

D-БРАННАЯ СМ-ПОДОБНАЯ МОДЕЛЬ И СКАЛЯРНАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ В ТЕОРИИ СУПЕРСТРУН ТИПА IIA

А. Белхай^{a}, К. Духу^{b**}, С. Э. Эннадифи^{b***}*

^a *Университет Султан Муле Слиман
23000, Бени-Меллаль, Марокко*

^b *Университет Мохаммеда V
101106, Рабат, Марокко*

Поступила в редакцию 25 февраля 2017 г.

(Перевод с английского)

D-BRANE STANDARD MODEL-LIKE AND SCALAR DARK MATTER IN TYPE IIA SUPERSTRING THEORY

Adil Belhaj, Karim Douhou, Salah Eddine Ennadifi

В свете выполняемого в настоящее время на LHC эксперимента после перезапуска (Run II) при энергиях $\sqrt{s} = 13$ ТэВ исследуется струнная модель, подобная Стандартной Модели (СМ). А именно, изучается СМ, расширенная скалярным синглетным полем S и заданная в терминах четырех стеков пересекающихся D6-бран в компактификации суперструн типа IIA, порожденной большой калибровочной симметрией. Исследуются соответствующие масштабы. На основании реликтовой плотности темной материи получены значения массы скалярной темной материи за пределами СМ, $m_S \lesssim 10^3$ ГэВ, и соответствующей постоянной взаимодействия посредством обмена бозонами Хиггса, $\lambda_{SH} \lesssim 10^{-8}$.

DOI: 10.7868/S0044451017100091

1. ВВЕДЕНИЕ

Совсем недавно было опубликовано много результатов, относящихся к выходу за рамки масштаба электрослабых взаимодействий ($\sim 10^2$ ГэВ), полученных в pp -столкновениях на LHC после перезапуска (Run II) при энергиях 13 ТэВ [1, 2]. Эти результаты привлекли значительный интерес в рамках различных подходов и методов, с использованием аналитических исследований и моделирования. Эти методы исследования широко применялись для получения возможных физических интерпретаций поставленных задач. А именно, были предприняты различные попытки использования моделей, осно-

ванных на расширениях Стандартной Модели (СМ) физики частиц [3–9]. В частности, важные исследования основаны на включении синглетных скаляров в СМ-сектор. В частности, соответствующая физика должна быть ассоциирована со скалярным полем S массой выше 10^2 ГэВ. В pp -столкновениях процессы возникновения такого скалярного поля естественным образом получают при использовании двух возможных способов, основанных на слиянии или глюонов

$$gg \rightarrow SS \rightarrow SM, \quad (1.1)$$

или кварков

$$qq \rightarrow SS \rightarrow SM. \quad (1.2)$$

В подобных сценариях взаимодействия этого поля можно описать следующими эффективными слагаемыми:

$$\zeta \supset (S/\Lambda) (G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}). \quad (1.3)$$

* E-mail: belhaj@unizar.es

** E-mail: k.douhou@gmail.com

*** E-mail: ennadifs@gmail.com

Здесь $F_{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}$ — сильное и электромагнитное поля, соответственно. Эти слагаемые должны предсказывать соответствующие избыточности и каналы рождения.

Было высказано предположение, что эффективные модели теории поля можно вывести, используя компактификацию суперструн типа II и связанные модели, позволяющие представить возможную интерпретацию такой новой физики [10–15]. В теории струн составные части физики частиц можно получить путем пересечения D-бран, наматывающихся на нетривиальные циклы в компактификациях на ориентфолдах. При этом калибровочные симметрии можно вывести из стеков D-бран, заполняющих четырехмерное пространство–время, при этом поля материи находятся на их пересечениях. Последние связаны с числами пересечений, соответствующих ограничениям дополнительных глобальных симметрий $U(1)$, которые представлены в сценарии компактификации. В частности, струнные эффекты могут давать поправки к суперпотенциалу путем включения пропущенных членов взаимодействия, что имеет значение для масс фермионов. Это свойство может дать приемлемую эффективную низкоэнергетическую реализацию для моделей, подобных CM, и их расширений [16–23]. Такие модели обычно представляются графами, кодирующими калибровочную симметрию и материю в терминах вершин и ребер, как в дуальном колчанном подходе. Эти фундаментальные составляющие дают возможность разрабатывать несколько физических задач, без необходимости физически определенной модели. Более точно, возможные взаимодействия можно получить, используя квантовые числа, связанные с представлением D6-бранных моделей с помощью теории графов. Метод теории графов предоставляет широкие возможности для обсуждения D-бран в компактификациях суперструн типа II [24–28].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы внести вклад в описанные выше исследования путем изучения струнной расширенной скалярным синглетом CM в терминах моделей пересекающихся D-бран в компактификациях суперструн типа IIA. А именно, мы строим калибровочную теорию из пересекающихся D6-бран, наматывающихся на нетривиальные 3-циклы, в ориентфолдной геометрии типа IIA. В частности, мы рассматриваем модель с калибровочной симметрией $U(3) \times Sp(1) \times U(1) \times U(1)$. В соответствующей CM-подобной модели дополнительный синглетный скаляр S в присутствии стандартного хиггсовского дублета H порождает массы частиц CM. В соответствии с известными данными

