэВ) ожидается около миллиона событий $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ в год, в то время как на $Spp\bar{S}$ за все время работы набрано около 50 таких событий. Прецизионного измерения ширины Z -бозона поэтому следует ожидать только на LEP1. Ситуация аналогична ситуации, когда шармоний ψ и боттоний ψ были впервые наблюдаемы на адронных машинах, но успешное изучение их свойств стало возможным только на e^+e^- -коллайдерах.

Исходя из изложенного, можно сделать общее заключение, что адронные коллайдеры более подходят для обзорных экспериментов в новой области энергий, в то время как e^+e^- -коллайдеры более под-

ходят для интенсивных и прецизионных экспериментов. Следует добавить, однако, что имеется круг пересекющихся исследований, которые можно вести либо на pp ($p\bar{p}$)-, либо на e^+e^- -коллайдерах.

e^+e^- -Коллайдер с энергией $\sqrt{s} = 1 \div 2$ ТэВ и светимостью 10^{32} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ позволил бы расширить и исследовать при значительно улучшенных фоновых условиях круг проблем, которые будут намечены в экспериментах на pp ($p\bar{p}$)-коллайдерах. В наибольшей степени преимущество e^+e^- -коллайдера может проявиться в задаче поиска структуры электрона, при поисках суперпартнеров электрона, мюона, нейтрино, хиггсино, фотино, а также новых нейтральных промежуточных калибровочных бозонов с массами вплоть до 1—2 ТэВ. Увеличение светимости до $L = 10^{33}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ резко повышает возможности e^+e^- -коллайдера при поиске новых частиц, образующихся в e^+e^- -столкновениях нерезонансным образом. Уникальные перспективы связаны с возможностью проводить на e^+e^- -коллайдере эксперименты с пучками электронов (позитронов) высокой поляризации.

Сооружение в непосредственной близости от комплекса УНК линейного ускорителя электронов открыло бы возможности создания встречных электрон-протонных пучков [14] с энергией в с. д. м. около 3,5 ТэВ. Это почти в 10 раз превышает энергетические возможности пока единственного строящегося в мире ep -коллайдера HERA (DESY): $\sqrt{s} = 314$ ГэВ, ввод в действие которого планируется на 1990 г. ep -Коллайдеры, в первую очередь, несомненно являются дополнительными к адронным и e^+e^- -коллайдерам машинами, так как позволяют решать только некоторый круг задач, относящихся к тераэлектрон-вольтовой области энергий. Однако в ряде вопросов они имеют преимущества перед адронными коллайдерами. Эти преимущества им создают: а) точное знание энергии одной из налетающих частиц, участвующих в элементарном акте взаимодействия; б) возможность получения продольной поляризации e -пучка; в) более выгодные фоновые условия при поиске ряда новых частиц. В результате на ep -коллайдере $\sqrt{s} \approx 3,5$ ТэВ было бы возможно вести поиски новых калибровочных бозонов с массами до $\lesssim 1$ ТэВ, хиггсовского бозона с массой до 500 ГэВ, поиски парного образования суперпартнеров электронов и кварков ($m_{\tilde{e}} \lesssim 300$ ГэВ, $m_{\tilde{q}} \lesssim 300$ ГэВ) [14] и т. д.

В дальнейшем мы остановимся на задачах возможного поиска и обнаружения новых частиц и явлений на строящемся в ИФВЭ pp -коллайдере с энергией $\sqrt{s} \sim 6$ ТэВ, связанных только с суперфизикой. В связи с этим ниже изложены последовательные этапы развития суперфизики — моделей с глобальной и локальной СУСИ и в тесной взаимосвязи с геометрическими идеями, касающимися картины мира на планковских расстояниях.

Раздел 2 содержит обсуждение развития и возможностей суперсимметрии в решении некоторых теоретических проблем СМ и ТВО.

В разд. 3 обсуждаются два других источника (теория струны и подход расширенной, $d > 4$, геометрии), лежащие в основе современных теорий 10-мерной суперструны, открывающие новые возможности создания единой теории всех известных видов взаимодействия. Раздел 4 посвящен способам реалистического контакта теорий 10-мерных суперструн с наблюдаемой 4-мерной феноменологией. В этом же разделе приведены низкоэнергетические следствия теорий суперструны, которые могут проявиться в энергетическом диапазоне протонного коллайдера УНК. Важнейшая проблема нарушения суперсимметрии в рамках теории суперструны, тесно связанная с ожидаемыми спектрами масс СУСИ-частиц, обсуждается в разд. 5. Задача о нахождении теоретического спектра суперпартнеров известных частиц с помощью уравнений эволюции с начальными условиями, диктуемыми теориями суперструны, иллюстрируется в разд. 6. Раздел 7 содержит анализ образования суперпартнеров, а также возможных новых калибровочных бозонов, предсказываемых в теориях суперструны, на коллайдере УНК. В заключении изложены краткие выводы и перспективы дальнейшего развития суперфизики.

2. ПРОСТАЯ ($N = 1$) ГЛОБАЛЬНАЯ И ЛОКАЛЬНАЯ ТЕОРИИ СУПЕРСИММЕТРИИ. ИХ ЗНАЧИМОСТЬ В РЕШЕНИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ СМ

2.1. Суперсимметрия и натуральность стандартной модели электрослабых взаимодействий. Проблема иерархий. Как отмечалось во введении, несмотря на безусловный феноменологический успех стандартной модели в исследованной области энергий ($\sqrt{s} \lesssim 100$ ГэВ), по ряду причин (см. п. 1.2) ее никак нельзя признать «окончательной» теорией. Это, в первую очередь, связано с проблемой 1) п. 1.2, а конкретнее, с неспособностью СМ объяснить стабильность относительно квантовых поправок масштаба нарушения электрослабой симметрии, характеризующегося вакуумным ожиданием элементарного скалярного поля

$$\langle \Phi \rangle = (G_F \sqrt{8})^{-1/2} \approx 175 \text{ ГэВ}. \quad (1)$$

Так, учет квантовых поправок к массовому параметру хиггсовского поля уже на однопетлевом уровне приводит к необходимости обрезания по импульсу интегрирования на масштабе $\Lambda \lesssim 0$ (1 ТэВ). В противном случае квантовые поправки существенно дестабилизируют масштаб $\langle \Phi \rangle$. Указанный масштаб $\Lambda \sim 1$ ТэВ и является масштабом натуральности $SU(2)_L \times U(1)_Y$ теории электрослабых взаимодействий (для сравнения отметим, что квантовая электродинамика «натуральна» вплоть до масштабов, сравнимых с массой Планка [11]). Именно поэтому в районе границы натуральности электрослабой теории

трослабой теории и ожидаются проявления новой физики *, само-регулирующей вклады квантовых поправок, связанных с большими импульсами, $P^2 > \Lambda^2$.

Как уже отмечалось во введении, на роль указанной физики на масштабе Λ в тераэлектрон-вольтовой области наиболее интенсивно обсуждаются два подхода: композитные модели, предполагающие составную природу хиггсовских частиц, а также полей материи и калибровочных полей; в этом случае Λ является масштабом составленности, СМ же ниже указанного масштаба является эффективным проявлением фундаментальной преонной материи. Второй подход основан на расширении СМ в рамках новой ферми-бозе-симметрии [10]. В последнем случае вновь введенная симметрия осуществляет обречение больших импульсов:

$$\Lambda_{\text{эф}}^2 \approx g_{\text{BF}} |m_{\text{F}}^2 - m_{\text{B}}^2| \leq O(M_{\text{W}}^2) \quad (2)$$

(где m_{F} и m_{B} — массы характерных фермионных и бозонных полей теории; g_{BF} — некая константа связи), обеспечивая тем самым устойчивость шкалы нарушения электрослабой симметрии в присутствии квантовых поправок. Любопытно отметить следующую аналогию: в случае с квантовой поправкой к массе скалярной частицы в электрослабой теории ферми-бозе-симметрия играет ту же роль, что и киральная симметрия в вопросе о поправке к массе фермиона в квантовой электродинамике: суперсимметрия в первом и киральная симметрия во втором случае следят за указанными поправками, обеспечивая их «естественность»: $\delta m \ll m$.

Суперсимметрия должна быть нарушенной симметрией, а соотношение (2) приводит к тому, что массы суперпартнеров должны лежать в области $M \ll O(M_{\text{W}})$. В результате суперсимметричная $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -модель может быть рассмотрена как «естественная» теория фундаментальных полей на масштабах вплоть до $M_{\text{PL}} \approx 10^{19}$ ГэВ.

Кроме того, что СМ является ненатуральной теорией за шкалой $\Lambda > O(1 \text{ ТэВ})$, она, как отмечалось в п. 1.2, имеет и другие теоретические проблемы. В связи с вопросом 7) (см. п. 1.2), в частности, следует отметить, что все известные до сих пор типы взаимодействий (сильные, электрослабые, гравитационные) характеризуются определенными масштабами энергий: $\Lambda_{\text{КХД}} \simeq 200 \text{ МэВ}$, $\Lambda_{\text{эс}} \sim 10^2 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_{\text{PL}} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$. Кроме указанных, возможно, природа выделила и другие масштабы: $M_{\text{ТВО}} \approx 10^{15 \pm 1} \text{ ГэВ}$ (масштаб Великого Объединения), $M_{\text{H}} \approx 10^{6 \pm 1} \text{ ГэВ}$ (масштаб горизонтальных взаимодействий)

* В начале 70-х годов с подобной ситуацией мы уже сталкивались в физике слабых взаимодействий при описании редких процессов, обусловленных нейтральными эффективно недиагональными по аромату переходами. Так, например, необходимость введения механизма компенсации однопетлевых вкладов в процесс $K^0 - \bar{K}^0$ (на масштабе Λ порядка нескольких гигаэлектрон-вольт) привела к указанию на существование четвертого (очерочанного) кварка с массой порядка Λ .

и т. д. Все они выстроены в определенной калибровочной иерархии: $M_1 < M_2 < \dots < M_{PL}$. В связи с этим возникает (в теориях с несколькими выделенными отдаленными масштабами) важнейшая проблема калибровочных иерархий [11], суть которой заключается в следующем: а) как описать физику фундаментальных взаимодействий на малых масштабах (скажем, на масштабах $\Lambda \sim M_W$) исходя из теории, характерным масштабом которой является масса Планка; б) как объяснить сосуществование отдаленных масштабов, т. е. каким способом образовать, а затем и удержать по отношению к радиационным поправкам столь малое отношение, как, например, $M_W/M_{PL} = 10^{-17}$ или $M_W/M_{TBO} \approx 10^{-14}$? Надежды на разрешение проблемы калибровочных иерархий также связаны с суперсимметрией. Например, в рамках так называемой по-scale-версии $N = 1$ супергравитации и с помощью механизма размерной трансмутации удается динамически связать электрослабый масштаб с планковским в духе $M_W \sim M_{PL} \exp\left(-\frac{1}{\alpha_t}\right)$, где α_t — юкавская константа связи t -кварка.

2.2 Критические для СМ эксперименты. Как уже неоднократно отмечалось, попытки выхода за рамки СМ связаны с чисто теоретической аргументацией. Возможны ли «экспериментальные прорывы», в определенных условиях оправдывающие необходимость указанного выхода? На наш взгляд, к таким «прорывовероятным» направлениям относятся:

а) Опыты по дальнейшим поискам эффектов CP -нарушения в распадах нейтральных K_L (K_S)-мезонов, а именно дальнейшее прецизионное измерение параметров ϵ'/ϵ и разности фаз амплитуд

$$\eta_{+-}(00) = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0))}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0))}.$$

В частности, ненаблюдение «прямого» CP -нарушения в указанных распадах на уровне $\epsilon'/\epsilon \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ [последние оценки значения параметра ϵ'/ϵ дают две экспериментальные группы: коллаборация Chicago — Fermilab — Princeton Saclay — $\epsilon'/\epsilon = 0,0035 \pm 0,003 \pm \pm 0,002$ (январь 1987 г.) и группа Na31 в ЦЕРН — $\epsilon'/\epsilon = (3,5 \pm \pm 0,7 \pm 0,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$] могло бы послужить сигналом непригодности механизма CP -нарушения за счет фазы Кобаяши — Маскавы, а следовательно, явилось бы экспериментальным указанием существования новой физики по крайней мере на масштабе $\Lambda \gtrsim 100$ ГэВ. В качестве новых механизмов CP -нарушения в распадах нейтральных K^0 -мезонов со значениями параметров $\epsilon'/\epsilon \lesssim 10^{-3}$ в литературе обсуждается целый ряд моделей, таких, как суперсимметричное расширение СМ [13] и модели, включающие новые янг-миллсовские локальные симметрии. Так, параметр ϵ'/ϵ в зависимости от масс глюино и скалярных кварков может стать даже отрицательным [13]. Эксперименты с целью уточнения верхней границы на дипольный момент нейтрона (в настоящее время $d_n \lesssim 2 \cdot 10^{-25}$ е·см [15]).

б) Эксперименты по поиску осцилляций B_d^0 - и B_s^0 -мезонов на e^+e^- - и $p\bar{p}$ -коллайдерах. Возможное наблюдение группой ARGUS [16] осцилляций B_d^0 -мезонов на уровне

$$r_{B_d} = \left(\frac{N^{\pm\pm}}{N^{+-}} \right)_{B_d} = \frac{X_d^2}{2 + X_d^2} = (23 \pm 7 \pm 3) \%$$

(где $X_d = \Delta m_{B_d} / \Gamma_{B_d} = 0,77$) могло бы найти свое объяснение в рамках СМ с тремя поколениями при $m_t > 60$ ГэВ, а более вероятно, при условии $m_t \gtrsim 100$ ГэВ. Это, в свою очередь, привело бы к значительным осцилляциям в системе B_s^0 ($r_{B_s^0} \sim 1$). Однако предварительные расчеты [9] по анализу дилептонов одинакового знака на установке UA1 дают меньшее значение параметра r_{B_s} . К тому же такое большое значение для массы t -кварка, по-видимому, может противоречить измеренному значению

$$R_{\text{exp}} = \frac{B(W^\pm \rightarrow e\nu) \sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm)}{B(Z \rightarrow e^+e^-) \sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0)} = 7,9$$

(с 98 %-ным уровнем достоверности). Действительно, при $m_t \sim M_W$, т. е. в случае, когда ни W , ни Z не распадаются в t -кварк, ожидается $R \approx 11,3$ [17] при $N_g = 3$.

Дальнейшие исследования в этих опытах могли бы привести к реальным экспериментальным указаниям на необходимость выхода за рамки СМ. Так, в рамках модели горизонтальных взаимодействий с локальной симметрией кварк-лептонных поколений осцилляции B_d^0 и B_s^0 могут идти независимо от m_t , а именно на уровне, измеренном группой ARGUS для случая B_d^0 [16].

в) Эксперименты по изучению природы нейтрино, а именно измерение массы нейтрино, осцилляции нейтрино, чувствительные к углам лептонного смешивания и разности масс нейтрино ($\nu_i \leftrightarrow \nu_j$); поиски нарушения лептонного числа в нейтринных экспериментах, чувствительные к майорановой природе нейтрино; исследование проблемы дилептонов одинакового знака во взаимодействиях нейтрино с веществом; более точные измерения в этих опытах параметров $\sin^2 \theta_W$, ρ , ε_L , ε_R .

Проблема малости массы нейтрино ($m_{\nu_i} \ll m_i$), например, является критерием жизнеспособности той или иной теоретической схемы, претендующей на полноту описания, и в частности является важным критерием отбора феноменологически приемлемых вариантов теории суперструны.

г) Эксперименты по поиску редких распадов (распад протона, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow e\gamma$, редкие распады тяжелых кварков c , b и калибровочных бозонов W , Z и т. д.) указывают на степень точности выполнения законов сохранения барионного или лептонного числа и, следовательно, позволяют судить о тех масштабах, до которых оказываются справедливыми наши представления, связанные с СМ. Эти низко-

энергетические эксперименты могли бы стать потенциальным индикатором «нестандартной» физики на сверхмалых расстояниях. Так, например, возможное наблюдение распадов, идущих с нарушением лептонного числа $K_L^0 \rightarrow \mu e$ ($Br(K_L^0 \rightarrow \mu e) < 10^{-8}$), $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$ ($Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-) < 5 \cdot 10^{-9}$), $\mu \rightarrow 3e$ ($Br < 10^{-12}$), $\mu \rightarrow e \gamma$ ($Br < 4,9 \cdot 10^{-12}$), $K \rightarrow \mu \tilde{\gamma}$, $K \rightarrow \pi \mu \tilde{\gamma}$ и т. д., означало бы недвусмысленное указание на новую физику. Их отсутствие же на более точном уровне изменило бы существующие границы [18] на гипотетические взаимодействия. Так, отсутствие распада $K_L^0 \rightarrow \mu e$ на уровне 10^{-12} могло бы, например, продвинуть нижнюю границу на массу нейтрального горизонтального калибровочного бозона до $m_{X_h^0} > 200$ ТэВ. В табл. 1 приведены современные верхние границы вероятности некоторых редких процессов. Наблюдение любого из них явилось бы неопровержимым сигналом той или иной новой физики.

Т а б л и ц а 1. Современные верхние границы парциальных ширин (вероятности) некоторых редких процессов

Процесс	Верхний предел (уровень достоверности 90%) на относительные вероятности (парциальные ширины)	Литература
$\mu \rightarrow e \gamma$	$4,9 \cdot 10^{-12}$	[19, 20]
$\mu \rightarrow 3e$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	[21]
$\mu \rightarrow e \gamma \gamma$	$3,8 \cdot 10^{-10}$	[19]
$\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$	$4,6 \cdot 10^{-12}$	[22]
$\mu^- S \rightarrow e^- S$	$7 \cdot 10^{-11}$	[23]
$\mu^- T_i \rightarrow e^+ C_a$	$9 \cdot 10^{-11}$	[24]
$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$	$5 \cdot 10^{-9}$	[25]
$K_L^0 \rightarrow \mu e$	10^{-8}	[25]
$\pi^0 \rightarrow \mu e$	$7 \cdot 10^{-8}$	[26]
$\tau \rightarrow \mu \gamma$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	[27]
$B^0 \rightarrow \mu e$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	[28]
$K \rightarrow \mu \tilde{\gamma}$	—	[29]
$K \rightarrow \pi \mu \tilde{\gamma}$	—	[29]
$\nu \leftrightarrow \tilde{\gamma}$	—	[29]

2.3. Проблемы Теорий Великого Объединения и суперсимметрия.

Возвращаясь к изначальной концепции единого описания физических явлений (см. введение), отметим, что стремление объединить сильные и электрослабые взаимодействия на некотором масштабе энергий в рамках единой калибровочной группы G , которая, конечно, должна содержать в себе «стандартную» группу $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, восходит к ТВО с масштабом $\Lambda_{\text{ТВО}}$. Минимальной груп-

пой G , удовлетворяющей требуемому принципу вложения стандартной группы в группу ТВО, а также обладающей комплексными представлениями (для воспроизведения наблюдаемой киральной структуры кварк-лептонных поколений) является группа $SU(5)$, ранг которой $r = 4$. Известны и другие ($r > 4$) кандидаты на группу ТВО, удовлетворяющие принципу вложения SM и имеющие комплексные представления, в частности, $G = SO(10)$ или E_6 .

Из успехов ТВО следует в первую очередь отметить объяснение квантования заряда $\left(\frac{|Q_e|}{|Q_p|} = 1 + O(10^{-20})\right)$, успешное предска-

ние значения угла Вайнберга: $\sin^2 \theta_W = \frac{g'^2}{g_2^2 + g'^2} = \frac{(3/5)g_1^2}{g_2^2 + (3/5)g_1^2}$.

Так, в пределе точной $SU(5)$ -симметрии (когда $g_1 = g_2$) мы имеем $\sin^2 \theta_W(m_X) = 3/8$, а перенормировка $SU(2)$ и $U(1)$ калибровочных констант приводит к значению $\sin^2 \theta_W$ в наблюдаемой области $\sin^2 \theta_W(m_W) \approx 0,236 \pm 0,003$ [30], что находится в согласии с опытом. Аналогично, исходя из соотношения $m_b/m_\tau = 1$, выполняющегося в пределе точной $SU(5)$ ($Q \sim 10^{15}$ ГэВ), можно получить $m_b(Q)/m_\tau(Q) \approx 2,9$ (при $Q \sim 10$ ГэВ), что также согласуется с экспериментом ($m_\tau \approx 1,78$ ГэВ, $m_b \approx 5$ ГэВ). Однако аналогичные вычисления для отношений m_s/m_μ и m_d/m_e не приводят к успеху в рамках простейшей $SU(5)$ -ТВО и почти всегда терпят неудачу и в рамках других разновидностей ТВО.

Наиболее интересные предсказания ТВО вообще и $SU(5)$ -ТВО, в частности, связаны с несохранением барионного и лептонного чисел в этих теориях. Экспериментальная нижняя граница на время жизни протона

$$\tau(p \rightarrow e^+\pi^0) > 2 \cdot 10^{32} \text{ лет} \quad [31] \quad (3)$$

заставляет, по-видимому, отказаться по крайней мере от минимальной $SU(5)$ -версии ТВО, в рамках которой, в зависимости от незначительных вариаций $m_X \sim 10^{15}$ ГэВ и деталей вычисления, можно дотянуть значение τ_p лишь до $10^{29 \pm 2}$ лет, чего недостаточно для удовлетворения (3).

Надежды спасти проблему с распадом протона были связаны с СУСИ-версиями ТВО. Так, например, в минимальной СУСИ-версии ТВО значение шкалы ВО и массы тяжелого векторного бозона X равно: $m_X \approx 10^{16}$ ГэВ [30, 32], что приводит к следующей оценке в СУСИ $SU(5)$ -ТВО:

$$\tau(p \rightarrow e^+\pi^0) \approx 3 \cdot 10^{35 \pm 2} \text{ лет} \quad [33] \quad (4)$$

в согласии с (3).

Однако за счет операторов размерности 5 в суперсимметричных ТВО открываются новые каналы распада протона $p \rightarrow K^0\mu^+$, $p \rightarrow \sqrt{2}K^+$. В этом случае, в отличие от традиционных ТВО, время жизни протона пропорционально квадрату масштаба объединения (а не четвертой степени) и во многих суперсимметричных ТВО τ_p предска-

зываются (по предпочтительному каналу распада $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$) в широкой области от 10^{26} до 10^{31} лет, приводя к известной трудности, которую, по-видимому, можно обойти с помощью соответственного подбора многочисленных свободных параметров теории [34].

Независимо от успехов (квантование заряда, правильное предсказание угла Вайнберга $\sin^2 \theta_W$, правильное предсказание m_b/m_τ , естественное объяснение барионной асимметрии Вселенной и т. д.) и феноменологических трудностей (распад протона, отношения m_s/m_μ , m_d/m_e . . .), с которыми сталкиваются ТВО, попытки разрешить проблему иерархий (см. п. 2.1) в несуперсимметричных ТВО связаны с тонкой подстройкой параметров в каждом порядке теории возмущений, что представляется крайне искусственной и трудной процедурой. Кроме того, хотя в рамках ТВО и фиксируются значения низкоэнергетических параметров $\sin^2 \theta_W$, m_b/m_τ , бегущих калибровочных констант g_i на шкале объединения M_X (а стало быть, благодаря ренорм-групповым уравнениям эволюции для соответствующих величин и на более низких масштабах, скажем — электрослабой шкале), в целом число свободных параметров теории не становится меньше, чем в СМ (дополнительные хиггсовские поля порождают новые юкавские связи). Наконец, ТВО, как и СМ, не ставят целью истинного объединения всех известных взаимодействий, включая гравитационные.

Столь амбициозная постановка задачи объединения всех известных сил природы стала возможной, благодаря нескольким обстоятельствам, одно из которых (возникновение и развитие суперсимметрии) мы обсудим в п. 2.4.

2.4. Теории с простой ($N = 1$) глобальной суперсимметрией. Среди прочих симметрий S -матрицы важное место в теории заняла суперсимметрия [10], новая симметрия, обеспечивающая равноправную роль фундаментальным бозонным и фермионным полям.

Известно, что любая группа бозонных симметрий S -матрицы в релятивистской квантовой теории поля является прямым произведением группы Лоренца с группой внутренних симметрий (вследствие теоремы Коулмена — Мандулы [35]). В своем анализе Коулмен и Мандула рассматривали группы симметрии Ли S -матрицы без учета генераторов фермионной природы. Полезно обобщить понятие алгебры Ли до алгебраических конструкций, содержащих в качестве самоопределяющих соотношений наряду с коммутаторами и антикоммутаторы. Общая структура таких конструкций, называемых градуированными или супералгебрами Ли [36], определена следующими алгебраическими соотношениями:

$$[B_i, B_j] = iC_{ij}^n B_n, [F_\alpha, B_i] = S_{\alpha i}^\beta F_\beta, \{F_\alpha, F_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^m B_m, \quad (5)$$

где B_n представляют бозонную (четную) часть алгебры (5), а F_α — фермионные (нечетные) ее элементы. Очевидно, что структурные константы $C_{ij}^n = -C_{ji}^n$, $\gamma_{\alpha\beta}^m = \gamma_{\beta\alpha}^m$. Кроме того, все структурные константы C , S , γ переплетены друг с другом в силу градуированных

тождеств Якоби:

$$\left. \begin{aligned} & [[B_i, B_j], B_k] + [[B_k, B_i], B_j] + [[B_j, B_k], B_i] = 0; \\ & [[F_\alpha, B_i], B_j] + [[B_j, F_\alpha], B_i] + [[B_i, B_j], F_\alpha] = 0; \\ & \{F_\alpha, F_\beta\}, B_i + \{B_i, F_\alpha\}, F_\beta - \{F_\beta, B_i\}, F_\alpha = 0; \\ & \{F_\alpha, F_\beta\}, F_\gamma + \{F_\gamma, F_\alpha\}, F_\beta + \{F_\beta, F_\gamma\}, F_\alpha = 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Генераторы B_i группы G внутренней симметрии S -матрицы, будучи бозонными операторами, коммутируют с генераторами $P_\mu, M_{\mu\nu}$, а следовательно, и операторами Казимира группы Лоренца $P^2 = P_\mu P^\mu$ и $W^2 = W_\mu W^\mu$ (где $W^\mu = -\frac{1}{2} \varepsilon^{\nu\rho\sigma} P_\nu M_{\rho\sigma}$ — вектор Паули — Любанского):

$$[B_i, P^2] = 0; \quad [B_i, W^2] = 0. \quad (7)$$

Из (7) видно, что все члены неприводимого мультиплетта группы внутренней симметрии имеют одинаковую массу (теорема О'Рафэрти [37]) и спин, т. е. (бозонный) генератор внутренней симметрии не может изменить ни массы, ни спина частицы внутри неприводимого мультиплетта. Соотношения (7) свидетельствуют о том, что, если внутренние симметрии S -матрицы определяются четными (бозонными) генераторами, нетривиальное объединение внутренних и пространственно-временных симметрий невозможно. Но указанное объединение возможно, если дополнительные симметрии S -матрицы обусловлены нечетными генераторами, смешивающими физические состояния с различной ферми-бозе-статистикой. Поскольку общая структура градуированных алгебр Ли (5), (6) обеспечивает переплетение четных (бозонных) и нечетных (фермионных) генераторов, то и на роль новой симметрии S -матрицы могут претендовать симметрии с общей конструкцией типа (5), (6). В работе [38] было доказано, что единственной градуированной алгеброй Ли симметрии S -матрицы, возможной в рамках релятивистской квантовой теории поля, является алгебра суперсимметрии. Ниже приведем общий вид коммутационных соотношений такой алгебры с генераторами группы Лоренца в качестве генераторов пространственно-временных симметрий:

$$\{Q_\alpha^i, \bar{Q}_{\beta j}\} = 2\sigma_{\alpha\beta}^m P_m \delta_j^i; \quad (8a)$$

$$\{Q_\alpha^i, Q_\beta^j\} = 2\varepsilon_{\alpha\beta} Z_{ij}; \quad \{\bar{Q}_\alpha^i, \bar{Q}_\beta^j\} = -2\varepsilon_{\alpha\beta} Z^{ij} \quad (Z^{ij} = (Z_{ij})^\dagger); \quad (8б)$$

$$[P_\nu, P_\alpha] = 0; \quad [P_\nu, M_{\alpha\sigma}] = i(\eta_{\nu\alpha} P_\sigma - \eta_{\nu\sigma} P_\alpha); \quad (8в)$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(\eta_{\nu\rho} M_{\mu\sigma} - \eta_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - \eta_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + \eta_{\mu\sigma} M_{\nu\rho}); \quad (8г)$$

$$[B_e, P_\mu] = [B_i, M_{\mu\nu}] = 0; \quad (8д)$$

$$[Q_{\alpha i}, P_\mu] = [\bar{Q}_\alpha^i, P_\mu] = 0; \quad (8е)$$

$$[Q_{\alpha i}, M_{\mu\nu}] = \frac{1}{2} (\sigma_{\mu\nu})_{\alpha\beta} Q_{\beta i}; \quad (8ж)$$

$$[\bar{Q}_\alpha^i, M_{\mu\nu}] = -\frac{1}{2} \bar{Q}_\beta^i (\bar{\sigma}_{\mu\nu})^\beta_\alpha; \quad (8з)$$

$$[Q_{\alpha i}, B_l] = (b_l)_i^j Q_{\alpha j}; \quad (8и)$$

$$[\bar{Q}_\alpha^i, B_l] = -\bar{Q}_\alpha^j (b_l)_j^i; \quad (8к)$$

$$[Z_{ij}, \text{с любым генератором}] = 0. \quad (8л)$$

Четную часть алгебры (8) составляют генераторы сдвигов P_μ и вращений $M_{\mu\nu}$ группы Лоренца, генераторы B_l ($l = 1, \dots, m$) группы внутренней симметрии G , а также так называемые «центральные заряды»: $Z_{ij} = a_{ij}^l B_l$ ($i, j = 1, \dots, N$). Нечетную часть представляют «суперзаряды» $Q_\alpha^i, \bar{Q}_\alpha^i$ ($i = 1, \dots, N$). В зависимости от числа N говорят о простой ($N = 1$) и расширенной ($N > 1$) суперсимметрии. Наличие в алгебре (8) фермионных генераторов, не коммутирующих с вектором Паули — Любанского, приводит, в силу (8ж) и (8з), к тому, что $[Q, W^2] \neq 0$ и $[\bar{Q}, W^2] \neq 0$, в то время как $[Q, P^2] = [\bar{Q}, P^2] = 0$. Отсюда следует, что суперсимметричные мультиплеты содержат состояния с различным спином, но с вырожденными массами.