ми, вакуумное среднее $\langle S \rangle$ и массовый масштаб рассматриваемой новой скалярной массы m_s позволяют проанализировать роль струнной физики в CM и возможного кандидата на роль скалярной темной материи (ТМ).

Работа построена следующим образом. В разд. 2 представлена калибровочная модель из четырех стеков пересекающихся D6-бран, наматывающихся на 3-циклы в геометрии типа IIA. Такая компактификация дает калибровочную симметрию $U(3) \times Sp(1) \times U(1) \times U(1)$. В разд. 3 предложена струнная CM-подобная модель, расширенная скалярным синглетом, в терминах D6-бран в теории суперструн типа IIA. В разд. 4 мы исследуем соответствующие высокие масштабы, ассоциированные с новой скалярной массой m_s , анализируя струнный эффект на CM-масштабе. В разд. 5 мы представляем скалярную ТМ в теории струн. Последний раздел посвящен заключительным замечаниям.

2. D-БРАННАЯ CM-ПОДОБНАЯ МОДЕЛЬ В ТЕОРИИ СУПЕРСТРУН ТИПА IIA

На основании недавних исследований на LHC после перезапуска (Run II) и широкого проявления скалярных модулей в компактификациях теории струн, мы изучаем скалярное расширение CM, предполагая, что соответствующая физика имеет струнное происхождение на малых масштабах $M_s \ll \ll M_{Planck}$. Более точно, мы будем рассматривать синглетное скалярное поле при наличии калибровочной симметрии CM, происходящей из теории струн.

Напомним, что непертурбативная теория струн требует введения объектов, называемых D-бранами, обеспечивающих неабелевы калибровочные симметрии при компактификациях в более низкие размерности. Эти расширенные объекты использовались феноменологически в рамках теории струн. На самом деле, суперструны типа II содержат различные решения для Dp-бран, которые рассматриваются как $(p+1)$ -мерные подпространства, на которые натянуты открытые струны [29].

Спектр флуктуаций для такой физики получается путем квантования замкнутых и открытых струн, живущих на таких Dp-бранах. Действительно, квантовые описания подобных объектов даются в терминах неабелевых калибровочных теорий в $(p+1)$ -мерных физических пространствах. Для поиска моделей, близких к реальности, всесторонне изучалась соответствующая физика. Было пред-

ложено, что подобные модели можно вкладывать в компактификации суперструн типа II в присутствии D-бран, что дает четырехмерные калибровочные теории. В частности, было исследовано, сколько нетривиальных калибровочных моделей получается с использованием различных методов. Один из методов основан на сингулярных пределах суперструн типа II и использует геометрические приемы [30]. В рамках этого метода калибровочную симметрию и материю можно получить из геометрии внутреннего пространства путем наматывания D2-бран на стягивающиеся циклы на многообразиях, расслаивающихся на K3-поверхности.

Еще один способ, который будет представлять для нас интерес, основан на пересекающихся Dp-бранах в теории суперструн типа II [31]. Точнее, таким образом мы строим модель струны типа IIA, основанную на четырех стеках пересекающихся D6-бран в присутствии симметрии между ароматами, отличающую различные поля материи одно от другого, особенно кварки. Между делом заметим, что в теории струн типа IIB можно также использовать D5-браны. Последние могут быть связаны с D6-бранами посредством зеркальной симметрии на многообразиях Калаби–Яо. В представлении пересекающихся D6-бран исследуемая модель описывается следующей калибровочной симметрией:

$$U(3)_a \times Sp(1)_b \times U(1)_c \times U(1)_d. \quad (2.1)$$

Здесь $Sp(1) \simeq SU(2)$ — симметрия слабых взаимодействий, возникающая в результате наматывания D6-браны на ориентфолдный инвариантный 3-цикл ($b = b^*$). Оказалось, что между кварковыми дублетами нет различий, поскольку они имеют одни и те же абелевы заряды $U(1)_{a,c,d}$. Более глубокие исследования показали, что можно исследовать D6-бранную модель, основываясь на компактификации суперструн типа IIA на произведение трех торов, T^2 , что известно как факторизация бэкграунда в торы:

$$\prod_{i=1}^3 T_i^2.$$

Тороидальная конфигурация D6-браны, которую мы здесь рассматриваем, является не-суперсимметричной. Действительно, даже если мы рассмотрим компактификацию, где суперсимметрия остается ненарушенной, из условий для головастиков в рамон-рамоновском (RR) секторе следует, что в киральной конфигурации D-браны суперсимметрия

Таблица 1. Числа пересечений для спектра SM. Все остальные числа пересечений положены равными нулю

Сектор	ab	ac	ac^*	ad	ad^*	db	dc^*
Пересечение	3	-2	-1	-1	-2	3	-3

будет нарушаться в секторе теории, соответствующем открытой струне. Однако все еще можно задать вопрос: будет ли некоторый подсектор, соответствующий открытой струне, сохранять некоторое количество суперсимметрии. Другими словами, каковы условия для D-бран, сохраняющих общую суперсимметрию при наматывании на компактное многообразие общего вида. Более того, из условий для головастиков в RR-секторе следует сокращение потенциальных аномалий, возникающих из низкоэнергетического кирального спектра, а смешанные высшие аномалии сокращаются с помощью обобщенного механизма Грина – Шварца. Как следствие такого механизма, некоторые абелевы калибровочные бозоны становятся массивными, устраняя соответствующую $U(1)$ калибровочную симметрию из эффективной теории, что очень важно при построении полуреалистичных моделей. В подобной компактификации числа пересечений заданы в терминах чисел наматываний D6-бран вокруг T^2 -множителей. Адекватный выбор таких чисел дает пересечения, приведенные в табл. 1.

В данном представлении типа IIA три левых кварка q^i локализованы на пересечениях D6-бран a и b , в то время как правые кварки \bar{u}^i и \bar{d}^i распадаются на два верхних кварка $\bar{u}^{2,3}$ и один нижний кварк \bar{d}^3 , локализованные на пересечении D6-бран a и c/c^* , соответственно. Два нижних кварка $\bar{d}^{1,2}$ и один верхний кварк \bar{u}^1 локализованы на пересечении D6-бран a и d/d^* . Однако три левых лептона ℓ^i появляются на пересечении D6-бран b и $d/c, c^*$, соответственно. Более того, три правых электрона \bar{e}^i локализованы на пересечении D6-бран d и c^* . Наконец, хиггсовский дублет H появляется на пересечении D6-бран b и c/c^* .

Отметим, что поля материи связаны с линейной комбинацией $U(1)_{a,c,d}$, тем самым воспроизводя гиперзаряд SM. Четыре $U(1)_{a,b,c,d}$ -симметрии, Q_a, Q_b, Q_c и Q_d , имеют ясные интерпретации в терминах известных глобальных симметрий SM, т. е. это — барионные, лептонные и изоспиновые числа. Таким образом, все эти известные глобальные симметрии на самом деле являются калибровочными симметриями в таких струнных конструкциях. Гиперзаряд здесь

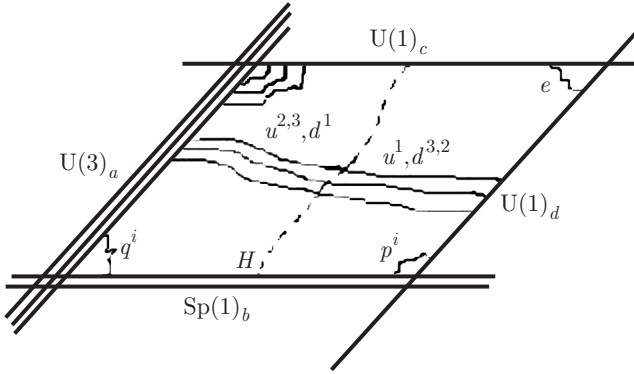


Рис. 1. CM-подобная струнная модель из четырех наборов пересекающихся D6-бран. Толстыми линиями обозначены D6-браны, а тонкими — киральные и скалярные спектры

задается свободной от аномалий линейной комбинацией

$$Y = \frac{1}{6}Q_a - \frac{1}{2}Q_c - \frac{1}{2}Q_d.$$

Графическая иллюстрация модели D6-бран приведена на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что можно получить 4D-члены взаимодействия Юкавы, используя симметричные заряды, что проиллюстрировано в табл. 2.