В развитии суперсимметрии следует отметить этапы глобальной СУСИ и теории супергравитации (СУГРА). Глобальная $N = 1$ СУСИ рассматривалась в контексте стандартной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -модели, а также в контексте ТВО с масштабом объединения $M_X \approx 10^{16}$ ГэВ [$SU(5)$ -, $SO(10)$ -модели] и в контексте теорий раннего объединения с масштабом объединения $M \sim 10^6 \div 10^8$ ГэВ. Суперсимметричная $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -модель, дополненная мягко нарушающими СУСИ-слагаемыми (вид которых получается при спонтанном нарушении локальной СУСИ), позволяет, прежде всего, решить проблему натуральности, обсуждаемую в п. 2.1. В СУСИ-теориях автоматически решается проблема «сильного» CP -нарушения. А именно, значение параметра $\theta_{\text{КХД}}$, характеризующего величину эффекта, будет нулевым в пределе точной суперсимметрии, а в случае мягко нарушенной СУСИ остается меньше допустимого экспериментом значения: $|\theta_{\text{КХД}}| < 10^{-9}$. Следует отметить, что улучшенные свойства ультрафиолетовой сходимости (благодаря которым удается решить проблему натуральности) являются общей чертой СУСИ-теорий. В случае «натурализации» массы хиггсовского бозона процедура была прозрачной: однопетлевая поправка к его массе содержит (с разными знаками) вклады как бозонных, так и фермионных петель, полностью сокращающихся в пределе точной симметрии, а в случае нарушенной СУСИ происходит сокращение расходящихся частей. Механизм этих сокращений был понят на языке теоремы о неперенормируемости в суперпространстве. Оказалось, что любой суперинвариант, который можно записать как инвариант в киральном суперпространстве (F -член), не получает какой-либо перенормировочной поправки, в то время как суперинвариант

в полном суперпространстве (D -член) такие поправки получает [39]. Так, кинетический член киральных суперполей в модели Весса — Зумино [10] приобретает указанную поправку:

$$\int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi^\dagger \Phi \rightarrow Z_\Phi \int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi^\dagger \Phi, \quad (9)$$

а массовое слагаемое и слагаемое, описывающее взаимодействия киральных суперполей (Φ^3), не перенормируются:

$$\left. \begin{aligned} \int d^4x d^2\theta \Phi \Phi + \text{э. с.} &\rightarrow \int d^4x d^2\theta \Phi \Phi + \text{э. с.}, \\ \int d^4x d^2\theta \Phi^3 + \text{э. с.} &\rightarrow \int d^4x d^2\theta \Phi^3 + \text{э. с.} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Более того, известно, что в рамках $N = 4$ янг-миллсовской СУСИ-теории β -функция равняется нулю [40] во всех порядках по теории возмущения.

Весь спектр частиц низкоэнергетической $\Lambda \ll 1$ ТэВ минимальной простой ($N = 1$) $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ СУСИ-модели содержится в векторных и киральных супермультиплетах калибровочных полей, полей материи и хиггсовских полей соответственно. Три векторных супермультиплета

$$\left. \begin{aligned} G(8, 1, 0) &\equiv (G_\mu^a, \tilde{g}^a), \quad a = 1, 2, \dots, 8; \\ W(1, 3, 0) &\equiv (W_\mu^b, \tilde{W}^b), \quad b = 1, 2, 3; \\ B(1, 1, 0) &\equiv (B_\mu, \tilde{b}) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

преобразуются по присоединенным представлениям калибровочных групп $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$ соответственно. Кроме того, в минимальной модели содержатся левокиральные кварковые, лептонные и хиггсовские супермультиплеты (последних должно быть минимум два); за образованием масс «down» и «up» кварков (лептонов) в этом случае, в отличие от несуперсимметричной СМ, следят разные хиггсовские поля, компонентный состав которых приведен в табл. 2. Общую структуру $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ калибровочно-инвариантного лагранжиана простой ($N = 1$) СУСИ-модели можно представить в виде трех слагаемых:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[\int d^4x d^2\theta \operatorname{Tr} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{4k_i} W^{\alpha i} W_\alpha^i + \text{э. с.} \right] + \\ & + \int d^4x d^4\theta \sum_j \Phi_j^\dagger e^{\sum_{i=1}^3 g_i \hat{V}_i} \Phi_j + \\ & + \left[\int d^4x d^2\theta g(\Phi) + \text{э. с.} \right] \quad (k_i \text{ — нормировочные множители}), \quad (12) \end{aligned}$$

Таблица 2. Компонентный состав супермультиплетов полей материи и хиггсовских супермультиплетов в минимальной СУСИ СМ: заряд $Q = T_3 + Y/2$; индексы $a = 1, 2, 3$ — цветовые индексы; $j = 1, 2$ — $SU(2)$ -индексы; знак c означает зарядово-сопряженное состояние; $n = 1, 2, 3 \dots$ — индекс поколения; L, R — символы, отнесенные к фермионам, означают киральность фермионов, относительно бозонов они несут смысл различных массовых состояний

Супермультиплеты, содержащие:	Бозонные поля	Фермионные поля	$SU(3)$	$SU(2)$	$U(1)$
Скалярные кварки	$\tilde{Q}_n^{j,a} \equiv (\tilde{u}_n, \tilde{d}_n)_L^a$	$(u, d)_{nL}^a$	3 (триплет)	2 (дублет)	1/3
	$\tilde{U}_n^a \equiv \tilde{u}_{nR}^{*a}$	$u_{nL}^{a,c}$	$\bar{3}$ (анти-триплет)	1 (синглет)	-4/3
	$\tilde{D}_n^a \equiv \tilde{d}_{nR}^{*a}$	$d_{nL}^{a,c}$	$\bar{3}$ (анти-триплет)	1 (синглет)	2/3
Скалярные лептоны	$\tilde{L}^j \equiv (\tilde{\nu}, \tilde{e}^-)_{nL}$	$(\nu, e^-)_{nL}$	1 (синглет)	2 (дублет)	-1
	$\tilde{R} \equiv \tilde{e}_{nR}^+$	e_{nL}^c	1 (синглет)	1 (синглет)	2
Хиггсовские частицы	H_1^j	$(\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)_L$	1 (синглет)	2 (дублет)	-1
	H_2^j	$(\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)_L$	1 (синглет)	2 (дублет)	1

где суммирование по i ($i = 1, 2, 3$) означает: во втором слагаемом сумму по всем трем векторным мультиплетам (\hat{V}_i) (11), содержащим в качестве компонентных полей глюоны со своими суперпартнерами (G^a, \tilde{g}^a), $SU(2)_L$ -калибровочные бозоны со своими суперпартнерами (W_μ^i, \tilde{W}^i) и $U(1)_Y$ -калибровочные бозоны с суперпартнерами (B_μ, \tilde{b}); в первом слагаемом суммирование производится по трем соответствующим суперполям «напряженности» (содержащим в качестве компонент тензоры напряженности

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + f_{ijk} A_\mu^j A_\nu^k,$$

где $A_\mu^i = G_\mu, W_\mu$ либо B_μ). Суммирование по j во втором слагаемом предполагает суммирование по всем левокиральным суперполям, компонентный состав которых мы вынесли в табл. 2. Функция $g(\Phi)$ в третьем слагаемом формулы (12) представляет собой калибровочно-инвариантный полином по левокиральным суперполям не выше степени $n = 3$ (в случае $n > 3$ мы имели бы взаимодействие скалярных компонентных полей $\sim \phi^k$ с $k > 4$, что приводило бы к ненормируемой скалярной теории). Подытоживая содержание формулы (12), отметим, что первое слагаемое — чистый кинетический член для векторных компонентных полей и их суперпартнеров, второе слагаемое

содержит как кинетические члены скалярных компонент (первый член разложения $e^{g_i \hat{V}_i}$) и их суперпартнеров, так и взаимодействие янг-милловских полей (и их фермионных партнеров) со скалярными полями (и их фермионными партнерами), а также массовые слагаемые векторных полей. Наконец, функция $g(\Phi)$ из последнего слагаемого формулы (12) описывает, в частности, юкавские взаимодействия кварков (лептонов) с их скалярными партнерами и т. д.

В пределе точной СУСИ массы «обычных» частиц равны массам их суперпартнеров. Поскольку такая ситуация в природе не реализуется, то нужен механизм нарушения СУСИ, обеспечивающий снятие указанного вырождения.

На массовой оболочке скалярный потенциал в глобальных СУСИ-моделях состоит из двух неотрицательных слагаемых:

$$V = V_F + V_D; \quad V_F = \sum_i \left| \frac{\partial g[\varphi]}{\partial \varphi_i} \right|^2; \quad V_D = \frac{1}{2} \sum g_a^2 |\Phi^* T^a \Phi|^2, \quad (13)$$

где $g[\varphi]$ получается из суперпотенциала $g(\Phi)$ [см. формулу (12)] заменой суперполей Φ своими собственными скалярными компонентами, а явный вид V_D , например в $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -СУСИ-модели выглядит следующим образом:

$$V_D = \frac{1}{2} g^2 \sum_a \sum |\varphi^\dagger T^a \varphi|^2 + \frac{1}{2} g'^2 \sum_k |y_k \varphi_k^\dagger \varphi_k|^2, \quad (14)$$

где безындексное суммирование в формуле (14) означает суммирование по всем $SU(2)$ -мультиплетам (дублетам) скалярных полей, а T^a — генераторы в соответствующем представлении. Во втором слагаемом (14) $Y_k = 2y_k$ являются $U(1)$ — гиперзарядами скалярных полей φ_k .

Пределу точной СУСИ соответствует $\langle V \rangle = 0$, а в случае спонтанно нарушенной СУСИ имеем $\langle V \rangle > 0$. Отсюда и из соотношений (8а) следует, что состояния с нулевой плотностью энергии являются суперсимметричными основными состояниями (вакуумом) теории. С другой стороны, мы знаем, что точная СУСИ в природе не реализуется. Отсюда следует, что при спонтанном нарушении глобальной СУСИ F - или D -механизмами (13) (получившими названия по одноименным вспомогательным полям F и D киральных и векторных супермультиплетов соответственно) невозможно иметь основное состояние с нулевой энергией, и, следовательно, космологическая постоянная всегда положительна ($\Lambda_c > 0$) в этом случае. Кроме того, нарушение глобальной СУСИ D -механизмом [41] или F -механизмом [42] приводит и к другим трудностям (см., например, работу [43] и ссылки в ней), заставляющим искать более приемлемый механизм нарушения глобальной СУСИ вне рамок самих глобальных СУСИ-моделей. (Так, например, механизм D -нарушения влечет за собой необходимость введения дополнительной $U(1)$ -группы, с чем связаны новые проблемы с треугольными аксиальными аномалиями,

для устранения которых приходится вводить новые киральные супермультиплеты, приводящие к неприемлемым перенормировкам калибровочных констант на некоторой шкале $\mu \ll M_{\text{PL}}$. Механизм же F -нарушения приводит к возникновению дополнительных массовых масштабов. В результате как D -, так и F -механизмы нарушения приводят к нереалистичным моделям.)

Подход глобальной СУСИ позволяет решать прежде всего две проблемы: проблему естественности СМ далеко за масштабом электрослабого нарушения $\Lambda \gg \langle \Phi \rangle$ и проблему иерархий в ТВО. Далеко не последнюю роль в решении этих вопросов играют свойства улучшенной ультрафиолетовой сходимости глобальных СУСИ-теорий (так называемые свойства «чудесных сокращений»), восходящие к теоремам о неперенормируемости [39]. В результате упомянутых чудесных сокращений, в частности, удается удержать стабильными поправки к хиггсовской массе ($\delta m_{\text{H}}^2 < m_{\text{H}}^2$), параметр сильного CP -нарушения в пределах допустимого экспериментом значения ($|\theta_{\text{КХД}}| < 10^{-9}$) и т. д. Платой за такие свойства теории является «удвоение» спектра суперпартнерами обычных частиц и (в свете новых конституентов СМ) введение дополнительного хиггсовского дублета.

Проблемой глобальных СУСИ-моделей является согласование вопроса о космологической постоянной с механизмом нарушения СУСИ.

2.5. Простая ($N = 1$) супергравитация, «скрытый» сектор, нарушение локальной и глобальной суперсимметрий. Возможность согласованного решения отмеченной проблемы СУСИ предоставляет нам теория супергравитации (СУГРА). Прежде всего в теории СУГРА за счет суперхиггсовского механизма [10, 44] появляется возможность одновременного нарушения локальной и глобальной суперсимметрий и возможность регуляции проблемы с космологической константой ($\Lambda_c = 0$). В указанном механизме [10, 44] степени свободы безмассового голдстоуновского фермиона с проекциями спина $\pm \frac{1}{2}$ (неизбежно появляющегося при нарушении глобальной СУСИ) «съедаются» безмассовым гравитино с проекциями спина $\pm 3/2$ (в точной аналогии с ситуацией, когда степень свободы голдстоуновского бозона уходит на приобретение массы калибровочными W -бозонами).

В рамках глобальной СУСИ наиболее общий вид взаимодействия киральных суперполей материи с векторными суперполями калибровочных полей может быть записан как

$$\text{Re} \int d^2\theta f(\Phi) WW + \int d^4\theta S(\Phi + e^{2eV}, \Phi) + \text{Re} \int d^2\theta g(\Phi), \quad (15)$$

где Φ и V — киральные ($\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0$) и векторные (вещественные, $V^+ = V$) суперполя соответственно, а $g(\Phi)$ — суперпотенциал. Свойства функций f , S и g отражают свойства перенормируемости взаимодействия (15). Так, приведенный ранее в формуле (12) конкретный

вид предполагал: $f = \text{const } S(\Phi) - \Phi^+ e^{2eV} \Phi$ и что $g(\Phi)$ — полином не выше третьей степени по суперполям Φ . При организации взаимодействия системы калибровочных и материальных полей из (15) с (супер)гравитацией от этих требований к функциям f, S, g отказываются, так как даже если (15) — перенормируемая конструкция, то при взаимодействии с гравитацией, которая сама по себе является перенормируемой системой, мы все равно имеем дело с перенормируемой конструкцией. Вместо этого требуют, чтобы все перенормируемые слагаемые в построенной конструкции содержали гравитационную константу k и, соответственно, в плоском пределе ($k \rightarrow 0$) теория становилась перенормируемой.

В результате взаимодействие $N = 1$ ($d = 4$) супергравитации с материей описывается [44] вещественной функцией киральных суперполей $G(\Phi, \Phi^*)$ и аналитической кинетической функцией $f_{\alpha\beta}(\Phi)$. Действие записывается в виде [32, 43, 44]:

$$S = \int d^4x \left[\int d^4\theta e^{-\frac{1}{3}G} + \left(\int d^2\theta f_{\alpha\beta}(\Phi) W^\alpha W^\beta + \text{э. с.} \right) \right]. \quad (16)$$

Функция $G(\Phi, \Phi^*)$, называемая келлеровским потенциалом, заменяет две основные функции S и g в формуле (15). Через нее выражается кинетический член киральных суперполей $\mathcal{L}_k = G_i^j \partial^\mu \Phi_i^* \times \partial_\mu \Phi^j \left(G_i \equiv \frac{\partial G}{\partial \Phi^i}, G_j^i \equiv \frac{\partial^2 G}{\partial \Phi^i \partial \Phi_j^*} \right)$, а также скалярный потенциал

$$V = e^G [G_i (G^{-1})^i_j G^j - 3] + \frac{1}{2} \text{Re} (f_{ab})^{-1} D^a D^b, \quad (17)$$

где $D^a = g_a G_j (T^a)_i^j \Phi^i$. Легко распознать во втором слагаемом (17) D -член, первое же слагаемое соответствует F -члену скалярного потенциала глобальной СУСИ. Слагаемое со знаком минус в первом члене (17) обеспечивает принципиальное различие между локальными и глобальными СУСИ-моделями и ведет к скалярному потенциалу, который необязательно положительно определен. Именно в результате последнего обстоятельства появляется возможность спонтанно нарушить локальную суперсимметрию при $\langle V \rangle = 0$. Простейший выбор функции $G(\Phi, \Phi^*)$ и f_{ab} приводит к так называемым каноническим моделям СУГРА, для которых $G_i^j = \delta_i^j, f_{ab} = \delta_{ab}$, что соответствует плоскому келлеровскому многообразию, G_i^j является метрикой на келлеровом многообразии, параметризуемом киральными суперполями: $\mathcal{L}_k = G_i^j \partial^\mu \Phi_i^* \partial_\mu \Phi^j$. Как видно из выражения для \mathcal{L}_k при $G_i^j = \delta_i^j$, мы получаем канонический кинетический член скалярных (супер)полей. То же справедливо и для кинетических членов янг-миллсовских полей, которые определяются функцией

$$\mathcal{L}_{\text{кям}} = -\frac{1}{4} (\text{Re } f_{ab}) F_{\mu\nu}^2 F^{b\mu\nu} + \frac{i}{4} (\text{Im } f_{ab}) F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{b\mu\nu}.$$

Простейший келлеровский потенциал вида

$$G(\Phi, \Phi^*) = \Phi^i \Phi_i^* + \ln |g(\Phi)|^2 \quad (18)$$

приводит к канонической структуре. Подстановка G из формулы (18) в первое слагаемое скалярного потенциала (17) дает

$$V_c = \left\{ \exp \left(\sum_i |\Phi^i|^2 \right) \right\} \left[\sum_i \left| \frac{\partial g(\Phi)}{\partial \Phi^i} + \Phi_i^* g(\Phi) \right|^2 - 3 |g(\Phi)|^2 \right], \quad (19)$$

слагаемое $\left| \frac{\partial g}{\partial \Phi^i} \right|^2$ в формуле (19) соответствует V_F -члену скалярного потенциала (13) глобальной СУСИ, остальные члены в выражении $\left| \frac{\partial g(\Phi)}{\partial \Phi^i} + \Phi_i^* g(\Phi) \right|^2$ дают мягкое нарушение СУСИ, а слагаемое $-3 |g(\Phi)|^2$ дает принципиальную возможность добиться нулевого значения космологической константы даже при нарушенной СУСИ. Добиваясь нулевого значения Λ_c , мы должны положить

$$\left| \frac{\partial g}{\partial \Phi^i} + \Phi_i^* g \right|^2 = 3 |g|^2. \quad (20)$$

Масса гравитино, выраженная в терминах келлеровского потенциала, имеет вид $m_{3/2} = \langle e^{G/2} \rangle$. При каноническом выборе $G(\Phi, \Phi^*)$ в виде (18) имеем:

$$m_{3/2} = \exp \left(\frac{1}{2} \sum_i |\langle \Phi^i \rangle|^2 \right) \cdot \langle g \rangle \quad (21)$$

и для генерации ненулевой массы гравитино требуется, чтобы $\langle 0 | g | 0 \rangle \neq 0$, что одновременно приводит и к нарушению глобальной СУСИ: $V_F > 0$. Так, положив для простоты $|\Phi^i| \ll 1$ для суперполей, содержащих хиггсовские поля, скалярные кварки и лептоны, из (20) следует $\sum_i \left| \frac{\partial g}{\partial \Phi^i} \right|^2 \approx 3 |g|^2 \neq 0$. Упомянутые скалярные поля из состава стандартной СУСИ-модели не могут обеспечить своими вакуумными ожиданиями образование достаточно больших масс гравитино. Для этого обычно постулируется существование «скрытого сектора» тяжелых полей [45], очень слабо (лишь гравитационно) связанных с полями из «наблюдаемого сектора». Скрытый сектор состоит из синглетных по калибровочной группе киральных суперполей Z_i .

Далее в качестве иллюстративного примера рассмотрим канонический выбор келлеровского потенциала. При этом восстановим в формулах (17) — (21) нужные размерности, которые были опущены ранее. Итак, мы выбираем:

$$G = \frac{1}{M_{\text{PL}}^2} (z_i z_i^* + y_i y_i^*) + \ln \frac{|g(y_i) + h(z_i)|^2}{M_{\text{PL}}^6}, \quad (22)$$

где y_i — скалярные поля из киральных супермультиплетов наблюдаемого сектора; z_i — скалярные поля из киральных супермульти-

плетов Z_i скрытого сектора; $g(y_i)$ и $h(z_i)$ — соответствующие суперпотенциалы. Перепишем формулу (17) (без D -члена) с учетом правильной размерности:

$$V_c = M_{PL}^4 e^G [M_{PL}^2 (G_i G^i + G_{z_i} G^{z_i}) - 3]. \tag{17a}$$

Здесь $G_i \equiv \frac{\partial G}{\partial y_i}$; $G^i \equiv \frac{\partial G}{\partial y_i^*}$; $G_{z_i} \equiv \frac{\partial G}{\partial z_i}$; $G^{z_i} \equiv \frac{\partial G}{\partial z_i^*}$ [где G имеет вид (22)].

В результате несложных вычислений мы приходим к следующему виду для скалярного потенциала:

$$V_c = \exp \left\{ \frac{1}{M_{PL}^2} \left[\sum_{i=1}^m |z_i|^2 + \sum_{j=1}^n |y_j|^2 \right] \right\} \left\{ \sum_{i=1}^m \left| h_i \{z\} + \frac{z_i^*}{M_{PL}^2} [g \{y\} + h \{z\}] \right|^2 + \right. \\ \left. + \sum_{j=1}^n \left| g_j \{y\} + \frac{y_j}{M_{PL}^2} [g \{y\} + h \{z\}] \right|^2 - \frac{3}{M_{PL}^2} |g \{y\} + h \{z\}|^2 \right\}, \tag{17b}$$

где m и n — полное число скалярных полей из киральных супермультиплетов скрытого и наблюдаемого секторов соответственно; h_i, g_j — производные суперпотенциалов по соответствующим скалярным полям. Далее, положив вакуумные ожидания $\langle z_i \rangle = b_i M_{PL}$, $\langle h_i \rangle = a_i^* m M_{PL}$, $\langle h \rangle = m M_{PL}^2$, из формулы (17b) и с учетом равенства $m_{3/2} = M_{PL} \exp \left(\frac{\langle G \rangle}{2} \right)$ получим, что в пределе $M_{PL} \rightarrow \infty$:

$$V_c \approx f(M_{PL}^2) + \left| \frac{\hat{\partial} g}{\partial y_j} \right|^2 + m_{3/2}^2 |y_j|^2 + \\ + m_{3/2} \left(y_j \frac{\hat{\partial} g}{\partial y_j} + \text{э. с.} \right) + m_{3/2} [(A - 3) \hat{g} + \text{э. с.}], \tag{23}$$

где $f(M_{PL}^2) \equiv m_{3/2}^2 M_{PL}^2 \{ |a_i + b_i|^2 - 3 \}$; $\hat{g} \{y\} = \frac{m_{3/2}}{m} g \{y\}$; $A \equiv \equiv b_i^* (a_i + b_i)$. Как видно из выражения (23), при минимальном выборе келлеровского потенциала для выполнения условия $\langle V_c \rangle = \Lambda_c = 0$ требуется тонкая подстройка параметров b_i и a_i , определяющих вакуумные ожидания скрытых скалярных полей z_i и производных по z_i суперпотенциалов $h_i \{z\}$ соответственно. Выражение (23) следует понимать как низкоэнергетический ($E \ll M_{PL}$) скалярный потенциал для случая минимальной ($G_i^j \sim \delta_i^j$) модели (22). В случае моделей с минимальными кинетическими членами скалярных полей [46] можно получить другую более общую форму потенциала типа

$$V_c = \sum_j \left| \frac{\partial g}{\partial y_j} \right|^2 + m^2 \sum |y_j|^2 + m [A' g_3(y) + B' g_2(y) + \text{э. с.}], \tag{24}$$

где g — по-прежнему суперпотенциал, зависящий от наблюдаемых полей; g_3 и g_2 — трilinearная и билинейная по скалярным полям части g ; m — голая масса скалярных полей, которая может быть (или

нет) порядка $O(m_{3/2})$; A' , B' — модельно зависимые параметры порядка единицы.

Как видим из двух рассмотренных примеров (23), (24), в зависимости от того, выбран или нет келлеровский потенциал каноническим образом, получаем разную структуру мягко нарушающих глобальную СУСИ слагаемых в результате нарушения локальной СУСИ, или, как говорят, в результате суперхиггсовского эффекта, следствием которого является приобретение ненулевой массы гравитино. Кроме того, неканонический выбор аналитической кинетической функции $f_{ab}(\Phi)$ приводит к тому, что мягко нарушающие слагаемые могут зависеть и от масс калибрино. Так или иначе, использование теории простой $N = 1$ СУГРА, взаимодействующей с $N = 1$ — суперполями Янга — Миллса на масштабах $\mathfrak{M} < M_{\text{PL}}$, позволило создать низкоэнергетическую эффективную теорию в соответствии с общей схемой:

$$\mathcal{L}(N = 1 \text{ СУГРА}) \xrightarrow{M_{\text{PL}} > \mathfrak{M}} \mathcal{L}_{\text{гл}}(SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \otimes \otimes N = 1 \text{ глобальная СУСИ}) + \mathcal{L}_{\text{мн}}, \quad (25)$$

где $\mathcal{L}_{\text{гл}}$ — лагранжиан глобальной СУСИ СМ общей структуры (12), а мягко нарушающая СУСИ часть лагранжиана $\mathcal{L}_{\text{мн}}$ имеет, например, вид [47]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{мн}} = m^2 \sum_i |y_i|^2 + \left[m \sum_n (A - 3 + n) g_n + \text{э. с.} \right] - \\ - \frac{1}{2} \sum_i [m_i \psi_i \psi_i + \text{э. с.}], \end{aligned} \quad (26)$$

где m — универсальный массовый параметр скалярных суперпартнеров; m_i — аналогичные параметры для майорановских калибрино [$i = SU(3), SU(2)_L, U(1)_Y$]; A — модельно зависимый параметр порядка $O(1)$, а g_n — n -й член в суперпотенциале $g(\Phi_i) = \sum_n g_n = \sum_n a_n \Phi_i^n$.

Редукция (25) на низкие энергии осуществляется выбором конкретного вида келлеровского потенциала G и кинетической функции f_{ab} векторных полей. Далее стандартная процедура такова: спонтанное нарушение локальной СУСИ осуществляют вакуумные ожидания скалярных полей из скрытого сектора, а оставшиеся скалярные поля Φ_i входят в наблюдаемый сектор низкоэнергетической теории. После сдвига всех полей на их вакуумные ожидания получаем $\mathcal{L}_{\text{мн}}$ вида (26). Универсальные массовые параметры m и m_i зависят от формы G и f_{ab} . Можно различать три интересных варианта: 1) «минимальный» случай [46, 47], когда келлеровский потенциал имеет канонический вид (18) как для наблюдаемых, так и скрытых полей. В этом случае параметр m в (26) $m = m_{3/2}$, кроме того, $m_i = 0$,

а расщепление $\tilde{m} = \sqrt{|m_B^2 - m_F^2|} \sim O(m_{3/2})$; 2) во втором случае [48, 49] для наблюдаемых скалярных полей келлеровский потенциал имеет каноническую структуру, в то время как зависимость от скрытых полей неканоническая:

$$G(z, z^*) = -3 \ln(z + z^*). \quad (27)$$

В этом случае массы скалярных партнеров $m = m_{3/2} = \langle (z + z^*)^{-3/2} \rangle \neq 0$, но они не определены на древесном уровне, так как классической теорией не определяются вакуумные ожидания полей z , расщепление $\tilde{m} \sim O(m_{3/2})$, массы калибрино равны нулю или определены формулой [48]

$$m_{1/2} = m_{3/2} \frac{\langle 0 | f'_{ab} | 0 \rangle}{\langle 0 | f_{ab} | 0 \rangle} \frac{G'}{G}; \quad f'_{ab} = \frac{\partial f_{ab}}{\partial z}; \quad G' = \frac{\partial G}{\partial z}; \quad (28)$$

3) наконец, третий, максимальный вариант определяется выбором келлеровского потенциала в виде (27) как для наблюдаемых, так и скрытых скалярных полей [48]. Такой выбор G приводит к тому, что параметры m , A , определяющие мягкое нарушение СУСИ, равняются нулю, а параметры $m_{1/2} \neq 0$, но и не определены на древесном уровне, а $\tilde{m} = O(m_{1/2})$.

Таким образом, выбор келлеровского потенциала G и кинетической функции f_{ab} определяет вид мягко нарушающих СУСИ слагаемых, а тем самым и предсказания (например, соотношения масс между суперпартнерами) низкоэнергетической ($M \ll M_{\text{PL}}$) стандартной СУСИ-модели. Для того чтобы сделать такой выбор, требуются, с одной стороны, какие-либо руководящие принципы в рамках самой теории $N = 1$ СУГРА (например, необходимость получать нулевое значение космологической постоянной $\Lambda_c = 0$, ясная перспектива решения проблемы иерархий, возможность динамического определения, скажем, масштаба электрослабого нарушения в терминах более фундаментального планковского масштаба M_{PL} и т. д.), а с другой стороны — наличие ультимативных теорий, приводящих к предпочтительным с точки зрения указанных и других принципов вариантам простой $N = 1$ супергравитации (например по-scale-версии $N = 1$ СУГРА).

Подводя итоги п. 2.5, отметим, что одним из главнейших мотивов СУГРА было желание найти возможный сценарий для сверхъединой калибровочной теории с планковской массой в качестве масштаба объединения. Очевидно, что при попытках построить указанное сверхобъединение калибровочный принцип должен содержать в единой алгебраической структуре как пространственно-временные, так и внутренние симметрии. Кроме того, в истинно единых калибровочных теориях все взаимодействия должны иметь геометрическое происхождение, а различия между полями материи и калибровочными полями должны постепенно стираться. Это, по-видимому, приводит, вследствие различных статистик полей материи и полей переносчиков,

к требованию, чтобы унифицирующая алгебраическая структура преобразовывала фундаментальные бозонные состояния в фермионные, и наоборот. Последнее требование удовлетворяется с помощью супералгебр Ли, и, в частности, алгебры СУСИ.

Супергравитация — это локальная теория СУСИ. Одно из основополагающих соотношений ($N = 1$) алгебры СУСИ, переписанное в виде коммутатора

$$[\xi_1 Q, \bar{\xi}_2 \bar{Q}] = 2\xi_1 \sigma_{\mu} \bar{\xi}_2 P^{\mu},$$

например, приводит к тому, что в случае x -зависимости параметров суперсимметричных преобразований ξ произведение двух суперпреобразований эквивалентно сдвигам в пространстве-времени, зависящим от точки, т. е. приводит к общекординатным преобразованиям. При этом, поскольку гравитон как калибровочный бозон группы общекординатных преобразований остается безмассовым при всех обстоятельствах, упомянутая группа симметрии остается ненарушенной, в то время как сама локальная СУСИ нарушается. В результате суперхиггсовского эффекта гравитино — партнер гравитона по мультиплету СУГРА — приобретает массу и в наблюдаемом секторе возникают слагаемые, ответственные за мягкое нарушение глобальной СУСИ.

Хотя надежды, возлагающиеся первоначально на теорию СУГРА (как простую, так и $N > 1$ — расширенную) в свете создания в ее рамках теории сверхобъединения в целом и конечной теории гравитации, в частности, следует признать пока несбывшимися, тем не менее теория СУГРА дала возможность:

1) организовать взаимодействие полей Янга — Миллса с полями Гильберта — Эйнштейна (при этом, правда, теория гравитации остается перенормируемой конструкцией);

2) работать с СУСИ СМ или с СУСИ ТВО с фиксированным набором параметров мягкого нарушения СУСИ ($m, m_{1/2}, A \dots$). Это позволяет, с помощью ренормгрупповых уравнений эволюции находить теоретические соотношения между массами гипотетических суперпартнеров в «наблюдаемой» низкоэнергетической области.

3. СУПЕРСИММЕТРИЯ, РАСШИРЕННАЯ ($d > 4$) ГЕОМЕТРИЯ И КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ — ТРИ ОСНОВНЫЕ ИДЕИ НА ПУТИ К ЕДИНОЙ ТВС

[3.1. **Философия Калуцы — Клейна.** Прежде чем приступить к обсуждению наиболее популярных ультимативных ТВС, содержащих в качестве низколежащей структуры, например, наиболее самосогласованные, no-scale-версии [49, 50] простой СУГРА, коротко коснемся тех направлений и идей, развитие которых, наряду с развитием концепции о ферми-бозе-симметрии, способствовало тому, что постановка задачи о конструировании объединенной теории всех сил, включая силы тяготения, стала реальной.

Здесь прежде всего следует отметить возрожденную идеологию Калуцы — Клейна (КК) [51, 52], суть которой заключается в том, что, возможно, в единой картине мира «наш» 4-мерный является лишь его наблюдаемой частью. Истинная же картина, возможно, многомерна (размерность пространства-времени $d > 4$). В таком подходе геометрия многомерного мира определяет внутренние симметрии наблюдаемых фундаментальных взаимодействий. Так, группа изометрии компактного $d - 4$ -мерного многообразия определяет янг-миллсовскую группу симметрии в четырехмерии. Здесь уместно сделать краткий комментарий. Пусть $Z^M = (x^\mu, y^m)$ — координаты в некотором $4 + k$ -мерном пространстве ($\mu = 1, \dots, 4; m = 1, \dots, k$) и пусть k — размерность некоторого многообразия K . Если при преобразованиях координат $y^m \rightarrow y'^m$, порождаемых элементами некоторой группы G , метрика компактного многообразия инвариантна: $g_{mn}(y') = g_{mn}(y)$, то группу G называют группой изометрии многообразия K . Так, группой изометрии одномерного круга S^1 в простейшем варианте теории КК является абелева группа $U(1)$. Современные обобщения многомерных моделей в духе Калуцы — Клейна ставят целью построение объединенных теорий всех фундаментальных сил природы в $d = 4$ пространстве, а не только гравитации с электромагнетизмом, как это имело место в пионерской версии [51] исходя из основополагающей теории, сформулированной в $d > 4$ измерениях. На языке теории групп это означает, что абелева симметрия электромагнетизма $U(1)$ Калуцы — Клейна заменяется при этом неабелевой группой G , которая с необходимостью должна содержать $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ — подгруппу, что на языке КК соответствует замене одномерного компактного круга S^1 с симметрией $U(1)$ на некоторое k -мерное компактное многообразие с неабелевой группой симметрии G .

Характерной особенностью как «наивной», так и обобщенных конструкций КК является то обстоятельство, что электрический заряд элементарных частиц квантуется ($q_n = nkM$) в единицах фундаментального заряда $e = kM$ ($k = \sqrt{G}$ — гравитационная константа). Константа пропорциональности M как раз и характеризует обратные размеры дополнительных компактных измерений. Поэтому неудивительно, почему опыт не чувствителен к компактным дополнительным измерениям: в случае единичного заряда e имеем: $M^{-1} = 10^{-33}$ см! (что соответствует $M \sim M_{PL} \sim 10^{19}$ ГэВ). Кроме того, свойство квантования массы $M_n = nM$ ($M \sim M_{PL}$) в КК-теориях так же указывает, что на современных ускорителях (и ускорителях обозримого будущего) мы можем изучать лишь «безмассовый» ($n = 0$), сектор теории. Частицы указанного сектора могут приобретать малые массы (например, $M_W \ll M_{PL}$) посредством эффектов нарушения различных симметрий (например, хиггсовского, суперхиггсовского эффекта и т. д.) возможно, на квантовом уровне.

С рецептом Калуцы — Клейна связана разработка модели $N = 1$ супергравитации в $d = 11$ измерениях [53] ($d = 11$ — максимальная

размерность пространства-времени, совместимая с СУСИ) в качестве кандидата на роль ультимативной теории. Однако в этом подходе имеются серьезные трудности, связанные с попытками при компактификации лишних семи измерений получить в $d = 4$ пространстве-времени калибровочную группу, содержащую подгруппу $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, а также трудности с решением в указанных моделях проблемы перенормируемости результирующего варианта $d = 4$ $N = 8$ СУГРА, с решением проблемы киральности и т. д. [53, 54].

3.2. Развитие теории струн. Другим положительным звеном на пути к «истинно» объединенным теориям следует назвать параллельное развитие теории струн.

Обращения к теории струн были связаны с так называемым дуально-резонансными моделями элементарных частиц [55] и отражали желание объяснить динамику адронов [55]. Было показано [55], что применение формулы Венециано [55] эквивалентно интерпретации адронов как струн. При этом предполагалось, что гармоники колебаний струны соответствуют наблюдаемым адронам. Струнные модели работы [55] описывали лишь частицы с целым спином (бозонная струна). Вариант теории струны, включающей фермионы (теория фермионной струны), был предложен несколько позже [56]. Он и стал предшественником теории суперструны. Критическая размерность пространства-времени, в котором удается последовательное квантовое описание бозонной струны, равняется 26, в то время как фермионная струна квантуется в $d = 10$ измерениях. Одним из слабых мест ранних теорий струны [55, 56] было то, что они предсказывали существование безмассовых частиц со спином 1 и 2, которые не наблюдаются среди адронов. Свойства этих частиц скорее напоминали свойства фотона, гравитона и слабых калибровочных полей, в связи с чем была высказана идея [57], что теорию струны можно интерпретировать как теорию гравитации и других калибровочных взаимодействий. Неудовлетворение вызывало и то, что состояниями бозонной струны с низшей энергией могли быть тахионы. Важным этапом в развитии теории струны было высказанное в работе [58] предположение, что теорию спиновой струны [56] можно суперсимметризовать.

В конечном итоге перечисленные обстоятельства [развитие суперсимметрии, осознание роли геометрии скрытых дополнительных измерений ($d > 4$) пространства-времени, а также той роли, которую могли бы играть протяженные объекты типа струны в устранении трудности с квантованием гравитации] привели после опубликования работы [59] к тому, что область современных теорий суперструн превратилась в теоретическую индустрию.

3.3. Модели суперструны и их классификация. Теории суперструн являются перспективным шагом на пути к созданию единой теории всех известных взаимодействий, включая гравитацию (Теории Всего Сущего). Предпосылки к указанному оптимизму связаны со следующими обстоятельствами:

а) с теоретической точки зрения теории струн, как теории протяженных объектов, должны содержать меньше типов ультрафиолетовых расходимостей, поскольку многие из таких расходимостей в обычных теориях поля следует отнести к тому, что последние имеют дело с точечными объектами. В этом смысле теория струны имеет больше шансов быть конечной по теории возмущений, а свойство пертурбативной конечности представляется необходимым атрибутом всех основополагающих конструкций, содержащих в себе теорию гравитации (в связи с перспективой последовательного квантового описания последней, в частности, и создания квантовой теории, объединяющей все известные взаимодействия, в целом);

б) построения теории струн дают более жесткие ограничения, чем полевые теории. Так, выше мы отмечали, что последовательное квантовое описание теории бозонной струны удается в пространстве с размерностью $d = 26$, а аналогичной критической размерностью теории фермионной струны является $d = 10$. Теории суперструн однозначно предсказывают критическую размерность $d = 10$;

в) требования конечности и отсутствия аномалий в петлевых амплитудах приводят к тому, что в рамках теорий суперструн почти однозначно предсказывается калибровочная группа симметрии $[SO(32)$ или $E_8 \times E_8']$ на масштабе $M \sim M_{PL}$;

г) отсутствие тахионных состояний в нулевых модах бозонной струны требует, по-видимому, наличия суперсимметрии в качестве единственного решения проблемы тахионов.

Таблица 3. Типы последовательных теорий струн

Тип струны	$d = 10$, число суперсимметрий	Янг-миллсовская группа симметрии
Тип I [59]	$N = 1$	$SO(32)$
Тип IIA [61]	$N = 2$	—
Тип IIB [61]	$N = 2$	—
Гетерозисный [57]	$N = 1$	$SO(32)$
Гетерозисный [57]	$N = 1$	$E_8 \times E_8'$
Гетерозисный [62, 63]	$N = 0$	$SO(16) \times SO(16)$

Известны шесть типов теорий струн, свободных от аномалий, тахионов и духов (условия, предъявляемые к последовательным теориям струн [60]). Они перечислены в табл. 3. Все ли они подходят как кандидаты на роль ТВС? Чтобы ответить на этот вопрос, заметим, что теории типа IIA и IIB (см. табл. 3) основаны на теории струны замкнутого типа. По этой причине нет возможности «навесить» калибровочные степени свободы (калибровочную группу), а следовательно, и не видно способов описывать элементарные калибровочные поля, по крайней мере, в исходном $d = 10$ пространстве-времени.

Хотя модели типа I [59] (см. табл. 3) и относятся к теориям струн открытого типа, но наличие калибровочной симметрии $SO(32)$ создает нежелательные с точки зрения физики в четырехмерном мире проблемы. А именно, при известных способах компактификации разложение присоединенного представления калибровочной группы $SO(32)$ по представлениям ее максимальной подгруппы $SU(3) \times U(1) \times O(26)$ содержит лишь вещественные по выживающей в четырехмерном пространстве калибровочной группе $O(26)$ представления. В результате мы сталкиваемся с трудностью воспроизведения наблюдаемой киральности известных фермионов в низкоэнергетическом стандартном подходе. По той же причине вариант гетерозисной струны с калибровочной симметрией $SO(32)$ также представляется менее приемлемым. Что же касается модели гетерозисной струны с калибровочной симметрией $O(16) \times O(16)$ [62, 63], то она в $d = 10$ не обладает желаемой с позиций проблемы иерархии суперсимметрией.

В настоящее время наиболее обсуждающимся кандидатом на роль ТВС является вариант теории гетерозисной суперструны с янг-миллсовской группой симметрии $E_8 \times E'_8$ в $d = 10$ измерении пространства-времени [57]. То, что требование согласованного квантового описания теории суперструн однозначно диктует нам размерность пространства-времени ($d = 10$) и почти однозначно выбирает калибровочную группу (далее мы будем обсуждать только $E_8 \times E'_8$ по причинам, отмеченным выше), следует, с одной стороны, признать достижением указанного подхода. С другой стороны, мы знаем, что наблюдаемый мир четырехмерен, а стандартная калибровочная группа — $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Следовательно, для установления надлежащего контакта с наблюдаемой феноменологией мы нуждаемся как в способе редукции размерности пространства-времени от $d = 10$ к $d = 4$, так и способе восстановления «правильной» стандартной калибровочной группы в четырехмерном пространстве.

В этом плане возможны два альтернативных подхода. Первый [64] из них заключается в редукции самой основополагающей теории суперструны из $d = 10$ в $d = 4$. Второй подход [63] связан с редукцией полевого предела ($\alpha' = 0$) теории 10-мерной $E_8 \times E'_8$ суперструны [57]. Мы обсудим следствия последнего подхода.

4. 10-МЕРНАЯ СУПЕРСТРУНА И КАЛИБРОВОЧНЫЕ СИММЕТРИИ ЧЕТЫРЕХМЕРНОГО МИРА

4.1. Общие положения и достоинства теории 10-мерной $E_8 \times E'_8$ -суперструны. Отправной точкой в качестве полевого предела теории 10-мерной $E_8 \times E'_8$ -суперструны мы используем модель 10-мерной $N = 1$ киральной СУГРА, взаимодействующей с $E_8 \times E'_8$ янг-миллсовским мультиплетом [65]. Эта модель, благодаря накладываемым на 16-мерные спиноры условия Вейля, может приводить к ки-

ральной теории в $d = 4$ пространстве-времени. Лагранжиан модели [65] имеет вид

$$\begin{aligned}
 E^{-1} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} R - \frac{i}{2} \bar{\psi}_M \Gamma^{MNP} D_N(\omega) \psi_P + \frac{3}{4} \varphi^{-3/2} H_{MNP} H^{MNP} + \\
 & + \frac{i}{2} \lambda \bar{\Gamma}^M D_M(\omega) \lambda + \frac{9}{16} \left(\frac{\partial_M \varphi}{\varphi} \right)^2 + \frac{3}{8} \sqrt{2} \bar{\psi}_M \left(\frac{\hat{\partial} \varphi}{\varphi} \right) \Gamma^M \lambda - \\
 & - \frac{1}{16} \sqrt{2} \varphi^{-3/4} H_{MNP} (i \bar{\psi}_Q \Gamma^{QMNP} \psi_R + 6i \bar{\psi}^M \Gamma^N \psi^P + \\
 & + \sqrt{2} \bar{\psi}_Q \Gamma^{MNP} \Gamma^Q \lambda - i \bar{\chi}^\alpha \Gamma^{MNP} \chi^\alpha) - \frac{1}{4} \varphi^{-3/4} F_{MN}^\alpha F^{\alpha MN} + \\
 & + \frac{i}{2} \bar{\chi}^\alpha \Gamma^M (D_M(\omega) \chi)^\alpha - \frac{ik}{4} \varphi^{-3/8} (\bar{\chi}^\alpha \Gamma^M \Gamma^{NP} F_{MN}^\alpha) \times \\
 & \times \left(\psi_M + \frac{i\sqrt{2}}{12} \Gamma_M \lambda \right) + 4\text{-фермионные взаимодействия,} \quad (29)
 \end{aligned}$$

где ψ_M (спин 3/2 левокиральное поле), $B_{MN} = -B_{NM}$ (вещественный скаляр) наряду с филбейном e_M^A ($\det e_M^A = E$) спинором λ и вещественным скаляром φ составляют мультиплет $N = 1$ $d = 10$ СУГРА ($A, \dots, M, N = 1, \dots, 10$). Янг-милсовский мультиплет же содержит калибровочные поля A_M^α с напряженностью F_{NM}^α и их суперпартнеры χ^α (спин 1/2 левокиральные поля); α — индекс присоединенного представления группы $E_8 \times E'_8$ ($\alpha = 1, \dots, 248$); Γ^M — $SO(1,9)$ гамма-матрицы, а Γ^{MN} , Γ^{MNQ} , Γ^{MNPQ} — полностью антисимметризованные произведения соответствующего числа Γ^M -матриц.

Ковариантные производные в лагранжиане (29) имеют вид;

$$D_N \psi_P = \left(\partial_N - \frac{1}{2} \omega_{N[RS]} \Gamma^{RS} \right) \psi_P - 2\omega_{NP}^Q \psi_Q; \quad (30a)$$

$$D_N \lambda = \left(\partial_N - \frac{1}{2} \omega_{N[RS]} \Gamma^{RS} \right) \lambda; \quad (30b)$$

$$(D_N \chi)^\alpha = \left(\partial_N - \frac{1}{2} \omega_{N[RS]} \Gamma^{RS} \right) \chi^\alpha - f^{\alpha\beta\gamma} A_N^\beta \chi^\gamma, \quad (30b)$$

H_{MNP} — из формулы (29) — калибровочно-инвариантная напряженность антисимметричного тензорного поля B_{MN} . Лагранжиан (29) суперсимметричен при надлежащем определении [60]. 3-Формы напряженности $H = dB - \omega_Y^3$, где ω_Y^3 — янг-милсовская 3-форма Черна — Саймонса:

$$\omega_Y^3 = \frac{1}{30} \text{Tr} \left(A \wedge F - \frac{1}{3} A \wedge A \wedge A \right) \quad (31)$$

(Tr означает след в присоединенном представлении калибровочной группы $E_8 \times E'_8$ или $SO(32)$).

Однако требование отсутствия аномалий в полевом пределе теории суперструны дает модифицированное выражение 3-формы напря-

женности H :

$$H = dB - \omega_Y^3 + \omega_L^3, \quad (32)$$

где ω_L^3 — лоренцева 3-форма Черна — Саймонса:

$$\omega_L^3 = \text{tr} \left(\omega \wedge R - \frac{1}{3} \omega \wedge \omega \wedge \omega \right). \quad (33)$$

Модификация H к виду (32) и выбор янг-миллсовской группы $E_8 \times E'_8$ [или SO (32)] приводит к сокращению янг-миллсовских и гравитационных аномалий в (29), но одновременно делает его неинвариантным относительно преобразований СУСИ, приведенных в [65]. Для восстановления (если это вообще возможно) СУСИ лагранжиана (29) с модифицированным выражением (32) для напряженности тензорного поля B_{MN} требуется добавление к нему дополнительных компенсирующих слагаемых. В работе [63] аргументируется, что полевой предел теории суперструны содержит слагаемое R^2 , возможно, способное восстановить суперсимметрию.

Физика в четырехмерном мире формируется на шкале компактификации $M_C \sim M_{PL}$ и зависит от многообразия компактификации K . В настоящее время нет ясности относительно единственности многообразия K для заданной теории суперструны. Несмотря на отмеченную неоднозначность, в работе [63] аргументировано, что требование ненарушенной $N = 1$ СУСИ в $d = 4$ пространстве-времени выбирает K в виде риччи-плоских келлеровых многообразий с группой голономий $* SU(3)$ -многообразий Калаби — Яо [66], что существенно ограничивает их число. Построение таких многообразий упрощается благодаря теореме, сформулированной Калаби и доказанной Яо [66]. Ее содержание состоит в том, что на многообразиях с тривиальным первым черновским классом ($c_1 = 0$) существует риччи-плоская метрика. Возможность реализации риччи-плоской метрики является важным обстоятельством, так как именно такие метрики обеспечивают решения теории струны, поскольку сохраняют конформную инвариантность двумерной σ -модели на мировой поверхности струны [60]. То, что группой голономии является не $O(6)$, а $SU(3)$, означает, что имеется, по крайней мере, один ковариантно постоянный спинор, т. е. спинор, который не поворачивается при параллельном переносе вдоль замкнутой кривой на компактном многообразии K . Существование такого спинора в пространстве K гарантирует, что в четырехмерии соответствующая теория $N = 1$ суперсимметрична на шкале компактификации M_C . Возможность существования на многообразии нетривиальной ($G \neq 1$) группы голономий является неким геометрическим аналогом хиггсовского механизма спонтанного нарушения числа суперсимметрий N . Действительно, в зависимости от выбора многообразия K число суперсим-

* Группа голономий — группа всех вращений при параллельном переносе векторов вдоль замкнутой кривой на многообразии K .

метрий, выживающих при компактификации $d = 10$ $N = 1$ теорий СУГРА к $d = 4$ может быть равно $N = 0, 1, 2, 3, 4$.

Кроме компактификации на многообразии Калаби — Яо известны и другие способы, например компактификация в пространстве орбит [67]. Однако в этом случае плохо исследованы феноменологические следствия. Компактификация же на многообразии Калаби — Яо является этапом в развитии идей Калуцы — Клейна и в понимании связи геометрии компактного пространства с «реальным» миром.

Основными свойствами четырехмерной теории, которая получается из теории 10-мерной $E_8 \times E'_8$ -суперструны после компактификации на многообразии Калаби — Яо, являются [63]:

а) Теория обладает $N = 1$ локальной СУСИ и, следовательно, способна решить проблему иерархий.

б) Исходная янг-миллсовская группа симметрии $E_8 \times E'_8$ теории 10-мерной суперструны редуцируется до некоторого $G = g \times E'_8$, где $g \leq E_6$. Максимальной подгруппой E_8 является $E_6 \times SU(3)$. И поскольку при компактификации фоновые калибровочные поля, связанные с $SU(3)$ -подгруппой группы E_8 , отождествляются со спин-связностью ω , ясно, что остаточная группа симметрии в $d = 4$ не должна быть шире, чем E_6 . Если к тому же многообразию K не является односвязным, то на нем могут образовываться нетривиальные калибровочные конфигурации (вильсоновские петли), что приводит к дальнейшему нарушению E_6 -симметрии [68]. Оставшаяся группа симметрии g не является при этом группой Великого Объединения (иначе могут возникнуть трудности с быстрым распадом протона). Что касается второй (теневой) группы E'_8 , то она при компактификации не затрагивается, а тяжелые поля из ее состава взаимодействуют с обычной материей лишь гравитационно. Они дают вклад в скрытую материю Вселенной.

в) Впервые представлено геометрическое решение проблемы киральности. Представления низкоэнергетической группы, по которым преобразуются «наблюдаемые» поля материи, фиксируются свойствами многообразия K . Так, например, безмассовые фермионы, соответствующие киральным нулевым модам дираковского оператора на многообразии K , размещены в некотором числе представлений 27 и $\overline{27}$ группы E_6^* : $N_g 27 + b_{1,1} (27 + \overline{27})$. Числа N_g и $b_{1,1}$ полностью определяются топологией многообразия K [63]. Так, $b_{1,1}$ является числом Бетти — Ходжа многообразия K , а $N_g = \frac{1}{2} |\chi(K)|$, где $\chi(K)$ — эйлеровская характеристика K . Поскольку все обычные кварки и лептоны размещены в представлении 27 , N_g интерпретируется как число поколений **. Разложение

* Кроме того, во многих схемах Калаби — Яо компактификации возможно возникновение в $d = 4$ синглетных по группе E_6 полей (по одному на каждое поколение) [70].

** Следует отметить, однако, что для односвязных многообразий Калаби — Яо $\chi(K)$ может приобретать большие значения 72, —200, —176, —144, —128 [63].

представления 27 группы E_6 по отношению к $SO(10)$ - и $SU(5)$ -подгруппам имеет вид: $27 = 16 + 10 + 1 = (10 + \bar{5} + 1) + (5 + \bar{5}) + 1$ соответственно. Наблюдаемые обычные кварки и лептоны размещаются в представлении 16 группы $SO(10)$. Сюда же относятся и правые нейтрино. Кроме того, возникают добавочные кварки с зарядом $-1/3$ и их антисостояния, а также новые электрослабые дублеты и их антидублеты и синглетное по полным $SU(5)$ и $SO(10)$ состоянию [69].

г) В принципе, вычислимы юкавские константы четырехмерной теории на шкале компактификации M_C . Это свойство объясняется следующим образом. Поскольку в $d = 10$ измерений вершина калибровочное поле — фермион-фермион после разложения всех полей по четырехмерным содержит, помимо всего, и вершину типа скаляр — фермион-фермион (скалярная компонента соответствует компонентам калибровочных полей в компактных направлениях), то $A^M \psi \psi$ ($d = 10$) \rightarrow $\Phi \psi \psi$ ($d = 4$).

4.2. Механизм нарушения янг-миллсовской симметрии в моделях суперструны. Как отмечалось в п. 4.1, в эффективной четырехмерной теории, полученной в результате компактификации на многообразии Калаби — Яо полевого предела теории 10-мерной суперструны с $E_8 \times E_8'$ янг-миллсовской группой, нетривиальная топология вакуума пространства K [вследствие отождествления вакуумных средних $SU(3)$ калибровочных полей со спинсвязностью многообразия K] приводит к тому, что одна из групп E_8 нарушается до подгруппы E_6 на шкале компактификации $M_C \sim M_{PL}$. Однако E_6 не является единственно возможной группой калибровочной симметрии, выживающей после компактификации в пространстве $d = 4$. Так, в [70] указано на возможность построения стабильных, неприводимых голоморфных $SU(5)$ - и $SU(4)$ -векторных расслоений на некоторых многообразиях Калаби — Яо, что приводит к нарушению вышеупомянутой группы E_8 до групп $SU(5)$ и $SO(10)$ соответственно.

На односвязных многообразиях Калаби — Яо не удастся воспроизвести удовлетворительную низкоэнергетическую феноменологию. Это обстоятельство связано с тем, что, во-первых, как уже отмечалось в п. 4.1, эйлеровские характеристики исследованных односвязных многообразий Калаби — Яо приводят к неприемлемо большому числу поколений, и, во-вторых, в этом случае невозможно реалистическое нарушение E_6 до «стандартной» калибровочной группы. Успешно решить обе проблемы удастся, если многообразии K допускает свободное действие * дискретной симметрии G . В этом случае вместо многообразия K можно рассматривать K/G (также являющееся многообразием Калаби — Яо) с разумно малым значением эйлеровской характеристики: $\chi(K/G) = \frac{\chi(K)}{N(G)}$, где $N(G)$ —

* Группа G свободно действует на K , если для любого элемента $g \in G$, отличного от единичного, уравнение $g(x) = x$ ($x \in K$) не имеет решения.

число элементов дискретной группы G . Так, например, простейшее многообразие Калаби — Яо K_0 с $\chi(K_0) = -200$ допускает [63] свободное действие дискретной группы $G = Z_5 \times Z_5$. В результате сформулированная на многообразии K_0/G теория суперструны предсказывает четыре поколения. В добавок к этому многосвязность пространства K/G позволяет нарушать калибровочную симметрию E_6 с помощью так называемого механизма Хозотани [68].

Из-за многосвязности K/G вильсоновские петли по замкнутому контуру γ_g (не стягиваемому в точку)

$$U_g = P \exp \left[i \int_{\gamma_g} T^a A_m^a dx^m \right] \tag{34}$$

могут не равняться единице, нарушая группу E_6 до некоторой подгруппы V , определяемой из соотношения

$$[V, U_g] = 0. \tag{35}$$

В формуле (34) A_m^a являются вакуумными состояниями E_6 -калибровочных полей ($a = 1, \dots, 78, m = 5, \dots, 10$), T^a — генераторы группы E_6 .

Дальнейшим логическим шагом является поиск всевозможных подгрупп $V \subset E_6$, остающихся ненарушенными при нарушении группы E_6 механизмом Хозотани. Существует два эквивалентных способа нахождения указанных подгрупп:

- 1) метод [68] разбиения групп на максимальные подгруппы;
- 2) метод картан-вейлевских весов [71, 72].

1. Рассмотрим нарушение группы E_6 , используя одну из ее максимальных подгрупп $SU(3) \times SU(3) \times SU(3)$. Первому из $SU(3)$ -множителей мы можем придать смысл цветовой группы, второй и третий множители же являются группами $SU(3)_L$ и $SU(3)_R$ соответственно. Так как желаемая низкоэнергетическая группа с необходимостью должна содержать ненарушенную $SU(3)_C \times SU(2)_L$, очевидно, что U_g должна иметь следующую структуру

$$U_g = 1_C \times \begin{pmatrix} \alpha & & \\ & \alpha & \\ & & \alpha^{-2} \end{pmatrix}_L \times \begin{pmatrix} \beta & & \\ & \gamma & \\ & & \delta \end{pmatrix}_R, \tag{36}$$

где $\alpha^{-2} \neq \alpha; \beta\gamma\delta = 1$. Значения величин $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ограничены дискретной симметрией. Например, в случае $G = Z_5 \times Z_5$ должно выполняться условие $\alpha^5 = \beta^5 = \gamma^5 = \delta^5 = 1$. В то же время от конкретных значений величин $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ зависит вид остаточной ненарушенной группы симметрии V . Так, при $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \delta$ $V \equiv SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)^3$, а в случае когда $\alpha \neq \beta = \gamma \neq \delta \neq \alpha$, мы имеем $V = SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1) \times U(1)$. Третий множитель в формуле (36) может и не приводиться к диагональной форме. В этом случае U_g представляет неабелеву

дискретную подгруппу группы E_6 и записывается в виде

$$U_g = 1_C \times \begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha \\ \alpha^{-2} \end{pmatrix}_L \times \begin{pmatrix} \beta \\ v \end{pmatrix}_R, \quad (37)$$

а ранг ненарушенной подгруппы уменьшается на единицу. В формуле (37) v — недиагональная матрица размерности 2×2 ($\beta^{-1} = \det v$). Например, положив в формуле (37) $\alpha \neq \beta \neq \det v$, имеем: $V = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)$. Все возможные группы симметрии, выживающие после нарушения группы E_6 по описанному выше механизму, приведены в [73].

2) Вильсоновская петля (34) в базисе Картана — Вейля записывается в виде

$$U_g = \exp \{i(\lambda_j H_j + \gamma_a E_a)\}, \quad (38)$$

где H_j — элементы подалгебры Картана, а E_a — остальные генераторы группы E_6 . Рассмотрим абелевы дискретные подгруппы E_6 . В этом случае вильсоновская петля (38) записывается как $\exp \{i\lambda_j H_j\}$, где λ_j — совокупность шести вещественных параметров $\lambda = [a, b, c, d, e, f]$. Массы калибровочных бозонов, в терминах корневых векторов α_i соответствующих групп, выражаются следующим образом [72]:

$$M_{\alpha\rho}^2 = g^2 \delta_{\alpha\rho} \left(\sum_j \lambda_j \alpha_j \right)^2, \quad (39)$$

где g — калибровочная константа связи, а суммирование по j означает сумму по всем положительным корням соответствующей группы. Требование ненарушенной $SU(3)_C \times SU(2)_L$ -группы согласно формуле (39) фиксирует значение совокупности параметров $\lambda = [-c, c, a, b, c, 0]$ в дуальном базисе. В результате 27×27 диагональная матрица U_g зависит от трех параметров a, b и c , соответствующим подбором которых (допустимых дискретной симметрией) можно добиться нулевых значений масс тех или иных калибровочных бозонов, а следовательно, фиксировать ненарушенные калибровочные группы. Диагональные элементы матрицы U_g вместе с соответствующими полями из представления 27, на которые они действуют, приведены в табл. 4.