Действительно, полевые $U(1)_{a,c,d}$ -заряды можно использовать для получения возможных взаимодействий Юкавы, связанных с членами взаимодействия для тяжелых кварков и лептонов. Вычисления показывают, что эти члены можно записать как

$$\begin{aligned} Q_{c,d}(H^\dagger q \bar{c}) &= Q_{c,d}(H) + Q_{c,d}(q) = Q_{c,d}(\bar{c}) = 0, \\ Q_{c,d}(H^\dagger q \bar{t}) &= 0, \quad Q_{c,d}(H q \bar{b}) = 0, \\ Q_{c,d}(H \ell^i \bar{e}^i) &= 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Эти заряды позволяют записать следующий лагранжиан:

$$\zeta_{Y_{uk}} = y_c H^\dagger q \bar{c} + y_t H^\dagger q \bar{t} + y_b H q \bar{b} + y_e H \ell^i \bar{e}^i, \quad (2.3)$$

где $y_{c,t,\dots}$ — постоянные взаимодействия, связанные с силой хиггс-фермионного взаимодействия между соответствующими членами.

3. РАСШИРЕНИЕ МОДЕЛИ СТРУНЫМ СКАЛЯРНЫМ СИНГЛЕТОМ

Анализ предложенной модели показывает, что отсутствующие члены взаимодействия, которые мы хотели бы иметь феноменологически, можно восстановить за счет скаляров с $U(1)$ -зарядами, которые можно исследовать для расширения спектра

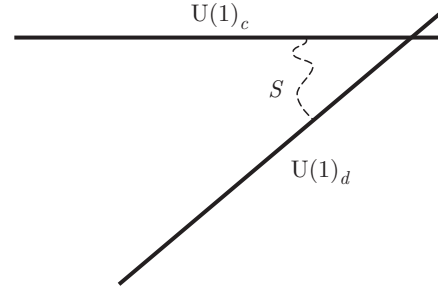


Рис. 2. Струнный скаляр и его $U(1)_{c,d}$ -заряды (штриховая линия)

CM [24–26]. Кроме дилатона и аксиона, живущих в размерности 10, скаляр можно получить многими другими способами, используя сценарий компактификации в теории суперструн типа II. В частности, его можно получить из геометрической деформации внутреннего пространства, включающего антисимметричное B-поле неевклидова (NS) сектора. Как было показано, такой вклад включает деформации комплексной структуры, комплексифицированные кэлеровы деформации или и те, и другие. Или это связано с калибровочными полями RR на нетривиальных циклах внутренней геометрии в секторе замкнутых струн. Однако в секторе открытых струн скаляры можно получить из пространств модулей деформаций специальных лагранжевых подмногообразий, связанных со средней когомологией внутреннего пространства, где D6-браны могут накручиваться. Компактификация теории струн комплексифицирует эти скаляры, добавляя линии Вильсона, полученные из калибровочных полей, живущих на таких D6-бранах. Здесь мы рассматриваем скаляр, связанный с сектором открытой струны. Подобная операция порождает отсутствующие в обсуждавшейся выше симметрии $U(1)$ -зарядов. Внимательное рассмотрение показывает, что новое скалярное поле должно иметь заряды, приведенные в табл. 3.

Эти заряды можно использовать для построения D6-бранной модели. Соответствующие данные представлены на рис. 2.