4.3. Феноменологические критерии отбора остаточных калибровочных групп $V \subset E_6$. В результате нарушения группы E_6 с помощью вильсоновских петель спектр ненарушенных калибровочных групп весьма обширен [73, 74]. Ранг остаточных групп может быть равен пяти или шести. Однако не все эти группы приемлемы в качестве калибровочной симметрии, поскольку для некоторых из них существуют серьезные феноменологические трудности, связанные: 1) с быстрым распадом протона; 2) с проблемой массы нейтрино; 3) с значениями параметров $\sin^2 \theta_W$ и M_X ; 4) с существованием легких

Таблица 4. Поля из представления 27 группы E_6 и соответствующие элементы вильсоновских петель. Нормировка $U(1)$ генераторов такова, что $Q_{em} = T_{3R} + T_{3L} + Y_L + Y_R$

Весовые векторы	Суперполя	$[SO(10), SU(5)]$	$(SU(3)_C, SU(2)_L, SU(2)_R)$	Y_L	Y_R	Соответствующие элементы
(100000) (0000—11)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = Q_L$	[16, 10]	(3, 1, 2)	1/6	0	$\exp [i(-c)]$
(00—1104) (0—11000)	$\begin{pmatrix} u^c \\ d^c \end{pmatrix} = Q_R$	[16, 10] [16, $\bar{5}$]	$(\bar{3}, 2, 1)$	0	-1/6	$\exp [i(b-a)]$ $\exp [i(a-c)]$
(-110000)	D	[10, 5]	(3, 1, 4)	1/3	0	$\exp [i(2c)]$
(000—111)	D^c	[10, $\bar{5}$]	$(\bar{3}, 1, 4)$	0	-1/3	$\exp [i(c-b)]$
(00010—4) (-1, 001—10)	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} = L_L$	[16, $\bar{5}$]	(1, 2, 1)	-1/6	-1/3	$\exp [ib]$
(10—1004) (1—11—100)	$\begin{pmatrix} \nu^c \\ e^c \end{pmatrix} = L_R$	[16, 1] [16, 10]	(1, 1, 2)	1/3	1/6	$\exp [i(-a-c)]$ $\exp [i(a-b-2c)]$
(04—1010) (-11—1004)	$\begin{pmatrix} E^0 \\ E^- \end{pmatrix} = E$	[10, $\bar{5}$]	(1, 2, 2)	-1/6	1/6	$\exp [i(2c-a)]$
(004—11—1) (-104—100)	$\begin{pmatrix} E^+ \\ \bar{E}_0 \end{pmatrix} = E^c$	[10, 5]	(1, 2, 2)	-1/6	1/6	$\exp [i(c+a-b)]$
(1—104—10)	N	[1, 1]	(1, 1, 1)	1/3	-1/3	$\exp [i(b-3c)]$

хиггсовских дублетов, обеспечивающих нарушение электрослабой симметрии и генерирующих массы фермионов SM.

Только те группы, для которых возможно успешное решение всех перечисленных проблем, могут претендовать на роль реалистичных калибровочных групп симметрий в четырехмерном пространстве. Поэтому последовательно рассмотрим все эти проблемы и возможные пути их решения.

1. Распад протона в низкоэнергетическом пределе теории суперструны обусловлен как калибровочными (рис. 1), так и юкавскими (рис. 2) взаимодействиями. Для того чтобы не входить в противоречие с экспериментальным нижним пределом на время жизни протона $\tau_p > 10^{32}$ лет, калибровочные поля (3, 2, -5/6) и (3, 2, 1/6) [где

в скобках приведены $SU(3)$, $SU(2)$ и $U(1)_Y$ — квантовые числа соответствующих состояний] должны быть тяжелыми ($\geq 10^{15}$ ГэВ).

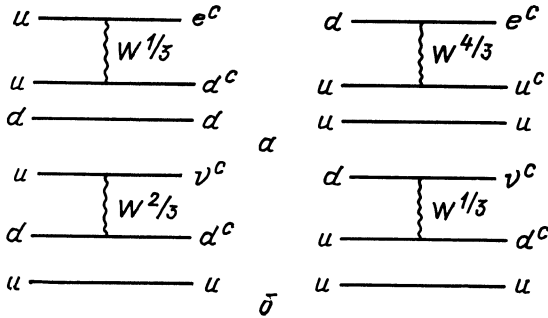


Рис. 1. Распад протона, обусловленный калибровочными взаимодействиями: а—путем обмена бозонами $(3, 2, -5/6)$; б—посредством обмена бозонами $(3, 2, 1/6)$. В скобках указаны $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$ квантовые числа

Вклад в распад протона от юкавских взаимодействий (рис. 2) связан с наличием новых D (D^c) кварков в 27 -плете группы E_6 (см. табл. 4).

Существует два способа устранить опасность быстрого распада протона за счет юкавских взаимодействий. Можно запретить опас-

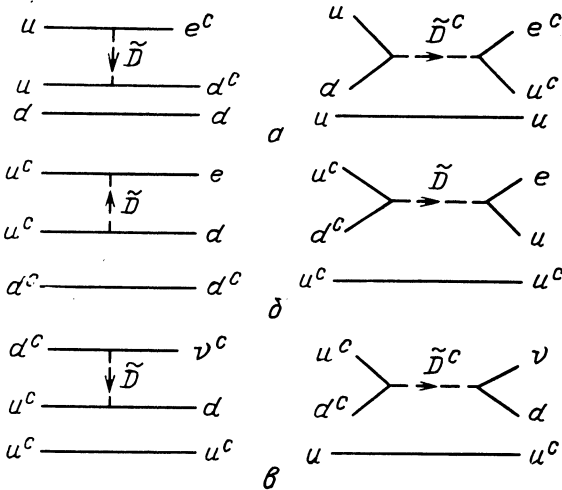


Рис. 2. Распад протона, обусловленный юкавскими взаимодействиями: а— QQD и QLD^c ; б— $u^c d^c D^c$ и $Du^c e^c$; в— $u^c d^c D^c$ и $Dd^c \nu^c$

ные юкавские связи, влекущие за собой быстрый распад протона, наложив подходящую дискретную симметрию на суперпотенциал либо достаточно утяжелив D -кварки. Хотя первый способ довольно соблазнителен, из геометрических свойств исследованных компакт-

ных многообразий до сих пор не удалось извлечь дискретную симметрию, запрещающую соответствующие юкавские связи [68], а чтобы дать D -кваркам достаточные для подавления распада протона массы, шкала промежуточного нарушения симметрии V должна быть порядка $O(10^{14-15} \text{ ГэВ})$. Отметим, что этого удастся достичь в некоторых специальных моделях [73].

2. Вторая, не менее важная проблема связана с возникновением дираковской массы нейтрино из-за появления правого нейтринного поля ν^c в спектре 27-плета. Поэтому экспериментально наблюдаемая ничтожно малая (или нулевая) масса левого нейтрино требует объяснения в суперструнных теориях. Первое возможное объяснение заключается в предположении, что дискретная симметрия теории запрещает в суперпотенциале юкавскую связь, дающую дираковскую массу нейтрино. Для моделей с промежуточным масштабом нарушения калибровочной симметрии существуют и другие возможные решения проблемы массы нейтрино. Например, в случае присутствия в суперпотенциале неперенормируемого члена типа $\frac{1}{M_{PL}}(27)^2(\overline{27})^2$ правое нейтрино может получить большую майорановскую массу за счет вакуумного среднего (ВС) поля $\tilde{\nu}_s^c$ * из $b_{1,1}(27 + \overline{27})$: $\frac{1}{M_{PL}} \nu^c \nu^c \langle \tilde{\nu}_s^c \rangle^2$. Тогда, несмотря на присутствие в теории дираковской массы нейтрино, можно сделать левое нейтрино достаточно легким за счет «see saw»-механизма [12]. Если ВС $\langle \tilde{\nu}_s^c \rangle$ не насыщает достаточную майорановскую массу правого нейтринного поля ν^c , то решить проблему массы нейтрино можно другим способом. Как отмечалось в п. 4.1, во многих схемах Калаби — Яо компактификации возникают [70] легкие, синглетные по группе E_6 состояния S (по одному на каждое поколение 27). Тогда в суперпотенциале возникает взаимодействие типа $27 \cdot \overline{27} \cdot 1$, которое дает: $\nu^c \langle \tilde{\nu}_s^c \rangle S = M_D \nu^c S$. В этой схеме левое нейтрино остается безмассовым, а правое вместе с полем S образует тяжелую дираковскую частицу с массой порядка M_D . Аналогичная схема для решения проблемы массы нейтрино была предложена в [75]. В подходе [75] поля ν и N образуют легкую, а поля ν^c и S тяжелую дираковские частицы. Не лишена также интереса ситуация, когда правое нейтрино ν^c получает ненулевые ВС. В этом случае один аромат ν^c «съедается» соответствующим калибрино и исчезает из низкоэнергетического спектра. Следует отметить, что это лишь частичное решение проблемы, поскольку другие сорта ν^c остаются безмассовыми. Кроме того, этот механизм влечет за собой нарушение R -четности, и в теории возможно возникновение некоторых процессов с несохранением барионного и лептонного чисел [29].

3. На шкале объединения M_X , в случае стандартного набора фермионов, для угла Вайнберга имеем известное значение $\sin^2 \theta_W = 3/8$.

* Легкие поля из $b_{1,1}(27 + \overline{27})$ будем в дальнейшем обозначать индексом s .

Очевидно, что радиационные поправки изменяют это значение на низких энергиях, согласно ренормгрупповым уравнениям, но также очевидно, что в «правильной» теории значение $\sin^2 \theta_W$ должно совпасть с экспериментально наблюдаемым $\sin^2 \theta_W = 0,229 \pm 0,004$. Кроме того, низкоэнергетическая группа симметрии на электрослабой шкале может быть больше, чем минимальная $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -группа [в частности, содержать дополнительный фактор $U(1)$] и при оценке значения $\sin^2 \theta_W$ должны быть учтены вклады новых калибровочных бозонов [например Z_E].

4. И, наконец, последний критерий отбора низкоэнергетической модели — это наличие легких хиггсовских $SU(2)_L$ -дублетов, необходимых для нарушения электрослабой симметрии. Указанные дублеты также должны давать массы кваркам и лептонам, вследствие чего суперпотенциал должен содержать все необходимые для этого юкавские связи.

В общем случае довольно трудно оставить легкими хиггсовские дублеты и одновременно избавиться от их цветных партнеров по группе $SO(10)$, влекущих за собой, как отмечалось выше, быстрый распад протона. Первая возможность выхода из положения — это предположить, что дискретная симметрия запрещает юкавские связи указанных $SU(3)_C$ -триплетов с обычными полями материи, одновременно разрешая (необходимые для приобретения масс фермионами) связи последних с хиггсовскими дублетами. Второй способ решения проблем — это оставить легкими хиггсовские дублеты из $b_{1,1}(27 + \overline{27})$, а цветные триплеты сделать тяжелыми в процессе нарушения группы E_6 механизмом Хозотани. Прodelать это сравнительно легко. Поскольку (при $b_{1,1} = 1$) безмассовыми из состава $b_{1,1}(27 + \overline{27})$ (после нарушения группы E_6 с помощью вильсоновских петель) остаются только те поля, которые инвариантны относительно преобразований группы \overline{G} [68], тот же механизм, который нарушает калибровочную группу E_6 , дает и возможность расщепления слабых дублетов от цветных триплетов [71].

4.4. Модели с промежуточным масштабом нарушения калибровочной симметрии. Прежде чем приступить к отбору «правильной» с феноменологической точки зрения группы симметрии, удовлетворяющей всем перечисленным выше требованиям, вкратце рассмотрим возможность последующего нарушения симметрии на промежуточной шкале M_I . Скалярные компоненты φ синглетных по стандартной группе суперполей, оставшиеся легкими после нарушения группы E_6 механизмом Хозотани, могут вызвать последующее нарушение калибровочной симметрии V за счет ненулевых ВС. Естественно, эти ВС должны развиваться в F - и D -плоских направлениях скалярного потенциала, для того чтобы оставить ненарушенной СУСИ. Равенство нулю D -члена в скалярном потенциале

$$V_D = \sum_a g_a^2 (\varphi^\dagger T^a \varphi - \overline{\varphi}^\dagger T^a \overline{\varphi})^2 = 0 \quad (40)$$

приводит к условию $\langle \bar{\varphi} \rangle = \langle \varphi \rangle$. Возможное значение промежуточной шкалы нарушения фиксируется F -членом: $V_F = \left| \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right|^2$, где P — суперпотенциал:

$$P = (27)^3 + (\overline{27})^3 + \frac{1}{M_{\text{PL}}} (27)^2 (\overline{27})^2 \quad (41)$$

(27 и $\overline{27}$ — суперполя, приведенные в табл. 4). Последний, неперенормируемый член в формуле (41) возникает эффективно, за счет обмена сверхтяжелыми E_6 калибровочными бозонами. Полный потенциал, с учетом мягконарушающей СУСИ части $V_s = - \sum_i m_i^2 |\varphi_i|^2$ [где $m_i \sim O(M_W)$], имеет минимум в точке

$$\langle \varphi \rangle = \langle \bar{\varphi} \rangle = [m M_{\text{PL}}]^{1/2} \approx O(10^{10} \div 10^{11} \text{ ГэВ}). \quad (42)$$

Если дискретная симметрия теории запрещает последнее слагаемое в формуле (41), то первый неперенормируемый член в суперпотенциале P будет иметь вид: $\frac{1}{M_{\text{PL}}^3} (27)^3 (\overline{27})^3$ и промежуточное нарушение симметрии будет происходить на шкале

$$\langle \varphi \rangle = \langle \bar{\varphi} \rangle = [m M_{\text{PL}}^3]^{1/4} \approx O(10^{14} \div 10^{15} \text{ ГэВ}). \quad (43)$$

Из всего сказанного выше следует, что есть возможность F - и D -плоского нарушения калибровочной симметрии на промежуточном масштабе [гораздо большем, чем M_W] при условии, что после нарушения группы E_6 легкими останутся синглетные по стандартной группе поля из $b_{1,1} (27 + \overline{27})$.

4.5. Феноменологический анализ моделей на многообразиях Калаби — Яо с четырьмя поколениями. Как отмечалось выше, для промежуточного нарушения калибровочной симметрии обязательно наличие легких полей из $b_{1,1} (27 + \overline{27})$, являющихся синглетами по стандартной группе $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. В зависимости от числа Бетти — Ходжа $b_{1,1}$, количество таких полей будет разным. В настоящее время наиболее хорошо изучены и используются для компактификации полиномиальные многообразия Калаби — Яо с $b_{1,1} = 1$ [63]. Недавно Яо [76] сконструировал многообразия с $b_{1,1} > 1$. Такие многообразия Калаби — Яо особенно интересны, поскольку дают возможность построения моделей с тремя поколениями и стандартной калибровочной группой [77].

Начнем с рассмотрения моделей с $b_{1,1} = 1$. В случае неабелевых групп \bar{G} , в $b_{1,1} (27 + \overline{27})$ нет полей, преобразующихся тривиально по группе \bar{G} [73], и соответственно нет возможности нарушения калибровочной симметрии на промежуточном масштабе. Феноменологические требования (см. п. 4.3) выбирают [78] в качестве приемлемой калибровочной симметрии единственную группу: $V = SU(3) \times SU(2) \times [U(1)]^2$, поскольку только последняя дает правильное

низкоэнергетическое значение $\sin^2 \theta_W$. Если первая группа $U(1)$ выбирается в виде $U(1)_Y$, то вторая группа $U(1)_E$ полностью фиксируется: квантовые числа частиц по отношению к последней группе, а также значение константы связи с калибровочным бозоном Z_E полностью определяются из теории.

Перейдем к рассмотрению абелевых групп \bar{G} . Ненарушенные группы в этом случае имеют ранг 6. С самого начала исключим из рассмотрения группы, в которых имеются легкие калибровочные бозоны, вызывающие быстрый распад протона. Таким образом, нам осталось лишь исключить возможность распада протона, идущего через юкавские взаимодействия. Указанный распад могут вызвать одновременное существование вершин QQD и QLD^c , а также вершин $u^c d^c D^c$ и $Du^c e^c$ (или $Dd^c \nu^c$) (см. рис. 2).

Первый путь решения этой проблемы — предположить, что дискретная симметрия запрещает одновременное появление в суперпотенциале перечисленных выше взаимодействий. Другая возможность — это дать большие массы D -кваркам за счет ВС скалярной компоненты синглетного поля N_s из $b_{1,1}(27 + \bar{27})$. Если D -кварки получают массу порядка шкалы нарушения, определяемой формулой (43), распад протона будет подавлен до допустимых пределов. Однако юкавская связь $\chi_i [10,5] \chi_j [10, \bar{5}] N_s [1,1]$ (χ — суперполя, перечисленные в табл. 4), которая дает массу D - и D^c -кваркам, даст аналогичную массу и $SU(2)$ -дублетам E и E^c , поскольку они принадлежат тем же представлениям $[10,5]$ и $[10, \bar{5}]$, что и D -, D^c -кварки (см. табл. 4). Следовательно, эти дублеты уже не смогут играть роль хиггсовских полей для нарушения электрослабой симметрии, и хиггсовские дублеты могут возникать только из $b_{1,1}(27 + \bar{27})$. Группа, содержащая как легкий синглет N_s , так и хиггсовские дублеты, есть $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$ [74], определенная условием $b = 3c$ и $a = 2c$. Легкими полями в этом случае являются E_s и E_s^c , образующие представление $H_s(1,2,2)$, поле $N_s(1,1,1)$, и их зеркальные партнеры из $\bar{27}$ -плета. Согласно сказанному выше, в этой модели нам удалось естественным образом, за счет ВС-поля \tilde{N}_s ($\langle \tilde{N}_s \rangle = 10^{14} \div 10^{15}$ ГэВ), избавиться от проблемы быстрого распада протона, а также получить легкие хиггсовские поля для нарушения электрослабой симметрии. Если вильсоновская петля U_g принадлежит группе Z_3 , и соответственно выполняется условие $3c = 2\pi$, то дополнительно легкими останутся поля L_{Ls} и L_{Rs} (см. табл. 4). Наличие поля L_{Rs} помогает естественным образом с помощью see saw-механизма решать проблему массы нейтрино. Для анализа значений параметров $\sin^2 \theta_W$ и M_X используем однопетлевые ренормгрупповые уравнения для констант связи α_3 , α_2 и α_1 стандартной $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ симметрии:

$$\frac{1}{\alpha_3} = \frac{1}{\alpha_G} - \frac{b_{3s}^+}{2\pi} \ln \frac{M_X}{M_I} - \frac{b_{3s}^-}{2\pi} \ln \frac{M_I}{m_s} - \frac{b_3}{2\pi} \ln \frac{m_s}{\mu}; \quad (44a)$$

$$\frac{1}{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_G} - \frac{b_{2Ls}^+}{2\pi} \ln \frac{M_X}{M_I} - \frac{b_{2Ls}^-}{2\pi} \ln \frac{M_I}{m_s} - \frac{b_{2L}}{2\pi} \ln \frac{m_s}{\mu}; \quad (44б)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha_1} = & \frac{5}{3} \frac{1}{\alpha_G} - \frac{1}{2\pi} (b_{2Rs}^+ + b_{1Ls}^+ + b_{1Rs}^+) \ln \frac{M_X}{M_I} - \\ & - \frac{1}{2\pi} (b_{2Rs}^- + b_{1(B-L)s}) \ln \frac{M_I}{M_R} - \frac{b_{1s}^-}{2\pi} \ln \frac{M_R}{m_s} - \frac{b_1}{2\pi} \ln \frac{m_s}{\mu}. \end{aligned} \quad (44в)$$

Мы предполагаем, что на шкале $M_I = 10^{15}$ ГэВ $U(1)_L \times U(1)_R$ -симметрия нарушается до $U(1)_{B-L}$, где $Y_{B-L} = \frac{1}{2}(B-L) = Y_L + Y_R$. В формулах (44) α_G — константа Великого Объединения; m_s — шкала нарушения глобальной СУСИ; индексы (+) и (—) обозначают значения величин b выше и ниже шкалы M_I соответственно, а константы связи α_3, α_2 и α_1 даны на шкале $\mu = 100$ ГэВ. Коэффициенты β -функций для группы $SU(N)$ выражаются стандартным образом:

$$b_{Ns} = 3N - 2N_G - \sum n_R T(R) \quad (45)$$

в суперсимметричном случае и

$$b_N = \frac{11}{3}N - \frac{4}{3}N_g - \frac{2}{3} \sum n_f T_f(R) - \frac{1}{6} \sum n_s T_s(R) \quad (46)$$

в несуперсимметричном случае; n — число представлений размерности R , а $T(R)$ — инвариант Казимира этой размерности. Для $U(1)$ -генератора

$$b_1 = \frac{2}{3} \text{Tr } Y_f^2 - \frac{1}{6} \text{Tr } Y_s^2. \quad (47)$$

В формулах (46) и (47) индексы f обозначают двухкомпонентные фермионы, а s — вещественные скаляры. Из уравнений (44) с учетом $\alpha = 0,00784$ и $\alpha_3 = 0,101$ легко определить $\sin^2 \theta_W$ и масштаб объединения M_X :

$$\ln M_X = 52,096 - 0,42 \ln M_R - 0,17 \ln m_s; \quad (48)$$

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_W = & \frac{3}{8} \left[1 - 0,00125 \left\{ \frac{34}{9} \ln \frac{M_X}{M_I} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{10}{3} \ln \frac{M_I}{M_R} + \frac{28}{3} \ln \frac{M_R}{m_s} + \frac{106}{9} \ln \frac{m_s}{\mu} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (49)$$

Значения величин (48), (49) для различных M_R и m_s даны в табл. 5 [74]. Легко видеть, что в этом случае более или менее приемлемого значения $\sin^2 \theta_W$ удается достичь лишь для $M_R \geq 10^{14}$ ГэВ.

Положение в корне меняется, если группа E_6 нарушается до подгруппы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{T_{3R}} \times U(1)_L \times U(1)_R$ [74]. В этом случае вильсоновская петля (38) определена условием $a + c = 0$. Из табл. 4 видно, что легкими из $b_{1,1}$ ($27 + \bar{27}$) остаются поле ν_s^c и его зеркальный партнер из $\bar{27}$. Это открывает возможность

Таблица 5. Значения величины $\sin^2 \theta_W$ и M_X для группы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$

M_R , ГэВ	m_s , ГэВ	M_X , ГэВ	$\sin^2 \theta_W$
10^3	10^3	$9,4 \cdot 10^{20}$	0,295
10^5	10^3	$1,0 \cdot 10^{20}$	0,285
10^8	10^3	$5,7 \cdot 10^{18}$	0,271
10^8	10^4	$3,8 \cdot 10^{18}$	0,269
10^{10}	10^3	$8,0 \cdot 10^{17}$	0,261
10^{14}	10^4	$1,2 \cdot 10^{16}$	0,241
10^{15}	10^4	$4,4 \cdot 10^{16}$	0,236

использования see saw-механизма [12] для решения проблемы массы нейтрино, если правое нейтрино получит большую майорановскую массу $\frac{1}{M_{PL}} \nu^c \nu^c \langle \tilde{\nu}_s^c \rangle^2$. Если промежуточное нарушение калибровочной симметрии будет происходить на низком масштабе энергий и описанный выше механизм не проходит, то можно воспользоваться другим методом. Как мы уже отмечали, во многих схемах Калаби — Яо компактификации возникают легкие, синглетные по группе E_6 состояния S (по одной на каждое поколение 27). Тогда в суперпотенциале возникает взаимодействие типа $27 \cdot \overline{27} \cdot 1$, которое дает $\nu^c \times \langle \tilde{\nu}_s^c \rangle S = M_D \nu^c S$. Массовая матрица нейтрино имеет вид

$$\begin{matrix} & \nu & \nu^c & S \\ \nu & \left(\begin{array}{ccc} 0 & m_D & 0 \\ m_D & 0 & M_D \\ 0 & M_D & 0 \end{array} \right), & & \end{matrix} \quad (50)$$

где m_D — дираковская масса нейтрино, порядка массы заряженного лептона. Легко видеть, что в этом случае левое нейтрино остается безмассовым, а ν^c и S образуют тяжелую дираковскую частицу с массой порядка M_D .

Перейдем теперь к анализу значений параметров $\sin^2 \theta_W$ и M_X . Из однопетлевых ренормгрупповых уравнений легко получить значения для $\sin^2 \theta_W$ и M_X [74], которые приведены в табл. 6. При расчетах мы предполагали, что поля ν^c , D и D^c из N_g 27, а также ν_s^c и $\tilde{\nu}_s^c$ получают массы на шкале M_R . Из табл. 6 видно, что допустимых значений угла Вайнберга и M_X можно достичь для большого спектра M_R , вплоть до 10^3 ГэВ.

Единственная проблема, которую осталось решить, это проблема распада протона. Так как в этой схеме D -и D^c -суперполя сравнительно легки, то обмен скалярными D - и D^c -кварками повлечет за собой слишком быстрый распад протона. Поэтому мы должны предположить (хотя это не совсем удовлетворительное решение проб-

Таблица 6. Значения величин $\sin^2 \theta_W$ и M_X для $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{T_{3R}} \times U(1)_L \times U(1)_R$

M_R , ГэВ	m_s , ГэВ	M_X , ГэВ	$\sin^2 \theta_W$
10^3	10^2	$3,8 \cdot 10^{16}$	0,216
10^3	10^3	$5,3 \cdot 10^{16}$	0,210
10^4	10^3	$1,9 \cdot 10^{16}$	0,218
10^6	10^3	$2,3 \cdot 10^{15}$	0,234
10^9	10^4	$1,4 \cdot 10^{14}$	0,252
10^{12}	10^4	$1,8 \cdot 10^{13}$	0,272

лемы), что в теории присутствует дискретная симметрия, запрещающая сосуществование всех опасных юкавских связей, которые приводят к распаду протона.

В конце этого раздела отметим, что в суперпотенциале возникает связь $\lambda_{ab} D_a d_b^c v_s^c$, где λ_{ab} — юкавская связь, а a и b — индексы поколения. Указанная юкавская связь порождает смешивание между обычными d - и тяжелыми D -кварками, что, в свою очередь, может привести к осцилляциям $D^0 - \bar{D}^0$ -мезонов [8,79]. В работах [8,79] приведены верхние границы элементов матрицы смешивания, совместные с экспериментальными данными по осцилляциям $D^0 - \bar{D}^0$ -мезонов. Подводя итог, отметим, что в рамках $SU(2)_L \times SU(2)_R$ -подхода для воспроизведения правильных низкоэнергетических значений $\sin^2 \theta_W$ масштаб нарушения M_R должен быть высоким: $M_R \geq 10^{14}$ ГэВ. Возможность нарушения правой калибровочной симметрии на масштабе ($10^3 - 10^5$) ГэВ реализуется, если после нарушения группы E_6 механизмом Хозотани ненарушенным остается лишь $U(1)_{T_{3R}}$ — остаток $SU(2)_R$ -группы.

4.6. Модель с калибровочной группой $SO(10)$ в четырехмерном пространстве. Выше мы изучили феноменологию четырехмерной модели, получаемой из гетеротической $d = 10$ $E_8 \times E'_8$ -суперструны компактификацией дополнительных шести размерностей на келлеровском многообразии с $SU(3)$ -голономией (многообразии Калаби — Яо). Вследствие отождествления ВС калибровочных полей со спин-связностью [которая есть $SU(3)$ калибровочное поле] одна из групп E_8 нарушалась и остаточная калибровочная симметрия в $d = 4$ была E_6 .

Однако, как отмечалось в п. 4.2, это не единственно возможная группа симметрии, остающаяся после компактификации. В работе [70] указано на возможность построения стабильных, неприводимых голоморфных $SU(5)$ и $SU(4)$ векторных расслоений на некоторых многообразиях Калаби — Яо. Отождествление ВС калибровочных полей одной из групп E_8 со связностью этих расслоений приводит к четырехмерной теории с калибровочными группами симметрии $SU(5)$ и $SO(10)$.

Рассмотрим подробно теорию с калибровочной группой $SO(10)$. Так же как и в случае E_6 , группа $SO(10)$ нарушается механизмом Хозотани с помощью вильсоновских петель (34), где A_m^a — вакуумные состояния калибровочных полей, принадлежащих группе $SO(10)$. В картан-вейлевском базисе запись вильсоновских петель аналогична формуле (38), однако λ в этом случае — совокупность пяти вещественных параметров [поскольку ранг группы $SO(10)$ равняется 5]: $\lambda = [a, b, c, d, e]$ и требование ненарушенной $SU(3)_C \times SU(2)_L$ -симметрии согласно формуле (39) приводит к λ следующего вида: $\lambda = [-2e, 0, c, -e, e]$. Топологический анализ модели с калибровочной группой $SO(10)$, проделанный в работе [80], приводит к низкоэнергетическому спектру: $N_g(16) + \delta(16 + \overline{16}) + \varepsilon(10)$, где N_g , δ и ε — неотрицательные целые числа, определенные топологией внутреннего многообразия.

Нарушая группу $SO(10)$ с помощью вильсоновских петель, можно получить следующие низкоэнергетические группы: $SU(5) \times U(1)$; $SU(4) \times [SU(2)]^2$; $SU(4) \times SU(2) \times U(1)$; $SU(3) \times [SU(2)]^2 \times U(1)$; $SU(3) \times SU(2) \times [U(1)]^2$. Мы не будем рассматривать неабелевы вильсоновские петли, поскольку они не приводят к реалистичной модели [80]. Из всех перечисленных выше групп совместимую с нашими требованиями (см. п. 4.3) феноменологию могут дать лишь последние две. При нарушении группы $SO(10)$ до подгруппы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ механизмом Хозотани, легкими из $\delta(16 + \overline{16})$ могут остаться [74, 80] поля $*L_{Cs}$ и L_{Rs} , а также их зеркальные партнеры из $\overline{16}$, а из $\varepsilon(10)$ — поля E и E^c , которые образуют представление $H(1, 2, 2)$. Наличие правого дублета $L_{Rs} = \begin{pmatrix} \nu_s^c \\ e_s^c \end{pmatrix}$ открывает возможность нарушения группы $SU(2)_R$ вплоть до масштаба 10^{15} ГэВ [согласно формуле (43)], не нарушая суперсимметрии или группы $SU(2)_L$. Из-за отсутствия в низкоэнергетическом спектре D - и D^c -суперполей нет проблем и с распадом протона. Проблема массы нейтрино тоже может быть решена естественным образом, либо запрещением юкавской константы, дающей дираковскую массу нейтрино (что вследствие расщепления поля H на шкале M_R не приведет к нулевым массам заряженных лептонов), либо (из-за наличия поля ν_s^c) с помощью see saw-механизма.

Что касается значений параметров $\sin^2 \theta_W$ и M_X , то их вычисление аналогично проведенному в п. 4.5. В случае модели с $\delta = 1$ и $\varepsilon = 2$ легко получить значения $\sin^2 \theta_W$ и M_X [74], перечисленные в табл. 7. При вычислениях предполагалось, что после нарушения симметрии на масштабе M_R из всего хиггсовского состава легким осталось лишь одно поле H (которое расщепилось на два дублета E и E^c), необходимое для нарушения электрослабой симметрии. Из табл. 7 видно, что значения $\sin^2 \theta_W$ не совместимы с низкой шкалой M_R .

* Как и в предыдущих разделах, эти поля обозначим индексом s .

Положение улучшается, если механизм Хозотани нарушает группу $SO(10)$ до подгруппы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{T_{3R}} \times U(1)$. Пусть легкими полями в этом случае остаются поля E и \bar{E}^c из $\epsilon(10)$

Таблица 7. Значения параметров $\sin^2 \theta_W$ и M_X в случае калибровочной симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$

M_R , ГэВ	m_s , ГэВ	M_X , ГэВ	$\sin^2 \theta_W$
10^3	10^2	$1,6 \cdot 10^{17}$	0,313
10^6	10^2	$7,6 \cdot 10^{16}$	0,295
10^8	10^4	$2,5 \cdot 10^{16}$	0,278
10^{11}	10^4	$1,2 \cdot 10^{16}$	0,260
10^{14}	10^4	$5,4 \cdot 10^{15}$	0,241
10^{15}	10^4	$4,2 \cdot 10^{15}$	0,236
10^{15}	10^4	$5,6 \cdot 10^{15}$	0,238

и поле L_{R_s} из $\delta(16 + \overline{16})$ (вместе с зеркальным партнером \overline{L}_{R_s} из $\overline{16}$), где, как и прежде, $\epsilon = 2$ и $\delta = 1$. Тогда из данных табл. 8 легко убедиться [74], что экспериментально разрешенные значения $\sin^2 \theta_W$ достигаются вплоть до $M_R \sim 10^3$ ГэВ.

Таблица 8. Значения величин $\sin^2 \theta_W$ и M_X для группы $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{T_{3R}} \times U(1)_{B-L}$

M_R , ГэВ	m_s , ГэВ	M_X , ГэВ	$\sin^2 \theta_W$
10^3	10^2	$1,4 \cdot 10^{13}$	0,234
10^3	10^3	$1,3 \cdot 10^{13}$	0,231
10^4	10^3	$1,7 \cdot 10^{13}$	0,230
10^5	10^3	$2,3 \cdot 10^{13}$	0,235
10^{10}	10^3	$9,0 \cdot 10^{13}$	0,245
10^{14}	10^3	$2,7 \cdot 10^{14}$	0,256

4.7. Модель суперструны на многообразии Калаби—Яо с тремя поколениями. В последнее время большой интерес вызвали построенные Яо [76] многообразия, которые приводят к моделям с тремя поколениями. Первое из них односвязно и не позволяет использовать механизм Хозотани для последующего нарушения группы E_6 с помощью вильсоновских петель. Второе и третье допускают свободное действие дискретных симметрий Z_3 и $Z_3 \times Z_3$ соответственно. Рассмотрим вкратце простейшее из этих многообразий, определен.

ное в пространстве $CP^3 \times CP^3$ как полиномы:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \sum_{i=1}^4 x_i^2 + a_1 x_1 x_2 x_3 + a_2 x_1 x_2 x_4 + a_3 x_1 x_3 x_4 + a_4 x_2 x_3 x_4 = 0; \\ P_2 &= \sum_{i=1}^4 y_i^2 + b_1 y_1 y_2 y_3 + b_2 y_1 y_2 y_4 + b_3 y_1 y_3 y_4 + b_4 y_2 y_3 y_4 = 0; \\ Q &= \sum_{i,j=1}^4 c_{ij} x_i y_j = 0 \quad (c_{00} = 1), \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

где x и y — координаты двух CP^3 -пространств соответственно.

Эйлеровская характеристика этого многообразия $\chi(K) = -18$ и допускает свободное действие дискретной группы $G = Z_3$. Так что компактификация на многообразии K/G дает модель с тремя поколениями. Легкими полями в четырехмерном пространстве остаются $N_g 27 + b_{1,1} (27 + \overline{27})$, где $b_{1,1} = 6$. Механизм Хозотани нарушает группу E_6 до подгруппы $SU(3)_C \times SU(3)_L \times SU(3)_R$, которая и является группой объединения в четырехмерном пространстве. Легкими полями из $b_{1,1} (27 + \overline{27})$ после нарушения E_6 остаются шесть наборов полей — синглетов по $SU(3)_C$ и четыре набора цветных полей.

Вакуумное среднее поля $N_s (\langle \tilde{N}_s \rangle = 10^{15} \text{ ГэВ})$ нарушает группу $[SU(3)]^3$ до $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$. На этом масштабе суперполя D и D^c получают массу, и тем самым распад протона подавляется до допустимых пределов. Последующее нарушение симметрии приводит к СМ с тремя поколениями (и дополнительными хиггсовскими полями, необходимыми для нарушения электро-слабой симметрии). Сам же механизм нарушения $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ до стандартной группы полностью аналогичен рассмотренному в п. 4.6 механизму, со всеми вытекающими из этого факта обстоятельствами. В частности, приемлемые значения угла Вайнберга $\sin^2 \theta_W$ достигаются лишь при шкалах $M_R \gg 10^3 \div 10^5 \text{ ГэВ}$.

Подводя итог разд. 4, отметим, что теория суперструн, хотя и формулируется на довольно высоком масштабе энергии ($\geq 10^{19} \text{ ГэВ}$), имеет ряд интересных следствий на более низких масштабах энергий. Так, в моделях, в которых группа E_6 нарушается до подгруппы ранга 5, предсказывается существование нового калибровочного бозона Z_E , большая область ожидаемой массы которого доступна исследованию на коллайдере УНК (см. разд. 7).

В рамках же подхода, основанного на калибровочных симметриях $V \supset SU(2)_L \times SU(2)_R$ [74], в моделях с $b_{1,1} \geq 1$ для воспроизведения правильных низкоэнергетических значений параметра $\sin^2 \theta_W$ масштаб нарушения $SU(2)_R$ -симметрии должен быть высоким: $M_R \geq 10^{14} \text{ ГэВ}$. Если же после нарушения групп E_6 или $SO(10)$ механизмом Хозотани ненарушенной останется лишь

$U(1)_{T_{3R}}$ — часть $SU(2)_R$ -симметрии, то появляется возможность нарушения симметрии $U(1)_{T_{3R}}$ на масштабе энергии вплоть до 10^3 ГэВ, а следовательно, и существования сравнительно легкого Z_R -бозона. Кроме того, теория суперструны предсказывает существование «новых» кварков (D, D^c) и лептонов (E^-, E^+, E^0, \bar{E}^0), массы которых могут быть достижимы для УНК. Что касается предсказаний теории суперструны относительно масс скалярных кварков и лептонов, а также хиггсовских бозонов, то они определяются в этой теории механизмами нарушения суперсимметрии и электрослабой симметрии и будут рассмотрены в следующем разделе.

5. СУПЕРСТРУНА И НАРУШЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ

5.1. Вид келлерова потенциала G и кинетической функции $f_{\alpha\beta}$ $N = 1$ простой супергравитации в $d = 4$ пространстве из полевого предела теории суперструны — $N = 1$ $d = 10$ модели супергравитации. Важным вопросом феноменологии суперструны является вопрос о нарушении $N = 1$ локальной СУСИ. В обсуждаемом подходе за этот процесс ответственны «скрытые» поля из теневой группы E_8 . В этом отношении процедура схожа с ситуацией нарушения локальной СУСИ в скрытом секторе «низкоэнергетических» моделей СУГРА. Имеется, однако, важное отличие в механизмах нарушения СУСИ в двух указанных подходах. В ряде низкоэнергетических моделей супергравитации нарушение локальной СУСИ ($m_{3/2} \neq 0$) за счет ненулевых вакуумных ожиданий скалярных полей из скрытого сектора уже в древесном приближении сообщалось наблюдаемому сектору в виде ненулевых мягко нарушающих глобальное СУСИ параметров $m_{1/2}, m, A, B$. В случае полевого предела ($\alpha' = 0$) теории 10-мерной суперструны появление ненулевой массы гравитино (нарушение локальной СУСИ) может происходить за счет формирования конденсатов глюино $\langle \chi\chi \rangle$ в теневой группе E_8 и(или) конденсатов напряженностей тензорных полей второго ранга B_{MN} . Нарушение глобальной СУСИ происходит только при учете радиационных поправок в скалярном потенциале, так что доминирующим источником нарушения СУСИ в наблюдаемом секторе являются мягко нарушающие параметры $m_{1/2}$ (причем $m_{1/2} \gg A \gg m_0$).

Четырехмерная теория, получаемая в результате компактификации на многообразии Калаби — Яо модели (29) с модифицированным выражением тензора напряженности поля B_{MN} (32), является (киральной) теорией простой ($N = 1$) СУГРА*. Следовательно,

* В простейшем случае компактификации, когда K_6 представляет собой шестимерный тор, в четырехмерном пространстве мы приходим к теории $N = 4$ супергравитации, взаимодействующей с шестью абелевыми векторными мультиплетами [83], возникающими наряду с янг-миллсовским сектором калибровочной группы 10-мерной теории. Отметим, что в этом случае лоренцева форма Черна — Саймонса в выражении H_{MNP} после редукции к $d = 4$ вклада не дает.

искомую эффективную четырехмерную теорию можно определить в терминах двух функций — келлеровского потенциала $G(z^i, z_i^*)$ и кинетической функцией $f_{\alpha\beta}(z^i)$, зависящих от скалярных полей в четырехмерном пространстве. Следующим шагом нашего изложения поэтому будет описание процедуры нахождения указанных функций исходя из 10-мерного лагранжиана (29).

Келлеров потенциал G и кинетическая функция $f_{\alpha\beta}$ могут быть получены из разных секторов $N = 1$ локальной суперсимметричной теории. Например, $\text{Ref}_{\alpha\beta}$ является коэффициентом (метрикой) при кинетических членах калибровочных полей и соответствующих калибрино. Келлеров потенциал G и его производные же по скалярным полям, в частности, возникают в скалярном секторе теории (см., например, [43, 44]). Однако процедура восстановления G и его производных по скалярному сектору теории простой СУГРА требует определения самих скалярных полей в четырехмерии в терминах исходных полей в $d = 10$. При этом поля скалярного сектора подвергаются сложному переопределению [82].

Альтернативным и, по-видимому, наиболее простым способом является восстановление функции G по билинейным относительно фермионных полей частям лагранжиана (29). В этом случае переопределения фермионных полей сводятся к рескейлингу их скалярных компонент простыми функциями.

После разложения кинетического члена гравитино в лагранжиане (29) в «4 + 6 измерениях», используя переопределение [82] полей со спином 3/2

$$\psi_{\mu i L} + \frac{1}{2} \gamma_{\mu} \gamma_5 (\Gamma^m)_{ij} \tilde{\psi}_{m R}^j \rightarrow \psi_{\mu i L} \quad (52)$$

(где $i = 1, \dots, 4$; $SO(6)$ — спинорные индексы; $m = 5, \dots, 10$; $\mu = 1, \dots, 4$; Γ^m — шестимерные Γ -матрицы Дирака), можно восстановить соответственные «массовые слагаемые», возникающие из лагранжиана (29), т. е. все билинейные по ψ_M слагаемые без производных. В терминах переопределенных полей (52) со спином 3/2 приходим к следующему выражению для массовых слагаемых:

$$-e \tilde{\psi}_{\mu i L} \gamma^{\mu} \gamma_5 M^{ij} \psi_{\nu j L} \quad (53)$$

[для обозначения 10-мерного майорано-вейлевского гравитино было использовано выражение: $\psi_M = \left(\frac{\psi_{iML}}{\tilde{\psi}_{MR}^i} \right)$]. «Массовая» матрица в формуле (53) имеет вид

$$M^{ij} = \exp(-2\sigma) \left[\left\{ \partial_m \delta_k^i + \frac{1}{2} \omega_{m[np]} (\sigma^{np})_k^i \right\} (\Gamma^m)^{kj} \right] - \exp(-3\sigma) \left[\frac{1}{8} \sqrt{2} \varphi^{-3/4} (\Gamma^{mnp})^{ij} H_{mnp} \right], \quad (54)$$

где σ — синглетное по $SO(6)$ скалярное поле. С ее помощью переопределяется метрический тензор $g_{\mu\nu}$ [84]. Первое слагаемое формулы (54) — это ковариантная производная на K_6 , второе слагаемое содержит модифицированный тензор напряженности полей B_{MN} в компактных направлениях. С другой стороны, для (компактифицированной) $N = 1$ теории супергравитации в $d = 4$ соответствующее взаимодействие для безмассовых гравитино ψ_μ имеет вид:

$$-e \exp\left(\frac{1}{2}G\right) \tilde{\psi}_{\mu L} \gamma^{\mu\nu} \gamma^5 \psi_{\nu L}. \quad (55)$$

Билинейные по фермионным полям слагаемые лагранжиана (29), содержащие одновременно поля со спином $3/2$ и спином $1/2$ [82], наряду с выражениями (53)–(55) достаточны для восстановления функции G и ее производных $\frac{\partial G}{\partial z^i}$. Что же касается второй важнейшей характеристики $N = 1$ $d = 4$ теории локальной СУСИ — кинетической функции $f_{\alpha\beta}(z^i)$, то ее вещественная часть извлекается из части лагранжиана, содержащего кинетический член калибровочных полей (их партнеров), в то время как $\text{Im}f_{\alpha\beta}$ возникает во взаимодействии типа $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu}^\alpha F_{\rho\sigma}^\beta$.

В самом деле, сравнивая формулы (53) и (55), мы можем написать:

$$G = 2 \ln M, \quad (56)$$

где M — величина, определенная формулой (54). Для того чтобы «извлечь» из лагранжиана (29) кинетическую функцию калибровочных полей $f_{\alpha\beta}$, проще всего провести процедуру разложения (29) в $4 + 6$ -измерениях и применить анзац «усечения» метрики [82]:

$$g_{\mu\nu}^{i0} = e^{-3\sigma} g_{\mu\nu}; \quad g_{mn}^{i0} = e^\sigma \delta_{mn}; \quad g_{m\mu}^{i0} = g_{\mu m} = 0. \quad (57)$$

В результате бозонный кинетический член в $d = 4$ принимает вид

$$\begin{aligned} e^{-1} \mathcal{L}_{\text{КВ}} = & -\frac{1}{2} R + \frac{9}{16} \frac{\partial^\mu \varphi \partial^\mu \varphi}{\varphi^2} + 3 \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \\ & - \frac{1}{4} \varphi^{-3/4} e^{3\sigma} \text{Tr}(F_{\mu\nu} E^{\mu\nu}) - \frac{1}{4} \theta \text{Tr}(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) + \\ & + \frac{3}{2} e^{-2\sigma} \varphi^{-3/2} \left[\partial_\mu \gamma_i - \sqrt{\frac{1}{2}} i C_x^* \overleftrightarrow{D}_\mu C^x \right]^2 + \\ & + \frac{1}{4} \varphi^{3/2} e^{-6\sigma} (\partial_\mu \theta)^2 + 3 e^{-\sigma} \varphi^{-3/4} D_\mu C_x^* D_\mu C^x, \end{aligned} \quad (58)$$

где θ и η — псевдоскаляры, полученные из $H_{\mu\nu\rho}$ и B_{mn} соответственно, а C^x означают скалярные поля, преобразующиеся по представлению 27 группы E_6 . По выражению (58) трудно восстановить келлеров потенциал, но функция f_{ab} проглядывается в ней явно. А именно, коэффициенты при слагаемых $\text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})$ и $\text{Tr}(F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})$ определяют

$$f_{ab} = \delta_{ab} (\varphi^{-3/4} e^{3\sigma} + i\theta). \quad (59)$$

Однако способ восстановления келлерова потенциала у нас уже имеется: это обращение к формулам (54)—(56).

В случае рассмотренной процедуры усечения первое слагаемое формулы (54) вклад в келлеров потенциал не дает, и в результате имеем:

$$G = \ln \left(\frac{1}{16} e^{-6\sigma\varphi^{-3/2}} \right) + \ln \left| \sqrt{\frac{1}{2}} \langle \Gamma^{mnp} \rangle H_{mnp} \right|^2. \quad (60)$$

Более того, можно показать [82], что при этом в выражении модифицированной 3-формы H -напряженности тензорных полей B_{MN} [см. формулу (32)] после усечения выживает лишь янг-миллсовская форма Черна — Саймонса. При этом, как показано в [85]:

$$\langle \Gamma^{mnp} \rangle \omega_{mnp}^{(YM)} \sim \varepsilon^{ijk} \omega_{ijk}^{(YM)} \sim d_{abc} (C^a C^b C^c), \quad (61)$$

где i, j, k — индексы $SU(3)$ -группы голономий, а d_{abc} — полностью симметричный E_6 -инвариантный тензор, а C — скалярные поля из представления 27 группы E_6 . Вторая часть равенства (61) получается после отождествления индексов группы голономий $SU(3)$ с индексами $SU(3)_{\text{кал}} \subset E_8$ в духе отождествления спин-связности многообразия с $SU(3)$ калибровочной связностью в компактификации Калаби — Яо. В результате из формул (60), (61) получаем:

$$G = \ln(e^{-6\sigma\varphi^{-3/2}}) + \ln|W|^2, \quad (62)$$

где W — суперпотенциал, зависящий от скалярных (супер)полей представления 27 группы E_6 . Первое слагаемое (62) является функцией от двух вещественных скалярных полей σ и φ . Мы же знаем, что G является вещественной функцией комплексных полей. Элементарный подсчет степеней свободы приводит к тому, что таких комплексных полей должно быть два. Вид одного из них подсказывает нам найденная форма кинетической функции (59):

$$S = \varphi^{-3/4} e^{3\sigma} + i\theta \equiv s + i\theta. \quad (63)$$

Из условия правильного воспроизводства кинетических членов скалярных полей σ, φ , так, например, требования отсутствия смешанных $\partial\sigma\partial\varphi$ слагаемых [62], следует, что вторым таким полем будет

$$T = e^{\sigma\varphi^{3/4}} + i\eta \equiv t + i\eta. \quad (64)$$

В конечном итоге, основываясь на форме келлерова потенциала (62), полученного выше в результате анализа усеченной версии лагранжиана (29), разложенного в 4 + 6-измерениях, мы можем привести функцию G к виду, удобному для практического применения:

$$G = -\ln(S + S^*) - 3\ln(T + T^* - 2|C^x|^2) + \ln|W|^2, \quad (65)$$

где с целью включения кинетических членов наблюдаемых скалярных полей из представления 27 изменено определение поля T таким образом, что $\text{Re}T = e^{\sigma\varphi^{3/4}} + |C^x|^2$. Заметим, что вид келлерова

потенциала (65) диктуется и из соображений классической масштабной инвариантности $d = 4$ теории [86—89]. При растяжениях

$$S \rightarrow \lambda S; T, C_x \rightarrow T, C_x; g_{\mu\nu} \rightarrow \lambda g_{\mu\nu}. \quad (65a)$$

Лагранжиан $d = 4$ теории $N = 1$ СУГРА преобразуется как

$$e^{-1}\mathcal{L} \rightarrow \lambda^{-1}e^{-1}\mathcal{L}. \quad (65b)$$

В формулах (65a) и (65b) S, T — пара дилатон-аксионных комплексных скалярных полей (63), (64); $g_{\mu\nu}$ — четырехмерный метрический тензор пространства Минковского; C_x — наблюдаемые скалярные поля. Два типа инвариантности относительно сдвигов аксионных полей $\theta \rightarrow \theta + C, \eta \rightarrow \eta + C'$ * приводят к тому, что G зависит от S - и T -полей только через комбинации $(S + S^*)$ и $(T + T^*)$, а свойства инвариантности лагранжиана (65a), (65b) приводят к следующей зависимости функции G и f от полей S : $G(S) = -\ln(S + S^*), f_{ab} = \delta_{ab}S$. Другая классическая масштабная инвариантность [88, 89] лагранжиана, связанная с тем, что шкала компактификации не определена,

$$T \rightarrow (\lambda')^2 T, C_x \rightarrow \lambda' C_x S \rightarrow S, \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}, \quad (65b)$$

приводит к тому, что T - и C -зависимая часть келлерова потенциала имеет вид

$$G_{T,C_x} = -3 \ln(T + T^* + \alpha_i |C_x|^2) + \ln|W|^2 + F\left(\frac{T+T^*}{|C_x|^2}\right),$$

где F — произвольная функция от масштабно-инвариантной комбинации $\frac{T+T^*}{|C_x|^2}$; α_i — константы, которые могут быть разными для различных $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -представлений. В результате второе слагаемое келлерова потенциала (65), записанного с точностью до указанной функции F (и с полями $C_i \subset 27$ группы E_6), обнаруживает сходство с келлеровым потенциалом no-scale моделей СУГРА. Кроме присутствия других слагаемых в (65) существенное отличие от no-scale структуры келлерова потенциала (65) заключается в том, что радиационные и непертурбативные эффекты могут изменить его структуру, в то время как второе слагаемое в no-scale-моделях [50, 90] воспроизводит не только классическое, но и точное значение функции G .

Применение процедуры «усечения» (57), конечно, является упрощением. В этом случае мы получаем одно поколение кварков и лептонов, а не три (или четыре). Корректная процедура компактификации на многообразии Калаби — Яо могла бы качественно изменить результаты. Это в первую очередь относится к юкавскому сектору

* θ -, η -Поля имеют только производные связи, поскольку представляют собой нулевые моды, источником которых являются антисимметричные тензорные поля B_{MN} , входящие в лагранжиан 10-мерной теории СУГРА только через напряженность $H_{MNP} = \partial_M B_{NP} + \dots$.

теории, а также к вопросу о поколениях. Однако ожидается, что φ/σ (S/T)-зависимость келлерова потенциала G универсальна, так как она продиктована определением общей дилатонной моды $g_{mn} = e^\sigma g_{mn}(0)$.

5.2. Нарушение суперсимметрии в моделях супергравитации, инспирированной суперструной. Киральная часть скалярного потенциала теории V_c , полученная согласно общему рецепту (17) при помощи келлерова потенциала (65), положительно определена. Благодаря структуре второго слагаемого в формуле (65) слагаемое $-3e^G$ в формуле (17) полностью сокращается. Это не является неожиданностью, так как T -зависимое слагаемое обнаруживает сходство со структурой келлерова потенциала no-scale-типа [90]. Положительность скалярного потенциала определяется тем, что в подходе с применением процедуры усечения первое слагаемое (65) обусловлено $H_{mnp}H^{mnp}$ -произведением, а остальные два слагаемых — произведением $F_{mn}F^{mn}$ [см. формулу (29)], и, следовательно, нарушение СУСИ в наблюдаемом секторе обусловлено их конденсатами.

Приведем явный вид указанного скалярного потенциала, полученного из формулы (17) стандартным образом:

$$V = \frac{1}{16} s^{-1} t_c^{-3} (|W|^2 + \frac{1}{3} t_c |W_c|^2) + D\text{-член}; \quad (66)$$

$s = \frac{1}{2} \text{Re}S$, $t_c = t - |C|^2$ ($t = \frac{1}{2} \text{Re}T$); W — суперпотенциал, зависящий от наблюдаемых суперполей представления 27. В сокращении слагаемого $-3e^G$ [см. формулу (17)] решающую роль играет структура обратной матрицы смешанных производных $(G^{j-1})_i^j$ ($i, j = 1, 2 \equiv T, C$), зависящая от второго слагаемого формулы (65). Говоря определеннее, коэффициент 3 во втором слагаемом формулы (65) (наряду с видом выражения под знаком логарифма в указанном слагаемом) является причиной указанного сокращения. Суперпотенциал W , полученный в процедуре усечения, имеет вид

$$W = 8\sqrt{2} g d_{abc} C^a C^b C^c, \quad (67)$$

где d_{abc} — E_6 -инвариантный полностью симметричный тензор. Нетрудно проверить, что скалярный потенциал (66) минимизируется при условиях $C_x = 0$ и (или) $t_c, s \rightarrow \infty$. В терминах переопределенных полей и калибровочной константы

$$\left. \begin{aligned} C'_x &= \sqrt{3} e^{-\sigma/2} \varphi^{-3/8} C_x; \\ g' &= \varphi^{3/8} e^{-\frac{3\sigma}{2}} g \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

получаем:

$$V_N = |W_N + m_{3/2}|^2 + \sum_x \left| \frac{\partial W_N}{\partial C'_x} \right|^2 + \frac{1}{2} g'^2 (C'_x \lambda^i C'_x)^2, \quad (69)$$

где $W_N = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8}{3}} g' d_{xyz} C'_x C'_y C'_z$; $m_{3/2} = e^{\frac{\langle G \rangle}{2}} = \frac{\langle W \rangle}{4s^{1/2} t_c^{3/2}}$.

Конфигурация минимума скалярного потенциала (66) в данном конкретном случае ($C_{\min} = 0$ и/или $s, t_c \rightarrow \infty$) такова, что гравитино не приобретает массу. Как известно [43], потенциальным источником массового члена калибрино в выражении для действия теории $N = 1$ СУГРА является выражение

$$\mathcal{L}_{m_{1/2}} \sim e^{G/2} G^i (G^{-1})_i^k \frac{\partial f_{\alpha\beta}^*}{\partial z_k^*} \chi^\alpha \chi^\beta. \quad (70)$$

Поскольку кинетическая функция f_{ab} в обсуждаемом выше простом случае (59) зависит от единственного скаляра S , то

$$m_{1/2} \sim e^{\frac{(G)}{2}} [G^T (G^{-1})_T^S + G^C (G^{-1})_C^S + G^S (G^{-1})_S^S], \quad (71)$$

недиагональные $(G^{-1})_T^S$ - и $(G^{-1})_C^S$ -элементы обратной матрицы вторых производных келлерова потенциала равны нулю из-за ее структуры (65), и мы находим, что в этом случае

$$m_{1/2} \sim \frac{1}{8s^3} e^{\frac{(G)}{2}} = \frac{1}{8s^3} m_{3/2}, \quad (72)$$

т. е. мягко нарушающий глобальную СУСИ массовый параметр $m_{1/2}$ не возникает в древесном приближении. Его отсутствия следовало ожидать, так как массовые члены калибрино возникают, только когда локальная СУСИ нарушена ($m_{3/2} \neq 0$). Мягко нарушающий скалярный параметр m [см. формулу (26)] на древесном уровне также не возникает в подходе с келлеровым потенциалом (65), полученным в результате усечения 10-мерной теории СУГРА [65]. И хотя параметр A (коэффициент при трilinearном члене в суперпотенциале) и имеет порядок $A \sim O(1)$, но в рассматриваемом случае (69) он не играет роли, так как подробная запись первого слагаемого формулы (69) показывает, что в структуру скалярного потенциала он не вносит вклада, если масса гравитино равна нулю (что и имеет место в обсуждаемом случае). Итак, мы рассмотрели возможность воспроизводства келлерова потенциала G и кинетической функции f_{ab} $N = 1$ четырехмерной теории супергравитации простейшей компактификацией (усечением) киральной версии простой 10-мерной теории СУГРА [65]. При этом убедились, что результирующие келлеров потенциал (65) и кинетическая функция f_{ab} таковы, что не приводят к нарушению СУСИ. Однако оставшуюся суперсимметрию в конце концов следует нарушить.

Было замечено, что в моделях суперструны имеется естественная возможность [85, 91] нарушить локальную СУСИ. В моделях с калибровочной группой $E_8 \times E'_8$ указанная возможность связана с тем, что теневую группу E'_8 можно использовать как скрытый сектор моделей СУГРА, а суперсимметрию нарушать с помощью конденсатов калибрино. Такой же механизм нарушения СУСИ мог бы возникнуть в моделях суперструны с янг-миллсовской группой $O(32)$, если последняя нарушена в результате компактификации до пря-

мого произведения каких-либо ее подгрупп (так, что одной из этих подгрупп отводится роль теневой подгруппы E'_8).

Возможность нарушения локальной СУСИ в скрытом секторе $N = 1$ четырехмерной теории СУГРА с помощью конденсатов калибрино рассматривалась еще в [92] и была связана с присутствием неминимальных кинетических членов калибровочных полей. В частности, источником указанного нарушения являются слагаемые типа $\frac{1}{4} f_h \chi \chi (G_i^{''h})^{-1}$ в выражениях для вспомогательных компонент киральных суперполей [92], когда конденсаты $\langle \chi \chi \rangle$ получают ненулевые ВС. В общем случае указанное явление может происходить и в $d = 4$ эффективных теориях $N = 1$ СУГРА, редуцированных из $d = 10$ ($\alpha' = 0$) полевого предела теории суперструны. Формулы преобразований СУСИ над полями λ и ψ_m , приведенные в [60, 69], показывают, что ненулевые значения конденсатов $\langle \chi \chi \rangle = \Lambda^3$ нарушают суперсимметрию. При этом гравитино приобретает массу порядка $m_{3/2} \sim \frac{M_{SS}^2}{M_{PL}} \sim \frac{\Lambda^3}{M_{PL}^2} \left(M_{SS}^2 \sim k \Lambda^3 = \frac{\Lambda^3}{M_{PL}} [92] \right)$ с помощью суперхиггсовского эффекта благодаря наличию в лагранжиане слагаемых типа

$$k^2 \text{Tr} (\chi \Gamma_{mnp} \chi) \psi_\mu \Gamma^\mu \Gamma^{mnp} \lambda. \tag{73}$$

Заметим, что для возникновения ненулевых билинейных конденсатов калибрино требуется образование нетривиальных калибровочных конфигураций. В частности, чтоб получить 10-мерный конденсат $\langle \text{Tr} (\chi \Gamma \chi) \rangle \neq 0$, должны образовываться так называемые тороны [93]. Известно, что такие конфигурации ведут к кварковым конденсатам $\langle \bar{q} q \rangle$ в КХД [94] и конденсатам $\langle \lambda \lambda \rangle$ в четырехмерных суперсимметричных янг-миллсовских теориях [95]. Чтобы реализовывался торонный механизм, необходимо нарушать теневую группу E'_8 до группы, содержащей $SU(N)$ -фактор, например $E'_8 \rightarrow SU(5) \times SU(5)$, $SU(3) \times E_6$, $SU(2) \times E_7$ и т. д. [96]. Перечисленные подгруппы (и сама E_8) ведут к большим шкалам конденсации Λ , близким к M_{PL} , обладая большими значениями квадратичных операторов Казимира. Это влечет за собой присутствие тяжелых гравитино ($m_{3/2} \ll M_{PL}$). Для того чтобы иметь дело со сравнительно легкими гравитино ($\ll T \approx B$), по-видимому, предпочтительно, например, нарушать E'_8 по схеме [82]: $E'_8 \rightarrow SU(2)^n \times U(1)^m$ ($n \geq 1$). Такое нарушение возможно с помощью механизма Хозотани [68], если многообразии компактификации обладает дискретной симметрией z^{16} [82]. Возникновение конденсатов $\langle \chi \chi \rangle$ модифицирует [91] выражение келлерова потенциала (65), записанного в терминах полей в четырехмерном пространстве, изменяя его последнее слагаемое. В результате мы имеем:

$$G = - \ln (S + S^+) - 3 \ln (T + T^+ - 2 |C|^2) + \ln |W(C) + g(S)|^2, \tag{74}$$

где $g(S) = c + h \exp(-\lambda S)$; $\lambda = 8\pi^2/C_2(G')$.