В данной D6-бранной модели отсутствующие члены порождаются членами высших порядков. Таким образом, они подавлены множителями

$$\frac{\langle S \rangle^n}{M_s^m},$$

где n и m — целочисленные степени, M_s обозначает массу струны, а $\langle S \rangle$ — ее вакуумное среднее. Действительно, эти члены принимают вид

Таблица 2. Спектры СМ и их $U(1)_{a,c,d}$ -заряды для $Y = \frac{1}{6}Q_a - \frac{1}{2}Q_c - \frac{1}{2}Q_d$, $i = 1, 2, 3$ — индекс семейства

Сектор	ab	ac	ac^*	ad	ad^*	db	dc^*	bc
Поле	q^i	$\bar{u}^{2,3}$	\bar{d}^3	\bar{u}^1	$\bar{d}^{1,2}$	ℓ^i	\bar{e}^i	H
Представление	$3(3, \bar{2})$	$2(\bar{3}, 1)$	$1(\bar{3}, 1)$	$1(\bar{3}, 1)$	$2(\bar{3}, 1)$	$3(1, \bar{2})$	$3(1, 1)$	$1(1, 2)$
Q_a	1	-1	-1	-1	-1	0	0	0
Q_c	0	1	-1	0	0	0	-1	1
Q_d	0	0	0	1	-1	1	-1	0
Y	1/6	-2/3	1/3	-2/3	1/3	-1/2	1	-1/2

Таблица 3. Новый скаляр S и его $U(1)_{c,d}$ -заряды

Сектор	Поле	Представление	Q_a	Q_c	Q_d	Y
cd	S	$1(1, 1)$	0	1	-1	0

$$\begin{aligned}
 Q_{c,d}(SH^\dagger q\bar{u}) &= Q_{c,d}(S) + Q_{c,d}(H) + \\
 &+ Q_{c,d}(q) = Q_{c,d}(\bar{u}) = 0, \\
 Q_{c,d}(S^*Hq\bar{d}) &= 0, \quad Q_{c,d}(S^*Hq\bar{s}) = 0, \\
 Q_{c,d}(S^2(H\ell^i)^2) &= 0.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Новые заряды дают следующий лагранжиан:

$$\begin{aligned}
 \zeta'_{Yuk} &= M_s^{-1} (y_u SH^\dagger q\bar{u} + y_d S^* Hq\bar{d} + y_s S^* Hq\bar{s}) + \\
 &+ M_s^{-3} y_{\nu^i} S^2 (H\ell^i)^2.
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

В D6-бранном представлении вакуумное среднее $\langle S \rangle$ обуславливает отсутствующие взаимодействия Юкавы, а также хиггсово вакуумное среднее, оно порождает массы для этих легких фермионов (3.2). По сравнению с предыдущими вкладами, заданными формулой (2.3), они подавлены масштабом массы струны M_s , причем сильное подавление имеет место для слагаемых, соответствующих левым нейтрино.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУННЫХ МАСШТАБОВ

Оказывается, результаты за пределами членов взаимодействия можно получить из суперструн типа ПА, движущихся в определенной геометрии. А именно, они включают рассматриваемый струнный масштаб M_s с вакуумным средним $\langle S \rangle$ и массу m_s скалярного поля S . После нарушения электрослабой симметрии хиггсовым вакуумным средним при

$\langle H \rangle \approx 246$ ГэВ подходящие комбинации масс фермионов, для которых их чисто скаляр-фермионные взаимодействия можно устранить, дают приближенные значения новых масштабов. В частности, используя в формуле (3.2) массовые члены левых нейтрино с верхней границей $m_{\nu^i} \lesssim 1$ эВ, можно предсказать струнный масштаб M_s . Вычисление дает

$$M_s = \frac{y_{\nu^i}}{y_u^2} \frac{m_u^2}{m_\nu} \sim 10^4 \text{ ГэВ}, \tag{4.1}$$

тогда для вакуумного среднего скалярного поля $\langle S \rangle$ получаем

$$\langle S \rangle = \frac{y_c}{y_s} M_s \frac{m_s}{m_c} \sim 10^3 \text{ ГэВ}. \tag{4.2}$$

Здесь необходимо отметить, что имеются два новых высоких масштаба: один принадлежит к низкому струнному масштабу M_s (4.1), а другой — к вакуумному среднему нового скаляра $\langle S \rangle$, задаваемому уравнением (4.2). Помимо частичного объяснения иерархий масс фермионов и малости масс нейтрино, новые масштабы, возникающие в уравнениях (4.1) и (4.2), позволяют исследовать эффект струн типа ПА на СМ-масштабе через массу нового скаляра S . Заметим, что наиболее общий перенормируемый скалярный потенциал, не противоречащий скалярному спектру в данной модели, имеет вид

$$\begin{aligned}
 V(H, S) &= V(H) + \mu_S^2 S^2 + \lambda_{SS} S^4 + \\
 &+ \lambda_{SH} (H^\dagger H) S^2.
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Из вида потенциала можно получить массу данного скаляра. Действительно, масса скаляра S имеет вид

$$m_S = \sqrt{\mu_S^2 + \lambda_{SH} v_H^2} \leq 10^3 \text{ ГэВ}. \tag{4.4}$$

Заметим, что из условия $\mu_S^2 > 0$ следует неравенство

$$m_S > \sqrt{\lambda_{SH} v_H}. \tag{4.5}$$

Отсюда ясно видно, что поскольку для случая сильного взаимодействия скалярного поля с полями Стандартной Модели постоянная взаимодействия $\lambda_{SH} \sim 1$, масса нового скаляра может выходить за рамки СМ-масштаба. Следствие такой физики высоких масштабов состоит в том, что результаты струнных предсказаний для физики за пределами СМ побуждают нас задаться вопросом: возможно ли непосредственно увидеть более содержательную достоверную струнную физику в проводящихся сейчас экспериментах Run II на LHC при энергиях $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Тогда можно было бы понять, какие знания о проблемах современной физики, в особенности ТМ, это может нам дать.

5. СТРУННАЯ СКАЛЯРНАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ

Скалярный синглет S , введенный в предложенной D6-бранной модели типа теории суперструн типа IIA, взаимодействует с частицами СМ посредством обмена бозонами Хиггса. Предполагается, что если такой скаляр является вещественным и устойчивым, то он должен представлять собой жизнеспособного кандидата на роль темной материи. Действительно, можно предположить, что глобальная $U(1)$ -симметрия, устраняющая нечетные степени взаимодействия, в простом скалярном потенциале предложенной модели, заданном уравнением (4.3), гарантирует устойчивость ТМ. Как было отмечено, такая скалярно-синглетная модель представляет собой простейшую УФ-полную теорию, содержащую слабовзаимодействующую массивную частицу (WIMP). После нарушения электрослабой симметрии скалярный кандидат на роль темной материи S может аннигилировать посредством обмена бозонами Хиггса с постоянной взаимодействия λ_{SH} во все частицы СМ. Этот процесс проиллюстрирован на рис. 3.

В представленной модели имеются только два подходящих параметра для исследования ТМ, а именно, физическая масса ТМ m_S (4.4) и постоянная

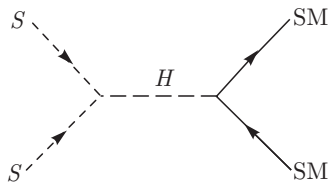


Рис. 3. Диаграмма обмена бозонами Хиггса для аннигиляции скаляра S — кандидата на роль темной материи

ная взаимодействия с бозонами Хиггса λ_{SH} . Однако в действительности последней достаточно, чтобы учесть вклад в невидимый распад бозона Хиггса, рассеивая S на нуклонах посредством обмена бозонами Хиггса и аннигиляции в частицы СМ. Это может привести к возможным следам ТМ, полученным методом непрямого детектирования, и к допустимой температурной реликтовой плотности ТМ [32, 33]. Таким образом, реликтовая плотность в нашей вселенной приближенно задается сечением аннигиляции нашей скалярной ТМ:

$$\Omega_{DM \equiv S} = \frac{0.1pb}{h^2 \langle \sigma_{ann} v_S \rangle_{SS \rightarrow SM}} \approx 0.2, \quad (5.1)$$

где h — постоянная Хаббла, а $\langle \sigma_{ann} v_S \rangle$ — усредненное по скорости сечение аннигиляции. Используя формулы (4.1), (4.2), (4.4) и учитывая уменьшение плотности скалярной ТМ, покажем, что результирующая распространенность скалярной ТМ равна

$$\Omega_S \approx 0.2 \left(\frac{\lambda_{SH}}{10^{-8}} \right)^3 \frac{\langle S \rangle}{m_S}. \quad (5.2)$$