Первое слагаемое в суперпотенциале (74) — вклад ВС от антисимметрических тензорных полей H_{mnp} , а слагаемое $h \exp(-\lambda S)$ — результат конденсата калибрино группы G' , где G' — наибольшая простая компонента подгруппы, до которой нарушается E'_8 в процессе компактификации. $C_2(G')$ — ее квадратичный оператор Казимира.

Как отмечалось выше, древесное значение киральной части скалярного потенциала (17) определяет S -зависимая часть келлерова потенциала G , так как C -, T -зависимость функции G такова, что она обеспечивает сокращение $-3e^G$ слагаемого в (17). В результате

$$G^a (G''^{-1})^b G_b = 3, \quad a, b = T, C, \quad (75)$$

а древесное значение киральной части потенциала

$$V_0 = e^{G_S} (G''^{-1})_S^S G_S. \quad (76)$$

Условие (75) ведет к $\langle 0 | C | 0 \rangle = 0$, а вакуумное среднее от поля T $\langle 0 | T | 0 \rangle$ остается неопределенным. Выражение (76) положительно полуопределено, и его минимум (вакуум системы) соответствует значению $G^S = 0$, которое реализуется, если

$$\begin{aligned} \cos \lambda S_T &= -1, \\ (1 + 2z_0) e^{-z_0} &= c/h, \end{aligned} \quad (77)$$

где $z \equiv \lambda S_R$; $S = S_R + iS_I$.

Нулевое значение G^S немедленно сказывается на том, что [см. формулу (71)] в древесном приближении $m_{1/2}$ также равняется нулю. По этой причине, хотя локальная СУСИ и нарушена спонтанно в скрытом секторе, нарушение не сообщается наблюдаемому сектору. В работах [71, 90] показано, что и другие источники мягкого нарушения глобальной СУСИ, такие, как универсальный скалярный массовый параметр m и коэффициент при трilinearной связи в суперпотенциале (A), не принимают ненулевых значений как на древесном [90], так и на однопетлевом [71] уровнях. Что же касается параметра $m_{1/2}$, то он возникает на петлевом уровне. Последнее обстоятельство (и соотношение $m \ll m_{1/2}$) является характерным для моделей СУГРА, инспирированных суперструной, а также моделей по-scale-типа в силу схожести структур потенциалов Келлера в том и другом случае.

6. ТЕОРЕТИЧЕСКИ ОЖИДАЕМЫЕ СПЕКТРЫ СУСИ-ЧАСТИЦ

6.1. Эволюция параметров мягкого нарушения СУСИ со шкалы, близкой к планковской, к электрослабой шкале. Владение информацией о параметрах мягкого нарушения глобальной СУСИ на некоторой шкале (скажем, близкой к планковской) играет важную роль в восстановлении низкоэнергетической феноменологии. Зная общую структуру скалярного потенциала (24) и мягко нарушающих

СУСИ слагаемых (25), мы можем, используя в качестве начальных условий значения параметров мягкого нарушения $A, m, m_{1/2} \dots$ на заданной шкале, найти с помощью ренормгрупповых уравнений эволюции их низкоэнергетические ($Q^2 \sim M^2_w$) значения. Тем самым можно найти низкоэнергетические соотношения между указанными параметрами (нас, главным образом, будут интересовать соотношения между массами), а то и восстановить низкоэнергетический спектр масс СУСИ-частиц.

В п. 5.2 мы убедились, что S -зависимая часть келлерова потенциала (74), полученного в результате размерной редукции (усечения) лагранжиана 10-мерной супергравитации (рассматриваемого как полевой предел теории 10-мерной суперструны), полностью воспроизводит известную структуру келлерова потенциала по-scale-версии СУГРА (см., например, обзор [50]). Также было отмечено, что это обстоятельство не зависит от способа редукции 10-мерного лагранжиана и, в частности, остается в силе в случае компактификации на многообразии Калаби — Яо.

По этой причине, делая гипотезу, что легкими после компактификации остаются лишь поля из 16-мерного $SO(10)$ -представления 27-плета группы E_6 , мы рассмотрим общую форму эффективного скалярного потенциала (24), индуцированного супергравитацией ниже шкалы M_{PL} , а при фиксировании начальных условий уравнений эволюции в дальнейшем анализе воспользуемся некоторыми соотношениями между универсальными параметрами мягкого нарушения СУСИ: $m, M, A, B, C = 0$.

Итак, рассмотрим общую форму эффективного скалярного потенциала (24), индуцированного супергравитацией ниже шкалы M_{PL} , записанного в виде

$$V_{\text{эф}} = \sum \left| \frac{\partial W}{\partial y_i} \right|^2 + |m|^2 \sum |y_i|^2 + (AmW_3 + \text{э.с.}) + 2(BmW_2^2 + \text{э.с.}) + (CmW_1 + \text{э.с.}) + \text{калибровочные члены}, \quad (78)$$

где W — эффективный низкоэнергетический суперпотенциал; W_3, W_2, W_1 — его трilinearная, билинейная и линейная части; m — универсальный скалярный массовый параметр $\sim m_{3/2}$; A, B, C — комплексные числа $|A| \sim |B| \sim |C| \sim 1$, $C = (4B - A)$ (для минимального келлерова потенциала [44] $G = \sum |y_i|^2$ существует еще одно соотношение: $2B = A - 1$). Все несуперсимметричные слагаемые в (78) приводят лишь к логарифмическим расходимостям [72] и поэтому являются источником мягкого нарушения СУСИ. Юкавские слагаемые и массовые члены «материальных» фермионов порождаются эффективным суперпотенциалом следующим образом:

$$\mathcal{L}_{Y,M} = \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial y_i \partial y_j} \psi_i \psi_j + \text{э.с.}$$

Что касается «калибровочных членов» в формуле (78), то их источником являются слагаемые типа $f_{ab}(y) F^a F^b$, где F^a — киральные

суперполя янг-миллсовской напряженности, приводящие к обычным кинетическим членам при $f_{ab} = \delta_{ab}$. Если же $f_{ab} = (1 + Y) \delta_{ab}$, где Y — синглетное суперполе с ненулевой вспомогательной компонентой F_Y , то мы можем иметь ненулевые массы калибрино на древесном уровне [44, 97]. Калибровочные члены в выражении (78), порождаемые из кинетического члена $f_{ab}(y) F^a F^b$, имеют вид $V_{\text{кал}} = \frac{1}{2} \text{Re } f_{ab}^{-1} D^a D^b$, где D^a — вспомогательные компоненты калибровочных суперполей.

Следуя [98], используя низкоэнергетический суперпотенциал

$$W = \sum_{\text{по поколениям}} (h_U Q_L U_R H_2 + h_D Q_L D_R H_1 + h_L L_L E_R H_1) + \mu' H_1 H_2, \quad (79)$$

проследим за эволюцией всех интересующих нас параметров мягкого нарушения СУСИ со шкалы $M_X \approx 3 \cdot 10^{16}$ ГэВ к слабой шкале $M_W \approx 83,5$ ГэВ. В формуле (79) Q_L — слабый дублет кварковых суперполей $\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L$; U_R, D_R — синглетные по слабой группе изоспина суперполя, содержащие правые синглеты кварков *up*- и *down*-типа соответственно; $L_L = \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L$ — дублет лептонных суперполей, содержащих нейтрино, и заряженный лептон соответственного поколения; E_R — синглетное суперполе (правого электрона); H_1 и H_2 — два хиггсовских дублета с противоположными гиперзарядами. Поскольку $M_X \approx 3 \cdot 10^{16}$ довольно близка к планковскому масштабу $M_{\text{ПЛ}} \sim 10^{19}$ ГэВ, будем полагать, что вид скалярного потенциала (78) справедлив и на шкале M_X . С учетом формул (78) и (79) для полного скалярного потенциала теории имеем

$$V = V_4 + V_3 + V_2 + V_{\text{кал}}, \quad (80a)$$

где

$$V_4 = \sum |h_L L_L E_R + h_D Q_L D_R|^2 + \sum |h_U Q_L U_R|^2 + \sum |h_U Q_L H_2|^2 + \sum |h_D Q_L H_1|^2 + \sum |h_U U_R H_2 + h_D D_R H_1|^2 + \sum |h_L E_R H_1|^2 + \sum |h_L L_L H_1|^2; \quad (80б)$$

$$V_{\text{кал}} = \frac{1}{2} g'^2 \left(\sum \left\{ \frac{1}{6} |Q_L|^2 + \frac{1}{3} |D_R|^2 - \frac{2}{3} |U_R|^2 - \frac{1}{2} |L_L|^2 + |E_R|^2 + \frac{1}{2} |H_2|^2 - \frac{1}{2} |H_1|^2 \right\} \right)^2 + \frac{1}{8} g^2 \left(\sum \left\{ Q_L^* \tau Q_L + L_L^* \tau L_L + H_1^* \tau H_1 + H_2^* \tau H_2 \right\} \right)^2 + SU(3) - D^2 - \text{слагаемые}; \quad (80в)$$

$$V_3 = m \left(\sum \{ A_U h_U Q_L U_R H_2 + A_D h_D Q_L D_R H_1 + A_L h_L L_L E_R H_1 \} + \text{э.с.} \right) + \mu' \left(\sum \{ h_U H_1^* Q_L U_R + h_D H_2^* Q_L D_R + h_L H_2^* L_L E_R \} + \text{э.с.} \right); \quad (80г)$$

$$V_2 = \sum \{ m_Q^2 |Q_L|^2 + m_U^2 |U_R|^2 + m_D^2 |D_R|^2 + m_L^2 |L_L|^2 + m_E^2 |E_R|^2 \} + \mu_1^2 |H_1|^2 + \mu_2^2 |H_2|^2 - \mu_3^2 (H_1 H_2 + \text{э.с.}), \quad (80д)$$

где $\mu_3^2 = -Bm\mu'$.

При больших значениях параметров A_U, A_D, A_L трилинейные слагаемые в выражении (80б) могут привести к минимуму потенциала, нарушающему заряд и цвет, если не выполнены неравенства [99]:

$$\left. \begin{aligned} \mu_2^2 + m_Q^2 + m_U^2 &> m^2 (2|A_U| - 3); \\ \mu_1^2 + m_Q^2 + m_D^2 &> m^2 (2|A_D| - 3); \\ \mu_1^2 + m_L^2 + m_E^2 &> m^2 (2|A_L| - 3). \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Соответствующий хиггсовский потенциал

$$V_{\text{хиггс}} = \frac{g^2 + g'^2}{8} (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \mu_1^2 |H_1|^2 + \mu_2^2 |H_2|^2 - \mu_3^2 (H_1 H_2 + \text{э.с.})$$

минимизируется при условии [100]

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = 2 \frac{[\mu_1^2 - \mu_2^2 - (\mu_1^2 + \mu_2^2) \cos 2\theta]}{(g^2 + g'^2) \cos 2\theta}; \quad (82)$$

$$\sin 2\theta = 2\mu_3^2 / (\mu_1^2 + \mu_2^2), \quad (83)$$

где $\langle H_i^0 \rangle = v_i$ ($i = 1, 2$), а угол θ определяется следующим образом:

$$\cos 2\theta \equiv (\omega^2 - 1) / (\omega^2 + 1); \quad \sin 2\theta = 2\omega / (\omega^2 + 1) \quad (\omega = v_2 / v_1). \quad (84)$$

Требование ограниченности снизу потенциала приводит к условию [100]

$$2|\mu_3|^2 < \mu_1^2 + \mu_2^2, \quad (85)$$

которое должно выполняться во всей области энергий $M_W - M_X$, условие же того, что нет более низкого минимума на шкале W_W , имеет вид [98]

$$|\mu_3|^4 > \mu_1^2 \mu_2^2. \quad (86)$$

На шкале M_X выполняются следующие начальные условия:

$$\left. \begin{aligned} A_U = A_D = A_L = A; \\ m_Q^2 = m_U^2 = m_D^2 = m_L^2 = m_E^2 = \mu_1^2 - \mu'^2 = \mu_2^2 - \mu'^2 = m^2; \\ M_1 = M_2 = M_3 = M. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Уравнения эволюции для калибровочных констант g_i [$i = 1, 2, 3 \equiv U(1), SU(2), SU(3)$]

$$\frac{dg_i^2}{dt} = - \frac{b_i}{(4\pi)^2} g_i^4 \left(t = \ln \frac{M_X}{Q^2} \right) \quad (88)$$

вместе с уравнениями эволюции для бегущих масс калибрино

$$\frac{dM_i}{dt} = - \frac{b_i}{(4\pi)^2} g_i^2 M_i \quad (89)$$

Где $b_1 = 11$, $b_2 = 1$, $b_3 = -3$, $\frac{g_i^2(t)}{4\pi} = \alpha_i(t)$ и с учетом начальных условий на константы

$$\alpha_3(0) = \alpha_2(0) = \frac{5}{3} \alpha_1(0) \approx \frac{1}{24} \quad (90)$$

при $t_W = \ln \frac{M_X^2}{M_W^2} \approx 67$ немедленно дают полезное соотношение между массами глюино и фотино: $m_{\tilde{g}} \approx 6m_{\tilde{\gamma}}$.

В приложении приведены уравнения эволюции для бегущих массовых параметров скалярных партнеров фермионов, а также масс хиггсовских бозонов, юкавских констант и параметров трилинейного скалярного взаимодействия. Если пренебречь юкавскими константами первых двух поколений, смешиванием и CP -нарушающими фазами, в принципе, остаются семь свободных параметров теории: m , M , A , μ' , μ_3^2 , h_t , h_b . А если учесть и условие нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии на слабой шкале и экспериментальное значение массы b -кварка, то свободных параметров останется пять.

Отметим, что уравнения, приведенные в приложении, вообще говоря, решаются лишь численно. Уравнения (88) и (89) же решаются аналитически:

$$\alpha_i(t) = \alpha_i(0)/(1 + \beta_i t); \quad M_i(t) = M/(1 + \beta_i t), \quad (91)$$

где $\beta_i \equiv \tilde{\alpha}_i(0) b_i$; $\tilde{\alpha}_i(0) = \frac{\alpha_i(0)}{4\pi}$, а b_i — коэффициенты β -функции Каллана — Симанчика. Кроме того, в пределе $h_b, h_\tau \ll h_t$ ($Y_b, Y_\tau \ll Y_t$) аналитически решаются и уравнения (II.1)—(II.3) [так, уравнение (II.1) сводится к уравнению Риккати]. Решения уравнений эволюции масс скаляров для первых двух поколений, когда юкавскими константами в выражениях (II.4)—(II.8) можно пренебречь, дают (с учетом вклада и от D -членов):

$$m^2(\tilde{U}_L) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{4}{3} \tilde{\alpha}_3 f_3 + \frac{3}{4} \tilde{\alpha}_2 f_2 + \frac{1}{36} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) + \cos 2\theta M_Z^2 \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right); \quad (92a)$$

$$m^2(\tilde{D}_L) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{4}{3} \tilde{\alpha}_3 f_3 + \frac{3}{4} \tilde{\alpha}_2 f_2 + \frac{1}{36} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) + \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right); \quad (92b)$$

$$m^2(\tilde{U}_R) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{4}{3} \tilde{\alpha}_3 f_3 + \frac{4}{9} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) - \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right); \quad (92b)$$

$$m^2(\tilde{D}_R) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{4}{3} \tilde{\alpha}_3 f_3 + \frac{1}{9} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) + \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right); \quad (92r)$$

$$m^2(\tilde{E}_L) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{3}{4} \tilde{\alpha}_2 f_2 + \frac{1}{4} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) + \cos 2\theta M^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right); \quad (92д)$$

$$m^2(\tilde{N}_L) = m^2 + 2M^2 \left(\frac{3}{4} \tilde{\alpha}_2 f_2 + \frac{1}{4} \tilde{\alpha}_1 f_1 \right) - \cos 2\theta \left(\frac{1}{2} M^2 \right); \quad (92е)$$

$$m^2(\tilde{E}_R) = m^2 + 2M^2 \tilde{\alpha}_1 f_1 + \cos 2\theta M^2 \sin^2 \theta_W, \quad (92ж)$$

где

$$f_i(t) = \frac{1}{\beta_i} \left[1 - \frac{1}{(1 + \beta_i t)^2} \right]. \quad (93)$$

Вклады от D -членов в формулах (92), зависящие от $\cos 2\theta$ [см. формулу (84)], появляются, когда хиггсовские поля получают ВС ($\nu_1 \neq \nu_2$).

Численные расчеты на электрослабой шкале $t_W \approx 67$ дают: $\tilde{\alpha}_3 f_3 = 2,607$; $\tilde{\alpha}_2 f_2 \approx 0,329$; $\tilde{\alpha}_1 f_1 \approx 0,076$. В результате при $\nu_1 = \nu_2$ имеем следующий спектр скалярных партнеров фермионов:

$$m^2(\tilde{U}_L) = m^2(\tilde{D}_L) = m^2 + 7,45 M^2;$$

$$m^2(\tilde{U}_R) = m^2 + 7,02 M^2;$$

$$m^2(\tilde{D}_R) = m^2 + 6,97 M^2;$$

$$m^2(\tilde{E}_L) = m^2(\tilde{N}_L) = m^2 + 0,53 M^2;$$

$$m^2(\tilde{E}_R) = m^2 + 0,15 M^2.$$

Если вдобавок руководствоваться прогнозируемым теорией суперструны соотношением мягко нарушающих СУСИ скалярных параметров $m/M \ll 1$, то задача нахождения спектра сводится к знанию параметра M , а отношение масс СУСИ-партнеров фиксируется.

Для того чтобы получить значения масс скалярных партнеров фермионов третьего поколения, следует решать уравнения (II.4) — (II.8) полностью, не пренебрегая юкавскими связями. Для четырех комбинаций

$$\left. \begin{aligned} m_4^2 &\equiv m_D^2 + m_U^2 - 2m_Q^2; \\ m_5^2 &\equiv \frac{2}{3} \mu_2^2 - m_U^2; \\ m_6^2 &\equiv \frac{3}{2} m_D^2 + m_L^2 - \mu_1^2; \\ m_7^2 &\equiv m_L^2 - \frac{1}{2} m_E^2 \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

получаются аналитически решаемые уравнения со следующими интегралами:

$$m_4^2 = M^2 [-3\tilde{\alpha}_2(0) f_2(t) + \tilde{\alpha}_1(0) f_1(t)]; \quad (94a)$$

$$m_5^2 = M^2 \left[-\frac{8}{3} \tilde{\alpha}_3(0) f_3(t) + \tilde{\alpha}_2(0) f_2(t) - \frac{5}{9} \tilde{\alpha}_1(0) f_1(t) \right] - \frac{m^2}{3}; \quad (94б)$$

$$m_6^2 = M^2 \left[4\tilde{\alpha}_3(0) f_3(t) + \frac{1}{3} \tilde{\alpha}_1(0) f_1(t) \right] + \frac{3}{2} m^2; \quad (94в)$$

$$m_7^2 = M^2 \left[\frac{3}{2} \tilde{\alpha}_2(0) f_2(t) - \frac{1}{2} \tilde{\alpha}_1(0) f_1(t) \right] + \frac{1}{2} m^2. \quad (94г)$$

Однако имеется три массовых параметра с ненулевыми юкавскими вкладами в их аномальные размерности. Ими являются: $m_1 \equiv m_U^2$, $m_2 \equiv m_D^2$ и $m_3 \equiv m_E^2$. В этих обозначениях уравнения (П.4), (П.5) и (П.8) для масс из третьего поколения могут быть записаны единым образом:

$$\frac{d\vec{m}^2}{dt} = \vec{G}(t) - \mathfrak{m}(t) \vec{m}^2(t), \quad (95)$$

где

$$\mathfrak{m}(t) = \begin{pmatrix} 6Y_t, & Y_t, & 0 \\ Y_b, & 6Y_b, & Y_b \\ 0, & 3Y_\tau, & 4Y_\tau \end{pmatrix}; \quad (96)$$

$$G_1(t) = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{16}{9} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - Y_t (3m_5^2 - m_4^2 + 2m^2 A_t^2); \quad (97a)$$

$$G_2(t) = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{4}{9} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - Y_b (2m_7^2 - m_4^2 - 2m_6^2 + 2m^2 A_b^2); \quad (97б)$$

$$G_3(t) = 4\tilde{\alpha}_1 M_1^2 - Y_\tau (4m_7^2 - 2m_6^2 + 2m^2 A_\tau^2). \quad (97в)$$

Решения уравнений (95), записанные в виде интегралов, приведены в [98]. Мы же ограничимся тем, что приведем выражения для масс скалярных партнеров фермионов третьего поколения (с учетом вкладов D -членов) в терминах m_i^2 ($i = 1, 2, 3$):

$$m^2(\tilde{t}_R) = m_1^2 - \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right);$$

$$m^2(\tilde{b}_R) = m_2^2 + \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right);$$

$$m^2(\tilde{\tau}_R) = m_3^2 + \cos 2\theta M_Z^2 \sin^2 \theta_W;$$

$$m^2(\tilde{t}_L) = \frac{1}{2} m_1^2 + \frac{1}{2} m_2^2 - \frac{1}{2} M^2 (-3\tilde{\alpha}_2 f_2 + \tilde{\alpha}_1 f_1) + \\ + \cos 2\theta M_Z^2 \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right);$$

$$\begin{aligned}
 m^2(\tilde{b}_L) &= \frac{1}{2} m_1^2 + \frac{1}{2} m_2^2 - \frac{1}{2} M^2 (-3\tilde{\alpha}_2 f_2 + \tilde{\alpha}_1 f_1) + \\
 &\quad + \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right); \\
 m^2(\tilde{\tau}_L) &= \frac{1}{2} m_3^2 + \frac{1}{2} m^2 + \frac{1}{2} M^2 (3\tilde{\alpha}_2 f_2 - \tilde{\alpha}_1 f_1) + \\
 &\quad + \cos 2\theta M_Z^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right); \\
 m^2(\tilde{\nu}_L) &= \frac{1}{2} m_3^2 + \frac{1}{2} m^2 + \frac{1}{2} M^2 (3\tilde{\alpha}_2 f_2 - \tilde{\alpha}_1 f_1) - \cos 2\theta \frac{1}{2} M_Z^2. \quad (98)
 \end{aligned}$$

6.2. Учет нарушения электрослабой симметрии. В п. 6.1 мы обсудили эволюцию массовых параметров, не принимая во внимание нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии на соответствующей шкале. Благодаря последнему W -бозон становится массивным: $M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 v^2$, где v^2 задано формулой (82). После несложных манипуляций условие нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии можно записать как

$$\frac{\mu_1^2 - \omega^2 \mu_2^2}{\omega^2 - 1} = \frac{1}{2} M_Z^2, \quad (99)$$

где ω определяется из формулы (84); μ_1^2 и μ_2^2 же удовлетворяют уравнениям эволюции (П.9) и (П.10). Выразив из соотношений (94) μ_1^2 и μ_2^2 и подставив в формулу (99), приходим к эквивалентному соотношению:

$$\sum_i m_i^2 \Phi_i(\omega) + \frac{\left(\frac{3}{2} m_5^2 \omega^2 + m_6^2 - m_7^2 \right)}{\omega^2 - 1} = -\frac{1}{2} M_Z^2, \quad (100)$$

где Φ_i — вектор с координатами:

$$\Phi_i \equiv \left(\frac{3\omega^2}{2(\omega^2 - 1)}, -\frac{3}{2(\omega^2 - 1)}, -\frac{1}{2(\omega^2 - 1)} \right);$$

m_i^2 — решения уравнения (95), а m_5^2 , m_6^2 , m_7^2 — аналитически решаемые комбинации (94).

Учитывая решения (94) в формуле (100), а также имея в виду, что для $i = 1, 2, 3$ имеем [98]

$$m_i^2(t) = M^2 \tilde{a}_i + M A m \tilde{b}_i + m^2 \tilde{c}_{1i} + A^2 m^2 \tilde{c}_{2i}, \quad \text{[(101)]}$$

можно окончательно сформулировать условие (100) в виде квадратного уравнения относительно M :

$$aM^2 + bM + c = 0 \quad (102)$$

со следующими коэффициентами [98]:

$$\left. \begin{aligned}
 a &\equiv \sum_{i=1}^3 \Phi_i \tilde{a}_i + \frac{3}{2} K(t) \left(K(t) = \frac{m_6^2 + m^2/3}{M^2} \right); \\
 b &\equiv Am \sum_{i=1}^3 \tilde{b}_i \Phi_i; \\
 c &\equiv m^2 \sum_{i=1}^3 \Phi_i (\tilde{c}_{1i} + A^2 \tilde{c}_{2i}) + \frac{m^2}{2} \frac{2 - \omega^2}{\omega^2 - 1} + \frac{1}{2} M_Z^2.
 \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

Выражения (103) вместе с уравнением (102) явно демонстрируют зависимость нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии от параметров мягкого нарушения СУСИ A, m, M , а также от значения $\sin 2\theta$ на электрослабой шкале $\sim M_W$. Зависимость условия электрослабого нарушения (102) от юквских констант менее прозрачна и скрыта в коэффициентах $\tilde{a}_j, \tilde{b}_j, \tilde{c}_{1j}$ и \tilde{c}_{2j} (см. Приложение работы [98]). В результате в широкой области пространства параметров ($A, m, M, \sin 2\theta, Y_t$) реализуются дозволенные конфигурации, вдоль которых происходит нарушение электрослабой симметрии. Подробный численный анализ указанных конфигураций проведен в [98].

Интересно рассмотреть некоторые частные случаи. Сильное ограничение на указанные конфигурации накладывает условие $b^2 \geq 4ac$. Например, в пределе $m \rightarrow 0$ мы имеем $M^2 = -M_Z^2/2a$ и величина a должна быть отрицательной. Это ограничивает допустимые значения Y_t и $\sin 2\theta(M_W)$. В частности, если мы требуем $M^2 \gg m^2$ (характерное соотношение для моделей инспирированных суперструной), то соответствующее условие $a \approx 0$ приводит к ограниченным значениям Y_t и, следовательно, m_t .

В пределе $M \rightarrow 0$ условие (102) сводится к $c = 0$. Дальнейшее упрощение последнего достигается при $h_b, h_\tau \ll h_t$ и $\omega \rightarrow \infty$. С учетом формул (99), (101) и соотношений

$$\left. \begin{aligned}
 \mu_1^2 &= \frac{3}{2} m_2^2 + \frac{1}{3} m_3^2 + m_7^2 - m_6^2; \\
 \mu_2^2 &= \frac{3}{2} m_1^2 + \frac{3}{2} m_3^2
 \end{aligned} \right\} \quad (104)$$

в указанном пределе получим простые соотношения [98]:

$$\left. \begin{aligned}
 \mu_1^2 &= m^2; \\
 \mu_2^2 &= \frac{3}{2} m^2 \left\{ \frac{1 + Y_t^{(\cdot)} F_1(6 - 2A^2)}{[1 + 6Y_t^{(\cdot)} F_1]^2} - \frac{1}{3} \right\}.
 \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

В пределе $\omega \rightarrow \infty$ из (99) имеем $\mu_2^2 = -\frac{1}{2} M_Z^2$ и для того, чтобы получить отрицательный квадрат массы одного из хиггсовских полей μ_2^2 , требуются достаточно большие $Y_t(0)$.

Несмотря на приведенные упрощения, рассмотренный случай радиационного нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии (эволюция параметра μ_2^2 такова, что на электрослабой шкале μ_2^2 становится отрицательным) за счет больших значений масс t -кварка достаточно типичен [101—103]. Тем не менее радиационное нарушение $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии за счет тяжелых t -кварков не является единственным механизмом указанного нарушения. Так, полагая, что μ_1^2 и μ_2^2 очень близки друг к другу [источником разной эволюции параметров является разная зависимость уравнений (П.9) и (П.10) от бегущих юкавских констант Y_i], что и имеет место в случае малых Y_i ; $(\mu_1^2 - \mu_2^2)/M_Z^2 = \varepsilon \ll 1$, вместо (99) приходим к следующему условию:

$$\varepsilon \frac{\omega^2}{\omega^2 - 1} = \frac{1}{2} + \frac{\mu_1^2}{M_Z^2}. \quad (106)$$

Малость величины ε должна компенсироваться малостью $\omega^2 - 1$ в формуле (106). В этом и заключается другой механизм нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии. Отметим, что второй механизм работает тем в большей степени, чем меньше масса t -кварка (или Y_t), так как именно в этом случае стирается разница в эволюции параметров μ_1^2 и μ_2^2 . Малость величины $\omega^2 - 1$ в силу формул (83) и (84) приводит к тому, что на шкале порядка $M_W \sin 2\theta$ ($M_W \approx 1$).

В пределе $h_b, h_t \rightarrow 0$ ($Y_b, Y_t \rightarrow 0$), являющемся, по сути дела, пределом, в котором работает упомянутый второй механизм нарушения $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии, можно без труда проинтегрировать уравнение

$$\sin 2\theta = 2\mu_3^2/(\mu_1^2 + \mu_2^2). \quad (107)$$

С учетом формул (П.9), (П.10) и (П.14), взятых в том же приближении, легко связать значения параметра $\sin 2\theta$ на шкале M_X и электрослабой шкале:

$$\sin 2\theta(M_X) \approx \sin 2\theta(M_W) 0,71 \left(1 + 0,53 \frac{M^2}{m^2}\right). \quad (108)$$

В табл. 9 приведено несколько наборов допустимых спектров СУСИ-партнеров, а также хиггсовских частиц, которые получаются с учетом соотношения (103) при $\sin 2\theta(M_W) \approx 1$. Приведенные спектры отражают ситуацию с умеренными значениями масс t -кварков (50—55 ГэВ). Для более тяжелых масс t -кварков ($m_t \geq 100$ ГэВ) работает первый механизм нарушения электрослабой симметрии: $\mu_2^2(M_W) < 0$. В принципе, возможна суперпозиция указанных механизмов. Но в этом случае не обойтись без более аккуратного численного анализа (см. [98]).