Отсюда для некоторого диапазона масс m_S синглетного скаляра S следует, что естественные значения постоянной взаимодействия λ_{SH} не только воспроизводят наблюдаемую реликтовую плотность ТМ $\Omega_{DM} \approx 0.2$ (4.4), но и предсказывают значения сечений рассеяния при рассеянии на нуклонах, причем они не сильно отличаются от существующего на настоящий момент порога детектирования. Таким образом, коль скоро мы используем ограничения на реликтовую плотность, мы можем сделать определенные предсказания как для предложенной модели, так и для различных экспериментов и их взаимосвязи. Задав параметрическое пространство модели

$$\{m_S, \lambda_{SH}\}, \quad (5.3)$$

выразим диапазон значений, заданных в проекции параметров m_S и λ_{SH} . Более того, мы можем найти разрешенную область корректных значений реликтовой распространенности скалярной ТМ, удовлетворяющей современным условиям [32, 33]. Согласно уравнениям (4.2), (4.4), вероятный диапазон массы скалярной ТМ следующий:

$$10^2 \text{ ГэВ} \leq m_S \leq 10^3 \text{ ГэВ}. \quad (5.4)$$

Эти результаты требуют следующего диапазона постоянной взаимодействия при обмене бозонами Хиггса:

$$10^{-10} \leq \lambda_{SH} \leq 10^{-8}. \quad (5.5)$$

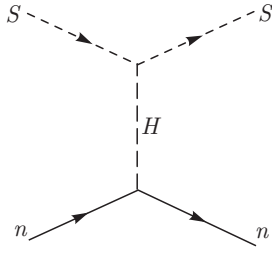


Рис. 4. Диаграмма обмена бозоном Хиггса для рассеяния на нуклоне

В данном подходе бóльшие (мéньшие) значения λ_{SH} понижают (повышают) значения реликтовой плотности скалярной ТМ, уменьшая (увеличивая) сечение аннигиляции. В частности, рассматриваются общий предсказанный сигнал при рассеянии на нуклонах и аннигиляция в частицы СМ. Это проиллюстрировано на рис. 4.

Из-за этого эффекта ограничения на зависимость существенно отличаются от тех, которые можно было бы ожидать. Таким образом, можно сделать вывод, что синглетная скалярная ТМ может обеспечивать только часть (бóльшую) полной плотности ТМ, что можно рассматривать как логичную возможность.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В настоящей работе мы исследовали эффект струнной физики на низких масштабах в стимулированной теорией струн калибровочной теории, полученной компактификацией теории суперструн типа ПА с D6-бранными конфигурациями. Более точно, мы исследовали четыре стека пересекающихся D6-бран, намотанных на нетривиальные циклы в геометрии типа ПА. Мы комбинируем эту модель с синглетным скалярным полем S , чтобы получить расширенный спектр СМ. Ассоциированный эффективный скалярный потенциал порождает различные масштабы взаимодействия относительно разрешенных пертурбативных членов и подавленных слагаемых высшего порядка. Ассоциируя разрешенные пертурбативные члены с известными тяжелыми кварками и лептонами и используя порожденные слагаемые высшего порядка, соответствующие известным легким кваркам и нейтрино, можно найти возможное объяснение иерархии масс фермионов с помощью слагаемых высшего порядка, подавленных множителями $\langle S \rangle^n / M_s^m$. Используя известные данные, мы обсуждаем струнный эффект,

исследуя новые масштабы, низкий струнный масштаб $M_s \sim 10^4$ и синглетное скалярное вакуумное среднее $\langle S \rangle \sim 10^3$. После этого мы исследуем возможность рассмотрения нового скалярного поля как жизнеспособного кандидата на роль ТМ, связанного с СМ опосредованно через постоянную взаимодействия при обмене бозонами Хиггса λ_{SH} . Используя имеющиеся ограничения на реликтовую плотность ТМ, $\Omega_{DM} \approx 0.2$, мы получаем массу скалярной ТМ m_S (5.3), ограничивающую диапазон постоянной взаимодействия при обмене бозонами Хиггса λ_{SH} (5.5), после чего рассматриваем предельные случаи.

Наша работа ставит много вопросов, связанных с использованием теории струн при изучении ТМ. В частности, естественно задаться вопросом об ассоциированном с физикой КХД аксионном скалярном поле, обсуждаемом в терминах симметрии Печчеи–Куинна $U(1)_{PQ}$, соответствующем масштабу электрослабого взаимодействия и масштабу нарушения суперсимметрии в контексте моделей замкнутой и открытой струн. Кроме того, как утверждалось, D6-бранная физика естественным путем находит свое место в компактификациях М-теории на G2-многообразиях. Было бы интересно рассмотреть подобные проблемы с точки зрения М-теории.

Авторы выражают благодарность Институту теоретической физики (IFT UAM-SCIC) в Мадриде за поддержку работы в рамках Centro de Excelencia Severo Ochoa (SEV-2012-0249). Авторы также благодарят М. П. Гарсиа дел Морал за обсуждение связанных вопросов. А. Б. благодарит Л. Ибаньеса за научную поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. The ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2015-081.
2. CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-1 5-004.
3. A. Falkowski and J. F. Kamenik, arXiv:1603.06980.
4. M. Bauer, C. Hoerner, and M. Neubert, arXiv:1603.05978.
5. F. Staub et al., arXiv:1602.05581 [hep-ph].
6. T. Li, J. A. Maxin, V. E. Mayes, and D. V. Nanopoulos, arXiv:1602.00949.
7. S. F. King and R. Nevzorov, arXiv:1601.07242.
8. C. Hati, arXiv:1601.02457.

9. F. Staub, P. Athron, L. Basso, M. D. Goodsell, D. Harries, M. E. Krauss, K. Nickel, T. Opferkuch, L. Ubaldi, A. Vicente, and A. Voigt, arXiv:1602.05581.
10. J. Heckman, arXiv:1512.06773.
11. M. Cvetič, J. Halverson, and P. Langacker, arXiv:1512.0762.
12. L. E. Ibanez and V. Martin-Lozano, arXiv:1512.08777.
13. T. Li, J. A. Maxin, V. E. Mayes, and D. V. Nanopoulos, arXiv:1602.09099 [hep-ph].
14. L. A. Anchordoqui, I. Antoniadis, H. Goldberg, X. Huang, D. Lust, and T. R. Тейлор, Phys. Lett. B **759**, 223 (2016); arXiv:1603.08294.
15. L. A. Anchordoqui, I. Antoniadis, H. Goldberg, X. Huang, D. Lust, and T. R. Taylor, Phys. Lett. B **755**, 312 (2016); arXiv:1512.08502.
16. G. Aldazabal, L. E. Ibáñez, and F. Quevedo, JHEP **02**, 015 (2000).
17. P. Anastasopoulos, T. P. T. Dijkstra, E. Kiritsis, and A. N. Schellekens, Nucl. Phys. B **759**, 83 (2006).
18. P. Anastasopoulos, E. Kiritsis, and A. Lionetto, JHEP **0908**, 026 (2009); arXiv:0905.3044 [hep-th].
19. M. Cvetič, J. Halverson, and R. Richter, JHEP **0912**, 063 (2009); arXiv:0905.3379 [hep-th].
20. R. Blumenhagen, M. Cvetič, P. Langacker, and G. Shiu, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **71**, 55 (2005).
21. L. E. Ibáñez, F. Marchesano, and R. Rabadan, J. High Ener. Phys. **11**, 002 (2001).
22. M. Cvetič, G. Shiu, and A. Uranga, Nucl. Phys. B **615**, 3 (2001).
23. M. Cvetič and I. Papadimitriou, Phys. Rev. D **67**, 126006 (2003).
24. D. V. Gioutsos, G. K. Leontaris, and J. Rizos, Eur. Phys. J. C **45**, 241 (2006).
25. D. Cremades, L. E. Ibáñez, and F. Marchesano, J. High Ener. Phys. **07**, 038 (2003).
26. M. Cvetič, J. Halverson, and R. Richter, arXiv:0909.4292.
27. C. Panagiotakopoulos and K. Tamvakis, Phys. Lett. B **145**, 469 (1999).
28. A. Belhaj, M. Benhamza, S. E. Ennadifi, S. Nassiri, and E. H. Saidi, Cent. Eur. J. Phys. **9**, 1458 (2011); arXiv:1107.0872.
29. J. Polchinski, Phys. Rev. Lett. **75**, 4724 (1995).
30. S. Katz, A. Klemm, and C. Vafa, Nucl. Phys. B **497**, 173 (1997); hep-th/9609239.
31. A. Hanany and E. Witten, Nucl. Phys. B **492**, 152 (1997); hep-th/9611230.
32. G. Hinshaw et al. [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **208**, 19 (2013).
33. P. A. R. Ade et al. [Planck Collaboration], Astron. Astrophys. **571**, A16 (2014).