7. ПОИСК СУСИ-ЧАСТИЦ НА ПРОТОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ УНК

Спектр масс суперсимметричных партнеров зависит от механизма нарушения СУСИ (см. разд. 6). Несмотря на огромные успехи теории СУГРА и 10-мерной суперструны, пока не удается с абсолют-

Таблица 9. Спектр хиггсовских частиц и суперпартнеров кварков, лептонов, глюонов и фотонов в зависимости от параметров мягкого нарушения SUSY m , M (все массы даны в ГэВ)

Частица	$\sin 2\theta (M_X) \approx 1$					$\sin 2\theta (M_X) \approx 0,9$					$\sin 2\theta (M_X) \approx 0,8$							
	50	100	150	200	250	300	50	100	150	200	250	300	50	100	150	200	250	300
m	50	100	150	200	250	300	50	100	150	200	250	300	50	100	150	200	250	300
\tilde{U}_L, \tilde{D}_L	130	260	390	520	648	778	110	218	328	436	546	654	82	167	249	334	416	501
\tilde{U}_R	127	254	380	507	632	759	108	213	321	426	534	639	81	164	245	328	409	492
\tilde{D}_R	126	253	379	506	630	756	107	212	320	425	532	637	80	163	244	327	408	490
\tilde{E}_L, \tilde{N}_L	59	119	178	233	297	356	56	113	169	225	282	338	53	106	159	212	265	318
\tilde{E}_R	53	106	158	214	264	317	52	104	156	207	259	311	51	102	153	204	254	305
M	44	88	132	176	219	263	36	71	107	142	178	213	24	49	73	98	122	147
\tilde{g}	132	264	396	528	657	789	108	213	321	426	534	639	72	147	219	294	366	441
$\tilde{\gamma}$	22	44	66	88	109,5	131,5	18	35,5	53,5	71	89	106,5	12,2	24,5	36,5	48,7	61,1	73,5
H^\pm	117	187	265	346	428	510	115	179	253	329	406	485	111	171	239	311	384	457
H_c	84	168	252	336	420	504	80	159	239	319	398	478	75	150	225	300	375	450
H_a	125	192	268	349	430	512	123	184	256	332	409	487	119	176	243	314	386	459
H_b	5,6	7,3	7,8	8,0	8,1	8,2	5,4	7,2	7,8	8,0	8,1	8,2	5,2	7,1	7,7	8,0	8,1	8,1

ной точностью указать верхние границы спектра масс СУСИ-частиц. В результате значительных усилий экспериментаторов удалось получить ряд нижних границ на массы некоторых суперпартнеров.

Так, в e^+e^- -соударениях получены ограничения на массы скалярных лептонов \tilde{e} , $\tilde{\mu}$, $\tilde{\tau}$, на массы \tilde{W} , \tilde{Z} : $m_{\tilde{\mu}}, m_{\tilde{\tau}}, m_{\tilde{W}}, m_{\tilde{Z}} > 20$ ГэВ, $m_{\tilde{e}} > 60$ ГэВ. Из $p\bar{p}$ -соударений получено $m_{\tilde{g}} > 75$ ГэВ, $m_{\tilde{q}} > 75$ ГэВ. Все эти ограничения довольно сильно зависят от используемых моделей. (Более подробно см. в [104].)

При анализе возможности рождения суперпартнеров на ускорителях желательно проводить, по возможности, безмодельные (относительно их масс) исследования. В частности, интересно исследовать, до каких областей масс рожденных суперпартнеров можно продвинуться на тех или иных ускорителях.

Рассмотрим образование СУСИ-частиц в $p\bar{p}$ -соударениях. Обычно рассмотрение таких процессов ведется на кварковом уровне. В низшем порядке по константе α_s сечение образования пары суперпартнеров в $p\bar{p}$ -соударениях записывается в факторизованном виде

$$\sigma^{p\bar{p}}(s) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j G_i^p(x_i) G_j^{\bar{p}}(x_j) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}). \quad (109)$$

Здесь $\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s})$ — сечения кварковых подпроцессов, в которых образуются соответствующие суперпартнеры; $G_i^p(x_i)$ — вероятность нахождения в протоне (антипротоне) кварка (глюона) с долей импульса x_i ; $\hat{s} = x_i x_j s$ — энергия в с. ц. м. данного подпроцесса. Матричные элементы кварковых подпроцессов содержат δ -функцию $\delta(M - \sqrt{x_i x_j s})$, где M — эффективная масса пары образованных суперпартнеров. Данное кинематическое ограничение и поведение функций распределения кварков (глюонов) в протоне (антипротоне) существенным образом определяют поведение сечений образования СУСИ-частиц в $p\bar{p}$ -соударениях.

Наиболее высокие сечения ($\sim \alpha_s^2$) имеют элементарные процессы образования цветных суперпартнеров: $gg, q\bar{q}, g\bar{q}$. Рассмотрим, например, парное образование глюино. Этот процесс происходит как за счет глюон-глюонных соударений $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, так и за счет аннигиляции кварков $q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$. (Диаграммы различных подпроцессов образования глюино представлены на рис. 3.) При $m_{\tilde{g}} \ll \sqrt{s}/2$ по кинематическим причинам доминировать будут процессы глюон-глюонных соударений $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$, которые не зависят от массы скалярного кварка. В результате в данной области сечения парного образования глюино в $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях примерно равны и при данной энергии реакции являются функцией от $m_{\tilde{g}}$. Другой механизм пар-

ного образования глюино $q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ слабо зависит от масс обменных скалярных кварков. Данный механизм начинает доминировать при $m_{\tilde{g}} \ll \sqrt{s}/2$. Поэтому в этой кинематической области сечение образования пары $\tilde{g}\tilde{g}$ в $p\bar{p}$ -соударениях значительно больше соответствующего сечения в pp -соударениях.

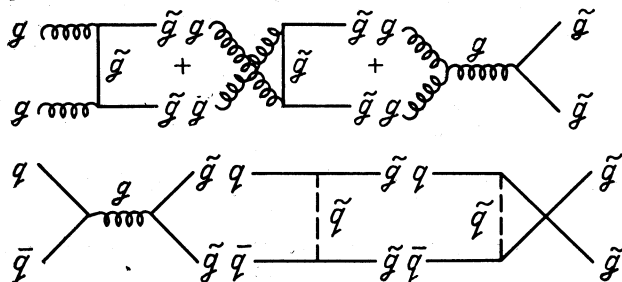


Рис. 3. Диаграммы подпроцессов образования пар глюино $\tilde{g}\tilde{g}$ в pp -соударениях

На рис. 4 представлены сечения парного образования глюино в $p\bar{p}$ -взаимодействиях в зависимости от массы $m_{\tilde{g}}$ при значениях \sqrt{s} , равных 2, 6, 40 ТэВ [8]. При расчетах здесь и далее использовался набор функций распределения партонов в протоне из работы [105], соответствующий $\Lambda = 200$ МэВ. Кроме того, в вычислениях использовалось соотношение масс скалярных кварков и глюино $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$, которое дают современные модели простой супергравитации [81], а также теория суперструны [81]. Приведенные качественные рассуждения о соотношении сечений парного образования глюино в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях подтверждаются расчетами (см. рис. 4).

Другим важным механизмом образования сильновзаимодействующих суперпартнеров \tilde{g} и \tilde{q} является механизм ассоциативного рождения: $p\bar{p} \rightarrow \tilde{g}\tilde{q} + X$. Отметим, что ассоциативное рождение скалярных кварков с глюино может стать основным источником образова-

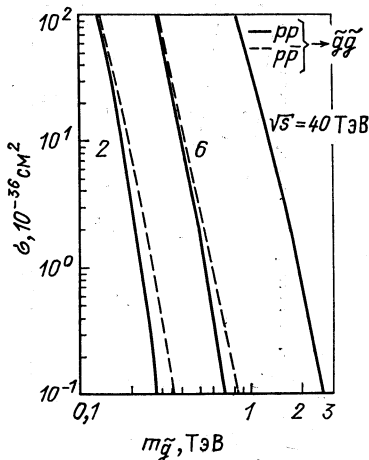


Рис. 4. Полные сечения образования пар глюино $\tilde{g}\tilde{g}$ в pp -соударениях в зависимости от $m_{\tilde{g}}$ при различных значениях энергии реакции \sqrt{s}

ния глюино (скалярных кварков), если $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ ($m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$). Если же их массы примерно равны $m_{\tilde{g}} \approx m_{\tilde{q}}$, то источником образования глюино (скалярных кварков) в протон-протонных и протон-антипротонных соударениях могут быть в равной степени как парный, так и ассоциативный механизмы. В случае ассоциативного рождения $\tilde{g}\tilde{q}$ основным является кварк-глюонный механизм (см. диаграммы на рис. 5). Если рассматривать образование как скалярных

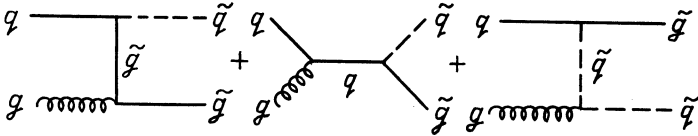


Рис. 5. Диаграммы подпроцессов ассоциативного образования пары $\tilde{g}\tilde{q}$ в $pp^{(-)}$ -соударениях

кварков \tilde{q} , так и скалярных антикварков \tilde{q} в паре с глюино \tilde{g} ($\tilde{q} + \tilde{q}$), то суммарное сечение данных процессов будет одинаковым в pp - и pp -соударениях. Это сечение в зависимости от $m_{\tilde{g}}$ при различных значениях \sqrt{s} представлено на рис. 6 [8].

Ситуация с соотношением отдельных подпроцессов для парного рождения скалярных кварков в pp - и pp -соударениях (диаграммы представлены на рис. 7) приблизительно такая же, как и для случая парного образования глюино. Однако суммарные сечения парного образования скалярных кварков и антикварков ($\tilde{q}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{q}$)

в pp - и pp -столкновениях равны (рис. 8), как и для случая ассоциативного образования \tilde{g} ($\tilde{q} + \tilde{q}$) [8].

На рис. 9 представлены полные сечения образования скалярных кварков (глюино) в pp -взаимодействиях в зависимости от массы $m_{\tilde{q}}$ ($m_{\tilde{g}}$) при соотношении масс $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$ для различных значений \sqrt{s} .

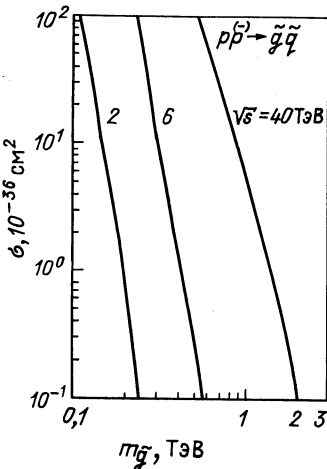


Рис. 6. Полные сечения ассоциативного образования $\tilde{g}\tilde{q}$ в $pp^{(-)}$ -соударениях в зависимости от $m_{\tilde{q}}$ ($m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$)

Полные сечения образования скалярных кварков (глюино) в pp -соударениях при различных соотношениях масс скалярного кварка и глюино в зависимости от $m_{\tilde{q}}$, $m_{\tilde{g}}$ при $\sqrt{s} = 6$ ТэВ представлены

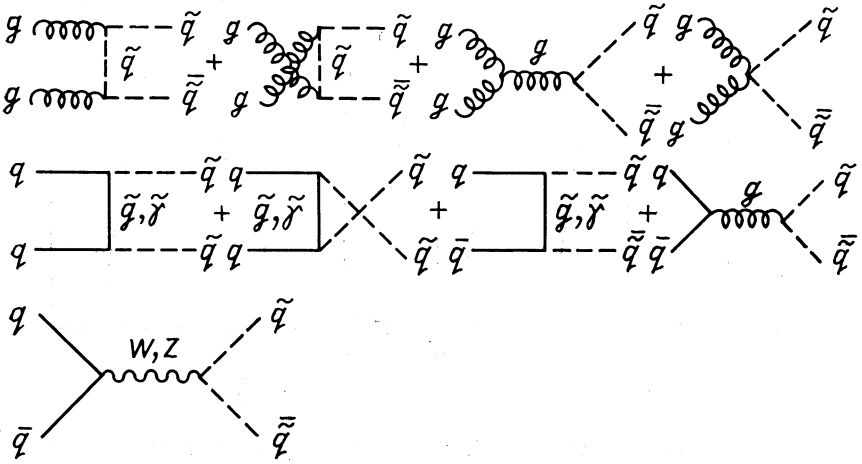


Рис. 7. Диаграммы подпроцессов образования пар скалярных кварков (антикварков) $\tilde{q}\tilde{q}$ в pp -соударениях

на рис. 10. Естественно, что данные сечения сильно зависят от соотношения $m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{q}}$, так как при заданном значении $m_{\tilde{g}}$ суммарная масса

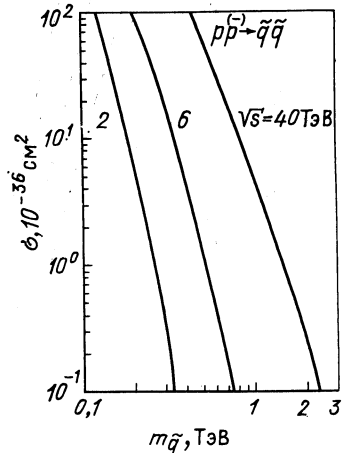


Рис. 8. Полные сечения образования пар скалярных кварков (антикварков) $\tilde{q}\tilde{q}$ в pp -соударениях в зависимости от $m_{\tilde{q}}$

образованных СУСИ-частиц определяется этим отношением. Однако сечения образования СУСИ-частиц с общей массой $m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{q}}$ слабо зависят от соотношения $m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{q}}$.

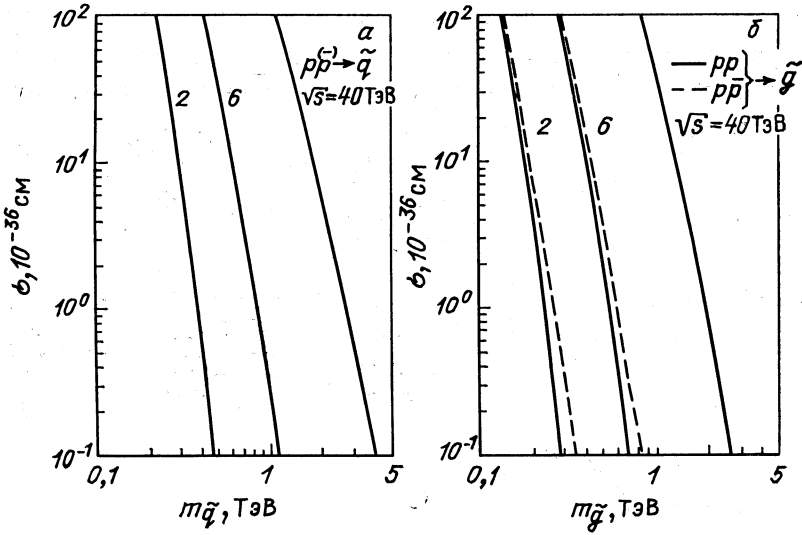


Рис. 9. Суммарные сечения (см²) образования скалярных кварков \tilde{q} (а), глюино \tilde{g} (б) в $p\bar{p}$ -соударениях в зависимости от масс $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}}$ соответственно ($m_{\tilde{g}} = \frac{1}{2} m_{\tilde{q}}$)

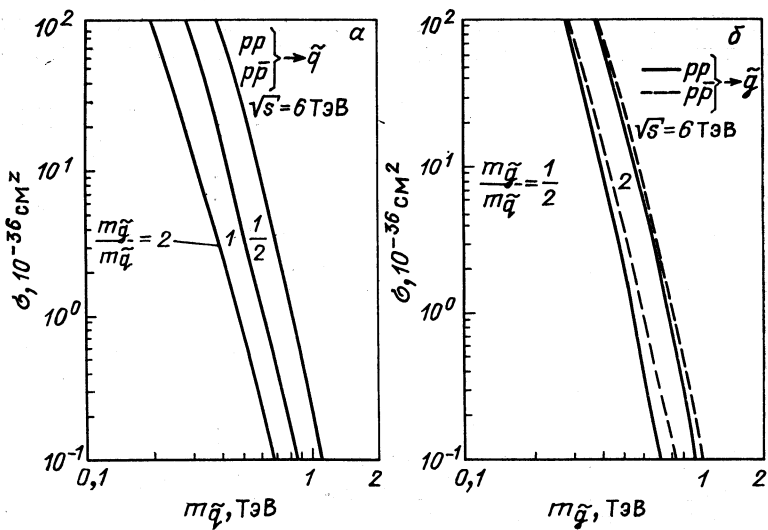


Рис. 10. Суммарные сечения образования скалярных кварков \tilde{q} (а), глюино \tilde{g} (б) в $p\bar{p}$ -соударениях в зависимости от $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}}$ соответственно при различных значениях соотношения $m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{q}}$

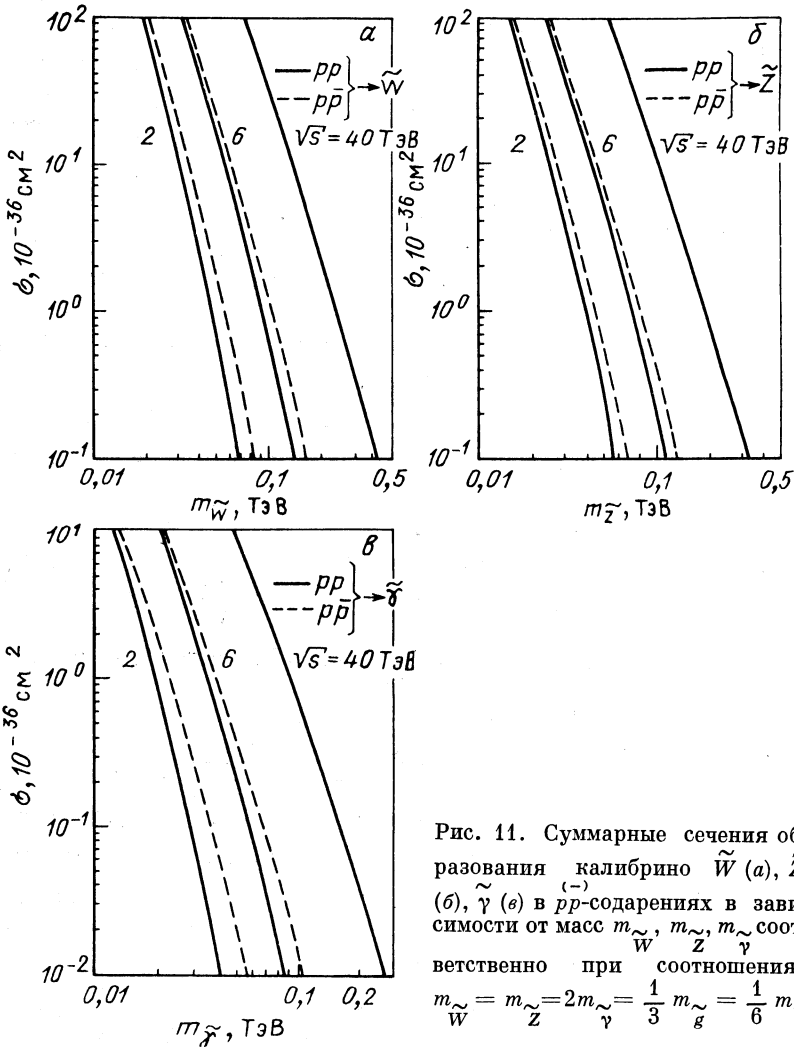


Рис. 11. Суммарные сечения образования калибрино \tilde{W} (а), \tilde{Z} (б), $\tilde{\gamma}$ (в) в pp -соударениях в зависимости от масс $m_{\tilde{W}}, m_{\tilde{Z}}, m_{\tilde{\gamma}}$ соответственно при соотношениях $m_{\tilde{W}} = m_{\tilde{Z}} = 2m_{\tilde{\gamma}} = \frac{1}{3} m_{\tilde{g}} = \frac{1}{6} m_{\tilde{q}}$

Процессы ассоциативного рождения в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях электрослабых калибрино с цветными суперпартнерами идут с константами $\sim \alpha_s$. К указанным процессам относятся $pp \rightarrow g\tilde{Z}, g\tilde{W}^\pm, g\tilde{\gamma}$ и $p\bar{p} \rightarrow q\tilde{Z}, q\tilde{W}^\pm, q\tilde{\gamma}$. Суммарные сечения данных процессов в зависимости от масс соответствующих калибрино представлены на рис. 11. При вычислениях предполагались следующие соотношения между массами суперпартнеров $m_{\tilde{W}} = m_{\tilde{Z}} = 2m_{\tilde{\gamma}} = \frac{1}{3} m_{\tilde{g}} = \frac{1}{6} m_{\tilde{q}}$. Поскольку в большинстве моделей $m_{\tilde{W}, \tilde{Z}, \tilde{\gamma}} < m_{\tilde{g}, \tilde{q}}$, то возможны

распады скалярных кварков, глюино по каналам типа $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\gamma}$, $q\tilde{W}$, $q\tilde{Z}$; $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\gamma}$, $q\tilde{q}\tilde{W}$, $q\tilde{q}\tilde{Z}$, которые содержат в конечном состоянии \tilde{W} , \tilde{Z} , $\tilde{\gamma}$. Поэтому наиболее вероятно, что поиск электрослабых калибрино будет проводиться в реакциях с образованием пар $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{q}$ с последующими распадами \tilde{g} , \tilde{q} . Тем не менее изучение реакций прямого образования \tilde{W} , \tilde{Z} , $\tilde{\gamma}$ дает возможность получить ограничения на их массы, наименее зависящие от моделей.

Нас интересует, при каких максимально возможных массах суперпартнеров можно ожидать разумного числа событий (около 1000 событий) с их образованием в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях на различных pp -коллайдерах при заданных значениях интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt$. (Например, интегральная светимость $\int \mathcal{L} dt = 10^{39} \text{ см}^{-2}$ соответствует работе ускорителя со светимостью $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в течение 10^7 с).

Расчеты показывают, что на $p\bar{p}$ -коллайдерах в процессах рождения глюино $p\bar{p} \rightarrow \tilde{g} + X$ можно продвинуться до следующих значений $m_{\tilde{g}}^{\max} : m_{\tilde{g}}^{\max} \simeq 0,19 \text{ ТэВ}$ при $\sqrt{s} = 2 \text{ ТэВ}$ ($\int \mathcal{L} dt = 10^{38} \text{ см}^{-2}$); $m_{\tilde{g}}^{\max} \simeq 0,59 \text{ ТэВ}$ при $\sqrt{s} = 6 \text{ ТэВ}$ ($\int \mathcal{L} dt = 10^{39} \text{ см}^{-2}$); $m_{\tilde{g}}^{\max} \simeq 2,6 \text{ ТэВ}$ при $\sqrt{s} = 40 \text{ ТэВ}$ ($\int \mathcal{L} dt = 10^{40} \text{ см}^{-2}$).

В табл. 10 приведены сводные результаты [8] по оценке предельно возможных масс цветных суперпартнеров и электрослабых калибрино, которые могли бы рождаться в pp - или $p\bar{p}$ -соударениях при различных значениях интегральной светимости $\int \mathcal{L}_{pp} dt$ и при \sqrt{s} , равном 2, 6, 40 ТэВ. Отметим, что для всех процессов, кроме процессов с образованием фотино, минимальное число событий, необходимое для обнаружения частицы данного сорта, взято равным 1000. События с образованием фотино обладают наиболее ярко выраженной идентифицируемой сигнатурой: одна-две струи с большим недостающим P_T . Поэтому считаем, что для идентификации событий с образованием фотино достаточно иметь в эксперименте 100 событий, содержащих фотино ($\tilde{\gamma}q$ или $\tilde{\gamma}g$).

Отметим также, что все значения предельно достижимых масс СУСИ-частиц, приведенные в табл. 10, получены из расчетов в низшем порядке по константе α_s . Учет следующих порядков по α_s может изменить расчетные значения сечений в несколько раз и соответственно предельно достижимые значения масс СУСИ-частиц примерно до 1,5 раза.

Несмотря на то, что сечения образования СУСИ-частиц малы, выделение таких событий возможно вследствие их ярко выраженной

Таблица 10. Предельные значения масс суперпартнеров (ГэВ), которые доступны для обнаружения на $pp^{(-)}$ -коллайдере (в расчетах предполагалось:

$m_{\tilde{W}} \approx m_{\tilde{Z}} = 2m_{\tilde{\nu}} = \frac{1}{3}m_{\tilde{g}} = \frac{1}{6}m_{\tilde{q}}$). Минимальное число событий, необходимое для обнаружения частицы данного сорта, составляет 1000

\sqrt{s} , ТэВ	2			6			40		
	10^{37}	10^{38}	10^{39}	10^{37}	10^{38}	10^{39}	10^{38}	10^{39}	10^{40}
$\int \mathcal{L} dt$, см ⁻²	10^{37}	10^{38}	10^{39}	10^{37}	10^{38}	10^{39}	10^{38}	10^{39}	10^{40}
$m_{\tilde{q}}, pp, \bar{p}\bar{p}$	214	292	384	400	602	822	1830	2550	4070
$m_{\tilde{g}}$	pp	134	179	231	286	408	536	1340	2650
	$\bar{p}\bar{p}$	139	190	266	298	432	590	1340	2650
$m_{\tilde{W}}$	pp	19	31	48	31	56	91	135	440
	$\bar{p}\bar{p}$	20	34	56	33	60	102	135	440
$m_{\tilde{Z}}$	pp	15	25	39	25	43	73	102	320
	$\bar{p}\bar{p}$	16	27	44	25	45	78	102	320
$m_{\tilde{\nu}}$	pp	12	20	29	21	36	57	92	220
	$\bar{p}\bar{p}$	13	23	36	22	39	65	92	220

* Минимальное число событий, необходимое для обнаружения фотино, взято равным 100.

сигнатуры. Так, скалярные кварки, глюино, образующиеся в $pp^{(-)}$ -ударениях, могут распадаться по каналам соответственно $q \rightarrow q\tilde{\gamma}$, $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\gamma}$. Если фотино — легчайшая СУСИ-частица, то в теориях с сохраняющейся R -четностью $\tilde{\gamma}$ стабильно. Сечение взаимодействия фотино с веществом мало: $\sigma_{\tilde{\gamma}} \sim 10^{-37} \div 10^{-40}$ см², и поэтому фотино обычно не регистрируется детектором. В результате события с образованием СУСИ-частиц имеют большую «отсутствующую» энергию, большой «отсутствующий» поперечный импульс $P_{отс}$. В качестве примера на рис. 12 приведены распределения по $P_{отс}$ со-

битый $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} + X$ и $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} + X$, соответственно при $\sqrt{s} = 6$ ТэВ и при различных значениях масс $m_{\tilde{q}}$, $m_{\tilde{g}}$.

Как отмечалось выше, кроме прямых поисков суперпартнеров существуют и косвенные способы обнаружения проявлений суперсимметричных теорий объединения электрослабых и сильных взаимодействий, связанные с расширением калибровочных симметрий. Так, в рамках теории суперструны в качестве единой группы калибровочной симметрии на масштабе $M \ll M_{PL}$ может быть выбрана

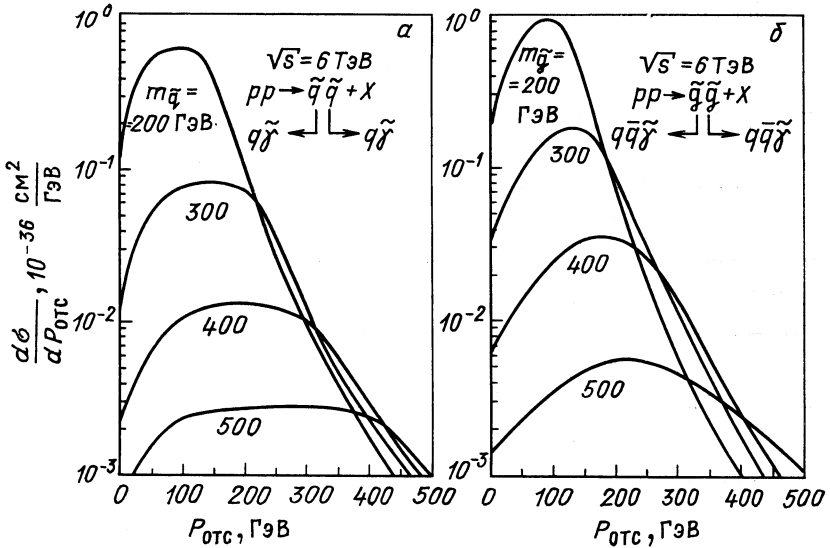


Рис. 12. Распределения по отсутствующему поперечному импульсу P_{0tc} в pp -реакциях образования $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ и $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$

группа E_6 , которая в области $\Lambda \sim 0$ (ТэВ) редуцируется до группы симметрии $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times T$, где $T \equiv U(1)_E^Y U(1) \times U(1)$, $SU(2) \times U(1) (SU(2) \equiv SU(2)_R)$. Так, например, выбирая $T \equiv U(1)_E^Y$, $Y_E = \sqrt{3}/5 (Y_L - \frac{1}{4} Y_R)$, $\alpha_E = \frac{g_E^2}{4\pi}$ ($\mu \sim M_W$) = 0,0164, из космологии можно получить ограничение на массу нового калибровочного Z_E -бозона $m_{Z_E} > 700$ ГэВ, если использовать ограничения на число поколений $N < 4$. Современные pp -эксперименты UA1, UA2 соответствуют ограничению на $m_{Z_E} \geq 156$ ГэВ. На УНК для варианта pp -коллайдера 3×3 ТэВ при интегральной светимости 10^{37} см⁻² возможно изучить диапазон масс вплоть до $m_{Z_E} \leq 1000$ ГэВ. Если в качестве группы T выбрать $SU(2)_R$, то при $\int \mathcal{L}_{pp} dt = 10^{37}$ см⁻² и $\sqrt{s} = 6$ ТэВ на статистике

100 событий образования правых заряженных W_{\mp}^{\pm} и нейтральных Z_R^0 калибровочных бозонов можно достичь следующих границ:
 $M_{W_R}^{\max} = 2 \div 2,4$ ТэВ. Этот же диапазон масс для калибровочных бозонов Z_E, W_{\mp}^{\pm}, Z_R мог бы быть исследован и на pp -коллайдере ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ) за счет возможного увеличения светимости.

Интервал возможных значений масс суперпартнеров может простираться приблизительно до 1 ТэВ. В частности, область значений скалярных кварков по оценкам ряда работ [98] (см. также табл. 9) ожидается в интервале вплоть до 1 ТэВ. Часть этой области (примерно до 600 ГэВ) может быть исследована на pp -коллайдере УНК ИФВЭ ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ) [8]. Имея в виду предсказания теории суперструны для масс скалярных кварков и возможное соотношение между массами ($m_{\tilde{q}} = 2 m_{\tilde{g}}$) на pp -коллайдере УНК, можно было бы исследовать значительную область ожидаемых значений масс глюино. С учетом соотношения $\frac{1}{6} m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{\nu}}$ возможно обнаружение ассоциативной моды рождения фотино и глюино (при массе фотино не более 65 ГэВ). Увеличение энергии коллайдера до $\sqrt{s} = 10$ ТэВ позволит исследовать область масс $m_{\tilde{\nu}} \leq 85$ ГэВ. Предсказываемые в теории суперструны с группой объединения E_6 новые кварки (D) с зарядом $q_D = -1/3$ и массой меньше 400 ГэВ также могут быть изучены на pp -коллайдере ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ) [8].

Отметим, что приведенные в работе (см. табл. 10) предельные значения масс \tilde{W}, \tilde{Z} , которые можно достичь на протонном коллайдере УНК, могут быть заниженными. Действительно, подробное изучение образования и распадов скалярных кварков по каналам $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{W}, q\tilde{Z}$ позволяет вести поиски слабых калибрино с большими значениями масс, так как парциальные ширины указанных каналов могут быть значительными [105]: $B(\tilde{q}_L^{u,d} \rightarrow q\tilde{W}) = 60 \div 70 \%$, $B(\tilde{q}_L^{u,d} \rightarrow q\tilde{Z}) = 15 \div 25 \%$, $B(\tilde{q}_R^{u,d} \rightarrow q\tilde{Z}) = 5 \div 7\%$ при $m_{\tilde{q}} \approx 100$ ГэВ. Так, на pp -коллайдере $S_{pp} S$ ($\sqrt{s} = 630$ ГэВ) на установках UA1, UA2 получены следующие ограничения: $m_{\tilde{W}} > 45$ ГэВ. В этих экспериментах полученные ограничения на массы \tilde{g}, \tilde{q} и \tilde{W} не сильно различаются, так как поиски \tilde{W} проводились в распадах W -бозонов по каналу $W \rightarrow \tilde{W}\tilde{\gamma}$ ($m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} \gtrsim 75$ ГэВ).

В заключение следует отметить, что если суперсимметрия действительно имеет отношение к решению проблемы натуральности электрослабой теории, то, по-видимому, вопрос об обнаружении глюино мог бы быть решен уже на pp -коллайдере с энергией $\sqrt{s} = 6$ ТэВ ($\mathcal{L}_{pp} = 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и тем более на pp -коллайдере с $\sqrt{s} = 10$ ТэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подытоживая достижения почти 20-летнего развития суперфизики, с необходимостью возникает очень важный и волнующий нас вопрос: с какой степенью оптимизма следует ожидать положительные результаты в экспериментах по поиску СУСИ-эффектов на протонном коллайдере УНК с энергией $\sqrt{s} = 6$ ТэВ? Естественно, что для получения ответа недостаточно только феноменологического анализа СУСИ-моделей. В предложенном обзоре была предпринята попытка сквозь призму основ СУСИ-теорий проследить за вновь возникающими в них собственными проблемами и тем самым понять надежность и конкретность их предсказаний для эксперимента. Действительно, успешный феноменологический анализ $N = 1$ СУСИ СМ (или $N = 1$ СУСИ ТВО) затрудняет наличие значительного числа свободных параметров, связанное с неопределенностью в выборе конкретного механизма нарушения глобальной $N = 1$ СУСИ. Тем самым становится очевидно, что предсказательная сила теории с глобальной $N = 1$ СУСИ все еще невелика. Решая с ее помощью проблему иерархии в СМ, мы только начинаем догадываться о том, что в области тераэлектрон-вольтного диапазона энергий мог бы находиться зоопарк СУСИ-частиц. Однако более четких указаний не только о конкретных значениях масс указанных частиц, но даже о каких-либо соотношениях между массами последних эта теория не дает. Теория $N = 1$ супергравитации, взаимодействующей с $N = 1$ янг-миллсовскими суперполями в пределе $M \ll M_{\text{ПЛ}}$, позволяет получить на масштабе M эффективную $N = 1$ глобальную СУСИ СМ с конкретным видом мягко нарушающих СУСИ-слагаемых. В результате эффективная низкоэнергетическая теория содержит меньшее число свободных параметров ($m, m_{1/2}, A, B \dots$), что снижает произвол теории и позволяет при некоторых предположениях прогнозировать спектры СУСИ-частиц. Тем не менее в этих последних теориях также содержится произвол, и он связан с выбором келлерова потенциала G и кинетической функции $f_{\alpha\beta}$ векторных суперполей. Наконец, значительный прогресс СУСИ-подхода связан с теоретическим открытием свободных от аномалий теорий 10-мерной суперструны, претендующих на единое описание всех фундаментальных взаимодействий, в том числе и согласованное описание квантовой гравитации. Известный оптимизм здесь связан прежде всего с тем, что: указанные построения, по-видимому, конечны и варианты с гетерозисной струной почти однозначно предсказывают янг-миллсовскую группу симметрии [$E_8 \times E_8$ либо $SO(32)$].

Из наиболее характерных свойств теорий суперструны следует выделить следующие: а) протяженная структура кварков, лептонов, калибровочных бозонов, гравитонов и их суперпартнеров на планковском масштабе; б) однозначное фиксирование размерности пространства-времени: $d = 10$; в) перспективы объединения всех

видов взаимодействий; при этом пертурбативная конечность ТВС автоматически означала бы решение проблемы квантовой гравитации; г) конкретный вид янг-миллсовской группы [$E_8 \times E'_8$ либо $SO(32)$], следующий из требования отсутствия аномалий в обсуждаемых теориях; д) при компактификации теории с группой симметрии $E_8 \times E'_8$ впервые удастся решить проблему киральности, теоретически вычислить число ($N_g = 3; 4$) поколений, а также юкавские константы; е) в полевом пределе нулевого наклона ($\alpha' = 0$) теория 10-мерной суперструны переходит в теорию 10-мерной супергравитации, дальнейшая редукция которой воспроизводит по-scale-версию $N = 1$ четырехмерной супергравитации. В результате, хотя сама теория суперструны и формулируется на планковских масштабах $M_{PL} \sim 10^{19}$ ГэВ (планковских расстояниях $r_{PL} \sim 10^{-33}$ см), удастся получить ряд низкоэнергетических предсказаний (новые калибровочные бозоны, новые кварки и лептоны), а также вычислять спектры СУСИ-частиц, используя минимальное число предположений (см. разд. 6).

Отметим, что в настоящее время стали интенсивно изучаться способы компактификации теорий 10-мерных суперструн в пространстве орбит [54, 106], а также более общие конструкции гетерозисной суперструны в $(10 - d)$ -мерном пространстве с янг-миллсовской группой симметрии ранга $(16 + d)$ [107]. Интересно отметить, что в последнем подходе в качестве выживающей при низких энергиях группы можно получить калибровочную группу из $SU(3) \times E_6 \times E'_6$ -симметрии. При этом группа $SU(3)$ может быть интерпретирована как локальная группа горизонтальной симметрии. Последнее обстоятельство представляется весьма интригующим, так как обещает охват современными ТВС и горизонтальных калибровочных сил. Однако следует отметить, что феноменологический анализ указанного направления находится в стадии непрерывного постоянного развития.

Итак, компактификация пространственно-временных симметрий и спонтанное нарушение калибровочной симметрии и локальной СУСИ в рамках обсуждаемой теории 10-мерной суперструны приводят к реалистичным низкоэнергетическим эффективным моделям. Рассмотренные примеры при компактификации на многообразии Калаби — Яо с тремя либо четырьмя поколениями, тесно связанные с суперсимметричной ($N = 1$) СМ, имеют богатейший спектр предсказаний за рамками СМ. Ожидаемый в районе O (ТэВ) масштаб масс новых частиц может быть достижим в настоящее время только на ускорителях-коллайдерах нового поколения сверхвысоких энергий. В число таковых может и должен войти pp -коллайдер ИФВЭ с энергией $\sqrt{s} \geq 6$ ТэВ. Увеличение планируемой энергии 6 ТэВ представляется несомненно важным и естественным аспектом возможной модификации комплекса УНК (см. разд. 1), так как это позволит значительно поднять нижний порог экспериментального открытия СУСИ-объектов.

Успешный запуск *pp*-коллайдера УНК мог бы сыграть исключительно важную роль в подтверждении либо опровержении тех буквально фантастических новых идей о пространстве-времени, которые находятся в центре внимания современной теоретической физики.

Авторы глубоко признательны А. А. Логунову, а А. Р. Кереселидзе, А. Г. Липартелиани и Ф. Г. Ткебучава — А. Н. Тавхелидзе за стимулирующую поддержку и плодотворные обсуждения данной работы. Мы благодарим руководителей и участников рабочих групп «УКД» и «Физика на УНК»: С. П. Денисова, В. А. Петрова, А. П. Воробьева, А. К. Лиходеда, Ю. Ф. Пирогова, а также Г. В. Джикия, А. И. Оксака, С. Р. Слабоспицкого, А. Ю. Смирнова, С. Ф. Султанова за постоянную поддержку и обсуждения ряда проблем, затронутых в работе. Благодарим А. М. Балдина, В. Г. Кадышевского и П. С. Исаева за любезное предложение написать настоящий обзор для журнала ЭЧАЯ. Мы признательны сотрудникам отделов нейтринной и теоретической физики ИФВЭ за обсуждения и творческую атмосферу. Наконец, приятно отметить научную поддержку со стороны руководства ИФВЭ (Протвино) и ИФВЭ ТГУ (Тбилиси), которой мы пользовались во время работы над обзором.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Ренормгрупповые уравнения эволюции юкавских констант для массовых параметров и параметров трилинейного скалярного взаимодействия имеют вид:

$$\frac{dY_t}{dt} = Y_t \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{13}{9} \tilde{\alpha}_1 - 6Y_t - Y_b \right); \quad (\text{П.1})$$

$$\frac{dY_b}{dt} = Y_b \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 + 3\tilde{\alpha}_2 + \frac{7}{9} \tilde{\alpha}_1 - Y_t - 6Y_b - Y_\tau \right); \quad (\text{П.2})$$

$$\frac{dY_\tau}{dt} = Y_\tau (3\tilde{\alpha}_2 + 3\tilde{\alpha}_1 - 3Y_b - 4Y_\tau); \quad (\text{П.3})$$

$$\begin{aligned} \frac{dm_Q^2}{dt} = & \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + 3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \frac{1}{9} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - \\ & - Y_U (m_Q^2 + m_U^2 + \mu_2^2 + A_U^2 m^2) - Y_D (m_Q^2 + m_D^2 + \mu_1^2 + A_D^2 m^2); \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

$$\frac{dm_U^2}{dt} = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{16}{9} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - 2Y_U (m_Q^2 + m_U^2 + \mu_2^2 + A_U^2 m^2); \quad (\text{П.5})$$

$$\frac{dm_D^2}{dt} = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 M_3^2 + \frac{4}{9} \tilde{\alpha}_1 M_1^2 \right) - 2Y_D (m_Q^2 + m_D^2 + \mu_1^2 + A_D^2 m^2); \quad (\text{П.6})$$

$$\frac{dm_L^2}{dt} = (3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \tilde{\alpha}_1 M_1^2) - Y_L (m_L^2 + m_E^2 + \mu_1^2 + A_L^2 m^2); \quad (\text{П.7})$$

$$\frac{dm_E^2}{dt} = 4\tilde{\alpha}_1 M_1^2 - 2Y_L (m_L^2 + m_E^2 + \mu_1^2 + A_L^2 m^2); \quad (\text{П.8})$$

$$\frac{d\mu_1^2}{dt} = (3\tilde{\alpha}_2 M_2^2 + \tilde{\alpha}_1 M_1^2) - 3Y_b (m_Q^2 + m_D^2 + \mu_1^2 + A_b^2 m^2) -$$

$$-Y_\tau (m_L^2 + m_E^2 + \mu_1^2 + A_\tau^2 m^2); \quad (\text{П.9})$$

$$\frac{d\mu_2^2}{dt} = (3\tilde{\alpha}_2 M_3^2 + \tilde{\alpha}_1 M_1^2) - 3Y_t (m_Q^2 + m_U^2 + \mu_2^2 + A_t^2 m^2); \quad (\text{П.10})$$

$$\frac{dA_t}{dt} = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 \frac{M_3}{m} + 3\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m} + \frac{13}{9} \tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m} \right) - 6Y_t A_t - Y_b A_b; \quad (\text{П.11})$$

$$\frac{dA_b}{dt} = \left(\frac{16}{3} \tilde{\alpha}_3 \frac{M_3}{m} + 3\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m} + \frac{7}{9} \tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m} \right) - Y_t A_t - 6Y_b A_b - Y_\tau A_\tau; \quad (\text{П.12})$$

$$\frac{dA_\tau}{dt} = \left(3\tilde{\alpha}_2 \frac{M_2}{m} + 3\tilde{\alpha}_1 \frac{M_1}{m} \right) - 4Y_\tau A_\tau - 3Y_b A_b. \quad (\text{П.13})$$

Во всех уравнениях эволюции пренебрегается μ' , $Y_i = h_i^2/(4\pi)^2$ ($i = t, b, \tau$), $\alpha_i = \alpha_i/4\pi$, величины α_i на шкале Объединения M_X удовлетворяют условиям (73). А для параметра $\mu_3^2 = -2Bm\mu'$ имеем:

$$\frac{d\mu_3^2}{dt} = \left(\frac{3}{2} \tilde{\alpha}_2 + \frac{1}{2} \tilde{\alpha}_1 - \frac{3}{2} Y_t - \frac{3}{2} Y_b - \frac{1}{2} Y_\tau \right) \mu_3^2. \quad (\text{П.14})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arnison G., Astbury A., Aubert B. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 122B. P. 103—116; Vol. 126B. P. 398—410; Vol. 129B. P. 273—282.
2. Banner M., Battiston R., Bloch Ph. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 122B. P. 476—485; Bagnaia P., Banner M., Battiston R. e.a.//Ibid. Vol. 129B. P. 130—140.
3. Glashow S. L.//Nucl. Phys. 1961. Vol. 22. 579—592; Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264—1266; Salam A.//Proc. 8th Nobel Symp. Stockholm, 1968/Ed. N. Svartholm. Stockholm, Almqvist and Wiksels, 1968. P. 367—385.
4. Politzer H. D.//Phys. Repts. 1974. Vol. 14C. P. 129—180; Marciano W., Pagels H.//Phys. Repts. 1978. Vol. 36C. P. 137—276; Андреев И. В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. М.: Наука, 1981.
5. Vasiliev A. A., Logunov A. A., Myznikov K. P. e.a.//Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies/Ed. M. Kohuma and K. Takahashi. Kyoto, IUPAP, 1986. P. 317—321.
6. Фитч В. Л.//УФН. 1981. Т. 135. С. 181—194; Кронин Дж.//УФН. 1981. Т. 135. С. 195—211.
7. Hasert F. J., Fatssher H., Krenz W.//Phys. Lett. 1973. Vol. B46. P. 121—124; Hasert F. J., Kabe S., Krenz W.//Ibid., P. 138—140; Nucl. Phys. 1974. Vol. B73. P. 1—22.
8. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Монич В. А. Препринт ИФВЭ 86-238. Серпухов, 1986; Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Соколов А. А. Препринт ИФВЭ 86—131. Серпухов, 1986; Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Монич В. А., Никитин Ю. П.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 899—912; Liparteliani A. G., Monich V. A., Volkov G. G.//Report on XXII Intern. Conf. on High Energy Phys., Leipzig. 1984. Vol. 1. P. 16—18; Preprint IHEP 85-9. Serpukhov, 1985.
9. Ali A.e.s. Preprint CERN-TH 4523/86, 1886; Kiselev V. V., Likhoded A. K., Slabospitsky S. R. Preprint IHEP 86-45. Serpukhov, 1986; Volkov G. G., Likhoded A. K., Slabospitsky S. R. Preprint IHEP 87-23. Serpukhov, 1987.
10. Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П.//Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 452—455; Волков Д. В., Акулов В. П.//Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 621—624; Волков Д. В., Акулов В. П., Сорока В. А.//Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 396—399; Wess J., Zumino B.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B70. P. 39—50.
11. 't Hooft G. Recent Development in Gauge Theories/Ed. G. 'et Hooft e.a. N.Y.: Plenum Press, 1980. P. 135; Gildener E.//Phys. Rev. 1976. Vol. D14. P. 1667—1672.

12. Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. Supergravity/Ed. P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman. Amsterdam: North-Holland, 1979.
13. Langacker P., Sathiaplan B.//Phys. Lett. 1984. Vol. 144B. P. 395—400; Ibid. P. 401—406.
14. Borisov G. V., Pirogov Yu. F., Rudakov K. R. Preprint IHEP 86-172. Serpukhov, 1986; Денисов С. П. Лекции на Всесоюзной школе МИФИ—87. М., 1987; Алексин С. И., Боос Э. Э., Джикия Г. В. и др. Препринт ИФВЭ 87-48. Серпухов, 1987.
15. Lobashev V. M.//Proc. Neutrino, 1982/Eds. A. Frenkel and J. Ienik. Budapest, Central Research Inst. for Physics, 1982. Vol. 2. P. 107—110.
16. ARGUS collaboration. Preprint DESY-87-029, Hamburg, 1987, Schulz H. D. Plenary talk at the XI Intern. Conf. on Particles and Nuclei. Kyoto, Japan, 1987.
17. Halzen F. Prepring CERN-TH 4561/86, 1986.
18. Bryman D. Preprint TRI-PP 86-83, 1986.
19. Hoffman C. M. Contributed paper on Proc. XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California, 1986/Ed. S. C. Loken. World Scientific, 1987.
20. Bolton R. D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 55. P. 2461—2463.
21. Bertl W., Egli S., Eichler R. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. B260. P. 1—31.
22. Burnham e.a. Preprint TRI-PP-87-22, 1987.
23. Baderscher A.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A377. P. 406—419.
24. Ahmad M. Contributed paper to Proc. XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California 1986/Ed. S. C. Loken World Scientific, 1987.
25. Diamant-Berger A. M., Bloch P., Deveaux B. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. 62B. P. 485—490.
26. Bryman D. A.//Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 2538—2540.
27. Hayes K. G., Perl M. L., Alam M. S. e. a.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 2869—2886.
28. Halling M.//Proc. DPF Meeting Santa Fe, New Mexico, 1984.
29. Kereselidze A. R., Liparteliani A. G., Volkov G. G. Preprint IHEP 87-87. Serpukhov, 1987; Волков Г. Г., Кereselidze А. Р., Липартелиани А. Г., Ткебучава Ф. Г.//Яф (в печати). 1988. т. 5.
30. Dimopoulos S., Raby S., Wilczek //Phys. Rev. 1984. Vol. D 24. P. 1681—1683; Ellis J., Nanopoulos D. V., Rudaz//Nucl. Phys. 1982. Vol. B202. P. 43—62.
31. Bionta R., Blewitt G., Bratton C. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 27—30.
32. Ellis J. Preprint CERN-TH 4255/85, 1985.
33. Langacker P.//Phys. Repts. 1981. Vol. 72C. P. 185—385.
34. Langacker P. Univ. of Pennsylvania preprint UPR-0300 T 6/12/86. Philadelphia, 1986.
35. Coleman S., Mandula J.//Phys. Rev. 1967. Vol. 159. P. 1251—1270.
36. Corwin L., Ne'eman Y., Sternberg S.//Rev. Mod. Phys. 1975. Vol. 47. P. 573—604; Кac V. G.//Commun. Math. Phys. 1977. Vol. 53. P. 31—36; Rittenberg V. Preprint COO-2232B-141. Rockefeller Univ., 1977 (Invited talk at the VI Intern. Colloq. on Group Theor. Math. on Phys., Tubingen, 1977).
37. O'Raifeartaigh L.//Phys. Rev. 1965. Vol. 139. P. 1052—1062.
38. Haag R., Lopuszanski J. T., Sohnius M.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B88. P. 257—274.
39. Grisar M. T., Siegel W., Rocek M.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B159. P. 429—450; Grisar M. T., Siegel W.//Nucl. Phys. 1982. Vol. B204. P. 292—314; Girardello L., Grisar M. T.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B194. P. 65—76.
40. Tarasov O. V., Vladimirov A. A.//Phys. Lett. 1980. Vol. 96B. P. 94—96; Grisar M. T., Rocek M., Siegel W.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1063—1065.
41. Fayet P., Iliopoulos J.//Phys. Lett. 1974. Vol. 51B. P. 461—464.
42. O'Raifeartaigh L.//Phys. Lett. 1975. Vol. 56B. P. 41—44.
43. Nilles H. P.//Phys. Repts. 1984. Vol. 110. P. 1—162.
44. Cremmer E., Julia R., Scherk J. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 79B. P. 231—234.
45. Polonyi G.//Preprint KFKI-1977-93, Budapest, 1977.

46. Chamseddine A. H., Arnowitt R., Nath P. // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 49. P. 970—973; Barbieri R., Ferrara S., Savoy C. A. // *Phys. Lett.* 1982. Vol. 119B. P. 343—347; Nilles H. P., Srednicki M., Wyller D. // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 120B. P. 346—348.
47. Ellis J., Hagelin J., Nanopoulos D. V. // *Phys. Lett.* 1982. Vol. 116B. P. 283—286.
48. Nanopoulos D. V. // *Proc. of the XXII Intern. Conf. on High Energy Physics. Leipzig, 1984.* Vol. 11. P. 36—65.
49. Ellis J., Lahanas A. B., Nanopoulos D. V., Tamvakis Y. // *Phys. Lett.* 1984. Vol. 134B. P. 429—435; Ellis J., Kounnas N., Nanopoulos D. V. // *Nucl. Phys.* 1984. Vol. B241. P. 406—428.
50. Lahanas A. B., Nanopoulos D. V. // *Phys. Rep.* 1987. Vol. 145. P. 12—149.
51. Kaluza Th. // *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. Math. Phys.* 1921. Vol. K1. P. 966—970; Klein O. // *Z. Phys.* 1926. Vol. 37. P. 895—901; Klein O. // *Nature.* 1926. Vol. 118. P. 516—520.
52. Duff M. J., Nilsson B.E.W., Pope C. N. // *Phys. Repts.* 1986. Vol. 130. P. 1—142.
53. Cremmer E., Julia B., Scherk J. // *Phys. Lett.* 1978. Vol. B76. P. 409.
54. Дафф М. Введение в супергравитацию: Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
55. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N. // *Phys. Lett.* 1967. Vol. 24B. P. 181—182; Veneziano G. // *Nuovo cimento.* 1968. Vol. 57A. P. 190—197; Nambu Y. // *Lectures for Copenhagen Symp. Copenhagen, 1970;* Aharonov Y., Casher A., Susskind L. // *Phys. Lett.* 1971. Vol. 35B. P. 512—515; Scherk J. // *Rev. Mod. Phys.* 1975. Vol. 47. P. 123—165; Пронько Г. П., Разумов А. В., Соловьев Л. Д. // *ЭЧАЯ.* 1983. Т. 14. Вып. 3. С. 558—578.
56. Neveu A., Schwarz J. H. // *Nucl. Phys.* 1971. Vol. B31. P. 86—112; *Phys. Rev.* 1971. Vol. D4. P. 1108—1112; Ramond P. // *Phys. Rev.* 1971. Vol. D3. P. 2415—2418; Scherk J., Schwarz J. H. // *Nucl. Phys.* 1974. Vol. B81. P. 118—144.
57. Gross D. J., Harvey J. A., Martinec E., Rohm R. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 54. P. 502—705; *Nucl. Phys.* 1986. Vol. B267. P. 75—124.
58. Gliozzi F., Scherk J., Olive D. // *Phys. Lett.* 1976. Vol. 65B. P. 282—285; *Nucl. Phys.* 1977. Vol. B122. P. 253—290.
59. Green M., Schwarz J. // *Phys. Lett.* 1984. Vol. 149B. P. 117—122.
60. Schwarz J. // *Proc. of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California, 1986/Ed. S. C. Loken. World Scientific, 1987.* Vol. 1. P. 105—110; Филиппов А. Т. Сообщения СИАИ P2-86-545. Дубна, 1986.
61. Green M., Schwarz J. // *Phys. Lett.* 1982. Vol. 109B. P. 444—448.
62. Dixon L., Harvey J. A. // *Nucl. Phys.* 1986. Vol. B274. P. 93—105; Alvarez-Gaumé L., Ginsparg P., Moore G., Vafa C. // *Phys. Lett.* 1986. Vol. 171B. P. 155.
63. Candelas P., Horowitz G. T., Strominger A., Witten E. // *Nucl. Phys.* 1985. Vol. B258. P. 46—74.
64. Candelas P., Horowitz G. T., Strominger A., Witten E. // *Argon Symposium on Anomalies, Geometry and Topology/Eds. W. A. Bardeen and A. R. White. World Scientific, 1985.* P. 377—394.
65. Chapline G. F., Manton N. S. // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 120B. P. 105—109.
66. Calabi E. // *Algebraic Geometry and Topology: a Symposium in Honour of S. Lefschetz/Princeton Univ. Press, Princeton, N.Y., 1957.* P. 78—85; Yau S. T. // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 1977. Vol. 74. P. 1798—1809.
67. Dixon L., Harvey J. A., Vafa C., Witten E. // *Nucl. Phys.* 1985. Vol. B261. P. 678—686.
68. Witten E. // *Nucl. Phys.* 1985. Vol. B258. P. 75—100.
69. Peccei R. D. // *Proc. of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California/Ed. S. C. Loken. World Scientific, 1986.* Vol. 1. P. 3—24.
70. Witten E. // *Nucl. Phys.* 1986. Vol. B268. P. 79—112.
71. Breit J. D., Ovrut B. A., Segré G. // *Phys. Lett.* 1985. Vol. 162B. P. 303—309; Binetruy P., Gaillard M. K. // *Phys. Lett.* 1986. Vol. 168B. P. 347—349.
72. Slansky R. // *Phys. Repts.* 1981. Vol. 79. P. 1—128.
73. Del Aguila F., Blair G., Daniel M., Ross G. G. // *Nucl. Phys.* 1986. Vol. B. 272. P. 413—438.

74. Kereselidze A. R., Liparteliani A. G., Volkov G. G. Preprint IHEP 87-170. Serpukhov, 1987.
75. Коваленко С. Г., Осипов А.А.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 296—301.
76. Yau S. T.//Argon Symposium on Anomalies. Geometry and Topology/Eds. W. A. Bardeen and A. R. White. World Scientific 1985. P. 395—405.
77. Greene B. R., Kirklín K. H., Miron P. J., Ross G. G.//Phys. Lett. 1986. Vol. 180B. P. 69—76; Nucl. Phys. 1986. Vol. B278. P. 667—693.
78. Ellis J., Enqvist K., Nanopoulos D. V., Zwirner F.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B276. P. 14—70.
79. Enqvist K., Maalampi J., Roos M.//Phys. Lett. 1986. Vol. 176B. P. 396.
80. Greene B. R., Kirklín K. H., Miron P. J.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B274. P. 574—588; Bailin D., Love A., Thomas J.//Phys. Lett. 1986. Vol. 178B. P. 15—19.
81. Ellis J. Preprint CERN-TH 4496/86. Geneva, 1986.
82. Derendinger J.-P., Ibanez L. E., Nilles H. P.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B267, P. 365—414.
83. Green M. B., Schwarz J. H.//Phys. Lett. 1985. Vol. 154B. P. 502—505.
84. Chamseddine A. H.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B185. P. 403—415.
85. Derendinger J. P., Ibanez L. E., Nilles H. P.//Phys. Lett. 1985. Vol. 155B. P. 65—70.
86. Ibanez L. E.//Proc. of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California/Ed. S. C. Loken. World Scientific, 1986. Vol. 1. P. 379—383.
87. Witten E.//Phys. Lett. 1985. Vol. 155B. P. 151—155.
88. Ibanez L. E. Preprint CERN-TH 4308/85. Geneva, 1985.
89. Burgess G. Preprint UTTG-31-85. Texas, 1985.
90. Ellis J., Kounnas C., Nanopoulos D. V.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B247. P. 373—395.
91. Dine M., Rohm R., Sieberg N., Witten E.//Phys. Lett. 1985. Vol. 156B. P. 55—60.
92. Nilles H. P.//Phys. Lett. 1982. Vol. 115B. P. 193—196; Nucl. Phys. 1983. Vol. B217. P. 366—380; Ferrara S., Girardello L. Nilles H. P.//Phys. Lett. 1983. Vol. 125B. P. 457—460.
93. 't Hooft G.//Commun. Math. Phys. 1931. Vol. 81. P. 267—273; Van Baal P.//Commun. Math. Phys. 1882. Vol. 85. P. 529—532.
94. Cohen E., Gomez C. Preprint HUTP-83/A026. Harvard, 1983.
95. Cohen E., Gomez C.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 237—239.
96. Cohen E., Ellis J., Gomez C., Nanopoulos D. V.//Phys. Lett. 1985. Vol. 160B. P. 62—68.
97. Ibanez L. E.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B218. P. 514—544.
98. Ibanez L. E., Lopez C.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B233. P. 511—544.
99. Frere J. M., Jones D. R. T., Raby S.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B222. P. 11—19.
100. Inoue K., Kenzo, Kakuto A. e.a.//Progr. Theoret. Phys. 1982. Vol. 67. P. 927—934.
101. Alvarez-Gaumé L., Polchinski J., Wise M. B.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B221. P. 495—523.
102. Ibanez L. E., Lopez C.//Phys. Lett. 1983. Vol. 126B. P. 54—57.
103. Ellis J., Hagelin J. S., Nanopoulos D. V., Tamvakis K.//Phys. Lett. 1983. Vol. 125B. P. 275—281.
104. Review of Particle Properties//Phys. Lett. 1986. Vol. 170B. P. 1—350; Ansari R. Preprint CERN-EP/87-117. Geneva, 1987.
105. Eichten E., Hinchliffe I., Lane K., Quigg C.//Rev. Mod. Phys. 1984. Vol. 56. P. 579—707.
106. Dixon L., Harvey J., Vafa C., Witten E.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B274. P. 285—314.
107. Narain K. S.//Phys. Lett. 1986. Vol. 169B. P. 41—46.
108. Marciano W. J.//Phys. of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Berkeley, California, 1986/Ed. S. C. Loken World Scientific, 1987. Vol. 2. P. 999—1002.
109. Baer H., Berger E. L.//Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 1361—1368.